Г. А. Месяц

ЭКТОНЫ

часть 3

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЭЛЕКТРОФИЗИКИ

Г. А. МЕСЯЦ

ЭКТОНЫ

ЧАСТЬ 3

ЕКАТЕРИНБУРГ
УИФ «НАУКА»
1994

УДК 621.384.6.01 : 537.533

Месяц Г. А. **Эктоны. Часть 3.** Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. ISBN 5-02-007437-3.

Третья часть посвящена роли эктонов в электрофизических устройствах: импульсных ускорителях электронов, в импульсных источниках рентгеновских лучей, вакуумных разрядниках, разрядниках низкого давления, в плазменном фокусе и т. д. Впервые показано, что эктонные процессы играют фундаментальную роль в самых различных, на первый взгляд, устройствах.

ISBN 5-02-007437-3

© Уральская издательская фирма «Наука», 1994

ЧАСТЬ 3

ЭКТОНЫ В ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

ОТ АВТОРА

В третьей части монографии рассматривается роль эктонных процессов в импульсных электрофизических устройствах. Так как во всех этих устройствах используются, как правило, генераторы мощных наносекундных импульсов, то в главе 19 кратко описаны методы их получения. Все эти методы основаны на принципе сравнительно медленного накопления энергии в конденсаторах и передаче ее быстрому накопителю, который, разряжаясь на нагрузку, генерирует короткий импульс. Быстрые накопители делятся на два типа: емкостные и индуктивные. В соответствии с этим передача энергии в нагрузку осуществляется или быстрым замыкающим ключом или размыкающим. В первом случае используют быстрые коммутаторы с разрядом в сжатом газе или изолирующей жидкости, а также быстронасыщающийся магнитный сердечник. Во втором — прерыватели со взрывом проводников, плазменные или полупроводниковые прерыватели.

В главе 20 дано описание диодов, в которых для получения пучков большого сечения используют катоды со взрывной эмиссией. Эктоны на поверхности таких катодов возбуждаются или непосредственно током автоэлектронной эмиссии за счет внешнего электрического поля, или за счет вспомогательного разряда на поверхности диэлектрика (металлодиэлектрические катоды). В последнем случае удается создать значительно большее число эктонов на единицу площади и получить более однородный пучок электронов. Ускорители с такими диодами широко используются для возбуждения газовых лазеров, стерилизации инструментов, для целей радиационной технологии и т. д.

Если ток электронов в диоде возрастает, то собственное магнитное поле становится настолько большим, что заставляет электроны пучка двигаться перпендикулярно его оси. Описанию таких диодов посвящена глава 21, где, кроме проблемы формирования этих пучков, рассматриваются вопросы их фокусировки. В таких диодах электрическое поле превышает 10^6 В/см, что автоматически решает проблему однородности распределения эктонов на поверхности катода, так как они очень эффективно возбуждаются за счет автоэлектронного тока. Ускорители с такими диодами используются для экспериментов по нагреву плазмы, по взаимодействию пучков с твердым телом, для создания мощных ударных волн и т. д.

Для получения трубчатых электронных пучков применяют диоды с магнитной изоляцией (глава 22). Катод такого диода имеет форму цилиндра, кромка которого эмиттирует электроны. Магнитное поле направлено в ту же сторону, что и электроны. Число эктонов на кромке катода сильно увеличивается с ростом приложенного магнитного поля, достигая оптимальной величины при 15—20 кЭ. Ускорители с такими диодами применяются в релятивистской СВЧ-электронике для получения мощных импульсов микроволнового излучения (10^{-9} — 10^{-7} с) с длиной волны 0,1—30 см и мощностью 10^6 — 10^{10} Вт.

В главе 23 описана работа вакуумных линий с магнитной изоляцией. Если в коаксиальной или полосковой вакуумной линии увеличивать амплитуду импульса напряжения, то будут иметь место два эффекта. Во-первых, за счет высокого электрического поля на проводнике, представляющего собой катод, появится взрывная электронная эмиссия и электроны начнут двигаться в сторону противоположного электрода, что может привести к вакуумному разряду в такой линии. Во-вторых, с увеличением напряжения линии будет расти ток, а также магнитное поле этого тока. При определенных условиях магнитное поле начнет заворачивать электроны назад в сторону катода, что предотвратит вакуумный разряд. Этот эффект называется магнитной изоляцией. Линии с магнитной изоляцией используются для передачи большой импульсной энергии, а также в качестве индуктивных накопителей энергии.

Одна из важнейших областей применения взрывной электронной эмиссии и эктонных процессов — импульсная рентгенография. В главе 24 дано описание работы импульсных рентгеновских трубок. Они бывают двух типов: управляемые и неуправляемые. В управляемых трубках первичный эктон создается за счет внешнего напряжения, которое подается на вспомогательный поджигающий электрод. В неуправляемых трубках первичный эктон сам возбуждается током автоэлектронной эмиссии от электрического поля между катодом и анодом. Это поле одновременно является ускоряющим. Анод служит мишенью трубки, о которую ударяются электроны и возбуждают рентгеновские лучи. Импульсные рентгеновские трубки широко используются в рентгеновских аппаратах для регистрации быстродвижущихся объектов, для моделирования излучения от взрыва атомных бомб, для технологических и медицинских целей.

Особо рассмотрены компактные импульсные электронно-лучевые устройства, в которых используются диоды со взрывной эмиссией электронов (глава 25). Такие устройства применяются в качестве источников СВЧ-импульсов, для настольных стерилизаторов, для обработки поверхности металла, в качестве медицинских рентгеновских аппаратов и т. д. Длительность импульсов в этих устройствах составляет 10^{-10} — 10^{-9} с, что и делает их компактными несмотря на напряжения в несколько сот вольт.

Наконец, в главе 26 рассмотрена проблема коммутации тока в вакууме и разреженных газах. Проблема коммутации тока в вакууме нами излагалась в первой и второй частях монографии. Здесь мы более подробно говорим о коммутации тока в газах низкого давления. Особый интерес представляют коммутаторы, работающие в левой ветви кривой Пашена, которые при определенных условиях могут давать крутизну роста тока 10^{13} А/с и более.

В этой же главе дан краткий обзор по плазменному фокусу, хотя эти проблемы выходят за рамки настоящей монографии. Однако нам хотелось подчеркнуть, что начальная фаза функционирования плазменного фокуса связана с возбуждением эктонов в тройных точках металл—диэлектрик—вакуум. Понимание этого факта, возможно, дает новые идеи к изучению такого удивительного феномена, как плазменный фокус.

В написании этой части монографии принимали участие известные ученые, работающие в России и США. Главы 19. 20, 24, 25 написаны автором. Глава 21 написана Э. З. Тарумовым, глава 23 — В. Д. Королевым. Глава 22 написана В. И. Кошелевым, а глава 26 — совместно с С. А. Генкиным. Автор выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований и американскому фонду Гриве за поддержку работы. Автор благодарит Н. Б. Гаврилову за помощь в оформлении книги.

Глава 19

ПОЛУЧЕНИЕ МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

§ 19.1. ВВЕДЕНИЕ

Взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) и эктонные процессы применяются в основном в сильноточных импульсных ускорителях электронов. Обычно они имеют следующие параметры: длительность импульсов — 10^{-6} с и ниже, может достигать 10^{-10} с; токи от сотен ампер до мегаампер; напряжение — 10^4 — 10^7 В. Максимальные мощности составляют 10^{14} Вт. В зависимости от параметров такие ускорители широко используются, во-первых, для генерирования мощных импульсов электромагнитного излучения, во-вторых, для воздействия мощных пучков электронов на различные среды. В первом направлении следует выделить три раздела: генерирование мощных импульсов сверхвысокочастотного излучения с длиной волны 0,1—10 см и более, мощных рентгеновских импульсов, а также импульсов лазерного излучения при накачке газовых и полупроводниковых лазеров. В последнем случае можно создавать лазеры с большим набором длин волн — от ультрафиолетового диапазона (эксимерные лазеры) до инфракрасного (CO_2-лазеры). Что касается воздействия мощных пучков на среды, то здесь следует назвать такие направления, как радиационная химия и физика, физика плазмы, технология материалов, стерилизация микроорганизмов и т. д. Для каждого из этих направлений требуются свои параметры электронных пучков.

Схема работы таких ускорителей довольно проста. Имеется накопительное устройство (емкость или индуктивность), в котором сравнительно медленно накапливается энергия. Для емкости она равняется $CU_0^2/2$, а для индуктивности $LI_0^2/2$, где C — емкость накопителя; L — его индуктивность; U_0 — напряжение на конденсаторе; I_0 — ток в индуктивности. Далее происходит процесс быстрого подключения энергии к вакуумному диоду с ВЭЭ. В случае емкостного накопления конденсатор подключается к диоду через замыкающий коммутатор, а в случае индуктивного накопителя, наоборот, нужно оборвать ток в цепи при помощи размыкающего коммутатора или резко уменьшить, а затем подключить накопитель к диоду. Итак, простейший уско-

ритель электронов содержит три основных элемента: накопитель энергии, систему коммутации и диод, являющийся нагрузкой генератора.

Система накопления энергии обычно сложнее, чем кажется на первый взгляд, так как зарядка накопителей происходит не от цепи постоянного тока, а обычно от мощных импульсных источников, содержащих генераторы Маркса или трансформаторы. Длительность импульсов у таких зарядных источников составляет не более 10^{-6} — 10^{-4} с. В качестве замыкающих коммутаторов используется чаще всего разряд в сжатом газе, а иногда в вакууме, жидкости или твердых диэлектриках. В качестве размыкающих коммутаторов применяют взрывающиеся проводники, эрозионные плазменные размыкатели, инжекционные тиратроны, полупроводниковые элементы и т. д. Однако в этой главе мы не будем сколько-нибудь подробно останавливаться на устройстве всех элементов сильноточных ускорителей электронов, как и на описании самих ускорителей. Этим проблемам посвящены монографии [1—8]. Кроме того, в последующих главах, где дается описание различных типов диодов, приведем примеры наиболее типичных ускорителей с использованием этих диодов. Задача состоит в том, чтобы в этой главе обсудить основные схемы и особенности функционирования мощных импульсных устройств, а в последующих главах все внимание уделить описанию работы диодов с ВЭЭ, а также других устройств, где проявляются эктоны.

§ 19.2. ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ ИМПУЛЬСНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

19.2.1. ИМПУЛЬСНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С НАКОПИТЕЛЬНЫМИ ЛИНИЯМИ

Импульсные генераторы в зависимости от назначения могут иметь накопители с распределенными или сосредоточенными параметрами. Одной из систем с распределенными параметрами является длинная линия. Простейший генератор с заряженной до напряжения U_0 одинарной формирующей накопительной линией показан на рис. 19.1, *а*. Линия заряжается от источника постоянного напряжения через сопротивление $R \gg \rho$, где ρ — волновое сопротивление линии. Если замкнуть линию ключом K на активную нагрузку $R_н = \rho$, то на ней появится прямоугольный импульс напряжения с амплитудой $U_н = U_0 R_н/(\rho + R_н) = U_0/2$. Ток в ней определится из анализа контура генератора с источником напряжения U_0 и внутренним сопротивлением ρ и нагрузкой $R_н$. Длительность импульса $t_н$ на нагрузке равна двойному времени пробега электромагнитной волны по отрезку линии $t_и = 2l(\varepsilon\mu)^{1/2}/c$, где c — скорость света в вакууме; l — длина линии; ε и μ — относительные электрическая и магнит-

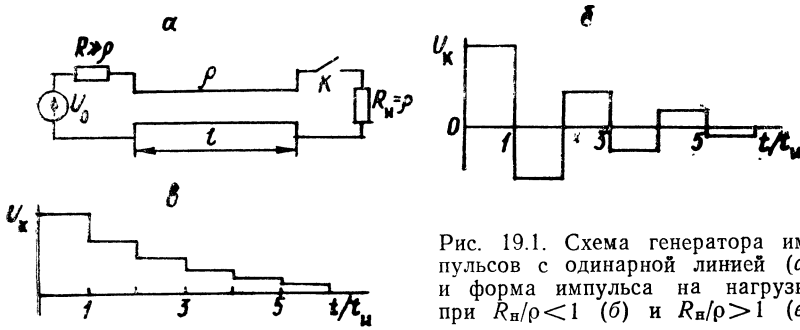


Рис. 19.1. Схема генератора импульсов с одинарной линией (*а*) и форма импульса на нагрузке при $R_н/\rho<1$ (*б*) и $R_н/\rho>1$ (*в*)

ная проницаемости диэлектрика линии. При $R_н/\rho>1$ на нагрузке вслед за основным импульсом выделятся дополнительные, причем все они имеют одинаковую полярность (рис. 19.1, *в*). При $R_н/\rho<1$ на нагрузке вслед за основным импульсом также выделятся дополнительные, однако их полярность чередуется (рис. 19.1, *б*). Строгий анализ, проведенный, например, в [3], дает в общем случае выражение для напряжения на k-й ступени ($k=1$ — основной импульс):

$$U_k = U_0 \frac{R_н}{R_н - \rho}\left[\frac{R_н - \rho}{R_н + \rho}\right]^{k-1}, \qquad (19.1)$$

где $k=1, 2, 3, \ldots$.

Схема генератора импульсов, приведенная на рис. 19.1, *а*, является простейшей. Главный ее недостаток состоит в том, что амплитуда импульса напряжения на нагрузке составляет только половину зарядного напряжения накопительной линии. Для получения амплитуды импульса, равной величине зарядного напряжения, используют генератор с двойной формирующей линией (рис. 19.2, *а*). Впервые такой генератор рассмотрен Блюмляйном, поэтому схему рис. 19.2 также называют схемой Блюмляйна, или двухступенчатой формирующей линией. Здесь показаны две одинаковые линии с волновым сопротивлением ρ и длиной l, заряжающиеся до напряжения U_0. Нагрузка $R_н=2\rho$ включена на стыке между ними последовательно.

Через $t_з=l/v$ после замыкания ключа K на сопротивлении $R_н$ появляется отрицательный импульс напряжения амплитудой U_0 и длительностью $t_и=2l/v$. При $R_н=2\rho$ вся энергия, накопленная в линиях, за импульс передается в нагрузку. Если сопротивление нагрузки $R_н\neq 2\rho$, то в нагрузке возникает серия дополнительных импульсов. Каждый последующий импульс длительностью $t_и$ появляется через $t_н$ после конца предыдущего. На рис. 19.2, *б*, *в*, показаны импульсы на нагрузке $R_н/2\rho$, большей и меньшей единицы. Строгий анализ дает формулу для амплитуды и полярности напряжения k-го импульса ($k=1$ — основной импульс)

$$U_k = -\frac{2R_н U_0}{2\rho + R_н}\left(\frac{R_н - 2\rho}{R_н + 2\rho}\right)^{k-1}, \quad k = 1,\ 2,\ 3\ \ldots. \qquad (19.2)$$

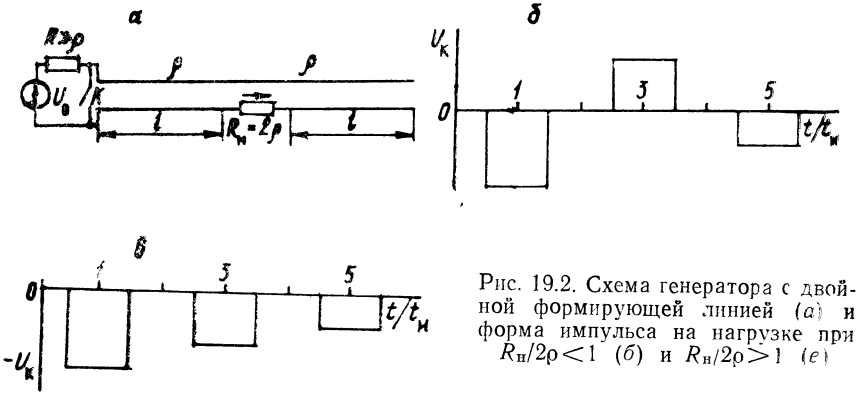


Рис. 19.2. Схема генератора с двойной формирующей линией (*а*) и форма импульса на нагрузке при $R_н/2\rho<1$ (*б*) и $R_н/2\rho>1$ (*в*)

Наряду с рассмотренными здесь генераторами с одинарной и двойной формирующими линиями существует еще большое количество схем, в которых можно получать импульсы с амплитудой, во много раз превышающей зарядное напряжение. Это генераторы с включением линий каскадным способом, спиральным, линии с переменным по длине волновым сопротивлением и т. д. [3].

Рассмотренные две схемы генераторов содержат линии, работающие как емкостные накопители энергии. Это так называемые разомкнутые линии. Но линии могут работать и в качестве индуктивного накопителя, т. е. как замкнутые линии. На рис. 19.3 приведена схема для формирования прямоугольного импульса напряжения на активной нагрузке. Отрезок линии длиной l подключен к источнику напряжения U^0 с внутренним сопротивлением $R_и$. Один конец линии замкнут накоротко. В линии устанавливается ток $I_0=U_0/R_и=\text{const}$, определяющий запасаемую в ней энергию $LI_0^2/2$, где L — индуктивность отрезка линии. В момент $t=0$ ключ K переключает ток I_0 с источника l на нагрузку *2*. Если сопротивление нагрузки $R_н=\rho$ (ρ — волновое сопротивление линии), то на нагрузке появится импульс положительной полярности с амплитудой $I_0\rho/2$ длительностью $t_и=2t_з$ ($t_з$ — время сопротивления электромагнитной волны в отрезке линии). В случае произвольной резистивной нагрузки ($R_н\neq\rho$) можно получить выражение для амплитуд основного ($k=1$) и дополнительных импульсов:

$$U_н=\frac{R_н U_0}{R_и(1+R_н/\rho)}\left(\frac{\rho-R_н}{\rho+R_н}\right)^{k-1}, \qquad (19.3)$$

где k — номер ступени. Из (19.3) следует, что при $R_и\ll R_н$ на нагрузке можно получить амплитуду напряжения $U_н\gg U_0$ при $k=1$. Однако следует брать $R_н\approx\rho$ для устранения послеимпульсов либо существенного уменьшения их амплитуды (при $k>1$).

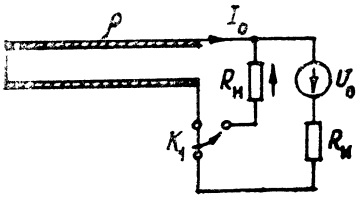


Рис. 19.3. Схема генератора импульсов с переключателем тока.
Пояснения в тексте

Сравнив выражения (19.3) и (19.1), видим, что такой генератор ведет себя как инвертирующая на входном конце линия, первоначально заряженная до напряжения $U_0\rho/R_и$. На нагрузке при $R_н > \rho$ послеимпульсы периодически меняют полярность, а при $R_н < \rho$ она не меняется.

В технике мощных импульсов в качестве накопительных линий обычно применяют коаксиальные или полосковые линии. В последних используется изоляция в виде большого числа слоев диэлектрической пленки, пропитанной жидким диэлектриком. В коаксиальных линиях в качестве изоляции чаще всего используют трансформаторное масло или воду, а иногда глицерин или касторовое масло. Трансформаторное масло имеет диэлектрическую проницаемость более 2, поэтому оно удобнее при работе в диапазоне импедансов в несколько десятков ом, а вода ($\varepsilon = 80$) — в диапазоне менее 10 Ом. Наиболее часто применяется коаксиальная геометрия, поскольку круглые проводники упрощают конструкцию и, кроме того, использование замкнутого внешнего проводника, содержащего диэлектрик, обеспечивает как эффективность конструкции, так и электромагнитную экранировку.

В табл. 19.1 представлены допустимые значения напряженности электрического поля, которые можно использовать в мощных системах, с временем зарядки около 1 мкс. Напряженности поля сравнимы по величине, однако они несколько больше для масла. Но из-за различия в диэлектрической проницаемости энергия, запасенная в единице объема, и ток, снимаемый с единицы ширины проводника, значительно больше при заполнении

Таблица 19.1

Характеристика	Масло	Вода
Диэлектрическая проницаемость	2,3	80
Волновое сопротивление коаксиальной линии	$40 \ln (r_2/r_1)$	$6{,}7 \ln (r_2/r_1)$
Практическая величина напряженности электрического поля на положительном электроде, кВ/см	200—300	100—150
Плотность энергии, Дж/л	4—9	35—80
Плотность поверхностного тока, кА/м	80—120	240—360
Эффект полярности	Переменный ~1,5 : 1	Переменный 2 : 1

водой. Таким образом, когда используется одна из двух жидкостей, вода обеспечивает более компактную конструкцию. Необходимо отметить, что приведенные данные о напряженности электрического поля относятся к поверхностям электродов с положительной полярностью; у электродов с отрицательной полярностью в обеих жидкостях можно допустить использование более высоких значений напряженности поля. Это явление известно как «эффект полярности», его действие особенно ярко выражено в воде. В табл. 19.1 приведены также некоторые общие диэлектрические свойства воды и масла [9]. На рис. 19.4 представлены коаксиальные варианты двух генераторов импульсов с одиночной и двойной формирующими линиями.

19.2.2. ИМПУЛЬСНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ НАКОПИТЕЛЯМИ

Рассмотренные в предыдущем разделе схемы импульсных генераторов с использованием линий позволяют получать на согласованной нагрузке импульсы, по форме близкие к прямоугольным. Если в этом нет необходимости, то применяют более простые схемы с сосредоточенными емкостями и индуктивностями (рис. 19.5, *а*). В схеме емкость C заряжается до напряжения U_0, а затем после замыкания коммутатора K заряжается на нагрузку $R_н$. Если параметры коммутатора близки к идеальному, т. е. время коммутации $t_к \ll R_н C$, то получим импульс экспоненциальной формы длительностью на полувысоте $t_и \approx 0{,}7 R_н C$. При этом длительность фронта импульса будет $t_ф \approx t_к$, т. е. определяется только временем коммутации коммутатора. Если это время уменьшать до очень малой величины, то наименьший предел длительности фронта будет определяться паразитной индуктивностью разрядного контура $L_к$. Тогда $t_ф \approx 2{,}2 L_к / R_н$, если длительность фронта импульса определять между уровнями 0,1—0,9 от амплитудного напряжения.

Теперь рассмотрим схему генератора с индуктивным накопителем энергии (рис. 19.5, *б*). Будем, однако, иметь в виду, что роль первичного источника энергии в таких генераторах обычно все равно играют конденсаторы. При этом к ним предъявляются существенно более слабые требования, чем к конденсаторам в емкостных генераторах (см. рис. 19.5, *а*). Они могут заряжаться до более низкого напряжения и иметь большую собственную индуктивность. Если после достижения максимума тока в накопительной индуктивности L срабатывает размыкающий коммутатор, то за счет электродвижущей силы самоиндукции на индуктивности L появится импульс напряжения, который при помощи другого ключа K_2 подключается к нагрузке $R_н$. Параметры этого импульса будут зависеть от скорости роста сопротивления в размыкающем ключе. Если принять, что оно растет по линейному закону $R = bt$, то при $R_н \gg R$ на нагрузке появится импульс напряжения с амплитудой и длительностью

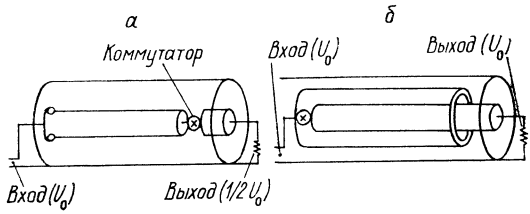


Рис. 19.4. Коаксиальные формирующие линии:

а — простой коаксиал (выходное напряжение равно половине зарядного напряжения, выходной ток — току через коммутатор); *б* — триаксиальная линия Блюмляйна (выходное напряжение равно зарядному напряжению, выходной ток — половине тока через коммутатор)

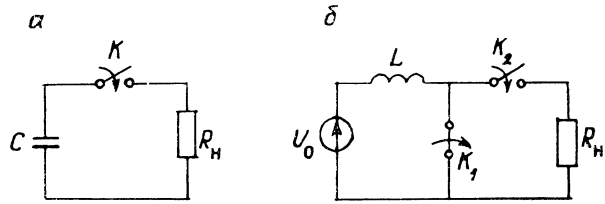


Рис. 19.5. Импульсные генераторы с накопительными емкостью (*а*) и индуктивностью (*б*)

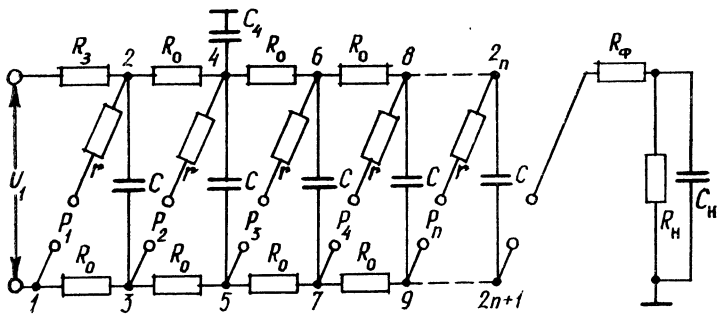


Рис. 19.6. Принципиальная схема генератора Маркса

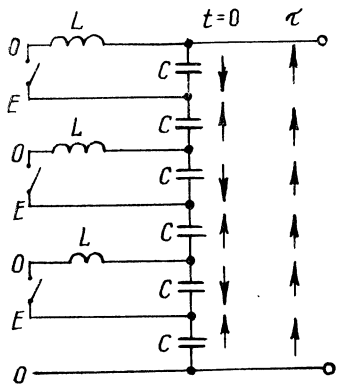


Рис. 19.7. *LC*-генератор

$$U_а = I_0(bL/e)^{1/2}; \quad (19.4)$$
$$t_и (L/b)^{1/2}, \quad (19.5)$$

где e — основание натурального логарифма; I_0 — ток накачки индуктивности; т. е., как следует из (19.4) и (19.5), чем быстрее происходит рост сопротивления, тем больше амплитуда импульса и меньше его длительность.

§ 19.3. ГЕНЕРАТОРЫ МАРКСА И ПОДОБНЫЕ ИМ СХЕМЫ

Для получения импульсов напряжения с амплитудой $10^5 — 10^7$ В и длительностью $10^{-6} — 10^{-4}$ с, необходимых обычно для зарядки емкостных или индуктивных накопителей энергии ускорителей, используют различные типы умножения напряжения, а также импульсные трансформаторы. Остановимся вначале коротко на методах умножения напряжения. Простейшим и наиболее распространенным является генератор Маркса (ГМ). Устройство его следующее (рис. 19.6). Несколько конденсаторов (в общем случае n) емкостью C каждый соединяются параллельно и заряжаются от источника выпрямленного напряжения через сопротивление $R_з$ и зарядные сопротивления R_0 до напряжения U_1. Если замкнуть одновременно все разрядники P, то конденсаторы C соединятся последовательно и на сопротивлении $R_н$ образуется импульс напряжения с амплитудой, близкой к nU_1. Сопротивления R_0 служат развязкой по импульсному напряжению и выбираются исходя из условия $R_0C \gg t_и$. В свою очередь длительность импульса $t_и$ определяется величиной емкости в «ударе» C/n и сопротивлением $R_н$. Сопротивления r необходимы для демпфирования колебаний на вершине импульса, а сопротивление $R_ф$ обычно включается для коррекции фронта импульса.

Для инициирования разряда в первом разряднике в основном применяются дополнительный электрод или подсветка промежутка и катода ионизирующим излучением. Все остальные разрядники пробиваются последовательно в результате перенапряжения в разрядном промежутке. Заметим, что пробой и поддержание горения разряда в разрядниках возможны при наличии паразитных емкостей, которые должны обеспечивать поддержание разряда до пробоя последнего разрядника на нагрузку. Вопросы расчета зарядных и разрядных схем и определения параметров импульсов при работе схемы Маркса в микросекундном диапазоне подробно проанализированы в [3].

Для увеличения напряжения на одной ступени схемы Маркса до $2U_1$ и соответственного увеличения амплитуды импульса на выходе до $2nU_1$ используется схема генератора импульсных напряжений с двухсторонним зарядом. В этой схеме для заряда конденсаторов используются оба полупериода выпрямленного напряжения.

Схема LC-генератора, в котором последовательное включение емкостей осуществляется при переполяровании напряжения на четных каскадах в колебательных LC-контурах, приведена на рис. 19.7. В исходном состоянии емкости заряжены от источника постоянного напряжения, как в схеме ГМ. В момент $t=0$ четные емкости при замыкании ключей начинают разряжаться через индуктивность L. Через промежуток времени $\tau=\pi\sqrt{LC}$ напряжение на них меняет знак, и на выходе генератора получается $U_{вых}=NE$, где N — число каскадов, E — зарядное напряжение ГМ. При отсутствии нагрузки напряжение на выходе изменяется по закону

$$U_{вых}(t)=NE(1-e^{\alpha t}\cos\omega t), \qquad (19.6)$$

где $\omega^2=1/LC$; $\alpha=R/2L$; R — сопротивление в контуре, Ом. Из (19.6) видно, что время нарастания напряжения в отличие от ГМ определяется специально включаемой индуктивностью, а с уменьшением L может уменьшаться коэффициент умножения напряжения из-за увеличения параметра α.

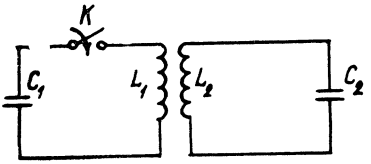
По сравнению с предыдущей, эта схема имеет преимущество — уменьшено вдвое количество разрядников или других включений, однако их нужно включать по возможности одновременно, используя специальные схемы запуска, тогда как в ГМ включение осуществляется в ряде случаев автоматически. Другое преимущество — сопротивление разрядников схемы и их индуктивности не влияют на выходной импеданс схемы, если LC-генератор включать на нагрузку через дополнительный быстрый коммутатор. На принципе последовательного включения LC-контуров работает установка У-2, созданная в Институте ядерной физики (Новосибирск) для экспериментов по нагреву плазмы, которая имеет энергию электронов около 1 МэВ, ток 10^5 кА и длительность импульса примерно 5 мкс [11].

Если генераторы Маркса изготавливают на энергию порядка 10^6 Дж и более, то он состоит, как правило, из отдельных блоков, соединяющихся последовательно или параллельно и являющихся самостоятельными ГМ. Для этого необходима их очень хорошая синхронизация, обычно с точностью не более 10 нс. Известны такие ГМ, содержащие многие десятки блоков [3]. Напомним, что с использованием ГМ созданы почти все известные наиболее мощные ускорители, такие как АВРОРА, PBFA-2, ГЕРМЕС-3, АНГАРА-5, ГИТ-4 и т. д. Более подробный обзор методов умножения напряжения в схемах типа Маркса и им подобных можно найти в монографиях [3, 5].

§ 19.4. ИМПУЛЬСНЫЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ

Еще на заре развития техники мощных наносекундных импульсов для зарядки накопителей, кроме ГМ, начали применяться также импульсные трансформаторы. Трансформаторные

Рис. 19.8. Схема трансформатора Тесла



схемы по сравнению с ГМ более компактны и надежны и могут работать в частотном режиме. Последнее обстоятельство особенно важно, и сейчас интерес к трансформаторным методам зарядки сильно возрос. Поэтому трансформаторы нашли широкое применение в сильноточных ускорителях с энергиями электронов до 1 МэВ и более. Первые российские ускорители были сделаны с зарядкой накопительной линии от трансформаторов. Для достижения большей компактности генераторов мощных наносекундных импульсов трансформаторы и линии обычно конструируются как единое целое.

Одним из трансформаторов, используемых для зарядки накопительной линии, является трансформатор Тесла, который содержит два колебательных контура (L_1C_1 и L_2C_2) с индуктивной связью (рис. 19.8) [3]. После замыкания коммутатора K в контуре L_1C_1 возникают свободные колебания, которые передаются в контур L_2C_2. В качестве емкости C_2 обычно используется емкость формирующей линии ускорителя. Для максимальной передачи энергии из первого контура во второй необходимо, чтобы частоты колебаний в контурах были равны:

$$f_1 = 1/\left(2\pi\sqrt{L_1C_1}\right) = f_2 = 1/\left(2\pi\sqrt{L_2C_2}\right). \qquad (19.7)$$

Анализируя переходный процесс в этих контурах без учета потерь, получаем для напряжения на емкости C_2

$$U_2 = \left(-\frac{U_1}{2}\sqrt{C_1/C_2}\,(\cos\omega_1\tau - \cos\omega_2\tau)\right), \qquad (19.8)$$

где $\tau = t/\sqrt{L_1C_1}$; $\omega_1 = 1/\sqrt{1+k}$; $\omega_2 = 1/\sqrt{1-k}$; $k = M/\sqrt{L_1L_2}$; M — коэффициент взаимной индукции между контурами; t — время. Из (19.8) следует, что напряжение U_2 имеет форму биений.

Максимально возможное напряжение U_2 на емкости C_2

$$U_{2\text{макс}} = U_1\sqrt{C_1/C_2}. \qquad (19.9)$$

Если $C_1 = n^2C_2$, то на выходе получим умножение напряжения в n раз.

Для работы ускорителей важно, чтобы наибольшее напряжение U_2 достигалось на первом полупериоде биений. Из (19.8) следует, что $U_2(t)$ достигает своего максимального значения на

первом полупериоде при некоторых фиксированных значениях k, определяемых из условия

$$(\omega_2+\omega_1)/(\omega_2-\omega_1)=\left(\sqrt{1+k}+\sqrt{1-k}\right)/\left(\sqrt{1+k}-\sqrt{1-k}\right)=N, \tag{19.10}$$

где N — целое нечетное число. Из (19.10) для оптимального значения k получим

$$k_0=2N(N^2+1)^{-1}. \tag{19.11}$$

Например, при $N=1$; 3; 5 оптимальные коэффициенты связи $k_0=1$; 0,6; 0,385 соответственно. Обычно в сильноточных ускорителях используются $N=3$; 5 [3]. Однако в ряде случаев, и прежде всего это относится к импульсно-периодическим ускорителям, заметными преимуществами обладают трансформаторы с $N=1$. Это связано с тем, что с ростом коэффициента связи при заданной добротности в контурах уменьшается число колебаний зарядного напряжения. Это приводит к увеличению электрической прочности диэлектрика накопительной линии, облегчает работу первичной накопительной емкости и настройку коммутатора.

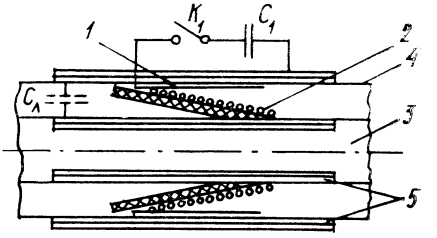
Для получения условия $k\approx 1$ используют трансформаторы Тесла с разомкнутым ферромагнитным сердечником [12]. Обычно такой трансформатор встраивается непосредственно в коаксиальную линию ускорителя и заполняется трансформаторным маслом [12]. Например, в конструкции трансформатора ускорителя серии «Синус» (рис. 19.9) магнитопровод служит одновременно внутренним проводником накопительной линии.

Мартин и Смит [13] для получения импульсов напряжения до 1 МВ предложили использовать импульсный автотрансформатор с обмоткой из металлической фольги. Конфигурация одной из обмоток такого трансформатора показана на рис. 19.10. Контакты D и C являются выводами первичной обмотки, а A и B — концами вторичной. Перед тем как свернуть фольгу в спираль, на нее накладывается изоляционная лента из полиэтилена или лавсана, а вырезанные места дополняются адсорбирующей бумагой, толщина которой выбирается равной толщине фольги. Затем лента из фольги с наложенной изоляцией наматывается на цилиндр. На рис. 19.11 показана одна из схем автотрансформатора.

Фольговые трансформаторы успешно используются при зарядке мощных водяных накопителей. В наибольшей мере достоинства фольговых трансформаторов для указанной цели реализованы в ускорителе, описанном в [5]. Использование высокопрочной пленочной изоляции, пропитанной водным раствором, осуществление параллельной работы трансформаторов, а также повышение виткового напряжения путем подключения первичного накопителя к части первичного витка трансформатора дали

Рис. 19.9. Устройство трансформатора Тесла, встроенного в коаксиальную формирующую линию:

1 — первичная обмотка, *2* — вторичная, *3*, *4* — центральный и наружный электроды формирующей линии (электроды являются одновременно магнитопроводом ТТ), *5* — формирующая линия



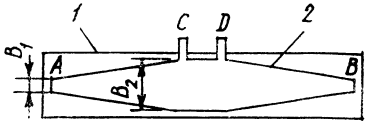


Рис. 19.10. Обмотка из фольги с наложенной изоляцией:

1 — изоляционная прокладка, *2* — лента из фольги

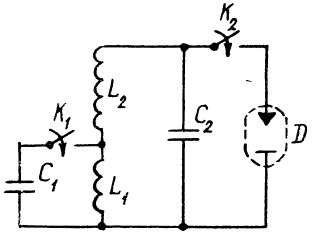


Рис. 19.11. Исходная схема импульсного автотрансформатора

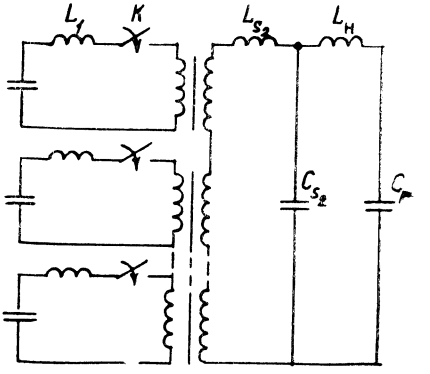


Рис. 19.12. Схема замещения линейного трансформатора

возможность авторам указанной работы трансформировать энергию 20 кДж с уровня напряжения 50 кВ до 1 МВ за время 10^{-6} с.

Для получения импульсов напряжения мегавольтного диапазона микросекундной длительности с энергией 10^5 Дж и более используются линейные импульсные трансформаторы (ЛИТ) [15]. ЛИТ состоит из n одновитковых трансформаторов с единой вторичной обмоткой. В качестве последней используется металлический стержень, на который надеты тороидальные индукторы с первичной обмоткой. На рис. 19.12 показана схема ЛИТ. Индуктивность L_1 включает в себя индуктивности конденсатора, разрядника, ввода, а также индуктивность рассеяния первичной обмотки индуктора; L_s — индуктивность рассеяния стержня; $L_н$ — индуктивность нагрузки. Опыт эксплуатации установок такого типа показывает, что обычно емкость вторичной обмотки $C_s \ll C_2$. При одновременном подключении всех первичных контуров на нагрузке появляется импульс напряжения с амплитудой, близкой nU_0, где n — число контуров, U_0 — начальное зарядное напряжение конденсаторов первичных контуров. Линейный импульсный трансформатор используется в установках типа СНОП мощностью около 10^{12} Вт [14] (Институт сильноточной электроники, Томск) и ГЕРМЕС-3 мощностью примерно $15 \cdot 10^{12}$ Вт (Сандия-лаборатория) [15].

§ 19.5. ГЕНЕРАТОРЫ С ЕМКОСТНЫМИ НАКОПИТЕЛЯМИ

При создании первых импульсных ускорителей электронов в США применялись газонаполненные коаксиальные линии, заряжаемые от генераторов Ван-де-Граафа. В первых российских ускорителях, созданных при участии автора в Томске, использовались коаксиальные линии, заполненные глицерином, которые заряжались от импульсного трансформатора. В последующем стали использовать коаксиальные линии, заполненные водой, трансформаторным маслом, а иногда касторкой или глицерином. В некоторых генераторах применялись дисковые или полосковые линии. Для зарядки емкостных накопителей использовались ГМ или импульсные трансформаторы.

На рис. 19.13 показан модуль многомодульной установки АНГАРА-5 Института атомной энергии им. Курчатова. Восемь модулей расположены по радиусу так, чтобы пучки электронов были направлены на одну мишень, которая нагревается для получения плазмы. Коммутация в двойной формирующей линии установки АНГАРА-5 производится с помощью пяти параллельных газовых разрядников на напряжение 2 МВ. Между формирующей и передающей линиями установлен газовый разрядник для устранения предымпульса. Модуль установки АНГАРА-5

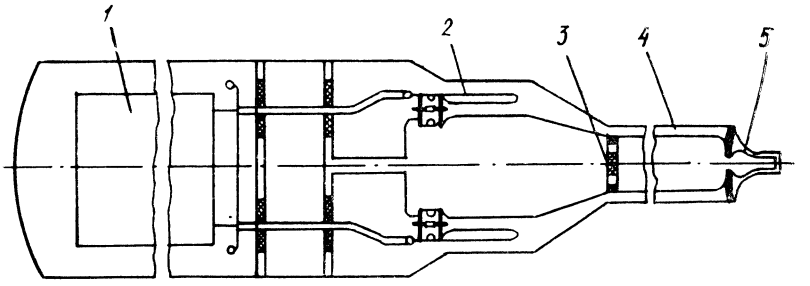


Рис. 19.13. Схема модуля установки АНГАРА-5.

1 — генератор импульсного напряжения в маслонаполненном объеме, *2* — двойная формирующая линия в воде, *3* — разрядник для устранения предымпульса, *4* — передающая линия, *5* — ускорительная трубка (диод)

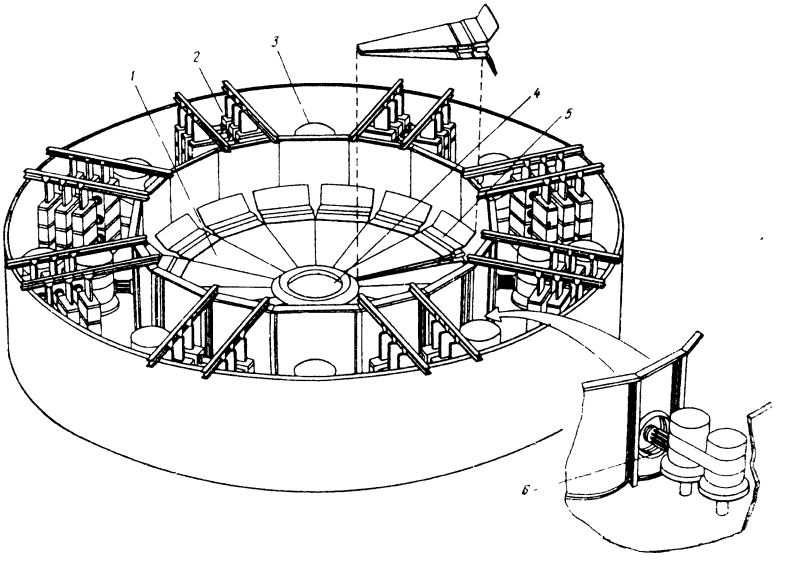


Рис. 19.14. Конструктивная схема установки РРОТО-II.

Пояснения в тексте

(см. рис. 19.13) подробно описан в [4]. Основным критическим моментом для работы многомодульной установки является синхронизация модулей при включении их на общую нагрузку. Эта проблема была решена в процессе запуска и наладки установки АНГАРА-5.

При создании ускорителей по схеме дисковых линий также возникает проблема синхронизации элементов распределенной коммутации или отдельных формирующих секций. Наиболее полно особенности конструкции генераторов, использующих дисковые линии, можно проиллюстрировать на примере установки PROTO-II (рис. 19.14) [16]. Многосекционная дисковая формирующая линия *5* расположена во внутреннем баке (диаметр 7,9 м, высота 2,8 м), заполненном водой. Восемь генераторов Маркса *2* заряжают шестнадцать водяных промежуточных накопителей *3*, объединенных попарно, которые в свою очередь через восемь газовых разрядников и восемь проходных диафрагменных изоляторов *6* заряжают первую (накопительную) ступень формирующих линий за 240 нс. Кольцевые связи между ГМ, промежуточными накопителями *3* и секциями дисковой линии выравнивают азимутальные неоднородности напряжения, которые могут возникать из-за разброса срабатывания модулей. По достижении пробойного напряжения и самопробоя в шестнадцати разрядниках первая ступень линии *5* разряжается на вторую ступень за 70 нс. Вторая ступень формирования разряжается на передающую (или трансформирующую) линию *1* в результате развития многоканального (до 200 каналов) пробоя в воде. После этого бегущая волна распространяется по сходящейся линии к диоду *4*. Волновое сопротивление линии может изменяться в 6 раз, что позволяет изменить выходное напряжение в 2,45 раза. Выходной узел в первоначальном варианте состоял из двух диодов диаметром 1,8 м с общим анодом (в целях двухстороннего облучения мишени, встроенной в анод). Изоляторы диода высотой 15,6 см собраны из пяти колец из плексиглаза с металлическими градиентными кольцами между ними. Диаметр диодов выбран из условия уменьшения индуктивности для получения короткого фронта импульса.

Иллюстрацией использования линейного импульсного трансформатора (ЛИТ) для заряда коаксиальной накопительной линии является установка СНОП-3 Института сильноточной электроники [14]. Этот генератор (рис. 19.15), предназначенный для исследования динамики сжатия многопроволочных лайнеров, развивает мощность 1 ТВт и обеспечивает в индуктивной нагрузке 30 нГн ток 2,2 МА при скорости его нарастания $4 \cdot 10^{13}$ А/с. Генератор состоит из первичного накопителя энергии (конденсаторной батареи), линейного импульсного трансформатора, промежуточного емкостного накопителя, формирующей и передающей линий. Коммутация между этими элементами осуществляется управляемыми и неуправляемыми водяными разрядни-

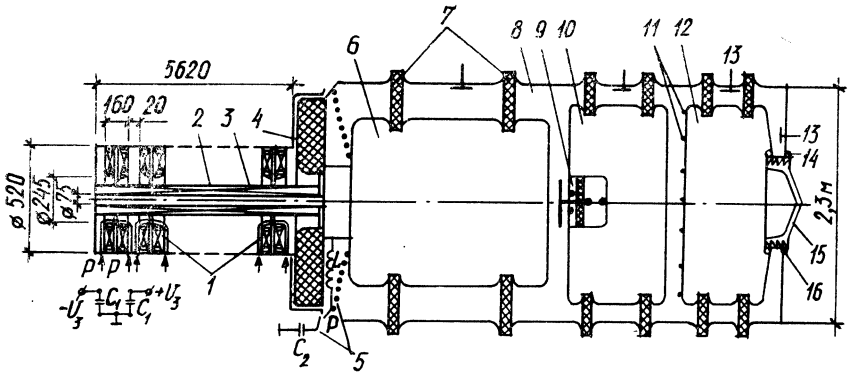


Рис. 19.15. Устройство генератора СНОП-3.

1 — индукторы, *2* — внутренний токопровод, *3* — глицерино-пленочная изоляция, *4* — проходной изолятор, C_1 — 48 конденсаторов ИК-50-3, Р — 49 коммутирующих разрядников, *5* — *L*, C_2 — разделительная индуктивность и конденсатор схемы размагничивания, *6* — промежуточный емкостный накопитель, *7* — опорные изоляторы, *8* — водяная изоляция, *9* — управляемый многоканальный коммутатор, *10* — формирующая линия, *11* — неуправляемый многоканальный коммутатор, *12* — передающая линия, *13* — емкостные датчики напряжения, *14* — токовый датчик, *15* — блок нагрузки, *16* — вакуумный изолятор

ками. Стремление к минимальной длительности зарядки низкоомных линий с водяной изоляцией заставляет использовать трансформаторы с минимальной индуктивностью рассеяния.

ЛИТ состоит из 24 трансформаторов с одновитковыми вторичными обмотками. В состав первичного контура каждого трансформатора входят два разнополярно заряженных конденсатора, шесть передающих параллельно включенных кабелей и два газовых коммутатора. Каждый трансформатор имеет свой кольцевой магнитопровод — трубу диаметром 75 мм и длиной 5,6 м с наружной глицеринопленочной изоляцией толщиной 24 мм. Внутри магнитопроводов ЛИТ проходит металлический стержень, который вместе с корпусом трансформатора образует вторичный виток ЛИТ. Один конец стержня закреплен в проходном изоляторе и соединен с внутренним электродом формирующей линии. Таким образом, вторичные контуры трансформаторов соединены последовательно, и напряжения, индуцируемые первичными обмотками на этом стержне, суммируются. Корпус ЛИТ набран из отдельных секций, заполненных глицерином. Внутри каждой секции размещено по два индуктора. Индуктор состоит из двух сердечников, изготовленных из тонкой электротехнической стали. Для их размагничивания применялась специальная схема, содержащая развязывающую индуктивность, конденсатор и разрядник.

В установке СНОП-3 ЛИТ используется для зарядки промежуточного емкостного накопителя сопротивлением 1,3 Ом и электрической длиной 75 нс. Напряжение нарастает до 2 МВ за 1,3 мкс. Накопитель *6* (см. рис. 19.15), коммутатор *9* и фор-

мирующая линия *10* образуют *LC*-контур со временем нарастания напряжения в последней до максимума (300 нс). Энергия из накопителя в формирующую линию передается резонансно: два пробега электромагнитной волны от коммутатора до конца накопителя и обратно ($\sim$300 нс) соответствуют четырем ее пробегам из конца в конец по линии ($\sim$300 нс). Формирующая линия разряжается на передающую линию *12* с таким же волновым сопротивлением через неуправляемый многоштыревой коммутатор *11*. В конце передающей линии находится блок нагрузки *15*.

Ускоритель ГЕРМЕС-3 [15], построенный в Национальной лаборатории Сандиа (США), имеет ускоряющее напряжение 20 МВ, ток пучка 800 кА, длительность импульса 40 нс и предназначен для проведения испытаний в условиях больших доз радиации. Он способен обеспечить мощность дозы $5 \cdot 10^{12}$ Р/с в цилиндрическом объеме с площадью основания 500 см^2 и высотой 15 см. Главным отличием ускорителя является использование вакуумной коаксиальной линии с магнитной самоизоляцией для суммирования напряжений от 20 индуктивных секций. Линия с магнитной изоляцией образована катододержателем и охватывающими его внутренними цилиндрическими поверхностями секций. Электромагнитный импульс подается в линию через кольцевые щели во внутренней поверхности индукторных секций. Последние содержат передающие линии и магнитные сердечники, обеспечивающие высоковольтную изоляцию за счет индуктивности. При такой конструкции установки с ускоряющим напряжением 20 МВ возникают трудности, во-первых, с обеспечением изоляции накопительных секций на это напряжение и, во-вторых, с уменьшением токов утечки, возникающих из-за эмиссии электронов с катододержателя при столь высоких напряжениях.

Первая задача решается применением магнитных сердечников из метгласа, обеспечивающих индуктивную развязку секций от полного напряжения. Вторая трудность преодолевается тем, что катододержатель является одновременно элементом вакуумной линии с магнитной изоляцией, работающей в самосогласованном режиме и обеспечивающей транспортировку «электронного слоя», образованного электронами утечки, в диод. Это позволило создать ускоритель с малыми потерями.

Ускоритель ГЕРМЕС-3 (рис. 19.16) содержит 10 генераторов Маркса, 20 промежуточных накопителей энергии, 20 газовых коммутаторов с лазерным поджигом, 80 формирующих и передающих водяных линий и 20 индуктивно изолированных накопительных кольцевых секций, которые переключают энергию в систему суммирования напряжения — магнитоизолированную вакуумную коаксиальную линию, доставляющую энергию в электронный диод — конвектор излучения. Система накопления энергии состоит из первичного и промежуточного накопителей. Первичный включает 10 генераторов Маркса с энергией 156 кДж и выходным напряжением 2,4 МВ каждый. Эти генераторы рас-

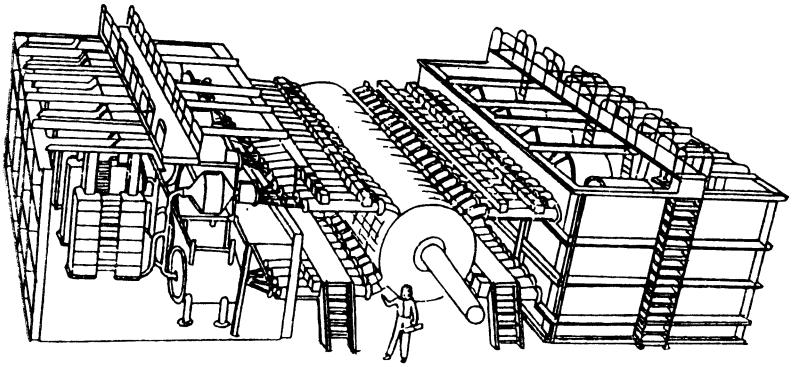


Рис. 19.16. Общий вид ускорителя ГЕРМЕС-3

полагаются по пять в двух баках с обеих сторон ускорителя. Промежуточный накопитель — 20 цилиндрических водяных конденсаторов емкостью 19 нФ. При оптимальных условиях каждый конденсатор заряжается до 2,2 МВ за 950 нс.

Газовые коммутаторы переключают энергию из промежуточного накопителя в формирующие линии, когда напряжение достигает амплитудного значения. 20 разрядников, заполненных элегазом, ответственны за всю синхронизацию ускорителя. Коммутаторы погружены в трансформаторное масло. Они имеют две секции: управляемую посредством лазерного поджига и неуправляемую, где напряжение распределяется по 10 зазорам и напряженность поля в несколько раз ниже, чем в управляемой. Разброс срабатывания разрядников при лазерном поджиге не превышает 2 нс. Разрядник обеспечивает надежную работу до 2,5 МВ.

Система формирования импульсов состоит из 80 модулей-формирователей. В них формируются импульсы, которые складываются в параллельно-последовательной комбинации для получения выходного импульса, питающего электронный диод. Модуль-формирователь (рис. 19.17) [17] представляет собой коаксиальную водяную линию с волновым сопротивлением 5 Ом. Каждый модуль имеет секцию формирования импульса, секцию обострения импульса и выходную передающую линию, а также разрядник формирующей линии, обостряющий и срезающий разрядники, работающие на самопробое в воде. Срезающий разрядник используется для уменьшения длительности импульса, а его электрод — также для подавления предымпульса. Напряжение на выходе формирующего модуля 1,3 МВ, ток — 260 кА.

Индукторные секции выполняют две функции: сложения и передачи импульсов от четырех модулей-формирователей и обеспечения высоковольтной изоляции за счет индуктивного падения напряжения, чтобы выходные импульсы таких секций, не изо-

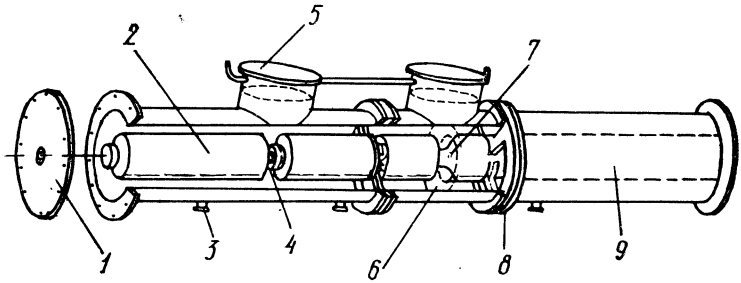


Рис. 19.17. Модуль-формирователь ускорителя ГЕРМЕС-3:

1 — изолятор, *2* — формирующая линия, *3* — выход датчиков напряжения, *4* — водяной разрядник, *5* — технологические отверстия, *6* — электрод срезающего разрядника, *7* — обостряющий разрядник, *8* — диафрагма, *9* — выходная передающая линия

лированных на полное напряжение от «земли», могли суммироваться в вакуумной передающей линии без пробоя. Каждая секция представляет собой полый тороид. Она заполнена трансформаторным маслом.

При создании ускорителей с высокой частотой повторения импульсов возникают две проблемы. Первая связана с малым временем рассеяния электрической энергии. Действительно, в рассмотренных ускорителях в пучок переходит 60—70 % электрической энергии, запасаемой в накопителе. При большой частоте повторения импульсов (50—100 $с^{-1}$) мощность потерь весьма велика и необходимо принимать меры для ее рассеяния. Вторая проблема: для получения необходимого ресурса ускорителя в частотном режиме приходится существенно снижать рабочие напряженности поля в твердых и жидких диэлектриках по сравнению с режимом однократных импульсов. Решение указанных проблем требует существенных усилий и приводит к удорожанию частотных ускорителей.

В Институте сильноточной электроники разработана серия частотных ускорителей СИНУС с широким диапазоном параметров (табл. 19.2). В этих ускорителях используется зарядка коаксиальных накопительных линий от трансформатора Тесла, встроенного в эту линию (см. рис. 19.9). Накопительная линия подключается к диоду через газоразрядный коммутатор

Таблица 19.2

Ускоритель	Энергия электронов, кэВ	Ток пучка, кА	Длительность импульсов, нс	Частота повторения, Гц
СИНУС-4	300	5	25	100
СИНУС-5	700	7	10	100
СИНУС-6	400	5	25	1000
СИНУС-7	2000	20	40	50

с продувкой газа. Разряд конденсаторов в первичной цепи трансформатора осуществляется через тиристоры.

Обзор конструкций импульсных ускорителей большой мощности и их элементов можно найти в [2—8].

§ 19.6. ГЕНЕРАТОРЫ С ИНДУКТИВНЫМИ НАКОПИТЕЛЯМИ

19.6.1. ГЕНЕРАТОРЫ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗРЫВОМ ПРОВОДНИКОВ

Импульсные генераторы с индуктивными накопителями энергии обычно работают по следующей схеме. Первичным накопителем служит ГМ, который разряжается на индуктивность. При достижении максимума тока в индуктивности срабатывает прерыватель, обрывающий ток или резко уменьшающий его. Это приводит к генерированию ЭДС в индуктивности. После срабатывания подключающего коммутатора эта ЭДС будет приложена к диоду ускорителя, что вызовет появление взрывной эмиссии электронов и их ускорение. Одним из основных элементов этих систем является прерыватель. В качестве такового используют взрывающиеся проволочки, эрозионные плазменные прерыватели и полупроводниковые ключи.

В одной из первых работ с разрядом ГМ на индуктивный накопитель в качестве прерывателя использовались тонкие электрически взрывающиеся проводники (ЭВП) (рис. 19.18) [18]. Если сопротивление прерывателя растет, как мы принимали выше, по линейному закону $R=bt$, то на зажимах прерывателя при нагрузке $R_н \gg (L/C_1)^{1/2}$ (L — индуктивность цепи, C_1 — емкость конденсатора «в ударе») появится импульс напряжения с длительностью $t_и = (L/b)^{1/2}$ и амплитудой

$$U_м = 2U_0\sqrt{bC_1}, \qquad (19.12)$$

где U_0 — напряжение на выходе ГМ. Следовательно, для получения большой амплитуды импульса и малой его длительности необходимо увеличивать скорость роста сопротивления преры-

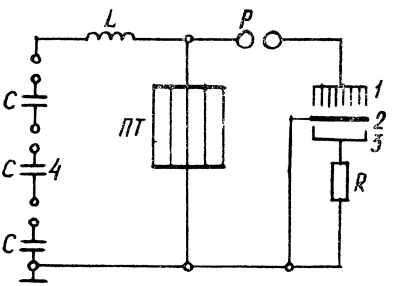


Рис. 19.18. Схема ускорителя электронов.

1 — многоострийный катод, *2* — анод-металлическая фольга, *3* — цилиндр Фарадея, *4* — генератор Маркса с «ударной» емкостью $C_1 = C/n$ (n — число ступеней), R — шунт для измерения тока

вателя тока. Для прерывателей с взрывающимися проводниками наибольшая скорость роста сопротивления может быть получена при использовании большого числа параллельно включенных тонких проводников [18]. Если предположить, что проводимость проводника падает в процессе движения волны испарения, то в начальный момент

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = \frac{16\varkappa l v}{\pi n d^3}, \tag{19.13}$$

где $\varkappa$ — удельное сопротивление; n, l, d — число проводников, их длина и диаметр; v — скорость движения волны испарения проводника.

В [18] изготовлен ускоритель, в котором в качестве «медленного» накопителя использовался ГМ с пятью ступенями с суммарным напряжением 350 кВ и емкостью «в ударе» $C_1 = 12 \cdot 10^3$ пФ. В качестве прерывателя тока использовано пять медных проволочек диаметром 50 мк. Диод ускорителя содержал многоострийный катод, анод из фольги для вывода электронов и цилиндр Фарадея. Индуктивным накопителем ($L = 6{,}1$ мкГн) служила собственная индуктивность разрядного контура ГМ. Через 0,6 мкс при достижении тока 11 кА происходит взрыв проводников, напряжение на индуктивности L возрастает, срабатывает рязрядник P, и к диоду прикладывается импульс ускоряющего напряжения. Импульс тока электронов имеет амплитуду 5,2 кА, максимальную энергию электронов 600 кэВ и длительность около 100 нс.

С использованием тонких многопроволочных прерывателей тока в Институте электрофизики созданы два типа ускорителей электронов и источников рентгеновского излучения ПУЧОК и ВИРА. В ускорителе электронов типа ПУЧОК [19] добавочная индуктивность, вакуумный изолятор, обостряющий и срезающий разрядники размещены в общем корпусе (рис. 19.19), заполненном азотом при 10 атм. Прерыватель выполнен в виде параллельных медных проволочек, натянутых зигзагообразно на изоляционных опорах. Так как на диод переключается индуктивность, которая является источником тока, то ускоряющее напряжение определяется сопротивлением диода и переключенным током и может значительно превышать выходное напряжение ГМ. В качестве катода используется полый стальной усеченный конус с выходным диаметром 60 мм, а анода — медная фольга. Амплитуда тока составляла 45 кА, а напряжения — 1,75 МВ. Эти результаты получены при $U_0 = 390$ кВ, $L = 12{,}5$ мкГн, числе проволочек 62 диаметром 0,06 мм и длиной 2,5 м. Срез импульса осуществлялся разрядом в промежутке прерывателя тока. В отличие от традиционных схем в рассматриваемом ускорителе согласование источника питания с нагрузкой легко достигается изменением волнового сопротивления LC контура и параметров

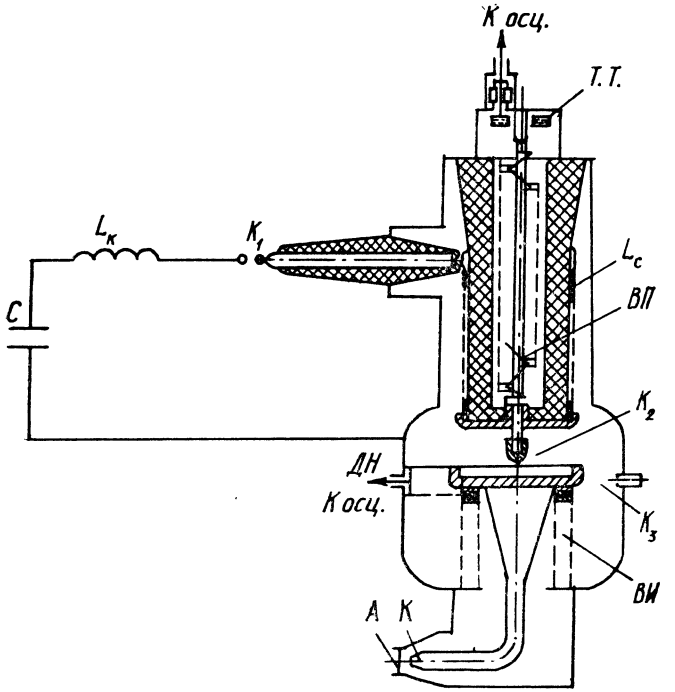


Рис. 19.19. Схема ускорителя ПУЧОК с индуктивным накопителем и микропроволочным прерывателем тока:

Т.Т.— трансформатор тока в цепи прерывателя, L_c — индуктивность соленоида, ВП — взрывающиеся проводники, ВИ — секционный вакуумный изолятор, *К* — катод, *А* — анод диода

прерывателя. В разработанном ускорителе значительно выше отношение полной энергии пучка к объему установки (1,5 кДж/м³) по сравнению с традиционными схемами с емкостными накопителями, где этот показатель 0,04—0,4 кДж/м³. Параметры некоторых из наносекундных ускорителей электронов серии ПУЧОК приведены в табл. 19.3.

Таблица 19.3

Ускоритель	U_0, кВ	C, пФ	L, мкГн	U, МВ	I, кА	$\tau_п$, нс	$t_ф$, нс
ПУЧОК-0,6	350	12	6,1	0,6	5,2	100	20
ПУЧОК-0,3	50	2500	4,1	0,32	8	70	15
ПУЧОК-0,6А	170	1700	3,6	0,65	42	50	15
ПУЧОК-2	390	520	12,5	1,75	45	100	20
ПУЧОК-1В	300	320	14	1,5	23	80	8

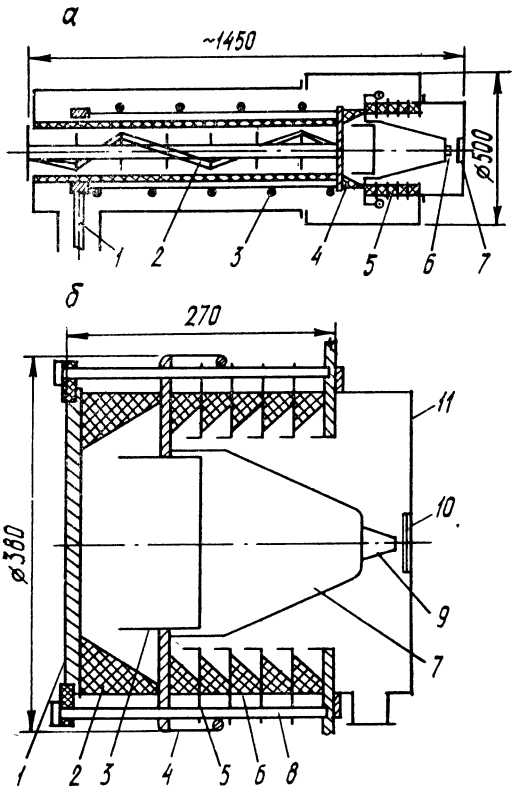


Рис. 19.20. Схема формирующего элемента (*а*) и выходного узла (*б*) генератора ВИРА-1,5 М.

а: *1* — ввод напряжения от ГИН к соленоиду, *2* — ЭВП (прерыватель тока), *3* — соленоид, *4* — вакуумный обостряющий разрядник, *5* — вакуумный проходной изолятор, *6* — катод, *7* — анод (мишень); *б*: *1* — высоковольтный электрод, *2* — диэлектрическое кольцо, *3* — экран, *4* — высоковольтный электрод проходного изолятора, *5* — градиентные кольца с экранами, *6* — диэлектрические кольца, *7* — держатель катода, *8* — диэлектрические шпильки, *9* — катод, *10* — анод (мишень), *11* — вакуумная камера

В Институте электрофизики создана также серия генераторов ВИРА. В одном из них были следующие параметры [20]: напряжение 1,6 МВ, ток 30 кА, длительность импульса около 100 нс. Генератор Маркса, который разряжался на индуктивность 5,3 мкГн, имел напряжение 400 кВ и емкость 0,3 мкФ. Прерыватель тока состоял из 30 медных проводников диаметром 0,08 мм и длиной 1,6 м.

Электрическая схема генератора аналогична показанной на рис. 19.5, конструкция формирующего элемента представлена на рис. 19.20. Первичный накопитель — ГМ — размещался в баке размером 1,9×0,7×1,35 м^3. Максимальная запасенная энергия составляла 32 кДж. В ГМ использовались трехэлектродные разрядники, заключенные в полиэтиленовую трубку, работавшие в атмосфере сухого воздуха при давлении до 0,3 МПа. После срабатывания установки воздух из камеры разрядников сбрасывался в вакуумный объем.

Напряжение от ГМ передается к соленоиду, замкнутому через ЭВП на землю. ЭВП срабатывает при максимальном токе в контуре, при этом на индуктивности контура образуется импульс напряжения амплитудой Ldi/dt, который прикладывается к обостряющему разряднику и после его пробоя — к сильноточному диоду. При торможении электронного пучка в мишени из материала с большим атомным номером, которая служит анодом, происходит генерация рентгеновского излучения. Конструк-

тивно ГМ, формирующая индуктивность и прерыватель тока аналогичны соответствующим элементам ускорителя ПУЧОК.

Разработать ускоритель с ЭВП-прерывателем тока можно при наличии методик расчета, основанных на математическом описании электрического взрыва проводников и процессов, происходящих во время взрыва в электрическом контуре. Поскольку такие зависимости сложны и многофакторны, используются два подхода: магнитогидродинамический метод расчета схем с ЭВП [21] и расчеты с помощью теории подобия [22]. В первом случае аналитическими и численными методами находят пространственные распределения плотности тока, напряженностей электрического и магнитного полей, плотности, температуры, давления и массовой скорости вещества в каждый момент, а также временные зависимости токов и напряжений в каждом элементе электрической цепи. Во втором — устанавливается вид зависимости искомых величин от параметров подобия, схема оптимизируется по выбранному параметру и ее основные характеристики рассчитываются с помощью инженерной методики.

Характерным примером расчета методом подобия служат установки ПУЧОК и ВИРА, рассмотренные выше, а методом математического моделирования — установки типа ИГУР. Установка ИГУР-1 имеет следующие параметры: напряжение 3,1 МВ, ток 44 кА, длительность 100—500 нс, а ИГУР-2 соответственно 3,7 МВ, 70 кА, 100—500 нс [23]. В генераторе коротких импульсов тормозного излучения ИГУР-1 (рис. 19.21) первичным накопителем служит ГМ, состоящий из 12 ступеней, с параметрами $C_{уд}=0{,}29$ мкФ, $U_0=0{,}96$ МВ и $L=12$ мкГн. Генератор заряжается разнополярным напряжением ± 40 кВ. Разрядник P_1 предназначен для запуска ГМ, а разрядники P и $P_{ср}$ предохраняют ГМ и ускорительную трубку от перенапряжения. Вся установка выполнена в открытом варианте, высоковольтной изоляцией является воздух. Ускорительная трубка состоит из стального контейнера и двух фарфоровых изоляторов с максимальным внутренним диаметром 43 и высотой 350 см, а также стального штока, который заканчивается катодом. После запуска разрядника P_1 в первой ступени ГМ срабатывает и ток течет через прерыватель из параллельно включенных медных проводников. При их электрическом взрыве напряжение через разрядник $P_{об}$ прикладывается к ускорительной трубке. В оптимальном режиме выходное напряжение составляло 3,2 МВ при токе 44 кА и длительности импульса 100—500 нс.

Ускоритель ИГУР-2 выполнен по двухкаскадной схеме. После разряда емкостного накопителя на индуктивный элемент L_1 и взрыва проводников Пр 1 в первом каскаде разрядник P_1 подключает второй каскад, состоящий из индуктивного элемента L_2 и проводников Пр2. Трубка с помощью разрядника P_2 подключается параллельно второму ЭВП во время его взрыва. Такая схема позволяет дополнительно обострить импульс напряжения.

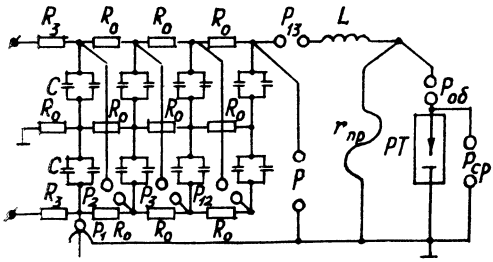


Рис. 19.21. Принципиальная электрическая схема ускорителя ИГУР-1:

R_0 и C — сопротивления и емкости ГМ, $R_з$ — зарядное сопротивление, P_2 — P_{12} — разрядники ГМ, P_1 — запускающий разрядник, P_{13} — коммутатор, $r_{пр}$ — ЭВП-прерыватель, L — индуктивность, $P_{об}$ — обостряющий разрядник, PT — разрядная трубка, $P_{ср}$ — срезающий разрядник

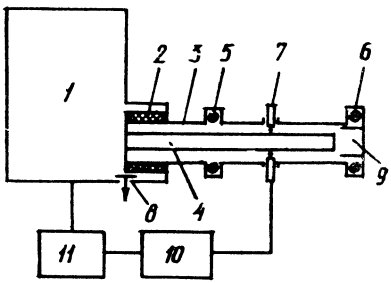


Рис. 19.22. Схема СЭУ с микросекундной зарядкой индуктивного формирующего элемента и плазменным прерывателем тока:

1 — генератор Маркса, *2* — вакуумный изолятор, *3* — наружный электрод ВКЛ, *4* — внутренний электрод ВКЛ, *5, 6* — пояса Роговского, *7* — плазменная пушка, *8* — делитель напряжения, *9* — вакуумный диод, *10* — блок питания, *11* — генератор запуска

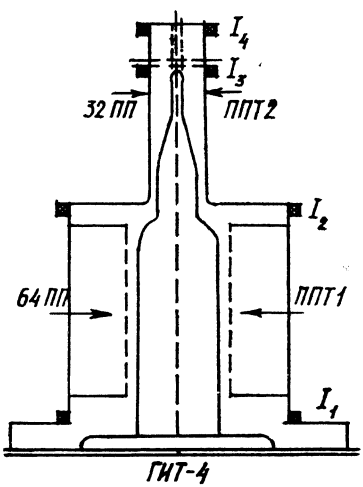


Рис. 19.23. Генератор ГИТ-4 с двумя плазменными прерывателями

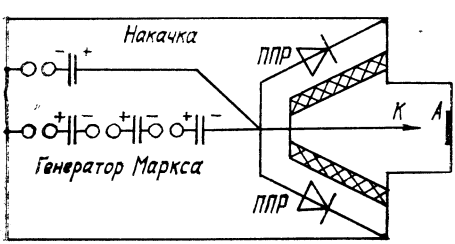


Рис. 19.24. Схема ускорителя электронов с полупроводниковым прерывателем

19.6.2. ПЛАЗМЕННЫЕ ПРЕРЫВАТЕЛИ ТОКА

Дальнейшее развитие системы с индуктивным накопителем энергии и ГМ в качестве первичного накопителя энергии нашли при использовании плазменных прерывателей тока. Первоначально они применялись в установке PROTO-I для устранения предымпульса и увеличения скорости роста тока и напряжения в плазмонаполненном диоде [24]. Позже это было использовано в эксперименте с z-пинчем [25]. В NRL [26] продемонстрирована возможность применения плазменных прерывателей тока для увеличения пиковой мощности и уменьшения длительности импульса в нагрузке. Во всех этих экспериментах с плазменными прерывателями, проведенных в США, использовались мощные импульсные генераторы на водяных линиях, что определило характерное время 10^{-7} с, необходимое для замкнутого состояния прерывателя. Показана возможность использования таких прерывателей для времени 10^{-6} с [27]. Эксперименты на установке ГАММА позволили получить скорость роста сопротивления плазменного прерывателя 10^9 Ом/с, ток до 10^6 А и напряжение 3 МВ (при исходном 0,8 МВ).

Следующим принципиальным шагом была идея Б. М. Ковальчука использовать в качестве индуктивного накопителя коаксиальную вакуумную линию с магнитной изоляцией [28]. Идея проверена на установке МАРИНА [29], а затем создана установка ГИТ-4. Установка ГИТ-4 — это четыре многомодульных ГМ, которые разряжаются на одну вакуумную коаксиальную линию. Схема установки приведена на рис. 19.22. Время роста тока до максимума в первом случае 1,6 мкс, во втором — 1,9 мкс. Каждый из четырех ГМ подсоединяется к линии вакуумным проходным изолятором. Плазменный прерыватель и нагрузка устанавливаются в дальнем от генератора конце вакуумного накопителя. В качестве источников плазмы использовались капиллярные пушки. Для увеличения скорости ввода можно повышать выходное напряжение генератора с помощью второго плазменного прерывателя (ППТ), используя двухступенчатую схему. При этом, хотя КПД системы в целом будет снижаться, появляется возможность существенного увеличения выходного напряжения и использования генератора по этой схеме для питания высокоомных электронных и ионных диодов.

На установке ГИТ-4 выполнена серия исследований двухступенчатой схемы. Геометрия вакуумной части установки в экспериментах дана на рис. 19.23. Первая ступень ППТ1 имела диаметр катода 280 мм. Анод выполнен в виде беличьей клетки с диаметром 350 мм. 64 пушки расположены на диаметре 480 мм. Вторая ступень ППТ2 представляла собой участок коаксиальной линии с соотношением диаметров 210/40 мм. 32 плазменные пушки расположены на аноде.

При напряжении ГМ 480 кВ ток в ППТ1 достигает 1,7 МА

за время 1,2 мкс. При размыкании ППТ2 генерировался импульс напряжения с амплитудой 1 МВ. Это позволило получить ток в ППТ2 0,6 МА за время 130 нс. Для измерения напряжения, которое возникает после срабатывания ППТ2, использовался короткозамкнутый отрезок коаксиальной вакуумной линии длиной 3 м, а для измерения тока — интегрирующие пояса Роговского. В линии пояса располагались на расстоянии 1 м от ППТ2 — I_3 — и на расстоянии 3 м в месте короткого замыкания — I_4. Такая методика позволяла измерять падающую волну тока в линии в течение двойного времени пробега волны между поясами I_3 и I_4 ($\leqslant$13 нс), определять задержку между появлением сигналов в точках, находящихся на расстоянии 2 м, оценивать напряжение на ППТ2 по току в нагрузочной линии при условии, что в ней распространяется волна самоизоляции с током, равным минимальному. Оценка напряжения на ППТ2 по падающей волне тока I_3 в линии дает напряжение около 6 МВ. Таким образом, имеет место увеличение напряжения в 13 раз по сравнению с генератором Маркса. Генераторы по данной схеме уже при сегодняшнем уровне развития могут успешно использоваться для питания нагрузок типа лайнеров, электронных и ионных диодов, для получения сверхжесткого рентгеновского и γ-излучений.

В Институте сильноточной электроники создается установка ГИТ-16. В основе установки — генератор Маркса на 8 МДж, выполненный в виде 16 модулей с максимальным выходом напряжения 960 кВ. Каждый модуль имеет свой проходной изолятор с вакуумным коаксиалом и соединяется с центральным узлом, в котором находятся вакуумный коллектор плазменного прерывателя и узел нагрузки. Вакуумные линии, соединяющие модули с коллектором, имеют длину 4 м и диаметр внешнего проводника 200 мм. Диаметр внутреннего проводника 100 мм. Эти линии и образуют вакуумный накопитель.

19.6.3. ГЕНЕРАТОРЫ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ПРЕРЫВАТЕЛЯМИ

Исследования, проведенные в Институте электрофизики, показали возможность разработки мощных наносекундных прерывателей тока с мощностью в десятки гигаватт и напряжением до 10^6 В на основе высоковольтных полупроводниковых выпрямителей [30]. Полупроводниковый размыкатель тока (ППР) исследовался в одноконтурной LC-схеме при использовании в качестве первичных емкостных накопителей ГМ с запасаемой энергией до 2 кДж и напряжением холодного хода U_0 до 150 кВ. Максимальный ток прямой накачки I^+ достигал 25 кА, обратной I^- — 20 кА. Время прямой накачки t^+, равное половине периода колебаний в LC-контуре, изменялось в диапазоне 0,3—1,8 мкс. Рассмотрены различные типы высоковольтных выпрямительных диодов. Исследовались как одиночные столбы,

так и сборки с суммарным количеством параллельно-последовательно соединенных столбов до 100 шт. Получены следующие результаты.

1. Во всех типах диодов обнаружен эффект резкого обрыва обратного тока (SOS-эффект). Время обрыва t_0 меньше времени жизни дырок в n-базе диодов и, по-видимому, определяется волновым процессом восстановления. При этом t_0 зависит от частотных свойств диодов. Наименьшие времена (5—20 нс) наблюдались у диодов, имеющих рабочую частоту больше 10 кГц, наибольшие (до 200 нс) — у диодов с рабочей частотой 0,5 кГц.

2. Основными параметрами, определяющими длительность обратной накачки t^- и время обрыва t_0, является t^+ и I^+/N, где N — количество параллельных диодов в сборке. Их изменением можно добиться как обрыва тока в максимуме I^-, так и получения минимального t_0.

3. Скорость роста сопротивления ППР имеет порядок 10^{10} Ом/с в расчете на одну последовательную ветвь. Перенапряжение $U_{ППР}/U_0$ зависит от сопротивления нагрузки и потерь энергии при накачке. Напряжение $U_{ППР}$ линейно зависит от U_0. Соотношение $(LC)^{1/2}/t_0=5$ определяет максимально возможный коэффициент перенапряжения. Нестабильность параметров импульса на ППР составляет около 1 % и обусловлена нестабильностью зарядного напряжения ГМ.

По результатам исследований разработан сильноточный наносекундный ускоритель электронов с полупроводниковым прерывателем тока (рис. 19.24). Ускоритель состоит из трехступенчатого ГМ на конденсаторах ИК-0,4, конденсатора прямой накачки C^+, вакуумного диода и полупроводникового размыкателя, который разделен на два параллельных блока. В общей сложности ППР содержит 90 диодов. Обратное напряжение прерывателя составляет 480 кВ. Ускоритель размещен в металлическом корпусе размерами 1800×1000×800 мм³. Функцию промежуточного индуктивного накопителя выполняют индуктивности ГМ и индуктивность корпуса. Отсутствие сосредоточенных индуктивностей приводит к незначительному напряжению на элементах конструкции относительно корпуса во время прямой и обратной накачек ППР, что позволило эксплуатировать ускоритель на воздухе без применения масла или сжатого газа.

Прямая накачка ППР осуществлялась подключением конденсатора C^+. Обратный ток в прерыватель вводился от генератора Маркса, который включался через время задержки $t_з$ (рис. 19.25, *а*). Последующий обрыв тока за время t_0 (рис. 19.25, *б*) приводит к формированию импульса высокого напряжения на диоде ускорителя и генерации электронного пучка. Основными параметрами, определяющими выходную мощность импульса и коэффициент перенапряжения в этой схеме, являются емкость C^+ и время задержки $t_з$. Максимальные перенапряжения дости-

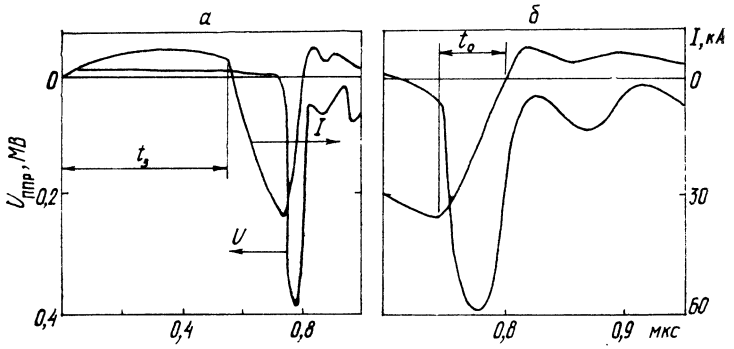


Рис. 19.25. Осциллограммы тока и напряжения на прерывателе в стадии прямой и обратной накачки (*а*) и в стадии обрыва тока (*б*)

гались при $C^+=0{,}05$ мкФ и при времени задержки $t_з$ около $3t^+/4$, где t^+ — половина периода колебаний в контуре прямой накачки. Энергия, запасенная в C^+, не превышала 4 % от энергии, запасенной в ГМ. Коэффициент перенапряжения достигал 3,3—3,5. Время обрыва тока t_0 лежало в диапазоне 30—70 нс, обрываемый ток I^- достигал 45 кА при времени обратной накачки $t^-=$ $=200$—400 нс. Максимальная скорость ввода тока в нагрузку составила $2\cdot10^{12}$ А/с. Импульс напряжения имел длительность на полувысоте 25—50 нс с фронтом 10—15 нс при амплитуде до 450 кВ. В диоде получен электронный пучок с максимальной энергией 400 кэВ, током 6 кА при длительности импульса на полувысоте 30 нс.

Проведенные исследования позволяют говорить о возможности появления нового класса наносекундных генераторов и ускорителей, основанных на использовании в качестве размыкателей тока высоковольтных выпрямительных диодов. При современном уровне элементной базы уже возможно создание генераторов с ППР мощностью 10^{10} Вт и более, напряжением несколько мегавольт и временем обрыва тока 10^{-7} — 10^{-8} с. По-видимому, ППР могут найти широкое применение в импульсных системах со средним уровнем запасаемой энергии 10^3 — 10^5 Дж, а также в малогабаритных компактных генераторах с энергозапасом в единицы джоулей. При этом отличительными свойствами ППР при их сравнении с плазменными и ЭВП-прерывателями являются простота формирования наносекундного импульса, стабильность его параметров, высокое сопротивление в разомкнутом состоянии и возможность работы в частотном режиме. Кроме того, открывается возможность создания мегавольтных наносекундных генераторов с полностью твердотельной системой коммутации, в которых ППР выполняет функцию оконечного усилителя мощности, преобразующего микросекундные импуль-

сы накачки в наносекундные. При этом подвод энергии к прерывателю может быть выполнен известным способом магнитного сжатия с использованием магнитных коммутаторов.

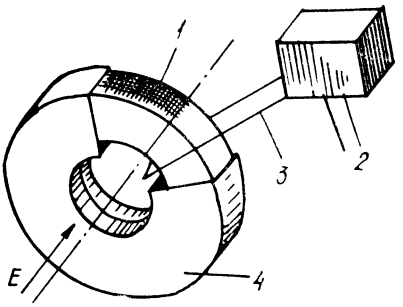
§ 19.7. ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ

Во всех рассмотренных ускорителях для получения электронов энергией W необходимо на ускорительной трубке иметь напряжение амплитудой $U \geqslant W/I$. При энергии электронов в единицы и десятки мегаэлектронвольт габариты генераторов становятся очень большими (десятки и даже сотни метров). Для получения импульсного тока амплитудой в сотни и тысячи ампер при энергии электронов в несколько мегаэлектрон-вольт используют линейные индукционные ускорители (ЛИУ) [31—33].

Принцип работы ЛИУ следующий (рис. 19.26): при изменении во времени магнитного потока в сердечнике *1* за счет приложения импульса тока от генератора *2* в соответствии с принципом электромагнитной индукции возбуждается вихревое электрическое поле, в котором и ускоряются заряженные частицы. Последовательный ряд, составленный из подобных элементов, образует ускорительную систему ЛИУ. Энергия ускорителя возрастает при увеличении числа ускоряющих ячеек. Если учесть, что ускоряющее поле распределено вдоль всей системы и нет зазора, к которому прикладывалось бы полное напряжение, то можно создать ускорители на сколь угодно большую энергию.

В зависимости от среды, в которой возбуждается импульсное магнитное поле, ЛИУ можно разбить на две группы. К первой принадлежат ЛИУ, в ускорительной системе которых использованы ферромагнитные материалы. Ко второй — ускорители, у которых эта система выполнена без применения ферромагнитных материалов. Они получили название безжелезных ЛИУ. В них для получения необходимой напряженности ускоряющего поля ток в первичной обмотке должен достигать единиц мегаампер при длительности импульса меньше 100 нс. Коммутирование такого тока при современном состоянии техники возможно с помощью разрядников. Безжелезные ЛИУ целесообразно использовать при ускорении пучков в сотни и более килоампер в режиме разовых посылок. В ускорителях с использованием ферромагнетика удается уменьшить ток в первичной обмотке не менее чем на три порядка. Поэтому для коммутирования тока можно применять тиратроны и ускорять пучки в тысячи ампер в широком диапазоне частоты повторения импульсов.

Безжелезный ускоритель представляет собой серию последовательно соединенных трансформаторов с одинаковыми катушками (рис. 19.27). Электроны ускоряются электрическим полем, индуцируемым при синхронном изменении магнитных потоков



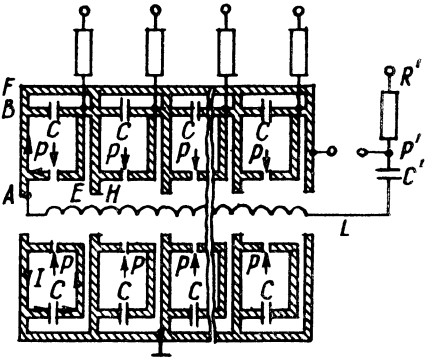


Рис. 19.26. Упрощенная схема ЛИУ:
1 — сердечник, *2* — импульсный генератор, *3* — первичная обмотка, *4* — вторичная обмотка

Рис. 19.27. Схема безжелезного ЛИУ:
C, *C'* — конденсаторы; *P*, *P'* — управляемые разрядники, *R*, *R'* — резисторы, *L* — соленоид, *I* — ток первичного контура

отдельных катушек [33]. Особенность такой системы — объединение всех элементов каждого первичного контура: кольцевого конденсатора *C*, управляющего разрядника *P* и соединяющих их шин (дисков) *AB* и *DE*, торообразного магнитопровода *ABDE*, удерживающего замкнутый переменный поток, создаваемый током при разряде накопительного конденсатора *C*. Индуцируемое электрическое поле концентрируется в ускоряющем зазоре *AH*, заземленном вторичным контуром *AFNH*, охватывающим магнитопровод.

В ускорителе, рассмотренном в [33], емкость накопительного конденсатора $C=0{,}053$ мкФ. Он набран из десяти малоиндуктивных сикондовых конденсаторов с рабочим напряжением 50 кВ. Цилиндрические электроды разрядника вместе с симметрично расположенными по окружности четырьмя параллельными токовыми разрядными каналами, одновременно (± 2 нс) закорачивающими межэлектродный зазор, образуют внутренний цилиндр тока. Амплитудное значение разрядного тока в первичном контуре 10^5 А при частоте колебаний 6,2 МГц. Безжелезный магнитопровод вместе с охватывающим его вторичным контуром образует ускорительную ячейку, высота которой 50 мм, диаметр 1050 мм. Ускоритель на 2 МэВ и 2 кА собран из 48 одинаковых ячеек, объединенных в три блока. Электроны инжектируются в ускоритель с энергией в несколько сот килоэлектрон-вольт. Для проводки пучка от инжектора до мишени ускорителя используют магнитное поле. Продольное магнитное поле создается с помощью соленоида *L*, помещенного в область ускорения и служащего одновременно для улучшения однородности ускоряющего электрического поля. Ускоряющая система нагружена на

соленоид через конденсатор C, заряжаемый от внешнего источника. Максимальная энергия ускоренных электронов в таких установках достигает 30 МэВ при токе 250 А [33].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. М.: Госатомиздат, 1963.

2. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.

3. Кремнев В. В., Месяц Г. А. Методы умножения и трансформации импульсов. Новосибирск: Наука, 1987.

4. Бабыкин М. В. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков / Под ред. Л. И. Рудакова. М.: Энергоатомиздат, 1990.

5. Физика и техника мощных импульсных систем / Под ред. Е. П. Велихова. М.: Энергоатомиздат, 1987.

6. Vitkovitsky J. M. High power switching. N. Y.: Van Nostrand Reinhold Comp., 1987.

7. Opening switches / Ed. H. Guenther, M. Kristiansen. N. Y.; L.: Plenum Press, 1987.

8. Schaefer G., Kristiansen M., Guenther A. Gas discharge closing switches. N. Y., L.: Plenum Press, 1990.

9. Smit J. Energy storage compression, and switching / Ed. W. H Bostick, V. Nardi, O. S. F. Zucker. N Y., L.: Plenum Press, 1990.

10. Fitch R. A., Howell V. T. S. Novel Principle of Transient High-Voltage Generation // Proc. IEEE Electron. 1991.

11. Arzhanikov A. V., Burdakov A. V., Chikunov V. V et al. GOL-3 Programme // Proceeding VIII International Conference on High Power Particle Beams. Novosibirsk, 1990. V. 1. P. 14—25.

12. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д. и др. Ускорители сильноточных электронных пучков с высокой частотой следования импульсов // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии / Под ред. Г. А. Месяца. Новосибирск, 1983. С. 5—21.

13. Martin J. C., Smith J. D. Пат. Великобритании № 1.114.713. 1968.

14. Ковшаров Н. Ф., Лучинский А. В., Месяц Г. А. и др. Импульсный генератор СНОП-3 // ПТЭ. 1987. № 4. С. 97—99.

15. Ramirez J. J., Prestwich K. R., Burgess et al. The Hermes-III programm // Proceeding VI IEEE Pulse Power Conference. Arlington, USA, 1987. P. 294—299.

16. Martin T. H., VanDevender I. P., Johnson D. L. et al. Proto-II a short pulse water insulator accelerator // Proceeding I International topical conference electron beam research and technology. 1975. V. 1. P. 450—471.

17. Corley J. P., Johnson D. L., Weber G. J. et al. Development and testing of the Hermes-3 forming transmission lines // Proceeding VI IEEE Pulse Power Conference. Arlington, USA, 1987. P. 486—489.

18. Ковальчук Б. М., Котов Ю. А., Месяц Г. А. Наносекундный сильноточный ускоритель электронов с индуктивным накопителем // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 215—217.

19. Котов Ю. А., Ковальчук Б. М., Колпаков Н. Г. и др. Наносекундный сильноточный импульсный ускоритель электронов с индуктивным формирующим элементом // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, вып. 17. С. 883—885.

20. Котов Ю. А., Соковнин С. Ю., Филатов А. Л. ВИРА-1,5М — компактный генератор тормозного излучения // ПТЭ. 1990. № 2. С. 149—153.

21. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. Ф. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников // ЖТФ. 1976. Т. 46, вып. 9. С. 1963—1969.

22. Котов Ю. А., Седой В. С. Подобие при электрическом взрыве проводников // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии / Под ред. Г. А. Месяца. Новосибирск, 1983. С. 56—59.
23. Бакулин Ю. Д., Дианков В. С., Ковалев В. П. и др. Ускорители прямого действия с индуктивным накопителем энергии и взрывающимися проводниками // ПТЭ. 1979. № 2. С. 34—37.
24. Mendel C. W., Goldstein S. A., Miller P. A. The plasma erosion switch // Proceeding IEEE Pulse Power Conference. Labboc, 1976. P. 1c—2.
25. Stringfield R., Schneider R., Genuario R. D. et al. Plasma Erosion Switches with Imploding Plasma Loads on a Multiterawatt Pulsed Power Generator // Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 1278—1284.
26. Meger R. A., Comirisso R. J., Cooperstein G., Coldstein S. A. Vacuum Inductive Store: Pulse Compression Experiments on a High Power Accelerator Using Plasma Opening Switches // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. P. 943—945.
27. Абдуллин Э. Н., Баженов Г. П., Бастриков А. Н. и др. Сильноточный плазмонаполненный диод в режиме прерывателя тока // Физика плазмы. 1985. Т. 11, № 1. С. 109—110.
28. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А. Генератор мощных наносекундных импульсов тока с вакуумной линией и плазменным прерывателем // ДАН СССР. 1985. Т. 284, № 4. С. 857—859.
29. Mesyats G. A., Bugaev S. P., Kim A. A. et al. Microsecond Plasma Opening Switches // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. V. PS—15, N 6. P. 649—653.
30. Котов Ю. А., Месяц Г. А., Рукин С. Н., Филатов А. Л. Твердотельный прерыватель тока для генерирования мощных наносекундных импульсов // ДАН СССР. 1983. Т. 330. № 3. С. 315—317.
31. Christofilos N., Hester R. E., Lamb W. A. S. et al. High Current Linear Induction Accelerator for Electrons // Rev. Sci. Inst. 1964. N 7. P. 886.
32. Вахрушин Ю. П., Анацкий А. И. Линейные индукционные ускорители. М.: Атомиздат, 1978.
33. Павловский А. И., Герасимов А. И., Зенков Д. И. и др. Безжелезный индукционный линейный ускоритель // АЭ. 1970. Т. 28, вып. 5. С. 432.

Глава 20

ДИОДЫ ДЛЯ ПУЧКОВ БОЛЬШОГО СЕЧЕНИЯ

§ 20.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В этой главе будет рассмотрено применение ВЭЭ для получения электронных пучков большого сечения (ПБС). Случайный характер появления эктонов на катоде приводит в конечном счете к неоднородности электронного пучка. После приложения высокого напряжения к диоду эктоны на катоде возникают в течение нескольких наносекунд. Можно было бы ожидать, что за это время катодная плазма эктонов, расширяясь, сомкнется, образуя довольно однородную плазменную поверхность, что обеспечило бы дальнейшее формирование достаточно однородного пучка электронов. Однако эксперимент показывает, что появление эктона на катоде резко снижает напряженность электрического поля на последнем в некоторой окрестности данного эктона. Это объясняется экранирующим действием объемного заряда микропучка электронов, вытекающего из зоны эктона. Поэтому вблизи эктонов формирования других не происходит, покрытие поверхности катода плазмой затруднено (центры эмиссии расположены далеко друг от друга), и проблема получения однородного пучка требует специальных исследований и решений. Оказалось также, что пучки из отдельных близко расположенных катодных факелов (КФ) взаимодействуют, что приводит к дополнительной неоднородности пучка электронов на аноде.

Рассмотрим крупномасштабную структуру электронных пучков в сильноточных диодах для получения ПБС. При этом под диодами будем понимать такие, у которых расстояние между электродами много меньше геометрических размеров самих электродов (катода и анода). Кроме того, исследуем свойства таких диодов, обратив особое внимание на роль катодов.

§ 20.2. СТРУКТУРА ПУЧКОВ БОЛЬШОГО СЕЧЕНИЯ

20.2.1. ЭФФЕКТ ЭКРАНИРОВКИ

Пусть имеется плоский диод с центром взрывной эмиссии, из плазменного факела которого по закону «3/2» эмиттируется электронный ток. Пренебрегая магнитным полем,

можно показать, что разность сил на аноде и катоде, создаваемых электрическим полем, равна импульсу пучка электронов на аноде за единицу времени [1, 2]

$$\frac{1}{8\pi}\left(\int E_{\text{а}}^2 dS - \int E_{\text{к}}^2 dS\right) = \frac{mc}{e} i (\gamma^2 - 1)^{1/2}, \tag{20.1}$$

где $E_{\text{а}}$, $E_{\text{к}}$ — напряженности электрического поля на аноде и катоде соответственно; интегрирование проводится на поверхности электронов; i — ток пучка электронов; $\gamma = 1 + eU/mc^2$; U — приложенное к диоду напряжение; m, e — масса и заряд электрона; c — скорость света. Предполагается, что электроны пучка падают на анод по нормали.

Пусть ширина пучка много меньше зазора диода d. Тогда с достаточной степенью точности $E_{\text{а}} = U/d$. Для оценки радиуса экранировки пучком поверхности катода $r_{\text{э}}$ считается, что пучок полностью снимает напряженность электрического поля с площадки радиусом $r_{\text{э}}$. При этом левая часть равенства (20) равна $U^2 r_{\text{э}}^2/8d^2$, и значит,

$$r_{\text{э}} = \left(\frac{8mcd^2 i (\gamma^2 - 1)^{1/2}}{eU^2}\right)^{1/2}. \tag{20.2}$$

Отсюда следует, что при отсутствии релятивизма

$$r_{\text{э}} \simeq 5 \cdot 10^2 U^{-3/4} i^{1/2} d, \tag{20.3}$$

при ультрарелятивизме

$$r_{\text{э}} \simeq 15{,}5 \cdot U^{-1/2} i^{1/2} d, \tag{20.4}$$

где величины U, i, d измерены соответственно в вольтах, амперах и сантиметрах.

Для оценки экранировки в многоострийном катоде рассчитывалось влияние объемного заряда на электрическое поле соседних острий. Пусть на вершине острия высотой l имеется плазменный шар радиусом $r = vt$, из которого по закону «3/2» испускается электронный ток. Самосогласованное численное решение задачи с учетом объемного заряда показало, что при радиусах плазменного шара $r = 0{,}01l$ и $0{,}28l$ на расстоянии 1/2 от вершины электрическое поле снижается соответственно на 21 и 65 %.

Проявление эффекта экранировки наблюдалось в [2] в плоском диоде с многоострийным катодом и в цилиндрическом диоде с магнитной изоляцией. В первом случае использовались два диода с медными остриями высотой 2 см. В первом было 2000 острий и на одно приходилась поверхность плоского катода площадью 0,16 см², во втором — 40 острий и на одно приходилась площадь 1,25 см². Длительность импульса напряжения 250 кВ составляла 4 мкс. В первом случае умень-

шение расстояния между катодом и анодом от 10 до 4 см приводило к росту числа взорвавшихся острий от 1 до 4 %, во втором — от 25 до 60 %. Ток с одного острия составлял для первого диода 30 А, а для второго 90 А.

Рассмотрим влияние внешнего продольного магнитного поля на область экранировки. Такие магнитные поля накладываются на диоды для транспортировки электронных пучков вдоль силовых линий магнитного поля. Очевидно, что при достаточно сильном магнитном поле электроны движутся вдоль его силовых линий по спирали. Ларморовский радиус $r_л$ вращения электронов вокруг силовой линии определяется величиной их поперечного импульса $p_\perp$ и напряженностью магнитного поля H:

$$r_л = p_\perp c/eH. \tag{20.5}$$

Понятно, что если ларморовский радиус много меньше радиуса катодного факела ($r_л \ll r_ф$), то дальнейшее увеличение H не приведет к существенному изменению формы и тока пучка из факела, и, следовательно, не изменит радиуса экранировки. Приближенно можно считать, что при изменении H от нуля до такого значения, при котором $r_л = r_ф$, происходит основное изменение числа эмиссионных центров на катоде. Тогда простые расчеты позволяют вычислить максимальную напряженность магнитного поля, выше которой изменение числа эктонов незначительно для плоского диода

$$H_{макс} = c\left(\frac{2mU}{er_ф d}\right)^{1/2} \tag{20.6}$$

и для коаксиального

$$H_{макс} = \left(\frac{2mc^2E}{er_ф} + E^2\right)^{1/2}. \tag{20.7}$$

В работе [2] значение $H_{макс} = 10$ кЭ; по формуле (20.7) при условиях, указанных в [2], $H_{макс} = 15$ кЭ. Можно считать, что эксперимент подтверждает влияние магнитного поля на эффект экранировки.

На рис. 20.1 показана зависимость числа эктонов, возникающих на графитовом катоде диаметром 1,2 см. [3]. Увеличение магнитного поля при неизменном электрическом поле приводит к росту числа эктонов в диоде и более равномерному их распределению по поверхности катода. Необходимо также отметить, что при наложении продольного магнитного поля уменьшается относительный разброс числа одновременно функционирующих эктонов. Это в свою очередь вызывает снижение разброса тока в диоде и рост амплитуды тока [3].

20.2.2. ЭФФЕКТ ПОДХВАТА

Наряду с эффектом экранировки, который уменьшает вероятность появления новых эктонов, существует противоположный эффект. Он приводит к образованию новых вторичных

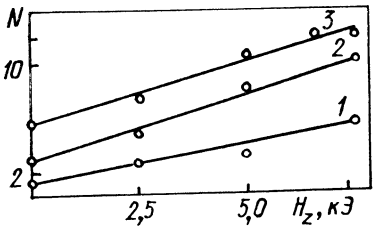


Рис. 20.1. Зависимость числа катодных факелов, возникающих на графитовом катоде диаметром 1,2 см ($t_и$=7 нс), от величины продольного магнитного поля H_z при электрических полях, В/см: *1* — $3{,}4\cdot10^5$, *2* — $4\cdot10^5$, *3* — $5\cdot10^5$

эктонов в местах, близких к первичному. Такие центры возникают в результате взаимодействия плазмы первичного эктона с поверхностью катода [4]. Этот эффект также влияет на структуру пучка электронов. Известно (см. § 2.4), что вероятность появления новых эктонов на поверхности катода, покрытой плазмой, зависит от расстояния b до первичного эктона. Существуют три характерные области расстояний b, отличающихся условиями возникновения новых эктонов. Назовем их соответственно зонами *A*, *B*, *C*. В зоне *A*, для которой $b\leqslant100$ мкм, вероятность появления новых центров высока и достигает значений 0,5—0,8. Она возрастает по мере увеличения производной di/dt в первичном эктоне и уменьшения значения b. Концентрация плазмы в КФ при этом составляет около $5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. В зоне *B* при 0,1 мм$<b<$2 мм вероятность образования новых эктонов сильно снижается. В зоне *C* при $b>2$ мм вероятность их возникновения вновь возрастает. Однако это происходит только в том случае, если потенциал плазмы КФ увеличивается до нескольких сот вольт. При этом концентрация плазмы в зоне *C* составляет $\leqslant10^{13}$ см$^{-3}$. Эффект инициирования новых эктонов под плазмой первичного КФ получил название эффекта подхвата. На возможность его существования применительно к вакуумной дуге обращено внимание в [5].

В зонах *A* и *B* эффект подхвата обусловлен зарядкой диэлектрических пленок и включений ионным током плазмы. Плотность тока ионов на катод

$$j_i=\frac{1}{4}q_i n v_i, \tag{20.8}$$

где q_i — заряд иона; n — плотность плазмы КФ; v — скорость ионов в плазме. По мере протекания этого тока диэлектрическая пленка на катоде заряжается и напряженность электрического поля в ней достигает

$$E\approx j_i t/\varepsilon\varepsilon_0, \tag{20.9}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость пленки.

Там, где есть микровыступ на катоде, это приводит к пробою пленки. После пробоя пленки начнется разряд по ее поверхности за счет тангенциальной составляющей электрического поля. Этот ток обусловливает взрыв микровыступа и появление нового эктона.

Известно, что концентрация плазмы КФ $n \sim 1/b^2$. Поэтому в зоне A вероятность образования эктона больше, чем в зоне B из-за большой концентрации плазмы. В зоне C новый эктон возникает, по-видимому, из-за появления потенциала в периферийной области КФ. Повышение потенциала на плазме увеличивает скорость движения ионов, что приводит к росту плотности тока ионов и электрического поля на диэлектрической пленке. О роли диэлектрика на катоде в инициировании новых эктонов при помощи плазмы мы уже говорили в главе 2.

20.2.3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ СОСЕДНИХ ЭКТОНОВ

В работе [6] исследовалась структура электронных потоков, эмиттируемых из КФ в начальной стадии вакуумного пробоя. Авторы отмечают, что наблюдаются два типа эрозионных следов на поверхности анода: один представляет собой круги, другой — имеет вид четко очерченных полос, которые мы назвали «мазками». Рядом с областями повышенной эрозии в виде мазков наблюдается менее интенсивная эрозия с размытыми границами. Наибольшая эрозия отмечается в области пересечения мазков. В [6] отмечается также, что области эрозии не зависят от кристаллической структуры поверхности анода. Аналогичная картина эрозии наблюдается на электродах из разных материалов.

Авторы [6] предположили, что мазки являются следствием близкого расположения факелов на катоде и проверили экспериментально это предположение. Катод был сделан из двух острых игл, расстояние a между которыми варьировалось. Время запаздывания взрыва вершин этих острий имело разброс 10^{-9} с, что достигалось идентичностью КФ на вершинах острий. Для зазора d между последними и плотностью анода, равной 0,35 мм, при $a=0{,}5$—$0{,}8$ мм на аноде наблюдались два отдельных пятна эрозии напротив вершин острий (рис. 20.2, *а*). При $a<0{,}8$ мм появляется мазок, расположенный посередине проекций острий на анод и вытянутой перпендикулярно линии, соединяющей вершины острий. Авторами [6] было рассмотрено развитие эрозии на аноде во времени. Установлено, что вначале эрозия появляется в центральной части мазка, причем наиболее сильная — на границе мазка.

На фотоснимках эрозии, взятых из [6] (см. рис. 20.2), видно, что при уменьшении расстояния между иглами появляется мазок. Максимальная эрозия имеет место на боковых границах мазка, в его центральной части, напротив вершин острий, а также на границе всей области эрозии. При сближении острий и росте длительности импульса на аноде видно, по-существу, одно пятно. Авторы [6] делают вывод, что мазок возникает в том случае, когда электронные потоки, выходящие

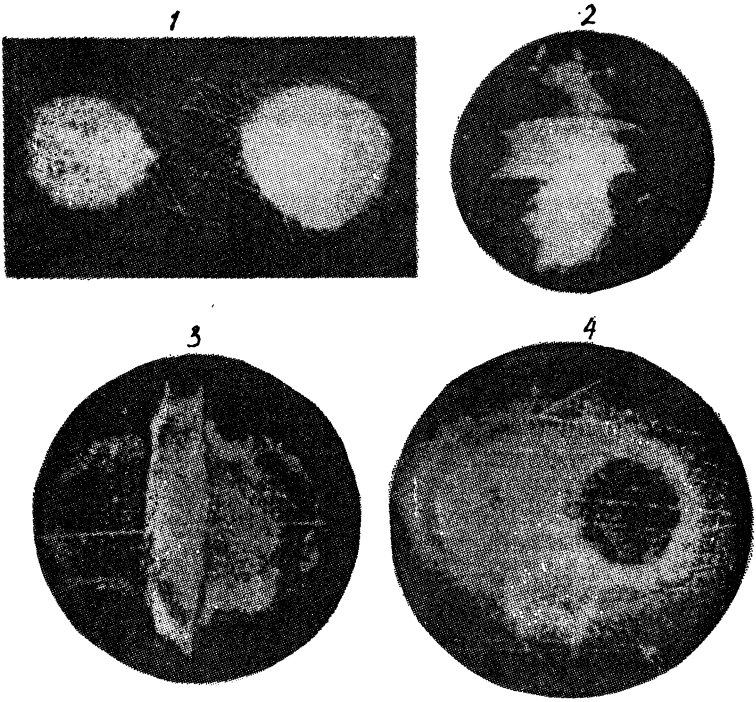
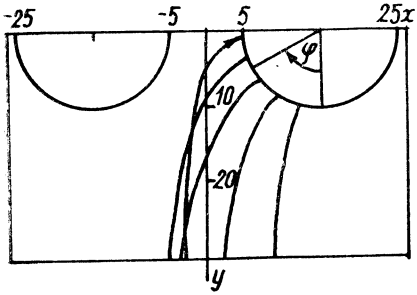


Рис. 20.2. Эрозия на аноде в случае катода, состоящего из двух игл на расстоянии a друг от друга.

1 — два независимых пятна a=0,8 мм; *2—4* — взаимодействие пучков при a=0,5 мм и росте длительности импульса тока от 8 нс (*2*) до 16 нс (*4*)

из разных факелов, перекрываются, что происходит и при возникновении мазков в плоско-параллельном диоде. Следовательно, мазок на аноде свидетельствует о наличии на катоде двух близко расположенных эктонов и соответственно катодных факелов.

В работе [6] была поставлена задача детально объяснить появление мазков. Прежде всего ясно, что большая эрозия соответствует большей плотности электронного потока на аноде. Значит, для объяснения мазков необходимо найти плотность тока на аноде при наличии на катоде двух близко расположенных факелов. Считается, что мазок определяется движением потока электронов в самостоятельном электрическом поле при соответствующей геометрии электронов. Именно наличие соседнего факела с потоком электронов и является причиной сжатия электронного потока с этой стороны. Электроны на периферии потока с одного из факелов залетают в сторону соседнего факела на меньшее расстояние, чем в обратную сторону. Это обстоятельство объясняет увеличение плотности тока



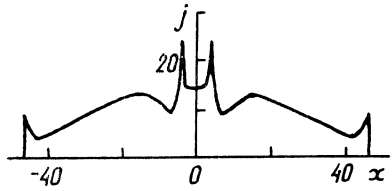


Рис. 20.3. Моделирование взаимодействия пучков электронов на аноде от двух плазменных факелов на катоде

Рис. 20.4. Моделирование эффекта «мазка» на аноде

на аноде с одного из факелов со стороны соседнего факела. А так как область мазка является областью перекрывания электронных потоков из разных факелов, то плотность тока в области мазка должна резко увеличиваться.

Для объяснения эффекта мазка в [7] проведен численный расчет на ЭВМ следующей задачи. В плоском диоде на катоде имеются два параллельных плазменных полуцилиндра, из которых по закону «3/2» эмиттируется ток. Модельная задача выбрана двумерной. Задача решалась по программе КСИ БЭСМ методом трубок тока с учетом объемного заряда пучка электронов. Собственно магнитное поле пучка не учитывалось. Так как численные задачи решались для нерелятивистских напряжений и без учета собственного магнитного поля, то линейные размеры диодов и напряжение на диоде не влияют на решение, если интересоваться только формой траекторий и относительным распределением тока на аноде. Поэтому на рис. 20.3—20.5 указано лишь соотношение линейных размеров, а абсолютное значение линейных размеров может быть любым; аналогично на рисунках, иллюстрирующих плотности токов, приведено лишь относительное распределение плотности тока на аноде, а абсолютное ее значение зависит от напряжения на диоде и линейного размера диода.

По трубкам тока в области между полуцилиндрами (см. рис. 20.3) видно, что при некотором угле φ вылета электроны с полуцилиндра попадают на анод на максимальном расстоянии в сторону соседнего полуцилиндра. На границе залета электронов с одного полуцилиндра в сторону другого траектории электронов уплотняются, а следовательно, плотность тока на аноде резко увеличивается. На рис. 20.4 показана плотность тока на аноде, видна область мазка с резким увеличением плотности тока на границах. Расчет показал, что на границе пучка плотность тока увеличена, что также объясняется

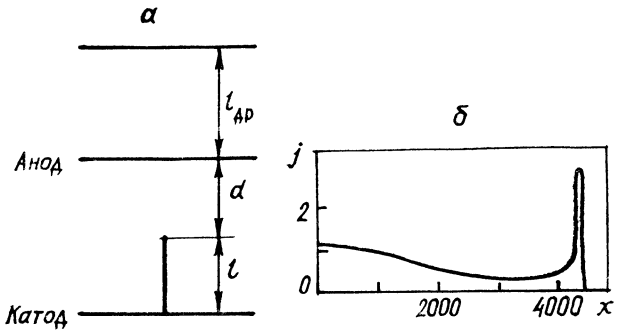


Рис. 20.5. Схема диода с острием на катоде (*а*) и плотность тока на аноде (*б*)

максимальным разлетом электронов, т. е. на границе пучка имеет место уплотнение траекторий электронов, аналогичное уплотнению на границе мазка. Влияние собственного и внешнего магнитных полей на структуру мазков очевидно. При увеличении магнитного поля мазок сужается, затем исчезает, т. е. электронные потоки из соседних факелов не перекрываются. По мере роста *H* кольца сужаются, сам эффект кольца уменьшается, т. е. при сужении пучка плотность тока в центре пучка нарастает быстрее по сравнению с областью кольца. При достаточно сильном внешнем магнитном поле КФ будут просто проецироваться на анод.

20.2.4. КОЛЬЦЕВАЯ СТРУКТУРА ПУЧКОВ

В работе [8] отмечено, что в диодах с многоострийными катодами поперечное сечение электронного пучка имеет ярко выраженную кольцевую структуру. На фотографиях поперечного сечения пучка видно множество колец, наложенных друг на друга. Каждое из них объясняется авторами электронным потоком из эктонов на вершине одного из острий. Взаимодействия между потоками электронов с разных острий не замечено; картина структуры такова, что электронные потоки пересекаются без заметного взаимодействия.

В работе [1] объясняется кольцевая структура пучков в диодах с многоострийными катодами. Предполагается, что кольцо соответствует скачку плотности тока на границе с одного острия. Схема диода с острием на катоде и область дрейфа приведены на рис. 20.5, *а*. Для нахождения радиуса кольца оценивается радиус электронов с острия, причем используется довольно грубая модель невзорвавшегося бесконечного тонкого острия. Тогда все искажение электрического поля острием в плоском диоде сосредоточено в бесконечно малой области вблизи острия. Это связано с тем, что разность потенциала между заряженной

нитью и точкой на любом конечном расстоянии от нее бесконечна. Электроны, попадающие на границу пучка электронов, эмиттированных из области при вершине острия, выходят в поперечном направлении со скоростью $v_\perp$, соответствующей прохождению электронов разности потенциалов $Ul/(l+d)$:

$$\frac{mv_\perp^2}{2} = e\frac{Ul}{l+d}. \tag{20.10}$$

В дальнейшем электрон, находясь в однородном электрическом поле плоского диода, сохраняет скорость $v_\perp$ (нерелятивистское напряжение на диоде) и, набирая продольную скорость $v_\parallel$, падает на анод на границе пучка. Простые вычисления показывают, что электрон попадает на анод на расстоянии от оси острия

$$r_а = 2(ld)^{1/2}, \tag{20.11}$$

а продольная скорость на аноде

$$v_\parallel = \left[\frac{2eUd}{m(l+d)}\right]^{1/2}. \tag{20.12}$$

Если пучок выводится в дрейф, то, предполагая, что электроны на границе пучка сохраняют продольную и поперечную компоненты скорости, имеем

$$\Delta r/l_{др} = v_\perp/v_\parallel, \tag{20.13}$$

где $l_{др}$ — длина дрейфа вдоль оси острия; Δr — приращение радиуса пучка в дрейфе. Тогда, учитывая (20.10) и (20.12), получаем

$$\Delta r = l_{др}(l/d)^{1/2}. \tag{20.14}$$

Радиус пучка после дрейфа составит ($r_и = r_а + \Delta r$)

$$r_и = 2(ld)^{1/2} + l_{др}(l/d)^{1/2}. \tag{20.15}$$

Конечно, в реальном случае электрическое поле в диоде (особенно вблизи КФ) несколько отличается от поля в используемой модели. Для сравнения движения граничных электронов в модели и в реальном случае в [1] проведен численный расчет электронного пучка в плоском диоде с острием на катоде. На вершине острия находился плазменный шар, из которого по закону «3/2» вытягивался поток электронов. Расчет показал удовлетворительное совпадение результатов этой модели с показанной на рис. 20.5, *а*. На рис. 20.5, *б*, представлено распределение плотности тока на аноде, иллюстрирующее кольцевую структуру электронного потока в диоде с многоострийным катодом.

В работе [2] описано определение зависимости радиуса кольца на аноде от длины острия. Плоский диод имел посто-

янный зазор ($l+d=30$ мм). На катоде имелось тонкое одиночное графитовое острие, длина l которого менялась. Показано, что расхождение экспериментального значения радиуса пучка электронов после дрейфа и вычисленного по формуле (20.15) нарастает с увеличением отношений l/d и достигает 15 % при $l/d=2$. Численные расчеты показывают, что при увеличении отношения l/d плотность тока в центре пучка растет быстрее, чем в области кольца. Поэтому в диодах с многоострийными катодами, для которых, как правило, $l \ll d$, плотность тока в кольце больше, чем в центральной части пучка, и его кольцевая структура ярко выражена. Для $l \simeq d$ плотность тока в кольце примерно равна плотности тока в центральной части пучка.

§ 20.3. КАТОДЫ ДИОДОВ ДЛЯ ПБС

20.3.1. МНОГООСТРИЙНЫЕ КАТОДЫ

Для получения большого числа эктонов на единицу поверхности используются катоды, в которых специально устраивают большое число острий. Иногда используют также металл или другой проводник, на поверхности которых естественным образом при высоком электрическом поле может образовываться много эктонов. Для получения однородных пучков электронов важно, чтобы плазма как можно однороднее покрывала поверхность катода. Если считать, что новые эктоны возникают на расстоянии друг от друга не меньшем, чем радиус экранировки $r_э$, то минимальное время заполнения плазмой катода будет порядка $t_м \approx r_э/v_к$. Очевидно, что чем больше длительность импульса, тем однороднее будет заполнение плазмой катода, а следовательно, и пучок электронов. Вторым важным условием получения однородных пучков является крутизна роста напряженности поля на диоде dE/dt. Чем больше dE/dt, тем больше за время фронта импульса появится эктонов и тем однороднее будет пучок электронов [9].

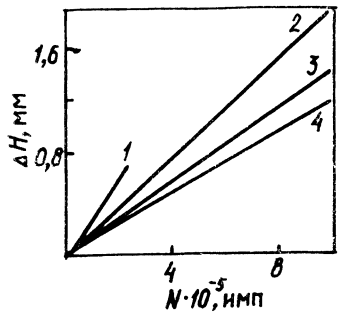
При использовании многоострийных катодов возникает проблема стабильности и долговечности катода. Оба этих качества обеспечиваются выбором материала катода, геометрий эмиттера, токовой нагрузки на каждый эмиттер, а также приложенным напряжением и расстоянием между катодом и анодом. Одной из причин отказа таких катодов от работы обычно является затупление эмиттеров из-за уноса металла с катода. При выборе геометрии эмиттеров необходимо учитывать два требования. Первое заключается в необходимости обеспечения такой напряженности электрического поля, при которой время запаздывания взрыва острия много меньше длительности фронта. Второе сводится к обеспечению необходимого ресурса ра-

боты. Эти требования противоречивы, так как увеличение поля достигается уменьшением радиуса эмиттера, а чем меньше этот радиус, тем больше унос массы.

Очевидно, что для создания надежных долговременных взрывоэмиссионных катодов наиболее перспективны эмиттеры с постоянным поперечным сечением по высоте (фольговые и проволочные). Наибольшее распространение получили эмиттеры из фольги [10, 11], при использовании которых в наносекундном диапазоне длительностей импульсов достигнут ресурс работы 10^7 включений тока. Однако такие эмиттеры обладают рядом недостатков. Один из них — неконтролируемость числа и местоположения эктонов на рабочей кромке фольги, что приводит к значительной неоднородности электронного пучка [12]. Между тем локализация тока в ограниченном числе эктонов вызывает убыстрение электрического пробоя ускоряющего промежутка. Этот недостаток пытаются устранить, применяя очень тонкие металлические фольги (7—20 мкс) для повышения напряженности электрического поля на катоде. Однако при создании катодов большой площади и с переходом в микросекундный диапазон длительностей импульсов появление лидирующих эктонов оказывает неблагоприятное влияние на формирование пучка. Кроме того, катоды из тонкой металлической фольги механически неустойчивы.

Заведомо заданное и контролируемое число эктонов на катоде большой площади может быть создано путем применения цилиндрических эмиттеров из тонких проволок. Существенное преимущество таких катодов состоит в том, что появляется возможность поддержания равномерного отбора тока со всех эмиттеров путем включения в цепь каждого из них балластного резистора [13]. Однако широкого распространения катоды с цилиндрическими эмиттерами не получили. Использование цилиндрических эмиттеров из тонких проволок позволяет создавать простые по конструкции и удобные в эксплуатации долговечные взрывоэмиссионные катоды большой площади.

Поскольку пробивная напряженность электрического поля на катоде, эрозионные характеристики и параметры возникающих микроострий определяются материалом эмиттеров, то следует использовать материалы, предпочтительные с точки зрения создания долговечных катодов. Для выявления такой группы в одинаковых условиях испытывались эмиттеры из различных материалов с идентичными геометрическими параметрами [10]. Цилиндрическими катодами служили W, Au, Ag и Cu-проволочки диаметром 50 мкм, выступавшие на 1,5 см из катододержателя. Материалами фольговых эмиттеров, имеющих форму зуба, были Ti, Ni, Nb, Al, Cu, Pb, графит, латунь. Толщина латунных и графитовых фольг составляла 80 мкм, фольг из остальных материалов — 50 мкм. Высота зуба — 0,5—0,7 см, а радиус и угол при его вершине 20—25 мкм и 20°



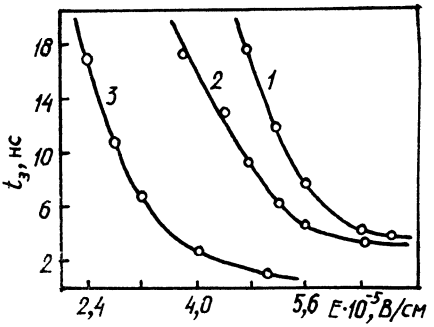


Рис 20.6. Зависимость укорочения цилиндрического эмиттера ΔH от числа прошедших через промежуток импульсов тока N.
N: *1* — W, *2* — Au, *3* — Ag, *4* — Cu

Рис. 20.7. Зависимость времени запаздывания пробоя $t_з$ от макронапряженности электрического поля E:
1 — мелкозернистый графит плотностью 2,2 г/см³; *2*, *3* — углеграфит плотностью 0,8 и 0,2 г/см³ соответственно

соответственно. Эксперименты проводились в техническом вакууме $1{,}33 \cdot 10^{-2}$ Па при следующих параметрах импульсов, подаваемых на диод (расстояние катод — плоский анод 0,6 см): амплитуда 30 кВ, длительность 50 нс, частота следования 25 Гц. Результаты испытаний цилиндрических катодов представлены на рис. 20.6, а фольговых эмиттеров — в табл. 20.1, где принято: N^* — число включений тока, по достижении которого появились пропуски импульсов электронного тока; R_{N^*} — радиус вершины зуба, соответствующий числу включений тока N*; i — значение тока к концу импульса; $\overline{M}_1$ — масса вещества катода, уносимая в среднем за один импульс тока; $\overline{\gamma}$ и $\overline{V}$ — соответственно масса и объем вещества катода, уносимые в среднем за один импульс тока и приходящиеся на единицу протекшего через промежуток заряда. Из приведенных данных следует, что наибольшую эрозионную стойкость имеют медные эмиттеры. В то же время оловянные и графитовые катоды, обладающие существенно меньшей эрозионной стойкостью, обеспечивают наибольшее число стабильных включений тока. Исследования в растровом электронном микроскопе показали, что микрорельеф поверхности вершин эмиттеров сформирован в результате образования микрократеров и микровыступов. На таких материалах, как Ti, Ni, Nb, Al, Cu и латунь, неоднородности поверхности выглядят более мелкими и более сглаженными по сравнению с неоднородностями на оловянных и графитовых эмиттерах. Материалы в табл. 20.1 фактически располагаются по пробивным напряженностям электрического поля в вакууме. Таким образом, результаты исследований показывают, что, по-видимому, для создания долговеч-

Таблица 20.1

Материал	N^*, имп	R_{N^*}, мкм	i, А	$\overline{M}_1 \cdot 10^{11}$, г/имп	$\overline{\gamma} \cdot 10^5$, г/Кл	$\overline{V} \cdot 10^6$, см³/Кл
Ti	3	25	60	—	—	—
Ni	3	25	60	—	—	—
Nb	10	25	60	—	—	—
Al	45	25	60	—	—	—
Латунь	$125 \cdot 10^3$	40	60	—	—	—
Cu	$5 \cdot 10^3$	35	60	1,8	1,2	1,35
C	$1,25 \cdot 10^5$	175	87	28	14,2	63
Pb	$4,3 \cdot 10^5$	275	25	13	20	17,7

ных взрывоэмиссионных катодов большой площади, работающих в техническом вакууме, предпочтительнее медные эмиттеры.

Особо следует остановиться на графитовых катодах. Многие авторы утверждают, что наилучшие результаты, с точки зрения однородности пучка, получены в опытах с плоскими графитовыми катодами. Это обусловлено тем, что графит имеет малые времена запаздывания взрыва острий $t_з$ (см. рис. 3.7) при относительно низкой макронапряженности электрического поля на его поверхности, а также малые значения критического тока [4]. В работе [3] показано, что лучшими свойствами обладают углеграфитовые материалы. Причем, чем меньше плотность последнего, тем ниже время $t_з$ и тем однороднее пучок электронов (рис. 20.7). Например, в электронных пушках лазера АВРОРА [14] материалом катода служила графитовая ткань типа войлока и велюра. Этот материал используется потому, что для получения микровзрывов на катоде необходимо низкое напряжение. Это позволяет иметь однородное распределение плазмы очень быстро уже на фронте импульса. Отдельные графитовые нити, из которых состоит углеграфитовая ткань, имеют диаметр примерно 20 мкм. На боковых поверхностях она имеет узелки размером около 1 мкм. Эти нити и узелки способствуют взрывной эмиссии при низких напряжениях [15].

Остановимся коротко на технологии изготовления многоострийных катодов для получения ПБС. Основными критериями при выборе той или иной конструкции эмиттера и технологии его изготовления являются ресурс работы, пространственные и временные характеристики пучка, стоимость и технологичность катода. Для изготовления катодов с большой площадью, обеспечивающих получение ленточных ПБС в источниках с ВЭЭ, применяются различные способы создания многоострийных систем. К их числу относятся электрохими-

ческое заострение отрезков проволоки с последующей сборкой острий в пакеты; выращивание острий методом напыления в электрическом поле; получение многоострийных систем из многокомпонентной эвтектики, например из вольфрамоникелевой, путем вытравливания одной из компонент, входящих в эвтектику; изготовление пакетов острий путем электроискрового вырезания из тонких металлических фольг и т. д. Однако ввиду сложности этих способов они находят пока ограниченное применение.

Наиболее распространено использование ПБС с взрывными катодами для возбуждения газовых лазеров большой мощности. Параметры ПБС для этих целей охватывают достаточно широкий диапазон. Действительно, длительность импульсов колеблется от 10^{-8} до 10^{-4} с, плотность токов j — от 10^{-3} до 10 А/см^2; при этом энергия частиц $E \approx 0{,}2$—$0{,}5$ МэВ, а пространственная неоднородность плотности тока должна быть не хуже 10—15 %. Во всем диапазоне плотностей токов, как мы уже говорили, достаточно хорошо зарекомендовали себя графитовые катоды, изготовленные из отдельных острий, полосок углеграфитовой ткани, пучков графитовых нитей или графитового волокна. Угольные нити или полоски закрепляют с определенным интервалом на металлической пластине, имеющей достаточно большой радиус закругления для предотвращения эмиссии с этой подложки.

Широко распространены многоострийные катоды, изготовленные методом холодной штамповки из фольги [16]. Материал катода — медная фольга толщиной 20—30 мкм. Эмиттеры вырубаются из фольги в виде равнобедренных треугольников с углом при вершине $\theta = 20°$ и высотой 5 мм. Расстояние между двумя соседними эмиттерами около 5 мм. Одновременно с вырубкой фольгу сгибают так, что острие устанавливается перпендикулярно плоскости подложки и составляет с ним одно целое. Подложку крепят к опорной пластине катода, имеющей площадь, близкую к апертуре пучка, и окантованной трубой из нержавеющей стали для предотвращения паразитной эмиссии. В работе [16] такой катод имеет на площади 35×910 см 1100 острий, каждое из которых выполнено из фольги толщиной 20 мкм в виде зуба с углом при вершине 20° и радиусом закругления 10—60 мкм.

Установлено, что давление и способ получения вакуума в камере влияют на стабильность токоотбора с катода. При использовании эмиттера из вольфрама и молибдена уменьшение давления от $1{,}33 \cdot 10^{-1}$ до $1{,}33 \cdot 10^{-4}$ Па и переход к безмасляной откачке камеры приводят к тому, что через 10^3 включений тока КФ начинают возникать нестабильности. В то же время при давлении 10^{-1} Па и откачке диффузионным насосом ток оставался стабильным примерно до 10^6 включений. Аналогичный эффект наблюдался при эксплуатации золотых, медных

и серебряных эмиттеров. При этом, если вакуум в камере создавался сорбционным насосом и составлял 10^{-4} Па, импульсы тока оставались стабильными только в течение 10^4 включений. С переходом к масляной откачке и давлении 10^{-1} Па катоды работают стабильно и после 10^6 включений тока.

Приведенные результаты позволяют утверждать, что на возбуждение центров эмиссии влияют поверхностные загрязнения и адсорбированный газ. При наличии последних уменьшается время запаздывания возникновения КФ. Поэтому технический вакуум предпочтительнее для работы катода в режиме ВЭЭ.

20.3.2. МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КАТОДЫ

Стремление получить однородные ПБС за счет более однородного заполнения плазмой катодной поверхности привели к созданию металлодиэлектрических катодов. В них существенно легче возбудить ВЭЭ, а поскольку скорость движения плазмы по поверхности диэлектрика можно сделать выше, чем скорость КФ в вакууме, то заполнение плазмой катодной поверхности будет происходить быстрее. Кроме того, металлодиэлектрические катоды легче сделать управляемыми, что придает им новые полезные свойства. Влияние диэлектрика на возбуждение ВЭЭ и на ток эмиссии рассмотрено в главах 2, 3 и 5 настоящей монографии.

В работе [17, 18] описана работа катода, в котором большое количество эмиттирующих центров создается за счет разряда в вакууме между металлической сеткой и диэлектриком. На рис. 20.8, *а*, сетка расположена на диэлектрической подложке *1*, изготовленной из титаната бария, противоположная сторона *2* которой металлизирована. Рассмотрим электрическую схему замещения источника (рис. 20.8, *б, в*). В ней можно выделить емкость элементов поверхности диэлектрика относительно нижней обкладки; C_2 — емкость этих элементов друг относительно друга, а C_3 — то же относительно сетки. Из-за большой величины ε диэлектрика C_2 и $C_3 \ll C_1$. Вследствие этого при приложении импульсного напряжения между подложкой и сеткой практически все напряжение приложено к емкости C_2 и C_3. Поэтому происходит разряд по поверхности диэлектрика там, где он касается сетки, а там, где не касается, возможен пробой промежутка сетка — диэлектрик. В последнем случае в результате большой тангенциальной составляющей напряженности поля на диэлектрике после пробоя разряд все равно начнет развиваться по поверхности диэлектрика. Из-за большого поверхностного сопротивления диэлектрика отдельные разряды могут происходить независимо и в течение короткого времени покрыть плазмой большую поверхность катода.

В отличие от неуправляемых источников электронов управляемые позволяют получать значительно бóльшие токи при том

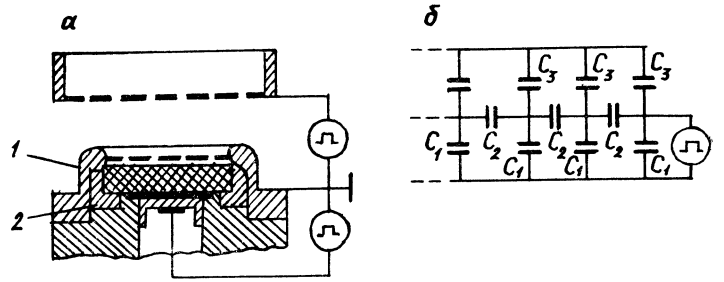


Рис. 20.8. Схемы включения управляемого источника электронов (*а*) и замещения разрядной цепи катода (*б*):

1 — керамическая пластина, *2* — ускоряющий электрод

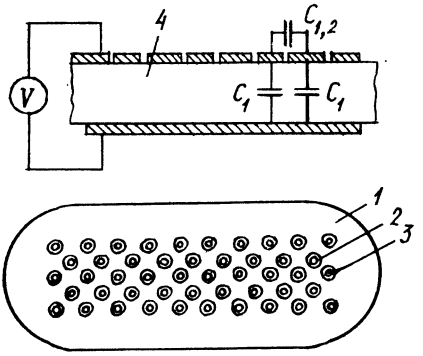


Рис. 20.9. Управляемый плазменный катод с пробоем на поверхности диэлектрика:

1 — фольга из металла, *2* — изолирующий зазор, *3* — металлический «островок», *4* — диэлектрик

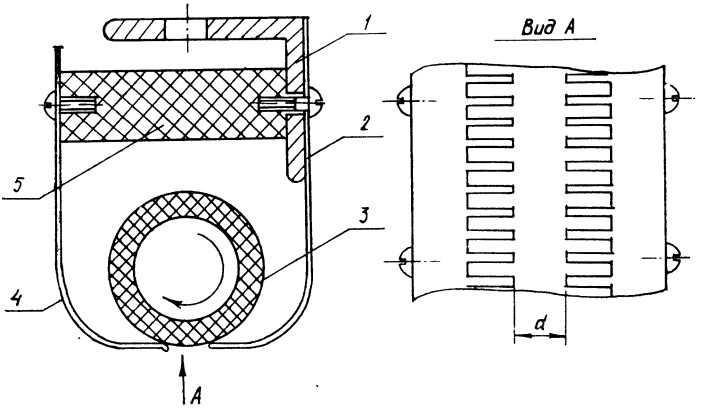


Рис. 20.10. Металлодиэлектрический катод с вращающимся керамическим цилиндром:

1 — катододержатель, *2* — основной электрод, *3* — керамический цилиндр, *4* — вспомогательный электрод, *5* — изолятор

же напряжении за счет предварительной подачи управляющего импульса на сетку. Этот ток в десятки раз превосходит ток Чайльда — Ленгмюра. Существенное увеличение тока в управляемом источнике обусловлено уменьшением промежутка анод — катод за счет распространения плазмы в глубь промежутка, а также компенсацией объемного заряда электронов ионами.

Используя управляемый катод с разрядом по диэлектрику из $BaTiO_3$, авторы [17, 18] получили ток электронов $2 \cdot 10^3$ при напряжении 50 кВ. В ускорителе электронов с энергией 500 кэВ при диаметре катода 4 см и расстоянии анод — катод 1 см амплитуда электронного тока в диоде составляла около 10^4 А при длительности импульса 25 нс. В последнеее время появились работы по так называемым ферроэлектрическим катодам [49, 50]. В них используются пластины из керамики, содержащей соединения $PbZrO_3$, La_2O_3, $PbTiO_3$ (PLZT-керамика). В зависимости от состава эта керамика имеет диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = (1—5) \cdot 10^3$. Конструкция катода аналогична приведенному на рис. 20.8, только вместо сетки из натянутых проводников используются полоски из возженного серебра. Эти катоды эмиттируют электроны с током, в 100 раз большим тока Чайльда — Ленгмюра. Авторы [49, 50] объясняют работу этих катодов особыми свойствами керамики. Однако нет сомнения, что они функционируют так же, как обычные металлодиэлектрические катоды, за счет появления эктонов в тройных точках.

Авторы [19] использовали металлический катод, инкрустированный пластмассой, с $\bar{\varepsilon} = 3 — 10$. За счет высокой напряженности поля на острых краях металлической лунки с этих мест эмиттируются электроны, которые, попадая на поверхность диэлектрика, приводят к поверхностному разряду и быстрому заполнению поверхности катода плазмой. Как будет показано ниже, плотная плазма, образуемая при взрывном разрушении диэлектрика и металла, так же как и при взрыве металлического острия, приводит к усилению эмиссии электронов с катода. Сообщается [19], что от такого катода при анодных напряжениях 500 кВ удалось получить одиночные импульсы электронного тока длительностью 50 нс и амплитудой до 10^5 А.

Идея использования большого числа тонких медных проволок, армированных диэлектриком, реализована в [10]. Проволоку предварительно наматывали с заданным шагом на пластины из фольгированного гетинакса, с которого удаляли часть металлизации, равную удвоенной высоте эмиттера. После намотки проволоки припаивали к фольге гетинакса, а на полосе без металлизации приклеивали клеем. При разрезании пластины перпендикулярно линии намотки получаются два эмиттирующих элемента, которые устанавливают на катодную пластину. Катод площадью 200 см^2 (4×50 см), содержащий 600 эмиттеров, выполненных из отрезков медных проволочек

диаметром 50 мкм, работал в частотном режиме до 50 Гц при $U=400$ кВ, $t_и \approx 30$ нс с общим током 6,5 А. Такие катоды обеспечивают ресурс работы до 10^7 включений и дают хорошую однородность электронного пучка.

Стремление реализовать диод с регулируемой плотностью тока при постоянном зазоре стимулировало попытки создания плазменных катодов, в которых образование плазмы не зависит от ускоряющего напряжения. Для катодов большой площади можно применять разряд по поверхности диэлектрика, реализуемый с помощью схемы поджига с емкостной связью. Впервые такой катод описан в [17]. Плазменный эмиттер этого типа для управления разрядом в газовых лазерах использован в [20, 21]. Управляемый катод с пробоем на поверхности диэлектрика в вакууме (рис. 20.9) состоит из множества круглых элементов, вытравленных на поверхности фольгированного гетинакса. Большое число металлических островков, отделенных кольцевыми изолирующими зазорами от металла пластины, имеют емкостную связь через диэлектрик с металлическим слоем, нанесенным на другой стороне диэлектрика. При подаче импульса на катод напряжение распределяется между конденсаторами C_1 и C_2. Рост напряжения U_c вызывает пробой на поверхности диэлектрика, после чего разряжается C_1. Нетрудно видеть, что при этом происходит параллельный пробой всех зазоров, поскольку пробой одного зазора не влияет на пробой остальных. В [21] испытывались панели с плотностью 16 элементов на 1 см^2. Изменяя время задержки между поджигом катода и подачей ускоряющего напряжения, можно существенно изменить плотность тока в диоде. Однако недостаточная стабильность работы таких катодов препятствует их широкому применению.

Одна из серьезных проблем использования металлодиэлектрических катодов — металлизация поверхности диэлектрика за счет жидкого металла, плазмы и пара, испускаемых эктоном. Это приводит к затруднению функционирования катода. Кроме того, происходит разрушение диэлектрика при длительной работе. Для уменьшения влияния этих эффектов в [22] предложено использовать в качестве катода вращающийся керамический цилиндр, к которому плотно прижаты два электрода (рис. 20.10). При подаче импульса напряжения на диод из-за емкостных связей между электродами *2* и *4*, а также электродом *4* и стенками диода возникает разность потенциалов на поверхности диэлектрика и происходит разряд по диэлектрику по многим каналам. Этот разряд создает на катодной кромке большое число эктонов, эмиттирующих электроны. Такие катоды имеют большой срок службы (до 10^8 включений и более) при частоте импульсов $10^2 - 10^3$ Гц и средней мощности 10—20 кВт.

20.3.3. ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИЕ КАТОДЫ

При использовании твердого катода эмиссионными центрами служат естественные микрошероховатости или специально созданные микроострия. При наличии жидкой фазы последние могут формироваться в результате возмущения поверхности жидкого металла в сильном электрическом поле [23]. Ранее удалось показать, что при работе с жидким катодом вакуумному пробою предшествует появление гидродинамических капиллярных волн, подавление которых приводит к увеличению электрической прочности вакуумного промежутка.

Использование жидкого металла для получения стабильной взрывной эмиссии предложено в [24]. Очевидно, что если ВЭЭ в начальной стадии вакуумного пробоя определяется взрывом микроострий, то ее стабильность должна существенно зависеть от условий их самовосстановления от пробоя к пробою. На жидком металле, по-видимому, воспроизводимость результатов должна быть значительно надежнее в связи с идентичностью начальных и граничных условий возбуждения этих выступов. Кроме того, на жидкой поверхности возможно контролировать создание микронеоднородностей рядом искусственных способов. В частности, такие искусственные микронеоднородности на жидком катоде могут быть созданы при возбуждении его поверхности пьезокристаллом.

Если жидкий металл расположить над вибрирующей пластинкой пьезокварца или титаната бария, то на его поверхности образуются стоячие волны, которые могут служить в качестве упорядоченных и контролируемых микронеровностей. Для квадратной пластинки со стороной квадрата a связь между числом узловых колебаний n и частотой f_n выражается формулой [25]

$$f_n = n^2 \pi h \sqrt{E/\rho (1-\sigma^2)} / 2\sqrt{3} a^2, \qquad (20.16)$$

где h — высота стоячей волны; ρ — плотность пластинки; σ — коэффициент Пуассона.

При использовании пьезокристалла круглой формы радиусом r аналогичное соотношение имеет вид

$$f_n = n^2 \pi h \sqrt{E/\rho (1-\sigma^2)} / \sqrt{3} r^2. \qquad (20.17)$$

Частота возбуждающих колебаний в [24] составляла от 2 до 12 МГц. Соответственно, согласно формулам (20.16) и (20.17), плотность возбуждаемых микронеровностей в зависимости от частоты варьировалась от 190 до $6 \cdot 10^3$ см$^{-2}$. Расчетные размеры микровыступов составляли соответственно по радиусу кривизны вершины от 37,2 до 1,34 мкм. Высота микровыступа зависела от мощности, подводимой от генератора, и могла до-

стигать 10 мкм. С ростом амплитуды возбуждающих колебаний напряжение пробоя уменьшается. При этом происходит также значительное уменьшение разброса по пробивным напряжениям. Одновременно отмечается значительное увеличение стабильности ВЭЭ. Без возбуждения поверхности разброс в значениях электронного тока составляет 10—15 %; при введении искусственного возбуждения с помощью пьезокварца достигается стабильность не хуже 5 %.

Существенно, что при искусственном возбуждении поверхности катода величина переносимого электронного заряда возрастает, что может быть объяснено развитием активной поверхности и увеличением числа одновременно взрывающихся эмиссионных центров. Электронный ток составлял $2 \cdot 10^3$ А, а напряжение 300 кВ. Электронный компонент отделяется от плазменного тонкой фольгой, прозрачной для электронов, ускоряемых анодным напряжением. Новый тип жидкометаллического катода для больших частот импульсов описан в [51].

§ 20.4. СВОЙСТВА ПУЧКОВ БОЛЬШОГО СЕЧЕНИЯ

20.4.1. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Пусть многоострийный катод состоит из большого числа тонких острий, расположенных рядами на некотором расстоянии a друг от друга (рис. 20.11). Если размеры острий таковы, что при приложении импульса напряжения время взрыва каждого много меньше длительности фронта импульса, то можно считать, что острия взрываются одновременно. Если $a \gg b$, то время движения плазмы между соседними остриями в ряду, равное $b/2v_к$, будет много меньше времени движения между рядами, и многоострийный катод можно рассматривать как катод с эмиттирующими нитями, находящимися на расстоянии a друг от друга. При условии, когда площадь катода $s > d^2$, а длительность импульса $t_и \ll d/v_к$, ток электронов в диоде можно представить соотношением [26]

$$i = 9{,}33 \cdot 10^{-6} N (l/d) U^{3/2} f(a/d), \tag{20.18}$$

где N — число рядов; l — длина ряда. Функция $f(a/d)$ имеет вид

$$f(a/d) = \int_0^{a/d} [(1 + x^2)^{1/2} + 1/x \operatorname{arc\,sh} x]^{-2} dx. \tag{20.19}$$

При $a/d \ll 1$ функция $f(a/d) \approx 1/4\ a/d$, и, принимая во внимание, что площадь катода $S = alN$, получаем обычное выражение для вольт-амперной характеристики диода с плоскими электродами:

$$i = \sqrt{2e/m}\, \frac{U^{3/2} S}{9\pi d^2}. \tag{20.20}$$

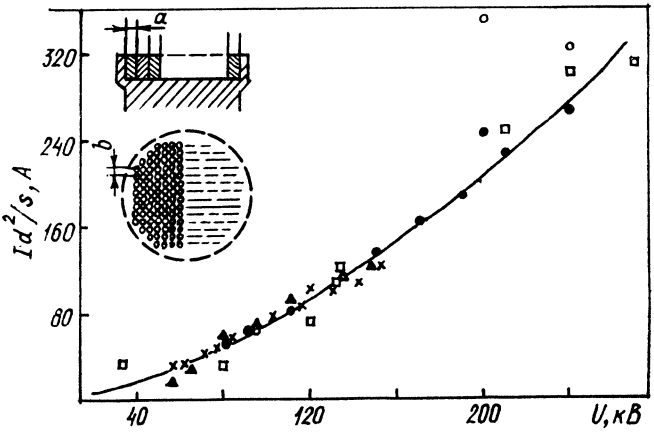


Рис. 20.11. Обобщенная вольт-амперная характеристика диода с многоострийным катодом при взрывной эмиссии электронов и многоострийный катод. Кривая рассчитана по формуле (20.20)

Если принять, что длительность импульса $t_и$ сравнима с величиной $d/v_к$, то получим

$$i = \sqrt{2e/m}\,\frac{U^{3/2}s}{9\pi\,(d - v_к t)^2}. \qquad (20.21)$$

Формулы (20.20) и (20.21) справедливы при $eU \ll mc^2$. На рис. 20.11 приведена теоретическая зависимость $i(U)$ (20.20), соответствующая закону «степени 3/2», а экспериментальные точки заимствованы из работы [27] (диаметр катода 2 см, $a = 0{,}8$ мм, $b = 0{,}3$ мм, число игл 1500 и длина зазора 1 см). В этих экспериментах соблюдалось соотношение $t_и \ll d/v_к$. Хорошее соответствие расчетной зависимости и результатов эксперимента указывает на то, что многоострийный катод [27] работал не в автоэмиссионном режиме, как предполагали авторы, а во взрывном. На рис. 20.11 также показаны экспериментальные точки, взятые из работы [26].

Отсутствие зависимости тока от размеров эмиссионных центров и их взаимного расположения в формуле (20.20) позволяет предположить, что если соблюдаются условия

$$a/d \ll 1, \quad \sqrt{S} \gg d \qquad (20.22)$$

(a — среднее расстояние между эмиссионными центрами), то при этом закон «степени 3/2» соблюдается так же, как для диода с плоским катодом. Этот вывод подтверждается исследованиями диодных промежутков мощных наносекундных импульсных генераторов электронных пучков с ускоряющими на-

пряжениями до 10^6 В и токами до 10^5 А. Для очень высоких потенциалов, когда $eU \gg mc^2$,

$$i = cU/2\pi(d - v_к t)^2. \tag{20.23}$$

Часто ток электронов записывается через релятивистский фактор $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, где v — скорость электрона. Если учесть соотношение, определяющее фактор γ:

$$eU = mc^2(\gamma - 1), \tag{20.24}$$

то из (20.21) и (20.23) получим при $t_и \ll d/v_к$

$$i \approx (mc^3/e)\left[\sqrt{2}(\gamma - 1)^{3/2}S/9\pi d^2\right] \text{ при } \gamma \approx 1 + v^2/2c^2; \tag{20.25}$$

$$i = (mc^3/e)(\gamma S/2\pi d^2) \text{ при } \gamma \gg 1. \tag{20.26}$$

Эти два выражения для предельной плотности тока электронов в плоском диоде можно записать единым образом, воспользовавшись интерполяцией [28]:

$$i \approx \frac{mc^3}{e}\frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}S}{2\pi d^2}. \tag{20.27}$$

В ультрарелятивистском пределе, когда $\gamma \gg 1$, выражение (20.23) совпадает с (20.27), а в нерелятивистском пределе при $\gamma \approx (1 + U^2/2c^2)$ оно отличается от выражения (20.21) множителем $\sqrt{3}$. Отклонение от закона «степени 3/2» из-за релятивистских эффектов при $U = 600$ кВ составляет около 10 %.

Остановимся на других отклонениях вольт-амперных характеристик диодов от закона «степени 3/2». Если предварительно за время $t_з$ до прихода импульса ускоряющего напряжения в диоде образуется плазма в результате взрыва острий, то уже к моменту прихода импульса величина в числителе составит $vt_з$, а в знаменателе $(d - v_к t_з)$. Это, а также компенсация электронного объемного заряда ионами плазмы приведут к росту тока в диоде по сравнению с тем случаем, когда плазма КФ образуется самим ускоряющим импульсом.

В работе [29] показана возможность увеличения тока электронов с острийного катода за счет предымпульса в 8 раз. Еще раньше этот эффект наблюдался в [17] в диоде с управляемым катодом. Предымпульсы при импульсном заряде накопителей в генераторах электронных пучков могут возникать вследствие протекания тока смещения через собственную емкость коммутатора за время задержки его срабатывания. Предымпульсы приводят к росту тока не только из-за изменения геометрии промежутка. Если плазма за время действия предымпульса успевает образоваться во всем объеме диода из-за испарения

стенок и анода, то ток, кроме того, будет возрастать из-за компенсации ионами поля объемного заряда электронов. Рост тока в диоде при действии предымпульсов наблюдался неоднократно в [30—32]. Причем в ряде работ отмечается полезность этого эффекта для увеличения электронного тока. Например, в [31] удалось увеличить ток в 10 раз и довести его до 10^6 А. Отклонение от закона «степени 3/2» при многоострийном катоде возможно также из-за несоблюдения условий (20.22).

Мы не учитывали, что в диоде может образоваться анодная плазма. В этом случае скорость сближения электродов равна суммарной скорости катодной и анодной плазм. Наглядно это иллюстрируется в работе [33]. Измерения проводились для диода с графитовыми электродами диаметром 5 см. По зависимости первеанса электронного потока авторы могли судить о скорости сокращения вакуумной части промежутка (рис. 20.12). Через 30 нс после прихода импульса напряжения на промежуток вся поверхность графитового катода покрывается плазмой. После этого изменения первеанса хорошо описываются расширением катодной плазмы в сторону анода со скоростью $1{,}8 \cdot 10^6$ см/с. Однако примерно 70 нс первеанс начинает расти быстрее, чем это следовало бы из предположения неизменной скорости катодной плазмы. Необходимо допустить, что с этого момента появляется анодная плазма, примерно с такой же скоростью движущаяся навстречу катодной. В том, что это действительно так, авторы [33] убедились, проводя электронно-оптические наблюдения за свечением при пробое. Этот вывод подтверждается и более ранними экспериментами [34] (см. также гл. 4).

Как мы уже упоминали, одно из главных применений ПБС — накачка газовых лазеров. Например, для накачки KrF-эксимерного лазера для экспериментов по термоядерному синтезу [14] требуется плотность тока порядка десятков А/см^2. Тогда при апертуре пучка примерно 1 м^2 полный ток может приближаться к 10^6 А. При токах такой величины собственное магнитное поле пучка будет влиять на траектории электронов, вызывая сильное пинчевание пучка. Чтобы предотвратить этот эффект, необходимо приложить внешнее продольное управляющее магнитное поле, которое будет больше собственного поля.

Внешнее магнитное поле повышает эффективность выделения энергии в лазерной среде. Подбирая магнитное поле, можно вывести электронный пучок только в активную зону лазера, что увеличивает КПД лазера. Однако наличие внешнего магнитного поля имеет и ряд недостатков. Во-первых, необходима дополнительная энергия для питания магнитов. Во-вторых, магнитное поле мешает перекрытию плазмы от отдельных эктонов и созданию сплошного плазменного слоя на катоде. Плотность электронного пучка получается неоднородной, что ухудшает качество накачки газового лазера. И в-третьих, продольное

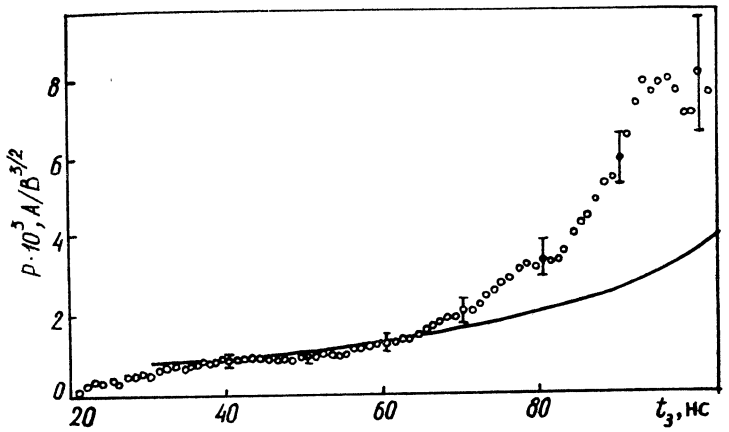


Рис. 20.12. Зависимость первеанса от времени:
точки — эксперимент, *сплошная линия* — расчет при $v_к = 1{,}8 \cdot 10^6$ см/с

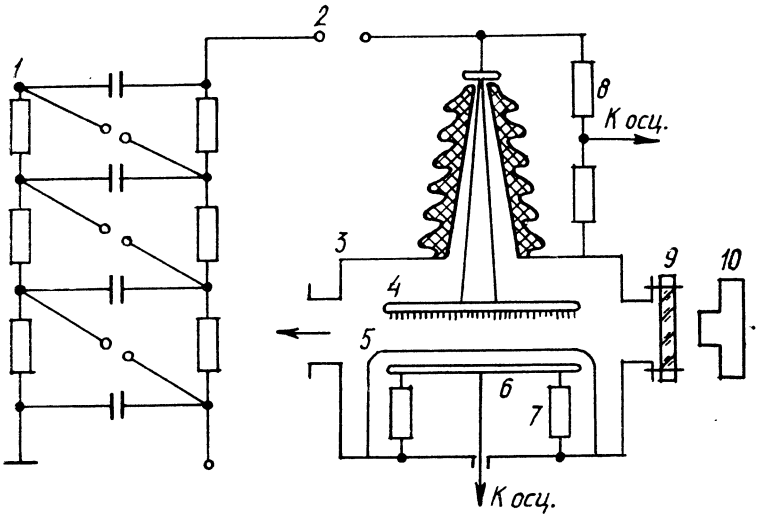


Рис. 20.13. Экспериментальная установка для получения микросекундных электронных пучков:
1 — генератор Маркса, *2* — разрядник, *3* — вакуумная камера, *4* — катод, *5* — экстрактор из алюминиевой фольги толщиной 70 мкм, *6* — коллектор, *7* — шунт для измерения тока, *8* — делитель напряжения, *9* — окно, *10* — фотоаппарат

магнитное поле увеличивает скорость катодной плазмы, что может уменьшить время накачки лазера. К вопросу о роли собственного и внешнего магнитного поля мы еще вернемся в главе 21.

20.4.2. ПУЧКИ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Первоначально после появления диодов с использованием ВЭЭ предполагалось, что такие пучки электронов не могут иметь длительность более 10^{-7} с. Предельная длительность импульса электронного тока в таком ускорителе ограничивается временем, в течение которого происходит перемыкание промежутка катод — анод плазмой, образованной на них. Если анодную плазму можно устранить, уменьшая плотность тока или используя фольговый или сеточный анод, то катодная плазма принципиально не устранима. В [8] впервые показана возможность получения микросекундных пучков электронов при использовании длинного промежутка катод — анод, равного 10—20 см при площади многоострийного катода 200 см^2. Это позволило уменьшить плотность тока на аноде и влияние анодной плазмы, а также влияние катодной плазмы из-за увеличения времени ее пробега. В этой работе получены пучки электронов с энергией более 1 МэВ, током до 5 кА и длительностью до 4 мкс. Схема такого ускорителя электронов приведена на рис. 20.13 [8]. На установке У-2 в [48] получен электронный пучок с энергией электронов около 1 МэВ, током примерно 10^5 А и длительностью 5 мкс при средней плотности тока более 200 А/см^2.

Для получения более длинных импульсов и перехода к квазистационарному режиму необходимо было решить три задачи:

1. Установить условия, при которых плазменный катод с ВЭЭ работает в режиме насыщения и движение эмиссионной границы прекращается.

2. Разработать методы, позволяющие ограничить рост тока, а следовательно, и генерирование плазмы, поскольку основным отличием диода с ВЭЭ от диода со стационарной плазмой является отсутствие специальной цепи для генерирования плазмы.

3. Выяснить механизм пробоя, чтобы затруднить его формирование.

Целенаправленные исследования [35] эмиссионной способности плазмы КФ в различных фазах ее продвижения к аноду позволили установить, что в начальный период разлета фронт плазмы движется со скоростью, большей, чем средняя скорость направленного разлета частиц плазмы от катода ($v_к \approx \approx 2\cdot10^6$ см/с). По-видимому, это связано с наличием виртуального катода перед фронтом КФ в начальной фазе.

В дальнейшем, по мере расширения плазмы, проводимость вакуумной части диода растет, а эмиссионная способность

плазмы падает из-за уменьшения ее концентрации на границе эмиссии. При этом происходит «распыление» виртуального катода перед фронтом КФ, прекращается экранировка плазмы полем объемного заряда и уменьшается скорость катодной плазмы. Плазменный эмиттер переходит из режима неограниченной эмиссионной способности к режиму насыщения, т. е. от условия $j_e > j_b$ к условию $j_e = j_b$, где j_e и j_b — плотность теплового тока электронов плазмы на границе эмиссии и плотность тока, ограниченная пространственным зарядом.

Скорость движения границы падает до значения, меньшего скорости разлета частиц плазмы $v_к$. Продолжающееся расширение последней в режиме насыщения происходит в результате нарастания ее концентрации на эмиссионной границе из-за притока от поверхности катода и отсутствия потерь на рекомбинацию. Напомним, что протекание тока связано с непрерывным испарением и ионизацией материала катода. В то же время в распространяющейся плазме доминирует бесстолкновительный режим, и вследствие этого рекомбинация частиц мала.

Переход границы эмиссии в режим насыщения проявляется в виде уменьшения скорости роста тока на начальном участке тока ВЭЭ. Поскольку граница эмиссии движется со скоростью, меньшей $v_к$, а внутренние слои плазмы от вторичных эктонов, движущиеся с большой скоростью, могут ее догонять, становится понятен механизм возникновения колебаний концентрации плазмы на границе эмиссии [4]. Если на поверхности катода возникают сгустки плазмы, например за счет новых электронов, то при выходе их на границу эмиссии условие насыщения нарушается и граница может вновь ускориться, что неизбежно приведет к возрастанию тока.

Зондовые исследования потенциала плазмы КФ показали, что если по мере повышения тока плазма позади сгустка не способна пропустить этот ток, то сгусток заряжается положительно и в этом месте образуется двойной электрический слой. Диод превращается в триод с сеткой — плазменным сгустком. Падение напряжения на двойном слое, сравнимое с приложенным, приводит к тому, что электроны впрыскиваются в вакуумную область с большой начальной скоростью, что обусловливает увеличение проводимости вакуумной области диода и резкое нарастание тока. На осциллограммах электронного тока эта фаза проявляется резкими всплесками. Всплески меньшей амплитуды могут возникать также без зарядки плазменного сгустка, если он достаточно протяженный или его концентрация слабо отличается от концентрации на границе эмиссии. В этом случае всплеск тока образуется только за счет ускоренного смещения границы.

Сгусток плазмы неизбежно распадается под действием поля, приложенного между ним и катодной плазмой. Спад тока в диоде после всплеска обусловлен рассасыванием этого заря-

женного сгустка и ликвидацией двойного электрического слоя. Эту ситуацию можно моделировать [4] подачей на диод двух последовательных импульсов напряжения с паузой между ними. В течение первого импульса тока происходит образование катодной плазмы. Измерения потенциала плазмы с помощью плавающего зонда показали, что в этом случае при подаче на катод второго импульса вся плазма, образованная при первом импульсе, положительно заряжается. Это происходит потому, что в период паузы плотная плазма «отрывается» от катода и между ней и катодом образуется область плазмы пониженной концентрации. В пользу этой модели свидетельствуют обнаруженная возможность намеренно вызвать всплески тока в диоде с ВЭЭ кратковременным искусственным увеличением поступления металла в КФ [4], а также временная корреляция между приходом импульса поджига на катод в период протекания тока и возникновением всплесков на электронном токе.

В диодах со взрывной эмиссией плазма образуется в результате протекания тока через зону эктона на катоде, поэтому любой всплеск тока вызывает всплеск величины уноса металла с катода. Таким образом, любой случайный всплеск тока обусловливает серию связанных с ним бросков тока за счет положительной обратной связи (ПОС) в системе ток — генерирование плазмы — ток. Если добиться ослабления этой ПОС, ограничивая рост тока любым способом, то возможен переход к квазистационарному режиму, когда ток ВЭЭ постоянен и за счет этого поддерживается стабильным генерирование плазмы, что в свою очередь поддерживает неизменным ток в диоде. Ограничить влияние ПОС можно включением в цепь каждого эмиттера сопротивлений. Падение напряжения на них изменяет потенциал эмиттера по отношению к общей катодной плазме, уменьшает катодное падение в данном эмиссионном центре и тем самым ограничивает ток через лидирующий эктон [36].

Эксперименты показали два исхода квазистационарного режима: самопроизвольный обрыв тока и повторный его рост, приводящий через 100—300 мкс к пробою. При изучении самопроизвольных обрывов тока обнаружено, что такие параметры, как пороговый ток, характерное время до обрыва тока и их зависимость от материала катода при взрывной эмиссии идентичны для соответствующих материалов аналогичным параметрам для электрической дуги в вакууме [37]. Это говорит об единой природе катодных процессов как в период формирования вакуумного пробоя — ВЭЭ, так и в конечной его стадии — переходе к низковольтному дуговому разряду в вакууме.

Комплекс экспериментальных исследований [4, 35, 37] позволил выработать ряд рекомендаций для создания квазистационарных источников электронов.

1. Для эмиттеров предпочтительно использовать материалы с малым пороговым током дуги (C, Hg, LaB_6), чтобы не про-

исходило самопроизвольных обрывов тока, поскольку токовая нагрузка на один эмиттер не превышает 10 А.

2. В качестве конструкционных материалов катодного узла, имеющих контакт с катодной плазмой, лучше использовать материалы (Mo, C), на которых затруднено образование новых эктонов во время соприкосновения элементов конструкции с плазмой.

3. Ограничивать площадь эмиссионной поверхности плазмы для предотвращения ее разлета. Для этого эмиттеры углубляют в открытую с одной стороны цилиндрическую полость катодного электрода, который одновременно может служить фокусирующим электродом. Дополнительной функцией катодного электрода является обеспечение рекомбинации частиц плазмы на стенках полости, поскольку это позволяет обеспечить необходимое равновесие между поступлением плазмы с катода и ее рекомбинацией на стенках. Экспериментально подбирают такие условия, при которых плазма с заданным током не выходит за пределы катодного электрода и ее эмиссионная поверхность ограничивается отверстием в полости этого электрода.

4. Ограничивать площадь анода в соответствии с условием $d \gg \sqrt{S_a}$, где d — расстояние от анода до эмиттирующей поверхности; S_a — площадь сечения пучка в плоскости анода.

5. В цепь каждого эмиттера следует вводить элементы отрицательной обратной связи. Ими могут быть последовательно соединенные с эмиттером резисторы с активным или реактивным сопротивлением, а также различные их сочетания, препятствующие росту тока с отдельных эмиттеров.

6. Направлять истечение потока плазмы из эктонов так, чтобы исключить прямой выход потока на эмиттирующую плазменную поверхность. Эта мера позволяет также получить ток в ПИЭЛ с ВЭЭ практически без модуляции.

На основе этих рекомендаций изготовлены и испытаны диоды с ВЭЭ при длительности импульсов тока 10^{-4} с, его амплитуде 30 А и ускоряющем напряжении 200 кВ [16]. Дальнейшему увеличению длительности импульса препятствует самопроизвольный рост тока в таком источнике через $(1—5)\,10^{-4}$ с после начала импульса вследствие повышения давления в ускоряющем промежутке из-за десорбции газа с электродов и стенок вакуумной камеры. Появление газа в ускоряющем промежутке и его ионизация приводят к росту электронного тока, зарядке диэлектрических пленок и образованию паразитных эмиссионных центров на конструкционных элементах и в конечном счете — к пробою ускоряющего промежутка.

Исследование газовыделения в диодах с ВЭЭ позволило установить следующее: 1) рост давления в источнике обусловлен десорбцией газа с поверхности электродов с эффективностью $\gamma \approx 2—3$ молекулы на электрон; 2) скорость движения фронта

газа (3,5—5) 10^4 см/с; 3) при увеличении давления до некоторого предельного значения $p_{кр}$ в ускоряющем промежутке электронного источника зажигания низковольтный разряд и генерация электронного пучка прекращаются; $p_{кр} \approx (4—6{,}5)\,10^{-2}$ Па. Полученные значения $p_{кр}$ близки к давлению остаточного газа, при котором в ускоряющем промежутке других типов плазменных диодов зажигается низковольтный разряд. Ограничение количества газа, поступающего в ускоряющий промежуток с электронного источника, позволило увеличить длительность импульса тока до 10^{-1} с, определяемого разрядом конденсаторов импульсного генератора.

§ 20.5. СХЕМЫ И КОНСТРУКЦИИ УСКОРИТЕЛЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПБС

В литературе описано большое количество ускорителей для получения пучков большого сечения. Они отличаются типами диодов, источниками питания, применением, величиной тока и напряжения и т. д. В рамках этого раздела их описать невозможно, поэтому ограничимся только описанием некоторых принципиальных вопросов.

Рассматривая схемы электронных источников, применяемых в квантовой электронике, можно выделить два типа конструкций: диодную и триодную. Диодный источник наиболее целесообразно использовать, когда необходимы высокая плотность тока и низкий импеданс. В этом случае источником энергии служит низкоомная формирующая линия или генератор Маркса (МГ). Применение триодной схемы оправданно, когда эквивалентное сопротивление диода достаточно высоко (10^2 Ом), а плотность тока мала (порядка 10^{-3} А/см^2). Достоинства этой схемы — облегчение равномерного поджига всей поверхности катода и возможность регулировки импеданса источника. К недостаткам следует отнести сложность цепей синхронизации и снижение электрической прочности ускоряющего промежутка.

Для уменьшения роли магнитного поля пучка электронов предложена концепция сегментированной электронной пушки [14], в которой большой катод делится на несколько отдельных, вследствие чего уменьшается собственное магнитное поле. В зависимости от величины объема накачка лазера может осуществляться с одной, двух, четырех и шести сторон, а также коаксиально. Схема диода ускорителя с односторонней накачкой импульсного CO_2-лазера с энергией в импульсе до 7,5 кДж описана в [38]. Конструкция лазерной системы, в которой применяются два диода с использованием ВЭЭ, показана на рис. 20.14 [39]. Пучки создаются с помощью двухстороннего лезвийного катода, укрепленного на алюминиевой пластине размером 25×200 см. Танталовые полосы толщиной 7,6 мкм выступают на 2,7 см над поверхностью катодной пластины. Катод

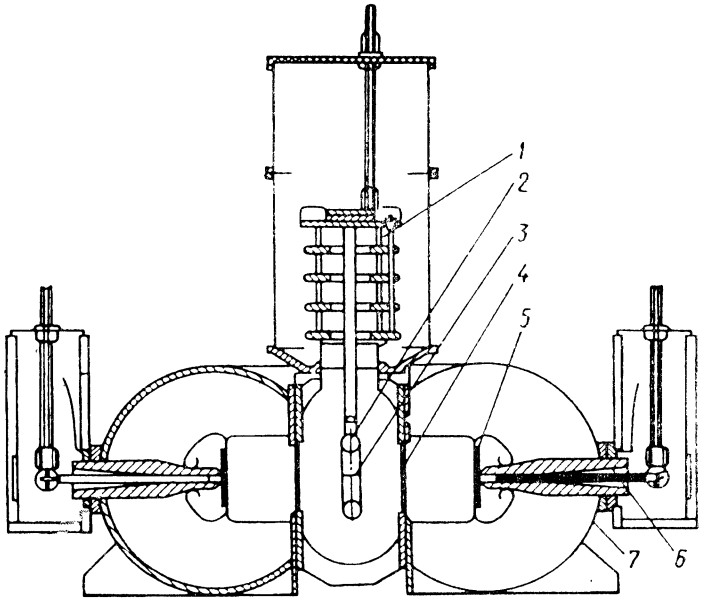


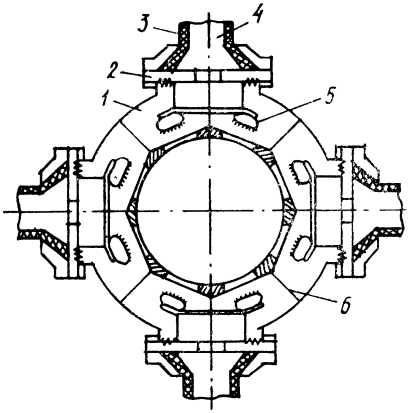
Рис. 20.14. Конструкция газового лазера с двухпучковым электронным источником:

1 — вакуумный изолятор, *2* — катододержатель, *3* — эмиттер из фольги, *4* — выходное окно, *5* — электрод кюветы, *6* — ввод напряжения, *7* — лазерная кювета

расположен в прямоугольной вакуумной камере и подвешен с помощью катододержателя к вакуумному изолятору. Электроны сквозь окно размером 35×200 см попадают в лазерные кюветы, где возникает объемный разряд между электродом и защитной сеткой окна. Источником импульсного напряжения служит четырехступенчатый ГМ с выходным напряжением 320 кВ, фронтом импульса 50 нс и ударной емкостью 1,25 мкФ. Напряжение от генератора к диоду подводится с помощью высоковольтного кабеля.

Описание KrF-лазера с накачкой с четырех сторон дано в работе [40]. Накачка производилась от четырех ускорителей (рис. 20.15), причем каждый имел диод с двумя катодами. Следовательно, фактически можно говорить о восьмисторонней накачке. Напряжение на диоде подавалось от водяных линий, заряжаемых от ГМ с напряжением 1 МВ и накопленной энергией 40 кДж. Напряжение на диоде было 550 кВ, а суммарная энергия электронного пучка всех диодов составляла 28 кДж.

Накачка эксимерного XeCl-лазера в форме цилиндра объемом 600 л осуществлялась с шести сторон от 12 отдельных ускорителей, причем на каждой стороне было по два этажа ускорителей (рис. 20.16). Ускорители питались непосредственно от ге-



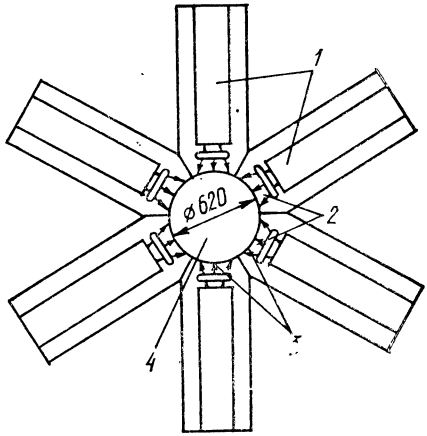


Рис. 20.15. Поперечное сечение лазерной камеры усилителя с активным объемом 66 л (Ø 29×100 см):

1 — вакуумный диод, *2* — изолятор, *3* — водяная изоляция, *4* — передающая линия, *5* — катод, *6* — перегородка для замыкания обратного тока

Рис. 20.16. Схема шестисторонней накачки лазера:

1 — импульсный генератор, *2* — диоды ускорителя электронов, *3* — окно для ввода пучка, *4* — лазерная камера, накачиваемая пучками электронов

нераторов Маркса, отличительная особенность которых состояла в том, что они работали в условиях вакуумной изоляции. Таким образом, в лазере отсутствовали промежуточные накопительные линии. Генераторы Маркса имели напряжение 600 кВ, а суммарный ток электронов составлял 700 кА. Этот лазер из-за применения малоиндуктивных вакуумных ГМ оказался наиболее компактным и надежным в работе из всех известных ранее.

Шести- и восьмисторонняя накачка фактически приближается к коаксиальной системе накачки. Целесообразность использования для возбуждения эксимерных лазеров коаксиального диодного источника показана в [41] (рис. 20.17). При этом достигается интенсивная и однородная накачка газовых лазеров и улучшаются оптические характеристики светового пучка. Такой источник представляет собой цилиндрический коаксиальный диод с межэлектродным зазором 2,5 см, питаемый от малоиндуктивного ГМ, который состоит из пяти каскадов и позволяет получать импульс амплитудой 250 кВ и длительностью 0,8 мкс. В качестве катодов использованы ленты из титановой фольги, угольных волокон или графитового войлока, устанавливаемые с внутренней стороны алюминиевого цилиндра длиной 55 см и внутренним диаметром 8,9 см. Катоды из титановой фольги толщиной 25 мкм имели высоту 6 мм и длину 50 см. Анод в виде полого цилиндра длиной 100 см сваривали из титановой фольги толщиной 25 мкм.

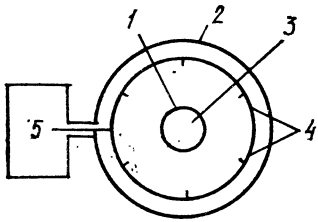


Рис. 20.17. Схема коаксиального источника электронов:

1 — фольговый анод, *2* — вакуумная камера, *3* — газовая смесь, *4* — лезвийные катоды, *5* — генератор импульсного напряжения

Коаксиальный диод оказался весьма эффективен для накачки лазеров, требующих большой плотности тока пучка. В [42] для этих целей использован диод с $E=1$ МэВ, $i=200$ кА, $j\approx130$—260 А/см^2, $t_и=20$ нс. В этих условиях коаксиальный диод имеет преимущество перед плоским: в сильных электрических полях, необходимых для получения большого тока, пучок существенно неоднороден из-за дискретности эмиссионных центров на поверхности катода; при радиальной инжекции эта неоднородность компенсируется.

При создании диодов с большой средней мощностью, работающих с частотой повторения импульсов 50—100 Гц, следует решить ряд задач: увеличить ресурс работы катода, уменьшить потери пучка в фольге и опорной решетке, обеспечить вакуум в диоде в рабочем диапазоне. Кроме того, необходимо иметь полную информацию о характерном времени деионизации, т. е. восстановлении изоляционных свойств ускоряющего промежутка. Испытания лезвийных катодов из танталовой фольги толщиной 7,6 мкм показали [43], что катод длиной 25 см, с которого отбирали ток 12 А длительностью 10 мкс при напряжении 255 кВ, в состоянии работать с частотой до 1000 Гц. При этом высота лезвия уменьшалась на 1 мм после приложения $2\cdot10^7$ имп.

Потери электронного пучка на опорной структуре минимальны при нормальном падении электронов, поскольку в этом случае они определяются проницаемостью фольги и оптической прозрачностью подложки. Такую ситуацию удается реализовать при использовании фокусирующих электродов в диоде (рис. 20.18, *а*). При этом существенно уменьшается расходимость электронного потока и достигается его однородность. Такой источник применяли для получения пучка размером 15×200 см при плотности тока 0,5 А/см^2, длительности импульса 3 мкс, энергии электронов 250 кэВ. Катод источника в виде лезвия из танталовой фольги укреплен на цилиндре из нержавеющей стали диаметром 8 см. Фокусирующие электроды выполнены в виде цилиндров и укреплены на отдельном изоляторе. Специфика этой схемы состоит в том, что в момент возбуждения взрывной эмиссии, соответствующей приходу фронта импульса напряжения на катод, фокусирующий электрод заземлен. Вследствие этого напряженность поля на катоде в этот

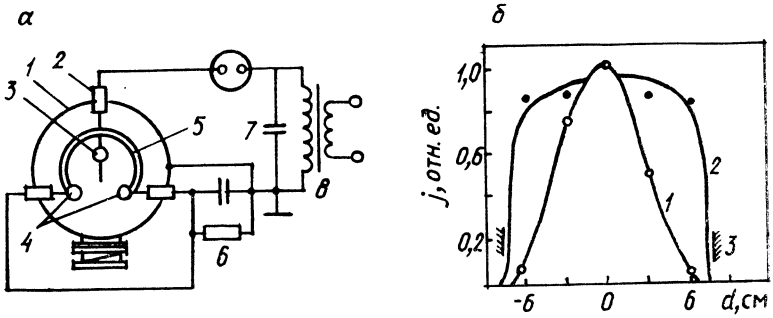


Рис. 20.18. Схема электронного источника с фокусирующими электродами.

а: *1* — вакуумная камера, *2* — изолятор, *3* — катод, *4* — фокусирующие электроды, *5* — крепление электродов, *6* — цепь электрического смещения, *7* — высоковольтный конденсатор, *8* — импульсный трансформатор; *б* — распределение плотности тока по сечению пучка за выходным окном: *1* — без фокусирующих электродов, *2* — с фокусирующими электродами, *3* — апертура выходного окна

момент максимальна, что способствует образованию большого числа эмиссионных центров. После возникновения плазмы на катоде растет ток и электроны начинают оседать на фокусирующий электрод. Это вызывает изменение потенциала на нем вследствие протекания тока через сеточный резистор R_c, сопротивление которого подбирают таким образом, чтобы падение напряжения на нем соответствовало потенциалу, требуемому из условий фокусировки. Рис. 20.18, *б*, иллюстрирует распределение плотности тока за фольгой для такой пушки при применении фокусирующего электрода и без него. Даже при использовании одного эмиттирующего лезвия фокусирующие электроды позволяют получить неоднородность пучка не хуже ± 10 %.

Серьезным ограничением при повышении частоты следования импульсов является нагревание фольги электронным пучком. Этот процесс существенно зависит от длительности подъема и спада ускоряющего напряжения, поскольку максимальный вклад в нагрев дают электроны низкой энергии. Для борьбы с этим эффектом применяют параллельную цепь пикового напряжения, во время нарастания напряжения дающую импульс удвоенной амплитуды [20], что приводит к укорочению фронта импульса.

Под действием бомбардировки электронным пучком фольги, опорной структуры и фокусирующих электродов выделяется значительное количество десорбируемого газа, причем возможны электронно-стимулированная и тепловая десорбция. В этих условиях доминирует первый вид десорбции и газовыделение может достигать трех молекул на электрон. Поскольку рабочее давление частотного диода находится в диапазоне $6{,}5 \cdot 10^{-2} - 6{,}5 \cdot 10^{-3}$ Па, время образования одного монослоя газа составляет 10^{-3} с. Серьезной трудностью частотного ре-

жима является необходимость постоянной высокой скорости откачки для удаления газа из ускоряющего промежутка. Как показано в [20], под действием бомбардировки электронным пучком средней мощностью 8 кВт с поперечным сечением 375 см^2 и плотностью тока 50 мА/см^2 с фольги и подложки выделяется $4 \cdot 10^{20}$ молекул в 1 с. При этом давление в объеме составляет $6{,}5 \cdot 10^{-2}$ Па при скорости откачки 1400 л/с.

Для питания диодов, работающих в частотном режиме, часто используют генераторы высоковольтных импульсов с повышающими трансформаторами [43]. Эти устройства с формирующим элементом в первичной цепи разработаны для отдельных диапазонов импеданса, длительностей импульсов и выходных напряжений, поскольку используются в радиолокации для модуляции импульсов мощных клистронов. Существенное ограничение такой схемы состоит в высокой индуктивности рассеяния высоковольтного импульсного трансформатора. Ускоритель с генератором высоковольтных импульсов, импульсный трансформатор Тесла которого совмещен с промежуточным накопителем энергии в виде коаксиальной формирующей линии, соединенной со вторичной обмоткой, описан в [44]. При ускоряющем напряжении 400 кВ, токе 8 кА и длительности импульса 25 нс средняя мощность пучка составляет 5,5 кВт. Частота повторения импульсов 100 Гц, размер пучка на выходе 10×100 см.

Источник электронов триодного типа, описанный в [20], формирует радиально расходящийся на угол 360° пучок и имеет следующие параметры: ускоряющее напряжение 300—500 кВ, плотность тока 20—200 мА/см^2, длительность импульса 1—5 мкс, площадь пучка 12 м^2 (длина 2,8, диаметр 1,35 м). О разработке аналогичного электронного источника с площадью выходного окна 9,3 м^3, предназначенного для лазерного CO_2-усилителя, который использован в программе по инерциальному термоядерному синтезу, сообщалось в [45]. Здесь кольцевой объем газа ионизируется радиально расходящимися пучками электронов с энергией 500 кэВ, плотностью тока 50—100 мА/см^2 и длительностью импульса 5 мкс. Катодная система состоит из 48 лезвий танталовой фольги длиной 0,76 м, собранных в 12 рядов по четыре лезвия. Против каждого лезвия находится закрытое фольгой окно размером 0,76×0,25 м. При экспериментальном исследовании макета обнаружены два эффекта: существенная вторичная эмиссия с сетки, вызывающая потерю управления током, и возникновение неконтролируемых пробоев между сеткой и катодом. Характерное время формирования этих пробоев около 3 мкс. Авторам работы [45] удалось улучшить ситуацию, применив силиконовое масло для подавления вторичной эмиссии сетки и специальную методику тренировки электродов источника для увеличения электрической прочности ускоряющего промежутка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беломытцев С. Я., Месяц Г. А. Структура электронных пучков в сильноточных диодах // РЭ. 1987. Т. 32, вып. 8. С. 1569—1583.

2. Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. Эффект экранировки в сильноточных диодах // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 18. С. 1089—1092.

3. Коваль Б. А., Месяц Г. А., Озур Г. Е. и др. Взрывоэмиссионные наносекундные источники низкоэнергетичных электронов для поверхностной обработки материалов // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск, 1983. С. 26—39.

4. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. М.: Наука, 1984.

5. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н. Качественная модель инициирования вакуумной дуги // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 10. С. 1870—1888.

6. Баженов Г. П., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Исследование структуры электронных потоков, эмиттируемых из катодных факелов // Изв. вузов. Физика. 1970. № 8. С. 87—90.

7. Беломытцев С. Я., Ильин В. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А. К эффекту «мазков» при взрывной эмиссии электронов // Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск, 1976. С. 93—95.

8. Бугаев С. П., Кассиров Г. С., Ковальчук Б. М., Месяц Г. А. Получение интенсивных микросекундных релятивистских электронных пучков // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18, вып. 2. С. 82—85.

9. Hinshelwood D. D. Exposive Emission Cathode Plasmas in Intense Relativistic Electron Beam Diodes. Massachusetts Institute of Technology, 1984.

10. Проскуровский Д. И., Янкелевич Е. Б. Взрывоэмиссионный катод большой площади // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск, 1983. С. 21—26.

11. Белкин Н. В., Александрович Э. Г. Двухэлектродная трубка для генерации наносекундных импульсов рентгеновского излучения // ПТЭ. 1972. № 2. С. 196—197.

12. Bradly L. P., Parker R. K., Martin T. H. Characteristics of Relativistic Field Emission High Current Diodes // ISDEIV-V. Poznan, Poland, 1972. P. 159—164.

13. Link W. T., Olander W. C. Boron carbide cathode for cold emission type cathode of the field emission type. Pat. USA. 1969. N 3. P. 484—643.

14. Rosocha L. A., Riepe K. B. Electron-Beam Sources for Pumping Large Aperture KrF Lasers // Fusion Technol. 1987. V. 11, N 3. P. 577—611.

15. Erickson G. F., Mace P. N. Use of Carbon Felt as a Cold Cathode for a Pulsed Line X-Ray Sourse Operated at High Repetition Retes // Rev. Sci. Instrum. 1983. V. 54. P. 586.

16. Бугаев С. П., Крейндель Ю. Е., Щанин П. М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984.

17. А. с. № 248091 (СССР). С. П. Бугаев, Б. М. Ковальчук, Г. А. Месяц. Плазменный импульсный источник заряженных частиц. Опубл. в БИ., 1973. № 45. С. 231.

18. Месяц Г. А. Управление возбуждением взрывной эмиссии и управляемые источники электронов // Ненакаливаемые катоды. М., 1974. С. 287—292.

19. Andrews M., Bruza J., Fleishman H., Rostoker H. Effect of a magnetic guid field on the propagation of intense relativistic electron beams // Laboratory of plasma studies. Itaca, 1969. P. 18.

20. Loda G. K. Resent advances in cold cathode technology as applied to high power lasers // Proceeding 2 International topical conference on high power electron and ion beam research and technology. Cornell, 1977. V. 2. P. 897—890.

21. Ramirez I. I., Cook D. L. A Study of Low Current Density Microsecond Electron beam Diodes // J. Appl. Phys. 1980. V. 51, N 9. P. 4602—4611.
22. Mesyats G. A. Vacuum Discharge Effects in the Diodes of High-Current Electron Accelerators // Plasma Sci. 1991. V. 9, N 5. P. 683—689.
23. Frenkel J. On Tonks's Theory of Liquid Surface Rupture by Uniform Electric Field // Phys. Zs. Sowjet. 1935. V. 8, N 6. P. 675—679.
24. Барташюс Ю. И., Праневичус Л. И., Фурсей Г. Н. Исследование взрывной электронной эмиссии жидкого галлиевого катода // ЖТФ. 1971. Т. 41, вып. 9. С. 1943.
25. Пигулевский Е. Д. Структура поля пьезоизлучения в ультразвуковом микроскопе // Изв. Ленингр. электротех. ин-та. 1958. Вып. 34. С. 213.
26. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.
27. Гарбер Р. И., Дранова Ж. И., Мансуров Н. А., Михайловский И. М. Сильноточный импульсный автоэмиссионный катод // ПТЭ. 1969. № 1. С. 196—198.
28. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
29. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Взрывная эмиссия электронов из металлических острий // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 7—10.
30. Jonas G., Smith I., Spense P. et al. Development and application of a 1 Mv, 1MA mylar dielectric pulsed electron accelerator // Proceeding IV symposium on engineering problems of fusion research. Washington, 1971.
31. Levine L. S., Vitkovitsky J. H. Pulsed Power Technology for Controlled Thermonuclear Fusion // IEEE Trans. 1971. V. NS-18, N 4. Pt. II.
32. Smith I., Champney P., Hatch L. et al. High Current Pulsed Electron beam Generetor // Ibid. V. NS-18, N 3. P. 491—493.
33. Parker R. K., Anderson R. E., Duncan C. V. Plasmainduced Field Emission and the Characteristics of High Current Relativistic Electron Flow // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 6. P. 2463—2478.
34. Mesyats G. A. The Role of Fast Processes in Vacuum Breakdown // Proc. JCPIG-X. Oxford, 1971. Inv. Pap. P. 333—363.
35. Баженов Г. П., Месяц Г. А., Чесноков С. М. О замедлении скорости движения эмиссионной границы катодного факела в диоде в режиме взрывной эмиссии электронов // РЭ. 1975. Т. 20, № 11. С. 2413—2415.
36. Бурцев В. А., Васильевский М. А., Гусев О. А. Исследование диода со взрывоэмиссионным катодом при больших длительностях импульсов // ЖТФ. 1978. Т. 48, № 7. С. 1494—1503.
37. Баженов Г. П., Чесноков С. М. О минимальном токе взрывной эмиссии электронов // Изв. вузов. Физика. 1976. № 11. С. 133—134.
38. Ковальчук Б. М., Лавринович В. А., Манылов В. И., Месяц Г. А. Импульсный ускоритель электронов возбуждения газовых лазеров с большим объемом // ПТЭ. 1976. № 6. С. 125—127.
39. Mesyats G. A., Bychkov Y. I., Kovalchuk B. M. High power XeCl eximer lasers // Intense Laser Beams. Proc. SPIE. Los Anseles, 1992. P. 70—80.
40. Edwards C. B., O'Neil F., Shaw M. I. 60ns *e*-Beam Excitation of Rare-Gas Halide Lasers // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36, N 8. P. 617—620.
41. Иден Д., Эпп Д. Компактный коаксиальный диодный источник электронного пучка и методика приготовления угольных анодов и катодов // Приборы для научных исследований. 1980. № 6. С. 94—100.
42. Ramirez J., Prestwich K., Clark R. et al. *e*-Beam for laser exitation // Proceeding 2 International topical conference on high power electron and ion beam research and technology. Cornell, 1977. V. 11. P. 891—902.
43. Loda G. K., Meskan D. A. Repetitively pulsed electron beam generator // Ibid. V. 1. P. 252—273.

44. Mesyats G. A. High-power Particle beams for Gas Lasers // Proc. SPIE Pulse Power for Lasers III. Los Angeles, 1991.
45. Scarlett W. R., Andrews K. R., Jansen H. A large-area cold-cathode grid-controlled electron gun for ANTARES // Proceeding IEEE International pulsed power conference. Lubbock, 1979. P. 261—265.
46. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
47. Owadako Y., Okuda J., Tanimoto M. et al. Development of a 1 kJ KrF Laser System for Laser Fusion Research // Fusion Technol. 1987. V. 11, N 3. P. 486—491.
48. Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С. и др. Получение микросекундного РЭП с высокой плотностью тока // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13, вып. 7. С. 431—435.
49. Schachter L., Ivers I. D., Nation I. A., Kerslick G. S. Analysis of a Diode with a Ferroelectric Cathode // J. Appl. Phys. 1993. V. 73(12). P. 8097.
50. Gundel H. Electron Emission by Nanosecond Switching in PLZT // Integrated Ferroelectr. 1992. V. 2. P. 202.
51. Baskin L. M., Batrakov A. V., Popov S. A., Proskurovsky D. I. Eleotrodynamic phenomena on the explosive-emission liquid-metal cathode // Proceeding. XVI International symposium on discharge and electrical Insulated in vacuum. M., 1994. P. 2—5.

Глава 21

ДИОДЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ И ФОКУСИРОВКИ ПЛОТНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

§ 21.1. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ДИОДОВ

В этой главе анализируются диоды, предназначенные для получения и фокусировки плотных сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) с длительностью импульса $t_и \leqslant 10^{-7}$ с. Последние обзоры в этой области даны в [1, 2]. Под плотными сильноточными РЭП мы понимаем такие пучки, ток которых ограничивается их собственным магнитным полем. Оно может быть использовано для фокусировки самого пучка. На функционирование таких диодов большое влияние оказывают слои катодной и анодной плазмы. Причем в отличие от описанных в предыдущей главе анодная плазма присутствует практически всегда из-за большого потока энергии на анод.

Одной из особенностей таких пучков является большое электрическое поле между электродами. Это приводит к тому, что создаются благоприятные условия для появления на катоде большого числа эктонов и образования однородного слоя катодной плазмы. Для получения прямоугольных импульсов необходимо иметь фронт импульса $t_ф \ll t_и$, т. е. $t_ф < 10^{-8}$ с. Скорость роста электрического поля в диоде $dE/dt \approx U/t_ф d \approx \approx 10^{14}$ В/с при напряжении $U \sim 10^6$ и длине промежутка между катодом и анодом $d \simeq 1$ см. При таких больших dE/dt нет необходимости в использовании многоострийных катодов. Для получения большого числа эктонов обычно хватает микронеоднородностей поверхности самого катода. В качестве материала катода в таких диодах обычно используют графит.

Если необходимо получать однородный сильноточный РЭП, то используют сильное внешнее ведущее магнитное поле. В этом случае ток пучка целиком ограничен полем пространственного заряда, а траектории электронов ортогональны эквипотенциальным поверхностям в зазоре. Оценим, при каких условиях необходимо учитывать собственное магнитное поле пучка.

Пусть имеется плоский диод с осесимметричным электронным пучком. Область эмиссии предполагается осесимметричной.

Сравним характерные силы (электрическую F_e и магнитную $F_м$), действующие на электроны в диоде. Очевидно, $F_e \sim eU/d$. Для оценки $F_м$ полагаем, что радиус пучка R равен радиусу области эмиссии, а плотность тока эмиссии определяется законом «степени 3/2» для плоского диода. Тогда для границы пучка, где $F_м$ имеет максимальное значение, получим

$$F_м = \frac{4}{9}\frac{e^2U^2R}{mc^2d^2}; \qquad \frac{F_м}{F_e} \simeq \frac{4}{9}\frac{eUR}{mc^2d}, \tag{21.1}$$

где U — напряжение, измеряемое в мегавольтах. При большом радиусе пучка по сравнению с зазором диода отношение $F_м/F_e$ значительно даже при нерелятивистских напряжениях на диоде, и, следовательно, влияние магнитного поля на структуру пучка становится существенно. Для релятивистских напряжений на диоде воспользуемся выражением для плотности тока в неограниченном по ширине плоском диоде в ультрарелятивистском случае. Тогда получим

$$F_м/F_e \simeq R/d, \tag{21.2}$$

т. е. в релятивистском случае, чтобы обоснованно не учитывать влияние собственного магнитного поля пучка на движение электронов, необходимо иметь радиус пучка много меньше зазора диода. Из (21.1) следует, что при $eU/mc^2 > d/R$ происходит ограничение тока диода собственным магнитным полем пучка. В этом случае траектории электронов приобретают вид пересекающихся орбит, радиально сходящихся к оси диода.

Кратко остановимся на роли анодной плазмы. Она образуется вследствие бомбардировки пучком электронов поверхностного слоя материала анода. В [3] определялся удельный вклад энергии, необходимой для получения слоя анодной плазмы в диоде, состоящем из плоских графитовых катода и анода. Для этого экспериментально изучалась зависимость первеанса электронного пучка от времени (см. рис. 20.12). По отклонению первеанса от теоретической зависимости, соответствующей закону «степени 3/2», определялся момент образования анодной плазмы. Удельный вклад энергии электронного пучка в поверхностный слой графитового анода до этого момента составил примерно 0,4 кДж/г. Это на порядок ниже, чем необходимо для испарения слоя графита. Следовательно, анодная плазма образовывалась из газов, поглощенных в графите. В работе [4] с помощью различных прямых методик определялся удельный энерговклад для образования анодной плазмы у поверхности алюминия. Установлено, что для десорбции и ионизации газов из поверхностного слоя материала анода требуется энергия электронного пучка, равная 1—3 кДж/г. Анодная плазма состояла в основном из ионов H^+, H_2^+ и некоторого количе-

ства C^+, C^{+2}, O^+, а также ионов алюминия, появившихся в более поздние моменты (55—65 нс), когда диод уже закорачивался плотной плазмой.

§ 21.2. ДИОДЫ С ПЛОСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

21.2.1. ДИОДЫ БЕЗ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Если диод образован круглыми плоскими анодом и катодом с радиусом R и расстоянием между ними d, то при условии неограниченной эмиссии катода и длительности импульса $t_и \ll d/(v_к+v_а)$, где $v_к$ и $v_а$ — скорость катодной и анодной плазмы, ток I определяется по закону «степени 3/2», который можно записать так:

$$I = \frac{\sqrt{2}}{9}\frac{mc^3}{e}\left(\frac{eU}{mc^2}\right)^{3/2}\left(\frac{R}{d}\right)^2, \qquad (21.3)$$

где $mc^3/e = 17$ кА.

Закон «степени 3/2» предполагает, что движение электронов в ускоряющем зазоре происходит по траекториям, ортогональным эквипотенциальным поверхностям. Однако при $eU/mc^2 \gg d/R$ сила Лоренца, действующая на электроны, оказывается сравнимой с электрической силой и собственное магнитное поле тока диода начинает заметно искривлять траектории электронов на краю диода. В результате зависимость тока от напряжения отклоняется от закона «степени 3/2». Оценку критического тока диода $I_{кр}$, при котором это происходит, можно получить, приравнивая значение ларморовского радиуса электрона с энергией eU к ширине зазора d:

$$I_{кр} = 8{,}5\sqrt{\gamma^2-1}\,R/d, \qquad (21.4)$$

где $\gamma = 1 + eU/mc^2$ — релятивистский фактор; $I_{кр}$ выражен в килоамперах.

Имеется несколько моделей, в которых делается попытка дать объяснение этому эффекту при токе $I > I_{кр}$. В парапотенциальной модели предполагается [2], что электроны движутся вдоль конических потенциальных поверхностей с общей вершиной в центре анода. Уравновешенность электрических и магнитных сил, действующих на электрон, обусловливает парапотенциальность движения. При этом ток электронов можно определить из формулы

$$I = 8{,}5\,(R/d)\,\gamma\ln\left(\gamma + \sqrt{\gamma^2-1}\right), \text{ кА}. \qquad (21.5)$$

Для этой модели обязательно предположение о приосевом токе электронов в диоде. Другие подходы к определению тока релятивистских электронов в диоде с сильным собственным магнит-

ным полем развиты в [5—8]. В [6] на основе положений одножидкостной гидродинамики создана ламинарная теория диода, в которой нет необходимости делать какие-либо предположения о форме эквипотенциальных поверхностей и о существовании приосевого тока. Согласно этой теории, ток электронов

$$I = 8{,}5\,(R/d)\,\gamma^{1/2} \ln\left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}\right), \text{ кА}, \qquad (21.5')$$

а диаметр их пучка на аноде уменьшается в γ раз по сравнению с катодным. В [6] для расчета тока выбрана геометрия диода, в которой ускорительный зазор увеличивается к краю катода. В таком диоде исключено пересечение траекторий электронов, что делает более обоснованным применение уравнений одножидкостной гидродинамики для описания потока электронов. При $\gamma \gg 1$ результаты [6] ближе к парапотенциальной модели, чем к ламинарной.

В работе [1] проведено сравнение парапотенциальной и ламинарной теорий с экспериментальными результатами. На рис. 21.1 представлено отношение тока I/q от напряжения между электродами для данных, полученных на различных ускорителях. Величина $q=R/d$ называется аспектным отношением. В качестве тока I брался амплитудный. Напряжение ускорителей варьировалось в пределах $U=0{,}1$—$1{,}4$ МВ, радиусы катодов 15—16 см, аспектное отношение $q=1{,}25$—$22{,}4$. Результаты исследований вольт-амперных характеристик диодов с большим аспектным отношением и с использованием катодов, полученные на ускорителе OWL-II [9], показаны на рис. 21.2. Для уменьшения влияния движения плазмы на ток диода в рассматриваемой работе применялись относительно большие зазоры d — от 0,73 до 1,46 см. Использование катодов с углублением в центральной части катода радиусом R_i (см. рис. 21.2) способствует снижению влияния катодной плазмы на работу диода.

Вольт-амперная характеристика таких диодов имеет четыре последовательные фазы (рис. 21.3): 1) фаза ограниченной эмиссии *I*, когда ток в диоде близок к нулю до тех пор, пока на катоде не образуется плазма; 2) фаза без пинчевания пучка *II*, когда ток диода приблизительно описывается законом «степени 3/2»; 3) фаза пинчевания электронного пучка *III*, когда ток диода описывается приблизительно выражением (21.5) для парапотенциального тока $I_{\text{пар}}$; 4) фаза «закоротки» диода *IV*, когда напряжение на диоде падает при растущем токе диода. Результаты исследований [9] показали, что для фазы пинчевания ток диода одинаков в случае как плоского (рис. 21.2, *а*), так и конического (рис. 21.2, *б*) катодов, а пропорциональные изменения всех размеров диода в 2 раза не влияют на ток диода. Если движением плазмы в ускоряющем промежутке мож-

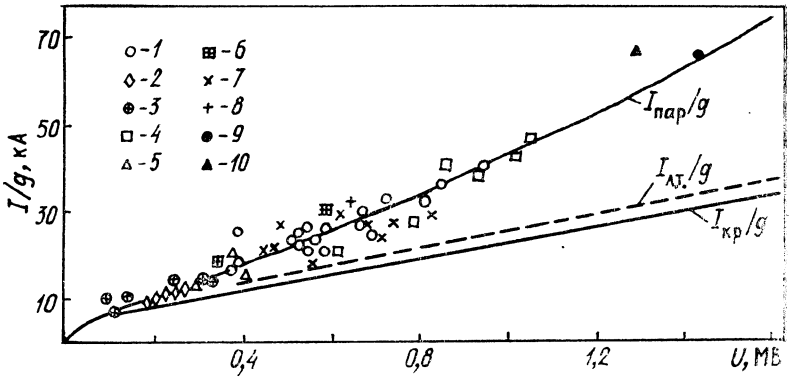


Рис. 21.1. Сравнение измеренных и теоретических значений тока диода

Измеренные значения тока $I_д$ и напряжения U относятся к моменту максимума тока ($dI_д/dt=0$); *точки* — эксперимент: *1* — SNARK, *2, 3* — PIML, *4, 9, 10* — OWL-11, *5, 6* — PULSERAD-738, *7, 8* — GAMBLE-I; *линии* — расчет $I_{пар}/q$ ($I_{пар}$ — паропотенциальный ток, q — аспектное отношение). $I_{кр}/q$ ($I_{кр}$ — критический ток). *штриховая линия* — ток по «ламинарной теории» — $I_{л.т.}$

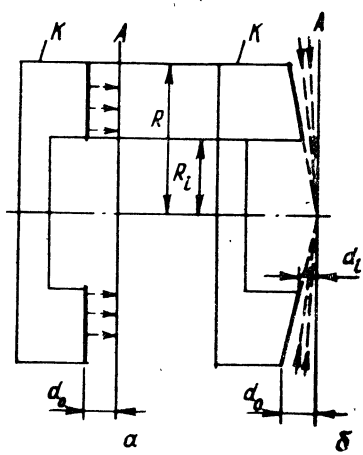


Рис. 21.2. Геометрия диода:

а — плоский катод, *б* — конический катод, R — внешний радиус катода, R_l — радиус полости в катоде, d_0, d_l — зазоры

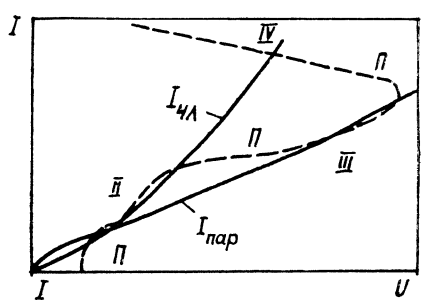


Рис. 21.3. Изменение режима работы диода во времени.

$I_{чл}$ — ток Чайлда — Ленгмюра, П — переходная область.

Штриховая линия — изменения тока и напряжения в одном импульсе; остальные пояснения см. в тексте

но пренебречь, то работа диода с пинчеванием электронного пучка удовлетворительно описывается парапотенциальной теорией.

Анодная плазма служит источником ускоренных ионов, ток которых тоже ограничен пространственным зарядом. Пространственный заряд ионов нейтрализует пространственный заряд электронов, а магнитное поле суммарного электронного и ионного тока приводит к сильному пинчеванию электронного тока. При попадании электронов в анодную плазму на них перестает действовать электрическая сила, и электроны отражаются за счет магнитной силы из анодной плазмы обратно в сторону катода. Расчет показывает, что в конце концов достигается стационарное состояние, в котором электронный поток оказывается сфокусированным, а ионный остается ламинарным [10].

Отношение ионного тока к электронному обратно пропорционально отношению средних времен, за которое ионы и электроны проходят через межэлектродный промежуток. Поскольку характерная длина траектории электрона, пересекающего промежуток, примерно равна радиусу диода R, а для ионов равна зазору d, то при достаточно большом аспектном отношении ионный ток может стать больше электронного. Примером таких диодов, в которых ионный ток превышает электронный, являются так называемые пинчрефлексные диоды, применяющиеся для получения интенсивных ионных потоков [11].

21.2.2. РОЛЬ ВНЕШНЕГО ПРОДОЛЬНОГО ПОЛЯ

Теория диода с плоскими круглыми электродами, помещенного во внешнее продольное магнитное поле, дана в [2]. В случае сильного магнитного поля реализуется релятивистское обобщение закона «степени 3/2» для тока вследствие замагниченности электронов. Их ток в диоде в отсутствие ионов с анода и внешнего магнитного поля H_z, удовлетворяющего условию

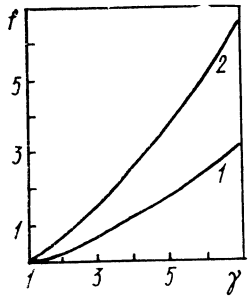
$$H_z \gg H_{\text{кр}} = \frac{mc^2}{eR}\frac{(\gamma-1)^2}{f(\gamma)}, \tag{21.6}$$

имеет вид [2]

$$I = 8{,}5\,(R/d)^2 f(\gamma), \tag{21.7}$$

$$f(\gamma) = \begin{cases} \dfrac{2\sqrt{2}}{9}(\gamma-1)^{3/2} & \text{для } \gamma-1 \ll 1, \\ \gamma & \text{для } \gamma \gg 1. \end{cases} \tag{21.8}$$

Для электронного диода функция $f(\gamma)$ представлена на рис. 21.4 кривой *1*, для случая, когда анод диода является источником ионов с «бесконечной» эмиссионной способностью,— кривой *2*.



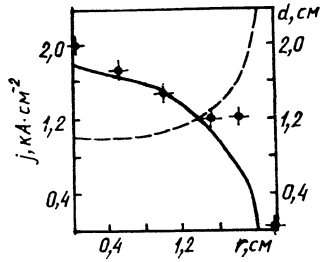


Рис. 21.4. График функции $f(\gamma)$.
Пояснения в тексте

Рис. 21.5. Распределение плотности тока электронов по радиусу пучка.
Пояснения в тексте

В [12] экспериментально исследовались вольт-амперные характеристики и распределение плотности тока сильноточного диода, помещенного в сильное внешнее продольное магнитное поле. Использовался графитовый катод с плавно нарастающим по радиусу зазором $d=d(r)$ (рис. 21.5, штриховая кривая). Напряженность продольного магнитного поля в диоде была равна $H_z=42$ кЭ, напряжение на диоде в начале импульса $U\approx$ $\approx 0{,}9$ МВ, а ток диода $I\approx 30$ кА. Максимальное отношение $H_п/H_z\approx 0{,}07$ ($H_п$ — собственное поле пучка). Распределения плотности тока представлены на рис. 21.5. Сплошной кривой показано его распределение по радиусу, которое было бы, если бы подчинялось приближению плоского диода, т. е. $j_e\sim 1/d^2(r)$. Видно, что экспериментальное распределение плотности тока отличается от этой зависимости и наблюдается некоторый краевой эффект. Расчеты на ЭВМ распределения электронного тока по радиусу диода дают значения плотности тока, близкие к экспериментальным. Результат численного счета подтверждает

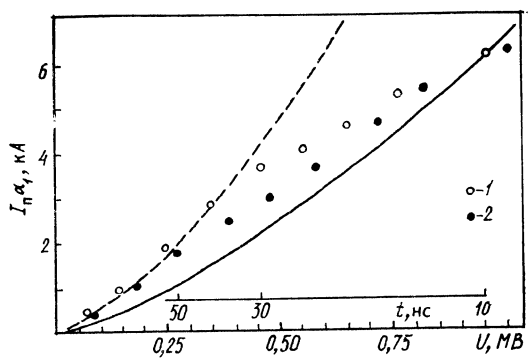


Рис. 21.6. Вольт-амперная характеристика релятивистского диода в сильном продольном магнитном поле. $H_z=42$ кЭ ($B_z=4{,}2$ Тл), масштаб времени приближенный:
1 — $r_к=1$ см, $d=0{,}5$ см; 2 — $r_к=2$ см, $d=1{,}0$ см

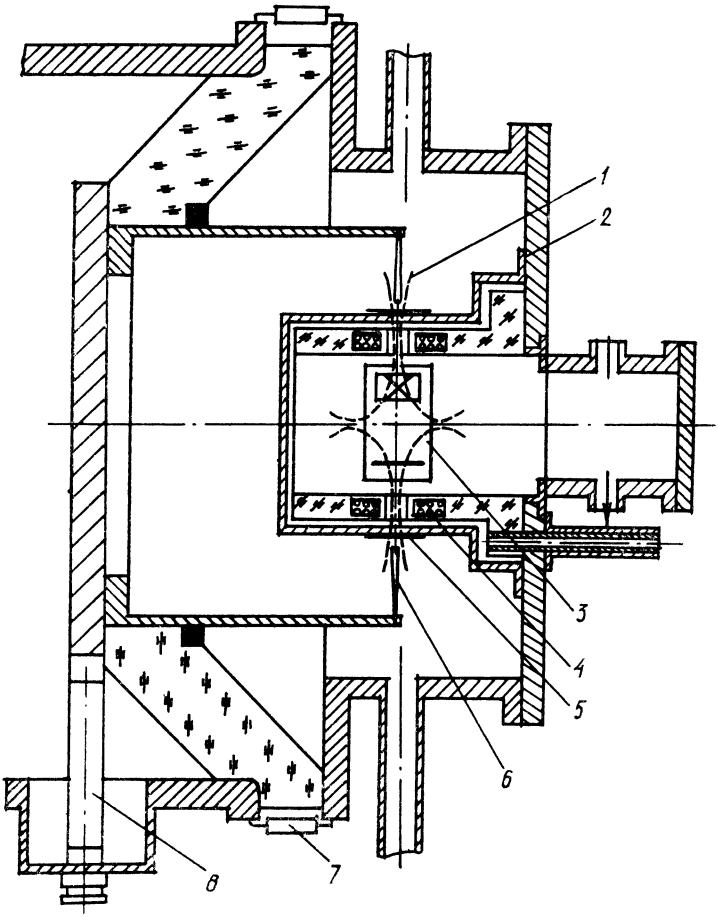


Рис. 21.7. Схема экспериментов по генерации тонкого сильноточного дискового РЭП в магнитном поле остроугольной геометрии на ускорителе УРАЛ: *1* — силовые линии магнитного поля, *2* — металлический стакан, *3* — камера-обскура, *4* — катушки магнитного поля, *5* — кольцевая цепь, закрытая анодной фольгой, *6* — катодный диск (нож), *7* — токовый шунт, *8* — делитель напряжения

предположение о существенном влиянии близости границы пучка на распределение тока при $r > d_0$ в диодах с указанной на рис. 21.5 геометрией.

На рис. 21.6 показаны вольт-амперная характеристика диода и сравнение ее с теоретическими кривыми для чисто электронного диода (сплошная кривая) и диода с ионами (штриховая). Для сравнения экспериментов с теорией зависимость тока пучка от напряжения представлялась в виде

$$I_{\text{п}}\alpha_1 = mc^3 / 2e f(U), \qquad (21.9)$$

где α_1 — геометрический фактор, который определялся из условия совпадения $I_п\alpha_1$ с теоретическим значением, вычисленным по формуле (21.7) при $U=1$ МВ ($t=10$ нс). Основанием была плотность тока в центральной области сечения пучка с результатом расчетов по формуле, полученной в [1] (см. рис. 21.5). Отметим, что штриховая кривая на рис. 21.6 построена в предположении, что плазма на аноде обладала «бесконечной» эмиссией ионов. Видно, что в начале импульса напряжения ток близок к теоретическому значению для чисто электронного диода, а со временем все более приближается к линии, описывающей диод с ионами. Для диода с плотностью тока $j>6$ кА/см^2 ($r_к=1$ см, $d=0{,}5$ см) переход на ветвь с ионами наступает через $t>40$ нс после начала импульса напряжения, что соответствует $U\approx0{,}45$ МВ, а для диода с $j\approx1{,}5$ кА/см^2 ($r_к=2{,}0$ см, $d=1{,}0$ см) лишь при $t>50$ нс и $U\approx0{,}2$ МВ.

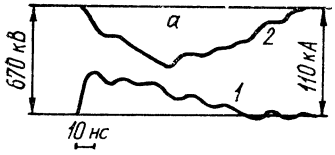
§ 21.3. ДИОДЫ С НОЖЕВЫМИ КАТОДАМИ

21.3.1. ДИОДЫ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Для получения электронных пучков с большой яркостью используют диоды с ножевым катодом. Яркость пучка определяется из соотношения Uj/θ^2, где θ — угловой разброс электронов. Можно показать, что он увеличивается с ростом магнитного поля, как H^4 [1].

На рис. 21.7 показана схема установки по генерации сильноточного тонкого дискового РЭП в магнитном поле в диоде ускорителя УРАЛ ($U=250$ кВ, $I=100$ кА, $t=80$ нс) [13]. Для генерации РЭП использовался ножевой катод, представляющий собой дисковое кольцо из нержавеющей стали с внутренним диаметром $D_к=14{,}0$—$14{,}4$ см, внешним 18,4 см и тремя толщинами $h_0=0{,}5$; 1,0; 2,0 мм. Цилиндрическим анодом служила полоска фольги из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм, укрепленная на тонкостенном стакане из нержавеющей стали и закрывавшая в нем круговую щель, через которую внутрь анодного стакана могло проходить рентгеновское излучение, генерируемое электронным пучком на аноде. Внутри анодного стакана, симметрично по обе стороны от круговой щели, размещались катушки, создающие магнитное поле остроугольной геометрии. На рис. 21.8, *а*, приведены осциллограммы напряжения на диоде и тока для начального зазора между анодной фольгой, катодным ножом ($d_0=5$ мм, $h_0=0{,}5$ мм) и поля на катоде $H_{rк}=11$ кЭ. На рис. 21.8, *б*, представлена зависимость импеданса диода Z от времени и магнитного поля. Видно, что Z слабо зависит от поля $H_{rк}$.

Ширина пучка $h_п$ на аноде определялась по рентгеновским снимкам, полученным с помощью камеры-обскуры. С ростом



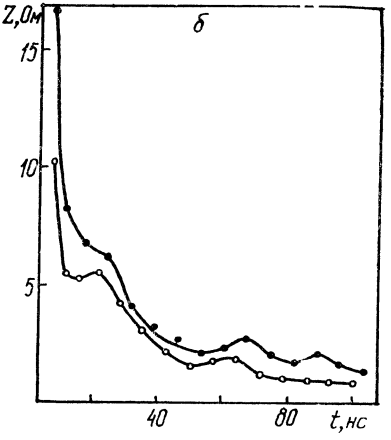


Рис. 21.8. Типичные осциллограммы напряжения на диоде (*1*) и тока диода (*2*) (*а*), а также зависимость импеданса диода Z от времени для разных $H_{гк}$ (*б*) в опытах с ножевым катодом на ускорителе УРАЛ при $d_0=5$ мм; $h_0=0{,}5$ мм.

$H_{гк}$, кЭ: *а* — 11; *б* — *3* — *светлые значки, 13 — темные*

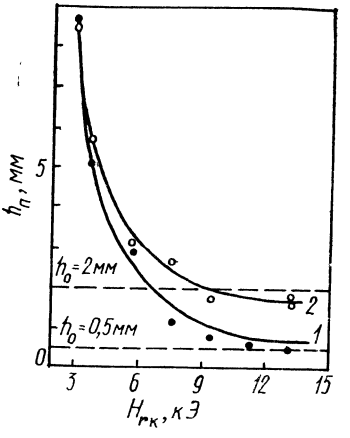


Рис. 21.9. Зависимость ширины пучка $h_п$ от магнитного поля $H_{гк}$ в опытах с ножевым катодом на ускорителе УРАЛ при $d_0=5$ мм.

Светлые точки — эксперимент, *темные* — $h_0=0{,}5$ мм; *1*, *2* — зависимость $(h_п - h_0) \sim 1/H_{гк}^2$ для двух значений h_0

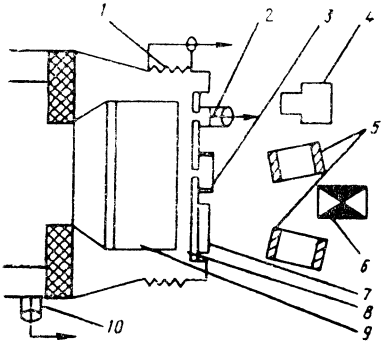


Рис. 21.10. Схема эксперимента с диодом с ножевым катодом без внешнего магнитного поля на ускорителе МС:

1 — токовый шунт, *2* — цилиндр Фарадея, *3* — лавсановая пленка (10 мкм), *4* — рентгеновский датчик, *5* — ЭОП, *6* — камера-обскура, *7* — сцинтиллятор, *8* — анодная пластина, *9* — катод, *10* — емкостный делитель напряжения

магнитного поля ширина пучка $h_п$ существенно уменьшается, а при $H_{rк}=13$ кЭ на снимке видны отчетливые следы филаментации пучка, которая хорошо также обнаруживается по следам эрозии на аноде. На рис. 21.9 представлена средняя ширина пучка в зависимости от $H_{rк}$ для разных h_0. При больших $H_{rк}$ ширина пучка асимптотически стремится к значению, близкому к h_0. Формирование электронного пучка в диоде с ножевым катодом, помещенным во внешнее продольное магнитное поле, происходит на поверхности образующейся катодной плазмы в результате сложного движения электронов: дрейфа вдоль боковой поверхности ножа в скрещенных электрическом E_1 и магнитном $H_к$ полях и ускорения в сторону анода за счет продольной компоненты электрического поля $E_\parallel$.

Импеданс кольцевого ножевого диода при $h_0 \ll d$ можно оценить следующим образом. Известно, что электрическое поле вблизи боковой поверхности ножа, в пределах циклоиды дрейфа, имеет ненулевую тангенциальную составляющую $E_\parallel$ на расстоянии порядка d от кромки ножа, и следовательно, формирование электронного пучка будет происходить с боковой поверхности ножа, равной $S_к \approx 2 \cdot 2\pi R_к d$, при среднем расстоянии от этой области до анода $\overline{d} \approx 1{,}5d$. Используя известное выражение для импеданса плоского диода, вытекающее из закона «степени 3/2»: $Z=430d^2/(U^{1/2}S_к)$, где U — напряжение на диоде, МВ; Z — импеданс диода, Ом, и подставляя в него значения $S_к$ и d, получаем соотношение для оценки импеданса кольцевого ножевого диода:

$$Z=\frac{70}{\sqrt{U}}\frac{d}{R_к}. \qquad (21.10)$$

Строгая теория диода с ножевым катодом, помещенного в сильное внешнее продольное магнитное поле, развитая в [14], приводит к следующему выражению для импеданса кольцевого диода:

$$Z=30\,[\varkappa(\gamma)]^{-1}\frac{d}{R_к}\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)^{1/2}. \qquad (21.11)$$

Асимптотические значения коэффициента $\varkappa$ следующие: $\varkappa(\gamma)=1$ при $\gamma \gg 1$ и $\varkappa(\gamma)=0{,}36$ при $\gamma \to 1$. Для произвольного γ значение $\varkappa(\gamma)$ определяется из интерполяционного соотношения: $\varkappa(\gamma)=1-0{,}64/\gamma$. Отметим, что формулы (21.9) и (21.11) для $0{,}1 \leqslant U \leqslant 3$ МВ дают значения, различающиеся не более чем на 25 %.

При наличии анодной плазмы приведенные формулы должны быть исправлены введением коэффициента α, учитывающего возрастание тока диода вследствие компенсации объемного заряда электронов ионами, отбираемыми из анодной плазмы, т. е. $Z^*=Z/\alpha$. Величина α зависит от напряжения U на диоде

[15], его геометрии, а также от плотности анодной плазмы и наличия магнитного поля. Для плоского диода при «бесконечной» эмиссионной способности анодной плазмы и для $eU/mc^2<0{,}2$, величина $\alpha \ll 1{,}86$, а с ростом γ она монотонно растет и при $\gamma=5/\alpha=2{,}05$. Значение α в каждом конкретном случае должно рассчитываться. Расчет на ЭВМ диода с кольцевым ножевым катодом, помещенного в продольное магнитное поле $H_z=30$ кЭ и имевшего $R_к=1{,}27$ см, $h_0=1{,}4$ мм, $d_0=2{,}5$ мм при $U=600$ кВ, показывает, что учет ионов анодной плазмы приводит к возрастанию тока диода с 39,8 до 59,2 кА ($\alpha=1{,}5$) [16].

При сравнении экспериментальных данных с результатами расчета импеданса диода необходимо иметь в виду, что образование плазмы на кромке катодного ножа в опытах на ускорителе УРАЛ происходит за 100—120 нс до подачи импульса основного напряжения. Из осциллограмм тока и напряжения на диоде (см. рис. 21.8, *а*) видно, что спустя 5—10 нс после появления тока этот ток выходит на плато с амплитудой 20—30 кА при напряжении 150—200 кВ, которое длится 10—15 нс. Этот режим соответствует электронному току диода при отсутствии анодной плазмы. Далее ток диода при слабо падающем напряжении за 30 нс достигает максимума, равного около 60 кА при $d_0=5$ мм или 90 кА при $d_0=3$ мм. Возрастание тока диода более чем в 2 раза и наличие максимума тока можно объяснить появлением в диоде ионного потока, благодаря образованию анодной плазмы под действием бомбардировки анода ускоренными электронами, уменьшением эффективного зазора и монотонным падением напряжения на диоде.

Более детально диоды с ножевыми катодами при наличии магнитного поля в диоде исследованы в работе [1].

21.3.2. ДИОДЫ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим работу диода с ножевым катодом без внешнего магнитного поля на ускорителе МС [17] ($U=350$ кВ, $I=170$ кА, $t_н=60$ нс). На рис. 21.10 представлена схема экспериментов с плоским ножевым катодом. Катод *9* был выполнен в виде пластины длиной 27 или 10 см и толщиной 0,3 см. Материал катода — нержавеющая сталь или графит. Анодом служила пластина из нержавеющей стали *8* толщиной 0,8—1 мм и алюминиевая фольга толщиной 10 мкм. Межэлектродный зазор d_0 между кромкой катодного ножа и анодом изменялся от 0,5 до 7,5 мм. На рис. 21.11 показаны типичные осциллограммы напряжения на диоде, тока, импульса рентгеновского излучения, а также импеданс диода. Эти результаты относятся к зазору $d_0=3{,}5$ мм и катоду из нержавеющей стали длиной $l=10$ см.

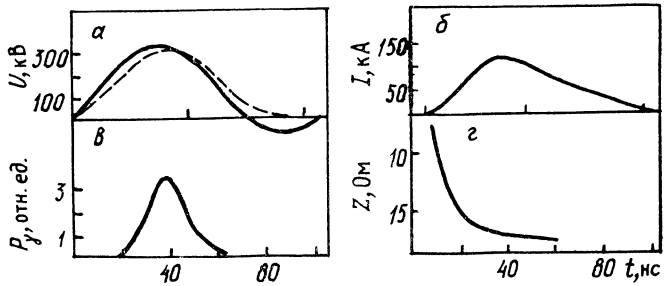


Рис. 21.11. Типичные осциллограммы в опытах с ножевым катодом на ускорителе МС:

а — напряжение на диоде *U* (*штриховая кривая* — напряжение, скорректированное на индуктивную составляющую); *б* — ток диода *I*; *в* — импульс рентгеновского излучения P_γ; *г* — импеданс *Z* диода с катодным ножом длиной $l=19$ см и $d_0=3{,}5$ мм

Импеданс сильноточного диода с плоским ножом длиной l с учетом торцовой части ножа, обращенной к аноду, в отсутствие внешнего магнитного поля удовлетворительно описывается соотношением, полученным из формулы (21.11):

$$Z = Z_1 [1 + f(\gamma) h_{пл}/d]^{-1}, \tag{21.12}$$

где

$$Z_1 = 2\pi 30 [\varkappa(\gamma)]^{-1} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)^{1/2} \frac{d}{l}$$

есть импеданс диода с ножевым катодом длиной l при $h_0 \ll d$; $f(\gamma) = \frac{2\sqrt{2}}{9}[\varkappa(\gamma)]^{-1}(\gamma+1)^{1/2}$ — коэффициент; $h_{пл}$ — ширина плазменного катода ($h = h_0 + 2V_к t$).

Расчет импеданса диода с $l=10$ см, $d=3{,}5$ мм, $h_0=3{,}0$ мм (рис. 21.11, *г*) для максимума тока ($I_{max}=120$ кА, $U=330$ кВ) по формуле (21.12) при скоростях катодной и анодной плазмы $v_к = 1 \cdot 10^6$ см/(с·м) в предположении, что плотная анодная плазма образуется спустя 15 нс после начала тока, при $\alpha=1{,}9$ дает $Z_{расч}=3{,}0$ Ом, что согласуется с экспериментальным значением $Z_{эксп}=2{,}75$ Ом. В работе [1] приведены рентгеновские снимки свечения анода в диоде с ножевым катодом с $l=10$ см и $d=0{,}35$ см. Измерения показывают, что угловой разброс растет со временем. А именно, вначале он не превышает 10—20°, а после 40 нс начинает расти и к 60—70 нс достигает порядка 60°. Анализ рентгеновских снимков показывает, что в начальный период работы диода, вплоть до 30 нс, излучение однородно вдоль катодного ножа. Однако после 40 нс наблюдалась неоднородность свечения, причем неоднородные области имели размер около 1—3 мм и были слегка вытянуты поперек катодного ножа.

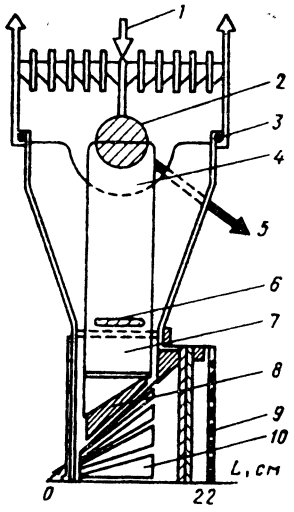


Рис. 21.12. Боковая проекция диода, имеющего форму усеченного конуса, с катодом из 18 ножей (ускоритель SPEED):

1 — симметричная система подвода энергии, *2* — катодное кольцо, *3* — сегментированный пояс Роговского, *4* — линия с магнитной изоляцией, *5* — к делителю напряжения, *6* — токовый шунт, *7* — держатель катодного ножа, *8* — катодный нож, *9* — набор термолюминесцентных датчиков, *10* — анод из танталовой фольги

Значительным достижением является использование диода с катодом из 18 ножей (лезвий) при симметричном подводе энергии для получения РЭП мощностью 1,5 ТВт при напряжении около 1,0 МВ, токе 1,8 МА и эффективной длительности импульса мощности 17 нс [18]. Для получения РЭП с указанными параметрами был использован ускоритель SPEED [19] с выходным сопротивлением генератора 0,4 Ом, к которому с помощью конволюционной системы, состоящей из 18 параллельных линий с магнитной изоляцией, подсоединялся диод с катодом из 18 ножей, имевший форму усеченного конуса. Геометрия диода определялась задачей создания мощного источника рентгеновского излучения для однородного облучения образца общей площадью 500 см^2.

На рис. 21.12 показан боковой разрез выходной части установки, на котором видна одна из вакуумных транспортирующих линий и одна секция диода с ножевым катодом, расположенным под углом 45° к оси ускорителя. Длина каждого катодного ножа, изготовленного из нержавеющей стали толщиной 0,25 мм, была равна 10,8 см. Анод представлял собой алюминизированную майларовую пленку толщиной 13 мкм, наклеиваемую на анодный корпус с отверстиями. За пленкой располагались полоски из танталовой фольги толщиной 51 мкм для увеличения выхода рентгеновского излучения. Средний зазор между кромкой катодного ножа и анодом, обеспечивающий оптимальное согласование импеданса диода с выходным волновым сопротивлением генератора, был равен 4,5 мм. На рис. 21.13 приведены типичные осциллограммы напряжения на диоде и тока диода. Следует отметить очень низкую суммарную индуктивность системы подвода энергии от симметричной ускорительной трубки до катодных ножей, составляющей (2,15±0,2) нГн, что обеспечило получение очень короткого импульса мощности РЭП в диоде с эффективной длительностью 17 нс.

На рис. 21.14 представлена зависимость импеданса от времени. Наблюдаются три фазы в развитии импеданса: *I* — обра-

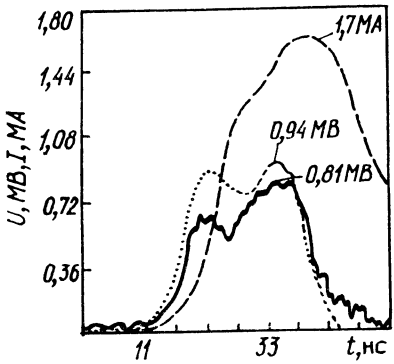


Рис. 21.13. Типичные осциллограммы в опытах с катодом из 18 ножей (ускоритель SPEED):

Пунктирная кривая — напряжение на диоде; *сплошная* — напряжение, скорректированное на индуктивность диода 2,2±0,2 нГн; *штриховая* — ток диода, протекающий через катодное кольцо

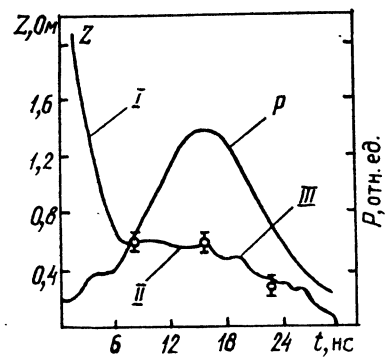


Рис. 21.14. Зависимость импеданса диода Z и мощности РЭП от времени для зазора $d=4{,}5$ мм с отношением $d_{min}/d_{max}=3/6$ (ускоритель SPEED). Экспериментальные кривые относятся к одному импульсу.

Остальные пояснения см. в тексте

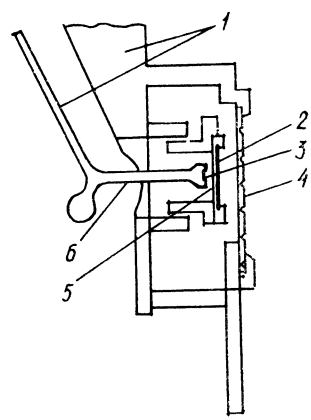


Рис. 21.15. Геометрия диода с вакуумным конволюционным разветвлением мощности ускорителя BLACK JACK-5′:

1 — подводящая вакуумная коаксиальная линия, *2* — поглотитель, *3* — кольцевой катод, *4* — защитная заглушка из кевлара, *5* — анод, *6* — катодные стержни

зование катодной плазмы и работа диода в режиме протекания тока в соответствии с законом «степени 3/2»; *II* — плато в импедансе диода, характерное для протекания тока в режиме пинчевания электронного пучка; *III* — постепенное разрушение режима ускорения из-за наступления закоротки диодного зазора плотной плазмой. Предельный измеренный импеданс диода в момент максимума мощности при начальном зазоре, изменявшемся вдоль ножа от 3 до 6 мм, равнялся 0,60 Ом и продолжал оставаться достаточно высоким в течение всего импульса. Отметим, что импульс рентгеновского излучения по форме был близок к импульсу мощности РЭП. Из покадровой съемки рентгеновского свечения анода с помощью камеры-обскуры и электронно-оптического преобразователя (ЭОП) следует, что в начальной части импульса наблюдается довольно однородное свечение вдоль катодных ножей, а на более поздней стадии видна ярко выраженная картина пинчевания электронного пучка с перемещением его следа вдоль ножей в сторону оси диода.

21.3.3. ДИОДЫ С КОЛЬЦЕВОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

Для генерации мощных импульсов рентгеновского излучения широко применяются вакуумные диоды с кольцевой геометрией с симметричной запиткой [20, 21]. Преимущество таких сильноточных диодов — в существенном уменьшении в них доли ионной составляющей тока. Такой диод состоит из внутреннего и внешнего цилиндрического анодов, соединенных плоским анодом, и цилиндрического катода. Симметричный подвод энергии к диоду возможен на базе ускорителей, имеющих симметричную ускорительную трубку, как, например, в ускорителе SPEED, или с помощью вакуумного конволюционного перехода от одиночного коаксиального выхода к симметричному выходу, как это осуществлено, например, в ускорителе BLACK JACK (рис. 21.15) [21]. Поскольку обратные токи текут как внутри катода, так и снаружи, электронный пучок не испытывает пинчевания к оси диода, а образует кольцевой пучок. Ток ионов в таком диоде не превышает нескольких процентов от полного тока диода.

В [20] приводятся результаты генерации РЭП на ускорителе HYDROMITE ($U=2$ МВ, $t=40$ нс, $Z=4{,}8$ Ом) с использованием двойного коаксиального диода. Схема подвода энергии к диоду аналогична той, которая показана на рис. 21.15. С помощью конволюционного перехода выходная мощность генератора делится на два потока, что необходимо для работы диода. Оказалось, что коэффициент деления тока зависел от импеданса диода: для режимов с низким импедансом от 30 до 40 % полного тока диода протекало через внутренний коаксиал, в то время как для режимов с более высоким импедан-

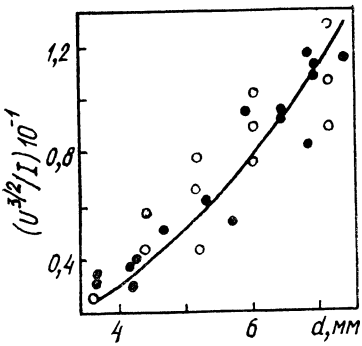


Рис. 21.16. Зависимость обратного первеанса от длины осевого зазора анод — катод d для опытов на ускорителе HYDROMITE:

Сплошная кривая — закон Чайлда — Ленгмюра для диода без ионов; *темные кружки* — плоский диод, *светлые* — кольцевой катод с двумя острыми торцовыми кромками

сом токи были примерно равны. Потери тока при конволюции составляли примерно 1/3 независимо от импеданса диода.

Рентгеновские снимки свечения торцового анода указывают на достаточную однородность кольцевого электронного пучка, средний диаметр которого равен среднему диаметру катодного кольца, а также на наличие радиального пинчевания в пределах кольцевого пучка, при котором внутренние электроны движутся наружу, а внешние — внутрь. Импеданс диода существенно зависел от зазора между торцом катода и плоским анодом. На рис. 21.16 приводится зависимость обратного первеанса (напряжение на диоде в «степени 3/2», поделенное на ток торцовой части катода, который выделяется экспериментально от полного тока диода) от длины осевого зазора катод — анод. Кривая, проведенная по экспериментальным точкам по методу наименьших квадратов, удовлетворяет закону «степени 3/2» для чисто электронного диода. Естественным параметром при построении кривой был приводящий к закорачиванию диода зазор, для наилучшего описания экспериментальных точек принятый равным 0,79 мм.

В заключение укажем, что, по-видимому, наиболее мощный диод с кольцевым катодом и симметричной запиткой был применен на установке BLACK JACK 5′ [21]. Диаметр кольцевого катода был равен 25 см (см. схему симметричного подвода энергии на рис. 21.15). В диоде при зазоре $d_0=1{,}3$ см и напряжении около 2,1 МВ получен ток примерно 2,1 МА. Энергия переданная в электронный пучок, составила 250—300 кДж при запасе ее в генераторе Маркса 1,5 МДж.

§ 21.4. ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ В ДИОДАХ

21.4.1. ДИОДЫ С МАЛЫМ ОТНОШЕНИЕМ R/d

Из соотношения (21.3) следует, что импеданс диода $Z_д \sim U^{1/2}(R/d)^{-2}$. Следовательно, чем меньше аспектное отношение $q=R/d$, тем больше импеданс диода. Поэтому диоды

с малым аспектным отношением q называют иногда высокоимпедансными. Первые опыты по фокусировке РЭП в таких сильноточных диодах описаны в работах [22, 23]. В этих экспериментах применялись диоды, имевшие диэлектрические стержневые или трубчатые катоды диаметром 2—6 мм и более, длиной 20—40 см, что было необходимо для подавления предымпульса, и зазором между кончиком катода и плоским металлическим анодом 0,5—5,0 см. Напряжение, прикладываемое к диоду, варьировалось от 1,0 до 3,5 МВ. В опытах на установке FX-75 [22] при напряжении на диоде 3,5 МВ получен сфокусированный до диаметра примерно 2 мм электронный пучок с током 40 кА и длительностью 30 нс. Плотность тока на диоде в этих опытах достигала нескольких мегаампер на 1 см^2. Импеданс таких диодов составлял десятки ом, а ток диода был меньше или равен альфвеновскому току $I_A = 17\beta\gamma$, кА.

Экспериментально установлено, что в начале импульса напряжения электронный пучок, эмиттируемый с катода малого диаметра, расходился и формировался на аноде в пятно диаметром примерно 10 мм с относительно малой плотностью тока. Щелевая развертка свечения плазмы в зазоре между катодом и анодом показала [23], что пинчевание РЭП в диоде происходило незадолго до перекрытия промежутка видимой плазмой, в результате чего пучок фокусировался в маленькое пятно на аноде диаметром около 1—2 мм с плотностью тока, превышающей 1 МА/см^2. Согласно голографическим интерферограммам [24], в момент пинчевания электронного пучка на оси диода между плотными слоями катодной и анодной плазм имеется плазма плотностью около 10^{17} см$^{-3}$, обеспечивающая нейтрализацию объемного заряда фокусируемого электронного пучка.

21.4.2. ДИОДЫ С БОЛЬШИМ ОТНОШЕНИЕМ R/d

Численные расчеты сильноточных диодов с током $I < I_{кр}$ показывают [25], что углы падения электронов на поверхность анода малы (нормальное падение — рис. 21.17, *а*). С повышением тока диода углы падения на диод увеличиваются благодаря возрастающему действию собственного магнитного поля пучка на движение электронов. При достижении в диоде тока, равного $I_{кр}$, характер электронных траекторий становится принципиально другим, а именно, ламинарное течение электронов в ускоряющем зазоре заменяется течением с пересекающимися орбитами (рис. 21.17, *б*). Когда ток в диоде $I \geqslant I_{кр}$, ларморовский радиус электронов с энергией, соответствующей напряжению на диоде, становится равным или меньше зазора между катодом и анодом и электроны с внешней границы пучка начинают дрейфовать к оси диода. Следствием этого

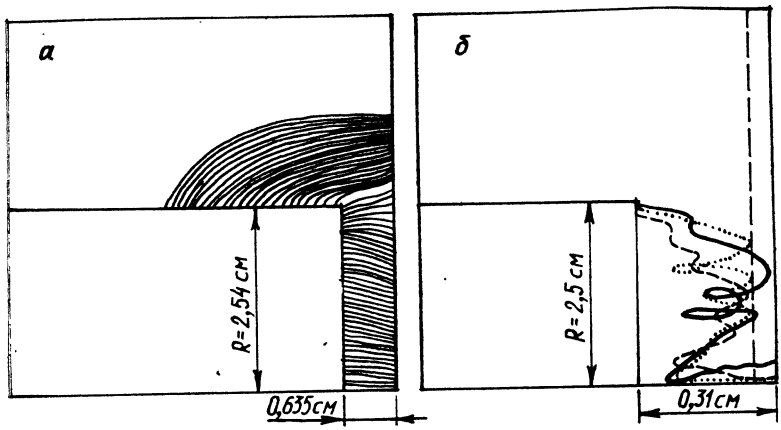


Рис. 21.17. Расчетные стационарные траектории электронов в диоде с плоскими круглыми электродами:

а — ламинарный электронный поток ($I<I_{кр}$), напряжение на диоде U=200 кВ, $Z_{расч}$ =11,9 Ом; *б* — фокусировка электронов с помощью токонесущей плазмы на оси ($I>I_{кр}$), напряжение на диоде U=250 кВ, ток проволочки — 70 кА, ток диода — 50 кА; *штриховая линия* — граница анодной плазмы

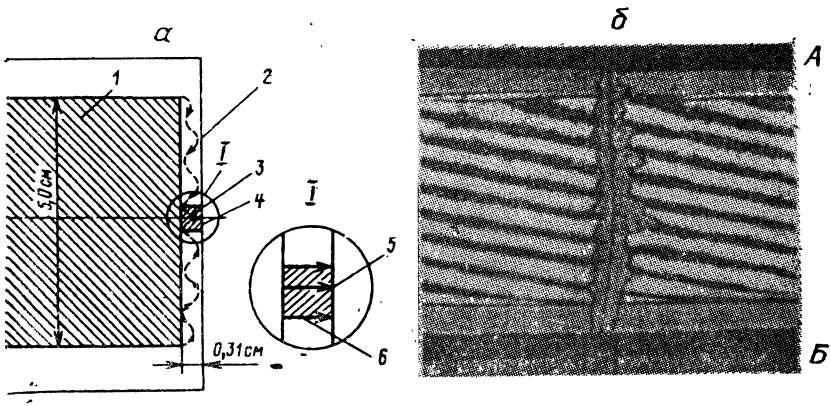


Рис. 21.18. Самофокусировка электронного пучка в диоде.

а — схема фокусировки электронного пучка в диоде с помощью токонесущей плазмы: *1* — катод, *2* — анод, *3* — резистивная плазма, *4* — пинч, *5* — ток пучка, *6* — ток проводимости плазмы; *б* — голограмма диода с проволокой, полученная на ускорителе NEREUS

является пинчевание электронного пучка, приводящее к его самофокусировке на аноде.

Самофокусировка сильноточных РЭП в диодах с круглыми плоскими электродами и большим аспектным отношением R/d использовалась в [9, 26]. Замечено, что положение фокального пятна при самофокусировке пучка не всегда совпадало с осью диода и фокусировка часто происходила в конце импульса тока, когда значительная часть энергии уже была израсходована. Кроме того, численные расчеты пинчевания электронного пучка за счет $E \times H$-дрейфа показали [25], что на оси диода будет происходить накопление значительного электронного заряда, которое заметно сместит эквипотенциали вблизи оси в межэлектродном зазоре в сторону анода: это приведет к фокусированному выходу электронов на анод, препятствуя их движению к оси диода и ухудшая тем самым степень самофокусировки. В связи с этим в [27, 28] исследовалась фокусировка РЭП с помощью предварительно создаваемого плазменого канала вдоль оси диода. Эта идея схематически показана на рис. 21.18, *а*, где изображены цилиндрический диод с большой площадью катода, импеданс которого равен около 1 Ом, и резистивная токонесущая плазма в осевой области диода, получаемая с помощью взрыва тонкой проволочки, натянутой между катодом и анодом [27]. На рис. 21.18, *б*, приведена лазерная голограмма диодного промежутка ускорителя NEREUS (U=300 кВ, I=80 кА) [24] после взрыва вольфрамовой проволочки диаметром 12,7 мкм, длиной 3,2 см, натянутой между углублением в катоде и анодом при зазоре анод — катод, равном 0,381 см. Голограмма получена через 25 нс после появления импульса тока диода. Видно, что поверхности катода и анода, а также проволочки покрыты плотной плазмой. Несмотря на то, что плотность электронов плазмы вдоль проволочки была не менее 10^{19} см$^{-3}$, диод не закорачивался в течение 35—40 нс после появления импульса тока пучка. Измерения распределения плотности тока, проведенные с помощью цилиндра Фарадея и рентгеновских снимков, снятых камерой-обскурой в опытах на ускорителе SLIM [27], показали, что ток ускоренных электронов составил 80 кА при напряжении 250 кВ, а ток проводимости плазмы, образовавшейся после взрыва проволочки, 150 кА, максимальная плотность тока электронного пучка на аноде $5 \cdot 10^6$ А/см^2.

Другой способ получения плазмы на оси диода, позволяющий точнее контролировать размеры плазмы, ее плотность и степень ионизации, состоял в использовании плазмы, образующейся с помощью лазерного луча, который пропускался через отверстие в катоде [28]. Наличие лазерной плазмы увеличило плотность тока РЭП в фокусе в 5—6 раз и позволило достичь на ускорителе NEREUS плотности более 2 МА/см^2 при высокой воспроизводимости результатов фокусировки.

На рис. 21.17, *б*, приведен пример расчета траекторий электронов в диоде с катодом 5,0 см при наличии резистивной плазмы на оси диода. Для расчетов были взяты параметры, определявшиеся экспериментально: напряжение на диоде 250 кВ, ток проводимости осевой плазмы 70 кА, ток электронного пучка 50 кА. Обнаружено, что основная эмиссия электронов происходит из внешних областей катода и большая часть электронов, эмиттируемых из этой области, проникает в плазму, образовавшуюся после взрыва проволочки, и фокусируется на аноде. Магнитное поле тока проводимости плазмы подавляет эмиссию из приосевой области катода, что объясняет достаточно высокое значение импеданса такого диода. Экспериментальные результаты указывают на существенное улучшение фокусировки электронного пучка с током I, значительно превышающим $I_{кр}$, при наличии плазмы, образующейся после взрыва проволочки вдоль оси диода, а численные расчеты это подтверждают. Эта плазма выполняет две важные функции. Во-первых, ток проводимости плазмы создает достаточно большое азимутальное магнитное поле, обеспечивающее $E \times H$-дрейфовое движение электронов в сторону проволочной плазмы, и, во-вторых, наличие плазмы обеспечивает вблизи оси нейтрализацию объемного заряда электронов, так что магнитное поле внутри плазмы способствует дальнейшей фокусировке электронного пучка. Численные расчеты показали также, что возможно стабильное распространение электронного пучка с $I > I_A$ внутри плазмы после взрыва проволочки при наличии в ней продольного электрического поля E_z [29].

Заметным достижением в развитии работ по фокусировке сильноточных РЭП в диодах явилось применение полых катодов с коническим торцом, обращенным к плоскому аноду, и с большим аспектным отношением [30]. С помощью такого катода уже в начале импульса тока образуется тонкий пучок, который схлопывается к оси со скоростью от 1 до 5 мм/нс в зависимости от материала анода. В результате образуется стабильный пинч диаметром на аноде менее 3 мм. Основное преимущество таких катодов состоит в том, что фронт мощности сфокусированного РЭП на аноде более крутой. Тогда как для диодов с инжекцией плазмы или токовым каналом вдоль оси диода скорость роста мощности РЭП в фокальном пятне определялась временем нарастания мощности в диоде, составлявшем около 20—30 нс, в диоде с полым катодом с коническим торцом оно снизилось до 1 нс, так что практически до пинчевания пучка мощность РЭП в фокальном пятне была близка к нулю. Такой тип диода позволяет получить стабильный пинч в центре анода. При оптимальном выборе размеров катода более 2/3 диодного тока может быть сфокусировано в фокальное пятно на аноде площадью 0,1 см^2.

Эксперименты с применением полых катодов с коническим

торцом проводились на ускорителе GAMBLE-I (U=750 кВ, I=500 кА, t=70 нс) при полной энергии в электронном пучке от 8 до 9 кДж, а также на более мощном ускорителе GAMBLE-II (1 МВ, 670 кА, 50 нс соответственно) при полной энергии в РЭП около 35 кДж. Использовался полый катод с коническим торцом внешним диаметром 84 мм и внутренним 39 мм, с углом заточки на конус 6° и зазором между катодом и анодом 3,7 мм (рис. 21.19), что позволяло получить импеданс диода 3 Ом. Диод с полым катодом с коническим торцом обеспечивал стабильную фокусировку пучка на оси диода с диаметром пятна, не превышающим 3 мм. Плотность тока в фокальном пятне достигала 1,6 МА/см^2, а плотность мощности РЭП — 10^{12} Вт/см^2. Скорость нарастания мощности составляла 10^{11} Вт менее чем за 3 нс, амплитуда напряжения — около 700 кВ, а тока — более 200 кА.

На рис. 21.19 показан процесс схлопывания полого электронного пучка в пинч малого диаметра. Видно, что вначале образуется тонкий трубчатый электронный пучок толщиной менее 3 мм, радиус которого несколько превышает внутренний радиус полого конического катода. Полый пучок схлопывается к центру анода, постоянно ускоряясь. Начальная скорость схлопывания для анода из алюминия составила 0,8 мм/нс. Средняя скорость схлопывания пучка при движении между радиусами от 10 до 15 мм равна 1,7 мм/нс, а для радиуса меньше 10 мм — 3,6 мм/нс, так что спустя примерно 40 нс после начала импульса оболочка схлопывалась в плотный пинч в центре анода. В течение последующих 50 нс плотный пинч продолжал существовать, совершая хаотическую миграцию в пределах 1 мм вокруг оси диода. Эти перемещения могут быть частично ответственны за средний диаметр пинча, определенный с помощью интегральных рентгеновских снимков, полученных камерой-обскурой. Поэтому мгновенный средний диаметр фокального пятна на аноде (ширина пятна на полувысоте интенсивности) был меньше 3 мм, а средняя плотность тока заметно превышала 1 МА/см^2. Покадровая съемка свечения сцинтиллятора, расположенного за анодом, с помощью ЭОПа указывает на круговую симметрию схлопывающегося полого электронного пучка.

Эксперименты, проделанные с помощью латунного анода, покрытого очень тонким слоем алюминия (около 1 мкм), показали, что скорость схлопывания электронного пучка зависит от материала поверхностного слоя анода. Согласно расчетам, энергия электронов, выделявшаяся в аноде схлопывающимся электронным пучком, недостаточна для испарения материала металлического анода. Предполагается, что на движение электронов в диоде влияет поток ионов низкой плотности, испускаемый анодной поверхностью, и что скорость схлопывания зависит от скорости образования и движения этих ионов. Обнаружено, что скорость схлопывания электронного пучка росла

Рис. 21.19. Геометрия диода и щелевая развертка свечения сцинтиллятора за анодом (анод из титана, насыщенного водородом) в опытах по фокусировке РЭП на ускорителе GAMBLE-I:

1 — катод, *2* — анод, *3* — сцинтиллятор толщиной 0.5 мм, *4* — нейтральный фильтр (D=0,5)

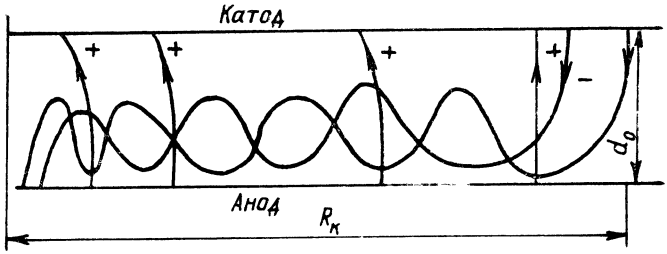


Рис. 21.20. Геометрия диода и схема траекторий электронов («минусы») и ионов («плюсы»).

$R_к$ — радиус катода; d_0 — зазор анод — катод

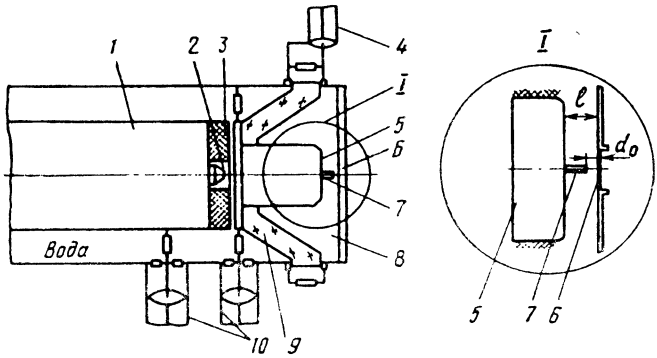


Рис. 21.21. Схема ускорителя УРАЛ и геометрия диода в опытах по фокусировке РЭП с помощью штыря:

1 — формирующая линия, *2* — коммутатор, *3* — подавитель предымпульса, *4* — токовый шунт, *5* — катод, *6* — анод, *7* — штырь, *8* — вакуум, *9* — изолятор, *10* — делители напряжения; d_0 — зазор между штырем и анодом, *l* — зазор между электродами

монотонно с ростом атомного номера материала поверхностного слоя анода от $1 \cdot 10^9$ см^2/с для углерода до $3{,}5 \cdot 10^9$ см^2/с для тантала и золота. Авторы [30] предполагают, что ионный поток, выходящий из анода, появляется за счет ионизации газов, десорбируемых из материала анода вследствие нагрева его электронным пучком. Газ за время примерно 1 нс ионизируется как первичными электронами пучка, так и отраженными от анода. С увеличением атомного номера материала анода его поверхностный слой нагревается быстрее, поскольку удельные потери энергии электрона в веществе возрастают, что приводит к более быстрой десорбции газа. Эксперименты по схлопыванию пучка на более мощном ускорителе GAMBLE-II показали, что поверхностная скорость схлопывания пучка $d(\pi R^2)/dt$ росла монотонно с током кольцевого электронного пучка, что соответствует представлениям о природе схлопывания пучка.

Таким образом, за схлопывание полого сильноточного электронного пучка и образование плотного пинча, по мнению автора [30], ответственны поверхностный нагрев анода, десорбция газа и образование потока ионов, направленного в сторону катода. Как показано в [31], наличие расширяющегося ионного слоя, отходящего от поверхности анода, является необходимым и достаточным условием для образования пинча путем схлопывания полого цилиндрического электронного пучка. Согласно [31], динамика формирования плотного пинча на оси диода с полым катодом с коническим торцом, как и для сплошного круглого катода, выглядит следующим образом. В начале процесса, до появления анодной плазмы, в диоде наблюдается лишь ламинарный поток электронов, формируемый из катодной плазмы и хорошо описываемый «ламинарной теорией» сильноточного диода [31]. Эта модель, как известно, предсказывает слабое поджатие электронного пучка и находится в соответствии с экспериментальными наблюдениями ранней фазы медленного схлопывания полого пучка. В более поздней стадии под действием электронной бомбардировки возникает анодная плазма. Электроны, входящие в ионный слой ее границы под скользящим углом, будут отражены обратно в объем диода за счет действия магнитного поля и снижения действия электрического поля. Отраженные электроны будут двигаться радиально в сторону оси диода (рис. 21.20), пока не достигнут области анода, где плазма отсутствует. Здесь возросший электронный поток бомбардирует анод, образуя достаточно плотный ионный слой, обеспечивающий дальнейшее радиальное движение электронного потока. Формирование этого слоя происходит за достаточно малый промежуток времени (около 1 нс), что и объясняет быстрое схлопывание электронного пучка, наблюдаемое в эксперименте. Поскольку магнитное поле не оказывает влияния на образовавшиеся ионы, практи-

чески эти ионы движутся в направлениях, параллельных оси диода, и ток ионов может составлять заметную долю от полного тока диода. Отношение ионного тока к электронному I_i/I_e для условий стационарного течения электронов и ионов в диоде с большим R/d с сильным пинчеванием электронного пучка равно [1]:

$$\frac{I_i}{I_e} \approx \frac{1}{2}\frac{R}{d}\left[2(\gamma-1)\frac{m}{m_i}\right]^{1/2}, \qquad (21.13)$$

где m_i — масса иона. Так, если ускоряемыми ионами являются протоны с энергией $eU = 2$ МэВ и $R/d = 20$, то $I_i/I_e = 0{,}65$. В работе [32] сделан вывод, что для начала фокусировки электронов на ось диода необходимо превышение не только тока диода над критическим током ($I \geqslant I_{кр}$), но и некоторого критического уровня энерговклада в материал анода (300—450 Дж/г для меди и латуни и 450—650 Дж/г для графита). Сравнивая вольт-амперные характеристики диодов на ускорителях CAMEL и OWL-II, авторы делают вывод, что наибольшее время существования режима фокусировки достигается более ранним и одновременным выполнением этих двух условий.

В заключение приведем экспериментальные данные по острой фокусировке сильноточного РЭП в диоде мощного ускорителя PROTO-I ($U=3$ МВ, $I=800$ кА, $t=24$ нс), полученные в результате тщательной оптимизации формы и размеров катода с коническим торцом [33]. Вывод этой работы состоит в том, что для получения высокой плотности тока ($\geqslant 10$ МА/см^2) и высокоэффективной фокусировки необходимо использовать минимально допустимые диаметр катода и длину зазора катод — анод за счет снижения уровня предымпульсного напряжения. Средняя плотность мощности электронного пучка в фокальном пятне достигала 10^{13} Вт/см^2.

21.4.3. ДИОДЫ С КАТОДНЫМИ ВЫСТУПАМИ И ПЛАЗМЕННЫМИ СТРУЯМИ

В ИАЭ получена и исследована острая и стабильная фокусировка сильноточных РЭП, осуществленная катодным штырем малого диаметра, установленным вдоль оси диода (ускоритель УРАЛ), или с помощью внешней инжекции вдоль оси диода узкой катодной плазменной струи (ускоритель ТРИТОН) [34]. Благодаря тщательной оптимизации геометрии диода, длины зазора между штырем и анодом, амплитуды и длительности предымпульса удалось существенно увеличить плотность тока сфокусированного сильноточного РЭП по срав-

нению с результатами, полученными с помощью токонесущей плазмы вдоль оси диода, а именно от 2—3 до 30 МА/см^2.

При фокусировке на ускорителе УРАЛ (U=250 кВ, I=100 кА, t=50 нс, $Z_л$=2,5 Ом) в диоде с плоскими круглыми электродами диаметром 20 и зазором между ними около 2 см в центре катода укреплялся штырь из нержавеющей стали диаметром 1,5 и длиной 12—15 мм (рис. 21.21). Параметры генерируемого в диоде пучка и степень его фокусировки в сильной степени зависят от длины зазора d_0 между штырем и анодом. Оптимальное значение d_0 для получения наилучших результатов по фокусировке и наибольшей передачи энергии пучка в фокальное пятно оказалось равно 2,7—2,7 мм и не зависело от длины штыря при значительном ее изменении (12—35 мм). Погрешность, с которой необходимо было выставлять оптимальный зазор d_0 для получения острой эффективности фокусировки пучка, не должна была превышать 0,1 мм. Работа диода осуществлялась в режиме с предымпульсным напряжением колоколообразной формы, амплитуда которого составляла 20—30 кВ. Максимум его опережал момент подачи на диод импульса основного напряжения на 100—120 нс. В области максимума на острой кромке катодного штыря мог образовываться слой плотной плазмы, который, расширяясь, за 100—120 нс приближался к аноду. Максимальный ток диода в режиме эффективной фокусировки составил около 100 кА при напряжении на диоде 100—120 кВ. В этом режиме наблюдалось наибольшее разрушение материала анода, сопровождаемое образованием кратеров и тыльных отколов. Диаметр фокального пятна на аноде, полученный с помощью рентгеновского обскурного снимка в режиме эффективной фокусировки пучка, был равен 0,6 мм, что дает для плотности тока пучка значение 30 МА/см^2, а для плотности мощности $4\cdot10^{12}$ Вт/см^2.

Общие черты острой фокусировки сильноточного РЭП в диоде с круглыми плоскими электродами и со штырем в центре катода были подтверждены также в опытах на ускорителе при U=25—30 кВ и с формирующей линией с существенно меньшим волновым сопротивлением $Z_л$=0,3 Ом (U=30 кВ, I=100 кА, t=30 нс) [35].

Подводя итоги описания основных экспериментальных результатов по фокусировке сильноточных РЭП с помощью катодного штыря, следует отметить, что попытка описать ток диода парапотенциальной моделью оказалась безуспешной. Так, при изменении аспектного отношения в 3 раза за счет изменения длины штыря, но при постоянном оптимальном зазоре d ток диода в режиме фокусировки практически не менялся.

Указанные экспериментальные исследования по острой фокусировке сильноточных РЭП в диоде с катодными выступами были продолжены на ускорителе АНГАРА-1 (U=1 МВ, I=330 кА, t=60 нс, $Z_л$=1,5 Ом) с энергией в пучке на уровне

10—15 кДж [36] в условиях очень низкого уровня предымпульса (несколько киловольт), явно недостаточного для предварительного создания плазмы на катодном выступе. Наилучшее согласование диода с линией при сохранении острой фокусировки пучка было достигнуто применением на установке АНГАРА-1 кольцевого катодного выступа диаметром 7—8 мм с конической ямкой в центре глубиной 6—7 мм (рис. 21.22). Геометрия выступа (диаметр и глубина полости) была оптимизирована эмпирическим путем. Оптимальный зазор d от кромки катодного выступа до анода при напряжении на диоде 0,5—1,0 МВ составлял 3—3,5 мм. Полный зазор между катодом и анодом был равен 10 мм. При этом наблюдалось образование отдельных нитей тока (филаментов) на ранней стадии фокусировки и последующее слияние их в один токовый канал.

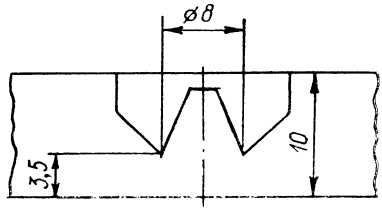
Наличие углубления в центральной части катодного выступа дает возможность избежать закорачивания диода плотной анодной плазмой в течение всего времени импульса напряжения длительностью 70—80 нс. При изучении фокусировки с помощью выступов различной геометрии было замечено, что ток диода и энергия пучка сильно зависят от геометрии катодного выступа и расстояния между выступом и плоскостью анода и слабо — от расстояния между плоскостями катода и анода; это свидетельствует о том, что основная взрывная эмиссия электронов происходит с катодного выступа.

На ускорителе АНГАРА-1 получен пучок с током более 200 кА при энергии электронов 1 МэВ, сфокусированный до диаметра 1—1,5 мм. Радиус пучка определялся по фотографиям в рентгеновском излучении, полученным с помощью камеры-обскуры. Положение центра пучка отклонялось не более чем на $\pm 0{,}5$ мм от геометрического центра катодного выступа. Плотность тока в фокальном пятне достигала 30 МА/см^2, максимальная мощность в пучке $2{,}5 \cdot 10^{11}$ Вт, плотность потока мощности в сфокусированном пучке 10^{13} Вт/см^2.

Полная энергия пучка выделялась в алюминиевом аноде за 70—80 нс в объеме диаметром 2 и глубиной 1 мм, а формирование кратера заканчивалось за 4—5 мкс. Полная энергия, выделявшаяся в аноде, оценивалась также по размерам кратера, образующегося под действием пучка, путем сравнения с численными расчетами. В алюминиевом аноде толщиной 10 мм сформировалось сквозное отверстие диаметром около 20 мм на входе, а при толщине анода 30 мм образуется кратер глубиной 9—10 мм. Эти разрушения соответствуют полному энерговкладу пучка от 10 до 15 кДж.

Исследования по генерации и фокусировке сильноточных РЭП в диоде ускорителя МС ($U=400$ кВ, $I=200$ кА, $t=60$ нс, $Z_л=2$ Ом) [37] в целях лучшего согласования диода с генератором были продолжены в серии работ с внешней инжекцией катодной плазмы в диодный промежуток, осуществленный с по-

Рис. 21.22. Разрез кольцевого катодного выступа с конической ямкой в центре и геометрия расположения электродов в диоде ускорителя АНГАРА-1 в опытах по фокусировке РЭП



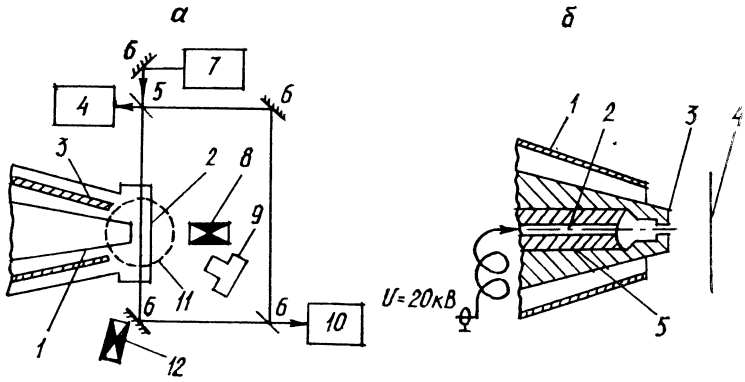


Рис. 21.23. Схема экспериментов по фокусировке РЭП, формированию и динамике плазмы в сильноточном диоде ускорителя МС.

а — конусная линия с диодом и набор диагностики: *1* — внутренний электрод конусной линии — катод, *2* — анод, *3* — внешний электрод конусной линии, *4, 7* — ЭОП, *5, 6* — зеркала интерферометра, *8, 12* — камера-обскура, *9* — датчик рентгеновского излучения, *10* — приемник интерферометра, *11* — поле зрения ЭОП; *б* — схема устройства для внешней инжекции плазмы в диод: *1* — внешний электрод конусной линии, *2* — центральный электрод плазменного инжектора, *3* — катод, *4* — анод, *5* — полиэтиленовая вставка

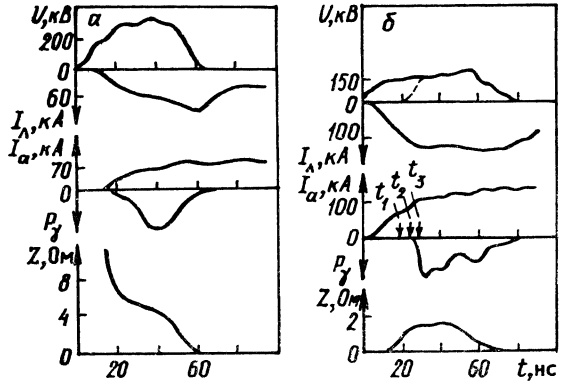


Рис. 21.24. Осциллограммы напряжения U (*штриховая линия* — напряжение на диоде), тока на входе в линию $I_л$, тока на анод I_a, импульса рентгеновского излучения P_γ и кривая импеданса диода Z при фокусировке РЭП на ускорителе МС:

а — без внешней инжекции плазмы, *б* — с внешней инжекцией

мощью предымпульса на ускорителе ТРИТОН (U=500 кВ, I=200 кА, t=30 нс, $Z_л$=2,3 Ом) [38]. Внешняя инжекция плазмы с независимым источником питания, пуск которого мог осуществляться с заданным опережением относительно подачи на диод импульса основного напряжения, примененная в работах на ускорителе МС, обладает значительно большими возможностями по оптимизации начальной плотности и размеров плазмы, инжектируемой в диод.

На рис. 21.23 приведена схема экспериментов с внешней инжекцией на ускорителе МС. Для передачи энергии от генератора к диоду применялась вакуумная коническая линия с магнитной самоизоляцией длиной 25 см и отношением радиусов наружного и внутреннего электродов на входе и на выходе 6/5 и 0,5/0,3 см соответственно. Внутри центрального электрода помещался эрозионный плазменный инжектор. Плазма образовывалась в результате скользящего разряда по поверхности полиэтиленовой шайбы и со скоростью фронта $\geqslant 10^7$ см/с инжектировалась в диод через отверстие в катоде диаметром 1—2 мм с опережением 1—2 мкс до запуска ускорителя. Эксперименты показали, что оптимальный режим работы диода, характеризующийся эффективным согласованием диода с генератором для фиксированной длины ускорительного промежутка в пределах 5—10 мм, обеспечивался регулировкой времени опережения и выбором режима работы инжектора. Для регистрации свечения плазмы в диоде применялась трехкадровая съемка в оптическом диапазоне с помощью электронно-оптической системы с интервалом между кадрами 5 нс.

На рис. 21.24, *б*, приведены осциллограммы напряжения U и тока на входе в линию $I_л$, а также импульс высокоэнергетического излучения с анода P_γ для d_0=7 мм при внешней инжекции плазмы. Видно, что время согласования диода с генератором, определяемое по полуширине импульса излучения, составляет 30 нс. Это в 1,5—2 раза превышает соответствующее значение, полученное без инжекции плазмы в оптимальном режиме работы диода (рис. 21.24, *а*). Типичный ход импеданса диода во времени представлен на рис. 21.24, *б*. Вначале диодный промежуток оказывается закороченным инжектированной плазмой. Начиная примерно с 25-й нс при токе диода около 100 кА импеданс диода достигает примерно 2 Ом и остается на этом уровне в течение 30 нс. Для сравнения на рис. 21.24, *а*, показан импеданс диода для оптимального режима без внешней инжекции плазмы (катодная плазма возникает после подачи на диод основного напряжения). В этом случае импеданс практически монотонно уменьшается со временем, причем момент закоротки диода, как следует из интерферрометрических измерений, совпадает со смыканием плотных приэлектрических слоев плазмы. Три момента (t_1—t_3), указанные на осциллограмме тока диода (см. рис. 21.24, *б*), соответствуют режиму короткого замыкания

диода (t_1), его раскорачиванию (t_2) и выходу импеданса на плато с регистрацией заметного рентгеновского излучения (t_3).

Исследования фокусировки РЭП в диоде ускорителя МС показали, что плотность тока в фокальном пятне лишь незначительно превышала 1 МА/см^2, что в несколько раз ниже, чем в экспериментах без внешней инжекции плазмы. Минимальный диаметр фокального пятна был равен 2—3 мм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарумов Э. Э. Получение и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков в диодах // Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков / Под ред. Л. И. Рудакова. М., 1990. С. 122—181.
2. Гордеев А. В. Теория сильноточных диодов // Там же. С. 182—192.
3. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
4. Goldstein S. A., Swain D. W., Hadley G. R., Mix L. P. Anode plasma and focusing in REB diodes // Proceeding 1-st International topical conference high power electron beam research and technology. Albuquerque, 1975. V. 1. P. 262—283.
5. Goldstein S. A., Davidson R. C., Siambis J. G., Roswell L. Focused-Flow Model of Relativistic Diodes // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33, N 25. P. 1471—1474.
6. Брейзман Б. Р., Рютов Д. Д. К теории фокусировки релятивистского электронного пучка в диоде // ДАН СССР. 1975. Т. 225, № 6. С. 1308—1311.
7. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских пучков. М.: Атомиздат. 1980.
8. Davidson R. C. Theory of Nonneutral Plasmas // W. A. Benjamin. Inc. 1974.
9. DiCapua M., Greedon J., Huff R. Experimental Investigation of High-Current Relativistic Electron Flow in Diodes // J. Appl. Phys. 1976. V. 47, N 5. P. 1887—1896.
10. Poukey J. W. Z<1Ω pinched electron diodes // Proceeding 1-st International topical conference high power electron and ion beam research and technology. Albuquerque, 1975. V. 1. P. 247—254.
11. Cooperstein G., Goldstein S. A., Mosher D. et al. Generation and focusing of intense light ion beams from pinched-electron beam diodes // Proceeding 3-rd International topical conference high power electron and ion beam research and technology. Novosibirsk, 1979. V. 2. P. 567—575.
12. Аржанников А. В., Койдан В. С. Микроструктура электронного пучка и вольт-амперная характеристика релятивистского диода в сильном магнитном поле: [Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 80—73]. Новосибирск, 1980.
13. Бабыкин В. М., Рудаков Л. И., Скорюпин В. А. и др. Инерционный термоядерный синтез на основе сильноточных генераторов РЭП // Физика плазмы. 1982. Т. 8, вып. 5. С. 901—914.
14. Гордеев А. В. О токе релятивистского ножевого диода в сильном продольном магнитном поле // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13, № 7. С. 410—417.
15. Игнатенко В. П. Ионная компенсация пространственного заряда релятивистских потоков электронов // ЖТФ. Т. 32, вып. 12. С. 1428—1432.
16. Barker R J., Goldstein S. A., Lee R. E. Computer Simulation of Intense Electron Beam Generation in a Hollow Gathode Diode // NRL' Memorandum Rept 4279. Sept. 5, 1980.

17. Гордеев А. В., Заживихин В. В., Королев В. Д. и др. Магнитная самоизоляция вакуумных линий // Проблемы физики и техники наносекундных разрядов. Наносекундные генераторы и пробой в распределенных системах. М., 1981. С. 91—111.
18. Sanford T. W. L., Lee J. R., Haldleib J. A. et al. Electron Flow and Impendance of an 18-Blade Frustum Diode // J. Appl. Phys. 1986. V. 59, N 11. P. 3868—3880.
19. Seamen J. F., VanDevender J. P., Johnson D. L. et al. SPEED, a 2,5 TW, Low Impedance Pulsed Power Research Facility // 4-th pulsed. power conference. Albuquerque: New Mexico, 1983. P. 68—70.
20. McClenahan C. R., Backstrom R. C., Quintenz J. P. et al. Efficient low-impedance high power electron beam diode // Proceeding 5-th International topical conference high power electron and ion beam research and technology. San Francisco, 1983. P. 147—150.
21. Ware K., Loter N., Montgomery M. et al. Bremsstrahlung Source Development on Black Jack 5' // 5-th IEEE pulsed power Conference. Arlington, 1985. P. 118—121.
22. Morrov D. L., Phillips J. D., Bennett W. H. et al. Concentration and Quidance of Intense Relativistic Electron Beams // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19, N 11. P. 441—443.
23. Bradley L. P., Kuswa G. W. Neutron Production and Collective Ion Acceleration in a High-Current Diode // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1441—1445.
24. Mix L. P., Kelly J. G., Kuswa G. W. et al. Measurements of High-Current Relativistic Electron Diode Plasma Properties with Holographic Interferometry // J. Vac. Sci. Techn. 1973. V. 10, N 8. P. 951—953.
25. Poukey J. W., Freeman J. R., Jonas G. Simulation of Relativistic Electron Beam Diodes // Ibid. N 6. P. 954—958.
26. Jonas G. Electron beam induced pellet fusion // Sandia Rept, SAND-74-5367. Present. IV Nat. School Plasma Phys. Novosibirsk, 1974.
27. Jonas G., Prestwich K. R., Poukey J. W., Freeman J. R. Electron Beam Focusing Using Current-Carrying Plasmas in High ν/γ Diodes // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30, N 5. P. 164—167.
28. Jonas G., Poukey J. W., Prestwich K. R. et al. Electron Beam Focusing and Application to Pulsed Fusion // Nucl. Fusion. 1974. V. 14, N 5. P. 731—740.
29. Poukey J. W., Toepfer A. J. Theory of Superpinched Relativistic Electron Beams // Phys. Fluids. 1974. V. 7, N 8. P. 1582—1591.
30. Blaugrung A. E., Cooperstein G., Goldstein S. A. Processes governing pinch formation in diodes // Proceeding 1-st International topical conference power electron and ion beam research and technology. Albuquerque, 1975. V. 1. P. 233—246.
31. Goldstein S. A., Davidson R. C., Lee R., Siambis J. G. Theory of electron and ion flow in relativistic diodes // Ibid P. 218—232.
32. Spense P., Triebes K., Gennario R., Pellinen D. REB focusing in high aspect ratio diodes // Ibid. P. 346—363.
33. Yonas G. Developments in Sandia Laboratories Particle Beam Fusion Programme // Plasma phys. and control. nucl. fusion res. Vienna, IAEA. 1978: Proc. 7th Inter. Conf. Innsbruck, 1978. V. 3. P 125—133.
34. Коба Ю. В., Ликсонов В. И., Пенькина В. С. и др. Исследование по фокусировке сильноточных пучков для нагрева и обжатия плотной *D-T*-плазмы // Труды V Международной конференции по физике плазмы и УТС. Токио, 1974. Т. 2. С. 337—345.
35. Baranchikov E. I., Gordeev A. V., Koba Yu. V. et al. The Progress in the Investigation of High Current Relativistic Electron Beams for the Initiation of Pulse Termonuclear reaction // Proceeding 6-th International conference on plasma physical and control. Nucl. Fusion Res. Berchtesgaden, 1976. V. 1. P. 185—203.
36. Afonin I. P., Babykin M. V., Baev B. V. et al. High power beam focusing in a diode and target irradiation at ANGARA-1 asselerator //

Proc. 7-th symposium engeneering problems fusion research. Knoxville. 1977. V. 1. P. 269—272.

37. Королев В. Д., Ликсонов В. И., Лукин А. А. и др. Исследование формирования и динамики плазмы в сильноточном диоде // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, вып. 1. С. 8—12.

38. Ликсонов В. И., Сидоров Ю. Л., Смирнов В. П. Генерация и фокусировка сильноточного электронного пучка в низкоимпедансном диоде // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19, вып. 8. С. 516—520.

Глава 22

ДИОДЫ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

§ 22.1. ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ КОАКСИАЛЬНЫХ ДИОДОВ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

22.1.1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ

Одной из проблем источников электронов с ВЭЭ является поиск методов торможения разлета катодной плазмы. Исследования в этой области пошли по двум основным направлениям. Первое связано с торможением плазмы электрическим полем, второе — магнитным. В первом случае необходимо перевести плазму в режим насыщения эмиссии электронов, т. е. уменьшить ее концентрацию. С этой целью снижают ток через зону эктона и, следовательно, среднюю плотность тока до 0,1—10 А/см^2. Для получения килоамперных токов в таких диодах формируют электронные пучки большого сечения, широко применяющиеся для накачки газовых лазеров (см. гл. 20).

Наложение магнитного поля поперек разрядного промежутка, как показали первые эксперименты [1], тоже приводит к уменьшению скорости расширения катодной плазмы. Это позволяет устранить или существенно уменьшить ток на анод и тем самым ослабить анодные процессы, а также убрать анодную фольгу — наиболее слабый элемент диода. Первые бесфольговые коаксиальные диоды с магнитной изоляцией (КДМИ) на основе катодов с ВЭЭ использовались как в нано- [2], так и в микросекундном [3] ускорителях. Трубчатые электронные пучки, формируемые в таких диодах, применяются для генерации СВЧ-излучения [4]. Фактически релятивистская сверхвысокочастотная (СВЧ)-электроника стала основным потребителем исследований КДМИ. Одним из последних обзоров в этой области является работа [6].

22.1.2. КОНФИГУРАЦИИ КОАКСИАЛЬНЫХ ДИОДОВ

Известно множество конструкций коаксиальных диодов с магнитной изоляцией. По взаимному расположению катода и анода КДМИ можно разделить на два типа: прямые и

обращенные (рис. 22.1). В прямых КДМИ (рис. 22.1, *а*, *б*) внутренним электродом служит катод, в обращенных (*е*) — анод. При этом из плазмы, образующейся на катоде в процессе ВЭЭ, формируется трубчатый электронный пучок, который по силовым линиям магнитного поля выводится из диода в вакуумную трубку дрейфа. Если на внутренний электрод диода (см. рис. 22.1, *б*) подавать положительный импульс напряжения, то такой диод становится обращенным. Он используется для генерации СВЧ-излучения в обращенных магнетронах [7] и получения ионных пучков [8—10]. Из таких диодов электронный пучок не выводится. Поэтому обращенные электронные КДМИ условно можно разделить на нагруженные и ненагруженные электронным пучком. Ниже под КДМИ мы будем подразумевать прямые диоды.

Другим основанием для классификации КДМИ является конфигурация силовых линий магнитного поля. Различают диоды с однородным (рис. 22.1, *б*, *в*) и неоднородным (*а*, *г*, *д*) магнитным полем. Для КДМИ первого типа индукции магнитного поля в диоде $B_к$ и в области транспортировки пучка B_0 одинаковы, т. е. $B_к = B_0$. Средний радиус тонкого замагниченного пучка примерно равен радиусу катода ($r_b \geqslant r_к$). В КДМИ второго типа магнитное поле на катоде меньше, чем в трубе дрейфа. Оно нарастает от катода перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Степень неоднородности магнитного поля характеризуется пробочным отношением (отношением параллельных оси диода компонент магнитного поля в трубе дрейфа и на катоде) $k = B_0/B_к$. Радиус тонкого трубчатого пучка для таких диодов в соответствии с законом сохранения магнитного потока и при однородном поперечном сечении магнитного поля равен

$$r_b \approx r_к (B_к/B_0)^{1/2} = r_к k^{-1/2}. \qquad (22.1)$$

В обращенных КДМИ (см. рис. 22.1, *е*) также используются как однородное, так и неоднородное магнитные поля.

По геометрии электродов различают [6] конические (см. рис. 22.1, *а*), цилиндрические (*б*) и плоские (*в*) диоды. В конических перемещением катода вдоль оси легко регулировать межэлектродный зазор и радиус пучка. В плоском диоде можно изменить соотношение поперечной и продольной составляющих напряженности электрического поля на катоде. Однако в области прямоугольного перехода анод — труба дрейфа электрическое поле неоднородно, что может приводить к дополнительному увеличению поперечной составляющей скорости электронов пучка. Неоднородность электрического поля можно уменьшить, используя конический анод (см. рис. 22.1, *г*).

В КДМИ применяются в основном графитовые, реже — металлические катоды. Наиболее детально исследованы торцо-

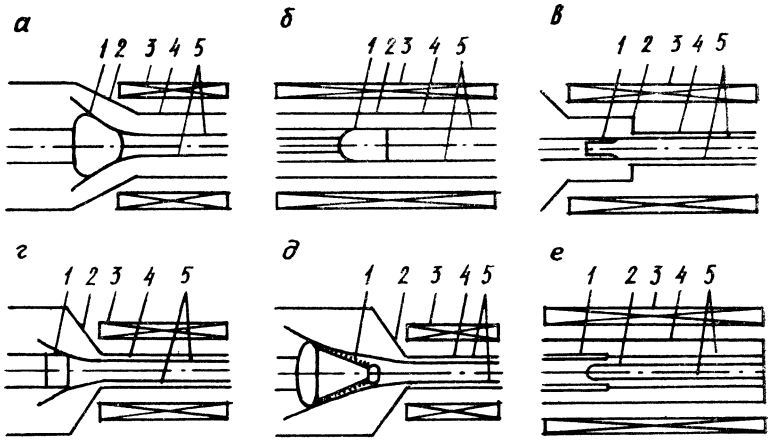


Рис. 22.1. Конфигурация КДМИ.

Диоды: *а* — конический, *б* — цилиндрический, *в* — плоский, *г* — с коническим анодом, *д* — с многоострийным катодом, *е* — обращенного типа; *1* — катод, *2* — анод, *3* — соленоид, *4* — труба дрейфа, *5* — силовые линии магнитного поля

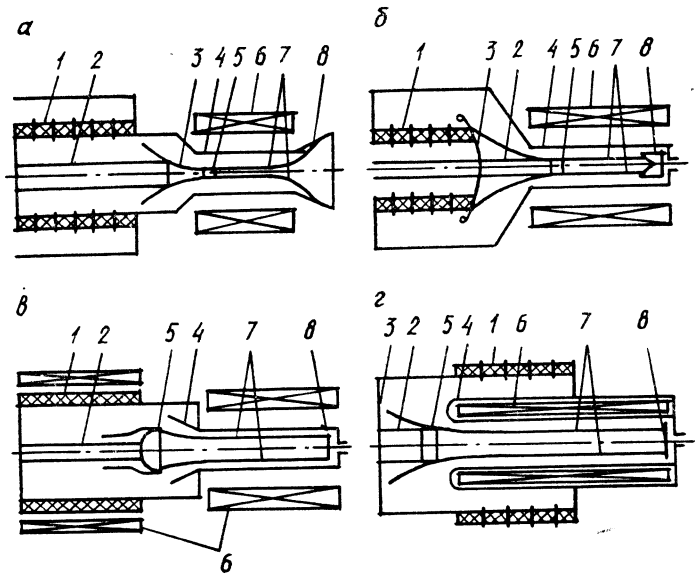


Рис. 22.2. Схемы электронных пушек КДМИ:

1 — вакуумный изолятор, *2* — катододержатель, *3* — отражатель, *4* — анод, *5* — катод, *6* — соленоид, *7* — силовые линии магнитного поля, *8* — коллектор. Остальные пояснения в тексте

вые (со сплошной торцовой поверхностью) (см. рис. 22.1, *б*), трубчатые (иногда их называют кольцевыми, или кромочными) (*в*) и многоострийные (*д*) катоды. Для усиления электрического поля поверхность торцового катода, обращенную к аноду, делают шероховатой или уменьшают толщину стенки трубчатого катода. Недостатком торцового катода является эмиссионный ток с торца при высокой напряженности электрического поля, паразитный в СВЧ-устройствах. Использование многоострийного катода также ограничено возбуждением ВЭЭ на электродах, между которыми располагаются острия (см. рис. 22.1, *д*). Поэтому наибольшее применение в релятивистской ВЧ-электронике нашли трубчатые катоды.

Индукция магнитного поля в КДМИ выбирается такой, чтобы при заданном напряжении на диоде электроны, эмиттируемые катодом, не пересекали межэлектродный промежуток $d=|r_а-r_к|$ (см. рис. 22.1, *б*), где $r_а$ и $r_к$ — радиусы анода и катода соответственно. Индукция магнитного поля, при которой происходит отсечка электронного тока на аноде, называется критической $B_{кр}$. Для релятивистских электронов при условии сохранения полного магнитного потока в межэлектродном зазоре [11, 12]

$$B_{кр}=\frac{mc^2}{ed_{эф}}\left[\frac{2eU}{mc}+\left(\frac{eU}{mc}\right)^2\right]^{1/2}. \qquad (22.2)$$

Здесь $d_{эф}$ — эффективный межэлектродный зазор, в плоском диоде равный расстоянию между катодом и анодом. В диоде цилиндрической геометрии [12] $d_{эф}=d(1-d/r_а)$.

Экспериментально измеренное $B_{кр}$ [13, 14] для цилиндрического диода в пределах 5 % совпадает с вычисленным по формуле (22.2). Однако как в прямых [13, 16], так и в обращенных [9, 10] диодах зарегистрирован незначительный (менее 10 % тока выведенного электронного пучка) электронный ток поперек магнитного поля $B>B_{кр}$. Протекание этого закритического тока коррелирует с возбуждением в диоде СВЧ-колебаний широкого частотного диапазона [13, 14] и связывается с развитием диокотронной неустойчивости электронного слоя вокруг катода. Анодный ток при $B>B_{кр}$ может приводить к образованию анодной плазмы.

Ток проводимости, протекающий по внутреннему электроду (катоду) в коаксиальном цилиндрическом диоде с внешним магнитным полем B, создает азимутальное магнитное поле B_θ. При этом траектории электронов в диоде определяются суммарным воздействием обоих магнитных полей [11, 13, 14]. Изоляция межэлектродного промежутка, создаваемая только полем B_θ, получила название магнитной самоизоляции. Она широко используется в сильноточных ускорителях для передачи энергии от накопителей к диодам по коаксиальным вакуумным

линиям. Критический ток, при котором достигается режим самоизоляции,

$$I_{кр} = (U/\rho)\,[1 + 2mc^2/(eU)]^{1/2}, \qquad (22.3)$$

где ρ — волновое сопротивление линии, U — приложенное напряжение. Подробнее о таких линиях будет сказано в следующей главе.

22.1.3. УСТРОЙСТВО ЭЛЕКТРОННЫХ ПУШЕК

Использование КДМИ для формирования сильноточных РЭП накладывает свои особенности на конструкцию электронных пушек. Основными элементами электронных пушек с КДМИ (рис. 22.2) являются вакуумный изолятор, катодно-анодный узел, магнитная система. Давление остаточного газа в ускорительных трубках обычно $\leqslant 10^{-2}$ Па.

Вакуумные изоляторы выполняются как сплошными (рис. 22.2, *в*), так и секционированными (рис. 22.2, *а*, *б*, *г*). Они размещаются в металлическом корпусе (*а*, *б*) либо сами служат корпусом электронной пушки (*в*, *г*). Напряжение распределяется по изолятору с помощью емкостных, индуктивных и резисторных делителей. При первом типе деления напряжения емкостями служат секции изолятора — чередующиеся диэлектрические и металлические кольца. Для индуктивного деления напряжения на поверхность сплошного изолятора наматывается спираль с определенным шагом. При микросекундных длительностях импульса ($t_и \geqslant 1$ мкс) используются резистивные делители напряжения. Для секционированных изоляторов это обычно цепочки резисторов, закрепленные последовательно на металлических градиентных кольцах. В сплошных изоляторах резистивное распределение напряжения может осуществиться проводящей жидкостью (электролитом). В этом случае [17] изолятор (см. рис. 22.2, *в*) состоит из двух коаксиальных цилиндров, между которыми залит раствор медного купороса. Общее требование к делителям напряжения — малый по сравнению с током пучка потребляемый ток. Средняя по длине секционированного изолятора напряженность электрического поля при $\tau_и \geqslant 1$ мкс выбирается в пределах 10—20 кВ/см [18]. При наносекундных длительностях импульса напряжения она в несколько раз выше и обычно $\leqslant 80$ кВ/см [19].

Наряду с обеспечением электрической прочности вакуумных изоляторов важную роль в работе электронных пушек играют обратный ток и ток утечки с катододержателя. Эти паразитные токи уносят часть энергии и снижают эффективность ускорителей, которая определяется как отношение энергии выведенного электронного пучка к энергии высоковольтного накопителя. Кроме того, они влияют на работу диода и электрическую прочность изолятора.

Обратный ток — специфическая особенность источников электронов с коаксиальными диодами с магнитной изоляцией. Обратный ток в КДМИ обусловлен наличием компоненты ускоряющего электрического поля с обратной стороны катода или катодной плазмы. В первых КДМИ катод обычно закреплялся на катододержателе меньшего диаметра (см. рис. 22.1, *а*, *б*). При высокой напряженности электрического поля эктоны возникали с обратной стороны катода и электронный пучок по силовым линиям спадающего магнитного поля ускорялся в сторону вакуумного изолятора. Обратный ток при такой конфигурации электродов может превышать ток прямого пучка электронов, инжектированного в трубу дрейфа. Попадание электронов на изолятор инициирует пробой по его поверхности [6, 17], а на анод — образование анодной плазмы и пробой диода.

При одинаковых диаметрах катода и катододержателя обратный ток формируется с задней стороны катодной плазмы, расширяющейся поперек однородного магнитного поля (см. рис. 22.1, *в*) на сантиметровые расстояния при микросекундных длительностях импульсов напряжения. В этом случае обратный ток меньше прямого и возрастает по мере расширения катодной плазмы. В неоднородном магнитном поле (см. рис. 22.1, *г*) он возникает одновременно с прямым пучком сразу же на переднем фронте импульса напряжения при возбуждении ВЭЭ на кромке катода.

Подавление обратного тока требует реализации таких условий, при которых силовые линии магнитного поля, выходящие на поверхность анодного узла и изолятор, не пересекают эмиттирующую поверхность катода [20]. С этой целью обычно между катодом и катододержателем располагают отражатель электронов конической (см. рис. 22.2, *а*), плоской (*б*) или сферической формы. При этом силовые линии магнитного поля, соответствующие радиусу катода с учетом поперечного расширения катодной плазмы, должны проходить ниже вершины катододержателя (*а*, *б*).

Другие методы подавления обратного тока связаны с подбором конфигурации магнитного поля. Так, обратный ток в однородном коаксиале, составлявший 25—35 % от тока пучка, устранялся использованием магнитного поля пробочной конфигурации за катодом [21]. Если вся ускорительная трубка помещалась в магнитное поле (см. рис. 22.2, *в*), то устранялся и ток утечки с катододержателя [17]. В электронной пушке [22], где соленоид располагался внутри изолятора (*г*), потери электронного тока практически отсутствовали. Эффективность ускорителя с традиционной пушкой (*а*) при напряжении на диоде 700 кВ была 20 %, а с пушкой (*г*) при этом же напряжении — 75—80 % [23]. Такие эффективные электронные пушки используются только для получения трубчатых пучков малого диамет-

ра. В пушках, выполненных по схеме рис. 22.2, *а*, катододержатели имеют большую площадь, особенно при мегавольтных напряжениях. Это снижает среднюю напряженность электрического поля, при которой возникает ВЭЭ и идет утечка с катододержателя. Так, в исследованиях, проведенных на ускорителе «Гамма», время задержки взрывной эмиссии составляло 0,2—0,4 мкс при $E=80$—120 кВ/см и единицы микросекунд при $E=60$ кВ/см [24]. Токи утечки составляли 30—60 кА, что существенно снижало эффективность ускорителя.

Преимущество пушки, приведенной на рис. 22.2, *б*,— в малой длине катододержателя. Для уменьшения тока утечки вводился дополнительный соленоид, намотанный на вакуумную камеру. В плоском диоде с электронной пушкой подобного типа получен электронный пучок с энергией 150 кДж при эффективности ускорителя 75 % [25].

§ 22.2. КАТОДНАЯ ПЛАЗМА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

22.2.1. ОБРАЗОВАНИЕ КАТОДНЫХ ФАКЕЛОВ

Как показано выше, наложение магнитного поля не изменяет время задержки появления эктонов и ВЭЭ. Однако это поле существенно влияет на процесс образования плазмы в КДМИ. Фотографирование свечения плазмы через фланец трубы дрейфа показало, что число эктонов увеличивается с ростом магнитного поля, что улучшает однородность эмиссионного плазменного слоя. Это следует также из фотографии свечения плазмы на поверхности катода из графита (рис. 22.3). Эти процессы исследовались подробно в [26]. В КДМИ на графитовый трубчатый катод с толщиной стенки 0,5 мм подавался импульс напряжения амплитудой $U=200$ кВ и длительностью $t_и=5$ нс. Магнитное поле в диоде изменялось в пределах $B=0$—10 кГс. Радиус катодного факела (КФ) был мал: $r=v_к t_и=0{,}1$ мм, и геометрический фактор не вызывал существенного уменьшения электрического поля на катоде. Ведущую роль в экранировке играл заряд электронного тока. Исследования показали, что число эктонов в основном росло в области малых магнитных полей, где ларморовский радиус электронов $r_л \gg v_к t_и$. При этом линейную плотность факелов по периметру можно приближенно аппроксимировать зависимостью $N \sim B^{\alpha}$, где $\alpha \simeq 0{,}5$, а расстояние между факелами $\sim AB^{-0{,}5}$, где $A \sim$ ~ 1 см·кГс$^{0{,}5}$. В достаточно сильном магнитном поле, когда ларморовский радиус $r_л \sim v_к t_и$, рост числа эктонов замедлялся.

Влияние материала и толщины трубчатого катода (напряженность электрического поля) на ток пучка и его нестабильность вследствие конечного числа КФ при длительностях импульса напряжения $t_и=30$ нс исследовалось для катодов из

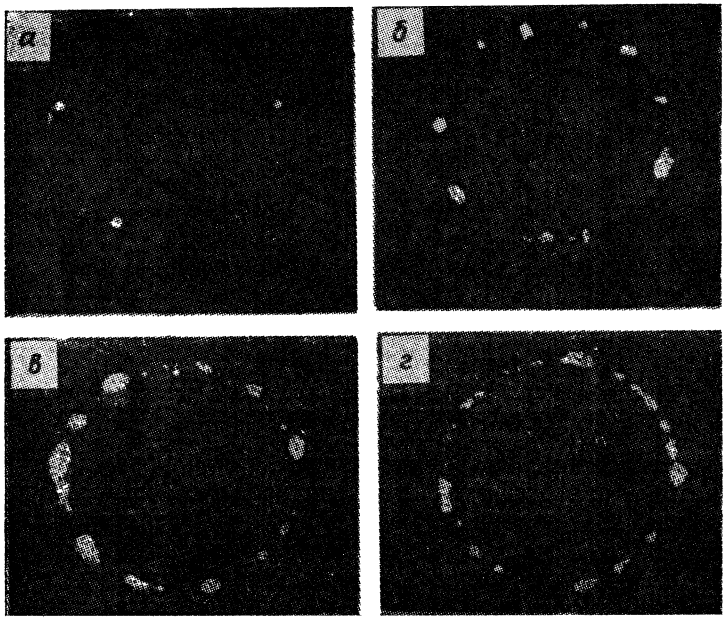
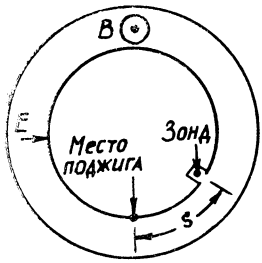


Рис. 22.3. Влияние магнитного поля на плотность катодных факелов в коаксиальном диоде с цилиндрическим катодом.
H, кЭ: *а* — 0, *б* — 1, *в* — 3, *г* — 10

графита, меди и нержавеющей стали толщиной 0,1; 0,5; 2 мм при напряжении на диоде $U=500$ кВ и магнитном поле $B=5$ кГс [27]. С увеличением напряженности электрического поля на катоде при уменьшении толщины катода и с переходом от нержавеющей стали к графиту ток пучка возрастал, а его нестабильность уменьшалась. Влияние материала катода на характеристики пучка при малых $t_и$ может быть более существенно, чем напряженности электрического поля. Так, при частоте повторения импульсов 50 $с^{-1}$ нестабильности тока пучка и напряжения на диоде близки ($\leqslant 1$ %) для трубчатого катода из графита толщиной $h_к=0{,}5$ мм и для медного катода с $h_к=0{,}1$ мм. Это объясняется зависимостью времени запаздывания появления эктона $t_з$ и соответственно их линейной плотности от материала катода. Так, при $B=0$ измерены $t_з$ для графитовых, оловянных, медных, алюминиевых и молибденовых катодов и показано, что $t_з$ минимально для графитового катода (подробнее об этом сказано в гл. 3). Причем при напряженности электрического поля на катоде $E\simeq 800$ кВ/см, $t_з\simeq 2$—3 нс для графита и $\simeq 20$ нс для алюминия. При длительности фронта импульса $t_ф>100$ нс определяющую роль в формировании плазмы играет скорость роста напряженности электрического поля на катоде.



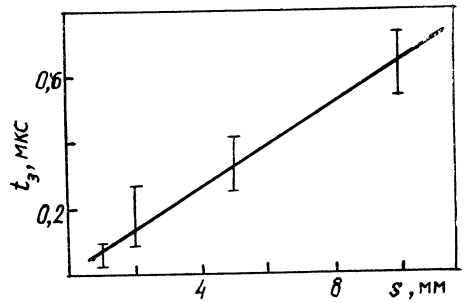


Рис. 22.4. Схема коаксиального диода

Рис. 22.5. Время запаздывания появления сигнала с зондов, расположенных на расстоянии s от места поджига

В формировании плазменной эмиссионной поверхности важна динамика образования эктона во времени, которая исследовалась для двух принципиально отличных экспериментальных условий [28, 6]. В одном случае напряженность электрического поля в диоде была недостаточна для возбуждения взрывной эмиссии на катоде и плазма первичного эктона создавалась поджигом от специального источника напряжения. В другом — ВЭЭ возбуждалась внешним электрическим полем. В первом эксперименте [28] (рис. 22.4) катодом служил медный диск диметром 12 и толщиной 0,5 мм. Межэлектродный зазор $d=5$ мм. Для изучения динамики образования эктона использовались зонды из тонкой медной проволоки, устанавливаемые на некотором расстоянии от места поджига. На диод подавался прямоугольный импульс напряжения длительностью до 1,3 мкс и амплитудой до 30 кВ. Одновременно на поджигающий электрод поступал импульс длительностью 5 нс и таким образом фиксировалось место образования первичного эктона. Выяснилось, что новые эктоны возникают практически только во время высоковольтной стадии вакуумного разряда и последовательно размножаются в направлении силы Ампера. С помощью зондов определялись время запаздывания $t_з$ взрывной эмиссии с зонда (рис. 22.5) и потенциал плазмы в данных точках катода. Из зондовых измерений и фотографий плазмы следует, что скорость движения границы образования эктона составляет $(0{,}5—2)\,10^6$ см/с и не зависит от магнитного поля $B=2—10$ кГс.

Полученные результаты позволили авторам [28] предложить механизм образования новых эктонов в магнитном поле. Плазма, вытекающая из первоначального эмиссионного центра, дрейфует по азимуту вдоль катода со скоростью $2\cdot10^6$ см/с [29]. Из-за неравномерности поступления материала катода в плазму [28] в ней возникают разрывы и потенциал периферийной области эктона может достигать единиц киловольт. При повы-

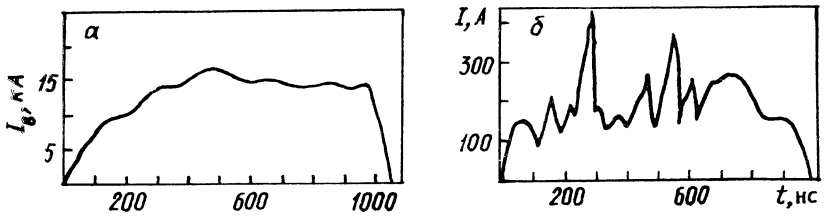


Рис 22.6. Осциллограммы полного тока пучка (*а*) и тока за щелью шириной 4 мм (*б*)

шении потенциала плазмы над данным участком катода на нем возникает ВЭЭ и образуется новый эктон. Последующие эктоны образуются эстафетно от предыдущих.

Эксперименты [6] проводились в КДМИ с неоднородным магнитным полем, имеющим пробочное отношение $k=6{,}7$. Использовался тонкостенный ($h_к=0{,}1$ мм) трубчатый катод из нержавеющей стали. На диод с межэлектродным зазором $d=8$ см подавался импульс напряжения длительностью $t_и=1$ мкс, $t_ф=0{,}3$ мкс и амплитудой $U=1{,}6$ МВ. Динамика размножения эктона исследовалась на анализаторе, установленном в трубе дрейфа в области однородного магнитного поля. Отновным элементом анализатора был графитовый конус с радиальными разрезами различной ширины. Длина щелей вдоль магнитного поля была больше шага ларморовской спирали. Конус служил коллектором для основной части тока электронного пучка I_b. Для регистрации тока за щелью $I_к$ использовались специальные графитовые коллекторы. Эффективная ширина щели $l_{эф}$ определялась как разность между поперечным размером щели и диаметром ларморовской окружности.

Осциллограммы коллекторного тока $I_к(t)$ не повторяли по форме импульс тока пучка $I_b(t)$, на них наблюдались всплески разной интенсивности с периодом 100—180 нс (рис. 22.6). Это свидетельствует о том, что в пучке существуют азимутальные уплотнения тока (струи), причем они сохраняются на протяжении всего импульса. Из результатов, полученных в [6], следует, что число струй увеличивается практически только в первые 200—300 нс, т. е. на переднем фронте импульса напряжения. Число струй растет примерно линейно с увеличением магнитного поля в диапазоне $B_к=1{,}2$—$4{,}2$ кГс. По «автографу» пучка при $t_и \simeq t_ф \simeq 0{,}3$ мкс найдено, что число струй в пучке при $B_к=1{,}8$ кГс равно 20—25. При этом расстояние между катодными факелами составляло 1,5—2 см.

22.2.2. СВОЙСТВА КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Характеристики плазмы, образующейся на катоде при ВЭЭ в магнитном поле, исследовались в [1, 28, 30—32]. Массовый состав плазмы определялся по спектральному свечению

плазмы в диапазоне 200—700 нм как интегральных за время разряда [33], так и с временным разрешением [31, 32]. Концентрация плазмы измерялась с помощью лазерной интерферометрии [33, 30], шлирен-фотографии [31], голографии [32] и по штарковскому уширению линий водорода [13, 33]. Минимальная концентрация плазмы в используемых методиках составляла 10^{15} — 10^{16} см$^{-3}$, пространственное разрешение $\geqslant$0,1 мм. Температура плазмы вычислялась [31] по относительной интенсивности свечения спектральных линий в предположении локального термодинамического равновесия. Эксперименты проводились при нано- ($<$100 нс) и микросекундных ($\leqslant$5 мкс) длительностях импульса напряжения амплитудой U=0,2—2 МВ. При сравнении результатов, полученных в различных экспериментальных условиях, параметром может служить линейная плотность тока $I_л = I/(2\pi r_к)$ (ток на единицу длины периметра катода).

В [33] спектральные исследования свечения плазмы проводились на графитовых, алюминиевых и медных катодах. Полученные спектрограммы указывали на присутствие в плазме как материала катода (Al I, Al II, Al III, Cu I, Cu II), так и десорбируемого газа и продуктов крекинга углеводородов (H, C I, C II и др.), причем интенсивность свечения последних значительно превышала интенсивность линий металла и была практически одинакова для всех катодов (C, Al, Cu). При фотометрировании в аксиальном направлении отчетливо виден пик на кромке катода. В радиальном направлении интенсивность линий металла (Cu I, Cu II) более резко спадает внутрь промежутка, чем линий C_2, H_β, C II. Последнее может быть обусловлено различием в механизмах разлета плазмы поперек и вдоль магнитного поля.

Для графитового катода наиболее интенсивны линии H_α и C II 657,8 нм. Причем интенсивность линии H_α (концентрация излучающих атомов) существенно различалась от импульса к импульсу при постоянной плотности электронов. Для воспроизводимости результатов в диод напускали водород, который адсорбировался на поверхности графитового катода в течение нескольких минут, а затем диод откачивался до рабочего вакуума. Данные экспериментальные результаты также указывают на важную роль ионизации десорбируемого с катода газа в формировании прикатодной плазмы.

В спектре прикатодной плазмы при исследованиях с временны́м разрешением [32] во время высоковольтной стадии вакуумного разряда наиболее ярки водородные линии H_α и H_β. После окончания импульса высокого напряжения длительностью $t_и$=70 нс плазма излучала еще более 100 нс. В этот период регистрировались многие линии нейтралов и молекулярные полосы, особенно углеродные. Это позволяет предполагать, что полосы C_2, CH [33] соответствуют низковольтной стадии

вакуумного разряда в КДМИ. Отметим также, что на катоде из нержавеющей стали зарегистрировано свечение ионов углерода, кислорода, кремния во время высоковольтного импульса напряжения [31].

Исследования показали, что плотность плазмы увеличивается в течение импульса и практически линейно растет с током. Так, изменение линейной плотности тока от 4 до 0,5 кА/см ($t_и$=40 нс) при изменении индукции магнитного поля от нуля до 14 кГс привело к уменьшению плотности плазмы вблизи катода на порядок (от $1{,}8\cdot10^{17}$ до $1{,}4\cdot10^{16}$ см$^{-3}$) [13]. Плотность плазмы у катода в КДМИ при $I_л\simeq0{,}3$ кА/см достигает $n\simeq\simeq10^{16}$ см$^{-3}$ через 3 мкс от начала импульса напряжения [30]. При линейной плотности тока 0,1 кА/см плотность плазмы $n<10^{15}$ см$^{-3}$ в течение всего импульса $t_и\approx3$ мкс [33]. При относительно большой линейной плотности 5—10 кА/см и $t_и$==50—70 нс плотность плазмы вблизи катода равна (0,5—4)10^{16} см$^{-3}$ [31, 32] и спадает на порядок на расстоянии $\geqslant1$ мм от катода. При микросекундных длительностях импульса напряжения плазма плотностью $2\cdot10^{15}-10^{16}$ см$^{-3}$ представляет собой трубку с толщиной стенки 2—3 мм, вытянутую вдоль неоднородного магнитного поля [30]. Такая геометрия катодной плазмы также указывает на различный характер ее расширения поперек и вдоль магнитного поля. Сравнение спектроскопических данных для алюминиевого катода в диоде без магнитного поля [34] и в КДМИ [33] показало наличие одних и тех же линий алюминия. Это позволило предположить, что температура катодной плазмы в КДМИ не превышает 5 эВ [33].

Проведенные различными авторами исследования позволяют сделать следующие основные выводы: плазма на катоде состоит как из материала катода, поступающего при ВЭЭ из эктона, так и из десорбированного газа и продуктов крекинга масла, используемого при получении вакуума в диоде, причем заметную часть плазмы может составлять водород. Плотность плазмы вблизи катода в широком диапазоне условий эксперимента ($I_л$=0,1—10 кА/см) составляет $10^{15}-10^{16}$ см$^{-3}$ и быстро спадает внутрь разрядного промежутка. Плазма с высокой плотностью $n=10^{18}-10^{20}$ см$^{-3}$, необходимой для самоподдержания эктонов, сосредоточена вблизи катода на расстоянии менее 0,1 мм. Давление магнитного поля ($B\sim10^4$ Гс) существенно превосходит давление катодной плазмы ($B^2/8\pi\gg nT$) уже на расстоянии 0,1 мм от катода.

§ 22.3. ДВИЖЕНИЕ КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ДИОДЕ

22.3.1. ПОПЕРЕЧНОЕ ДВИЖЕНИЕ

После возникновения эктонов и ВЭЭ катодная плазма оказывается в магнитном поле и начинает двигаться как поперек этого поля, так и вдоль него. Рассмотрим вначале по-

перечное, или радиальное, движение. Заметим, что детально исследовались плазменные процессы в цилиндрическом КДМИ с однородным магнитным полем (см. рис. 22,1, *б*). Поэтому удобно рассмотреть физические явления в КДМИ на примере простой геометрии, а затем перейти к их особенностям в КДМИ более сложной геометрии.

Наиболее распространена методика измерения радиальной составляющей скорости движения катодной плазмы поперек магнитного поля $v_\perp$ по расширению электронного пучка, регистрируемого системой коллекторов (токовых датчиков), установленных в конце трубы дрейфа [33, 35]. При этом предполагается, что электроны пучка идут строго по силовым линиям магнитного поля и переносят изображение плазмы. В большинстве случаев это приближение выполняется, за исключением начальной стадии формирования пучка при мегавольтных напряжениях на диоде [24]. Назовем эту методику измерения $v_\perp$ коллекторной. Используются разные модификации метода, в том числе с регистрацией электронов пучка по рентгеновскому излучению [16]. Значение $v_\perp$ оценивается также по фотографиям свечения плазмы, получаемым в разные моменты импульса электронно-оптическими преобразователями [6]. Фотографическая методика [36] позволяет измерять скорости разлета слоев плазмы с разной интенсивностью свечения (плотностью). Минимальный световой поток, регистрируемый ФЭУ, составлял $F_0 \simeq 1 \cdot 10^{-5}$ лм, а максимальный — $F \simeq 4 \cdot 10^4 F_0$ лм [36].

Азимутальная составляющая скорости катодной плазмы $v_\parallel$ обычно определяется по фотографиям свечения плазмы либо по «автографам» пучка на чувствительной полимерной пленке, полученным при разных длительностях импульса напряжения на диоде [29]. В последнем случае предполагается, что скорость азимутального вращения пучка мала. Она легко оценивается, а также измеряется по нескольким автографам пучка, полученным вдоль его распространения, для профилированного каким-либо способом катода.

Для характеристики пробоя КДМИ поперек однородного магнитного поля использовалось время коммутации $t_к$, определяемое по длительности импульса диодного напряжения на уровне 0,1 от амплитудного значения [29, 33, 36]. В экспериментах осуществляется постоянный контроль за тем, чтобы пробой развивался именно поперек магнитного поля. Другие каналы развития разряда устранялись, в частности, увеличением расстояния от катода до коллектора. Все исследования проводились при $B > B_{кр}$. Давление остаточного газа в пределах $(1—9)\,10^{-3}$ Па не оказывает влияния на величину $t_{к\perp}$ [36]. Время коммутации уменьшается на 10 % при $p \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ Па и практически вдвое при $p \simeq 0{,}2$ Па.

Для выяснения роли катодной плазмы в пробое поперек магнитного поля измерялись $t_к$ и время запаздывания появления

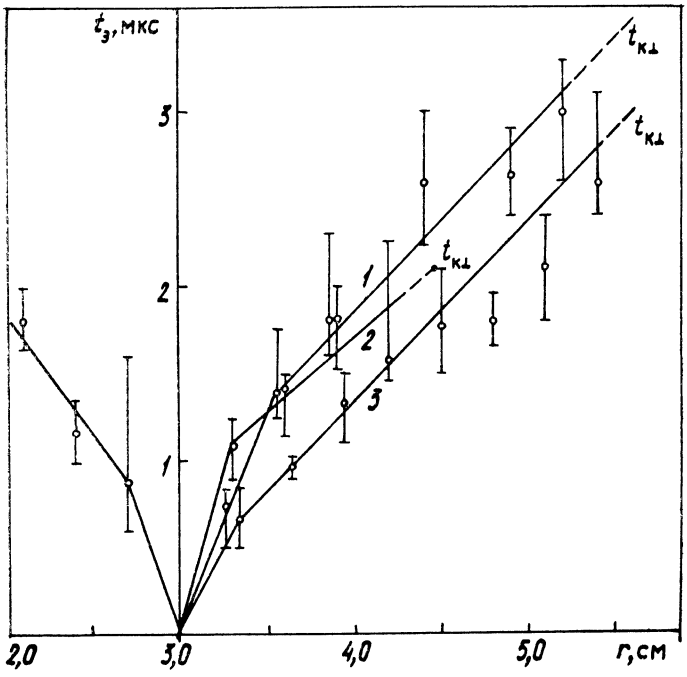


Рис. 22.7. Зависимости времени запаздывания появления катодной плазмы от расстояния по радиусу для трубчатых катодов из графита для d=2,6 (*1*), 1,45 (*2*) и алюминия для d=2,6 см (*3*). B=18 кГс; $t_{к\perp}$ — время коммутации

катодной плазмы в различных [33, 36] точках по радиусу вплоть до анода с помощью коллекторной методики. Для трубчатых, графитовых и алюминиевых катодов (рис. 22.7) пробой поперек магнитного поля развивается при подходе катодной плазмы к аноду [36]. До коммутации диода регистрировался ток на анод порядка 10 % от тока пучка. Время задержки тока на анод уменьшалось с уменьшением межэлектродного зазора d и составляло для тока 150 А $\sim t_к/2$ при d=0,65 см. В этих условиях скорость катодной плазмы $v_\perp$, усредненная по большей части зазора, и скорость коммутации диода $d/t_к$ совпадают в пределах погрешности измерений. Таким образом, анодная плазма, которая может образовываться при попадании электронов на анод, не оказывает существенного влияния на пробой диода. Аналогичные результаты получены для КДМИ с торцовыми графитовыми и медными катодами [33]. Следует отметить, что $d/t_к$ в цилиндрическом КДМИ слабо зависит от материала катода (C, Al, Cu). Различие их значений не превышает 20 %.

Дополнительным подтверждением определяющей роли катодной плазмы в пробое диода являются эксперименты [29], в которых изменение геометрии катода при прочих равных усло-

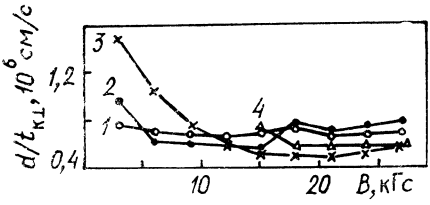
Таблица 22.1

Материал	Al	W	Mo	Cu	C
$d/t_к$, 10^5 см/с	2,3	2,6	2,7	3,6	6,6

виях привело к изменению величины $d/t_к$. Так, при $d=6$ мм, $U=300$ кВ, $B\geqslant 10$ кГс для торцового катода $d/t_к=5\cdot 10^5$ см/с, а для острийного $d/t_к<2\cdot 10^5$ см/с. Для острийного катода ($d=3$ мм, $B=12$ кГс) $d/t_к$ зависит от его материала, что следует из табл. 22.1.

Как показали спектральные измерения, катодная плазма имеет в цилиндрическом КДМИ ионизированный десорбированный газ. Поэтому представляют интерес исследования пробоя диода с катодом, нагретым до температуры, достаточной для удаления основной части адсорбированного на поверхности катода газа и пленки масла [33]. Катод из танталовой фольги прогревался 20—30 мин при температуре 1400 °С. Импульс напряжения подавался на диод без снятия накала катода. Массовый состав катодной плазмы на нагретом катоде не контролировался, но известно [37], что при такой температуре поверхность тантала практически чиста. Нагрев катода до 1400 °С при $d=6$ мм, $B=6$ кГс не привел к изменению $t_к$. Полученные данные позволяют полагать, что пробой диода обусловлен собственно катодной плазмой, а не движением фронта ионизации газа, десорбированного с катода в сторону анода.

Рассмотрим влияние магнитного поля, напряжения, зазора, тока, радиуса катода на время и скорость пробоя диода поперек магнитного поля, обусловленное, как показано выше, разлетом катодной плазмы (рис. 22.8). В относительно слабых магнитных полях ($B<5$ кГс) скорость пробоя диода $d/t_к$ растет с уменьшением зазора. В сильных полях $d/t_к$ несколько выше для больших зазоров ($d=1{,}45$—$2{,}6$ см), чем для малых ($d=0{,}37$—$0{,}65$ см). Чтобы найти влияние напряжения на диоде на скорость пробоя, определяли величину $d/t_з$ ($t_з\leqslant t_к$ — время запаздывания начала нарастания тока на анод) в диоде с межэлектродным зазором $d=3{,}35$ см в магнитном поле $B\simeq(1-4)B_{кр}$, $B_{кр}=1$ кГс. При изменении напряжения на диоде примерно в 2 раза (от 280 до 580 кВ) в магнитном поле $B=4$ кГс величина $d/t_з$ возросла примерно в 2,5 раза и достигла почти $2\cdot 10^6$ см/с. При меньших полях различие в значениях $d/t_з$ увеличивалось. Сравнение результатов, полученных [36] для одинаковой геометрии диода ($r_к=3{,}0$, $d=2{,}6$ см, $B=21$ кГс), показало, что повышение напряженности практически на порядок (от 0,19 до 1,5 МВ) привело к увеличению $d/t_к$ примерно в 4 раза (от $8\cdot 10^5$ до $3{,}5\cdot 10^6$ см/с). В описанных эксперимен-



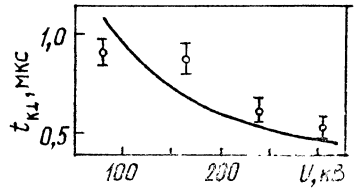


Рис. 22.8. Зависимость $d/t_{к\perp}$ от магнитного поля:

Кривая	*1*	*2*	*3*	*4*
d, см . . .	2,6	1,45	0,65	0,37
U, кВ . . .	190	190	140	90

Рис. 22.9. Зависимость времени коммутации диода поперек магнитного поля от напряжения на нем при постоянном токе пучка $I_b=0{,}9$ кА, $d=0{,}5$ см, $B=24$ кГс

Сплошная линия — расчет, *точки* — эксперимент

тах с увеличением напряженности возрастал ток пучка. В трубе дрейфа специальной геометрии были измерены $t_к$ при постоянном токе пучка $I_b=0{,}9$ кА ($d=0{,}5$ см и $B=24$ кГс) [38]. Увеличение напряжения в пределах $U=50$—300 кВ привело к росту $d/t_к$ от $5\cdot10^5$ до $1\cdot10^6$ см/с (рис. 22.9). Приведенные данные свидетельствуют о том, что скорость пробоя диода поперек магнитного поля возрастает с повышением напряжения и соответственно напряженности электрического поля на катоде. Некоторое различие в выявленных зависимостях $t_к(U)$ обусловлено, по-видимому, различием в методиках измерений и в условиях эксперимента (радиус катода, зазор, магнитное поле).

С помощью той же трубы дрейфа исследовались зависимости $t_к(I_b)$ и $t_к(r_к)$ [38]. Первая получена при постоянных напряжении ($U=240$ кВ) и магнитном поле ($B=24$ кГс), $r_к=2{,}0$ см, $d=0{,}5$ см. Увеличение тока пучка от 0,6 до 3,5 кА привело к незначительному (около 15 %) увеличению времени коммутации диода. Экспериментальная проверка влияния $r_к$ на $t_к$ проводилась при постоянных значениях $B=24$ кГс, $d\simeq1$ см и линейной плотности тока пучка $I_b/2\pi r_к\simeq0{,}09$ кА/см. Из приведенных в табл. 22.2 данных видно, что с увеличением $r_к$ время коммутации диода возрастает.

Динамика движения катодной плазмы поперек магнитного поля в цилиндрическом КДМИ зависит от материала и геометрии катода, магнитного поля, концентрации плазмы и направления ее распространения (в сторону анода и к оси диода) [33, 36]. Плазма существенно неоднородна, на осциллограммах коллекторного тока и сигнала с ФЭУ наблюдаются сильные выбросы.

Как показали коллекторные измерения на графитовом катоде, динамика движения плазмы по радиусу различна, когда магнитные поля меньше или больше оптимального $B_{опт}$, при

Таблица 22.2

Радиус катода, см	$t_к$, мкс
2	1,39
3	1,63
4,5	1,83

котором средняя по межэлектродному зазору $v_\perp$ минимальна. При $B<B_{опт}$ скорость плазмы по радиусу, первоначально равная $2\cdot10^6$ см/с, уменьшается, а затем несколько возрастает. При $B>B_{опт}$ увеличивается с удалением от катода. В случае $B\approx B_{опт}$ скорость плазмы в промежутке примерно постоянна. Для металлических катодов (Al, Cu) скорость плазмы при $B>B_{опт}$ возрастает с удалением от катода по радиусу $\delta\geqslant0{,}3$ см. По-видимому, в этом случае, а также для графитового катода при $B>B_{опт}$ область падения скорости плазмы находится ближе к катоду. Отметим, что при давлениях остаточного газа более 0,1 Па скорость распространения фронта плазмы от катода к аноду не зависит от магнитного поля ($B=6$—27 кГс) и постоянна по радиусу.

В диоде с трубчатым катодом движение плазмы в сторону оси диода принципиально отличается от ее движения в сторону анода [36]. Если во втором случае существует оптимальное магнитное поле, при котором $v_\perp$ минимальна, то в первом — скорость плазмы постоянно уменьшается с увеличением магнитного поля в диапазоне $B=3$—27 кГс. При больших магнитных полях $B>B_{опт}$ скорость плазмы в сторону оси диода $v_\perp\leqslant d/t_к$. Так, для алюминиевого трубчатого катода ($r_к=3{,}0$ см, $d=2{,}6$ см) при $B=27$ кГс значение $d/t_к\simeq8\cdot10^5$ см/с, усредненная по расстоянию $\delta=0{,}9$ см. С заменой трубчатого катода на торцовый (со сплошной торцовой поверхностью) $v_\perp\leqslant9\cdot10^4$ см/с в сторону оси диода уменьшается примерно в 4 раза. При этом $v_\perp$ вдоль торца катода на порядок меньше скорости пробоя диода $d/t_к$. Последнее указывает на то, что контакт плазмы с проводящей поверхностью вдоль магнитного поля приводит к ее существенному торможению поперек магнитного поля.

22.3.2. ПРОДОЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Скорость движения катодной плазмы вдоль магнитного поля $v_\parallel$ измерялась по фотоэлектрической методике [6, 35], СВЧ-интерферометрии [39] и емкостными делителями напряжения [6]. При использовании СВЧ-интерферометра 8-миллиметрового диапазона [39] можно было регистрировать концентрацию плазмы $n\geqslant10^{11}$ см$^{-3}$, что позволяло проследить движение периферийных слоев с низкой концентрацией. Емкостными делителями напряжения, установленными вдоль трубы дрейфа, обычно измеряют разность потенциалов между электронным пучком и трубой дрейфа ΔU_b, которая меньше приложенного к диоду напряжения. При подходе катодной

плазмы к емкостному делителю амплитуда сигнала на нем возрастает до значения, соответствующего напряжению на диоде. По перегибу на осциллограмме сигнала с емкостного датчика определяют время подхода к нему плазмы, переносящей потенциал катода. Скорость распространения коллекторной плазмы вдоль магнитного поля измерялась также по фотоэлектрической методике [6] и СВЧ-интерферометрии [39]. Несмотря на относительно небольшое количество используемых методик, в экспериментах удалось выделить роли катодной и коллекторной плазмы в пробое диода, а также проследить динамику разлета катодной плазмы поперек и вдоль магнитного поля.

Длительность импульса тока пучка, фомируемого в КДМИ, может ограничиваться также пробоем вдоль магнитного поля [6]. Изучению механизма вакуумного пробоя промежутка катод — коллектор и динамики движения катодной плазмы вдоль однородного магнитного поля посвящено большое число работ [6, 35, 39]. Наиболее полно исследован продольный вакуумный пробой в диодах с трубчатыми катодами (C, Al) внешним радиусом $r_к=3{,}0$ см ($d=2{,}6$ см). На диод подавался импульс напряжения амплитудой $U=200$ кВ и длительностью $t_и \simeq 3{,}5$ мкс, ток пучка составлял $I_b \simeq 1{,}5$ кА. Расстояние изменялось с помощью подвижного коллектора. Магнитное поле варьировалось в пределах $B=3$—27 кГс, давление остаточного газа 10^{-3} — 10^{-1} Па. Для исследования распространения катодной плазмы, а также образования и разлета коллекторной плазмы использовались система из пяти емкостных делителей напряжения, установленных последовательно в трубе дрейфа, и фотоэлектрическая методика. С помощью этих методик были измерены времена запаздывания $t_з$ появления катодной плазмы на различных расстояниях от катода, а также времена коммутации промежутка катод — коллектор (рис. 22.10). Все измерения выполнены с графитовыми катодом и коллектором в магнитном поле $B=18$ кГс. Из полученных результатов (см. рис. 22.10) следует, что $t_з$ фронта катодной плазмы, измеренные двумя методами, согласуются между собой и с временами коммутации для различных расстояний катод — коллектор ($l_к/t_\parallel \simeq$ $\simeq (1—1{,}6)\,10^7$ см/с). Увеличение давления остаточного газа от 10^{-3} до 10^{-1} Па привело к некоторому (20—30 %) увеличению $t_\parallel$ ($l_к=20$ см). При этом возросло также и $t_з$. Измерения по фотоэлектрической методике показали, что время запаздывания появления плазмы на коллекторах из графита и нержавеющей стали равно соответственно 1,2 и 0,25 мкс, а скорость распространения вдоль магнитного поля составляет около $5\cdot10^5$ см/с в обоих случаях. Плотность мощности пучка на коллекторе была порядка 10 МВт/см^2. Скорость коллекторной плазмы, измеренная [39] СВЧ-интерферометром при близких условиях эксперимента, составила $(6—7)\,10^5$ см/с. При мегавольтных на-

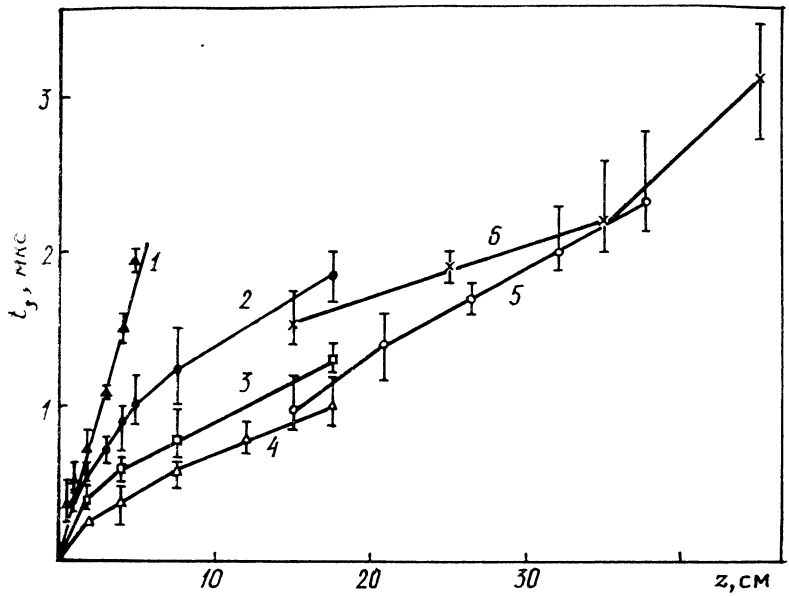


Рис. 22.10. Зависимость времени запаздывания появления катодной плазмы $t_з$, измеренного ФЭУ (*1—4*) и емкостными делителями напряжения (*5*), от расстояния до графитового катода, а также времени коммутации вдоль магнитного поля (*6*) от расстояния катод — коллектор. $B=18$ кГс, $p=3\cdot10^{-3}$ Па. F: *1* — $100F_0$, *2* — $3F_0$, *3* — $1{,}5F_0$, *4* — F_0

пряжениях на диоде и плотности мощности пучка на коллекторе примерно 1 ГВт/см^2 существенного влияния коллекторной плазмы на пробой вдоль магнитного поля не обнаружено [6]. Таким образом, пробой промежутка катод — коллектор в однородном магнитном поле определяется распространением плазмы, образующейся на катоде в процессе взрывной эмиссии электронов.

Использование фотоэлектрической методики позволило проследить динамику разлета катодной плазмы с различной яркостью свечения. Из полученных данных (см. рис. 22.10) [6] следует, что скорость периферийных слоев плазмы $v_\parallel(F=(1—10)F_0)$ возрастает с удалением от катода, т. е. плазма движется ускоренно. Так, на участке $z=0—1{,}8$ см среднее значение $v_\parallel=7\cdot10^6$ см/с ($F=F_0$) и $3\cdot10^6$ см/с ($F=10F_0$), а на участке $z=0$ 7,5—17,5 см имеем $v_\parallel\simeq(1{,}7—2{,}5)\,10^7$ см/с ($F=(1—10)F_0$). На больших расстояниях от катода $v_\parallel\simeq1{,}6\cdot10^7$ см/с. Близкие значения скорости фронта плазмы $v_\parallel\simeq(1—2)\,10^7$ см/с получены с помощью СВЧ-интерферометрии [39]. Скорость внутренних слоев плазмы ($F=100F_0$) практически постоянна и равна примерно $2{,}6\cdot10^6$ см/с. При $F=10^3F_0$ величина $v_\parallel$ плотной плазмы слабо зависит от рас-

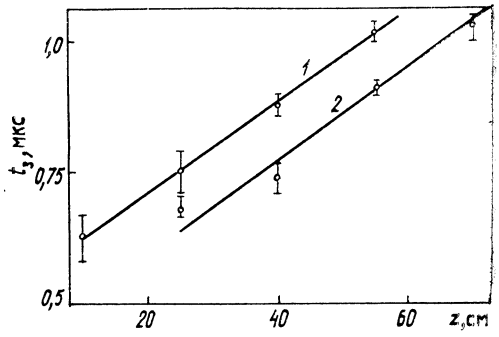


Рис. 22.11. Зависимость времени запаздывания появления катодной плазмы от расстояния до катода. $I_b = 10$ кА. $U = 0{,}9$ МВ (*1*) и 20 кА, 1,3 МВ (*2*)

стояния и составляет около $2 \cdot 10^6$ см/с. При $F = 3F_0$ средняя скорость фронта плазмы возрастает на 30 % при увеличении магнитного поля от 3 до 18 кГс, а затем остается постоянной. Скорость плазмы не зависела от материала катода (C, Al).

Из сравнения значений $v_\parallel$, полученных емкостными делителями напряжения при одинаковой геометрии КДМИ, но разных токах пучка (1,5; 4 и 10—20 кА) следует, что скорость фронта катодной плазмы возрастает с увеличением тока и достигает $v_\parallel \simeq 10^8$ см/с при $I_b \simeq 10$ кА. При дальнейшем повышении тока $v_\parallel$ не увеличивается, однако при этом сокращается область ускоренного движения плазмы вблизи катода. Результаты измерений времени запаздывания появления катодной плазмы от расстояния до катода при $I_b \geqslant 10$ кА приведены на рис. 22.11. Увеличение $v_\parallel$ с ростом тока (плотность тока) пучка следует также из измерений [35], выполненных по фотоэлектрической методике. Таким образом, в движении катодной плазмы вдоль магнитного поля можно выделить две составляющие: гидродинамический разлет с постоянной скоростью (2—2,6) 10^6 см/с и ускоренное движение.

§ 22.4. ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В КДМИ

22.4.1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ

Рассмотрим основные характеристики трубчатых электронных пучков (ток, потенциал, структуру), формируемых в цилиндрических ($r_а = R$) КДМИ (см. рис. 22.1, *б*) с однородным магнитным полем. Как показали исследования [40, 41], ток пучка I_b зависит от магнитного поля. С его увеличением при $B < B_{кр}$ ток возрастает, достигает максимума при $B \approx B_{кр}$, уменьшается при $B > B_{кр}$ и практически перестает зависеть от магнитного поля при $B \geqslant (2—3) B_{кр}$. При $B < B_{кр}$ ток пучка меньше максимального вследствие попадания электронов на анод. При $B \approx B_{кр}$ толщина трубчатого пучка максимальна и его внешний радиус близок к радиусу трубы дрейфа. Основной

вклад в ток пучка дают электроны, эмиттируемые с цилиндрической поверхности плазменного катода поперек магнитного поля. При $B \gg B_{кр}$ внешний радиус пучка равен внешнему радиусу катодной плазмы и основной вклад в ток пучка вносят электроны, эмиттируемые с торцовой поверхности плазмы вдоль магнитного поля.

При решении задачи формирования РЭП в КДМИ использовались две модели. В первой [42, 43] предполагалось, что ток пучка определяется пропускной способностью трубы дрейфа, а во второй [44, 45] — областью формирования пучка, т. е. диодом. Ниже рассмотрим вторую модель, так как она лучше согласуется с экспериментом.

Задача была решена для цилиндрического КДМИ с трубчатым катодом толщиной $h_к$ и бесконечно сильного ведущего магнитного поля (ларморовский радиус электрона мал по сравнению со всеми характерными размерами задачи и мало́ искажение поля). Приближение бесконечно сильного магнитного поля заведомо выполняется, если [46]

$$\Gamma/R = (mc^2/eB)\sqrt{\beta E/B} \ll 1, \quad E/B \ll \sqrt{\Gamma - 1}, \tag{22.4}$$

где $\Gamma = eER/mc^2 + 1$; $\beta = v/c$ (v — скорость электронов в канале дрейфа). Электронный поток в диоде в указанных условиях описывается уравнением Пуассона

$$\Delta\gamma = (e/mc^3)\left(4\pi j\gamma/\sqrt{\gamma^2 - 1}\right), \quad \gamma = 1 + e\Phi/mc^2, \tag{22.5}$$

где Φ — потенциал; j — плотность тока пучка, зависящая только от радиуса. Граничные условия $\gamma = \Gamma = 1 + (eU/mc^2)$ — на аноде и $\gamma = 1$ — на катоде. Кроме того, предполагается бесконечной эммиссионная способность катода. Умножая (22.4) на $d\gamma/dz$, интегрируя по внутреннему пространству диода (исключая объем, занятый катодом) и используя при этом уравнение (22.5) в области дрейфа и граничные условия, получаем

$$\gamma_b(\gamma_b + 1) - 2\Gamma = -\ln\frac{r_a}{r_к}\,\frac{\gamma_b}{\gamma_b - 1}\int\left(\frac{d\gamma}{dr}\right)^2\left(1 + \frac{2}{\gamma^2}\right)r\,dr. \tag{22.6}$$

Здесь $\gamma_b = 1 + e\Phi_b/mc^2$ — значение релятивистского фактора на внешней границе электронного пучка в пространстве дрейфа, а итегрирование в правой части проводится по толщине пучка при $z = +\infty$. Отметим, что (22.6) есть следствие законов сохранения энергии и z-компоненты импульса в системе.

Для достаточно тонкого пучка

$$\Gamma h_к \Big/ \left[r_к \ln\frac{r_a}{r_к}\right] \ll 1$$

можно пренебречь правой частью в (22.6) и получим

$$\gamma_0 = \sqrt{0{,}25 - 2\Gamma} - 0{,}5 \equiv \tilde{\gamma}_b. \tag{22.7}$$

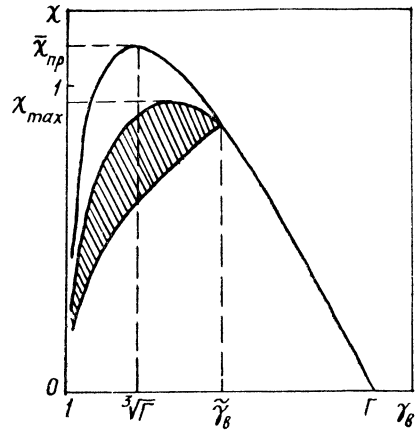


Рис. 22.12. Область допустимых параметров РЭП, формируемых в КДМИ с произвольной геометрией катода при Г=3

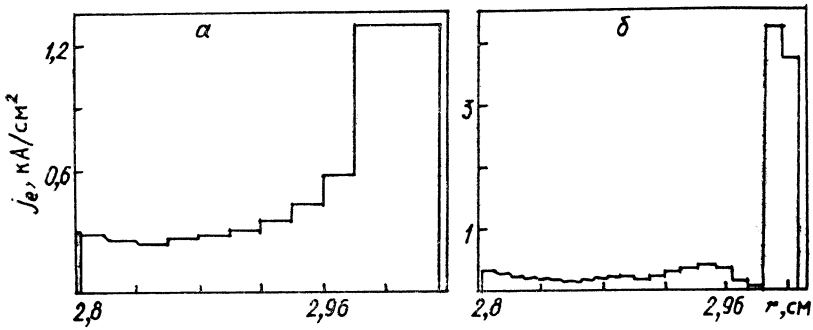


Рис. 22.13. Распределение плотности тока электронного пучка по радиусу цилиндрического КДМИ с торцовым катодом с прямоугольной кромкой для B=6 (*а*) и 18 (*б*) кГс; $r_а$=5,6 см; $r_к$=3 см; U=360 кВ (расчет)

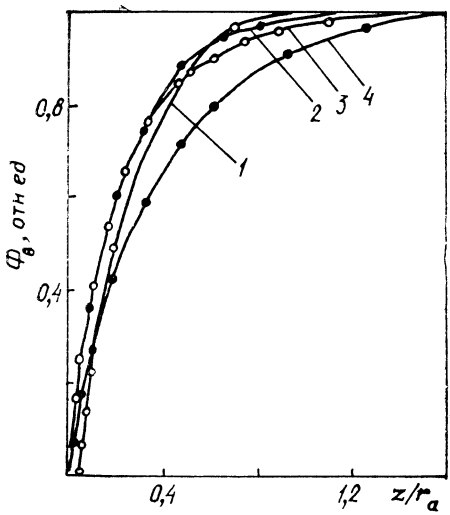


Рис. 22.14. Зависимость потенциала пучка от расстояния до трубчатого (*1*, *2*) и торцового (*3*, *4*) катодов:

Кривая	*1*	*2*	*3*	*4*
$r_а$, см. . .	5,0	3,0	5,6	5,6
$r_к$, см . . .	4,0	2,4	4,7	3,0
U, МВ . . .	6,0	360	360	360

Используя (22.5), находим ток тонкого трубчатого пучка в области дрейфа:

$$I_b = \frac{mc^3}{e} \frac{(\Gamma - \gamma_b)}{r_b} \frac{\sqrt{r_b^2 - 1}}{2 \ln (r_a/r_к)}. \qquad (22.8)$$

Подставляя в (22.8) выражение (22.7) для γ_b, получаем ток пучка, формируемого в КДМИ с тонким трубчатым катодом.

Сравним полученные для КДМИ результаты с характеристиками пучка с предельным током транспортировки. Потенциал нерелятивистского пучка (кинетическая энергия электронов), формируемого в КДМИ, $\Phi_b \simeq U/3$. Ток пучка при этом равен $I_{пр}/\sqrt{2}$. Для релятивистского пучка $\gamma_b \simeq \sqrt{2\Gamma}$, а для предельного тока $\gamma_b = \sqrt[3]{\Gamma}$. Для ультрарелятивистского пучка ток в КДМИ стремится к предельному.

В КДМИ наряду с трубчатыми катодами используются и торцовые. Плазма образуется в основном на цилиндрической поверхности такого катода, а его торцовая поверхность не эмиттирует, и электрическое поле на ней не равно нулю. При этом в диоде формируется трубчатый электронный пучок.

В общем случае область возможных параметров РЭП, формируемых в КДМИ с произвольной торцовой поверхностью катода, работающего в режиме ограничения эмиссии объемным зарядом, исследована в [46]. При нахождении параметров РЭП, кроме приближения бесконечно сильного ведущего магнитного поля и законов сохранения энергии и импульса, использовалось лишь условие неположительности объемного заряда пучка. На рис. 22.12 [6] область допустимых параметров χ, γ_b (заштрихована) показана для $\Gamma = 3$. Здесь χ — параметр, связанный с током пучка соотношением $\chi = (2eI_b/mc^2) \ln (r_a/r_к)$, γ_b — релятивистский фактор электронов на внешней стенке пучка $r = r_к$ в пространстве дрейфа, χ_{max} — максимально допустимый ток пучка в диоде. Для произвольного Γ максимальный ток в КДМИ [46]

$$I_{b\max} = \frac{mc^3}{2e \ln (r_a/r_к)} \frac{(\Gamma - 1)^2}{(\Gamma^{3/2} + 2)\sqrt{\Gamma^{2/3} + 1}}. \qquad (22.9)$$

Выполненные исследования [46] показали, что максимальный поток кинетической энергии реализуется в тонком пучке с параметрами (22.7) и (22.8), формируемом в КДМИ с трубчатым катодом:

$$W_{\max} = \frac{m^2c^5}{2e^2 \ln (r_a/r_к)} \frac{(\tilde{\gamma}_b - 1)(\Gamma - \tilde{\gamma}_b)}{\tilde{\gamma}_b} \sqrt{\tilde{\gamma}_b^2 - 1}. \qquad (22.10)$$

Для КДМИ с тонким трубчатым катодом предложена методика расчета [47] параметров РЭП при произвольном внешнем магнитном поле на основе бриллюэновской модели пучка [43].

В отличие от [43], где использовано предположение о реализации предельного тока канала транспортировки, в [47] задача формирования РЭП решена с учетом законов сохранения потоков импульса и момента импульса полей (электрического и магнитного) и электронов пучка. Экспериментальные данные [47] согласуются с результатами таких расчетов лучше, чем по модели [43]. Характеристики трубчатых РЭП, формируемых в КДМИ при произвольном магнитном поле, исследовались аналитически также в [48].

22.4.2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для численного расчета пучков, формируемых в КДМИ с однородным магнитным полем, используют методы либо крупных частиц [49], либо трубок тока [50, 51], реализованные в пакете прикладных программ КСИ — БЭСМ [52]. Общим является вывод, что предельный ток транспортировки в пучке не достигается. Рассмотрим подробнее результаты численных расчетов для одинакового напряжения на диодах $U=360$ кВ [6]. Расчеты производились для трубчатых катодов толщиной $h_к=2$ мм с радиусом скругления 1 мм и торцовых катодов с прямоугольной или скругленной кромкой радиусом 2 мм. Обычно внешние радиусы катода и катододержателя были равны, а длина коаксиальной полости катод — анод составляла (3—10)d. Для сравнения был выполнен расчет КДМИ, у которого радиус катода $r_к=3{,}0$ см был больше радиуса катододержателя — 1,2 см, с длиной катода 3,0 см при межэлектродном зазоре $d=2{,}6$ см. Различий в указанных двух случаях при прочих одинаковых условиях не обнаружено.

Эмиттирующими областями считались внешняя цилиндрическая поверхность катода и прилегающее к ней кольцо шириной 2 мм. Были выполнены еще два расчета, о которых будет упоминаться особо, с шириной эмиттирующего кольца на торцовом катоде 1,0 см и с полностью эмиттирующей поверхностью последнего. Длина эмиттирующей области на цилиндрической поверхности, прилегающей к кромке катода, после предварительных расчетов была выбрана равной 1—2 мм. Эмиттирующие области на цилиндрической и торцовой поверхностях разбивались каждая на 10—20 трубок тока. Эмиссия с указанных областей считалась неограниченной. Рассчитывались цилиндрические (см. рис. 22.1, *б*) диоды с торцовыми и трубчатыми катодами с $r_а=5{,}6$ см и $r_к=4{,}7$ см ($B=18$ кГс); $r_к=3{,}0$ см ($B=6$ и 18 кГс); $r_а=3{,}0$ см и $r_к=2{,}4$ см ($B=18$ кГс), а также плоский (см. рис. 22.1, *в*) диод с $r_а=5{,}6$ см, $r_к=2{,}4$ см, $R=3{,}0$ см, $l_{ка}=0$ и 6,0 см ($B=18$ кГс) ($l_{ка}$ — расстояние между катодом и трубой дрейфа) с торцовым катодом. Следует отметить, что все расчеты проводились при $B \gg B_{кр}$, условие замагниченности пучка (22.4) выполнялось. Точность вычисленного

алгоритма была предварительно проверена на цилиндрическом КДМИ с тонким трубчатым катодом ($r_а=5{,}6$ см, $r_к=3{,}0$ см, $h_к\to 0$, $B\to\infty$ и $h_к=2$ мм, $B=18$ кГс, а также $r_а=3{,}0$ см, $h_к=2$ мм, $B=18$ кГс). Различие между теоретическим и расчетным значениями токов не превышало 2,5 %. Вклад в ток пучка вносили в основном электроны, эмиттируемые с торца катода. Магнитное поле заворачивало все электроны с цилиндрической поверхности на нее же или на скругленную кромку у катода. Для катодов с прямоугольной кромкой вклад в ток пучка давали первые две трубки тока, прилегающие к торцу катода. Реальный катод скруглен вследствие образования на нем эмиттирующей плазмы. Отметим, что токи пучка в пределах точности расчета не зависели от формы кромки катода.

В цилиндрическом КДМИ с торцовым катодом с прямоугольной кромкой при увеличении магнитного поля возрастают плотность тока пучка и его трубчатость (рис. 22.13), так как основной ток переносится на внешней стенке пучка. Незначительное его уширение на внутренней стенке меньше, чем на внешней. При использовании катода со скругленной кромкой пучок на внешней стенке практически не уширен и распределение $j_e(r)$ более пологое. Плотность тока на внутренней стенке пучка несколько увеличена независимо от типа катода, что качественно согласуется с результатами расчета [6].

Для цилиндрического КДМИ с торцовым катодом отношение тока тонкого (около 2 мм) электронного пучка к предельному току трубы дрейфа слабо зависит от геометрии диода и равно 0,55—0,69. Увеличение ширины эмиттирующего кольца на торцовой поверхности до 1,0 см и магнитного поля от 6 до 18 кГс не привело к заметному изменению тока пучка ($r_а=5{,}6$ см, $r_к=3{,}0$ см). Для плоского КДМИ отношение $I_b/I_{пр}\approx 0{,}17$ при $l_{ка}=6{,}0$ см и $I_b/I_{пр}\simeq 0{,}4$ при $l_{ка}=0$. В последнем случае использование катода с полностью эмиттирующей торцовой поверхностью привело к увеличению тока пучка на 25 %, что качественно согласуется с рассмотренными выше теоретическими представлениями. Расчеты при $r_а=5{,}6$ см, $r_к=3{,}0$ см и $r_а=3{,}0$ см, $r_к=2{,}4$ см показали, что при одинаковых условиях ток тонкого пучка в диоде с торцовым катодом меньше, а потенциал больше, чем в диоде с трубчатым катодом, на 7—10 %. По результатам расчета вычислялись интегралы по поверхности торцового катода и по толщине пучка в дрейфовом пространстве [6]. Полученное таким образом значение γ_b сравнивалось с вычисленным непосредственно и различие составило 0,2 %.

Численные расчеты позволяют определить протяженность области формирования пучка. В цилиндрическом КДМИ с трубчатым и торцовым катодами характерным ее размером является радиус анода (рис. 22.14) [6]. С уменьшением $d/r_а$ относительная длина зоны ускорения $z/r_а$ уменьшается. В плоском КДМИ ($l_{ка}=6{,}0$ см) электроны достигают максимальной энер-

гии на входе в трубу дрейфа. Использование такого КДМИ приводит к увеличению энергии электронов пучка в дрейфовом пространстве до значений, почти соответствующих приложенному напряжению, а также к уменьшению отношения поперечной составляющей скорости электронов к продольной.

22.4.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЧКОВ

Полученные к настоящему времени результаты экспериментальных исследований характеристик РЭП, формируемых в КДМИ с однородным магнитным полем, обобщены в обзорах [6, 53]. Здесь будут рассмотрены эксперименты, в которых измеренные ток I_b и потенциал Φ_b тонких трубчатых пучков, формируемых в КДМИ с сильным ведущим магнитным полем, сравниваются с результатами аналитических и численных расчетов, указанных выше.

Первоначально рассмотрим результаты измерений потенциала пучка, который может быть существенно разным в зависимости от того, достигается в пучке предельный ток или нет. Потенциал тонкого трубчатого пучка $\Phi_b = U - \Delta U_b$, где ΔU_b — разность потенциалов между пучком и трубой дрейфа. Величина ΔU_b определялась емкостным делителем напряжения либо по энергии отрицательных ионов, ускоренных в промежутке между пучком и трубой дрейфа [54]. В экспериментах [6] использовался цилиндрический КДМИ с тонким трубчатым катодом ($r_а = 5{,}6$ см, $r_к = 3{,}0$ см, $h_к = 1$ мм, $U = 500$—650 кВ, $B = 6$—27 кГс). Измерения проводились непосредственно за фронтом ($t_ф \simeq 75$ нс) в максимуме импульса напряжения (тока). При этом катодная плазма проходит поперек и вдоль магнитного поля малые расстояния и в диоде формируется тонкий трубчатый пучок. Расстояние между катодом и делителем, равное 16,5 см, было больше области формирования пучка $\simeq 1{,}5\, r_а$ (см. рис. 22.14). Влияния магнитного поля в диапазоне $B = 6$—27 кГс на измеряемые характеристики (Φ_b, I_b) не обнаружено. Отношение $\Phi_b/U \simeq 0{,}5$ отличалось от теоретического значения (22.7) не более чем на 10 % при погрешности измерений $\simeq 30$ %. Отметим, что в случае предельного тока отношение $\Phi_b/U \simeq 0{,}25$. Отношение тока пучка к предельному равнялось примерно 0,7. Вычисленный по формуле (22.8) ток пучка по найденным U и Φ_b отличается от измеренного I_b не более чем на 25 %.

Сравнение измеренного тока тонкого пучка I_b с рассчитанным $I_в^р$ по формулам (22.7) и (22.8) для цилиндрического КДМИ с тонким трубчатым катодом ($h_к = 1$ мм, $B = 21$ кГс) приведено в табл. 22.3.

Видно, что при напряжении на диоде $U \leqslant 1{,}6$ МВ измеренный ток пучка I_b практически равен расчетному $I_в^р$, а при $U > 2$ МВ имеем $I_b < I_в^р$. Это обусловлено экранирующим действием

Таблица 22.3

U, МВ	$r_а$, см	$r_к$, см	I_b, кА	$I_b^р$, кА	$I_b/I_b^р$
1,5	8,6	3,0	11,6	11,6	1,00
1,57	5,6	3,0	20,5	20,7	0,98
2,36	5,6	3,0	24,0	34,9	0,69
2,70	8,6	3,0	13,6	24,4	0,56

электронного потока, эмиттируемого с вершины отражателя при напряженности электрического поля на нем $E \geqslant 100$ кВ/см и движущегося между катодом и анодом.

Экспериментально исследовалось формирование трубчатых пучков в КДМИ с торцовым катодом [6]. Полученные фотографии плазмы в диоде, коллекторные измерения распределения плотности тока пучка по радиусу $j_e(r)$ и «автографы» пучка (рис. 22.15) позволяют сделать вывод, что плазма образуется на кромке катода. На торце в условиях эксперимента (U=370—470 кВ) имеются отдельные эктоны, число которых уменьшается с увеличением расстояния от внешней кромки катода. Так, на оси диода ток на коллектор отсутствовал в течение всей длительности импульса напряжения $t_и \simeq 3$ мкс. Предварительные эксперименты показали, что при использовании графитового катода возрастают ток и азимутальная однородность пучка. Последняя увеличивается также с ростом магнитного поля (см. рис. 22.15). Все это связано с условиями образования плазмы на катоде. Отметим, что во всех описываемых экспериментах использовались только катоды из графита. Погрешность определения отношения $I_b/I_{пр}$ была около 30 %. Результаты измерений для цилиндрического ($I_b/I_{пр} \simeq 0{,}2$—$0{,}4$) КДМИ и численных расчетов совпадают в пределах погрешности (см. табл. 22.3).

Наконец, были проведены сравнительные измерения $I_b/I_{пр}$ при одинаковых условиях для трубчатого и торцового катодов в цилиндрическом КДМИ [6, 55]. Для устранения эмиссии электронов с торца катода напряжение на диоде было низким U=100—120 кВ [6]. В экспериментах ($r_а$=3,0 см, $r_к$=2,2 см, $h_к$=1 мм) измерения проводились за фронтом импульса напряжения ($t_ф \approx 50$ нс) в магнитном поле B=18 кГс. Ток с торцовой поверхности торцового катода отсутствовал. При этом для диода с торцовым катодом $I_b/I_{пр} \approx 0{,}62$ было меньше, чем с трубчатым, на 25 % при погрешности сравнения 20 %. Замена трубчатого катода на торцовый привела с увеличением напряжения ($r_а$=5,6 см, $r_к$=3,0 см, $h_к$=1 мм, U=500—600 кВ, B=18 кГс) к уменьшению $I_b/I_{пр}$ на 5 %. В диоде ($r_а$=2,35 см, $r_к$=0,64 см, $h_к$=1 мм, U=2 МВ) ток пучка с трубчатого ка-

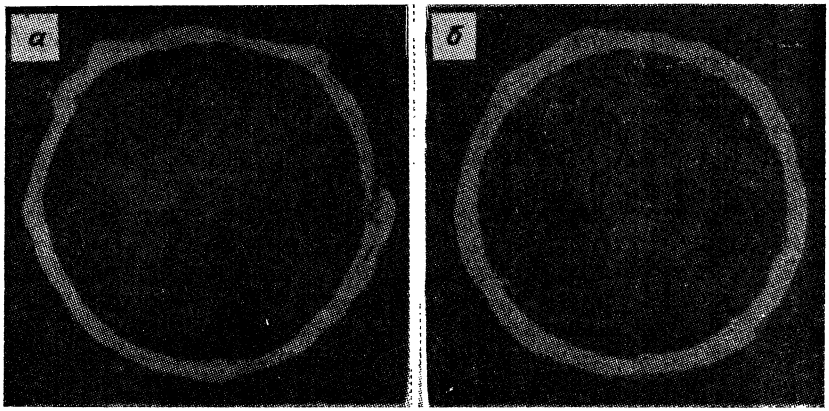


Рис. 22.15. «Автографы» пучка с графитового катода радиусом 3 см при $B=6$ (*а*) и 18 (*б*) кГс

тода больше, чем с торцового, на 7 %, а $I_b/I_{пр} \approx 0{,}5$ [55]. Предельный ток здесь вычислялся для бесконечно тонкого трубчатого пучка.

Согласно проведенным теоретическим и экспериментальным исследованиям, ток пучка в КДМИ с однородным магнитным полем определяется зоной ускорения электронов в диоде. Полученные для цилиндрического КДМИ с тонким трубчатым катодом аналитические выражения для тока и потенциал пучка широко применяются в релятивистской электронике. Для нахождения характеристик пучков, формируемых в КДМИ с более сложной геометрией диода, катода и магнитного поля, используются численные расчеты либо прямые измерения.

§ 22.5. ДИОДЫ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

22.5.1. РАЗЛЕТ КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Исследования КДМИ с однородным магнитным полем показали, что простым увеличением магнитного поля затормозить разлет катодной плазмы не удается. Скорости плазмы поперек и вдоль магнитного поля возрастают с увеличением напряжения на диоде и при $U \sim 1$ МВ достигают примерно $4 \cdot 10^6$ и $1 \cdot 10^8$ см/с соответственно. Столь большие скорости затрудняют получение в таких КДМИ мощных РЭП с длительностью импульса тока $t_и \geqslant 1$ мкс. Здесь увеличение энергии пучка связано с ростом размеров области формирования РЭП.

Увеличение длительности импульса $t_и$ достигается при ис-

пользовании в КДМИ неоднородного магнитного поля, нарастающего от катода к аноду [55], или при переходе к обращенным КДМИ [57]. В последних подавляется центробежная неустойчивость катодной плазмы. Использование нарастающего по радиусу магнитного поля для подавления желобковых неустойчивостей плазмы, к которым относится и центробежная, известно давно [58]. В катодной плазме обращенного КДМИ центробежная неустойчивость не развивается в силу геометрии электродов.

С точки зрения торможения разлета катодной плазмы, формирования однородных трубчатых электронных пучков с микросекундной длительностью импульса тока и последующего применения РЭП в СВЧ-устройствах с преобразованием продольного движения в излучение наиболее приемлем КДМИ с неоднородным магнитным полем пробочной геометрии (см. рис. 22.1, *г*). Исследования таких диодов были начаты в НИИ электрофизической аппаратуры [59]. В таких КДМИ магнитное поле нарастает как поперек, так и вдоль силовых линий, что приводит к уменьшению $v_\perp$ и $v_\parallel$. Сравнительные измерения $v_\parallel$ в однородном и неоднородном магнитных полях при пробочном отношении $k=1{,}1$—4 и $v=0{,}2$—$1{,}5$ МВ показали, что в последнем $v_=$ спадает в 2—10 раз [6, 39] одновременно с $v_\perp$. Уменьшение $v_\parallel$ обусловлено торможением ионной компоненты в магнитном поле пробочной конфигурации и снижением эффективности ускорения ионов объемным зарядом электронов.

Рассмотрим плазменные процессы, приводящие к ограничению длительности импульса тока пучка в КДМИ с неоднородным магнитным полем [6]. Эксперименты выполнены на ускорителе «Гамма» при напряжении на диоде $U=0{,}8$—$2{,}5$ МВ и $\tau_и=1$—15 мкс и на ускорителе РЭМ при $U=120$—150 кВ и $t_и\leqslant 40$ мкс [60, 61] по подобным (рис. 22.16) схемам. Во всех экспериментах использовались графитовые трубчатые катоды. Скорость $v_\perp$ определялась по расширению электронного пучка, а $v_\parallel$ — по пробою промежутка катод — коллектор (с учетом скорости движения плазмы вдоль магнитного поля около $5\cdot10^5$ см/с) [21], а также по емкостному напряжению, установленному в начале трубы дрейфа.

Первоначально проследим динамику разлета катодной плазмы при сравнительно низком напряжении на диоде — примерно 100 кВ [60, 61]. По результатам измерений пробоя промежутка катод — коллектор строятся зависимости скорости движения плазмы вдоль силовых линий магнитного поля $v_\parallel$ от расстояния до катода (рис. 22.17). Стрелками указано место перехода неоднородного магнитного поля в однородное. Видно, что скорость плазмы на выходе из пробки зависит от пробочного отношения, уменьшаясь с ростом k. В однородном магнитном поле плазма движется с ускорением и достигает $v_\parallel\simeq 1\cdot10^7$ см/с. Средняя скорость прохождения плазмой участка неоднородного

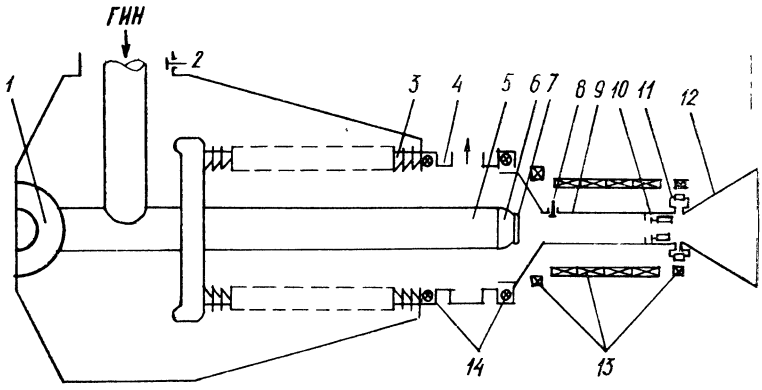


Рис. 22.16. Экспериментальная установка для исследования динамики разлета катодной плазмы на ускорителе ГАММА:

1 — срезающий разрядник, *2*, *8* — емкостные делители напряжения, *3* — вакуумный изолятор, *4* — вакуумная камера, *5* — катододержатель, *6* — отражатель, *7* — катод, *9* — труба дрейфа, *10* — кольцевой коллектор, *11* — шунт, *12* — конический коллектор, *13* — соленоид с катушками коррекции, *14* — пояса Роговского

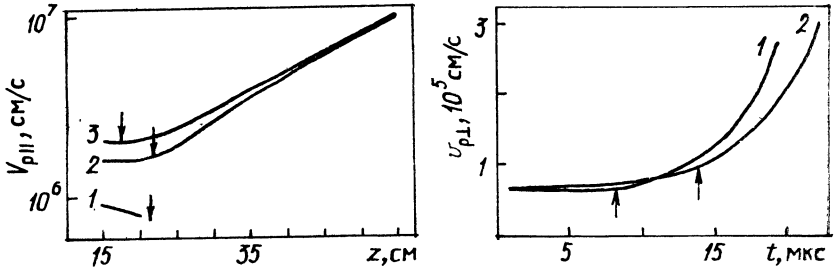


Рис. 22.17. Зависимости скорости движения катодной плазмы вдоль магнитного поля $v_{p\parallel}$ от расстояния до графитового катода в КДМИ с пробочным отношением 11 (*1*), 3,74 (*2*) и 2,34 (*3*)

Рис. 22.18. Скорость расширения катодной плазмы поперек магнитного поля в КДМИ с пробочным отношением 2,4 (*1*) и 3,6 (*2*)

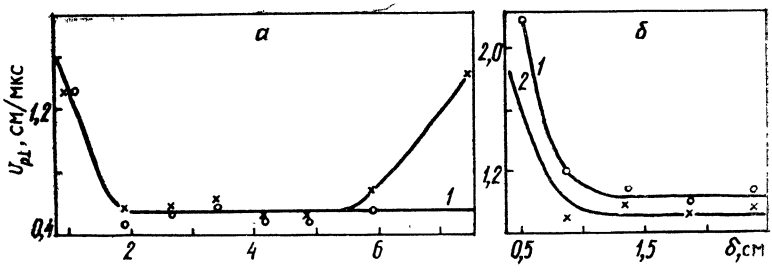


Рис. 22.19. Зависимости скорости разлета катодной плазмы поперек неоднородного магнитного поля $v_{p\perp}$ от расстояния до катода при $B=14$ (*1*) и 28 (*2*) кГс для двух геометрий диода:

а — $r_к=6{,}3$ см, $k=6$; *б* — $r_к=8{,}5$ см, $k=2{,}6$

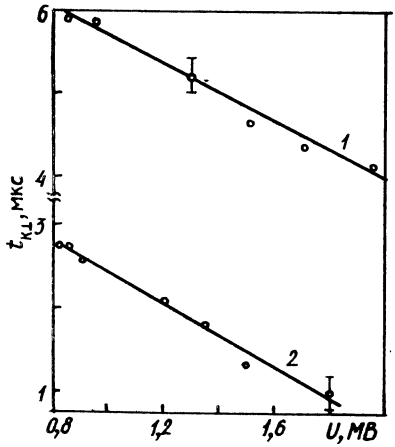


Рис. 22.20. Зависимости времени коммутации $t_{к\perp}$ диода поперек продольного магнитного поля от напряжения на диоде при $B_0=21$ кГс для двух геометрий:

а — $r_к=8{,}5$ см, $k=2{,}6$; *б* — $r_к=6{,}3$ см, $k=1{,}5$

поля уменьшается с ростом k и равна $2{,}1\cdot10^6$, $1{,}6\cdot10^6$ и $1{,}1\cdot10^6$ см/с для $k=2{,}34$; 3,47 и 11 соответственно. В неоднородном поле плазма расширяется с почти постоянной скоростью, а после входа в однородное поле — ускоренно (рис. 22.18), что указывает на развитие неустойчивости. Расширение катодной плазмы в однородном поле до стенки трубы дрейфа приводит к пробою диода. Отметим, что в этих экспериментах расстояние между катодом и трубой дрейфа $l_{ка}=14$ см оставалось постоянным, т. е. напряженность электрического поля на катоде была одинакова.

С увеличением напряжения на диоде (примерно 1 МВ) изменяются некоторые закономерности пробоя и динамики разлета катодной плазмы [24]. При пробочном отношении $k=1{,}5$—6 она не выходила из области неоднородного магнитного поля и $v_\parallel<4\cdot10^6$ см/с. Пробой диода происходил именно в этой области. При $k\leqslant1{,}1$ плазма проходила область пробки и в однородном магнитном поле быстро набирала предельную скорость около $1\cdot10^8$ см/с. Зависимости скорости разлета катодной плазмы $v_\perp$ от расстояния до катода поперек силовых линий неоднородного магнитного поля δ (рис. 22.19) [24] измерялись для двух геометрий диода при одинаковом напряжении $U=1$ МВ. Вблизи катода скорость плазмы $v_\perp\simeq2\cdot10^6$ см/с. С увеличением δ она уменьшается в зависимости от напряженности электрического поля на катоде (величина зазора $l_{ка}$) до $v_\perp\simeq(0{,}5—1)\,10^6$ см/с и некоторое время остается постоянной. Одновременно с зазором $l_{ка}$ изменялось и пробочное отношение k, но, как оказалось [61] (см. рис. 22.18), $v_\perp$ слабо зависит от него. На больших расстояниях от катода $\delta>5$ см (рис. 22.19, *а*) $v_\perp$ начинает расти и тем сильнее, чем больше магнитное поле. Такой вид зависимости $v_\perp$ от магнитного поля характерен для центробежной неустойчивости. При близких значениях $l_{ка}$ и k (см. рис. 22.18, 22.19, *б*) повышение напряжения на диоде на порядок (от 0,1 до 1 МВ) приводит к увеличению $_\perp$ в неоднородном магнитном поле также на порядок (от 10^5 до 10^6 см/с). Зависимости времени коммутации $t_к$ от напряже-

Таблица 22.4

$r_к$, см	$l_{ка}$, см	k	U, МВ	$t_и$, мкс	W_b, кДж	W_b/W_r, %
6,3	35	6	1	15	28	19
6,3	35	6	1,7	8	46	12
8,5	15	2,6	1	6	37	26
8,5	15	2,6	2	4	140	20
6,3	2,5	1,5	0,85	3	29	20
6,3	2,5	1,5	1,8	1	55	8

ния для двух геометрий диода (рис. 22.20) также свидетельствуют об увеличении $v_\perp$ с увеличением напряжения на диоде. Необходимо отметить, что $t_к$ при этом практически не зависело от магнитного поля $B=14—31{,}5$ кГс при $k=1{,}5—2{,}6$.

Для исследованных в [24] трех геометрий диода измерены энергия электронного пучка W_b и эффективность передачи энергии W_r, запасенной в генераторе Маркса, в пучок (табл. 22.4). Видно, что эффективность передачи энергии из генератора в пучок уменьшается с ростом напряжения. При этом существует оптимальный межэлектродный зазор, при котором отношение W_b/W_r максимально. Это связано с тем, что при больших $l_{ка}$ в общем токе ускорителя повышается доля тока утечки с катододержателя, а при малых $l_{ка}$ падает длительность импульса из-за пробоя диода.

Проведенные исследования позволяют рассмотреть следующую феноменологическую модель плазменных процессов в КДМИ с неоднородным магнитным полем. При низких напряженностях на диоде (около 100 кВ) и $k\leqslant 2$ катодная плазма распространяется вдоль магнитного поля со скоростью $v_\parallel \leqslant (1—2)\,10^6$ см/с, уменьшающейся с ростом k. При этом плазма расширяется поперек неоднородного магнитного поля с практически постоянной скоростью $v_\perp \leqslant 1\cdot 10^5$ см/с, слабо зависящей от k. Поскольку $v_\perp \ll v_\parallel$, то распространяющаяся в диоде плазма имеет форму клина, как и в КДМИ с однородным магнитным полем. При вхождении катодной плазмы в область однородного магнитного поля резко возрастают $v_\perp$ (развивается центробежная неустойчивость) и $v_\parallel$ (плазма ускоряется объемным зарядом электронов). При этом пробой может происходить как поперек, так и вдоль магнитного поля в зависимости от соотношения величин $v_\perp$, $v_\parallel$ и расстояний от плазмы до трубы дрейфа и до коллектора. С повышением напряжения на диоде (примерно 1 МВ) продольная скорость плазмы $v_\perp < 4\cdot 10^6$ см/с существенно не изменяется, а поперечная $v_\parallel$ возрастает на порядок. При этом $v_\perp \leqslant v_\parallel$, и пробой диода осуществляется в области неоднородного магнитного поля. Увеличение напряженности электрического поля в диоде приводит к развитию центробежной неустойчивости катодной плазмы

в неоднородном магнитном поле. Это связано с недостаточной величиной градиента магнитного поля для подавления неустойчивости.

22.5.2. ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Пространственно-временна́я структура трубчатого РЭП, формируемого в КДМИ, определяется динамикой образования и разлета катодной плазмы в вакуум. Ниже будут рассматриваться КДМИ с трубчатым катодом. Первоначально на катоде образуется конечное число эктонов, из которых и эмиттируют электроны. Электронный пучок при этом состоит из отдельных токовых струй, число которых равно числу эктонов. Увеличение магнитного поля, скорости роста напряженности электрического поля на катоде, использование катодов из материалов с малым временем запаздывания взрывной эмиссии способствуют росту числа эктонов и соответственно токовых струй в пучке. Дрейф плазмы по азимуту между эктонами приводит к образованию плазменного кольца на катоде и формированию замкнутого трубчатого пучка. Неоднородность его тока в азимутальном направлении при этом остается, и она тем меньше, чем больше магнитное поле [28].

Радиальное распределение плотности тока трубчатого пучка зависит от геометрии плазмокатода, форма которого определяется соотношением между $v_\perp$ и $v_\parallel$. В однородном и неоднородном магнитном поле $v_\perp \gg v_\parallel$ при напряжениях на диоде $U \sim 100$ кВ. При этом плазмокатод приобретает форму конуса с вершиной, движущейся вдоль потока электронов. Первоначально максимум плотности тока пучка соответствует силовой линии магнитного поля, проходящей через кромку катода. Разлет плазмы сопровождается утолщением пучка и смещением максимума плотности тока в сторону увеличения радиуса. Для КДМИ с однородным магнитным полем (рис. 22.21) [36] увеличение внешнего радиуса пучка, обусловленное расширением плазмы вблизи катода, происходит быстрее, чем смещение области с максимальной плотностью тока, которой соответствует вершина конусообразного плазменного катода. В КДМИ с неоднородным магнитным полем при мегавольтных напряжениях на диоде скорость плазмы поперек магнитного поля возрастает, так что $v \leqslant v_\parallel$. При этом плотность тока $j_e(r)$ [24] распределяется более полого.

Изменение структуры РЭП в течение импульса вследствие расширения катодной плазмы является недостатком КДМИ. Известны несколько способов стабилизации параметров РЭП [53], прежде всего использование неоднородного магнитного поля пробочной конфигурации. Неоднородное магнитное поле, кроме торможения разлета катодной плазмы, приводит к уменьшению скорости расширения границ трубчатого пучка в пространстве дрейфа в $\sqrt{B_0/B_к}$ раз по сравнению со скоростью $v_\perp$.

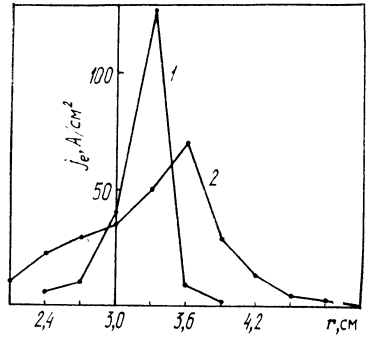


Рис. 22.21. Распределение плотности тока пучка с трубчатого алюминиевого катода по его радиусу в КДМИ с однородным магнитным полем через 1 (*1*) и 2,25 (*2*) мкс от начала импульса. $d=2{,}6$ см, $B=18$ кГс

Стабилизации положения в пучке области с максимальной плотностью тока можно добиться с помощью вспомогательного соленоида, включенного навстречу основному [62]. Магнитное поле на катоде $B_к(t)$ изменяется во времени по закону, позволяющему компенсировать перемещение области с максимальной плотностью тока пучка по радиусу.

Для ограничения внешнего радиуса пучка перед электродинамической структурой обычно устанавливают коллимирующие диафрагмы. Так как максимум плотности тока находится внутри пучка (см. рис. 22.21), а на периферии плотность тока j_e низка, то обрезается малая часть тока пучка. Однако при этом на поверхности диафрагмы за время $\leqslant 1$ мкс образуется плазма, которая может влиять на процесс генерации СВЧ-излучения. С помощью емкостных делителей напряжения, установленных за диафрагмой, определено [63, 64], что от нее вдоль магнитного поля располагается область компенсации объемного заряда электронного пучка. Скорость движения фронта имеющего нулевой потенциал, возрастает с увеличением разности потенциалов между пучком и трубой дрейфа и может достигнуть $\geqslant 1\cdot 10^8$ см/с. Наблюдаемое явление можно объяснить следующим образом. Между диафрагмой и пучком вдоль оси системы имеется разность потенциалов, численно равная разности потенциалов между пучком и трубой дрейфа. Ионы диафрагменной плазмы ускоряются этой разностью потенциалов вдоль магнитного поля и компенсируют объемный заряд электронного пучка. При перекомпенсации электроны диафрагменной плазмы с тепловой скоростью примерно $1\cdot 10^8$ см/с могут заполнить область, занятую быстрыми ионами.

Существенно повысить стабильность параметров пучка удается при переходе к режиму ограниченной эмиссионной способности катодной плазмы. Такой режим работы взрывоэмиссионного катода достигается при уменьшении плотности отбираемого тока и соответственно концентрации генерируемой плазмы. При этом торможение катодной плазмы осуществляется не только магнитным, но и электрическим полем. В КДМИ с многоострийными [65, 66] и трубчатыми [67] катодами скорость катодной плазмы поперек магнитного поля в этом режиме мала

($\leqslant 10^4$ см/с) и возможно получение электронных пучков с током 0,1—0,5 кА, энергией электронов 80—300 кВ и длительностью импульсов 30—160 мкс. Мощность таких пучков достигает около 100 МВт и может быть увеличена в несколько раз за счет роста энергии электронов пучка с помощью последовательно установленных ускоряющих секций [68].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакшт Р. Б., Месяц Г. А. Влияние поперечного магнитного поля на ток электронного пучка в начальной стадии вакуумного разряда // Изв. вузов. Физика. 1970. № 7. С. 144—146.

2. Fridman M., Ury M. Production and Focusing og High Power Relativistic Annular Electron Beam // Rev. Sci. Instrum. 1970. V. 41, N 9. P. 1334—1335.

3. Fridman M., Ury M. Microsecond Duration Intense Relativistic Electron Beams // Ibid. 1972. V. 43, N 11. P. 1659—1661.

4. Nation J. A. On the Coupling of a High Relativistic Electron Beam to a Slow-Wave Structure // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17, N 11. P. 491—494.

5. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д. и др. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18, вып. 4. С. 232—235.

6. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука, 1991.

7. Close R., Palevsky A., Bekefi G. Radiation Measurement from an Inverted Relativistic Magnetron // J. Appl. Phys. 1983. V. 54, N 7. P. 4147—4151.

8. Dreike P., Eichenberger C., Humphries S., Sudan R. Production of Intense Proton Fluxes in a Magnetically Insulated Diode // Ibid. 1976. V. 48, N 1. P. 85—87.

9. Luckhardt S. C., Fleischmann H. H. Microsecond-Pulse Insulation and Intense Ion Beam Generation in a Magnetically Insulated Vacuum Diode // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 30, N 4. P. 182—185.

10. Бакшаев Ю. Л., Блинов П. И., Долгачев Г. П., Скорюпин В. А. Ускорение ионов в диоде с магнитной изоляцией // Физика плазмы. 1979. Т. 5, вып. 1. С. 129—131.

11. Воронин В. С., Лебедев А. Н. Теория коаксиального высоковольтного диода с магнитной изоляцией // ЖТФ. 1973. Т. 43, вып. 12. С. 2591—2598.

12. Lovelas R., Ott E. Theory of Magnetic Insulation // Phys. Fluids. 1974. V. 17, N 6. P. 1263—1268.

13. Bekefi G., Orzechovski T. J., Bergeron K. D. Electron and plasma flow in a relativistic diode subjected to a crossed magnetic field // Electron research and technology: [Proc. Inter. top. electron conf. beam res. technol.] Albuquerque, 1975. V. 1. P. 303—345.

14. Orzechovski T J., Bekefi G. Current Flow in a High-Voltage Diode Subjected to a Crossed Magnetic Field // Phys. Fluids. 1976. V. 19, N 1. P. 43—51.

15. Глейзер И. З., Диденко А. Н., Усов Ю. П. и др. Токопрохождение поперек поля в электронном диоде с магнитной изоляцией // ЖТФ. 1980. Т. 50, вып. 6. С. 1323—1326.

16. Горев В. В., Долгачев Г. И., Закатов Л. П. и др. Динамика нарушения магнитной изоляции электронного диода // Физика плазмы. 1985. Т. 11, вып. 7. С. 782—786.

17. Бурцев В. А., Василевский М. А., Гусев О. А. и др. Ускоритель сильноточных электронных пучков микросекундной длительности // ПТЭ. 1979. № 5. С. 32—35.

18. Martin T. H., Clark R. S. Pulsed Microsecond High-Energy Electron Beam Accelerator // Rev. Sci. Instrum. 1976. V. 47, N 4. P. 46—463.

19. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.

20. Ковалев Н. Ф., Нечаев В. Е., Петелин М. И., Фукс М. И. К вопросу о паразитных токах в сильноточных диодах с магнитной изоляцией // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, вып. 9. С. 413—416.

21. Бугаев С. П., Ким А. А., Климов А. И., Кошелев В. И. О механизме вакуумного пробоя и разлета катодной плазмы вдоль магнитного поля в бесфольговых диодах // ЖТФ. 1980. Т. 5, вып. 11. С. 2463—2465.

22. Воронин В. С., Захаров С. М., Казанский Л. Н., Пикуз С. А. Моноэнергетический сильноточный электронный пучок со стабилизированным током микросекундной длительности // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 20. С. 1224—1227.

23. Уваров В. Т., Ткач Ю. В., Гадецкий Н. П. и др. Высокоэффективный сильноточный диод микросекундной длительности // V Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике: [Тез. докл.]. Томск, 1984. Ч. 1. С. 106—108.

24. Бастриков А. Н., Бугаев С. П., Киселев И. Н. и др. Формирование трубчатых микросекундных электронных пучков при мегавольтных напряжениях // ЖТФ. 1988. Т. 58, вып. 3. С. 483—488.

25. Авроров А. П., Аржанников А. В., Лямзин М. П. и др. Генерация микросекундного РЭП в плоском диоде на установке У-2: [Препр. инт. ИЯФ СО АН СССР, № 87-153]. Новосибирск, 1987.

26. Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. Эффект экранировки в сильноточных диодах // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 18. С. 1089—1092.

27. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. О стабильности работы вакуумных диодов ускорителей сильноточных релятивистских электронных пучков // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 5. С. 1005—1007.

28. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд. Новосибирск: Наука, 1984.

29. Кошелев В. И. О разлете катодной плазмы в поперечном магнитном поле // Физика плазмы. 1979. Т. 5, вып. 3. С. 698—701.

30. Горбачев С. И., Захаров С. М., Никуз С. А., Романова В. М. CO_2 лазерная интерферометрия взрывоэмиссионной плазмы в сильноточном микросекундном диоде // ЖТФ. 1984. Т. 54, вып. 2. С. 399—401.

31. Stinnett R. W., Palmer M., Spielman R., Bengtson R. Small gap magnetic experiments in magnetically insulated transmission lines // Discharges and Electrical Insulation in Vacuum: [Proc. X Lnter. Symp.]. Columbia, 1982. P. 281—285.

32. Stinnett R. W., Allen G. R., Davis P. H. et al. Cathode plasma formation in magnetically insulated transmission lines // Discharges and Electrical Insulation in Vacuum [Proc. XI Inter. symp.] Berlin, 1984. V. 2. P. 397—400.

33. Бакшт Р. Б., Бугаев С. П., Кошелев В. И., Месяц Г. А. О свойствах катодной плазмы в диоде с магнитной изоляцией // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, вып. 13. С. 593—597.

34. Бакшт Р. Б., Кудинов А. П., Литвинов Е. А. Исследование некоторых характеристик плазмы катодного факела // ЖТФ. 1973. Т. 43, вып. 1. С. 146—151.

35. Zaitsev N. I., Korabljev G. S., Nechajev V. E. et al. Peculiarities of the high-current beam formation for the relativistic microwave oscillators // High power electron and ion beam research and technology: [Proc. 3 Inter. top. conf.]. Novosibirsk, 1979. V. 2. P. 749—752.

36. Бугаев С. П., Ким А. А., Климов А. И., Кошелев В. И. О механизме распространения катодной плазмы поперек магнитного поля в бесфольговых диодах // Физика плазмы. 1981. Т. 7, вып. 3. С. 529—539.

37. Кошелев В. И., Ратахин Н. А., Тимофеев М. Н. Ускорение ионов в вакуумном диоде // ЖПМТФ. 1975. № 6. С. 6—8.

38. Бугаев С. П., Ким А. А., Кошелев В. И., Хряпов П. А. Экспериментальное исследование характера движения катодной плазмы поперек магнитного поля в диодах с магнитной изоляцией // Физ. плазмы. 1983. Т. 9, вып. 6. С. 1287—1291.

39. Никонов А. Г., Ройфе И. М., Савельев Ю. М., Энгелько В. И. О работе диода с магнитной изоляцией при большой длительности импульса // ЖТФ. 1983. Т. 7, вып. 4. С. 683—690.

40. Глейзер И. З., Диденко А. Н., Жерлицин А. Г. и др. Получение трубчатого релятивистского электронного пучка в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, вып. 10. С. 463—467.

41. Воронин В. С., Крастелев Е. Г., Лебедев А. Н., Яблоков Б. Н. О предельном токе релятивистского электронного пучка в вакууме // Физ. плазмы. 1978. Т. 4, вып. 3. С. 604—610.

42. Воронин В. С., Лебедев А. Н. Теория коаксиального диода с магнитной изоляцией // ЖТФ. 1973. Т. 43, вып. 12. С. 2591—2598.

43. Нечаев В. Е., Фукс М. И. Формирование трубчатого электронного пучка релятивистских электронов в системах с магнитной изоляцией (приближенный расчет) // ЖТФ. 1977. Т. 47, вып. 11. С. 2347—2353.

44. Федосов А. И. Канд. дис. Томск, 1981.

45. Федосов А. И., Литвинов Е. А., Беломытцев С. Я., Бугаев С. П. К расчету характеристик электронного пучка, формируемого в диоде с магнитной изоляцией // Изв. вузов. Физика. 1977. № 10. С. 134—135.

46. Беломытцев С. Я., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Федосов А. И. Характеристики электронного пучка, формируемого в диоде с магнитной изоляцией // Физ. плазмы. 1981. Т. 7, вып. 1. С. 86—90.

47. Фукс М. И. Формирование сильноточного релятивистского электронного пучка в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 4. С. 675—679.

48. Нечаев В. Е. Приближенное аналитическое решение задачи формирования релятивистского электронного пучка в коаксиальном диоде при различных изолурющих магнитных полях // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, вып. 5. С. 628—634.

49. Jones M. E., Thode L. E. Intense Annular Relativistic Electron Beam Generation in Foilless Diodes // J. Appl. Phys. 1980. V. 50, N 10. C. 5212—5214.

50. Belomytsev S. Ya., Sveshnikov V. M., Popova G. S. Electron beam parameter calculation in coaxial vacuum diode // Disharges and Electr. Insulation in Vacuum: [Proc. VII Inter. Symp.]. Novosibirsk, 1976. P. 371—374.

51. Горшкова М. А., Ильин В. П., Нечаев В. Е. и др. Структура сильноточного релятивистского электронного пучка, формируемого коаксиальной пушкой с магнитной изоляцией // ЖТФ. 1980. Т. 50, вып. 1. С. 109—114.

52. Блейвас И. М., Голубцов Б. И., Ильин В. П. и др. Комплекс программ для решения на БЭСМ-6 широкого класса задач статической электроники (компилирующая программа КСИ — БЭСМ) // Методы расчета электронно-оптических систем. Новосибирск, 1973. С. 3—20.

53. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Зайцев Н. И. и др. Пространственно-временные характеристики РЭП // Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова. Горький, 1988. Вып. 5. С. 163—182.

54. Болотов В. Е., Зайцев Н. И., Кораблев Г. А. и др. Исследование возможности диагностики сильноточного релятивистского пучка методом ионного тока // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 6. С. 1013—1016.

55. Straw D. C., Clark M. C. Electron Beams Generated in Foilless Diodes // IEEE Trans. Plasma Sci. 1979. V. PS—26, N 3. P. 4202—4204.

56. Долгачев Г. И., Закатов Л. П. О возможности увеличения длительности магнитной изоляции // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, вып. 16. С. 964—967.

57. Бакшаев Ю. Л., Блинов П. И. О времени магнитной изоляции // ЖТФ. 1983. Т. 53, вып. 9. С. 1882—1884.

58. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М.: ГИФМЛ, 1963.

59. Ройфе И. М., Стекольников Б. А., Энгелько В. И. Получение и исследование сильноточного электронного пучка микросекундной длительности // ЖТФ. 1976. Т. 46, вып. 12. С. 2563—2576.

60. Бугаев С. П., Ким А. А., Кошелев В. И. О пробое бесфольгового диода в неоднородном магнитном поле // Там же. 1983. Т. 53, вып. 9. С. 1718—1720.

61. Бугаев С. П., Ким А. А., Кошелев В. И., Хохорин Г. О. Разлет плазмы и формирование электронного пучка в диоде с неоднородным магнитным полем // Там же. 1984. Т. 54, вып. 9. С. 1700—1704.

62. Александров А. Ф., Воронков С. Н., Галузо С. Ю. и др. Стабилизация диаметра трубчатого РЭП микросекундной длительности с помощью импульсной магнитной компрессии // Физ. плазмы. 1988. Т. 14, вып. 11. С. 560—563.

63. Зайцев Н. И., Кораблев Г. С., Шемякин Б. П. Элементы динамики катодной и коллекторной плазмы в диоде с магнитной изоляцией // Там же. 1981. Т. 7, вып. 3. С. 560—563.

64. Зайцев Н. И., Кораблев Г. С. О механизме ускорения коллекторной плазмы в канале транспортировки сильноточного релятивистского электронного пучка // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 1. С. 160—162.

65. Васильевский М. А., Никонов А. Г., Ройфе И. М. и др. Получение трубчатого электронного пучка длительностью 10^{-4} с с использованием многоострийного взрывоэмиссионного катода // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, вып. 1. С. 26—30.

66. Никонов А. Г., Ройфе И. М., Савельев Ю. М., Энгелько В. И. Формирование микросекундных сильноточных электронных пучков в диоде магнетронного типа // ЖТФ. 1987. Т. 57, вып. 1. С. 86—92.

67. Артамонов В. И., Дубовой Л. В., Дувидсон В. М., Смилга В. И. Предельная длительность импульсного тока оптимизированного инжектора электронов с взрывной эмиссией и магнитной изоляцией // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 6, вып. 23. С. 1422—1427.

68. Ковалев В. Г., Печерский О. П., Савельев Ю. М. и др. Повышение энергии трубчатого РЭП микросекундной длительности, формируемого с помощью многоострийного взрывоэмиссионного катода // Там же. 1988 Т. 14, вып. 12. С. 1112—1116.

Глава 23

ВАКУУМНЫЕ ЛИНИИ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

§ 23.1. ФИЗИКА МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Рассмотрим коаксиальную вакуумную линию, у которой внутренний электрод имеет радиус r_1, а внешний r_2. В этом случае электрическое поле на поверхности внутреннего электрода

$$E = U/r_1 \ln (r_2/r_1), \tag{23.1}$$

где $U \approx I\rho$ (ρ — волновое сопротивление линии, I — ток). Из (23.1) следует, что с ростом тока увеличивается электрическое поле на поверхности внутреннего электрода. Можно показать, что при плотности мощности 10^{10} Вт/см^2 и выше в случае распространения волны в вакуумной передающей линии электрическое поле превосходит пороговое значение, при котором происходит взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) с отрицательного электрода линии. Большим будет и магнитное поле на поверхности внутреннего электрода, которое характеризуется отношением I/r_1. Таким образом, следует рассматривать задачу о совместном распространении по линии электромагнитного импульса и потока электронов.

Для эффективности транспортировки энергии важен вопрос о судьбе электронов, которые после ускорения в межэлектродном зазоре могут попасть на анод и привести к потере существенной части энергии электромагнитного импульса и генерации плазмы на аноде. Заворот электронов (рис. 23.1, *а*) в межэлектродном промежутке происходит при условии

$$\frac{2eI}{mc^2} \ln \frac{r_2}{r_1} > \sqrt{(1 + eU/mc^2)^2 - 1}, \tag{23.2}$$

где U — разность потенциалов между внутренним и внешним проводниками линии.

Соотношение (23.2) является условием магнитной изоляции для одной частицы. Так как эффект магнитной изоляции возникает вследствие некоторого увеличения напряженности собственного магнитного поля волны, то он называется магнитной самоизоляцией вакуумной передающей линии. Точный расчет тока I, необходимого для самоизоляции передающей линии при

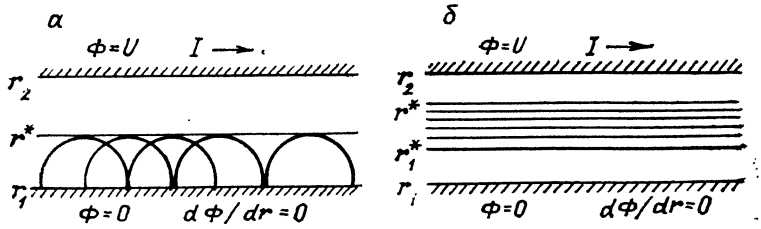


Рис. 23.1. Траектория электронов в вакуумной передающей линии: *а* — кинетическая модель, *б* — бриллюэновская

заданном напряжении U, и других параметров возникающего электронного течения требует решения кинетического уравнения для электронов. При этом их обычной траекторией является циклоида. Однако численное моделирование формирования электронного потока показывает, что траектории электронов при удалении от начала линии далеки от циклоид и ближе к прямым линиям (рис. 23.1, *б*). Поэтому при анализе магнитной самоизоляции используется гидродинамическое приближение, введенное Бриллюэном для анализа работы магнетронов [1]. В этом приближении движение электронов — просто дрейф в скрещенных электрическом и магнитном полях. В работе [2] рассмотрены двумерные конфигурации и учтены внешние магнитные поля. Кинетическая модель изоляции развита в работах [3—6].

В квазистационарном приближении, когда длина отрезка линии l мала: $l<ct_ф$ (c — скорость света, $t_ф$ — длительность фронта импульса), электроды линии можно рассматривать как пластины обыкновенного конденсатора, в котором за счет протекания тока создается магнитное поле. При этом возникающие в результате ВЭЭ с катода электроны образуют слой, при условии магнитной самоизоляции занимающий часть межэлектродного промежутка. Условием самоизоляции электронного слоя является уменьшение эффективного ларморовского радиуса электрона до значения, меньшего чем межэлектродный зазор. Без учета изменения магнитного поля за счет диамагнетизма электронов условие самоизоляции описывается формулой (23.2). Бриллюэновское приближение достаточно полно описывает экспериментальные результаты [5].

При данном потенциале на линии U существует некоторый минимальный ток $I_{\min}(U)$, обеспечивающий магнитную самоизоляцию в линии. В предположении, что электронный слой прижат к катоду, в коаксиальной линии

$$I_{\min}=\frac{8{,}5}{\ln(r_2/r_1)}\gamma_*^3\ln\left(\gamma_*+\sqrt{\gamma_*^2-1}\right), \qquad (23.3)$$

(I_{min} измерен в килоамперах), где релятивистский фактор определяется выражением

$$\gamma = \gamma_* + (\gamma_*^2 - 1)^{3/2} \ln\left(\gamma_* + \sqrt{\gamma_*^2 - 1}\right). \qquad (23.4)$$

Здесь $\gamma = (eU + mc)^2/mc^2$; $\gamma_* = (eU_* + mc)^2/mc^2$; U и U_* — напряжения на линии и вакуумной границе электронного слоя.

Заполнение электронным потоком всего вакуумного промежутка соответствует так называемому парапотенциальному току $I_{пар}(U)$, равному для коаксиала

$$I_{пар} = \frac{8,5}{\ln(r_2/r_1)} \gamma \ln\left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}\right) \qquad (23.5)$$

($I_{пар}$ измерен в килоамперах), выше которого равновесие электронного слоя становится однозначным.

Если рассмотреть эволюцию квазистационарного равновесия в вакуумной передающей линии после ВЭЭ и образования эктонов на катоде, то оказывается, что ввиду появления электронов в вакуумном промежутке электромагнитное поле частично вытесняется и энергия равновесного состояния уменьшается. При этом реализуемое экспериментально равновесие соответствует минимуму полной энергии системы с вычетом энергии покоя электронов [7]. Это состояние не сильно отличается от равновесия с минимальным током. С выходом электронов в вакуумный промежуток обычные индуктивности L_0 и емкости C_0 единицы длины перестают полностью характеризовать состояние линии вследствие появления наряду с электрической и магнитной кинетической энергии электронов, также зависящей от напряжения U и тока I в линии.

Изложенные представления относятся к основной области равновесия, где (в идеальном случае) утечки отсутствуют и существует полная магнитная самоизоляция. Однако последняя достигается ценой увеличения напряженности магнитного поля, что обеспечивается протеканием дополнительного тока в линии по сравнению с обычным вакуумным случаем. В вакуумной линии, разомкнутой на конце, весь ток протекает в виде утечек в области, которая при высоких потенциалах на линии составляет порядка нескольких межэлектродных зазоров, а при низких потенциалах может существенно расширяться. Если в конце линии включить конечное сопротивление, соответствующее импедансу линии с электронами, то весь ток утечки можно перебросить в нагрузку и устранить потери. Однако при экспериментальных исследованиях вакуумных передающих линий их существенной характеристикой является ток в линии, разомкнутой на конце. С энергетической точки зрения, это состояние должно соответствовать минимуму энергии. Однако при этом ток ненамного превосходит минимальный ток в линии, обеспечивающий изоляцию. Ввиду этого, а также из-за более простого

выражения для минимального тока всюду в дальнейшем такие предельные токи в линии будем сравнивать с минимальным током.

§ 23.2. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЛИНИЙ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ

23.2.1. КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ

Впервые практическое использование эффекта самоизоляции для транспортировки энергии по вакуумным линиям длиной 7 м осуществлено на установке АВРОРА [8]. Систематическое изучение магнитной самоизоляции начато в работе [9] на ускорителе МС ($U=400$ кВ, $I=40$ кА, $t_и=40$ нс) (рис. 23.2). К генератору импульсного напряжения с внутренним сопротивлением $\rho_г$ присоединена вакуумная передающая линия, которая в конце обычно нагружена на электронный (ионный) диод или плазменный пинч. Использовались коаксиальные цилиндрические, плоские и конические линии. Энергия от генератора передавалась к нагрузке по линии в виде ТЕМ-волны. Исследования на ускорителе МС ($U=400$ кВ, $I=40$ кА, $t_и=40$ нс) (рис. 23.3) проводились на коаксиальных вакуумных линиях длиной $l\leqslant 1$ м. Параметр $l/ct_ф$ не превосходил $6\cdot 10^{-2}$, что обеспечивало квазистационарность. Отношения радиуса внешнего электрода r_2 (см) к внутреннему r_1 (см) равны 2,6/1,3; 2,6/1; 2,7/1,8 и 1,6/1,1. Давление в линиях не выше $3\cdot 10^{-2}$ Па. Напряженность электрического поля на внутреннем отрицательном электроде не менее 0,2 МВ/см, что способствовало появлению ВЭЭ в межэлектродном зазоре [10]. На конце внутреннего коаксиала устанавливался плоский катод из графита (или нержавеющей стали) диаметром, равным диаметру внутреннего коаксиала. Эффективный импеданс определялся размерами ускорительного промежутка d между катодом и анодом, который изменялся от 0 до 2 см.

Основные закономерности магнитной изоляции выведены из измерений напряжения и токов в линии. Напряжение U измерялось емкостным (или омическим) делителем, установленным на выходе ускорителя, входной ток линии ($I_л$) и выходной ток на анод ($I_а$) — низкоиндуктивными шунтами. Кроме того, измерялись ток $I_к$, текущий по центральному электроду, катодным шунтом, встроенным в разрыв электрода в середине линий, и плотность электронного тока утечки $j_{ут}$ на внутренней поверхности наружного электрода с помощью цилиндров Фарадея, установленных на положительном электроде. Графитовый коллектор цилиндра Фарадея диаметром 2—8 мм был утоплен относительно внутренней поверхности наружного электрода на 1—2 мм. Для устранения влияния токов смещения на показа-

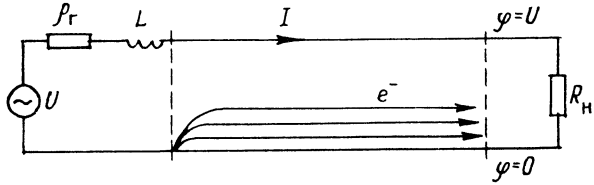


Рис. 23.2. Магнитоизолированная вакуумная линия.
($\rho_г$ — внутреннее сопротивление генератора; L — индуктивность переходной секции; $R_н$ — сопротивление нагрузки)

ния цилиндров Фарадея коллектор экранировался алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм. Тормозное рентгеновское излучение с боковой поверхности внешнего электрода и с анода измерялось рентгеновскими детекторами с временными разрешениями 5 нс. Типичные осциллограммы напряжений и токов приведены на рис. 23.4. Ток линии запаздывал относительно напряжения на 10—15 нс, что необходимо для возникновения эктонов на отрицательном электроде. Момент возникновения эмиссии соответствовал излому на кривой напряжения и появлению рентгеновского излучения с боковой стенки внешней трубы коаксиала. Ток электронов на анод задержан на 5—10 нс относительно тока линии. Дополнительный временно́й сдвиг возникал из-за необходимости большего времени для развития эмиссии с торцового катода, чем с боковой поверхности внутреннего электрода, ввиду большей плотности тока на катоде. После завершения процессов установления эмиссии при доста-

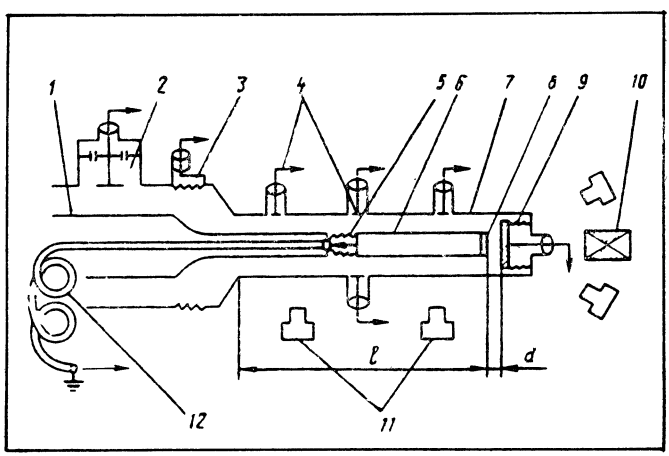


Рис. 23.3. Схема эксперимента:
1 — генератор, *2* — емкостный делитель, *3* — шунт, *4* — датчики утечек, *5* — катодный шунт, *6* — внутренний электрод линии, *7* — внешний, *8* — катод, *9* — анод с шунтом, *10* — камера-обскура, *11* — рентгеновские детекторы, *12* — индуктивность

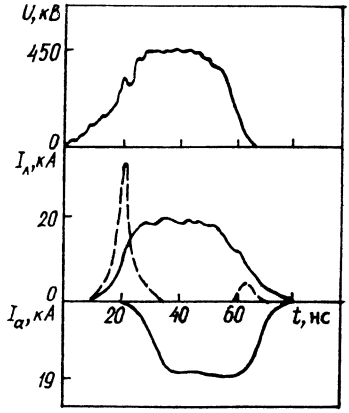


Рис. 23.4. Осциллограммы напряжения U, токов на входе $I_л$ и выходе $I_а$ линии и тока утечки (*штриховая кривая*)

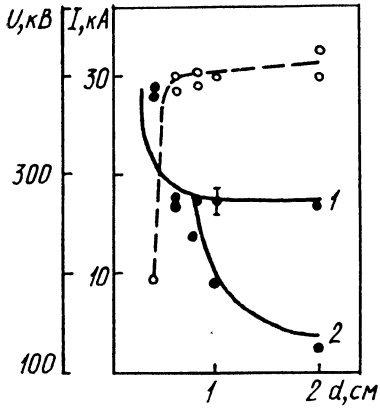


Рис. 23.5. Расчетные кривые токов линии (*1*) и анодного (*2*) в зависимости от ускорительного промежутка d при $r_2/r_1 = 2{,}7/1{,}1$ (см):

Залитые кружки — максимальные значения токов; *светлые* и *штриховая линия* — экспериментальные точки и соответствующая им зависимость напряжения U от ускорительного промежутка d

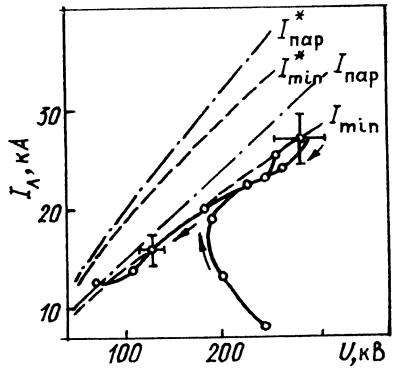


Рис. 23.6. Вольт-амперная характеристика линии при $r_2/r_1 = 2{,}7/1{,}8$ (см):

$I_{пар}$, I_{min} — расчетные кривые парапотенциального и минимального токов для электронного слоя, прижатого к внутреннему электроду; $I^*_{пар}$, I^*_{min} — аналогичные кривые для электронного слоя, оторванного от внутреннего электрода на 0,2 см; экспериментальные точки даны через 5 нс

точно малых зазорах катод — анод ток диода с погрешностью до 10 % совпадал с током линии. При увеличении зазора катод — анод ток линии падал, а напряжение на линии повышалось, причем при увеличении зазора $I_л$ и U стремятся к своим предельным значениям (рис. 23.5).

Возникновение предельных значений напряжения и тока легко понять из следующих соображений. При увеличении зазора d, а следовательно, и импеданса ускорительного промежутка напряжение должно возрастать, а ток падать, поскольку сопротивление линии по отношению к электронным токам утечки, возникающим между ее электродами, из-за их большой площади много меньше сопротивления генератора. Поэтому достаточно малого превышения напряжения на линии над предельным, чтобы появился ток утечки на наружный электрод, ограничивающий дальнейшее увеличение напряжения. В результате в линии устанавливается самосогласованный режим, при котором ток и напряжение достигают предельных значений.

В [11] исследован переход от режима ленгмюровского диода к предельному. На установке ИМПУЛЬС (U=800 кВ, $\rho_г$=30 Ом, $t_и$=50 нс) исследовалась зависимость тока коаксиальной цилиндрической линии от длины ее центрального электрода (катода). При малой его длине линия работает подобно цилиндрическому диоду, при увеличении — начинает сказываться влияние магнитного поля на траектории движения электронов в коаксиальном зазоре. Рост магнитного поля приводит к искривлению траекторий электронов, при этом ток линии повышается медленнее, чем это следует из закона Чайлда — Ленгмюра. Когда длина катода становится больше его поперечного размера, ток $I_л$ перестает зависеть от длины катода и равен предельному значению.

Анализ осциллограмм токов и напряжений позволяет представить физические явления, происходящие в линии после подачи на нее высокого напряжения. С запаздыванием в несколько наносекунд относительно импульса напряжения происходит ВЭЭ на внутреннем электроде, в результате которой в начале линии возникают электронные потоки, сначала попадающие на анод. Под действием электродинамических сил ток утечки сносится в конец линии и создает дополнительное магнитное поле. Превышение его над электрическим полем создает условия для замагничивания электронов, вылетающих с катода. В линии устанавливается стационарное течение электронов.

Знание предельных значений токов и напряжений позволяет сравнить экспериментальные результаты с выводами теории магнитной самоизоляции. Наилучшее соответствие с предельными токами имеется для $I_{min}(\gamma)$, полученного в предположении, что электронный слой прижат к катоду (рис. 23.6). Как отмечено в [12], из-за неоднородности по координате z на входе

линии или нестационарности импульса возможен отрыв потока от катода, сопровождающийся увеличением $I_{min}(\gamma)$. Однако сравнение вольт-амперных характеристик цилиндрической линии с расчетом в гидродинамической модели показывает, что отрыв слоя не происходит. Более поздние эксперименты, выполненные в лаборатории «Sandia» на установках HYNDRA ($U=1$ МВ, $I=0{,}5$ МА, $t_и=80$ нс) и ГЕРМЕС ($U=10$ МВ, $I=150$ кА, $t_и=80$ нс) [13], а также в компании «Physics International» на установке ПАЛСЕРАД-1150 ($U=3$ МВ, $\rho_г=95$ Ом, $t_и=45$ нс) [14] при длине коаксиалов до 1,5 м и различных соотношениях диаметров электродов, подтвердили вывод от том, что в линиях устанавливается ток, близкий к минимальному, с конфигурацией электронного слоя, прижатого к катоду. О положении слоя можно также судить, сравнивая зарегистрированный ток по катоду с расчетным значением, зависящим от конфигурации слоя. После установления режима изоляции в линии ток по отрицательному электроду наиболее близок к теоретическим значениям, вычисленным для модели прижатого слоя.

Проведены численные расчеты квазистационарного режима изоляции, моделирующие течение электронов в вакуумном коаксиале на установке МС [15]. Из сравнения расчетных значений полного тока линии $I_л$ и тока $I_а$, попадающего на торцовый анод, для линии с соотношением радиусов $r_2/r_1=2{,}7/1{,}1$ с экспериментальными в зависимости от ускорительного промежутка d (см. рис. 23.5) следует, что при $d=0{,}6$ см происходит полное переключение тока линии на торцовый анод. С увеличением промежутка ($d>0{,}6$ см) часть электронного потока попадает на внешний электрод линии. При $d\geqslant 1$ см экспериментальные и расчетные значения полного тока в линии стремятся к своей предельной величине, которая с погрешностью до 10 % совпадает с теоретическим значением минимального тока I_{min}, необходимым для установления режима изоляции. При этом практически весь ток ($I_л=17{,}5$ кА) замыкается через наружный электрод в конце линии (14 кА) в области 13 см$\leqslant z\leqslant$17 см (рис. 23.7). Следует отметить, что при малых ускорительных промежутках ($d\leqslant 0{,}4$ см) имело место расхождение между экспериментальной и расчетной зависимостями $I_л$ и $I_а$, что, по-видимому, связано с уменьшением эффективного зазора d в результате движения приэлектродных слоев плазмы. Расхождение можно устранить, если считать, что скорость движения плазмы равна $(1{,}5—2)\cdot 10^6$ см/с. Предельный измеренный ток 17,5 кА достигается в расчетах при эмиссионной длине внутреннего коаксиала, превышающей 10 см. При длине линии 17 см и $d=2$ см с торцового конца на анод стекается ток, равный 1,8 кА, со скругленной его части — 0,66, с цилиндрической поверхности — 15,8, причем с поверхности, прилегающей к торцовому катоду ($10\leqslant z\leqslant 15$ см), 8,2, а с остальной части поверх-

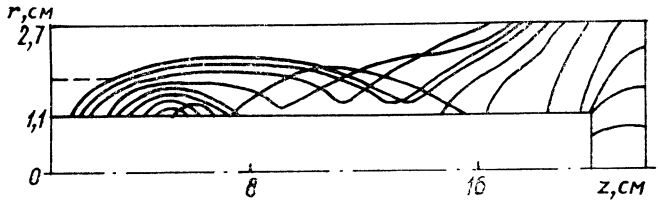


Рис. 23.7. Траектория движения электронов в установившемся режиме изоляции ($U=410$ кВ, $d=2$ см)

ности ($z \leqslant 10$ см) 7,4 кА. Как показывают расчеты, начиная с некоторого значения радиуса скругления полный ток слабо зависит от уменьшения радиуса. Максимальные значения тока утечки, а также плотности тока локализованы вблизи катода линии. Этот эффект наблюдался и в экспериментах.

Процесс установления магнитной самоизоляции в линии сопровождается токами утечки на боковую поверхность внешнего электрода (см. рис. 23.4). Динамика установления магнитной самоизоляции исследовалась с помощью цилиндров Фарадея, установленных на внешней трубе коаксиала [12]. Токи утечки на внешний электрод появились на фронте импульса тока линии, когда $I_л < I_{min}$. Ток утечки прекращался или падал на порядок, когда ток в линии превышал на 10—20 % I_{min}. В эксперименте наблюдалась утечка на спаде тока при малых напряжениях (см. рис. 23.4). Для объяснения этого эффекта рассмотрим распределение тока утечки вблизи торца предельного режима. После того как катод приобретает эмиссионную способность, необходимую для пропускания I_{min}, ток, как показывают оценки, выполненные с помощью закона Чайлда — Ленгмюра, замыкается в конце линии на длине порядка межэлектродного зазора. При уменьшении напряжения ширина области утечки в конце линии увеличивается. Для $\gamma \geqslant 2$ ширина области утечки Δ порядка межэлектродного зазора $\Delta \sim r_2 - r_1$, а для $\gamma - 1 \ll 1$ область утечек $\Delta \simeq \simeq 9\pi d/8(\gamma - 1) \gg d$ может значительно превышать его и быть сравнима с длиной линии [5, 16].

Длительность первого импульса тока утечки определяется процессами формирования взрывной эмиссии и индуктивностью линии. Токи утечки в начале импульса имеют наибольшее значение, а затем падают быстрее, чем разность токов линии и анода. Это свидетельствует о смещении токов утечки к диоду с ростом тока и магнитного поля в линии. Такой вывод подтверждается и прямыми измерениями распределения плотности электронных утечек вдоль линии, выполненными для предельного режима [12, 17]. Динамику распределения токов утечки в конце линии дополнительно измеряли рентгеновскими датчиками в результате сканирования излучения с разрешением 4 мм

вдоль боковой поверхности внешнего электрода. В начале импульса тока характерная длина, на которой концентрировался электронный поток, в конце линии составляла 2—3 см, что равнялось четырем-шести межэлектродным зазорам. После того как на внутренней поверхности наружного электрода появилась плазма, на отрицательном электроде линии регистрировались ионные токи. На стадии роста ионного тока плотность тока электронов увеличивалась, что было отмечено по уменьшению вдвое области электронных утечек при малоизменяющемся полном токе.

В общем случае электронный слой заполняет не весь межэлектродный промежуток. При этом часть тока $I_л - I_к$ переносится электронами в коаксиальном зазоре. Ток $I_к$, протекающий по катоду, дается соотношением [16]

$$I_к = I_л/\gamma_*. \tag{23.6}$$

При малых напряжениях ($\gamma - 1 \ll 1$) для предельного режима работы линии

$$I_к/I_{min} = 1/\gamma \sim 1. \tag{23.7}$$

В случае больших напряжений

$$I_к/I_{min} \sim \gamma^{-1/3}. \tag{23.8}$$

Таким образом, при больших γ основная часть тока переносится электронами, движущимися в межэлектродном зазоре.

Как указано в [12], при $I_{min} < I < I_{пар}$ для фиксированных значений I и U токовая конфигурация в коаксиале может иметь два равновесных состояния, различающихся толщиной электронного слоя. Для тока линии I_{min} они вырождаются в одно. Для состояния с минимальным током ширина электронного слоя d_* дается формулой

$$d_* = r_* - r_1 = r_1 [(r_2/r_1)^{1/\gamma^2} - 1].$$

При увеличении напряжения на линии ширина слоя падает. Например, для $r_2/r_1 = 2{,}6$ при $\gamma = 2$ имеем $d_* = 0{,}42(r_2 - r_1)$, а при $\gamma = 5$ имеем $d_* = 0{,}23(r_2 - r_1)$. При больших $\gamma \gg 1$ слой сильно прижат к катоду и поля в коаксиале имеют вакуумную структуру.

С помощью цилиндра Фарадея, вводимого в межэлектродный зазор со стороны наружного электрода, на установке МС сделана попытка определения внешней границы слоя. Из результатов измерений, выполненных на коаксиальной линии с $r_2/r_1 = 2{,}6/1{,}0$ (см) при $I_л \approx I_{min}$, определено, что в установившемся режиме реализуется конфигурация с частичным заполнением электронным слоем межэлектродного промежутка. Эти же измерения на фронте импульса показали, что в процессе

установления магнитной изоляции электроны заполняют весь межэлектродный промежуток. Численные расчеты, выполненные для линии с $r_2/r_1=2{,}7/1{,}1$ при напряжении 410 кВ для предельного режима работы, подтверждают вывод о том, что движение частиц вдали от торца линии происходит в виде электронного слоя, прижатого к внутреннему электроду (см. рис. 23.7). Однако высота этого слоя превышает высоту, полученную из гидродинамического приближения. Так, по гидродинамической теории, для указанных значений тока и напряжения высота слоя равна 0,7 см (штриховая линия), а по численному расчету — 1,0 см. Такое превышение расчетной высоты электронного слоя может быть связано с начальным разбросом частиц по скоростям. Электронный ток утечки зависел от зазора d; при $d>d_0$ (d_0 — зазор, который соответствует максимальной мощности, выделяемой в нагрузке) амплитуды импульсов утечки на переднем и заднем фронтах тока возрастали, и более отчетливо проявлялось плато между импульсами. Это можно объяснить тем, что при $d>d_0$, как отмечено выше, U и $U_л$ стремятся к предельным значениям, зависящим от волнового сопротивления линии.

Эффективность транспортировки энергии по цилиндрической линии в установившемся режиме для квазистационарного случая при $I_л>I_{min}$ с точностью до погрешности измерений близка 100 %. Достигнутая плотность потока энергии в линиях длиной до 1 м на MITE и модуле установки АНГАРА-5 превышает 10^{11} Вт/см^2 при напряженности электрического поля $E\leqslant 2$ МВ/см^2. Эффект магнитной изоляции позволяет получить высокие напряженности электрического поля в зазоре. Максимальная напряженность электрического поля в межэлектродном зазоре коаксимальной линии с учетом объемного электронного слоя определяется выражением

$$E_* = -60 I_{min} r_1 (\gamma_* - 1)^{1/2}/\gamma_*,$$

где ток I_{min} измерен в килоамперах. В реальных экспериментах напряженность электрического поля в цилиндрических линиях длиной около 1 м превышает 5 МВ/см [12, 14]. Особенности работы конических линий с магнитной изоляцией описаны в [5].

23.2.2. ВОЛНОВОЙ РЕЖИМ ЛИНИИ

В длинных коаксиальных линиях существен процесс установления режима магнитной самоизоляции, происходящей после приложения к коаксиалу импульса напряжения U. При этом в течение времени $t_ф \sim l/v$ (l — длина коаксиала, v — скорость распространения импульса) в коаксиальной линии распространяется фронт напряжения и тока шириной $\Delta \ll 1$. В [18] на основе нелинейных телеграфных уравнений в предположении

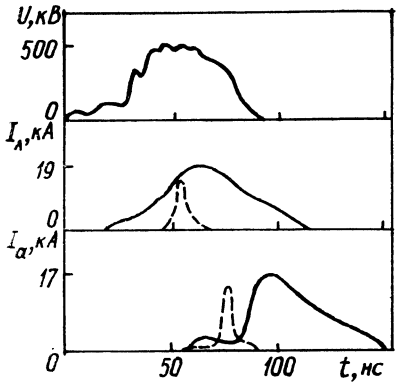
установления за фронтом магнитной изоляции получено простое выражение для скорости волны

$$v = c\sqrt{(\gamma - 1)/(\gamma + 1)}. \qquad (23.9)$$

Скорость v электромагнитной волны, распространяющейся при этом в коаксиале, оказывается меньше скорости света c из-за инерции движущихся в электромагнитных полях электронов, появляющихся в коаксиальном зазоре в результате взрывной эмиссии. Это сопровождается потерями энергии в области фронта, связанными с возможностью замыкания тока на фронте волны как током смещения, так и в результате утечки электронов.

Впервые волновой режим магнитной самоизоляции исследовался в экспериментах на установке МС с коаксиалами длиной 4,5 м при амплитуде импульса 500 кВ [19]. В дальнейшем появились работы [20—23], в которых наряду с коаксиальными линиями использовались и плоские (двойные или трехполосные) линии. В конце к магнетизированным вакуумным линиям (МИВЛ) подключались или диод, или омическая нагрузка. Применение последней устраняло нелинейность вольт-амперной характеристики нагрузки, что облегчало интерпретацию результатов. Кроме того, конструктивно это было удобнее, так как позволяло обеспечить высокую коаксиальность электродов. В случае применения полосковых линий задача выставления одинакового зазора вдоль линии решается значительно проще путем введения различных поддерживающих элементов, которые могут быть совмещены с диагностическими датчиками. Длина линий в этих исследованиях достигала 11 м, параметр $ct_ф/l < 1$. К электродам линии подавались импульсы как положительной, так и отрицательной полярности амплитудой до 3 МВ, при этом напряженность электрического поля превосходила 2 МВ/см. Линии снабжались обычным набором диагностических датчиков, дополнительно для измерения токов и напряжений в различных сечениях вдоль оси линии устанавливались магнитные петли (или пояса Роговского) и омические делители напряжений соответственно.

Основные особенности волнового режима магнитной самоизоляции выявлены на ускорителе МС при изучении коаксиальных линий длиной $l = 3{,}5$ и 4,5 м [19, 12]. Параметр $ct_ф/l$ составлял 2,6—3,4. Для простоты монтажа линии с такой длиной устанавливались вертикально на выходе ускорителя. Радиус внешнего электрода коаксиальной линии равен 2,6 см, внутреннего 1,0 см. В конце линия нагружалась на диод, ускорительный зазор которого изменялся от 0 до 1 см. На вход линии подавался импульс отрицательной полярности амплитудой до 500 кВ и длительностью на полувыступе 40 нс. В целях уменьшения времени задержки взрывной эмиссии в ряде экспери-



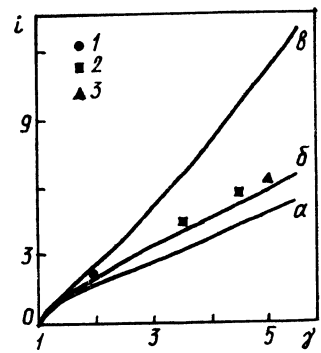


Рис. 23.8. Осциллограммы напряжения U и токов на входе $I_л$ и выходе $I_а$ линии при $I=4{,}5$ м, $r_2/r_1=2{,}6/2{,}0$ (см), а также токов утечки (*штриховые кривые*), измеренных на расстоянии 0,4 и 3,9 м от начала линии

Рис. 23.9. Зависимость предельных токов i от напряжения $\gamma=1+eU/mc^2$:

а — одночастичное приближение, $i=(\gamma^2-1)^{1/2}$; *б* — кривая, соответствующая минимальному току i_{min}; *в* — кривая, соответствующая парапотенциальному току $i_{пар}=\gamma\ln(\gamma+(\gamma^2-1)^{1/2})$; *1* — данные [12], *2* — [21], *3* — [22]

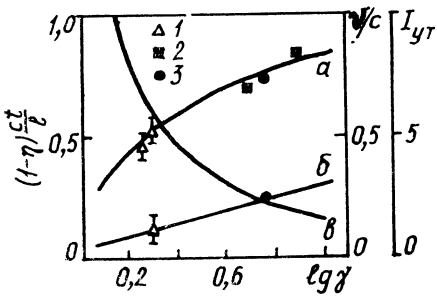


Рис. 23.10. Теоретические зависимости скорости волны v/c (*а*), тока утечки $I_{ут}$ (*б*) и эффективности транспортировки η (*в*) от γ.

Эксперимент: *1* — данные [12], *2* — [21]; *3* — численный расчет [5]

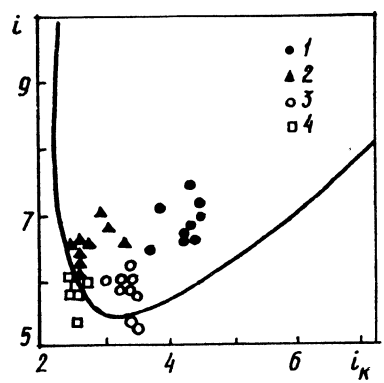


Рис. 23.11. Зависимость тока линии i от катодного тока $i_к$ при напряженности на линии 1,8 МВ, $r_2/r_1=11{,}4/5{,}72$ (см), $l=10$ м.

Точки соответствуют различным расстояниям от начала линии, м: *1* — 0; *2* — 0,5; *3* — 5; *4* — 7,5

ментов на входе в линию устанавливалась диэлектрическая вставка длиной 4 см, в других экспериментах начальный участок внутреннего электрода длиной 20 см покрывался слоем аквадага. Время развития взрывной эмиссии определялось по временно́му сдвигу между токами на входе линии и током утечки на боковую поверхность внешнего электрода, измеренным цилиндром Фарадея в начале линии. Ток утечки, появляющийся в результате интенсивной эмиссии на этом цилиндре Фарадея (рис. 23.8), возникал спустя 10 нс после прихода импульса с учетом распространения волны.

При распространении вдоль линии изменяется форма тока. Фронт волны становится круче. Этот эффект впервые был предсказан И. Г. Катаевым [24] при изучении ударных электромагнитных волн в линии и назван им магнетронным эффектом. В конце линии ток, измеренный торцовым цилиндром Фарадея, имеет характерный предымпульс, предшествующий основному фронту. Отметим, что сигналы с рентгеновских детекторов, регистрирующих излучение с анода, практически повторяют форму тока на цилиндре Фарадея, установленном в конце линии. Из измерений тока и интенсивности рентгеновского излучения на выходе линии с поверхности внешнего электрода следует, что существует вакуумный предвестник малой амплитуды, за которым следует фронт волны. Скорость распространения предвестника равна скорости света. Интервал между началом взрывной эмиссии, определяемой по изломам на осциллограммах напряжения на входе линии, и подножием основного импульса тока на цилиндр Фарадея, установленный в конце ее, определяет скорость распространения волны магнитной самоизоляции. Скорость распространения фронта основного импульса на базе $l=4{,}5$ м существенно ниже скорости света и для средней амплитуды импульса напряжения на входе 460 кВ составляет $0{,}45\pm0{,}05$ с. Такие же значения получены по задержке сигналов рентгеновских детекторов, регистрировавших излучение с боковой поверхности линии, и появлению максимальных токов утечки на цилиндрах Фарадея, расположенных вдоль линии. С увеличением амплитуды импульса напряжения скорость фронта волны растет.

В экспериментах [21], выполненных в «Physics International» на электронном ускорителе ПАЛСЕРАД-1500 ($U=3$ МВ, $\rho_г=50$ Ом, $t_и=50$ нс), скорость волны магнитной самоизоляции, определенная по осциллограммам токов, измеренных в различных местах коаксиальной линии с $2r_2/2r_1=11{,}43/5{,}72$ (см) и длиной 10 м при напряжении 1,8 МВ, составляла $0{,}70\pm0{,}06$ с.

За фронтом волны, как следует из результатов, устанавливается минимальный ток, соответствующий конфигурации прижатого к внутреннему электроду линии электронного слоя. На рис. 23.9 представлены результаты экспериментов, выполненных в ИАЭ им. И. В. Курчатова [12], в «Physics Interna-

tional» [21, 23] и в лаборатории «Sandia» [22] на полосковых и коаксиальных линиях, нагруженных на диод или резистивную нагрузку, с различной полярностью внутреннего электрода при длине до 10,7 м и напряжении 3 МВ. Также приведены теоретические зависимости токов $i=2eI/mc^2g$ [для цилиндрического $g_ц=(\ln r_2/r_1)^{-1}$ и плоского $g_п=(2\pi d/b)^{-1}$ случаев, где d и b — зазор и ширина линии], полученные в одночастичном $i=(\gamma^2-1)^{1/2}$ и в гидродинамическом приближении, соответствующем минимальному току i_{min} и парапотенциальному $i_{пар}=\gamma\ln(\gamma+(\gamma^2-1)^{1/2})$. Измеренные в [21—23] скорости распространения фронта волны (рис. 23.10) находятся в хорошем согласии с формулой, полученной в предположении установления минимального тока за фронтом волны и электрического слоя, прижатого к отрицательному электроду [16]:

$$\frac{v}{c}=\frac{(\gamma_*^2-1)^{1/2}(\gamma-1)}{\gamma\gamma_*-1}. \qquad (23.10)$$

На рис. 23.11 представлены теоретическая зависимость тока линии от катодного тока, а также результаты эксперимента [21]. Минимум кривой соответствует минимальному току при фиксированном напряжении на линии 1,8 МВ. Согласие между теорией и экспериментом улучшается по мере распространения волны по линии, что, по-видимому, связано с установлением и формированием волны самоизоляции. Следует отметить, что как в нестационарном случае, так и в стационарном измеренный катодный ток меньше значения, вычисленного в предположении, что слой электронов прижат к катоду. В этих опытах почти 50 % тока переносилось в виде электронного слоя в вакуумном зазоре линии, что приводит к уменьшению «горячего» импеданса линии по сравнению с вакуумным («холодным»). Появление слоя в межэлектродном зазоре линии вызывает уменьшение индуктивности линии и увеличение ее емкости. Учитывая, что за фронтом волны устанавливается минимальный ток, «горячий» импеданс линии можно определить как $\rho_л=U/I_{min}$ (U — напряжение на линии). Из этого выражения можно получить соотношение между импедансом линии в присутствии электронного слоя («горячего») и вакуумным («холодным»), т. е. $\rho_0=60\ln(r_2/r_1)$: $\rho_л=\rho_0(\gamma-1)/i$. При $i=i_{min}$ для малых напряжений $(\gamma-1\ll1)\,\rho_л=\rho_0(\gamma-1/2)^{1/2}$, а для больших $(\gamma\gg1)\,\rho_л=\rho_0(\gamma-1)/\gamma$. Таким образом, при малых γ «горячий» импеданс линии значительно меньше вакуумного, а при больших γ он мало отличается от вакуумного.

23.2.3. ДЕФОРМАЦИЯ И ОТРАЖЕНИЕ ВОЛН

Из осциллограмм токов утечки входного и выходного токов линии следует, что после возникновения взрывной эмиссии фронт распространения волны в линии становится более

крутым. В экспериментах на установке МС длительность фронта выходного тока уменьшилась в 3 раза по сравнению с входным и составляла 7—10 нс. При малых амплитудах, как следует из формулы (23.9), скорость передних участков на фронте волны с магнитной самоизоляцией мала и эти участки будут догонять участки фронта волны с большим напряжением. Этот процесс приводит к более крутому профилю волны на фронте и формированию ударных волн.

Ширина фронта волны, вычисленная по измеренной скорости и длительности основного импульса утечки, составляет 1—1,5 м, что в 3—4 раза меньше длины линии [12]. В пользу достоверности этой оценки ширины фронта свидетельствует то, что измеренная амплитуда плотности токов утечки 3—4 А/см^2 согласуется с расчетным значением, определяемым из тока утечки на основном фронте и поверхности отрезка внешнего электрода, равного длине фронта: $j_{ут}=I_{ут}/2\pi r^2 v t_ф$. В [21] на базе 10 м длительность фронта при распространении волны по линии уменьшалась до значения, меньшего 4 нс. Это соответствовало ширине фронта 0,6 м, что более чем на порядок меньше длины линии. Скорость нарастания тока на фронте достигала 10^{12}—10^{13} А/с. Перед фронтом волны с магнитной самоизоляцией до начала взрывной эмиссии по линии распространяется вакуумный предвестник — обычная электромагнитная волна.

Структура фронта волны существенно зависит от эмиссионной способности материала катода. Ширина фронта волны, например при покрытии внутреннего электрода аквадагом, становится у́же, а вакуумный предвестник впереди основной волны исчезает. В предельном случае «мгновенной» взрывной эмиссии ширина фронта волны составляет порядка межэлектродного зазора передающей линии. В реальном случае конечного времени взрывной эмиссии структура фронта волны оказывается более сложной (см. рис. 23.8), причем ширина фронта превосходит межэлектродный зазор. При нарастании потенциала на фронте волны наступает момент, когда становится существенна эмиссия электронов с катода. Вслед за этим наступает провал амплитуды тока и напряжения, причем утечки на фронте волны сосредоточены в области провала. С ростом напряжения за областью провала наблюдается увеличение тока, сопровождающееся прекращением токов утечки.

Нелинейная волна магнитной самоизоляции может отражаться от конца линии. Такое отражение существенно отличается от обычного вакуумного случая. В [20] исследовалось отражение волны магнитной самоизоляции для цилиндрических линий с соотношением диаметров электродов 1/0,2; 1,8/0,2 и 1/0,1 (см), длиной 2 м и волновыми сопротивлениями соответственно 96, 132 и 138 Ом при положительной и отрицательной полярностях падающего импульса амплитудой до 500 кВ.

В экспериментах линия в конце нагружалась на омическую нагрузку на основе водного раствора $CuSO_4$, которую можно было изменять от нескольких единиц до сотен ом. Наличие омической нагрузки с известным сопротивлением облегчало интерпретацию результатов. При подаче на линию с вакуумным сопротивлением $\rho_0=138$ Ом импульса напряжения в течение времени 35—40 нс, равного времени двойного прохождения волны по линии, входной ток не зависел от сопротивления нагрузки. При $t>40$ нс картина менялась. В случае, когда $R_н \geqslant \rho_л$ ($\rho_л=40$ Ом — «горячий» импеданс линии) из-за того, что отраженная волна отсутствовала, входной ток не зависел от нагрузки, а входной импеданс был близок к сопротивлению «горячей» линии $\rho_л$. Это связано с тем, что сопротивление нагрузки в конце линии не может быть больше U/I_{min}. При сопротивлениях $R_н>U/I_{min}$ режим магнитной самоизоляции обеспечивается за счет протекания части тока на положительный электрод в конце линии вблизи нагрузки, что приводит к уменьшению полного значения $R_н$ до U/I_{min}. Поэтому изменение входных вольт-амперных характеристик не происходит. При $R_н<\rho_л$ входные вольт-амперные характеристики линии из-за появления отраженной волны зависят от $R_н$, с уменьшением нагрузки входной ток растет, напряжение падает. Аналогичные характеристики получены и при других значениях импеданса линий и напряжений.

Эффективность передачи энергии по линии определяется нагрузкой в конце линии. Максимальная эффективность передачи энергии достигается в согласованном режиме при сопротивлении нагрузки, равном «горячему» импедансу линии $\rho_л$. При отклонении импеданса линии в любую сторону эффективность падает. При уменьшении $\rho_л$ относительно согласованного значения линия с магнитной самоизоляцией ведет себя аналогично обычной вакуумной длинной линии: ток $I_н$ растет, а $U_{вых}$ — уменьшается. При увеличении $R_н$ относительно согласованного значения напряжение на выходе линии не изменяется и близко к напряжению в согласованном режиме, а $I_н$ падает. Такое поведение тока в нагрузке и выходного напряжения означает, что при $R_н>\rho_л$ согласование достигается благодаря протеканию тока вблизи нагрузки, шунтирующего ее сопротивление.

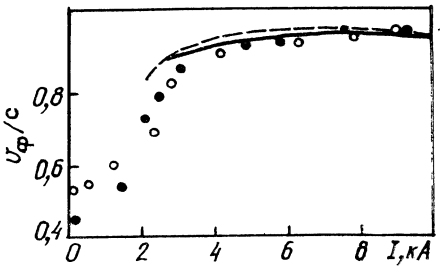
Дополнительные потери возникают на фронте нелинейной волны самоизоляции при ее распространении по линии из-за замыкания части тока электронными утечками. На рис. 23.10 приведено вычисленное значение эффективности η транспортировки на основе формулы

$$\eta = 1 - \frac{l}{ct_и}\left(\frac{c}{v} - \frac{c}{v_э}\right), \qquad (23.11)$$

где l — длина линии; $t_и$ — длительность импульса; $v_э$ — скорость распространения энергии в установившемся режиме. Экспери-

Рис. 23.12. Зависимость скорости фронта волны $v_ф/c$ от тока подмагничивания I для напряжений U на линии 220 (*светлые кружки*) и 612 кВ (*темные*).

Сплошная и штриховая линии — расчетные зависимости для этих напряжений соответственно



ментально определенная эффективность транспортировки пучка η на установке МС при напряжении на линии 0,5 МВ составляла 50 %, а теоретически рассчитанная — 70 %. Высокая эффективность транспортировки (90 %) по плоским линиям с магнитной самоизоляцией длиной 7 м получена на установке MITE в американской лаборатории «Sandia» [24].

В [22] предложен способ повышения эффективности передачи энергии в линиях с магнитной самоизоляцией благодаря подавлению электронных токов утечки на фронте волны в результате наложения дополнительного магнитного поля. При достаточной его напряженности электронный слой прижимается к катоду и линия по своим параметрам близка к вакуумной. При этом возможен режим передачи энергии практически без потерь. В этих экспериментах линия с соотношением диаметров 18/2 мм (волновое сопротивление $\beta_0 = 138$ Ом) подмагничивалась током, пропускаемым по внутреннему электроду. При увеличении тока подмагничивания скорость волны стремится к скорости света (рис. 23.12), форма импульса тока близка к вакуумной, поскольку исчезает предвестник. «Горячий» импеданс линии увеличивается с ростом тока подмагничивания, что свидетельствует об уменьшении толщины электронного слоя. При фиксированном значении импеданса нагрузки существует ток подмагничивания, при котором достигается наибольшая эффективность транспортировки энергии. В этом случае при малом токе подмагничивания эффективность низка, а с его увеличением эффективность растет и достигает максимального значения при «горячем» импедансе линии, равном сопротивлению нагрузки.

§ 23.3. ПЛАЗМА И ИОНЫ В ЛИНИИ

23.3.1. РОЛЬ ПЛАЗМЫ

Среди возможных процессов, способных ограничить потоки и передачу энергии в нагрузке, следует отметить появление плазмы на поверхности электрода. Плазма возникает

на электродах линии во время действия высоковольтного импульса: на катоде — в результате взрывной эмиссии с катода и бомбардировки катода положительными ионами, эмиттированными из анодной плазмы; на аноде — при взаимодействии электронов, ускоряемых в межэлектродном зазоре, с поверхностью электрода. На обоих электродах плазма может образоваться благодаря интенсивной подсветке их поверхности низкоэнергетическим рентгеновским излучением, что наиболее вероятно в области перехода от линии к нагрузке (диоду, z-пинчу). Движущаяся плазма может привести к перемыканию зазора линии и тем самым к нарушению магнитной изоляции; кроме того, из-за уменьшения эффективного зазора могут появляться электронные и ионные токи утечки.

Свойства и динамика катодной плазмы экспериментально исследовались при напряженности электрического поля в линии до 2 МВ/см [25—27]. В ходе исследований установлено, что приэлектродная плазма формируется на катоде в течение нескольких наносекунд с неоднородной концентрацией, которая на расстоянии менее 1 мм составляет 10^{15}—10^{16} см$^{-3}$, и температурой, равной нескольким электрон-вольтам, и расширяется со скоростью (1—2) 10^6 см/с диффузионным образом, поскольку давление магнитного поля на поверхности плазмы превышает газокинетическое. Из спектроскопических измерений состава плазмы следует, что основной вклад в свечение плазмы дают линии водорода. Приведенная скорость плазмы соответствует тепловой скорости водорода с температурой $T_e=2$ эВ.

При облучении низкоэнергетическим рентгеновским излучением при плотности энергии $w\approx 1$ Дж/см^2 на электродах МИВЛ также образуется плазма. Обнаружено [28], что скорость переднего фронта плазмы с концентрацией 10^{16} см$^{-3}$ линейно зависит от плотности энергии $v_к=kw$. Скорость расширения плазмы слабо зависит от материала электрода, его температуры, обработки и внешнего приложенного магнитного поля вплоть до 1,9 Тл. Значительное влияние подсветки электродов низкоэнергетическим рентгеновским излучением на потери тока в конической линии обнаружено в экспериментах по снижению плазмы взрывающихся проволочек [29] на установке PITON ($I=4$ МА, $U=2$ МВ, $t_и\approx 100$ нс). Потери резко возрастали во время фазы схлопывания плазмы и могли быть связаны с перезамыканием межэлектродного зазора плазмой, возникшей на электродах, или с появлением ионных токов утечек.

Модель, учитывающая влияние расширяющейся катодной плазмы на передачу мощности в МИВЛ, развита в [30]. Плазма возникала при напряженности электрического поля 0,3 МВ/см. Расчеты проводили для линии длиной 2 м с радиусом алюминиевого катода 6,2 см и межэлектродным зазором 0,5 см, нагруженной на индуктивную нагрузку 18 нГн при приложенном импульсе напряжения 0,5 МВ длительностью 150 нс. Для на-

чальных параметров плазмы в этих расчетах: температуре 5 эВ, плотности на единицу площади $8{,}7\cdot10^{-7}$ г/см^2 и толщине слоя 1 мкм до момента $t=60$ нс (или до 50 нс после начала взрывной эмиссии) движение плазмы практически не тормозится магнитным полем, после момента $t=60$ нс происходит уменьшение скорости фронта (при $t=120$ нс скорость составляла $4\cdot10^5$ см/с). Средняя скорость фронта плазмы до 120 нс равнялась $2{,}4\cdot10^6$ см/с. Из результатов расчета следует, что значительная часть тока (до 50 % полного тока линии) переносится в плазменном слое, расширение катодной плазмы приводит к эффективному изменению зазора линии и увеличению тока в ней на 10—20 % по сравнению со случаем отсутствия плазмы.

Неустойчивость плазменной границы или функционирование отдельных катодных пятен в зазоре МИВЛ могут вызвать образование локальных плазменных потоков, пересекающих его со скоростью $v\geqslant10^7$ см/с. Появление струй диаметром 0,1 мм и концентрацией 10^{18} см$^{-3}$, наблюдавшееся в диодах сильноточных ускорителей [31], хотя и не приводит к полной закоротке зазора МИВЛ из-за высоких индуктивности и сопротивления плазменного канала струи, существенно проявляется в переносе тока поперек зазора. В [32, 33] исследовалась эффективность транспортировки тока к индуктивной нагрузке по полосковым линиям длиной 25 см с зазором 0,2—0,8 см при амплитуде импульса напряжения 200 кВ длительностью 60 нс. При зазоре 6 мм и индуктивной нагрузке 60 нГн разность входного и выходного токов возрастала со временем. При этом сигналы токов утечки наблюдались в течение приложенного импульса напряжения.

Динамика пространственного распределения потерь на аноде изучалась с помощью трехкадровой электронно-оптической системы. Конвертором тормозного излучения служил тонкий пластмассовый сцинтиллятор, прижатый к аноду. Типичная структура свечения представляла собой совокупность светящихся пятен размером около 1 мм. Пятна появлялись и исчезали за время межкадрового интервала (5 нс). Сопоставление наблюдаемых на эопограммах динамики пятен и уровня плотности тока электронных утечек на аноде позволяет оценить значение тока в отдельных локальных образованиях (около 1 кА).

23.3.2. ПОТОКИ ИОНОВ В ЛИНИИ

Слой плазмы на аноде служит эмиттером ионов, которые для реально существующих ускорителей незамагничены и свободно ускоряются электрическим полем в вакуумном за-

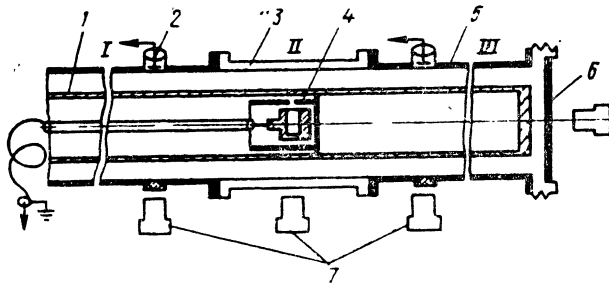


Рис. 23.13. Схема эксперимента.
Пояснения см. в тексте

зоре. Ионный ток утечки обусловлен распределением в зазоре объемного заряда как ионов, так и электронов и зависит от положения и размеров электронного слоя. В свою очередь равновесное положение слоя должно изменяться при возникновении ионных утечек из-за перераспределения электрического поля. Для практического использования МИВЛ важно определить минимальный ток, начиная с которого существует равновесный слой электронов в присутствии ионного потока, а также зависимость ионных токов утечки от напряжения и ширины зазора.

Экспериментально и теоретически режим работы вакуумных линий с ионными утечками исследовался в [16]. Опыты выполнялись на ускорителе МС, к выходу которого присоединялись вакуумные линии (рис. 23.13) длиной 40 см и радиусом внутреннего отрицательного *1* электрода $r_1=0{,}8$ и 1,1 см и внешнего положительного *5* $r_2=1{,}3$ и 2,7 см соответственно. Анодная плазма создавалась в результате скользящего разряда по поверхности диэлектрической вставки *3* длиной 10 см, установленной в разрыв электрода *5* в середине линии. Нагрузкой линии служил торцовый электронный диод *6*, импеданс которого определялся ускорительным промежутком катод — анод. Линия оказалась разбита на три отрезка с одинаковыми межэлектродными зазорами: *I* — входной, *II* — с диэлектрическим наружным электродом и *III* — выходной. На отрезке *II* при приложении напряжения к линии в результате разряда по диэлектрику появление достаточно плотной плазмы приводит к уменьшению эффективного зазора и эмиссии ионных токов с анода. При этом изменяются условия равновесия электронного слоя по сравнению с отрезками *I* и *III*. Включение участка с диэлектрической вставкой делает линию неоднородной, при этом остается нерешенным вопрос о поведении электронного слоя при переходе от отрезка *I* к *II* и от *II* к *III*.

В экспериментах распределение электронного тока утечек

наряду с цилиндрами Фарадея *2* определялось по выходу тормозного излучения рентгеновскими детекторами *7* с наружного электрода *5*. Ток в линии за вставкой на отрезке *III* измерялся низкоомным шунтом, установленным на расстоянии 5 см от диэлектрика в разрыв наружного электрода. Ионный ток измерялся цилиндром Фарадея *4*, помещенным внутрь отрицательного электрода *1*. Обычно коллектор ионного цилиндра Фарадея представляет собой металлический стаканчик диаметром 0,2 см и высотой 0,7—1,0 см, на который подается отрицательное напряжение — 300 В для предотвращения попадания на цилиндр электронов, нейтрализующих заряд ионного потока. На датчик *4* ионы попадали через диафрагмирующее отверстие диаметром 0,05—0,15 см в боковой стенке внутреннего электрода. В предельном режиме работы линии в отрезках *I* и *II* электронные утечки практически отсутствуют, что свидетельствует об установлении режима магнитной самоизоляции электронного слоя во входной части линии и в области под вставкой, где существуют ионные потоки с плотностью тока $j \leqslant 100$ А/см^2. Измерения показали, что на границе отрезков *I* и *II* локального увеличения утечек не происходит. Это указывает на сохранение равновесия электронного слоя в переходной области и магнитную самоизоляцию в присутствии ионных потоков. Потери наблюдались сразу за вставкой. При входном токе в линию 25—30 кА в отрезке *III* протекает ток до 13—15 кА, близкий к минимальному в этой области. Отсутствие значительных утечек электронов в отрезках *I* и *II* позволяет считать указанное значение входного тока линии максимальным для отрезка с ионными потоками. Оно в 1,5—2 раза больше, чем в участках линии без ионов.

Учет расширения приэлектродных слоев плазмы позволяет сравнить полученные результаты с расчетными. В соответствии с выражением

$$i = I_л/8{,}5 \ln(1 + d_{эф}/d) \qquad (23.12)$$

($I_л$ измерен в килоамперах) движение плазмы приводит к уменьшению нормализованного предельного тока изоляции ($d_{эф} = r_2 - vt$). Положение границы плазмы можно определить из обработки сигнала ионного датчика по формуле (23.12). Из сопоставления вольт-амперных характеристик линий с результатами расчета (рис. 23.14) можно сделать вывод о незначительном увеличении предельного тока линии с ионными потоками (не более чем на 20 %). Это подтверждается и экспериментами с коаксиальной линией, межэлектродный зазор которой существенно больше смещения плазмы за время импульса ($r_2 = 2{,}7$ см, $r_1 = 1{,}1$ см, $r_2 - r_1 \gg vt_и$).

Присутствие ионов в межэлектродном зазоре приводит к увеличению минимального тока магнитной самоизоляции элек-

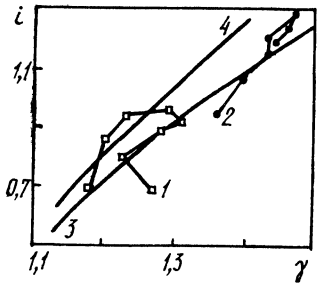


Рис. 23.14. Вольт-амперные характеристики. Экспериментальные точки нанесены последовательно через 5 нс: *1, 2* — линии со вставкой и без вставки; *3, 4* — теоретические зависимости без учета и с учетом утечки ионов

тронов. Качественно это можно пояснить, пользуясь аналогией с обычным диодом. В плоском вакуумном диоде в отсутствие эмиссии электрическое поле в зазоре постоянно. При появлении эмиссии заряда с электрода электрическое поле на нем уменьшается до нуля. В межэлектродном промежутке оно становится неоднородным и увеличивается на другом электроде на 1/3 по сравнению с вакуумным случаем. Аналогичный эффект возникает при эмиссии ионов в линии с магнитной самоизоляцией электронов. Для $\gamma \gg 1$, когда толщина электронного слоя мала, минимальный ток превышает на 1/3 асимптотическое выражение для $I_{\min}$ в линии без ионов. Для практических приложений важен вопрос о превышении тока ионных утечек над значениями, получаемыми из закона Чайлда — Ленгмюра. В экспериментах получен максимальный коэффициент превышения, равный 6, что главным образом объясняется расширением приэлектродных слоев плазмы со скоростью около 10^7 см/с.

В отличие от линии с положительными ионами отрицательные ионы приводят к увеличению электрического поля в межэлектродном зазоре. Поэтому для осуществления магнитной изоляции требуется большее магнитное поле. Более того, увеличение концентрации таких ионов может привести к тому, что баланс давлений в электронном слое не удается сохранить, что приводит к нарушению магнитной изоляции [34]. В работах [35, 36], выполненных на ускорителях MITE и HYDROMITE (2 МВ, 400 кА, 35 нс), в линии длиной 6 м с магнитной самоизоляцией с помощью цилиндров Фарадея, установленных на диоде, а также пролетного спектрометра обнаружены токи утечки отрицательно заряженных ионов (H^-, H_2^-, C^-, O^-, O_2^-). Хотя плотность тока в экспериментах достигала высоких значений (50 А/см^2), области эмиссии ионных утечек были локализованы в линии и не приводили к значительным потерям. Последние зависели от расстояния вдоль линии и определялись условиями формирования катодной плазмы (скоростью изменения электрического поля, амплитудой предвестника напряжения и напряженностью электрического поля).

§ 23.4. ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНИЙ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ

23.4.1. ТРАНСПОРТИРОВКА ЭНЕРГИИ

Магнитоизолированные вакуумные линии широко применяются как транспортирующие элементы прежде всего в крупнейших термоядерных установках АНГАРА-5, PBFA-I и PBFA-II [37—39]. Электромагнитная энергия с суммарной мощностью до 10^{14} Вт от модульных генераторов электрических импульсов передается в этих установках по вакуумным линиям к диоду или лайнеру. Наименее прочным элементом является диэлектрическая диафрагма, отделяющая вакуумную область МИВЛ от генератора. Для пробойной напряженности электрическое поле $E \approx 10^5$ В/см, плотность мощности $q = 0{,}25 \cdot 10^8$ Вт/см^2, что на шесть-семь порядков меньше плотности потока энергии, необходимой для инициирования микровзрыва. Плотность мощности можно увеличить на пять порядков до 10^{12} Вт/см^2, если использовать МИВЛ для концентрации и передачи энергии. Дальнейшее увеличение может быть достигнуто в различных подходах инерциального синтеза: или в результате фокусировки ионного (электронного) пучка, или обжатия лайнера. В экспериментах, выполненных с линиями в квазистационарном и волновом режимах при напряжениях до 10 МВ, достигнуты рекордные значения передаваемой мощности 10^{12} Вт. Эффективность транспортировки электромагнитной энергии для практически важных диапазонов линий $l = 5$—10 м, напряжений 2—3 МВ и длительностей импульсов 100 нс и выше 80 %.

В связи с тем, что в крупных термоядерных установках принята модульная компоновка, возникает задача объединения МИВЛ отдельных генераторов. Для концентрации энергии в этих установках применяются трехмерные концентраторы, использующие явление магнитной изоляции. Несинхронность работы отдельных модулей (генераторов) может приводить к снижению эффективности передачи энергии к нагрузке из-за увеличения длительности импульса и нарушения магнитной изоляции. В работе [40] для рассмотрения указанных эффектов проведены расчеты транспортировки энергии в многоканальном концентраторе, состоящем из восьми параллельно включенных МИВЛ ($\rho = 4$ Ом, $l = 1{,}6$ м), с учетом несинхронного срабатывания модулей. Несинхронность моделировалась тем, что один из восьми генераторов отставал от других на 20 нс. Из результатов расчетов, выполненных для импульса напряжения 1,2 МВ длительностью 80 нс, следует, что появляется переполюсовка тока в МИВЛ на выходе отставшего генератора, сопровождающаяся существенным увеличением электронных токов утечки, а также перераспределением областей энерговыделения в линии (рис. 23.15). Если в случае одновременного

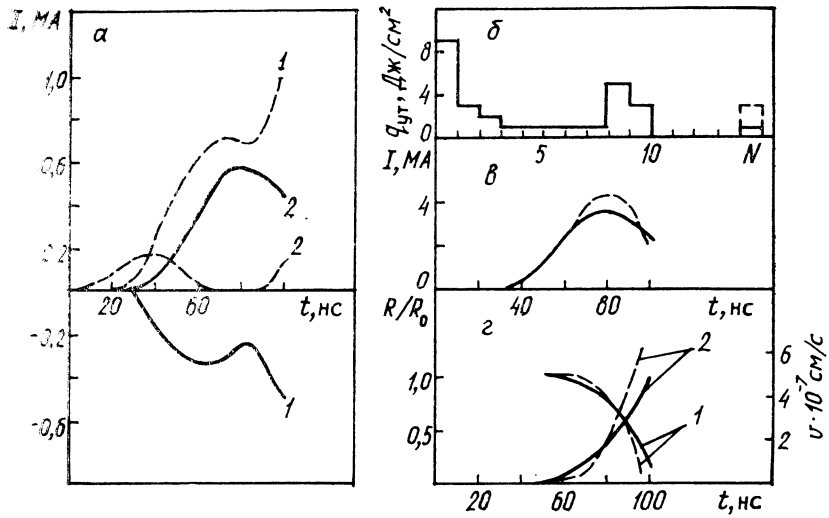


Рис. 23.15. Численные расчеты восьмиканального концентратора.

а — зависимость тока на выходе линии (*сплошная линия*) и полного тока утечки (*штриховая*) от времени: кривые *1* относятся к отставшему генератору (Δt=20 нс), кривые *2* — к одному из семи генераторов, одновременно сработавших; *б* — распределение энерговклада *q* на аноде вдоль линии; *в* — зависимость тока через лайнер *I* от времени; *в, г* — *штриховые кривые* относятся к синхронной работе, *сплошные* — к случаю, когда один из модулей отстал на 20 нс

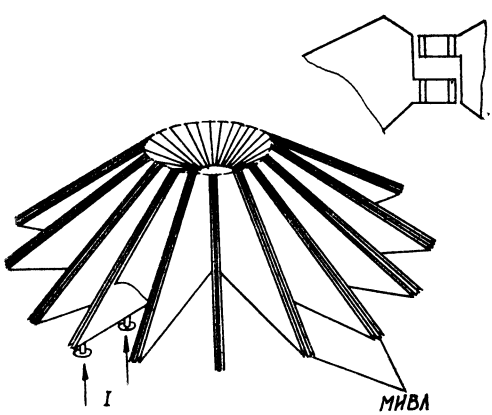


Рис. 23.16. Трехмерный концентратор с магнитной самоизоляцией, с параллельным объединением МИВЛ на его выходе (схема в верхней части рисунка)

срабатывания область максимального энерговклада локализована вблизи нагрузки, то при несинхронном срабатывании в МВЛ отставшего генератора появляется значительное дополнительное энерговыделение в начале линии. Запаздывание в срабатывании одного из генераторов относительно остальных приводит к образованию областей с низкой напряженностью магнитного поля, в которых возникают значительные потери. При этом, если в ранние моменты область находится в начале МИВЛ отставшего генератора, то со временем вследствие роста тока в линии она перемещается к нагрузке. Из-за несинхронности срабатывания генераторов полные потери в линиях увеличивались на 50 % по сравнению со случаем их одновременного включения.

В зависимости от вида соединения МИВЛ концентратор позволяет получать высокие токи или напряжения. Для индуктивной нагрузки (лайнера) получение токов $I \leqslant 1$ МА достигается в результате применения низкоомных установок с низкоиндуктивным вакуумным концентратором. Для уменьшения индуктивности можно использовать трехмерную систему подвода энергии на основе параллельно включенных полосковых линий. На модуле установки АНГАРА-5 в режиме с выходным сопротивлением $\rho = 0{,}04$ Ом для передачи энергии от генератора использовался трехмерный концентратор энергии [33, 41], представляющий собой 16 неоднородных трехполосковых МИВЛ (рис. 23.16). К центральным электродам МИВЛ подводился импульс напряжения отрицательной полярности до 150 кВ со временем нарастания 70 нс. В конце линии параллельно подсоединялись к дисковым токосборникам, где устанавливался лайнер. Средний межэлектродный зазор в линиях составлял 0,5 см, максимальная напряженность электрического поля достигала 0,5 МВ/см. Выбранная геометрия и использование магнитной самоизоляции позволили снизить индуктивность концентратора примерно до 1 нГн. Применение концентратора дало возможность свести энергию с диаметра 1,2 м к лайнеру размером 1 см, т. е. увеличить плотность потока энергии в 10^4 раз и получить ток в нагрузке, превышающий 3 МА.

На установке PROTO-II ($\rho = 0{,}125$ Ом, $t_и = 50$ нс, $U = 1{,}1$ МВ) [42] для подвода энергии от генератора к лайнеру применялась вакуумная неоднородная сходящаяся дисковая линия с магнитной изоляцией диаметром 36 см. Межэлектродный зазор в ней уменьшался от 18 мм у диэлектрической диафрагмы до 3 мм вблизи лайнерной нагрузки. Низкая индуктивность вакуумного диода (8,4 нГн) позволила получить ток в лайнерных экспериментах до 5 МА. Высокие напряженности в вакуумном промежутке линий обеспечили пропускание без потерь электрической мощности тераваттного диапазона.

На установке PBFA-I продемонстрирована возможность различного типа объединения МИВЛ [39]. В первом варианте для

получения больших токов центральные и внешние электроды 36 коаксиальных МИВЛ подсоединялись к разным электродам дисковой линии. Центральные электроды МИВЛ имели одинаковую полярность. Во втором случае к разным электродам дисковой линии подсоединялись центральные электроды МИВЛ одинаковой полярности, при этом одна часть МИВЛ заряжалась до +2 МВ, а другая — до 2 МВ, так что полное напряжение между электродами дисковой линии составляло 4 МВ. Высокие напряжения требуются для реализации ионного управляемого термоядерного синтеза, генерации рентгеновского излучения.

Для получения токов мегаамперного уровня на установках BLACK JACK 5′ и HYDROMITE реализована схема с двусторонним подводом энергии к диоду [43, 44]. Внешний и внутренний электроды служат анодами, а промежуточный — катодом. Аноды соединялись через отверстия в катоде. Выбранная конфигурация подвода энергии позволяла получить кольцевые электронные пучки с током до 3 МА. Потери тока до 30 %, наблюдаемые в переходе от коаксиальной линии к трикоаксиальной, могут быть связаны с дрейфом электронов из-за наличия градиента магнитного поля и с возмущениями электронного потока в переходе.

В экспериментах, выполненных на установке МСМ ($U=350$ кВ, $I=170$ кА, $t_и=60$ нс) [42] аналогичной геометрии, удалось пропустить ток через переход с эффективностью, превышающей 90 %; при этом токи во внешнем и внутреннем коаксиалах практически совпадали при изменении импеданса от 1 до 5 Ом. Диод состоял из цилиндрического внутреннего катода *5* и двух коаксиальных анодов *3*, которые замыкались торцовым анодом *6* (рис. 23.17). Внешний анод коническим переходом *8* с четырьмя отверстиями соединялся с внутренним анодом. Цилиндрический катод диаметром 10 см до перехода соединялся с цилиндрическим катодом после перехода трубками *9* диаметром 1 см. Диаметры внешнего и внутреннего анодов составляли соответственно 12 и 8 см.

23.4.2. НАКОПЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ

Для осуществления инерционного УТС необходимо получать электрические импульсы малой длительности с коротким фронтом (около 10 нс) и высокой мощностью. Кроме того, реализация ионного УТС требует формирования коротких импульсов напряжения, достигающих нескольких десятков мегавольт. В применяемых емкостных импульсных генераторах время нарастания импульса и мощность ограничены индуктивностью и размером выходного изолятора. Кроме того, эти генераторы обладают значительным предымпульсом. В последние годы интерес исследователей привлекли плазменные размыка-

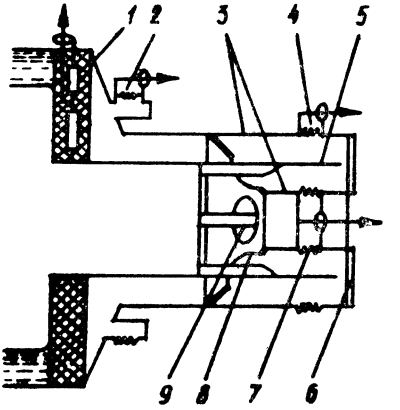


Рис. 23.17. Схема эксперимента с двусторонним подводом энергии к диоду:

1 — делитель напряжения, *2* — шунт входного тока, *3* — внешний и внутренний аноды, *4, 7* — шунты выходных токов, *5* — цилиндрический катод, *6* — торцовый анод, *8* — конический переход, *9* — катодные трубки

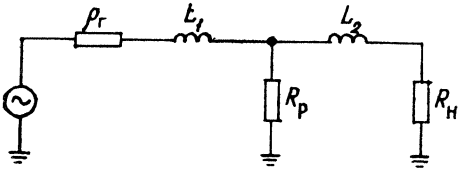


Рис. 23.18. Электрическая схема линии с плазменным размыкателем ($\rho_г$ — внутреннее сопротивление генератора, L_1, L_2 — накопительная индуктивность и индуктивность, $R_р$, $R_н$ — сопротивления размыкателя и нагрузки)

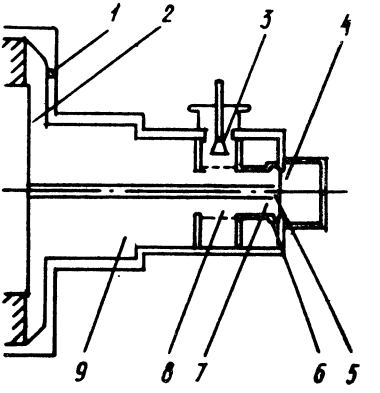


Рис. 23.19. Схема эксперимента:

1 и *6* — датчики тока, *2* — генератор, *3* — плазменный инжектор, *4* — анод, *5* — диод, *7* — катод, *8* — секция с плазменным размыкателем, *9* — накопительная линия

тели, позволяющие подавлять предымпульсы и существенно уменьшать время нарастания импульса. Плазменный размыкатель с индуктивным накопителем позволяет добиться обострения мощности и увеличения напряжения, а также осуществить компрессию импульса. Отметим еще одно важное применение плазменных размыкателей в многомодульных установках, предназначенных для УТС,— использование в целях устранения разброса момента срабатывания отдельных генераторов.

Анализ работы линии с магнитной самоизоляцией с плазменным размыкателем, выполненный на основе работы индуктивного накопителя [43], показывает, что для получения сжатия импульса и увеличения мощности с разумной передачей энергии в нагрузку, необходимо выполнить условия $R_р \gg R_н \gg \rho_г$ $L_2 \gg L_1$ (рис. 23.18). При этом компрессия импульса определяется отношением $t_и/t_н \approx (\rho_г + R_н)/\rho_г$ ($t_и$ и $t_н$ — длительности импульсов тока генератора и тока в нагрузке после момента мгновенного увеличения $R_р$), а передний фронт тока в нагрузке тем круче, чем меньше L_2 и больше $R_р$. Наибольшее отношение P/P_0 мощности, подведенной к нагрузке P, к мощности $P_0 = U_0^2/4\rho_г$, передаваемой генератором в согласованную нагрузку ($\rho_г = R_н$) без использования размыкателя, увеличивается линейно с $R_н/\rho_г$, т. е. для достижения высоких значений P/P_0 необходимо, чтобы сопротивление нагрузки было больше, чем внутреннее сопротивление генератора. Время нарастания импульса в нагрузке при мгновенном размыкании $t_н \sim L_2/R_р$. Если время разрыва плазмы в размыкателе $t_р$ конечно, то фронт будет определяться бóльшим из двух значений $t_ф$ или $t_р$.

Первые эксперименты, в которых продемонстрировано уменьшение длительности импульса и увеличение мощности на нагрузке, выполнены на установке GAMBLE-I ($\rho_г = 2$ Ом, $U = 1$ МВ, $t = 60$ нс) [44] (рис. 23.19). К генератору *2* подсоединялась вакуумная накопительная линия *9* длиной 40 см и волновым сопротивлением 100 Ом, обеспечивающая полную индуктивность 165 нГн. Линия заканчивалась секцией *8*, где устанавливался плазменный размыкатель, представляющий собой три плазменных инжектора *3*, размещенных на расстоянии 12 см от оси линии. Секция с размыкателем *8* через отрезок коаксиальной линии индуктивностью 14 нГн подсоединялась к электронному диоду *5*. Инжекторы *3* создавали углеродную плазму с концентрацией $n_e \approx 10^{13}$ см$^{-3}$, распространяющуюся со скоростью $(5—10)\,10^7$ см/с. На рис. 23.20 приведены осциллограммы токов, текущих через накопительную линию и нагрузку с размыкателем, а также напряжения на секции с размыкателем и без него. Без размыкателя ток 80 кА ограничивался суммарной индуктивностью (около 190 нГн) и сопротивлением нагрузки (примерно 12 Ом). При этом входной и выходной токи имели близкие по форме и значению сигналы. С размыкателем линия действовала подобно индуктивному накопителю. Через 0,5 мкс

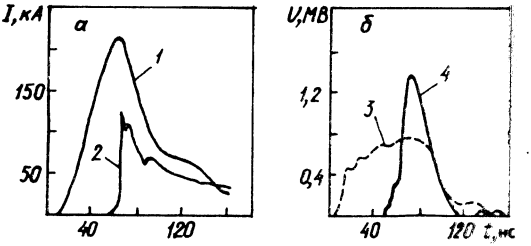


Рис. 23.20. Эксперимент с плазменным размыкателем на установке GAMBLE-I:

а — зависимости тока, измеренного до (*1*) и секции с размыкателем после нее (*2*); *б* — напряжения на секции без размыкателя (*3*) и с размыкателем (*4*) Зазор анод — катод $d=1{,}5$ мм, длина дрейфа $l=3$ мм

после достижения на катоде максимальной плотности плазмы к линии подавался импульс отрицательной полярности 960 кВ. Энергия магнитного поля запасалась в накопительной линии индуктивностью 175 нГн. Ток замыкался через плазму и напряжение на размыкателе первых 50 нс было равно нулю. С момента достижения током максимального значения происходило быстрое размыкание и ток переключался на нагрузку, нарастая в ней за время 6 нс. В отличие от случая без размыкателя напряжение на нагрузке увеличивалось вдвое и достигало 1,4 МВ, длительность на полувысоте уменьшалась в 2 раза и составляла 20 нс. При этом по сравнению с согласованным низкоиндуктивным диодом ($L \approx 30$ нГн) удалось вдвое увеличить и мощность в нагрузке.

С помощью магнитных зондов, установленных в области инжекции плазмы, получено распределение тока в размыкателе в различные моменты. Из измерений следует, что до момента размыкания ток течет по плазме между внешним и внутренним проводниками. Токовый канал уширяется с течением времени, после чего его ширина (около 4 см) на порядок превышает бесстолкновительную толщину скинслоя: $c/\omega_{pe} \sim 0{,}1$ см при $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Размыкание происходит вблизи катода, при этом значительная часть тока течет в плазме и после размыкания.

Следует отметить, что скорость проникновения магнитного поля в плазму на несколько порядков превосходит скорость диффузии поля в плазме. Такое быстрое аномальное проникновение магнитного поля находит объяснение в рамках электронной магнитной гидродинамики [45].

В экспериментах, выполненных на установке GAMBLE-II, при уровне мощности 2,5 ТВт время размыкания было менее 10 нс, а напряжение на нагрузке достигало 4,2 МВ при напряжении на выходе генератора 1 МВ. Мощность в этих экспериментах увеличивалась в 2, длительность импульса уменьшалась в 4 раза [46]. На установках BLACK JACK 4′ [47] продемонстрирована возможность получения тока 3—5 МА с фронтом 15—20 нс в нагрузке при применении плазменных размыкателей.

Описание работы вакуумных накопительных линий для пре-

образования импульсов с длительностью 10^{-6} с в длительность 10^{-7} и меньше дано в разделе 19.5.2 на примере установок МАРИНА и ГИТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brillouin L. Electronic theory of the plane magnetron // Advances in electronics / Ed. by L. Marton. N. Y., 1951. V. 3. P. 85—144.

2. Данилов В. Н. Обобщенный бриллюэновский режим электронных потоков // РЭ. 1963. № 11. С. 1892—1900; О бриллюэновском состоянии двумерного электронного потока // Там же. № 12. С. 2046—2054; К теории бриллюэновских электронных потоков // Там те. 1966. № 11. С. 1994—2007.

3. Воронин В. С., Лебедев А. Н. Теория коаксиального высоковольтного диода с магнитной изоляцией // ЖТФ. 1973. Т. 43, вып. 12. С. 2591—2598.

4. Lovelace R. N., Ott E. Theory of Magnetic Insulation // Phys. Fluids. 1974. V. 17, N 6. P. 1263—1268.

5. Королев В. Д. Вакуумные передающие линии с магнитной изоляцией // Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков / Под ред. Л. И. Рудакова. М., 1990. С. 43—81.

6. Ron A., Mondelli A. A., Rostoker N. Equilibria for Magnetic Insulation // IEEE Trans. Plasma Sci 1973. V. PS-1, N 4. P. 85—93.

7. Гордеев А. В. Магнитная самоизоляция вакуумных коаксиальных линий: [Препринт ИАЭ-3076]. М., 1978.

8. Bernstein B., Smith J. «Aurora», an Electron Accelerator // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1969. V. NS-16, N 3. P. 59—64.

9. Gordeev A. V., Korolev V. D., Sidorov Y. L., Smirnov V. P. Production and Focusing of High-Current Beams of Relativistic Electrons up to High Densities // Ann. Acad. Sci. 1975. V. 251. P. 668—678.

10. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Взрывная эмиссия электронов из металлических острий // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13, вып. 1. С. 7—10.

11. Коломенский А. А., Крастелев Е. Г., Яблоков Б. Н. Измерение тока самоизоляции вакуумных коаксиальных линий // Там же. 1977. Т. 3, вып. 13. С. 603—607.

12. Баранчиков Е. И., Гордеев В. Д., Королев В. Д., Смирнов В. П. Магнитная самоизоляция электронных пучков в вакуумных линиях // ЖЭТФ. 1978. Т. 75, вып. 6(12). С. 2102—2121.

13. Shope S., Poukey J. W., Bergeron K. D. et al. Self-Magnetic Insulation in Vacuum for Coaxcial Geometry // J. Appl. Phys. 1978. V. 49, N 7. P. 3675—3678.

14. Smith I. D., Champney P. D'A., Creedon J. M. Magnetic insulation // Proceeding IEEE International pulsar power conference. Lubbock, 1976, 9—11 november. P. 11—18 / Пер. в кн.: Импульсные системы большой мощности. Под ред. Э. И. Асиновского. М.: Мир, 1981. С. 176—183.

15. Головин Г. Т., Гордеев А. В., Королев В. Д. и др. Численные расчеты стационарных режимов магнитной самоизоляции вакуумных линий // ПМТФ. 1983. № 5(141). С. 31—37.

16. Гордеев А. В. Теория магнитной изоляции // Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков / Под ред. Л. И. Рудакова. М., 1990. С. 81—122.

17. Аранчук Л. Е., Баранчиков Е. И., Гордеев А. В. и др. Исследование линий магнитной самоизоляции в присутствии ионных утечек // ЖТФ. 1989. Т. 59, № 2. С. 142—151.

18. Баранчиков Е. И., Гордеев А. В., Королев В. Д., Смирнов В. П. Транспортировка и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков в коаксиальных линиях с магнитной самоизоляцией // II. Симпозиум по коллективным методам ускорения. Дубна, 1977. С. 271—274.

19. Баранчиков Е. И., Гордеев А. В., Королев В. Д., Смир-

нов В. П. Волновой режим магнитной самоизоляции в вакуумной линии // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, вып. 3. С. 106—110.
20. Voronin V. S., Kolomensky A. A., Krastelyev E. G. et al. Energy transport in magnetically insulated vacuum lines // Proceeding 3-rd International topical conference high power electron and ion beam. Novosibirsk, 1979. V. 2. P. 593—602.
21. Di Capua M. S., Pellinen D. G. Propagation of Power Pulses in Magnetically Insulated Vacuum Transmission Lines // J. Appl. Phys. 1979. V. 50, N 5. P. 3713—3720.
22. VanDevender J. P. Long Self-Magnetically Insulated Power Transport Experiments // Ibid. 1979. V. 50, N 6. P. 3928—3934.
23. DiCapua M. S., Pellinen D., Champney P. D., McDaniel D. Magnetic insulation in triplate vacuum tranmission lines // 2-nd International conference high power electron and ion beams. Ithaca, USA. 1977. V. 2. P. 781—792.
24. Катаев И. Г. Ударные электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1963.
25. Айрапетов А. Ш., Крастелев Е. Г., Яблоков Б. Н. Работа вакуумной передающей линии с подмагничиванием // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 7. С. 1548—1550.
26. Woodal H. N., Stinnett R. W. Injector losses on MITE / 5-th IEEE pulsed power conference Arlington. Virginia, 1985. Pt 3. P. 499—501.
27. Stinnett R. W., Woodall H. N. Kinetic loss experiments on MITE // Ibid. P. 503—506.
28. Crow J. T., Peterson G. D. Recovery of Electron Sheath in Magnetically Self-Insulated Transmission Lines // IEEE Trans. Plasma Sci. 1983 V. PS-11, N 3. P. 219—222.
29. Гордеев А. В., Заживихин В. В. Распространение мощного электромагнитного импульса по сходящейся конической передающей линии // Вопр. атом. науки и техн. Сер. Термоядерный синтез. 1979. Вып. 2(4). С. 91—106; Об отражении нелинейной волны в коаксиальных линиях для различных равновесий // Там же. 1982. Вып. 1(9). С. 55—60.
30. Stinnett R. W., Allen G. R., Davis H. P. et al. Cathode Plasma Formation in Magnetically Insulated Transmission Lines // IEEE Trans. Electr. Insul. 1985. V. EL-20, N 4. P. 807—809.
31. Stinnett R. W., Palmer M. A., Spielman R. B., Bengtson R. Small Gap. Experiments in Magnetically Insulated Transmission Lines // IEEE Trans. Plasma Sci. 1983. V. PS-11, N 3. P. 216—219.
32. Aranchuck L. E., Baranchikov E. I., Gordeev A. V. et al. Production and focusing of E-beam with the converging vacuum lines // Proceeding 3-rd International topical conference high power electron and ion beam. Novosibirsk, 1979. V. 2. P. 607—616.
33. Гордеев Е. М., Ликсонов В. И., Тулупов М. В., Черненко А. С. Эффекты локального плазмообразования при концентрации энергии в экспериментах на установке «Модуль А5-1» // Физика плазмы. 1983. Т. 19, вып. 9. С. 1101—1109.
34. Sincerny P., DiCapua M., Stingfield M. et al. The limit of power flow along a high-power MITL // Proceeding 5-th International conference high power particle beams. San Francisco, 1983. P. 267—271.
35. Waisman E., Chapman M. Vacuum Transition Lines in the Presence of Resistive Cathode Plasma // J. Appl. Phys. 1982. V. 53, N 1. P. 724—730.
36. Королев В. Д., Смирнов В. П., Тулупов М. В. и др. Формирование плазменных потоков в сильноточных диодах // ДАН СССР. 1983. Т. 270, № 5. С. 1109—1112.
37. Альбиков З. А., Велихов Е. П., Веретенников А. И. и др. Ускорительный комплекс АНГАРА5-1 // Атом. энергия. 1990. Т. 68, вып. 1.
38. Агафонов А. В., Лебедев А. Н., Орлов Д. Б. Генерация отрицательных ионов в диоде с магнитной изоляцией // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 20. С. 1258—1262.

39. VanDevender J. P., Stinnett R. W., Anderson R. J. Negative Ion Losses in Magnetically Insulated Vacuum Gaps // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 36, N 4. P. 229—233.
40. Stinnett R. W., Stanley T. Negative Ion Formation in Magnetically Insulated Transmission Lines // J. Appl. Phys. 1982. V. 53, N 5. P. 3819—3823.
41. Turman B. N., Martin T. H., Neau E. L. et al. PBFA-II, a 100 TW pulsed power driver for the inertial confinement fusion program // 5-th IEEE Pulsal power conference. Arlington, 1985. P. 155—161.
42. Бабыкин В. М., Гордеев Г. Т., Королев В. Д. Динамика РЭП в сильноточном диоде с ножевым катодом // Физика плазмы. 1991. Т. 17, вып. 9. С. 1102—1110.
43. Ware K., Loter N., Montgomery M. et al. Source development on Black Jack 5 // Proceeding V-th IEEE pulsed power conference. Arlington, 1985. P 118—121.
44. McClenahan C. R., Backstrom R. C., Quintent J. P. et al. Efficient low-impedance high power electron beam diode // Proceeding V-th International topical conference high power electron and ion beam research and technology San Francisco, 1983. P. 147—150.
45. Yonas G. Inertial fusion research using pulsed power drivers // 10-th European conference control. fusion and plasma physic. M., 1981. V. 2. P. 134—138.
46. Булан В. В., Заживихин В. В., Знатоков Е. В. и др. Эффективность транспортировки энергии в многоканальном концентраторе // VI Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1986. Ч. 2. С. 180—182.
47. Боголюбский С. Л., Волкович А. Г., Гордеев Е. М. и др. Обжатие газовой струи на установке «Модуль А5-1» // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 113, вып. 15. С. 901—906.
48. Кингсеп А. С., Губкар К. В., Яньков В. В. Электронная магнитная гидродинамика // Вопросы теории плазмы / Под ред. Б. Б. Кадомцева. М., 1987.
49. Meger R. A., Comisso R. J., Cooprstein G., Goldstein S. A. Vacuum Inductive Story Pulse Compression Experiments on a High Power Accelerator using Plasma Opening Switches // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42(11). P. 943—945.
50. Meger R. A., Boller J. P., Commisso R. J. et al. // Proc. V-th International conference high power particle beams. San Francosco, 1983. P. 330—335.
51. Veber B. V., Boller J. R., Colombant D. C. et al. The NRL plasma erosion opening switch research program // Laser Partic. Beams. 1987. V. 5, Pt. 3. P. 537—548.

Глава 24

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ТРУБКИ

§ 24.1. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Рентгеновское излучение представляет собой электромагнитные колебания в диапазоне приблизительно от 10 до 10^{-5} нм. В технике рентгеновское излучение возбуждается методом бомбардировки твердотельной мишени пучком электронов высокой энергии. В известных современных устройствах для получения мощных рентгеновских импульсов максимальная энергия электронов достигает 15 МэВ, в серийных импульсных аппаратах — 0,1—2,5 МэВ. Проникая внутрь мишени, электроны рассеиваются, т. е. отклоняются от первоначального направления движения и теряют свою энергию. При энергии электронов $W \leqslant 10$ МэВ потери последней электронами складываются из ионизационных и радиационных потерь. Ионизационные обусловлены неупругими столкновениями электронов, бомбардирующих мишень, с ее атомами. Энергия электронов при этом расходуется на возбуждение и ионизацию атомов, а также на возбуждение коллективных плазменных колебаний свободных электронов вещества мишени. При расчете средних ионизационных потерь на единицу длины пути в рамках квантово-механической теории используют известную формулу Бете — Блоха [1].

В каждом отдельном столкновении с атомом электрон затрачивает на ионизацию энергию порядка 10 эВ. Однако возможны акты, в которых потери достигают единиц и десятков килоэлектронвольт. Происходит это тогда, когда электрон пучка, обладающий достаточной энергией, вызывает ионизацию атома мишени в одной из внутренних оболочек. Заполнение образовавшейся вакансии при переходе электрона из внешних оболочек сопровождается испусканием фотона рентгеновского излучения. Энергия фотонов $\varepsilon = \Delta E$, где ΔE — изменение энергии атома, соответствующее этому переходу. Рентгеновское излучение, испускаемое атомом при замещении электронов, удаленных из внутренних оболочек, электронами из внешних оболочек называется характеристическим.

Радиационные потери возникают в результате торможения электронов в кулоновском поле атомных ядер. Торможение — процесс движения с ускорением, а согласно классической электродинамике, ускоренно движущиеся заряженные частицы излучают в окружающее пространство электромагнитные волны. Следовательно, электроны, бомбардирующие мишень, должны терять часть своей энергии в виде электромагнитного излучения. Так возникает тормозное рентгеновское излучение, имеющее непрерывный спектр. Он содержит фотоны различной энергии — от 0 до W_0, где W_0 — начальная кинетическая энергия электрона. Фотон с энергией W_0 характеризуется длиной волны $\lambda_{min}=hc/W_0$, или $\lambda_{min}=hc/eU$ (U — ускоряющая электроны разность потенциалов; e — заряд электрона; h — постоянная Планка). После подстановки числовых значений h, c и e в формулы для λ_{min} имеем

$$\lambda_{min} = 1{,}24/W_0, \quad \lambda_{min} = 1{,}24/U,$$

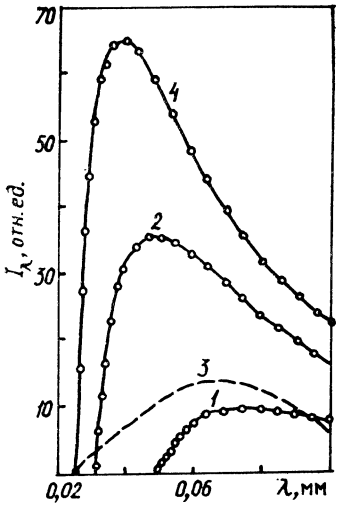
где W_0 выражено в килоэлектронвольтах, U — в киловольтах, λ_{min} — в нанометрах.

С ростом энергии электронов ионизационные потери сначала убывают, затем медленно увеличиваются. Для вольфрамовой мишени минимум потерь соответствует энергии $W \approx 1$ МэВ, для алюминия $W \approx 1{,}5$ МэВ. Радиационные потери практически не зависят от энергии электронов в области $W < m_0c^2$ и монотонно увеличиваются с ростом W в области большой энергии.

Итак, при бомбардировке мишени пучком ускоренных электронов одновременно возбуждается рентгеновское излучение двух видов — тормозное, имеющее непрерывный спектр, и характеристическое — с линейчатым спектром. Природа их возникновения принципиально различна: тормозное излучение испускают сами бомбардирующие электроны, характеристическое — ионизированные во внутренних оболочках атомы мишени при возвращении в нормальное состояние.

При большой энергии электронов мощность (поток) тормозного излучения существенно больше, чем характеристического. Поэтому об импульсном аппарате можно говорить как об источнике мощных импульсов тормозного излучения. Однако подбором условий эксперимента (ускорения электронов до сравнительно небольшой энергии, использования легкоатомных мишеней, фильтрации излучения) можно добиться получения более мощных импульсов характеристического излучения, чем импульсы сопутствующего тормозного излучения. Импульсное характеристическое излучение используют в технике, в частности, при проведении рентгеноструктурных исследований.

Для получения тормозного излучения применяют массивные и тонкие мишени. Массивной считают мишень, в которой кинетическая энергия электронов поглощается полностью или почти полностью, в отличие от тонкой мишени, при прохождении через



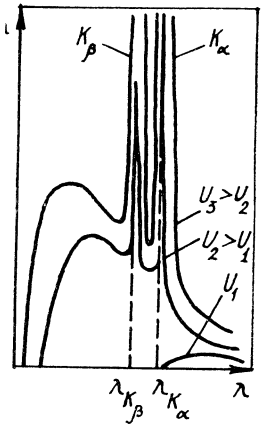


Рис 24.1. Зависимость спектральной интенсивности от длины волны при различном напряжении, ускоряющем электроны.
U, кВ: *1* — 24,6; *2* — 39,3; *3* — 45,0; *4* — 49,0

Рис 24 2. Зависимость спектральной интенсивности рентгеновского излучения от длины волны при различных значениях ускоряющего напряжения

которую электрон теряет ничтожно малую часть энергии. В тонкой мишени процессы нерадиационного торможения и многократного рассеяния практически не происходят. Мишени промышленных рентгеновских трубок, в том числе и импульсных, относят к разряду массивных. На рис. 24.1 показана зависимость спектральной интенсивности от длины для массивной мишени. Кривые получены при исправлении экспериментальных спектральных кривых узкого пучка, вышедшего из массивной вольфрамовой мишени под углом 9°, к ее поверхности. Были введены поправки на ослабление излучения в мишени (так называемое самопоглощение), зависящее от направления выхода пучка и материала мишени, на ослабление в стенках вакуумной оболочки рентгеновской трубки и т. д. Показана также одна из экспериментальных т. е. неисправленных, кривых (штриховая линия).

С увеличением ускоряющего напряжения интенсивность излучения с данной длиной волны в спектре возрастает. Одновременно изменяется и спектральный состав излучения — спектр смещается в сторону коротких волн.

При исследовании спектрального состава излучения при различном ускоряющем напряжении выявлено, что при некотором значении U на фоне непрерывного спектра появляется ряд острых пиков (рис. 24.2). Длины волн $\lambda_{K\alpha}$ и $\lambda_{K\beta}$, соответствующие

этим пикам, не зависят от напряжения и определяются только порядковым номером материала мишени Z. Таким образом, излучение с указанными длинами волн свойственно материалу мишени. Это излучение и называется характеристическим. На рис. 24.2 показана лишь часть характеристического спектра, называемая K-серией. Полный спектр тяжелых мишений содержит большое число линий, которые группируются в несколько серий, обозначаемых K, L, M, ... и т. д. Длины волн каждой серии существенно различны. Излучение, имеющее наименьшие длины волн, составляет K-серию; излучение L-серии более длинноволновое и т. д. Излучение каждой серии возникает тогда, когда напряжение, ускоряющее электроны, достигает значения, называемого потенциалом возбуждения. Например, потенциал возбуждения K-серии меди $U_{K\mathrm{Cu}} \approx 9$ кВ, вольфрама $U_{K\mathrm{W}} \approx 70$ кВ. При $U > U_K$ у данного элемента оказываются возбужденными все возможные серии характеристического излучения.

§ 24.2. ТРУБКИ С НЕРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В современной импульсной рентгеновской аппаратуре применяют, как правило, отпаянные двухэлектродные трубки с холодным катодом. Функцию мишени в импульсных диодах выполняет анод. Для генерирования излучения используют также трубки с выпуском пучка электронов в атмосферу. Тормозная мишень в этом случае находится снаружи. В отечественных импульсных рентгеновских аппаратах, выпускаемых промышленностью, используют рентгеновские трубки с взрывоэмиссионными катодами (ВЭК) [2, 3]. Рассмотрим подробнее конструкцию таких трубок.

Импульсные трубки имеют коаксиальную или плоскую систему электродов. Приборы коаксиального типа изготавливают с анодом конической формы, который для получения интенсивного тормозного излучения делают из вольфрама. Обычно используют вольфрамовый пруток диаметром 3—8 мм. Угол заточки конуса составляет 10°—30°, радиус закругления вершины — 0,5—1 мм. В трубках плоской конструкции применяют прострельные аноды в виде тонких пластин из вольфрама, тантала и других тяжелоатомных металлов. Промышленные импульсные трубки с ВЭК выполняют с вольфрамовыми или танталовыми лезвийными катодами. Такие катоды представляют собой одну или несколько шайб, одну или несколько соосно расположенных трубочек с острыми кромками, ленту, свернутую в спираль, и т. д. Эмиссия электронов возникает при взрыве кромки лезвия под действием тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) большой плотности. Изоляционную часть вакуумной оболочки импульсных трубок изготавливают из стекла с высокими

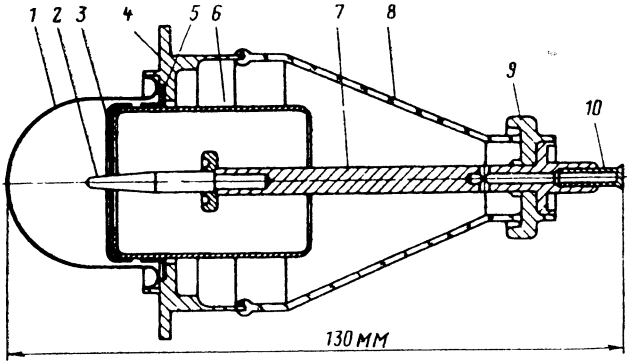


Рис. 24.3. Схема импульсной рентгеновской трубки ИМА5-320Д.
Пояснения в тексте

диэлектрическими свойствами или керамики. В серийных отечественных трубках ее выполняют из стекол молибденовой группы (С 52-1 и др). Давление остаточных газов в отпаянных трубках составляет 10^{-4} — 10^{-5} Па.

Одним из основных параметров рентгеновских трубок является размер источника излучения — фокусного пятна. Действительным фокусным пятном трубки называют участок поверхности анода (мишени), на котором тормозятся электроны. Чем больше его площадь, тем меньше при прочих равных условиях нагрев анода. Проекцию действительного фокусного пятна в направлении оси рабочего пучка излучения на плоскость, ортогональную этой оси, называют эффективным фокусным пятном, или просто фокусным пятном. От его размера зависит геометрическая нерезкость границ теневого изображения, формируемого в пучке излучения при его прохождении через исследуемый объект. Для получения резко очерченного изображения необходимо использовать трубку с острым (т. е. малых размеров) эффективным фокусным пятном. Острое фокусное пятно относительно просто может быть обеспечено при использовании в трубке конического анода [4]. На рис. 24.3 приведена схема импульсной рентгеновской трубки с ВЭК коаксиальной конструкции на напряжение 320 кВ типа ИМА5-320Д, предназначенной для промышленного просвечивания материалов. Трубку используют в аппаратах МИРА-3Д. Лезвийный катод *3* в виде шайбы изготовлен из вольфрамовой фольги толщиной 20 мкм. Внутренняя кромка шайбы служит эмиттирующей поверхностью катода. Анод *2* выполнен из вольфрамового прутка диаметром 4 мм, заточенного на конус. Угол при вершине конуса 14°, радиус закругления вершины 0,6 мм. Расстояние между катодом и анодом 2,7 мм. Анод припаян к стальному стержню-выводу *7*, соединенному с малым фланцем *9*. Большой фланец *4* электри-

чески соединен с катодом. К этому фланцу приварено выходное окно *1*, изготовленное из ковара толщиной 0,2 мм и имеющее форму полусферического купола. Благодаря такой форме окна трубка пригодна для проведения панорамного просвечивания полых объектов. Стальной экран *6*, на котором непосредственно укреплен катод, жестко соединен с большим фланцем с помощью кольца *5*. Основное значение экрана — препятствовать осаждению на стеклянный изолятор *8* паров вольфрама, образующихся при разряде в трубке. Трубка откачивается через штенгель *10* — тонкостенную медную трубочку. Рабочая среда трубки — трансформаторное масло.

В трубке ИМА6-Д на напряжение 100 кВ [5], предназначенной для направленного просвечивания объектов и имеющей аналогичную конструкцию, используют плоское выходное окно, выполненное из пластины бериллия толщиной 1 мм. Бериллий характеризуется малым коэффициентом ослабления для длинноволнового излучения (табл. 24.1), поэтому такое окно слабо фильтрует излучение трубки. Например, длинноволновая составляющая излучения с энергией фотонов $W=5$ кэВ ослабляется приблизительно в 2 раза. Стеклянное окно такой же толщины практически полностью поглощает излучение с $W=$ $=<(10—12)$ кэВ. Благодаря относительно небольшому рабочему напряжению и наличию в трубке бериллиевого окна, с ее помощью можно получить высококонтрастные снимки изделий из алюминия, пластмассы и других легкоатомных материалов. Трубку применяют в аппаратуре для медицинской диагностики. Для трубок с коническим анодом [2] характерно малое расстояние между анодом и катодом, который выполнен в виде шайбы из никеля. Оно составляет 1,5—3 мм. Трубки устойчиво работают при напряжении 100—200 кВ и характеризуются малым размером эффективного фокусного пятна — 0,4 мм.

Фирма CGR (Франция) выпускает импульсные трубки на различное напряжение — от 200 до 2000 кВ — с коническим анодом и лезвийным катодом, выполненным из нескольких тонких пластинок, эмиттирующая кромка которых имеет радиус закругления 5 мкм. Пластинки укреплены внутри охватывающего анод цилиндрического крана нормально к его поверхности.

В последние годы импульсное рентгеновское излучение используют для исследования структуры кристаллических тел. Для рентгеноструктурных экспериментов в большинстве случаев требуется монохроматическое излучение. Обычно используют практически однородное характеристическое K-излучение рентгеновской трубки или его K_α-линию, которую выделяют, например, с помощью селективно-поглощающего фильтра. В основе рентгеноструктурного анализа лежит явление когерентного рассеяния излучения исследуемым объектом. Поскольку оно испытывает длинноволновое излучение, то характеристическое излучение импульсной рентгеновской трубки для структурного

Таблица 24.1

μ/ρ, см²/г	W, кэВ	μ/ρ, см²/г	W, кэВ
72,81	2	0,289	15
20,51	3	0,218	20
4,072	5	0,178	30
1,021	8	0,155	50
0,589	10	—	—

Таблица 24.2

Параметр	ИМА2-150Д	ИМА-320Д	ИМА-6	ИМА-7	ИА6
Амплитуда напряжения, кВ	150—200	320	100	600	1000
Диаметр эффективного фокусного пятна, мм	2,3—3,0	2,3—3,0	2,1—2,8	5—6	4,6—6,0
Частота следования импульсов, c^{-1}, не более	50	15	—	—	—
Длина, мм	40	120	60	230	220
Диаметр, мм	30	62	38	73	85
Масса, г	60	200	70	900	600

Таблица 24.3

W_0, МэВ	$R \cdot 10^{-2}$, г/см²		
	Be	Al	Ti
0,05	0,521	0,571	0,652
0,10	1,73	1,86	2,10
0,15	3,42	3,64	4,09
0,20	5,45	5,77	6,46
0,30	10,1	10,8	12,0
0,40	15,7	16,4	18,2
0,50	21,5	22,4	24,8
0,60	27,7	28,7	31,7
0,80	40,5	41,7	45,9
1,00	53,7	55,1	60,4

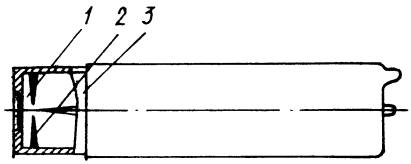
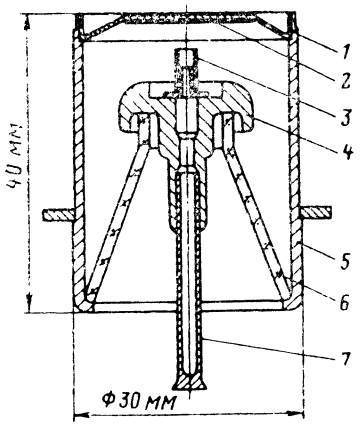


Рис. 24.4. Конструкция острофокусной импульсной трубки для кристаллографических исследований.
Пояснения в тексте

анализа должно быть длинноволновым. Его можно получить, если анод трубки изготовить из материала с относительно небольшим порядковым номером, например из меди или молибдена. На рис. 24.4 схематически изображена конструкция импульсной острофокусной трубки с коническим медным анодом [6] для кристаллографических и других исследований, связанных с применением характеристического излучения меди. Ее катод *2* выполнен в виде шайбы с заостренной кромкой. Принципиальная особенность трубки — наличие тонкого (125 мкм) бериллиевого выходного окна *1*, расположенного на небольшом расстоянии от вершины анода *3*. Окно пропускает характеристическое излучение *K*-серии меди ($W \approx 8$ кэВ) с ничтожным ослаблением. Благодаря небольшому зазору между окном и анодом трубки исследуемый объект может быть расположен близко к ее действительному фокусному пятну. Сокращение расстояния между объектом и фокусным пятном увеличивает интенсивность падающего на объект излучения. Для анализа структуры кристаллов по методу Лауэ применяют трубку с вольфрамовым анодом.

Импульсные трубки плоской конструкции характеризуются, как правило, большим размером фокусного пятна. Однако они могут быть и острофокусными. Примером может служить малогабаритная острофокусная трубка с лезвийным катодом ИМА2-150Д (рис. 24.5) для просвечивания материалов. Трубку используют в аппарате МИРА-2Д. Катод *3* выполнен из вольфрамовой трубки диаметром 2 мм с толщиной стенки 0,2 мм и установлен на грибовидном электроде *4*, предназначенном для защиты стеклянной изоляционной части *6* вакуумной оболочки от конденсации на ней паров металла и крепления штенгеля *7*. К металлическому корпусу *5* припаяно выходное окно *1* из ковара толщиной 0,2 мм. Прострельный вольфрамовый анод *2* толщиной 0,02 мм приварен непосредственно к выходному окну. Расстояние между катодом и анодом 4,5 мм.

Существенной особенностью трубок с прострельным анодом, обычно заземленным, является возможность размещения исследуемого объекта вплотную у выходного окна, т. е. на расстоянии от фокусного пятна в десятые доли миллиметра. В табл. 24.2 приведены параметры описанных и некоторых других типов промышленных импульсных трубок отечественного производства. Трубки (кроме ИМА2-150Д) имеют конический анод. Во всех перечисленных приборах используют лезвийные катоды.



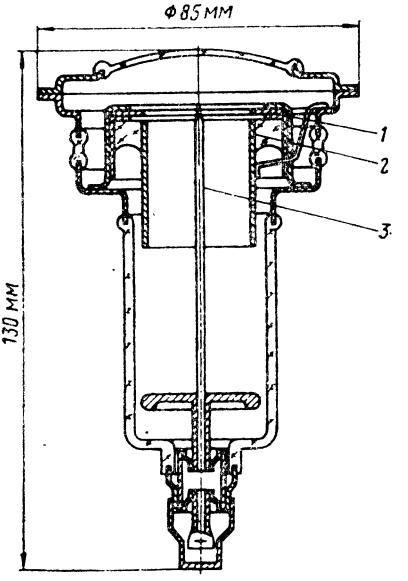


Рис. 24.5. Схема импульсной трубки плоской конструкции ИМА2-150Д.
Пояснения в тексте

Рис. 24.6. Конструкция импульсной трехэлектродной трубки.
Пояснения в тексте

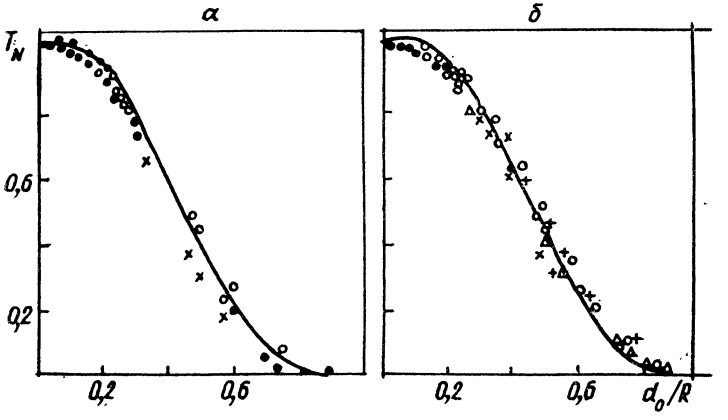


Рис. 24.7. Зависимость коэффициента прохождения электронов разной энергии через алюминиевую фольгу от ее относительной толщины.
W_0, МэВ: *а* — 0,5; *б* — 1,0; *точки* — результаты измерений [2]

В некоторых импульсных рентгеновских аппаратах (в основном несерийных лабораторного типа) применяют трехэлектродные трубки с холодным катодом. Третий, управляющий, или поджигающий, электрод расположен на небольшом расстоянии от катода. При подаче на этот электрод управляющего импульса напряжения относительно небольшой амплитуды между ним и катодом возникает вспомогательный разряд, инициирующий разряд в высоковольтной анодной цепи. При введении третьего электрода можно понизить анодное напряжение трубки и управлять моментом возникновения рентгеновской вспышки и синхронизировать ее появление с соответствующей фазой исследуемого процесса. Повышается стабильность параметров вспышки (интенсивность, спектральный состав, длительность) в периодическом режиме работы. Сдвигая моменты подачи импульсов на управляющий электрод и анод относительно друг друга, можно регулировать ток в трубке [2].

Вместе с тем трехэлектродные трубки имеют некоторые недостатки. Процесс извлечения электронов из плазмы вспомогательного разряда к аноду в этих приборах характеризуется малой эффективностью. Недостаточен ресурс их системы поджига. Схема питания трехэлектродных трубок существенно сложнее, чем двухэлектродных. Конструкция трубки с управляющим электродом [7] показана на рис. 24.6. Конический анод *3* выполнен из вольфрамового прутка диаметром 2 мм. Вольфрамовый катод *1* имеет форму шайбы с заостренной внутренней кромкой. Цилиндрический управляющий электрод *2* отделяется от катода либо вакуумным промежутком толщиной 30—40 мкм, либо тонкой (30—70 мкм) диэлектрической прокладкой. В последнем случае для управления трубкой требуется небольшое напряжение — порядка 3—5 кВ. Максимальное анодное напряжение трубки 250 кВ.

При замене прострельного анода в импульсной трубке окном из вакуумноплотной фольги пучок электронов можно вывести наружу. Выпускные окна изготавливают из бериллия, алюминия, титана, нержавеющей стали и других материалов. Для получения рентгеновских вспышек введенный пучок электронов направляется на внешнюю тормозную мишень. В некоторых устройствах для уменьшения тепловой нагрузки на окно из трубки выводится достаточно широкий пучок, который затем фокусируется магнитными линзами до требуемого свечения на поверхности мишени. На рис. 24.7 представлена зависимость коэффициентов прохождения моноэнергетических электронов различной энергии через алюминиевую фольгу от ее относительной толщины d_0/R при нормальном падении пучка. Кривые получены расчетом по методу Монте-Карло [2]. В табл. 24.3 приведены значения пробега электронов разной энергии в соответствующих материалах.

Конструкция трубок с выпуском пучка электронов анало-

гична конструкции трубок с прострельным анодом. Однако иногда применяют специальные меры для расширения выводимого пучка. Примером может служить трубка, используемая в установке ЭЛИНА-5 [8]. Ее катодом служат три коаксиальных цилиндра, свернутых из танталовой фольги толщиной 50 мкм, анодом — сетка из параллельных молибденовых проволок, расположенных на расстоянии 10 мм от эмиттирующих кромок катодных цилиндров. Полученный за счет взрывной эмиссии пучок электронов, проходя через сетчатый анод и попадая в свободное от электрического поля пространство между анодом и выпускным окном, дефокусируется. Это способствует уменьшению нагрева окна, выполненного из танталовой фольги.

Выпускное окно трубки типа ИМА-8 на 600 кВ состоит из двух тонких фольг в виде дисков, расположенных с промежутками 3 мм. Титановый диск находится на расстоянии 15 мм от катода (два концентрических цилиндра из вольфрамовой фольги) и предназначен для фильтрации низкоэнергетического компонента потоков электронов. Прошедшие сквозь титановую фольгу электроны выпускаются из трубки непосредственно через бериллиевое окно, являющееся элементом ее вакуумной оболочки [2].

В лабораторных импульсных установках применяют разборные трубки, работающие при непрерывной откачке. Такие приборы наряду с очевидными недостатками, связанными с необходимостью использования непрерывной откачки, имеют и важные преимущества перед отпаянными трубками: возможность использовать в трубке очень тонкие окна из разных материалов, в том числе и недопускающих значительный нагрев. Можно осуществить замену вышедших из строя электродов и других элементов конструкции, использовать аноды из разных материалов для получения характеристического излучения нужной длины волны и т. д.

Авторы [6] создали разборную трубку, где использованы сменные электроды, с помощью которых можно варьировать импеданс. Благодаря этому трубку можно использовать при напряжениях в диапазоне 100—1200 кВ. Выходное окно трубки выполнено из алюминиевой фольги.

§ 24.3. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРУБОК С ВЭЭ

Для расчета параметров импульсов излучения, генерируемых рентгеновским аппаратом, необходимо знать вольт-амперную характеристику (ВАХ) импульсной трубки. В трубках со взрывной эмиссией на характер ВАХ влияет катодная плазма. Для расчета ВАХ рентгеновских трубок с ВЭЭ предложено [9] использовать идею Флинна [10] об ограничении тока объемным зарядом в системе фронт движущейся плазмы —

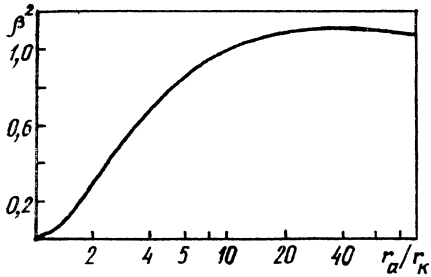


Рис. 24.8. Зависимость β^2 от отношения радиусов $r_а/r_к$

анод. При этом предполагалось, что проводимость плазмы много больше проводимости трубки. Получить точное решение системы дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих прохождение электронов в режиме ограничения тока объемным зарядом при произвольной геометрии электронов и плазменных сгустков, трудно. Поэтому будем использовать приближенные методы. Согласно [11], электростатическую емкость диода с произвольной системой электродов приравнивают к емкости плоского цилиндрического или сферического конденсатора, для которых известна запись закона «степени 3/2». При этом находят размеры эквивалентной системы с простой геометрией, затем используют для вычисления тока.

Основное предположение в этом методе состоит в том, что форма эквипотенциальных поверхностей одинакова при отсутствии пространственного заряда и при его наличии, а различаются только потенциалы этих поверхностей. Метод широко используется при расчете ВАХ электронных ламп [12]. С помощью этого метода найдено, что для сферического плазменного катода, образованного взрывом кончика острия, на плоской поверхности ток можно определить по формуле

$$i = 7{,}3\cdot 10^{-6} U^{3/2} (vt)^2/(d - vt)^2, \qquad (24.1)$$

справедливой при $vt \ll d$. Задача о вольт-амперной характеристике диода с катодом, у которого много эмиссионных центров с расстоянием между ними $a \ll d$, рассмотрена в разделе 20.4.1.

Рассчитаем ВАХ для диода, в котором анод представлял собой плоскость, а катод — цилиндр длиной l. Для этого определим эквивалентный радиус анода $r_а$, приравняв емкость данного диода к емкости коаксиального цилиндрического диода. Затем в формулу для цилиндрического диода подставим реальный радиус катода — $r_к$ и $r_а$. При этом $r_а$ определим по формуле

$$r_а/r_к = (d/r_к)\,[(d/r_к)^2 - 1]^{1/2}. \qquad (24.2)$$

При $r_к \ll d$ получим $r_а/r_к \approx (d/r_к)^2$.

ВАХ для цилиндрического диода имеет вид [12]

$$i = 1{,}47\cdot 10^{-5} U^{3/2} l/r_а \beta^2, \qquad (24.3)$$

где β^2 — функция отношения $r_а/r_к$, l — длина цилиндра (рис. 24.8). Если в (24.3) подставить $r_к = vt$, а вместо $r_а$ — эквивалентный

радиус анода, то получим искомую вольт-амперную характеристику:

$$i \approx 1{,}47 \cdot 10^{-5} U^{3/2} (l/d)(vt/d)/[\beta^2 (1 - v^2t^2/d^2)^{1/2}]. \qquad (24.4)$$

Если $vt \ll d$, то $\beta^2 \approx 1$ и

$$i \approx 1{,}47 \cdot 10^{-5} U^{3/2} (l/d)(vt/d). \qquad (24.5)$$

Из (24.4), (24.5) можно получить выражение для ВАХ диода, в котором катод имеет форму тора с большим радиусом R и малым r_a, а анод плоский. В этом случае $l = 2\pi R$; тогда при $vt \ll d$ получим

$$i \approx 9{,}23 \cdot 10^{-5} (R/d)(vt/d). \qquad (24.5а)$$

Из (24.2), (24.4), (24.5а) следует, что ВАХ всех рассмотренных диодов можно выразить в форме

$$i = AU^{3/2} F(vt/d), \qquad (24.6)$$

где A — постоянный коэффициент, зависящий в некоторых случаях от геометрических размеров диода. При использовании плоского катода с большим числом центров эмиссии при $vt \ll d$ ВАХ не зависит от vt/d:

$$i = 2{,}33 \cdot 10^{-6} U^{-3/2} S/d^2. \qquad (24.6а)$$

В табл. 24.4 приведены формулы для определения ВАХ различных диодов с плоскими анодами, а также схемы диодов с различной геометрией. Для рентгеновских трубок наносекундного диапазона условие $vt \ll d$ выполняется практически всегда, поэтому в таблице его соблюдение предполагается во всех случаях, кроме особо оговоренных. Для расчета ВАХ в системах с более сложной геометрией необходимо пользоваться непосредственно способом Матрикона — Труве. При этом емкость всей системы в некоторых случаях можно определить обычным методом конформного отображения. Предполагается, что характеристики реального диода аналогичны соответствующим характеристикам фиктивного диода.

Выше было предположено, что плазменный катод любой конфигурации при определенных условиях можно рассматривать как обычный металлический, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами [9, 11]. Поэтому при определении вольт-амперных характеристик трубок со взрывной эмиссией можно пользоваться всеми средствами, разработанными для обычных диодов с накаливаемыми катодами. Однако этот принцип приемлем в определенных границах. Необходимо учитывать, во-первых, что за счет анодной плазмы и тока ионов с анода ток в диоде трубки увеличивается по сравнению с законом «степени 3/2» и, во-вторых, ток может увеличиваться за

Таблица 24.4

Тип диода	A	$F(vt/d)$	Условие
$r_к = vt$, d	$3{,}7\cdot10^{-5}$ $7{,}32\cdot10^{-6}$	vt/d $\dfrac{(vt/d)^2}{(1-vt/d)^2}$	Катод — сфера $vt \ll d$ $vt \gg d/2$
d, a, $r_к = vt$	$3{,}7\cdot10^{-5}n$	$\dfrac{vt/d}{1-vt/d}$	Катод — много сфер $vt \ll d$, $a \approx d$ $a \ll d$, $\sqrt{S} \gg d$
d, $r_к = vt$	$2{,}33\cdot10^{-6}\dfrac{S}{d^2}$ $1{,}47\cdot10^{-5}\dfrac{1}{d}$	$\dfrac{1}{(1-vt/d)^2}$ vt/d	Катод — цилиндр $vt \ll d$
d, R, $r_к = vt$	$9{,}23\cdot10^{-5}\dfrac{R}{d}$	vt/d	Катод — тор $vt \ll d$

счет предварительного образования плазмы у катода до прихода основного импульса напряжения из-за взрыва острий от предымпульсов. При этом возможно десятикратное увеличение тока в диоде [9]. В-третьих, следует иметь в виду, что отклонение от формулы (24.6) при использовании одиночных острий наблюдается при высокой средней напряженности поля в диоде вследствие того, что взрыв происходит не только на кончике эмиттера, но и боковой поверхности. При этом будет нарушаться закон «степени 3/2», так как чем больше будет приложенное напряжение, тем бóльшая поверхность эмиттера будет испускать электроны. В-четвертых, при $t > 10^{-7}$, когда происходит насыщение эмиссионной способности самой плазмы, также нарушается закон «степени 3/2».

§ 24.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕНТГЕНОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Основной практической схемой получения рентгеновских импульсов является разряд конденсатора через рентгеновскую трубку. При этом в зависимости от емкости могут быть

два характерных случая разряда: 1) время разряда конденсатора меньше времени d/v движения катодной плазмы через промежуток; 2) наоборот, это время больше, чем d/v. Второй случай в рентгеновских аппаратах, как правило, не используют, так как из-за оставшейся в конденсаторе энергии после замыкания промежутка d происходит сильная эрозия электродов. Поэтому будут рассмотрены случаи, когда $vt \ll d$.

Как показано в § 24.3, при условии $vt \ll d$ практически для всех рассмотренных диодов ВАХ можно записать в виде (24.6) или для диода с катодом, имеющим большое число центров эмиссии, в виде (24.6а). Если не учитывать индуктивность разрядного контура, то при разряде конденсатора на диод с ВАХ типа (24.6) система уравнений для расчета параметров импульсов примет вид [13]:

$$i = -CdU/dt, \quad i = AU^{3/2}F(vt/d). \tag{24.7}$$

Эту систему можно привести к уравнению

$$dx/d\tau = -Bx^{3/2}F(\tau), \tag{24.7а}$$

где

$$x = U/U_0, \quad \tau = vt/d, \quad B = AdU_0^{1/2}/Cv.$$

Из (24.7а) следует, что

$$y = \left[1 + \int_0^\tau F(\tau)\,d\tau\right]^{-2};$$

$$y = BF(\tau)\Big/\left[1 + \frac{B}{2}\int_0^\tau F(\tau)\,d\tau\right]^3,$$

где

$$y = id/CvU_0.$$

Так как мощность тормозного рентгеновского излучения можно найти из выражения

$$P \sim iU^2 \sim yx^2 = BF(\tau)\Big/\left[1 + \frac{B}{2}\int_0^\tau F(\tau)\,d\tau\right]^7,$$

то для определения времени достижения максимума потока получим соотношение

$$F'(\tau_p)\left[1 + (B/2)\int_0^{\tau_p} F(\tau)\,d\tau\right] = (7/2)\,BF^2(\tau_p). \tag{24.8}$$

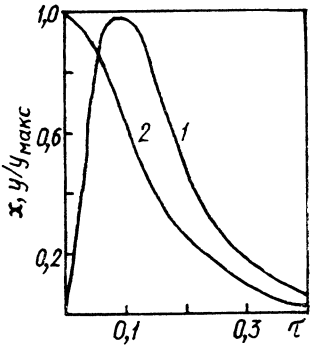


Рис. 24.9. Зависимость безразмерной величины тока x (*1*) и относительной величины напряжения рентгеновской трубки $Y/Y_{макс}$ (*2*) от τ

Для времени $\tau_м$, соответствующего максимуму тока, это соотношение имеет вид

$$F'(\tau_м)\left[1+(B/2)\int_0^{\tau_м} F(\tau)\,d\tau\right]=(3/2)\,BF^2(\tau_м). \qquad (24.9)$$

Для наиболее простого и практически важного случая, когда $F(\tau)=\tau$,

$$y=64B\tau/(4+B\tau^2)^3,\quad x=16/(4+B\tau^2)^2. \qquad (24.10)$$

На рис. 24.9 приведены зависимости $x(\tau)$ и $(y/y_м)/\tau)$ при $B=100$.

Время, соответствующее максимуму потока излучения, и значение самого потока, согласно (24.8) и (24.9), можно определить из соотношений

$$t_р=2\sqrt{Cd/5AvU_0^{1/2}},\quad P_м\sim U^{13/4}\sqrt{AvC/d},$$

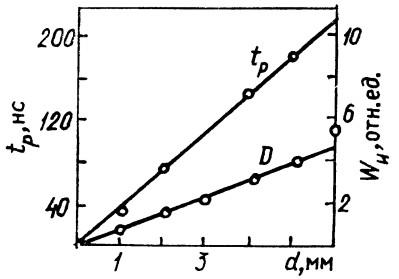
а время, соответствующее максимуму тока, и сам ток, согласно (24.10),

$$\left.\begin{aligned} t_м&=2\sqrt{Cd}\Big/\sqrt{5AvU_0^{1/2}};\\ i_м&=0{,}52U_0^{5/4}(ACv)_0^{1/2}/d^{1/2}.\end{aligned}\right\} \qquad (24.11)$$

Длительность рентгеновского импульса на его полувысоте

$$t_и=0{,}88\sqrt{Cd}\Big/\sqrt{AU^{1/2}v}.$$

Если условие $t_и \ll dv$, которое предполагается при выводе этих формул, записать в виде $t_и < 0{,}3d/v$, то для справедливости полученных выше соотношений необходимо иметь $B \geqslant 12$.



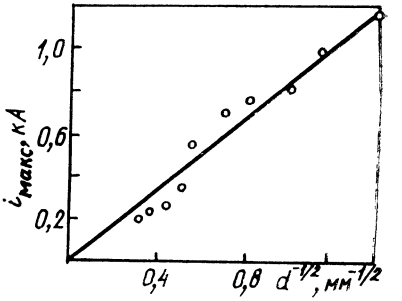


Рис. 24.10. Зависимость длительности рентгеновского импульса и энергии в импульсе излучения $W_и$ от длины промежутка d

Рис. 24.11. Зависимость амплитуды импульса тока электронов в рентгеновской трубке от $d^{-1/2}$

Если ВАХ рентгеновской трубки не зависит от времени, то при разряде конденсатора

$$U = U_0/(1+\tau)^2, \quad i = AU_0^{3/2}/(1+\tau)^3,$$

$$P \approx AU_0^{7/2}/(1+\tau)^7,$$

где

$$\tau = t/\theta; \quad \theta = 2C/A\sqrt{U_0}; \quad A = 2{,}33\cdot 10^{-6}S/d^2.$$

Длительность импульса излучения, измеренная на его полувысоте,

$$t_и \approx 9{,}56\cdot 10^4 Cd^2/SU_0^{1/2}.$$

Иногда в генераторах наносекундных рентгеновских импульсов в качестве накопителей используют линии. Если такая линия разряжается на диод, ВАХ которого зависит от времени, то уравнение для расчета тока в диоде можно записать в виде

$$F(vt/d) = i/[A(U_0 - i\rho_0)^{3/2}], \qquad (24.12)$$

где ρ_0 — волновое сопротивление линии. Поток рентгеновского излучения определяют из соотношения $P \approx i(U_0 - i\rho_0)^2$, а его максимум $P_м \approx U_0^2\rho_0^{-1}$.

Энергия в импульсе тормозного рентгеновского излучения $W_и = \int_0^\infty P dt$. Можно показать, что в случае разряда линии временные характеристики рентгеновских импульсов пропорциональны d/v, а энергия $W_и \sim (U_0^3/Z_0)d$. Этот вывод можно проверить экспериментально.

На рис. 24.10 показаны зависимости длительности рентгеновского импульса (на уровне 0,1 от его амплитуды) от длины вакуумного промежутка в диоде d [13], а также энергии излучения в импульсе от d, подтверждающие теоретические выводы, согласно которым при разряде линии $W_и \sim d$, $t_р \sim d$.

Из (24.11) следует, что амплитуда импульса тока в диоде при разряде на него конденсатора $i_м \sim d^{-1/2}$. Этот вывод подтвержден экспериментально [13] (рис. 24.11) при разрядке конденсатора ($C=30$ пФ, $U_0=180$ кВ) на диод с острийным катодом и плоским анодом.

§ 24.5. ГЕНЕРАТОРЫ СВЕРХМОЩНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ

24.5.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Генераторы сверхмощных наносекундных рентгеновских импульсов (напряжение — в мегавольтах, ток электронов — сотни и более килоампер, длительность импульса — десятки наносекунд) начали создавать в шестидесятые годы в целях рентгенографии. Вскоре после этого аналогичные генераторы были сделаны во многих лабораториях также для исследования воздействия мощных импульсов рентгеновского излучения на различные объекты. Большое влияние на развитие этой техники оказали работы В. А. Цукермана и его сотрудников [3, 14], впервые получивших рентгеновские импульсы в диапазоне до 1,5 МэВ с использованием двухэлектродных трубок. К настоящему времени наиболее мощные из таких генераторов — установки АВРОРА и ГЕРМЕС-3 (США). Конструкция этих генераторов одинакова и для рентгенографии, и для облучения. Некоторые различия имеются только в конструкции диода, так как рентгенография требует получения пучка электронов сравнительно малого диаметра. Пока нет других типов лабораторных источников рентгеновского излучения, которые имели бы сравнимую мощность. Важные достоинства этих генераторов — малая длительность импульсов, высокая доза излучения и сравнительно низкая стоимость.

Почти все существующие генераторы построены по единой схеме. Коаксиальная накопительная линия, заполненная жидким диэлектриком (чаще всего трансформаторным маслом или водой), заряжается от источника высокого напряжения (генератора Маркса — ГМ, трансформатора Тесла, а в первых источниках — электростатического генератора Ван-де-Граафа). Затем срабатывает коммутатор и линия разряжается на ускорительную трубку. Основные элементы трубки — диод и изолятор. Благодаря взрывной эмиссии в диоде создается мощный поток электронов. Иногда, как это имеет место в установке

АВРОРА [15], между накопительной линией и диодом устанавливают вакуумные передающие линии. Поток электронов с катода направляется на мишень, в результате чего возникает мощная рентгеновская вспышка.

На рис. 19.4 показаны две схемы генераторов с разными накопительными коаксиальными линиями: с обычной коаксиальной линией (*а*) и с одной из разновидностей конструкции линии Блюмляйна, которую называют еще двойной формирующей линией (ДФЛ) (*б*). Первый тип линии используют для получения большого электрического тока, а второй — для получения большого напряжения. В табл. 19.1 указаны диэлектрические свойства воды и масла. Значительная разница в диэлектрической проницаемости позволяет конструировать коаксиальные линии с большим диапазоном волновых сопротивлений. Масло целесообразно использовать для линий с импедансом в несколько десятков ом, а воду — 10 Ом и менее. Приведенные значения напряженности электрического поля соответствуют времени зарядки порядка 1 мкс, для поверхностей электродов с положительной полярностью в воде и масле возможна, как указывалось ранее, более высокая напряженность поля («эффект полярности») [16].

Зависимость пробивной напряженности электрического поля от времени для воды и масла описывается эмпирическим соотношением

$$E = kt^{-1/3}S^{1/10}, \qquad (24.13)$$

где E измерено в мегавольтах на сантиметр; t — время в микросекундах, определяемое как время, в течение которого напряженность поля превышает 63 % пробивного значения; S — площадь электродов в квадратных сантиметрах, определяемая как площадь, на которой электрическая напряженность составляет не менее 90 % пробивного значения. Зависимость (24.13) получена Мартином [17] при $S=1—10^5$ см^2, а затем проверена при разработке установки ГЕРМЕС-1 для $S=5—10^6$ см^2. Для трансформаторного масла коэффициент k при положительной полярности равен $k_+=0{,}5$, а при отрицательной — $k_-=0{,}75$; для воды $k_+=0{,}3$; $k_-=0{,}6$. Глицерин и касторовое масло имеют k в 1,4 раза больше, чем трансформаторное масло.

В импульсных накопителях энергии в качестве изолятора используют воду; основная проблема при этом — ее большая проводимость, способствующая самозарядке конденсаторов. Постоянную времени самозарядки определяют по формуле

$$\tau_c = \varepsilon\varkappa/(4\pi 9\cdot 10^{11}),$$

где $\varkappa$ — удельное сопротивление воды, Ом·см. Для зарядки накопителя, заполненного водой, необходимо, чтобы время его зарядки было много меньше τ_0. Если $\varkappa=10^6$ Ом·см, то время

зарядки должно быть порядка 10^{-6} с, а при $\varkappa = 10^5$ соответственно 10^{-7} с.

Экспериментально установлена слабая зависимость электрической прочности воды от ее удельного сопротивления [18]. Оптимальное сопротивление воды надо выбирать исходя из условия допустимого времени саморазрядки водяного конденсатора τ_c. Электрическую прочность воды можно повысить увеличением гидростатического давления. Например, при увеличении давления до $1{,}5 \cdot 10^7$ Па электрическая прочность при длительности импульса $t_и > 10^{-6}$ с возрастает в 1,5—2 раза. При уменьшении $t_и$ влияние давления на электрическую прочность воды несущественно. Установка барьеров из диэлектрика с малым ε в неоднородных полях вызывает несущественное увеличение пробивного напряжения (около 10 %), а в слабо неоднородных полях — даже его уменьшение. Напряжение перекрытия твердого диэлектрика в воде намного меньше пробивного напряжения самой воды, причем оно зависит от удельной поверхностной емкости диэлектрика и его поверхностных свойств. При определении времени саморазрядки τ_c необходимо учитывать, что диэлектрическая проницаемость ε не зависит от напряженности поля и частоты (вплоть до $5 \cdot 10^9$ Гц), а электропроводность воды значительно возрастает с увеличением напряженности поля.

Весь комплекс разрядных явлений в воде зависит от длительности импульса и длины промежутка. При микросекундных экспозициях разряд в дистиллированной воде в неоднородных полях аналогичен лидерному процессу при разряде в воздухе [19]. В однородном поле разряд формируется на аноде и развивается в виде плазменного образования со скоростью $10^6 - 10^7$ см/с. В зависимости от плотности энергии, выделяемой в промежутке, пробой воды может происходить либо в результате развития электронных процессов в самой жидкости, либо в газопаровых пузырях, образующихся вследствие вскипания и электролиза воды. Более подробные сведения об импульсной электрической прочности жидкостей можно найти в [16].

Для быстрого подключения линии, заряженной до напряжения в несколько мегавольт, к ускорительной трубке необходим коммутатор. Используют газовые и жидкостные коммутаторы, которые могут быть управляемыми и неуправляемыми. В [20, 21] описаны быстродействующие мегавольтные коммутаторы. Более подробное описание генераторов сверхмощных импульсов дано в главе 19.

24.5.2. РЕНТГЕНОВСКИЕ ТРУБКИ

Импульс, формируемый в генераторе с жидкостной накопительной линией, поступает на разборную трубку (рис. 24.12), в диоде которой создается пучок электронов и

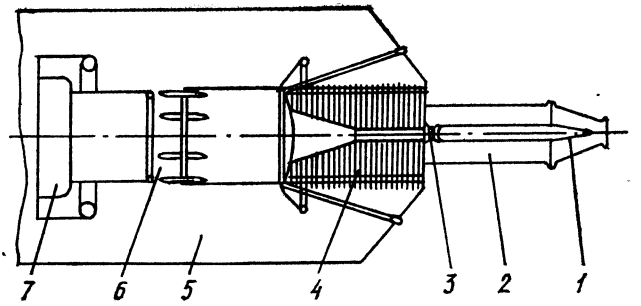


Рис. 24.12. Схема генератора ПАЛСЕРАД 1480:

1 — диод, *2* — вакуумная линия с магнитной изоляцией, *3* — предымпульсный разрядник с диэлектриком, *4* — изолятор, *5* — коаксиальная линия с маслом, *6* — предымпульсный разрядник в масле, *7* — линия Блюмляйна

формируется поток рентгеновского излучения. Часто между диодом и накопительной линией устанавливают вакуумную передающую линию, в которую встраивают обостритель, представляющий собой двухэлектродный вакуумный разрядник с диэлектриком, вставленным между электродами. Обостритель необходим для устранения предымпульсов, кроме того, он способствует укорочению фронта импульсов. В области между жидкой изоляцией и вакуумом встраивается вакуумный изолятор в форме полого цилиндра, ось которого совпадает с осью накопительной линии. Изолятор обычно состоит из одинаковых диэлектрических колец (акрила, эпоксидной смолы, полиэтилена), разделенных металлическими кольцами (так называемыми градиентами), которые необходимы для равномерного распределения электрического поля по поверхности изолятора. Внутренняя поверхность каждого диэлектрического кольца наклонена к оси на 45°, образуя усеченный конус. При таком наклоне напряженность электрического поля, при которой наступает перекрытие, максимальна (рис. 24.13). Это объясняется тем, что инициирование импульсного разряда по поверхности диэлек-

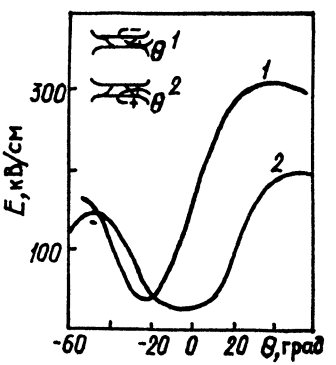


Рис. 24.13. Зависимость напряжения электрического поля перекрытия диэлектрика (акрил) между плоскими электродами в вакууме от угла θ.

Длительность фронта, мкс: *1* — 0,05; *2* — 5

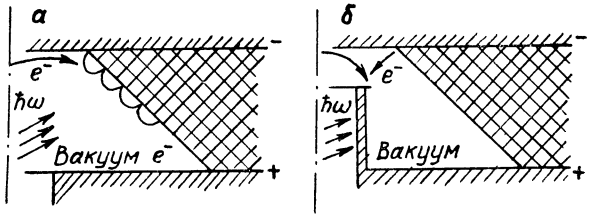


Рис. 24.14. Влияние экрана на работу изолятора:
а — схема изолятора без экрана, *б* — с экраном, защищающим поверхность диэлектрика от первичных электронов e^- и от электромагнитного излучения $\hbar\omega$

трика в вакууме происходит за счет эмиссии электронов в контакте катод — диэлектрик. При попадании электронов на поверхность диэлектрика происходит его перекрытие за счет размножения этих электронов. Выбрав оптимальный угол наклона поверхности диэлектрика к оси, можно уменьшить попадание электронов на поверхность диэлектрика или вообще избежать его. Опыт эксплуатации установок ГЕРМЕС-1 и ГЕРМЕС-2 показал, что в диапазоне напряженности 1—12 МВ пробивная напряженность электрического поля E, кВ/см, определяется выражением [22]

$$E \approx 2 \cdot 10^3 d^{-1/6} t^{-1/3},$$

где d — длина изолятора без учета толщины градиентных колец, см; t — время воздействия напряжения, нс. Эту зависимость установил Мартин для изолятора диаметром 60 см при напряжении до 5 МВ. Для того чтобы изолятор выдержал много импульсов, значение E должно быть на 20 % ниже значений, получаемых из этого выражения.

Ю. А. Котов с сотрудниками [25] предложили использовать вакуумный изолятор с металлическими экранами. Влияние их на работу изолятора можно понять из рис. 24.14. Тонкий металлический цилиндрический экран установлен на положительном электроде. Торец экрана находится в непосредственной близости от места, где отрицательный электрод примыкает к изолятору. Экран одновременно выполняет несколько функций. Он собирает электроны, образующиеся в тройных точках катода, а также электроны, попавшие в зазор между торцом экрана и отрицательным электродом, что необходимо для исключения взаимодействия первичных электронов с поверхностью диэлектрика. Кроме того, экран защищает поверхность диэлектрика от электромагнитного излучения, заряженных частиц и макрочастиц, летящих из пространства вакуумного диода. Применение экранов позволило почти в 2 раза увеличить среднее пробивное напряжение и значительно повысить надежность изолятора.

С помощью вакуумной передающей линии можно физически отделить рентгеновский источник от импульсного генератора, избежать запыления изолятора испаряющимися материалами катода и анода и осуществить транспортировку пучка. Напряженность электрического поля на внутреннем проводнике линии обычно достаточно велика, чтобы вызвать взрывную эмиссию электронов из внутреннего проводника коаксиальной линии, являющейся обычно катодом. В обычных условиях электроны ВЭЭ, попадая на анод, разогревают его и происходит испарение материала анода, что приводит к ускорению развития вакуумного разряда. При приложении к вакуумному промежутку магнитного поля достаточно большой напряженности электроны из катодной плазмы не попадают на анод, а возвращаются на катод. При этом время развития разряда увеличивается и определяется по существу только временем перемыкания катодной плазмой межэлектродного промежутка. Подробное изложение работы вакуумных линий с магнитной изоляцией дано в главе 23. Конструкция диода зависит от назначения установки — для облучения или рентгенографии. Однако в любом случае, очевидно, необходимо стремиться к максимальному преобразованию энергии пучка электронов в энергию рентгеновского излучения. Для этого используют тяжелоатомные мишени определенной толщины.

При использовании генератора для облучения больших поверхностей необходимо устранять эффект сжатия пучка собственным магнитным полем (пинч-эффект) и направлять пучок электронов нормально к мишени. Диоды с малым пинч-эффектом применяются, например, в установках АВРОРА и ПАЛСЕРАД 1480. Для этого использован катод в виде тора радиусом R; расстояние между катодом и анодом d выбрано таким, чтобы ток, ограниченный объемным зарядом, был больше критического тока пинч-эффекта. Пучок электронов, эмиттируемый таким катодом, имеет на мишени концентрическое распределение, состоящее из двух областей максимальной интенсивности. Одна область имеет форму кольца, диаметр которого приблизительно соответствует диаметру тора, а вторая — форму пятна в центре. Центральная область пиковой интенсивности обычно сильнее поражает мишень.

Для рентгенографических приложений необходимо иметь на мишени фокусное пятно малого диаметра. Пучок сжимается за счет пинч-эффекта и использования катода с малым диаметром, а также из-за использования специальных фокусирующих электродов, не эмиттирующих электроны и создающих электрическое поле необходимой конфигурации. При пинч-эффекте появляется большая доля электронов, падающих на мишень не по нормали, а под значительным углом к ней. Из-за этого снижается интенсивность рентгеновского излучения в направлении от пучка электронов. Для осесимметричного пучка приближен-

ное отношение поперечной составляющей скорости электронов к продольной выражается соотношением

$$v_{\perp}/v_{\parallel} \approx (I/17\beta\gamma)^{1/2},$$

где I — ток пучка, кА. Например, для пучка установки ПАЛСЕРАД 1480 при напряжении 9 МВ и токе 200 кА отношение поперечной составляющей скорости к продольной равно 0,8—1, что соответствует среднему углу падения электронов к нормали 38°. Поэтому возможная интенсивность рентгеновского излучения в направлении вперед уменьшается почти в 10 раз.

На пинчевание пучка и воспроизводимость параметров импульса излучения значительно влияют форма катода и наличие предымпульсов. Конусообразная конечная часть катода позволяет поджимать электроны, вылетающие позже с поверхности конуса, магнитным полем пучка начальных электронов, испускаемых вершиной. Предымпульсы, приходящие в диод в процессе импульсной зарядки накопительной линии, приводят к взрыву катодных микроострий и образованию плазмы до прихода основного импульса. Это снижает импеданс диода и уменьшает эффективность передачи энергии в диод. Для устранения этого эффекта устанавливают разрядники-обострители как в жидкостной, так и в вакуумной линиях, а вершине конического катода придают округлую форму. Чем меньше амплитуда предымпульсного напряжения, тем меньше можно устанавливать расстояние катод — анод и тем лучше сфокусировать пучок электронов на мишени.

Вопрос о выборе материала и толщины прострельной тормозной мишени подробно рассмотрен в [2]. Напомним, что толщина мишени всегда меньше длины пробега электронов, поэтому для торможения прошедших через мишень электронов за вольфрамом устанавливают толстую металлическую пластину с малым Z (обычно железо или алюминий). Одна из проблем, возникающих при использовании мишени,— ее разрушение, приводящее к переборке диода. Механизм поражения состоит в отколе и дроблении металла. Для устранения этого эффекта мишень обычно делают не из сплошной пластины с большим Z, а из набора фольг. Например, в установке АВРОРА использован пакет танталовых фольг толщиной 50 мкм. При этом за счет увеличения затухания акустических волн и пластичности мишень становится механически более устойчивой к воздействию пучка электронов.

24.5.3. КОНСТРУКЦИИ ГЕНЕРАТОРОВ

В первых импульсных рентгеновских трубках амплитуда импульсов напряжения не превышала 500 кВ. В [13] разработан импульсный источник рентгеновских вспышек при на-

пряжении на трубке до 1,5 МВ и длительности вспышек 0,2 мкс. Для питания рентгеновской трубки использовали ГМ с накопляемой энергией около 1 кДж. Установка предназначалась для фотографирования в рентгеновском излучении быстродвижущихся объектов. Важное достоинство источника — малый размер эффективного фокусного пятна, диаметр которого не превышал 3 мм. Получение такого пятна стало возможным благодаря применению конического анода. Прибор, собранный по аналогичной схеме, был использован для исследования механизма поражения мишени мощным импульсом пучка электронов. В импульсном ГМ накапливалась энергия более 30 кДж, амплитуда импульса напряжения составляла 3 МВ, ток в трубке 20 кА.

Из-за большого периода колебаний в разрядном контуре ГМ длительность рентгеновской вспышки в таких генераторах составляет сотни наносекунд. Для получения более коротких импульсов необходимо, чтобы источник высокого напряжения сначала заряжал промежуточный накопитель, который затем через особый коммутатор разряжался бы на нагрузку. В качестве промежуточного накопителя можно использовать или малоиндуктивный конденсатор, заполненный изолирующей жидкостью, или линию. Например, в рентгеновском генераторе, разработанном Денхольмом [24], подобной линией служили коаксиальные металлические цилиндры, заполненные высокопрочным газом, линия заряжалась от электростатического генератора Ван-де-Граафа. Пробой искрового промежутка между внутренним цилиндром и электродом, соединенным с катодом рентгеновской трубки, позволил получить импульсы напряжения амплитудой 2,3 МВ и длительностью 20 нс.

В генераторе, разработанном в [24], для зарядки линии использовали трансформатор Тесла. В стальном баке диаметром 1,8 м и длиной 5 м были расположены импульсная рентгеновская трубка, накопительная линия и трансформатор. Конденсаторная батарея через тригатрон разряжалась на первичную обмотку трансформатора. Во вторичной обмотке возбуждались колебания. В момент достижения на линии максимума напряжения срабатывал коммутатор и линия разряжалась на трубку. Бак заполняли смесью азота с шестифтористой серой при давлении $14 \cdot 10^5$ Па. В качестве анода коммутатора использовали танталовую пластину толщиной 1 мм, а катодом был металлический штырь. Конденсаторная батарея в первичной цепи при напряжении 28 кВ накапливала 15 кДж. Напряжение на трубке при длительности импульса менее 50 нс составляло 7 МВ, а ток электронов через рентгеновскую трубку — до 20 кА. В этих условиях за импульс регистрировали дозу около $2 \cdot 10^{-3}$ Кл/кг на расстоянии 100 см от анода. Мощность дозы в непосредственной близости от выходного окна трубки достигала $5 \cdot 10^7$ А/кг.

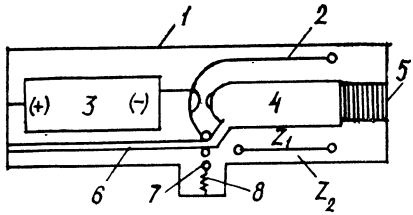


Рис. 24.15. Схема установки ГЕРМЕС:

1 — бак. *2* — средний цилиндр, *3* — генератор Маркса. *4* — центральный цилиндр, *5* — источник электронов, *6* — заземляющая катушка индуктивности ДФЛ, *7* — масляный разрядник, *8* — заземляющий резистор

В последнее десятилетие были разработаны мощные источники излучения с импульсным зарядом накопительных линий от ГМ энергией 0,1—5 МДж. Одна из первых и наиболее крупных установок из этой серии — установка ГЕРМЕС, генерирующая пучок электронов энергией 12 МэВ, током 170 кА и длительностью импульса менее 100 нс [22]. Основными частями установки являются импульсный генератор Маркса (ГИН), двойная формирующая линия (ДФЛ), коммутатор и ускорительная трубка (рис. 24.15). Все высоковольтные элементы установки помещены в стальной бак диаметром 6,7 м и длиной 26 м, заполненный трансформаторным маслом объемом 680 м^3. Генератор Маркса собран из 186 конденсаторных ступеней, в каждой из которых имеется по два соединенных параллельно конденсатора емкостью 0,5 мкФ на напряжение 100 кВ. Энергия, накапливаемая в генераторе, составляет около 1 МДж, а выходное напряжение — около 18 МВ. Ударная емкость ГИН 5,4 нФ; емкость накопительной линии, которую он заряжает, 5,6 нФ. Индуктивность разрядного контура 80 мкГн, суммарное сопротивление на ступень 1,5 кОм. Разрядники ГИН имеют третий поджигающий электрод и помещены в индивидуальные нейлоновые корпуса в атмосфере сжатого азота. ГИН заряжает ДФЛ за 1,5 мкс до максимального напряжения 16,3 МВ. ДФЛ образуется тремя коаксиальными цилиндрами. Внешний имеет диаметр 4,9 м и образует бак, который является продолжением бака ГИН. Внешняя линия имеет импеданс 11 Ом, а внутренняя — 22 Ом. В табл. 24.5 представлены значения электрической прочности трансформаторного масла, полученные при испытании установки ГЕРМЕС-2. В качестве коммутатора в установке использован неуправляемый разрядник в масле. Изолятор ускорительной трубки набран из эпоксидных колец, разделенных градиентными кольцами из алюминия. При разработке установки большая проблема возникла в связи с появлением предымпульсов, которые образуются на диоде за счет емкостных связей в процессе зарядки ДФЛ еще до срабатывания масляного коммутатора, а также из-за наличия заземляющей индуктивности. Эти предымпульсы определяют взрывные процессы на катоде, приводящие к образованию эктонов и плазмы, что вызывает снижение импеданса диода и как следствие — уменьшение энергии ускоренных электронов. Для устра-

Таблица 24.5

Электрод ДФЛ	U, МВ	E, МВ/см	$S \cdot 10^5$, см²
Внутренний	+11	0,21	4,7
Средний	—11	0,20	9,0
Наружный	+11	0,15	0,12

нения влияния предымпульсов на работу диода необходимо, во-первых, уменьшить их амплитуду, во-вторых, устранять острые выступы на поверхности катода. В установке ГЕРМЕС-2 уменьшение амплитуды предымпульсного напряжения достигают регулировкой времени срабатывания разрядников ГИН, выбирая оптимальное положение поджигающих электродов в разрядниках.

Вторая проблема при разработке установки заключалась в повреждениях мишени за счет послеимпульсов, обусловленных энергией, оставшейся в ГИН и ДФЛ. Эффективный способ устранения послеимпульсов — замыкание центрального электрода ДФЛ через масляный разрядник на сопротивление, равное волновому сопротивлению внешней линии ДФЛ.

Мощность дозы тормозного излучения установки ГЕРМЕС-2 при напряжении на трубке 12 МВ и токе 170 кА составляет 1 Гр/с. Длительность импульса излучения, измеренная на его полувысоте, 70 нс.

В США разработаны несколько типов мощных источников тормозного излучения, наиболее известные из которых упомянутые ПАЛСЕРАД 1480 и АВРОРА. Эти установки имеют приблизительно одинаковые схемы, однако различаются многими деталями и параметрами. Накопительные линии этих источников заряжаются от ГМ. Во всех таких генераторах использованы конденсаторы на напряжении 60 кВ емкостью 1,85 мкФ. Два таких конденсатора, соединенные последовательно, образуют 120-киловольтный элемент. В установке АВРОРА каждая ступень состоит из двух таких элементов, соединенных параллельно. Каждую ступень генератора подвешивают в масле на пластиковых лентах. В качестве коммутатора служат искровые разрядники, заполненные сжатым элегазом. Разрядники имеют медные электроды. Благодаря применению конденсаторов связи и дополнительных поджигающих электродов в разрядниках при фиксированных давлениях газа и длине промежутков ГИН могут работать без перестройки в диапазоне напряжений, отличающихся в 3 раза. Кроме того, это позволяет иметь высокую стабильность работы ГМ. Например, для генератора, состоящего из 100 ступеней, типичная нестабильность не превышает 10—20 нс. Индуктивность одной ступени с напряжением 120 кВ составляет 350—400 нГн.

Установка ПАЛСЕРАД 1480 генерирует пучок электронов током 200 кА, напряжением 7 МВ и длительностью 70 нс. Она смонтирована в металлическом баке длиной 32,5 м, шириной 5,7 м и высотой 5,8 м. Для обеспечения электрической изоляции бак заполняют маслом в объеме 520 м^3. Общая масса установки включая масло 580 т. Корпус ее смонтирован на колесах, позволяющих перемещать ее по рельсам.

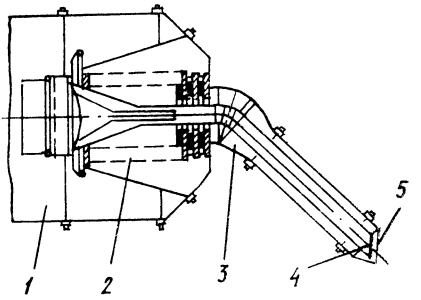
Установка состоит из следующих основных элементов: ГМ, ДФЛ, искрового коммутатора, изолятора между масляным и вакуумным объемами, передающей линии и диода. Генератор содержит 80 ступеней напряжением по 120 кВ, выходное напряжение 9,5 МВ. ДФЛ состоит из трех концентрических цилиндров. Внешний диаметром 4,42 м образует стенку корпуса, который служит поверхностью раздела масло — воздух. Суммарное волновое сопротивление линии 26 Ом, причем внешняя линия имеет сопротивление 10 Ом, а внутренняя 16 Ом. При разрядном напряжении линии 8,5 МВ напряженность электрического поля у внутреннего и внешнего электродов составляет 250 и 200 кВ/см соответственно. Эти значения напряженности выбраны разными специально, так как внешний электрод имеет больше возможности для загрязнений; кроме того, его поверхность больше, чем поверхность внутреннего электрода. Разряд ДФЛ на ускорительную трубку происходит после пробоя неуправляемого двухэлектродного масляного разрядника. Расстояние между его электродами регулируют при помощи гидравлической системы. В нормальных условиях промежуток устанавливают примерно на 90 % амплитудного значения импульса. После каждого срабатывания коммутатора специальный насос впрыскивает свежее масло в область между электродами, где был искровой канал. Кроме основного разрядника в ДФЛ имеется еще шесть вспомогательных, установленных последовательно с внутренним коаксиалом для уменьшения предымпульса.

Вакуумный изолятор состоит из 26 изолированных акриловых колец диаметром более 2 м и толщиной 10 см, разделенных алюминиевыми кольцами толщиной 1,3 см. Общая длина изолятора при импульсном напряжении 9 МВ (75 нс) составляет 3 м. Катодный стержень от места стыка с ДФЛ вначале сужается на корпус до 30,6 см, а затем переходит в цилиндрический стержень, оканчивающийся вакуумным обострителем. Последний необходим для еще большего снижения амплитуды предымпульса. Обостритель состоит из двух электродов и вставленной между ними нейлоновой пластины толщиной 5 см. Амплитуда предымпульса после вакуумного обострителя снижается до 30 % амплитуды импульса, прошедшего через масляный обостритель, и составляет 100—150 кВ. Конечная часть катода имеет форму конического стержня, оканчивающегося скруглением.

Установка АВРОРА — один из самых мощных источников

Рис. 24.16. Схема расположения элементов установки АВРОРА:

1 — линия Блюмляйна, *2* — изолятор, *3* — линия с магнитной изоляцией, *4* — катод, *5* — мишень



коротковолнового рентгеновского излучения. Принципиальная схема установки мало отличается от предыдущих. Проектные характеристики установки: напряжение 15 МВ, ток 1,6 МА, длительность импульса 125 нс. Следовательно, мощность пучка электронов составляет 24 ТВт, а энергия в импульсе — 3 МДж. Установка имеет длину 41 м, высоту 18,3 см и ширину 15,2 м. Для снижения волнового сопротивления использовано параллельное соединение четырех линий Блюмляйна по 20 Ом каждая. Все линии заряжаются от одного ГМ до суммарной энергии 5 МДж (рис. 24.16). В установке АВРОРА используют более низкую напряженность электрических полей, чем в ПАЛСЕРАД 1480. Это объясняется большим временем зарядки линии (2 мкс) и значительно большей площадью электродов. Для повышения электрической прочности изоляции в ДФЛ все электроды в линиях покрыты изолирующим пластиком. Напряженность электрического поля составляет 190 кВ/см на внутреннем, 160 кВ/см — на внешнем и 200 кВ/см — на промежуточном электродах.

Особенность линий Блюмляйна, используемых в АВРОРЕ,— наличие специально разработанных масляных разрядников с внешним запуском. Воспроизводимость времени срабатывания масляных разрядников с самопробоем недостаточна для синхронизации четырех выходных импульсов. Коммутатор работает по принципу трехэлектродного разрядника с искажением электрического поля. Межэлектродное расстояние в разряднике меняется, если передвигать часть промежуточного цилиндра в аксиальном направлении с помощью гидравлического привода. Запускающим электродом служит большой диск, расположенный на расстоянии 7,6 см от плоского торца внутреннего цилиндра. Это расстояние изменяют с помощью гидравлической системы, расположенной в стальной колонне, которая находится внутри линии Блюмляйна. Там же расположены узлы запускающей цепи и газовый разрядник на 2 МВ. Если линия Блюмляйна заряжена до 12 МВ, напряжение на запускающем диске возрастает до 2 МВ, так как он образует емкостный делитель. Газовый разрядник запускается от внешнего импульса. Через

200 нс после этого следует многоканальный пробой в масле, инициируемый на острой кромке запускающего диска. Нестабильность составляет около 10 нс. Линия Блюмляйна генерирует предымпульс амплитудой около 750 кВ, которая уменьшается примерно до 150 кВ с помощью масляного разрядника. Это значение много ниже напряжения, при котором в диоде возникает взрывная эмиссия.

Четыре накопительные линии установки АВРОРА соединены с четырьмя ускорителями трубками (см. рис. 24.16). Каждая трубка имеет изолятор, коаксиальную передающую линию и диод. Изолятор имеет форму цилиндра длиной 4,6 м и диаметром 3 м, ось которого совпадает с осью линии Блюмляйна. Он набран из 40 люситовых колец толщиной по 11 см, разделенных алюминиевыми кольцами толщиной 1,3 см. Вакуумные уплотнения между кольцами изолятора сделаны из резины. Весь изолятор сжат нейлоновыми стержнями. Высоковольтный отрицательный электрод из изолятора проходит через отверстие диаметром 1,8 м и становится внутренним цилиндром вакуумной коаксиальной линии. Она изгибается под углом 45° к оси линии Блюмляйна и направляется к оси всей конструкции. Внешний электрод коаксиальной линии на прямом участке, ведущем к диоду, имеет диаметр 1,22 м и длину 4,6 м, внутренний электрод коаксиала диаметром 0,53 м. Волновое сопротивление линии 47 Ом. При напряжении 15 МВ напряженность электрического поля на поверхности внутреннего электрода составляет 700 кВ/см. Поля такой напряженности достаточно для появления большого тока электронов взрывной эмиссии, но из-за эффекта магнитной самоизоляции электроны не попадают на внутреннюю поверхность внешнего электрода и не вызывают вакуумного разряда.

Вакуумная коаксиальная линия оканчивается диодом. Внутренний цилиндр линии диаметром 53 см переходит в катод, имеющий форму эллиптического тороида с малым диаметром 5,1 см, а внешний цилиндр — в анод металлической пластины. Расстояние между анодом и катодом 45 см. Катод, как и внутренний цилиндр линии, выполнен из алюминия, а анод — из набора танталовых фольг толщиной по 50 мкм. Анодную танталовую пластину общей толщиной 2,5 мм крепят на алюминиевой пластине для торможения проходящих через мишень электронов и противостояния атмосферному давлению.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: Изд-во иностр. лит., 1956.

2. Месяц Г. А., Иванов С. А., Комяк Н. И., Пеликс Е. А. Мощные наносекундные импульсы рентгеновского излучения. М.: Энергоатомиздат, 1983.

3. Цукерман В. А., Тарасова Л. В., Лобов С. И. Новые источники рентгеновских лучей // УФН. 1971. Т. 103, вып. 2. С. 319—337.
4. Зюзин В. П., Манакова М. А., Цукерман В. А. Запаянные острофокусные импульсные рентгеновские трубки // ПТЭ. 1958. № 1. С. 84—87.
5. Белкин Н. В., Александрович Г. В. Двухэлектродная трубка для генерации наносекундных импульсов рентгеновского излучения // Там же. 1972. № 2. С. 196—197.
6. Jamet F., Thomer G. Flash radiography. Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. Comp., 1976.
7. Эйг Л. С., Дремин В. Н., Латышев В. В. Импульсные управляемые рентгеновские трубки с холодным катодом // ПТЭ. 1969. № 4. С. 180—183.
8. Комяк Н. И., Иванов С. А., Пеликс Е. А. Импульсные рентгеновские аппараты. М.: ЦНИИТЭИ, 1980.
9. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
10. Flynn P. T. G. The Discharge Mechanism in the High Vacuum Coldcathode Pulsed X-ray Tube // Proc. Phys. Soc. 1956. V. 69, Pt 7, N 439B. P. 748—770.
11. Литвинов Е. А., Месяц Г. А. О вольт-амперной характеристике диода с острийным катодом в режиме взрывной эмиссии электронов // Изв. вузов. Физика. 1972. № 8. С. 158—160.
12. Царев Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп. М.: Госэнергоиздат, 1961.
13. Месяц Г. А. Наносекундные рентгеновские импульсы // ЖТФ. 1974. Т. 44, № 7. С. 1221—1227.
14. Цукерман В. А., Манакова М. А. Источники коротких рентгеновских вспышек для исследования быстропротекающих процессов // ЖТФ. 1957. Т. 27, вып. 2. С. 391—403.
15. Bernstein B., Smith J. «Aurora» an Electron Accelerator // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. V. NS-20, N 3, pt 2. P. 294—300.
16. Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкости. Томск: Изд-во ТГУ, 1975.
17. Мартин Дж. С. Высоковольтные системы получения // Накопление коротких импульсов и коммутация энергии больших плотностей. М.. 1979. С. 7—24.
18. Бояринцев Э. Л., Капитонов В. А., Корнилов В. А. «Водяной» — генератор мощного пучка релятивистских электронов // ДАН СССР. 1974. Т. 217, № 4. С. 808—811.
19. Shipman J. D. The Electrical Design of the NRL Gamble II 100 Kilojoule, 50 Nanosecond, Water Dielectric Pulse Generator used in Electron Beam Experiments // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. V. NS-18, N 4, pt 2. P. 243—246.
20. Vitkovitsky J. High power switching. N. Y.: Van Vostrand Reinhold Comp., 1987.
21. Guenther A., Kristnansen M. Gas disharge closing switches. N. Y.: Plenum Publ. Corp., 1990.
22. Martin T. H. Design and Performance of the Sandia Laboratories Hermes II Flash *X*-ray Generator // IEEE Trans Nucl. Sci. 1969. V. NS-16, N 3. pt 1. P. 59—63.
23. Котов Ю. А., Радионов Н. Е., Сергиенко В. П. и др. Вакуумный изолятор с экранированием поверхности диэлектрика // ПТЭ. 1986. № 2. С. 138—141.
24. Denholm A. S. High Voltage Technology // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1965. V. NS-12, N 3. P. 780—786.
25. Абрамян Е. А. Генератор коротких импульсов жесткого рентгеновского излучения высокой интенсивности // ДАН СССР. 1970. Т. 192, № 1. С. 76—77.

Глава 25

КОМПАКТНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ УСТРОЙСТВА

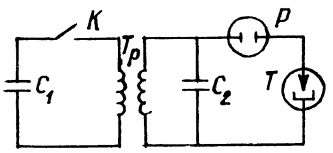
§ 25.1. КОМПАКТНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ АППАРАТЫ

25.1.1. ВВЕДЕНИЕ

Как показано в предыдущих главах, взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) и эктонные эффекты используются в достаточно мощных и громоздких ускорителях для получения импульсных пучков электронов, применяющихся для накачки лазеров, генерации СВЧ-колебаний, получения мощных рентгеновских импульсов, а также для воздействия этими пучками на конденсированные среды и газы. Долгое время казалось, что эктоны используются только в больших экзотических устройствах, для которых нужны специальные помещения с радиационной защитой. Однако развитие сильноточной импульсной электроники с использованием ВЭЭ позволило создать очень компактные ускорители с энергией электронов до 500 кэВ, конкурентоспособные с обычными электронно-лучевыми приборами. Одними из первых разработок приборов этого класса стали рентгеновские аппараты для дефектоскопии, медицины и различных исследований. Затем стали создаваться ускорители электронов для получения плазмы, стерилизации различных препаратов, генерации электромагнитного излучения и т. д. Наконец, наиболее обещающее применение таких устройств возможно для модификации свойств поверхностей металлов и полупроводников, а также для получения люминесцентных спектров различных минералов в целях их идентификации. Компактность таких устройств достигается двумя путями. Во-первых, уменьшением длительности импульсов до 10^{-10} — 10^{-9} с, а во-вторых, снижением ускоряющего напряжения и увеличением тока, чтобы иметь необходимую мощность импульсов — обычно в пределах 10^6 — 10^9 Вт.

25.1.2. ПРОМЫШЛЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Импульсные рентгеновские аппараты имеют важные преимущества перед аппаратами непрерывного действия [1]: малую массу, габариты, а также потребляемую мощность, воз-



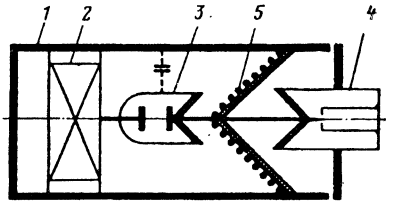


Рис. 25.1. Принципиальная схема импульсного рентгеновского аппарата для дефектоскопии

Рис. 25.2. Схема высоковольтного блока импульсного рентгеновского аппарата для дефектоскопии:

1 — корпус, *2* — трансформатор, *3* — разрядник-обостритель, *4* — рентгеновская трубка, *5* — катушка индуктивности

можность как направленного, так и панорамного просвечивания. Импульсные рентгеновские аппараты широко применяются для дефектоскопии промышленных сооружений в нестационарных условиях, при прокладке магистральных газонефтепроводов, строительстве атомных электростанций, мачт линий электропередач. На первое место выдвигаются требования, связанные со спецификой эксплуатации аппаратуры, такие как необходимость быстрого перемещения прибора, работа на открытых площадках при значительных колебаниях температуры окружающей среды, отсутствие подъемно-транспортных средств и т. д. Именно эти условия определили конструктивное отличие промышленных дефектоскопов от других типов импульсных аппаратов. Как правило, дефектоскопические аппараты обладают сравнительно небольшой дозой излучения в импульсе, но отличаются существенно большим ресурсом работы по сравнению, например, с установками для исследования быстропротекающих процессов. Используемые в них рентгеновские трубки имеют малое фокусное пятно и широкую диаграмму направленности. Конструктивно аппараты выполняются в виде нескольких блоков с малыми габаритами и массой. Основные элементы промышленного рентгеновского аппарата для дефектоскопии — рентгеновская трубка с холодным катодом и портативный генератор импульсов высокого напряжения. Обычно трубку и высоковольтный генератор размещают в одном корпусе для образования высоковольтного блока.

Принцип работы рентгеновских трубок со взрывной эмиссией, а также импульсных высоковольтных генераторов и их конструктивное исполнение определяют различия между аппаратами разных форм. В отечественных дефектоскопах используют трубки со взрывной эмиссией, а в качестве источника напряжения применяют трансформатор Тесла (рис. 25.1). Генератор работает следующим образом. Первичный конденсатор C_1, пред-

варительно заряженный до напряжения 8—10 кВ, при срабатывании коммутатора K разряжается через первичную обмотку трансформатора. При этом в его вторичной обмотке возникает импульс высокого напряжения длительностью порядка микросекунд, заряжающий конденсатор C_2. Разрядник P подключает емкость C_2 к трубке. Из-за высокого давления газа в разряднике длительность переднего фронта импульса не превышает 1 нс. Длительность импульса обычно больше 10^{-7} с и определяется временем разряда C_2 через рентгеновскую трубку. Благодаря короткому воздействию сильного электрического поля на катод, в рентгеновской трубке легко создать режим регенерации микроострий на эмиттирующей поверхности, что обеспечивает большой ресурс работы трубки. Трансформатор, разрядник и рентгеновская трубка во всех аппаратах объединены общим токопроводящим корпусом, заполненным трансформаторным маслом (рис. 25.2). Корпус совместно с одним из электродов разрядника образует конструктивный конденсатор, используемый в качестве конденсатора C_2. Коаксиальное расположение рентгеновской трубки, разрядника и трансформатора обеспечивает минимальную паразитную индуктивность схемы. Размеры и масса такого аппарата, как правило, достаточно малы. Так, при выходном напряжении порядка 200 кВ его масса не превышает 3—4 кг. Выпускаемая серия дефектоскопов МИРА [1] включает в себя пять модификаций, различающихся рабочим напряжением и толщиной просвечиваемого материала.

Самый маленький из серии аппарат МИРА-1Д с рабочим напряжением 100 кВ предназначен для просвечивания тонкостенных стальных изделий, а также изделий из пластмасс и легких металлов. Его применяют главным образом в электронной промышленности и авиаприборостроении. Аппараты МИРА-2Д и МИРА-3Д используют в основном для контроля качества сварки магистральных газо- и нефтепроводов. В отличие от МИРА-1Д первичные накопительные конденсаторы в них расположены в общем кожухе вместе с высоковольтным блоком. Из-за этого стало возможным удлинить высоковольтный кабель, соединяющий пульт управления с рентгеновским блоком, до 20—30 м и тем самым обеспечить радиационную безопасность обслуживающего персонала практически без применения специальных мер защиты. Оба аппарата обладают равномерной диаграммой направленности излучения в пределах угла раствора порядка 150°, что позволяет использовать их для панорамного просвечивания кольцевых швов трубопроводов.

Аппараты МИРА-4Д и МИРА-5Д имеют вид трех функциональных блоков. В третий блок вынесены накопительные конденсаторы первичной цепи, соединенные по схеме Маркса, для повышения зарядного напряжения, которое в данном случае составляет 40—50 кВ. Так как реальный коэффициент передачи в этом типе высоковольтных трансформаторов Тесла, как правило, не

Таблица 25.1

Параметр	МИРА-1Д	МИРА-2Д	МИРА-3Д	МИРА-4Д	МИРА-5Д
Максимальная толщина стали, доступная для рентгенографирования, мм	10	20	40	60	100
Амплитуда напряжения на рентгеновской трубке, кВ	100	150	200	350	500
Экспозиционная доза излучения в импульсе на расстоянии 0,5 м от анода, мР (Кл/кг)	0,2 ($5\cdot10^{-8}$)	0,8 ($2\cdot10^{-7}$)	2 ($5\cdot10^{-7}$)	4 (10^{-6})	8 ($2\cdot10^{-6}$)
Частота следования импульсов, Гц	20—25	10—15	4—5	2—3	1,5—2
Диаметр фокусного пятна, мм	2	3	3	4	4
Угол раствора конуса рабочего пучка излучения, град	30	150	150	150	150
Ресурс аппарата, имп	$5\cdot10^6$	$5\cdot10^6$	10^6	$0,5\cdot10^5$	$0,5\cdot10^5$
Потребляемая мощность, Вт	300	400	600	800	1000
Масса рентгеновского блока, кг	2	4	10	25	40
Тип используемой рентгеновской трубки	ИМА6	ИМА2-150Д	ИМА5-320Д	ИА-6	ИА-6
Длительность рентгеновского импульса на полувысоте, нс	10	15	20	20	20

превышает 15—20, то такое зарядное напряжение обеспечивает амплитуду импульса на разряднике-обострителе 500—800 кВ.

Технические характеристики дефектоскопов серии МИРА даны в табл. 25.1. Выбор той или иной модели определяется толщиной и материалом контролируемого изделия, а также требованиями, предъявляемыми к качеству рентгеновских снимков.

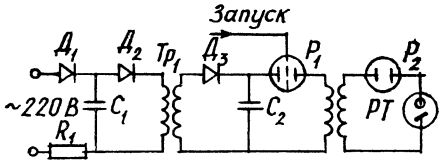
В аппарате «Инспектор», выпускаемом в США, в качестве генератора импульсного напряжения используют спиральный трансформатор. В отличие от конденсаторного генератора Маркса данный генератор имеет существенно меньшую массу и габариты. В силу этого полная масса аппарата не превышает 6,5 кг. Экспозиционная доза излучения в импульсе у него составляет около $8\cdot10^{-7}$ Кл/кг (3 мР) на расстоянии 0,5 м при максимальном напряжении на рентгеновской трубке порядка 150 кВ. Фокусное пятно трубки не превышает 1,5 мм. Аппарат

питается от никель-кадмиевого аккумулятора, одна зарядка которого обеспечивает генерацию 2400 имп. Рентгеновская трубка смонтирована внутри источника напряжения и легко заменяется. Главный недостаток прибора — малый срок службы рентгеновской трубки, вследствие чего значительно ограничивается область его использования. Применяют прибор, как правило, в сочетании с высокочувствительной рентгеновской пленкой типа поляроид для просвечивания изделий из алюминия, пластмасс, магния, титана,

25.1.3. ИМПУЛЬСНЫЕ АППАРАТЫ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для решения многих физических проблем необходимы короткие рентгеновские импульсы: высокоскоростная люминесценция, рентгеновская локация, тестирование дефектов излучения и структурный анализ и т. д. Например, в физике актуальна проблема измерения временных характеристик детекторов ионизирующих излучений. Для этого разработаны и серийно выпускаются два аппарата — КВАНТ и ИРА-3 [2], выполненные по единой принципиальной схеме (рис. 25.3). Основное ее отличие от описанных ранее схем — способ импульсного заряда накопительного конденсатора. Через выпрямитель D_1 и ограничивающий резистор R_1 конденсатор C_1 заряжается от сети переменного тока (220 В, 50 Гц) до напряжения, при котором срабатывает динистор D_2. При этом конденсатор C_1 разряжается через первичную обмотку импульсного трансформатора $Тр_1$. На концах вторичной обмотки трансформатора возникает разность потенциалов, вследствие чего накопительный конденсатор C_2 через выпрямитель D_3 заряжается до определенного напряжения. Постоянную времени цепочки $C_1 — R_1$ выбирают так, чтобы за один полупериод напряжения сети динистор срабатывал 5—6 раз. Постепенно, в течение нескольких секунд, накопительный конденсатор заряжается до амплитудного значения выходного напряжения импульсного трансформатора. Трехэлектродный управляемый разрядник P_1 запускает высоковольтный генератор, образованный резонансным трансформатором Тесла $Тр_2$, разрядником-обострителем P_2 и рентгеновской трубкой PT. Применение импульсной схемы питания накопительного конденсатора позволило существенно уменьшить габаритные размеры и массу зарядного трансформатора, который в данном случае работает на повышенной частоте. Достоинство схемы — возможность ее питания от сухих батарей. Благодаря срабатыванию динистора практически на одном и том же выходном напряжении обеспечивается стабилизация напряжения на конденсаторе C_2. Конструктивно аппараты КВАНТ и ИРА-3 выполнены в виде портативного рентгеновского блока,

Рис. 25.3. Принципиальная электрическая схема аппаратов КВАНТ, ИРА-3



соединенного с выносным пультом управления кабелем длиной 5 м. В обоих аппаратах использованы рентгеновская трубка типа ИМА1-150П с большим фокусным пятном и разрядники-обострители с напряжением срабатывания 100 кВ (КВАНТ) и 150 кВ (ИРА-3). Кроме градуировки детекторов, аппараты КВАНТ и ИРА-3 можно использовать для просвечивания пластмассовых изделий и элементов электронной техники.

25.1.4. ИМПУЛЬСНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ АППАРАТЫ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ

Если исследование в области физики, например быстропротекающих процессов, можно считать уже традиционным направлением импульсной рентгенотехники, то в медицине ее только начинают использовать. Благодаря разработке новых и совершенствованию конструкций существующих моделей импульсных аппаратов, серийно выпускаемых промышленностью, стало возможно использовать их не только в классической медицинской диагностике, но и для решения некоторых специфических задач (например, для определения местоположения инородных предметов в теле человека, переломов и т. д. непосредственно в полевых, палатных условиях). Такие эксперименты проведены с помощью импульсного рентгеновского аппарата фирмы «Импульсфизик» (ФРГ), работающего с частотой 1000—2000 Гц при максимальном напряжении на трубке порядка 130 кВ. В качестве регистрирующего устройства использовали электронно-оптический усилитель яркости фирмы «Сименс» (ФРГ) и 16-миллиметровую кинокамеру фирмы «Хитачи» (Япония). Аналогичные исследования проводили на импульсном аппарате «Хьюлетт-Паккард» (США) при рентгенографировании аортной дуги, сердечного желудочка и внутренних артерий животного при динамических перегрузках.

В [1] описан диагностический импульсный рентгеновский аппарат ДИНА-1, серийно выпускаемый отечественной промышленностью. С помощью этого прибора были получены рентгенограммы органов грудной клетки и конечностей, по качеству не уступающие снимкам, выполненным на аппарате непрерывного действия. В этом аппарате использован тот же высоковольтный блок, что и в аппарате КВАНТ, только с острофокусной трубкой типа ИМА-6, работающей на принципе ВЭЭ. Диаметр ее

Таблица 25.2

Параметр	КВАНТ	ИРА-3	ДИНА-1	ДИНА-2
Амплитуда напряжения на рентгеновской трубке, кВ	100	150	100	100
Длительность импульса излучения на полувысоте, нс . . .	10	10	10	10
Экспозиционная доза излучения в импульсе на расстоянии 5 см от анода, мР (Кл/кг) . .	3 ($8\cdot10^{-7}$)	10 ($3\cdot10^{-6}$)	5 ($1,5\cdot10^{-6}$)	5 ($1,5\cdot10^{-6}$)
Частота следования импульсов, Гц . .	0,1	0,1	100	300
Масса высоковольтного блока, кг . . .	1	2,5	3	3

фокусного пятна не превышает 2 мм, что обеспечивает вполне приемлемую четкость рентгеновских снимков практически всех органов. Аппарат смонтирован в переносном чемодане, который в рабочем положении является основанием штатива. Высоковольтный блок с помощью штатива можно устанавливать в любом положении к больному. Сборку и разборку аппарата сможет осуществить один человек за несколько минут [1].

Аппарат ДИНА-1 обеспечивает получение 15 рентгеновских снимков в течение 1 ч. Как показала практика эксплуатации, наиболее эффективно использование аппарата в сочетании с ксерографической установкой или с устройством типа поляроид. В такой комбинации его можно успешно применять в перевязочных и операционных, приемных отделениях, госпитальных палатах. Им можно оснастить машины и вертолеты скорой помощи, суда, находящиеся в автономном плавании, и т. д. Недостаток аппарата ДИНА-1 — сравнительно небольшая доза излучения, что не позволяет производить снимки брюшной полости и таза.

Аппарат ДИНА-2 при тех же габаритах имеет более высокую (примерно в 2,5—3 раза) дозу рентгеновского излучения благодаря использованию новых выпрямительных элементов, позволивших существенно увеличить мощность зарядного устройства. Первые клинические испытания аппарата ДИНА-2 показали, что его диагностические возможности значительно больше, существенно возросла информативность рентгеновских снимков. Характеристики описанных аппаратов приведены в табл. 25.2.

25.1.5. АППАРАТЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

Для исследования быстропротекающих процессов в рентгеновском излучении используют устройства со специальными требованиями к техническим параметрам импульсных установок: а) обеспечение большой дозы излучения в импульсе; б) необходимость точной синхронизации момента рентгеновской вспышки с началом исследуемого быстропротекающего процесса; в) комплекс мероприятий по обеспечению помехозащищенности цепей управления от электромагнитного излучения, возникающего одновременно с рентгеновским импульсом. Рассмотрим конструктивные особенности и важнейшие характеристики приборов, серийно выпускаемых промышленностью.

Установка РИНА-3Б/6 отечественного производства содержит шесть рентгеновских блоков, каждый из которых включает трубку, высоковольтный генератор, первичный конденсатор и коммутатор. Блок выполнен по типовой схеме, описанной выше, с использованием трансформатора Тесла, что обеспечивает небольшие габариты и массу излучателя при сравнительно высокой дозе излучения в импульсе. В отличие от выпускавшихся ранее приборов, в которых для задержки рентгеновского импульса относительно начала отсчета использовали различные временные формирующие устройства (мультивибраторы, фантастроны, блокинг-генераторы и т. п.), в РИНА-3Б/6 применен принцип деления частоты электрических сигналов, вырабатываемых кварцевым генератором. В данном случае нестабильность времени задержки определяется лишь частотой синусоидальных колебаний генератора и практически не зависит от напряжений питающей сети, температуры окружающего воздуха и других факторов [1].

В более мощной четырехканальной установке РИНА-4Б/4 в качестве импульсного генератора высокого напряжения применяют генератор Маркса (ГМ), состоящий из четырех ступеней. В каждой из них использованы керамические конденсаторы К15-10 и разрядник Р-43 с напряжением срабатывания порядка 150 кВ. В генераторе происходит импульсная зарядка конденсатора от трансформатора Тесла, что позволило существенно снизить габариты и массу генератора. Генератор Маркса расположен в верхней части металлического бака, заполненного трансформаторным маслом. В нижней части его расположены накопительные конденсаторы первичной цепи трансформатора и трехэлектродный управляемый разрядник, запускаемый от блока синхронизации.

В отличие от РИНА-3Б/6, в установке РИНА-4Б/4 все четыре канала могут запускаться одновременно. Помехозащищенность блока синхронизации при этом обеспечивается наличием в нем автономного источника питания, а также гальванической

развязкой, осуществляемой посредством оптотиристора. Так как установка РИНА-4Б/4 обладает значительно большей дозой излучения по сравнению с РИНА-3Б/6, ее можно использовать для изучения некоторых процессов внутренней баллистики, а также явлений, протекающих за стальной защитой толщиной до 20 мм.

Импульсная установка типа МИРА-5Б/1 имеет рабочее напряжение на рентгеновской трубке 600 кВ. Здесь также использован трансформатор Тесла. Накопительные трансформаторы первичной цепи, в отличие от схемы РИНА-3Б/6, вынесены в отдельный кожух и соединены по схеме Маркса. Это позволило вдвое увеличить напряжение на входе ГИН без изменения зарядного напряжения. Установка состоит из одного универсального канала, включающего в себя высоковольтный блок, ГМ, блок синхронизации и пульт управления [1]. Технические характеристики описанных приборов приведены в табл. 25.3.

Фирма «Скэндитроникс» выпускает три модели рентгеновских приборов. Их технические характеристики приведены в табл. 25.4. В этих аппаратах для изменения напряжения регулируют давление газа в разрядниках генератора, в качестве изолирующей среды используют сухой воздух. Пост управления унифицирован для всей серии. Особенность аппаратов серии «Скэндифлеш» заключается в том, что трубка непрерывно откачивается небольшим ионным насосом и имеет сменные электродные узлы. Благодаря небольшой длительности рентгеновской вспышки можно получать резкие снимки даже при гиперзвуковых скоростях.

Западногерманская фирма «Импульсфизик» выпускает импульсные кинорентгеновские установки. Производимый аппарат состоит из регистрирующего устройства — «стробокина» — и импульсного аппарата на основе резонансного трансформатора Тесла. При необходимости получить не одну, а несколько последовательных вспышек используют разряд нескольких конденсаторов через первичную обмотку одного трансформатора. Амплитуду напряжения на трубку можно устанавливать от 10 до 250 кВ. Для разделения снимков служит барабанная камера, снабженная свинцовой маской и лишенная оптики. Максимальные размеры объектов, доступных для съемки камерой составляют 35×35 см.

Для объектов бо́льших размеров применяют электронно-оптические преобразователи и съемку производят с экрана преобразователя камерой с вращающейся линзой. Из-за послесвечения экрана максимальная частота съемки ограничивается 3000 фотографий в 1 с, хотя аппарат позволяет получать рентгеновские импульсы до 40 000 в 1 с при длительности каждого импульса 200 нс. Экспозиционная доза излучения в импульсе у окна рентгеновской трубки составляет $3 \cdot 10^2$ Р ($8 \cdot 10^{-2}$ Кл/кг).

Таблица 25.3

Параметр	РИНА-3Б/6	РИНА-4Б/4Н	МИРА-5Б/1
Количество излучателей, шт	6	4	1
Амплитуда напряжения на рентгеновской трубке, кВ . . .	400	500	600
Экспозиционная доза в импульсе на расстоянии 1 см от рентгеновской трубки, мР (Кл/кг) . .	2 ($5\cdot10^{-7}$)	9 ($2\cdot10^{-6}$)	4 (10^{-6})
Диаметр фокусного пятна, мм . . .	3	4	4
Длительность импульса излучения на полувысоте, нс . .	20	30	20
Габариты рентгеновского блока, мм . . .	1110×270×270	840×340×240	870×300×350
Масса рентгеновского блока, кг	50	80	40

Таблица 25.4

Параметр	«Скэндифлеш 300»	«Скэндифлеш 600»	«Скэндифлеш 1200»
Амплитуда напряжения на рентгеновской трубке, кВ . . .	100—300	250—600	500—1200
Ток в импульсе . . .	10 000	10 000	10 000
Размеры высоковольтного блока:			
диаметр, мм . . .	700	800	800
длина, мм . . .	600	885	1205
масса, кг	150	300	450
Экспозиционная доза излучения в импульсе на расстоянии 0,5 м от фокусного пятна трубки, мР (Кл/кг) . . .	35 ($9\cdot10^{-6}$)	75 ($2\cdot10^{-5}$)	180 ($5\cdot10^{-5}$)
Длительность импульса излучения на полувысоте, нс . .	20	15	10

Здесь приведены лишь общие сведения о серийно выпускаемых промышленностью импульсных рентгеновских аппаратах, применяемых для исследования быстропротекающих процессов. Более полные данные о приборах, схемах синхронизации и устройствах регистрации быстропротекающих процессов содержатся в работах [3—5].

§ 25.2. КОМПАКТНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ

Для проведения многих физических исследований необходимы установки, в которых параметры импульсов рентгеновского и электронного излучения можно регулировать в широких пределах и где имеется высокая стабильность времени между пусковым импульсом и импульсом излучения. Необходимо регулировать ток и плотность тока пучка, длительность импульса и энергию рентгеновских фотонов или электронов. Такие установки типа «Маус» разрабатывают в ИСЭ СО РАН. Это малогабаритные ускорители с ВЭК, где трубка непосредственно подключена в ГМ на сегнетоэлектрических конденсаторах типа К15-4 (рис. 25.4) [1].

Каждая из 15 ступеней ГИН представляет собой унифицированную секцию, состоящую из шести конденсаторов C_1, включенных параллельно, разрядников P_1 и зарядных резисторов R_1, R_2. Все ступени собираются в колонку с помощью кольцевых изоляторов из оргстекла *1*. Секционированный высоковольтный изолятор собран из чередующихся металлических и полиэтиленовых колец с распределением потенциала по ним при помощи резисторов. Вторая и третья ступени генератора снабжены устройствами для подсветки зазоров разрядников. Это стабилизирует их запуск и расширяет диапазон напряжений срабатывания. Подсветка осуществляется ультрафиолетовым излучением разряда по поверхности сегнетоэлектрика, запуск устройства — от предыдущей ступени. ГИН запускается от импульсного генератора с тиратроном ТГИ1-400/16 при точности синхронизации не хуже 5 нс. Для регулировки длительности импульса в пределах 3—50 нс на выходе ГИН установлен срезающий разрядник P_c с плавной регулировкой зазора.

ГИН размещен в стальной трубе в атмосфере азота при давлении до 10^6 Па. Трубка ускорителя состоит из катода K, установленного на высоковольтном изоляторе, и анодного фланца A, на котором находятся фольга для вывода пучка, антикатод для рентгеновского излучения или устройство для измерения параметров пучка. Для регулировки зазора анод — катод предусмотрено устройство дистанционного перемещения катода с помощью гидравлического привода. При увеличении ускоряющего промежутка от 6 до 26 мм ток пучка уменьшается в 20 раз. Благодаря малой индуктивности накопительных конденсаторов

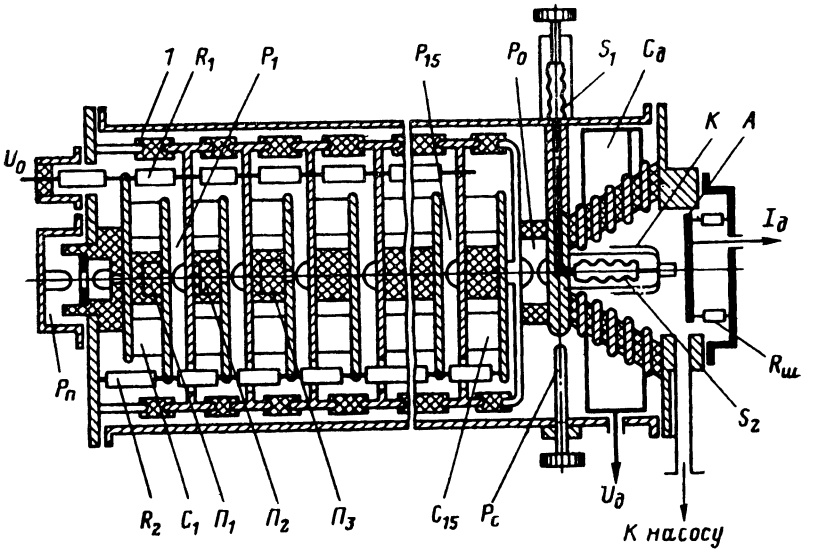


Рис. 25.4. Схема установки «Маус»:

1 — кольцевые изоляторы (оргстекло), R_1, R_2 — зарядные резисторы; P_1 — P_{15} — разрядники секций, P_0 — обостряющий разрядник, S_1, S_2 — сильфоны гидропривода перемещения катода, $C_д$ — емкостный делитель напряжения, *K* — катододержатель, *A* — анодный блок, $R_ш$ — шунт электронного тока в диоде, P_c — срезающий разрядник, C_1 — C_{15} — конденсаторы секций, $П_1$ — $П_3$ — поджигающие устройства, $P_п$ — пусковой разрядник, U_0 — зарядное напряжение, $I_д$ — ток в диоде, $U_д$ — напряжение на диоде

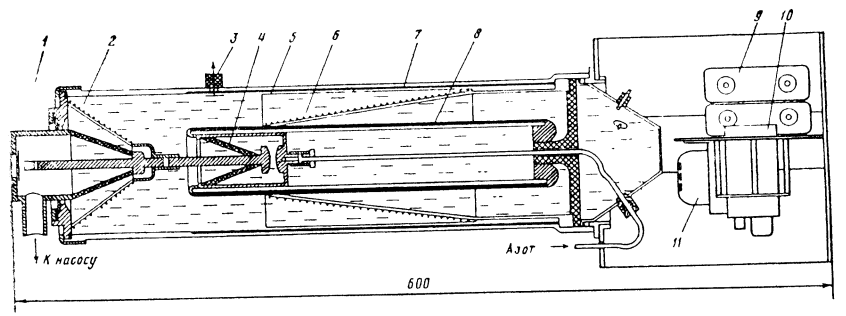


Рис. 25.5. Конструкция ускорителей РАДАН:

1 — электронная трубка, *2* — развязывающая индуктивность, *3* — емкостный делитель напряжения, *4* — разрядник-обострительь, *5* — первичная обмотка, *6* — вторичная обмотка, *7*, *8* — наружная и внутренняя части магнитопровода, *9* — конденсаторы первичного контура, *10* — коммутатор, *11* — трансформатор накала тиратрона

и контура ГИН, а также высокому давлению газа и перенапряжению на разрядниках можно сформировать фронт импульса порядка 10^{-9} с в несколько наносекунд. Включение обостряющего разрядника P_0 позволяет получить фронт импульса менее 1 нс. В качестве катода используют или трубку из фольги, или плоскую графитовую пластину. Использование трубчатого катода диаметром 10 мм позволяет получить пучок электронов диаметром 3—4 мм с плотностью тока около 10^4 А/см^2. Графитовый катод дает пучок с равномерной плотностью тока на большой площади и предпочтителен при выводе электронов сквозь фольгу.

Напряжение ГИН в пределах 20 % регулируют изменением зарядного напряжения, а с помощью регулировки давления в колонне ГИН можно без изменения зазоров разрядников варьировать выходное напряжение в диапазоне 80—450 кВ. Дальнейшее снижение напряжения возможно за счет уменьшения числа ступеней и межэлектродных зазоров. При этом амплитуда тока в диоде достигает 5 кА при энергии электронов 20—30 кэВ. Укорочение длительности импульса до 1 нс возможно при использовании субнаносекундной насадки с газовыми разрядниками высокого давления. В этом случае достигается плотность тока на аноде около 10^6 А/см^2 при диаметре пучка электронов 100—300 мкм (см. § 25.3).

Измерения энергетического спектра электронов в пучке с помощью магнитного спектрометра показали, что 1—2 % электронов пучка ускоряются до энергии, соответствующей 2—3 U. Применяя вольфрамовый анод, ускоритель можно использовать в качестве источника рентгеновского излучения с синхронизацией рентгеновского импульса с иследуемыми процессами. Установка в ускорителе серийной отпаянной рентгеновской трубки типа ИА-3 исключает необходимость использования вакуумного насоса.

Важным шагом на пути создания малогабаритных ускорителей электронов явились работы группы В. Г. Шпака [6]. Ими созданы две серии ускорителей электронов типа РАДАН и СЭФ, предназначенных для проведения лабораторных исследований. Энергия ускоренных электронов 150—300 кэВ, длительность импульса 2—4 нс, ток пучка электронов, выведенного в воздух, составляет до 1 кА и более, а частота следования импульсов — от одиночных до 25 Гц. В качестве высоковольтного импульсного источника используется трансформатор Тесла со стальным сердечником. Активными элементами служат серийные разрядники, электронные трубки и тиристоры.

В качестве высоковольтного импульсного генератора сильноточного ускорителя можно использовать генератор от серийных рентгеновских аппаратов серии МИРА, если в них установить электронную трубку ИМАЗ-150Э. Такие ускорители применяются там, где нет требований к прямоугольной форме импульса,

а измерительная аппаратура позволяет работать в условиях интенсивных помех. Для синхронизации электронного пучка с исследуемым процессом можно в первичный контур аппарата установить управляемый коммутатор, например тиратрон ТГИ1-100/8. Однако при повышении требований к форме импульса и для снижения уровня помех в ускорителе целесообразнее использовать более совершенный импульсный генератор.

Основным источником помех в аппаратах МИРА является высоковольтный импульсный трансформатор, не имеющий наружного магнитопровода, что к тому же снижает КПД генератора, так как резонансный трансформатор работает на первой полуволне зарядного напряжения, а максимальная амплитуда достигается на второй [7]. Более перспективна конструкция трансформатора, совмещенного с формирующей линией и имеющего разомкнутый магнитопровод, что позволяет получить коэффициент связи между обмотками, близкий к единице, при одновременной высокой электрической прочности. При этом улучшается форма импульса, увеличивается КПД, уменьшаются габариты, а наличие наружного магнитопровода позволяет поместить весь генератор в замкнутый корпус для улучшения экранирования. Сердечник можно сделать из феррита или трансформаторной стали [7]. Заметим, что стальные сердечники компактнее из-за более высокой индукции насыщения. Кроме того, они значительно проще в изготовлении.

Во всех ускорителях серии РАДАН (рис. 25.5) используется резонансный трансформатор с разомкнутым магнитопроводом, выполненным из стальной ленты Э340 толщиной 70 мкм. При времени заряда формирующей линии 1,5—2 мкс материал сердечника используется практически на пределе частотной характеристики. Это несколько увеличивает потери, зато значительно снижает вероятность пробоя изоляционного зазора формирующей линии и изолятора высоковольтного разрядника-обострителя. Весь высоковольтный блок заполнен в вакууме трансформаторным маслом. Волновое сопротивление формирующей линии 20 Ом.

Ускорители собираются из функциональных модулей, что позволяет компоновать устройства с различными техническими характеристиками. Все ускорители могут использоваться и в качестве импульсных рентгеновских аппаратов [6]. Наиболее разнообразны по конструкции блоки первичного контура, в основном определяющие возможность и точность синхронизации. Если синхронизации не требуется, то в качестве коммутатора первичного контура может быть использован неуправляемый разрядник, однако, несмотря на простоту и компактность, такая конструкция обладает существенным недостатком: значительный разброс напряжения срабатывания неуправляемого разрядника вынуждает иметь запас энергии в конденсаторах первичного контура для исключения пропусков разрядника, что

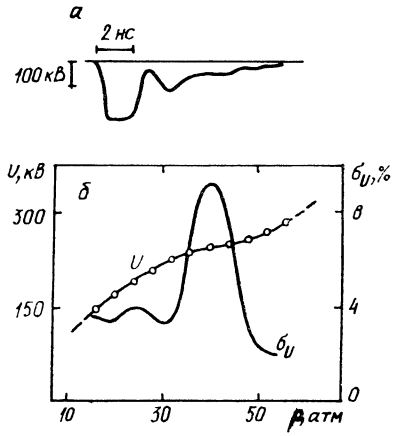


Рис. 25.6. Осциллограмма напряжения на электронной трубке (*а*) и зависимость напряжения срабатывания U и его среднеквадратичного разброса σ_U от давления азота p в разряднике Р-49 (*б*)

заметно снижает КПД высоковольтного генератора. Этого недостатка нет у генераторов с управляемым коммутатором, где стабилизировать зарядное напряжение можно внешними устройствами. Точность включения при этом определяется временны́м разбросом срабатывания коммутатора (управляемого разрядника или тиратрона). В зависимости от типов конденсаторов для их заряда используется стабилизированное напряжение 2,5 и 4,5 кВ, источник которого расположен в пульте управления. Разработана серия пультов для различного применения ускорителей, в том числе и с автономным питанием от аккумуляторов для использования в полевых условиях или при требовании низкого уровня помех. Пульты снабжены реле времени, счетчиком импульсов, системой синхронизации и дистанционным управлением.

Серийные разрядники высокого давления [8] формируют фронт импульса значительно короче 1 нс и позволяют получить прямоугольный импульс при длительности 2 нс (рис. 25.6). Отражения вызваны рассогласованием нагрузки при холостом ходе, что сделано для оптимизации режима по выходу электронов за фольгу. Требования амплитудной и временно́й стабильности вызвали необходимость дополнительного испытания серийных разрядников в схемах питания ускорителей. Для этой цели штенгель разрядника Р-49 вскрывался и к нему подсоединялся шланг высокого давления с редуктором для плавной регулировки давления в разряднике. В зависимости от давления измерялись напряжение пробоя, его амплитудный и временной разбросы. Результаты измерений показали, что вблизи рабочего диапазона давлений существует область с явно выраженной нестабильностью (см. рис. 25.6), и причиной этого служит незавершенный разряд по внутренней поверхности изолятора разрядника. Нестабильность возрастает, когда искра выходит за границу центрального электрода, что приводит к нерегулярной подсветке рабочего промежутка. При дальнейшем повышении давления увеличивается напряжение срабатывания, искра скользящего разряда удлиняется, подсветка становится

регулярной и стабилизирует время и напряжение срабатывания. Этим объясняются характерный перегиб на зависимости $U(P)$ (рис. 25.6, *б*) и уменьшение угла наклона этой зависимости при $P>50$ атм. Заполнение разрядника смесью N_2 с 5 % элегаза уже при давлении 25 атм привело к пробою изолятора, так как электрическая прочность рабочего промежутка увеличивается намного больше, чем поверхностная прочность диэлектриков. Особенностью конструкции разрядников Р-49 является высокая напряженность электрического поля вблизи вывода центрального электрода, что служит основной причиной их выхода из строя. Обнаружено, что при изоляции этого вывода несколькими слоями бумаги данный недостаток практически полностью устраняется.

Для точной синхронизации электронного пучка с исследуемым процессом разработан разрядник с лазерной подсветкой. Выходное напряжение при этом может регулироваться изменением давления газа, величиной межэлектродного зазора и временем задержки светового импульса. Это позволило получить наносекундную точность синхронизации и возможность регулировки выходного напряжения, что затруднено при использовании серийных отпаянных разрядников. В табл. 25.6 приведены параметры ускорителей РАДАН.

Следующим важным шагом в разработке малогабаритных ускорителей электронов и использованием ВЭЭ было создание установок СЭФ [9]. В них накопителем энергии служит двойная формирующая линия, заполненная трансформаторным маслом. Для ее зарядки использован трансформатор Тесла, встроенный, как и в РАДАН, в саму линию (рис. 25.7). Коммутация тока в первичной цепи трансформатора производится на напряжении, равном сетевому, при помощи тиристоров. В качестве коммутатора на высоковольтной стороне использован разборный разрядник высокого давления в атмосфере азота при давлении 40 атм. Общий вид ускорителя «СЭФ-303» приведен на рис. 25.8. На рис. 25.9 приведен диод этого ускорителя, предназначенный для получения ленточного электронного пучка. Ускорители типа РАДАН и СЭФ широко применяются для накачки газовых и полупроводниковых лазеров, генерации рентгеновского излучения и СВЧ-колебаний с длиной волны 2—10 мм и мощностью в импульсе 10—60 МВт, а также для стерилизации медицинских приборов и других целей.

§ 25.3. СУБНАНОСЕКУНДНЫЕ ПУЧКИ ЭЛЕКТРОНОВ

25.3.1. ПОЛУЧЕНИЕ ПУЧКОВ

Наряду с мощными электронными пучками длительностью 10^{-7} — 10^{-8} с для исследований быстропротекающих процессов используются высоковольтные пучки длительностью

Таблица 25.6

Тип	Коммутатор первичного контура	Разрядник-обостритель	Напряжение на трубке, кВ
1560	Р-26	Р-43	150
1551	РУ-62	Р-43	150
2261	Р-26	Р-49	220
2251	РУ-62	Р-49	220
2252	ТГИ1-100/8	Р-49	220
2501	ТГИ1-100/8	С лазерной синхронизацией	200—300

$<10^{-9}$ с, т. е. субнаносекундные. Приемлемыми способами генерирования таких пучков являются обострение фронтов напряжения на вакуумном диоде и срез импульса с помощью быстродействующих коммутаторов, сканирование наносекундного электронного пучка относительно щелевой диафрагмы или применение фотокатодов, запускаемых коротким импульсом мощного лазера.

В данной работе использован первый способ, технически простой: в качестве быстродействующих коммутаторов применялись газовые разрядники высокого давления, зарядным устройством служил малогабаритный ускоритель на базе ГМ в сжатом газе с электронным током 3 кА при энергии электронов до 400 кэВ и длительностью импульса 20 нс. Предварительно была исследована возможность укорочения импульса непосредственно в ускорителе, для чего между вакуумным диодом и ГМ был встроен преобразователь, состоящий из обостряющего и срезающего разрядников в атмосфере азота под давлением 10 ат. При этом удалось получить электронный пучок длительностью 1,5 нс с током 1 кА и энергией электронов до 400 кэВ. Для дальнейшего укорочения длительности импульса потребовалось увеличить давление газа в разрядниках и уменьшить влияние паразитных параметров, что привело к созданию отдельного преобразователя (рис. 25.10), содержащего блок разрядников *3*, *4*, формирующую *2* и передающую *5* линии, общий объем которых заполнен азотом под давлением 40 ат. Особенность конструкции преобразователя — тщательное согласование отдельных элементов. Эксплуатация устройств показала, что разрядники работают без перестройки в довольно широком диапазоне напряжений, при этом напряжение на выходе преобразователя определяется амплитудой импульса ГМ. Вакуумный диод состоял из катода *6*, установленного на конце передающей линии *5*, и подвижного анода с окном из фольги *7*. В качестве катода использовались трубка 4 мм, свернутая из фольги толщиной 0,1 мм, или одиночное молибденовое острие

Максимальная частота следования, Гц	Точность синхронизации, ± нс	Ток за фольгой трубки ИМАЗ-150Э, А	Масса высоковольтного блока, кг
25	—	600	4,7
25	1500	600	6,2
10	—	900	8,5
25	1500	900	12,5
25	10	900	13,8
10	2	500—1000	15,0

с радиусом закругления 20 мкм. Пучок ускоренных электронов регистрировался коллектором *8*, подключенным кабелем к осциллографу. Для расширения полосы пропускания в осциллографе использовалась трубка с коаксиальной отклоняющей системой чувствительностью 3,5 кВ/см. Запуск выходного каскада развертки осциллографа и подсвет трубки непосредственно с емкостного делителя *9* ГМ позволили уменьшить длину сигнального кабеля с 12 до 1,5 м, снизив тем самым искажение импульса, а также улучшить стабильность регистрации. Для расширения диапазона измеряемых токов использовался широкополосный шунт, образованный отрезками кабеля, подключенными к коллектору параллельно сигнальному кабелю. Сопротивление шунта регулировалось числом кабелей. Особенность регистрации с помощью высоковольтной трубки — наличие довольно высокого отрицательного потенциала на коллекторе, зависящего от тока электронного пучка, что нарушает условия прохождения тока в дрейфовом промежутке фольга — коллектор. Результатом этого являются заниженные измерения амплитуды тока и некоторая ошибка в измерении длительности. Низковольтная трубка позволяет регистрировать электронный ток в более широком спектре энергий, однако имеет недостаточную полосу пропускания и требует широкополосных делителей с большим коэффициентом деления. Осциллограммы снимались непосредственно с экрана трубки на фотографическую пленку. Энергия электронов оценивалась по толщине простреливаемой алюминиевой фольги. Описанное устройство позволило получить и зарегистрировать субнаносекундные электронные пучки с энергией электронов выше 300 кэВ. Ток пучка составлял 0,3—2 кА при длительности на полувысоте 0,2—0,3 нс.

На рис. 25.11 представлены осциллограммы тока в диоде и за фольгой. Значительная разница в форме тока объясняется тем, что энергия электронов в послеимпульсах образующихся из-за рассогласования диода с передающей линией, недостаточна для прохождения электронов через фольгу. В послеимпульсах

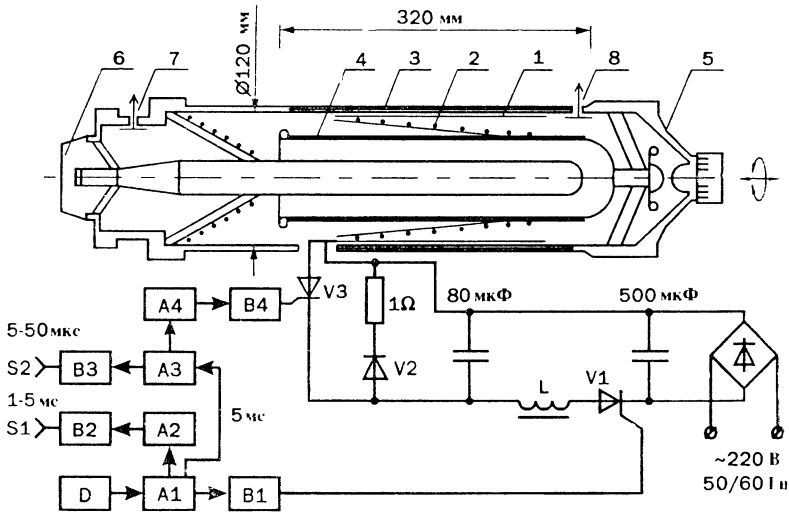


Рис. 25.7. Блок-схема ускорителя СЭФ-303А:

1, 2 — первичная и вторичная обмотки, *3, 4* — внешняя и внутренняя обмотки трансформатора Тесла, *5* — газовый разрядник, *6* — нагрузка, *7, 8* — емкостный делитель напряжения, *A1* — *A4* — таймеры, *B1* — *B4* — делители импульсов, *D* — драйвер

энергия электронов мала и они не проходят через фольгу. Послеимпульсы обусловлены увеличением проводимости диода взрывной эмиссией при прохождении повторных импульсов. Наличие в диоде послеимпульсов тока с возрастающей амплитудой говорит о взрывном характере эмиссии электронов. Заметной зависимости амплитуды и длительности тока электронного пучка от давления в диоде и дрейфовом пространстве в диапазоне $2 \cdot 10^{-5}$ — 10^{-2} мм рт. ст. не обнаружено.

Энергетический спектр электронов в пучке довольно широк (рис. 25.12, *а*) вследствие того, что форма импульса напряжения на диоде далека от прямоугольной. Повышение давления в дрейфовом промежутке до 10^{-1} мм рт. ст. приводит к некоторому укорочению импульса тока за фольгой из-за рассеяния

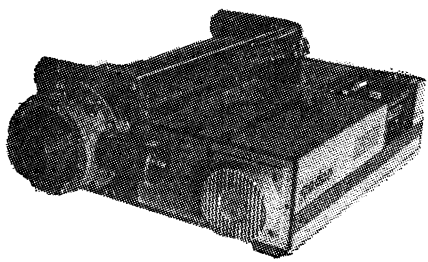


Рис. 25.8. Общий вид установки СЭФ-303А.

Напряжение 30—300 кВ, волновое сопротивление линии 45 Ом, длительность импульса 4 нс, фронт импульса 1 нс, максимальная частота импульсов 25 Гц, масса 28 кг, потребляемая средняя мощность 250 Вт

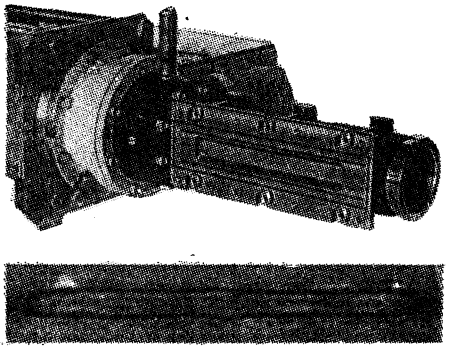


Рис. 25.9. Диод ускорителя СЭФ-303А для получения ленточного пучка электронов (*вверху*) и фольга выводного окна после многократных импульсов (более 10^3) электронов (*внизу*)

низкоэнергетических электронов в газе. На рис. 25.12, *б*, представлено изменение длительности и амплитуды импульса тока при прохождении через фольгу.

При использовании одиночного автоэмиссионного катода можно ожидать существенного уменьшения длительности импульса тока за счет резкой нелинейности ВАХ автоэмиссии. Пусть ускоряющее напряжение U на диоде меняется по линейному закону:

$$U = U_a t/t_и, \quad t \leqslant t_и,$$
$$U = 0, \quad t > t_и, \tag{25.1}$$

где $t_и$ — длительность импульса, U_a — амплитуда ускоряющего напряжения. Длительность импульса тока на полувысоте $\tau_и$ определяется из соотношения

$$\tau_и/t_и = (1 + D/U_0 \ln 2)^{-1}, \tag{25.2}$$

где $D = 6{,}85 \cdot 10^{-9} \varphi^{3/2} \alpha^{-1}$ (φ, эВ,— работа выхода; α, $м^{-1}$,— геометрический фактор). В частности, для молибденового острия

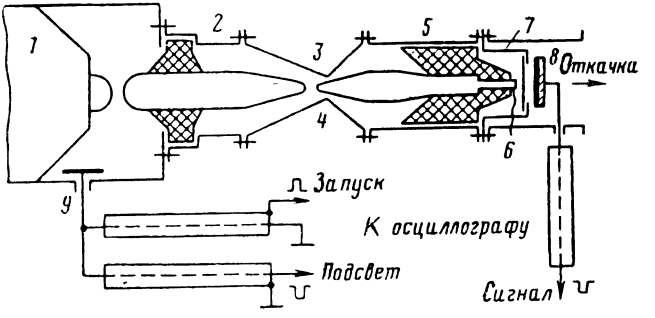


Рис. 25.10. Схема преобразователя наносекундных импульсов в пикосекундные:

1 — генератор Маркса, *2* — формирующая линия, *3* — обостряющий разрядник, *4* — срезающий разрядник, *5* — передающая линия, *6* — катод, *7* — анод с фольгой, *8* — коллектор с графитовым покрытием, *9* — емкостный делитель

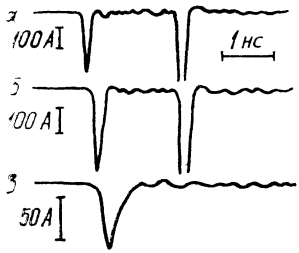
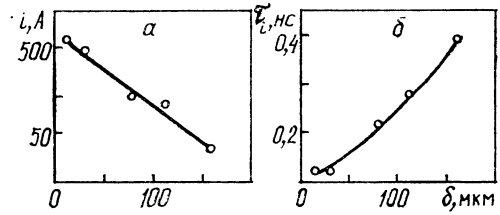


Рис. 25.11. Осциллограммы электронного тока.

а — ток в диоде, катод — одиночное острие; *б* — ток в диоде, катод трубчатый; *в* — ток после алюминиевой фольги толщиной δ=30 мкм

Рис. 25.12. Зависимость амплитуды электронного тока на коллектор *i* (*а*) и длительности импульса тока на полувысоте τ_i от толщины фольги δ (*б*).

Зазор анод — катод d=1,5 мм, длина дрейфа l=3 мм



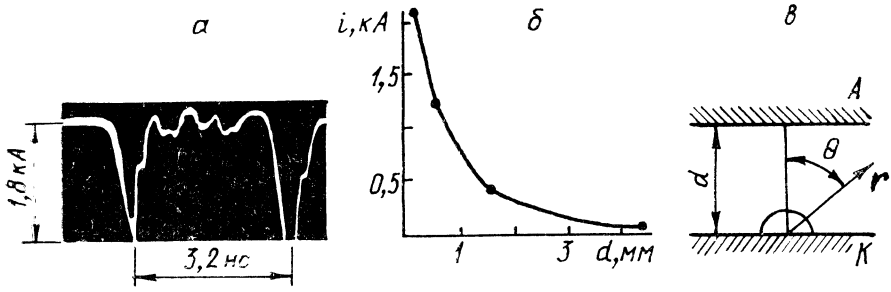


Рис. 25.13. Осциллограмма импульса тока в диоде (*а*), зависимость тока в диоде *i* от расстояния анод — катод *d* (*б*) и расчетная модель (*в*)

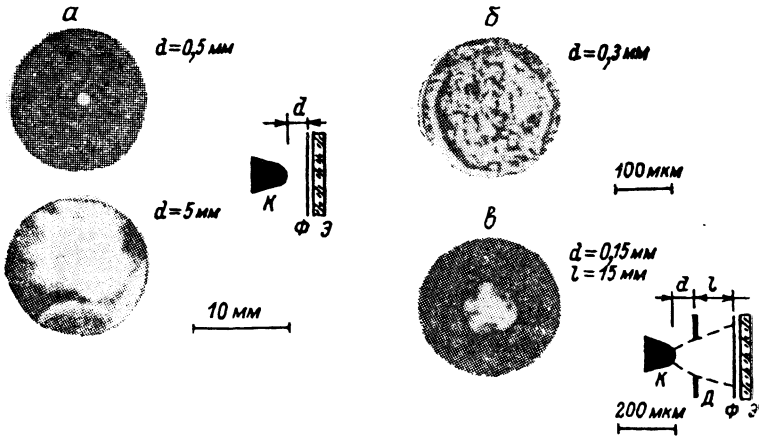


Рис. 25.14. Структура электронного пучка на аноде (*а*), микрофотография тыльного откола на аноде (медь, $\delta=50$ мкм) (*б*) и структура пучка в приосевой области пучка (*в*)

К — катод, *Ф* — фольга, *Э* — люминесцентный экран, *Д* — анодная фольга, служащая диафрагмой

($\varphi=4{,}2$ эВ) при $\alpha=10^4$ м$^{-1}$ и $U_а=2\cdot10^5$ В величина $\tau_и/t_и\simeq$ $\simeq 0{,}023$. Однако автоэмиссионный режим работы катода обеспечивает гораздо меньшую величину тока по сравнению со взрывным режимом.

25.3.2. ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ

Исследование высоковольтных субнаносекундных электронных пучков выявило интересные особенности. Одна из них — возможность фокусировки до плотности $j>10^6$ А/см^2. Эксперименты в этом направлении были проведены в работе [11]. Генератор обеспечивал следующие параметры: энергию ускоренных электронов 300 кэВ, максимальный ток в вакуумном диоде до 2 кА, длительность импульса на полувысоте 0,2—0,4 нс, при этом скорость роста напряжения и тока достигала 10^{15} В/с и 10^{13} А/с соответственно. В качестве катодов использовались стальные иглы с радиусом закругления 50 мкм. Электронный ток регистрировался широкополосным осциллографом с коаксиальной отклоняющей системой. Шунтом служил отрезок полосковой линии, согласованной на конце. Изображение на экране трубки осциллографа усиливалось трехкаскадным электронно-оптическим преобразователем, энергия электронов измерялась по отклонению электронного пучка, вырезанного щелевой диафрагмой в поле постоянного магнита.

Осциллограмы электронного тока в диоде (рис. 25.13, *а*) были аналогичны приведенным на рис. 21.26. На рис. 25 14, *а*,

представлены структуры электронных пучков на аноде, сфотографированные за один импульс при различных расстояниях между катодом и анодом. Видно, что на острие параллельно существует несколько эмиссионных центров, каждый из которых дает изображение на аноде в виде кольца или круга. Если катодные факелы расположены близко, то картина структуры электронного пучка усложняется из-за появления так называемых мазков. Толщина фольги перед экраном выбиралась достаточной для того, чтобы исключить искажение, вызванное наличием повторных импульсов с меньшей энергией. При длительности импульса 0,3 нс можно было получить ток в диоде, превышающий 10^3 А при расстоянии анод — катод 0,1—0,2 мм без перекрытия плазмой вакуумного промежутка (рис. 25.13, *б*). При этом напряженность поля на катоде даже в плоском приближении составляла $E \approx 3 \cdot 10^7$ В/см, что подтверждает возможность одновременного образования большого числа эмиссионных центров. Реальное электрическое поле на микронеровностях катода, по-видимому, существенно превышает 10^8 В/см. Взрывная эмиссия электронов возникает за время $(1—2)\,10^{-10}$ с. Увеличение полного тока в диоде может быть достигнуто применением многоострийных или трубчатых катодов.

В субнаносекундном диапазоне оказалось довольно просто увеличить плотность тока на аноде путем уменьшения расстояния анод — катод d.

Наиболее близко к используемой геометрии вакуумного диода плоское приближение. Действительно, в случае одиночного факела, представленного в виде полусферы на плоскости [12], распределение потенциала в вакуумном промежутке будет

$$\varphi = \frac{U}{d} r \cos\theta \left[1 - \left(\frac{vt}{r}\right)^3\right], \tag{25.3}$$

где U — напряжение на электродах; $v = 2 \cdot 10^6$ см/с — скорость разлета плазмы; t — время. В наших условиях $d \gg vt$. Напряженность поля при этом

$$E = 3U/d \cos\theta, \tag{25.4}$$

откуда плотность электронного тока из факела

$$j = 2{,}33 \cdot 10^{-6} E / \sqrt{U}, \tag{25.5}$$

а полный ток в диоде

$$i = 43{,}9 \cdot 10^{-6} (vt/d)^2 U^{3/2}. \tag{25.6}$$

Предполагая радиус электронного пучка на аноде [12]

$$r_a \approx \sqrt{dvt}, \tag{25.7}$$

можно определить среднюю плотность тока на аноде:

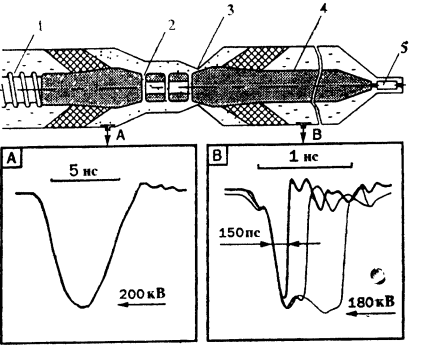
$$j_{ср} \approx 14 \cdot 10^{-6} U^{3/2} (vt/d^3). \tag{25.8}$$

При этом максимальная плотность тока в центре анода

$$j_{max} \approx 21{,}6 \cdot 10^{-6} U^{3/2} l/d^2. \tag{25.9}$$

Рис. 25.15. Генератор наносекундных импульсов с амплитудой напряжения 200 кВ.

Волновое сопротивление линий 45 Ом, частота следования импульсов до 25 Гц, минимальная длительность импульса 150 нс; *1* — спиральная линия задержки с трансформаторным маслом (200 Ом), *2* — обостряющий газовый разрядник в азоте (40 атм), *3* — срезающий разрядник, *4* — передающая коаксиальная линия с трансформаторным маслом (45 Ом), *5* — нагрузка 50 Ом



Как следует из (25.8) и (25.9), при $U=3\cdot10^5$ В и $d=10^{-2}$ см величины $j_{ср}$ и j_{max} достигают $1{,}4\cdot10^6$ и $3\cdot10^7$ А/см^2 соответственно, что дает основание предполагать интенсивное взаимодействие электронного пучка с материалом анода. Эксперименты показали, что в таком режиме после одного импульса в медной фольге толщиной 50 мкм, служившей анодом, образуется отверстие диаметром 100—300 мкм, форма которого в значительной мере определяется конфигурацией острийного катода. При увеличении зазора анод-катод до 0,3 мм сквозное отверстие в фольге не образуется, однако с обратной стороны наблюдается откол материала (рис. 25.14, *б*). Замечено, что плотность тока в отраженном импульсе значительно меньше, что, по-видимому, связано с увеличением площади эмиссии катода вследствие разлета плазмы катодных факелов.

Предполагая, что энергия, необходимая для разрушения анода,

$$W = j_{ср}SUt = S\delta W_{св}n, \qquad (25.10)$$

где S — площадь отверстия в фольге; δ — ее толщина; $W_{св}$ — энергия связи на один атом; n — концентрация (для меди $W_{св}=3{,}2$ эВ, $n=8{,}4\cdot10^{22}$ см$^{-3}$), можно оценить среднюю плотность тока в области отверстия, в нашем случае составляющую $j_{ср}=2{,}5\cdot10^6$ А/см^2, что превышает полученное ранее значение и может быть объяснено взаимодействием электронных пучков с соседних факелов (см. раздел 20.2.3). В связи с этим представляет интерес структура пучка в области отверстия, однако разрешающая способность фотоматериала и люминофора не позволяют провести непосредственную съемку, поэтому картина структуры предварительно увеличивалась, как показано на рис. 25.14, *в*. Первым импульсом прожигалась фольга, чем достигалась юстировка системы, а при втором импульсе обычным способом фотографировалась структура. Контур картины соответствовал микрофотографии отверстия в фольге, что позволило предположить отсутствие геометрических искажений в дрейфовом промежутке и определить масштаб увеличения. Как

следует из рис. 25.14, *в*, структура электронного пучка в отверстии резко неоднородна. Это подтверждает наличие в центральной части областей с плотностью тока, значительно превышающей интегральное значение.

Одна из последних разработок субнаносекундной приставки показана на рис. 25.15. Регулируя длину зазора срезающего разрядника, возможно менять длительность импульса от 150 до 500 пс при амплитуде напряжения до 200 кВ и длительности первичного импульса примерно 4 нс. В качестве задающего генератора используется СЭФ-303.

§ 25.4. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ

Процесс генерации сильноточных импульсных нерелятивистских электронных пучков и тепловые эффекты их воздействия на материалы, исследуются давно. Однако повышенный интерес к таким пучкам возник в последнее время в связи с их использованием в технологии металлов и полупроводников. Параметры электронного пучка определяются толщиной поверхностного слоя, в который должна быть введена энергия, достаточная для его термической обработки. Эта толщина обычно не превышает около 1 мкм и сравнима с величиной пробега в твердом теле электронов с энергией примерно 10—30 кэВ. Условием того, что вся вносимая пучком энергия будет концентрироваться в приповерхностном слое и он не успеет существенно охладиться во время облучения вследствие теплопроводности, является кратковременность воздействия. Нетрудно показать, что время обработки должно составлять около 10^{-8} — 10^{-7} с. Однако при выборе времени воздействия, кроме чисто тепловых эффектов, необходимо учитывать возможность возникновения ударных волн, которые при времени $\leqslant 10^{-8}$ с могут вызывать не только заметное изменение электрофизических свойств металлов и полупроводников, но и его разрушение.

Для нагрева приповерхностного слоя до необходимой температуры (примерно 10^3 К) за время $\leqslant 10^{-7}$ с требуются пучки с плотностью энергии около 1 Дж/см^2. Следовательно, катод источника электронов должен обеспечивать плотность тока эмиссии $j > 10^3$ А/см^2. Первый такой источник был предложен автором и его сотрудниками в 1967 г. В нем в качестве катода использовался разряд по керамике с большой диэлектрической проницаемостью (титанат бария). Схема этого источника приведена на рис. 20.8 [14]. Поскольку в технологии требуются пучки большого (приблизительно 1—5 см) радиуса с равномерным распределением плотности тока по сечению и высокой стабильностью, при их генерации, кроме чисто конструктивных

сложностей, возникают проблемы, связанные с обеспечением однородности эмиссии катода и пучка в области облучаемого образца, влиянием электрических и магнитных полей на формирование и транспортировку пучка и т. д. Эти вопросы для нерелятивистского случая изучены слабо.

В настоящем разделе дается анализ и приводятся основные результаты работ, посвященных проблеме генерации сильноточных импульсных низкоэнергетических электронных пучков для поверхностного нагрева материалов. В работе [15] по проблеме создания сильноточных электронных ускорителей прямого действия для импульсного электронного отжига полупроводников описана установка и определены оптимальные параметры электронного пучка. Генератор высоковольтных импульсов включает в себя коаксиальную формирующую линию, заряжаемую от источника постоянного тока, и коммутатор. Изолятором в коаксиальной линии служит твердый диэлектрик с высокой диэлектрической постоянной. Использование в качестве источника постоянного тока малогабаритного генератора Ван-де-Граафа и применение электромеханического коммутатора позволило добиться воспроизводимости разрядного импульса по полной энергии не хуже ± 1 %. Уменьшение энергии ускоренных электронов до значений, меньших пороговых, при которых возможно образование радиационных дефектов в полупроводнике, обеспечивалось рассогласованием диода с формирующим элементом. Длительность импульса (75—100 нс) регулировали путем изменения геометрии формирующего элемента. При этом амплитуда тока на образец достигала примерно 20 кА. Для облегчения возникновения эмиссионных центров использовался плоский графитовый катод (диаметр 7,6—10 см) с шероховатой поверхностью. В [16] приводятся параметры установок, которые предполагается применять в технологических линиях производства полупроводниковых приборов.

Иное схемное решение установки, предназначенной для отжига полупроводников, приведено в работе [17]. Здесь формирующим элементом была линия Блюмляйна, заряжаемая двухступенчатым генератором импульсного напряжения, собранным по схеме Маркса. Сформированные линией импульсы напряжения амплитудой до 50 кВ и длительностью около 50 нс поступали на взрывоэмиссионный катод. Плотность энергии варьировалась от 0,1 до 100 Дж/см^2 путем изменения расстояния между катодом и подвижным анодом, на который устанавливался облучаемый образец.

Остановимся теперь подробнее на описании разработанного в [14] взрывоэмиссионного источника низкоэнергетического электронного пучка (рис. 25.16). Формирующим элементом служит малоиндуктивный емкостный накопитель ($C_н \simeq 5 \cdot 10^{-9}$ Ф), заряжаемый от стабилизированного источника постоянного тока до напряжения $U \leqslant 50$ кВ. С помощью газонаполненного три-

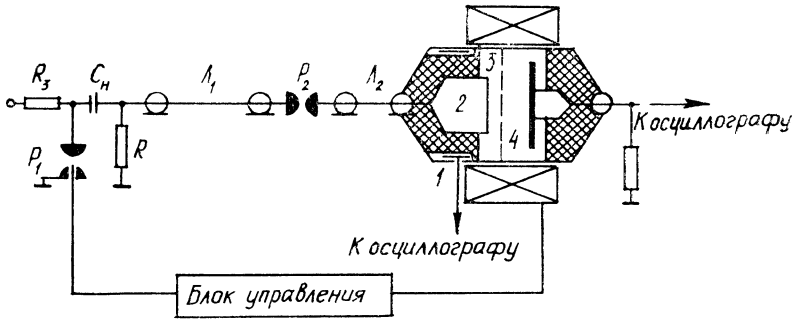


Рис. 25.16. Схема экспериментальной установки:
1 — емкостный делитель, *2* — катод, *3* — анод, *4* — коллектор

гатронного разрядника P_1 емкость $C_н$ разряжается на линию $Л_1$. Для предотвращения электромагнитных помех и увеличения электрической прочности конденсаторы $C_н$ и разрядник P_1 помещены в маслонаполненный металлический корпус. Линия $Л_1$, состоящая из параллельно соединенных отрезков кабелей, имеет волновое сопротивление $\rho=8$ Ом. Сформированный генератором импульс напряжения поступает на разрядники-обострители P_2, включенные параллельно, что позволило получить стабильный по амплитуде и форме импульс напряжения, поступающего на катод. При работе генератора на согласованную нагрузку длительность импульса напряжения составляет около 200 нс, длительность фронта не превышает 2 нс. Для уменьшения амплитуды предымпульса напряжения, поступающего на катод вакуумного диода, используется передающая линия $Л_2$ с $\rho=8$ Ом. В целях уменьшения влияния собственного магнитного поля электронного пучка на траекторию движения частиц вакуумный диод и труба дрейфа помещены во внешнее ведущее магнитное поле. Магнитное поле создается соленоидом, питаемым от емкостного накопителя с тиристорным управлением. Предусмотрена возможность плавного изменения величины магнитного поля H_z от 0 до 12 кЭ. Синхронизация системы питания соленоида и генератора высоковольтных импульсов осуществляется специальной схемой.

Катод вакуумного диода диаметром 1,2 см изготовлен из углеграфитового материала. Анодом служит деформационно стойкая молибденовая сетка с прозрачностью примерно 70 %. Облучаемый образец укрепляется на держателе (коллекторе), расположенном за сеткой. Регистрация импульсов напряжения и тока в диоде, а также тока пучка электронов на коллектор осуществляется с помощью емкостного делителя и малоиндуктивных низкоомных шунтов. При измерении распределения средней плотности тока по сечению пучка использовались диа-

фрагмы толщиной $3 \cdot 10^{-2}$ см с коллимирующими отверстиями диаметром 0,05—1,2 см. Путем изменения величины межэлектродных зазоров d и l и амплитуды импульсов напряжения на диоде можно регулировать длительность импульса тока пучка $t_и$ (от 30 до 100 нс), значительно варьировать энергетический спектр электронов в пучке при фиксированной длительности импульса, а также плотность энергии электронного пучка на коллекторе (примерно до 2 Дж/см^2).

Такие источники низкоэнергетичных пучков в последующем были модифицированы. В частности, при использовании плазменного анода удается значительно повысить плотность тока, доводя ее до $j \geqslant 10^3$ А/см^2 при расстоянии катод — анод примерно 2 см [18], причем такие пучки при энергии электронов около 50 кэВ удается транспортировать на расстояние до 10 см.

При помощи низкоэнергетических пучков с большой плотностью тока электронов проводятся эксперименты по модификации поверхности металлов и полупроводников. Воздействие таких пучков на металлы приводит к увеличению микротвердости стали, повышению коррозийной стойкости и износа при трении, уменьшению коэффициента трения и т. д. Что касается полупроводников, то низкоэнергетические пучки используются для электронного отжига ионно-легированных полупроводников, для создания гетероструктур, отжига интегральных схем, вжигания омических контактов, отверждения полимерных покрытий и т. д. [19].

Для иллюстрации воздействия низкоэнергетического пучка на металл кратко опишем эксперимент по изучению микротвердости закаленной стали 45. Пучок имел среднюю энергию электронов 10—20 кэВ, длительность менялась в пределах 0,15—1,2 мкс, плотность энергии при этом изменялась в пределах 0,6—6 Дж/см^2. Число импульсов, воздействующих на металл, варьировалось от 1 до 300 с интервалом 6—60 с. Облученные образцы изучали с помощью просвечивающей электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа и измерений микротвердости. Численный расчет и экспериментальные данные показали, что при облучении расплавляется поверхностный слой толщиной не более 2 мкм. При этом толщина зоны теплового влияния не превышает 15 мкм. Эти результаты хорошо подтверждаются данными рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии, согласно которым повышенное содержание аустенита, характерное для быстрой закалки от высоких температур, наблюдается в слое толщиной не более 10 мкм. Измерения микротвердости, однако, показали, что в процессе облучения в поверхностном слое сталей формируется упрочненная зона толщиной 200—300 мкм с двумя четко выраженными максимумами (рис. 25.17). В этой зоне можно выделить четыре характерных области: область теплового влияния I, области максимального упрочнения II и IV и неупрочненную область

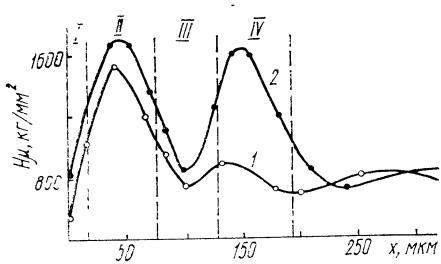


Рис. 25.17. Распределение микротвердости по глубине зоны воздействия пучка для закаленной стали 45 при числе импульсов воздействия $N=1$ (*1*) и $N=300$ (*2*)

III между ними. Большое влияние на степень упрочнения оказывает плотность потока энергии. Наибольшее упрочнение в наших экспериментах достигалось при плотности 2,5 Дж/см^2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г. А., Иванов С. А., Комяк Н. И., Пеликс Е. А. Мощные наносекундные импульсы рентгеновского излучения. М.: Энергоатомиздат, 1983.

2. Комяк Н. И., Пеликс Е. А. Портативные импульсные рентгеновские аппараты КВАНТ, ИРА-3, РИНА-1Д // Атом. энергия. 1972. Т. 32, № 6. С. 520—522.

3. Томер Г. Рентгеноимпульсная техника // Физика быстропротекающих процессов / Под ред. Н. А. Златина. М., 1971. Т. 1. С. 336—381.

4. Фрюнгель Ф. Импульсная техника. М.; Л.: Энергия, 1965.

5. Jamet F., Thomer G. Flash radiography. Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. Comp., 1976.

6. Загулов Ф. Я., Котов Ю. А., Шпак В. Г. и др. Радан — малогабаритные сильноточные ускорители электронов импульсно-периодического действия // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146—149.

7. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д. и др. Ускорители сильноточных электронных пучков с высокой частотой следования импульсов // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии / Под ред. Г. А. Месяца, Новосибирск, 1983. С. 5—20.

8. Киселев Ю. В., Черепанов В. П. Искровые разрядники. М.: Сов. радио, 1976.

9. Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Яландин М. И., Дядьков А. А. Малогабаритный сильноточный импульсный источник «Радан» СЭФ-303 А // ПТЭ, 1993. № 1. С. 149—155.

10. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А., Шпак В. Г. Генератор высоковольтных субнаносекундных электронных пучков // ПТЭ. 1976. № 6. С. 73—75.

11. Месяц Г. А., Шпак В. Г. О свойствах мощных субнаносекундных электронных пучков // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, вып. 14. С. 708—712.

12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: ИФМЛ, 1959.

13. Сливков И. Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972.

14. Коваль Б. А., Месяц Г. А., Озур Г. Е. и др. Взрывоэмиссионные наносекундные источники низкоэнергетичных электронов для поверхностной обработки материалов // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск, 1983. С. 26—39.

15. Little R. G., Greenwald A. C., Minnucci J. A. Pulsed Electron Beams for Annealing of Ion-Implaited Silicon // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1979 NS-26, N 1, pt 2. P. 1683—1685.

16. Greenwald A. C., Little R. G. Pulsed Electron Beam Processing of Semiconductor Devices // Sol. State Techn. 1979. V. 22. P. 143—148.

17. Luches A, Nassisi V., Perrone A., Perrone M. R. Large Area Field Emission Diode for Semiconductor Annealing // Phys. 1981. BC 104, N 1—2. P. 228—232.

18. Озур Г. Е., Проскуровский Д. И. О плотности тока СЭП, формируемого в динамическом слое // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, вып. 4. С. 46—49.

19. Лебедева И. И., Месяц Г. А. Отжиг полупроводников низкоэнергетическими электронными пучками // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск, 1983. С. 39—55.

Глава 26

КОММУТАЦИЯ ТОКА В РАЗРЯЖЕННЫХ ГАЗАХ

§ 26.1. ВАКУУМНЫЕ КОММУТАТОРЫ

Вакуумные коммутаторы широко используются в импульсной технике. Они просты в эксплуатации, дешевы, имеют высокую частоту следования импульсов, а также могут иметь очень малые габариты из-за высокой электрической прочности вакуума. Коммутаторы бывают управляемыми и неуправляемыми. Управление обычно осуществляется дополнительным разрядом в вакууме или лазерным лучом, направленным на поверхность катода. При этом возбуждается эктон и, если ток в коммутаторе превосходит пороговый, то начинается процесс самоподдержания эктонов и происходит коммутация тока. Процесс коммутации зависит от системы управления только в том смысле, сколько эктонов возбуждается на катоде. После возбуждения эктонов коммутация идет независимо от того, как были возбуждены эктоны.

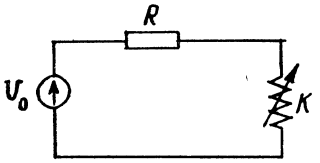
Зависимость тока от времени после появления эктонов (ток взрывной эмиссии электронов) исследована нами в [11]. Обычно одной из главных проблем коммутации является получение большой скорости роста тока di/dt или малого времени $t_к$ при данном коммутируемом токе i_0. Для этого необходимо, чтобы на плоской поверхности катода функционировало одновременно большое число эктонов. Тогда для тока i можно воспользоваться формулой Чайльда — Ленгмюра в следующем виде:

$$i = AU^{3/2}(S/d^2(1 - vt/d)^2), \qquad (26.1)$$

где S — площадь катода; U — напряжение на диоде; v — скорость движения катодной плазмы; $A = 2{,}33 \cdot 10^{-6} AB^{-3/2}$; d — расстояние катод — анод.

Рассмотрим простейшую схему импульсного генератора, когда накопительная линия с волновым сопротивлением ρ разряжается на сопротивление нагрузки $R_н$ через вакуумный коммутатор. Если $R_н + \rho = R$, то схема замещения контура примет вид, как на рис. 26.1, где U_0 — напряжение, заряжающее линию. Для этой схемы из уравнения Кирхгофа следует

$$U_0 = Ri + U. \qquad (26.2)$$



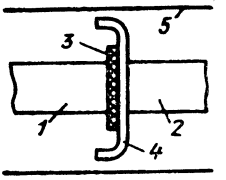


Рис. 26.1. Схема разряда накопительной линии на вакуумный коммутатор

Рис. 26.2. Расположение основных элементов вакуумного обострителя:
1 — катод, 2 — анод, 3 — диэлектрик, 4 — экран для предохранения колбы от запыления парами металла электродов, 5 — колба

Из (26.1) и (26.2) вытекает

$$(1-\tau)^2 = Bx^{3/2}/(1-x). \qquad (26.3)$$

Здесь $\tau = vt/d$; $x = U/U_0$; $B = ARSU_0^{1/2}/d^2$. Если время коммутации $t_к$ обозначить как отрезок времени от начала роста тока до 0,9 U_0/R, то

$$\tau_к \approx 1 - 0{,}188B^{1/2}. \qquad (26.4)$$

Из (26.4) следует, что при $B \leqslant 1$ время $t_к \sim d/v$. Чтобы безразмерное время $\tau_к \ll 1$ (т. е. $t_к \ll d/v$), второй член должен быть близок единице, т. е. $B \approx 25$. Так как величина B является отношением сопротивления контура R к сопротивлению диода $R_д$, то это означает, что $R \gg R_д$. Это достигается при данных R и U_0 увеличением отношения S/d^2. Таким образом, как нетрудно показать, получение малого времени коммутации возможно только при сравнительно малых амплитудах тока i_0.

Вторая проблема таких коммутаторов состоит в том, что в процессе коммутации протекает электронный ток с максимальной энергией, соответствующей напряжению U_0. Этот ток, попадая на анод, приводит к его разрушению, что снижает срок службы коммутаторов. Нетрудно показать, что максимум мощности электронного потока наступает при токе $i_м = U_0/2R$ и равен

$$P_м = i_0U_0/4. \qquad (26.5)$$

Чтобы уменьшить эту мощность, нужно в контур включить нелинейное сопротивление, которое уменьшается с ростом тока. Допустим, что это сопротивление $R_д(i) = R(1 - i/i_0)$, тогда, максимум мощности будет ниже, чем в предыдущем случае, и составит $P_м \approx i_0U_0/9$. Этого же эффекта можно достичь, если включить в разрядный контур нелинейную индуктивность, например металлический стержень с ферритовыми кольцами.

В этом случае не только снижается величина $P_м$ [2], но также уменьшается время коммутации $t_к$ и возрастает di/dt.

Уменьшение времени $t_к$ в вакуумном коммутаторе достигается и в том случае, если в промежуток вставить диэлектрик [3]. Выше показано, что разряд по поверхности диэлектрика в вакууме, когда поле на катоде неравномерно, и есть значительная нормальная составляющая поля, имеет время запаздывания $t_з$, слабо зависящее от напряжения и обладающее высокой стабильностью от разряда к разряду. Кроме того, такой разряд имеет и короткое время коммутации ($\leqslant 10^{-9}$с). При большой разнице между диаметрами катода и диэлектрика импульсное пробивное напряжение существенно ниже статического из-за резко неравномерного распределения поля по поверхности диэлектрика при воздействии импульсов. В [4] предложено использовать эти свойства разряда по диэлектрику в вакууме для разработки наносекундных обострителей с широким диапазоном рабочих напряжений, обладающих высокой стабильностью временных характеристик и малыми габаритами из-за высобой электрической прочности вакуума.

На рис. 26.2 показано устройство одного из вакуумных разрядников, работающих в режиме обострителей [3]. В качестве диэлектрика использовалась стеатитовая керамика толщиной 1 мкм и диаметром 11 мм, диаметр катода — 5 мм. Вакуум в обострителе составлял 10^{-5} мм рт. ст. Обостритель работал без перестройки в диапазоне рабочих напряжений 5—40 кВ при длительности фронта первичного импульса 20 нс и вторичного 0,5 нс. Диапазон напряжений, в котором работает обостритель, может быть легко изменен подбором керамики. При изменении полярности импульса в таком обострителе необходимо поменять местами вход и выход.

Как мы уже говорили, управление вакуумными коммутаторами осуществляется или за счет вспомогательных разрядов, или путем взаимодействия мощного лазерного импульса с поверхностью катода [5]. Например, авторы [6] разработали малогабаритные вакуумные разрядники типа ВИР. В этих разрядниках пробой основного промежутка инициируется вспомогательным пробоем по поверхности слюды, разделяющей электроды поджигающего промежутка. Применение этой изоляционной прокладки позволяет снизить пробивное напряжение поджигающего промежутка, а тем самым и амплитуду пускового импульса. Разрядники типа ВИР имеют большую область рабочих напряжений. Например, ВИР-7 надежно работает при изменении рабочего напряжения от 10 кВ до 100 В. Время запуска разрядника и его стабильность зависят от конструкции разрядника и крутизны фронта пускового импульса: лучшей оказалась коаксиальная конструкция (рис. 26.3). При амплитуде пускового импульса 2.2 кВ и крутизне фронта 225 кВ/(мк·с) время запуска около $3 \cdot 10^{-8}$ с при разбросе ме-

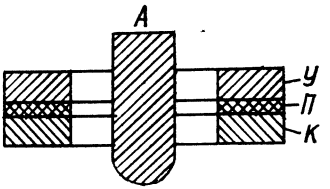


Рис. 26.3. Коаксиальная конструкция вакуумного разрядника:
А — анод, *К* — катод, *У* — управляющий электрод, *П* — прокладка из слюды

нее $1 \cdot 10^{-8}$ с. Недостатком этого разрядника являются относительно малое число включений и большой разброс напряжения пробоя поджигающего промежутка, что иногда ограничивает их применение.

§ 26.2. КОММУТАТОРЫ С ГАЗОМ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Известно, что с ростом давления газа в области правой ветви кривой Пашена уменьшается время коммутации $t_к$ коммутатора. При давлении газа $p \geqslant 1$ атм время $t_к \sim p^{-1}$ [3]. Однако никто не изучал теоретически зависимость времени коммутации от давления газа в левой ветви кривой Пашена. Можно предположить, что при снижении давления газа время $t_к$ должно уменьшаться, так как чем ниже давление, тем больше длина свободного пробега электрона ($\lambda_e \sim p^{-1}$) и тем больше он на этом пути приобретает энергии. Следовательно, эффективность ионизации будет также больше, что приведет к росту числа электронов, дрейфующих в газовом промежутке, и ускорению процесса коммутации. По этой логике, в правой ветви кривой Пашена длина λ_e будет снижаться, но число соударений будет, наоборот, возрастать, что также приведет к увеличению числа дрейфующих электронов и уменьшению времени коммутации $t_к$. Следовательно, в зависимости $t_к(p)$ при статистическом пробое, соответствующем кривой Пашена, должен быть максимум, а при высоких и низких давлениях газа следует ожидать уменьшения времени $t_к$. К этому выводу можно прийти также, исходя из модели Ромпе — Вайцеля [3]:

$$t_к \sim pd^2/U_{пр}, \tag{26.6}$$

где d — длина промежутка; p — давление газа; $U_{пр}$ — статическое пробивное напряжение. Если в левой ветви кривой Пашена $U_{пр} \sim (pd)^{-k}$, где $k > 0$, то $t_к \sim p^{1+k}d^{2+k}$. Следовательно, при $d = \text{const}$ $t_к \sim p^{1+k}$, т. е. со снижением давления время коммутации будет уменьшаться.

Такой же вывод можно сделать, исходя из теории лавинной коммутации [3]. При этом предполагается, что вследствие или большого числа начальных инициирующих электронов, или предварительного накопления дрейфующих электронов процесс

коммутации происходит из-за лавинного размножения большого числа электронов. В этом случае [3]

$$t_к \approx A(\alpha v_e)^{-1}, \tag{26.7}$$

где α — коэффициент ударной ионизации; v_e — скорость дрейфа электронов; A — величина порядка десятка. Если принять, что $\alpha/p = a \exp\ (bE/p)$, $v_e = \mu(E/p)^n$, где $n > 0$, a и b — эмпирические коэффициенты, то

$$t_к = k e^{-mx} x^{1-n}. \tag{26.8}$$

Здесь $k = A/a\mu E^n$; $x = p^{-1}$; $m = bE$; E — электрическое поле. Эта функция имеет максимум при давлении ($n = 1/2$)

$$p_м = bE, \tag{26.9}$$

который соответствует величине

$$t_{км} = A/b^{1/2} ae\mu E. \tag{26.10}$$

При давлении $p < p_м$ время коммутации будет уменьшаться со снижением давления газа. По природе эта стадия соответствует переходной форме тлеющего разряда. Если ток его будет выше некоторой предельной величины, то объемная форма разряда перейдет в канальную из-за образования эктонов на катоде.

Существует много типов разрядников низкого давления с малым временем коммутации. Разрядники, разработанные С. И. Лобовым и др. [7], функционируют в атмосфере неона или аргона при давлении $p = 0{,}1$—$0{,}7$ мм рт. ст. Произведение $p - d$ соответствует левой ветви кривой Пашена. При этом пробивное напряжение снижается с увеличением межэлектродного расстояния. Расположение электронов в разряднике показано на рис. 26.4. Давление и межэлектродные расстояния в разряднике устанавливаются такими, чтобы основной разрядный промежуток $A - K$ имел напряжение пробоя, находящееся на левой ветви кривой Пашена, а напряжение поджигающего промежутка $A - П$ — около минимума. До поступления пускового импульса между пусковым электродом $П$ и катодом K горит «сторожевой» разряд с током 10 мкА. После прихода отрицательного пускового импульса на электрод $П$ промежуток $П - K$ пробивается, при этом электроны через отверстие O в катоде устремляются к аноду и вызывают главный разряд между анодом A и катодом K. Такие разрядники работают в диапазоне рабочих напряжений 2—10 кВ при амплитуде пускового импульса 2 кВ и крутизне фронта 5 кВ/(мкс). Время задержки запуска составляет 20—40 нс, рабочий ток 3—5 кА.

На рис. 26.5 показаны расположение электродов и устройство для запуска разрядника с током до 300 кА, разработанное Мэтером и Вильямсом [8]. Разрядник состоит из двух одинаковых секций *1* и *2*, укрепленных внутри камеры, из которой форвакуумным насосом постоянно откачивается газ. Давление в камере поддерживается на уровне 0,05 мм рт. ст. После сра-

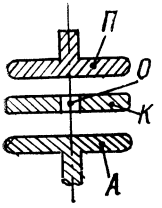


Рис. 26.4. Конструкция разрядника низкого давления:

А — анод, *К* — катод, *О* — отверстие, *П* — пусковой электрод

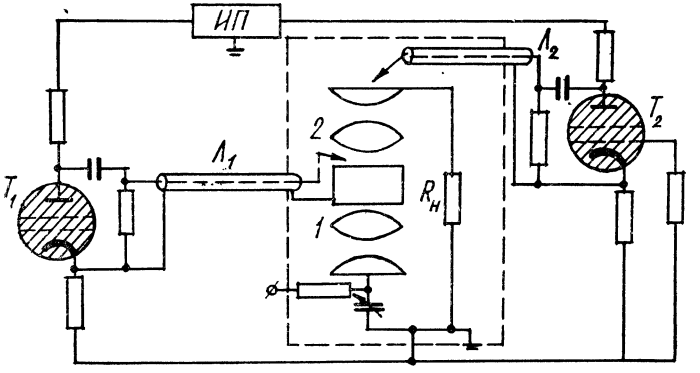


Рис. 26.5. Устройство мощного вакуумного разрядника и схема его включения.

Пояснения в тексте

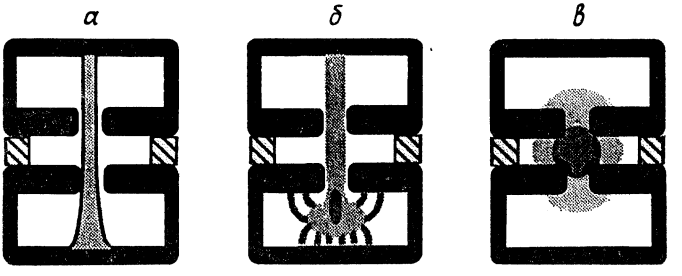


Рис. 26.6. Схема различных стадий псевдоискрового разряда:

а — электростатически сфокусированный высоковольтный тлеющий разряд (разряд Таундсенда); *б* — разряд в полном катоде с образованием уходящего электронного пучка; *в* — сверхплотный тлеющий разряд, образовавшийся в центральной области около катодного отверстия

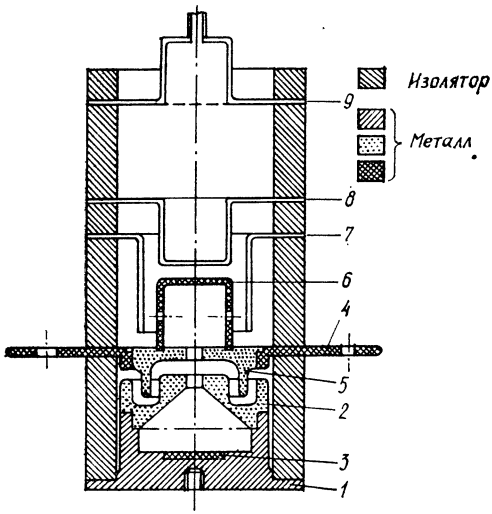


Рис. 26.7. Разрез псевдоискрового коммутатора:

1—3 — анод, *4*, *5* — катод, *6* — катодная полость, *7—9* — дополнительные поджигающие электроды

батывания тиратронов на поджигающие электроды обеих секций подаются пусковые импульсы с амплитудой 20 кВ и длительностью фронта 10^{-8} с. Кабель, по которому поступает пусковой импульс, непосредственно к поджигающему электроду не присоединяется, вследствие чего происходит удвоение напряжения пускового импульса. Разрядник работает в области напряжений 100 В — 20 кВ при времени задержки пуска $(5\pm2)\ 10^{-8}$ с. Известны также вакуумные разрядники и разрядники низкого давления на токи 1000—2000 кА и напряжение до 100 кВ [9].

Особое место среди разрядников низкого давления занимают так называемые псевдоискровые коммутаторы (см. § 18.2). Этот вид разряда с полым катодом и полым анодом (см. рис. 18.3) используется в сильноточных коммутаторах, работающих в частотных режимах. Давление газа в таких разрядниках обычно около 0,1 мм рт. ст., что соответствует длине свободного пробега электрона $\lambda_e > d$. Особый интерес в этом виде разряда представляет механизм эмиссии электронов катода, обеспечивающий среднюю плотность тока более 10^4 А/см^2. Как показано в § 18.2, в катодной области этого разряда создается электрическое поле $(2—3)10^6$ В/см, вызывающее образование большого количества эктонов, что сопровождается взрывной эмиссией электронов. Схема различных фаз работы такого коммутатора приведена на рис. 26.6 [10]. На рис. 26.7 показан разрез коммутатора с псевдоискровым разрядом. Такие коммутаторы работают при напряжениях до 50 кВ, токе до 10^4 А и более при скорости роста тока в процессе коммутации до $5\cdot10^{12}$ А/с.

§ 26.3. ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС

26.3.1. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Развитие исследований сильноточных сжатых газовых разрядов (пинчей) первоначально связывалось с возможностью осуществления контролируемых ядерных реакций. К это-

му направлению относится изучение плотного плазменного фокуса (ПФ) как разновидности z-пинча, формирующегося на открытом краю коаксиального ускорителя плазмы. Первые сообщения о ПФ относятся к началу 60-х гг. и были представлены работами Н. В. Филиппова и др. (Институт атомной энергии им. Н. В. Курчатова) [11] и Мэтера (США) [12]. Несмотря на некоторое различие в геометрии электродных систем (впоследствии называемых именами их авторов — филипповская геометрия и мэтеровская) поведение разрядов было схожим, что объединило их в один класс — плотный плазменный фокус. В 70—80-х гг. этими разрядами занимались уже во многих странах. В настоящее время установки ПФ признаны как мощные импульсные источники электронных и ионных пучков, нейтронов и жесткого рентгеновского излучения. Наибольший интерес все же представляет возможность получения мощного нейтронного излучения и поэтому основные усилия направлены на оптимизацию, повышение энергетики ПК как источника нейтронов. На рис. 26.8 представлен выход нейтронов Y_n на установках различной начальной энергии. Полученные результаты хорошо укладываются в экспериментально выведенные зависимости:

$$Y_n \sim I^4, \; Y_n \sim W_0^2, \tag{26.11}$$

где I — максимальный ток разряда; W_0 — начальная энергия.

Этот вывод стимулировал создание установок мегаджоульного диапазона с токами до 10 МА. Были получены пучки заряженных частиц тераваттной мощности, до 10^{12} нейтронов за импульс, рентгеновское излучение с $\lambda \geqslant 1$ Å. Однако проблема оптимизации установок еще далеко не решена. Это связано с множеством параметров, подлежащих оптимизации, сложностью и многообразием физических процессов, недостаточностью экспериментальных и теоретических результатов.

Очень важное значение для эффективного развития процессов в ПФ имеет начальная стадия: пробой и формирование разряда. Эта стадия характеризуется скоростями изменения напряжения до 10^{14} В/с, изменения тока $\geqslant 10^{13}$ А/с, плотностями тока $\geqslant 10^4$ А/см^2, начальными напряженностями электрического поля до 10^6 В/см, скоростью перемещения плазмы вдоль электронных поверхностей $\leqslant 10^7$ см/с. Такое развитие связано с появлением эктонов на катоде [13]. Очевидно, что понимание роли катодных процессов будет способствовать направленному изучению и совершенствованию ПФ. Примером может служить улучшенная катодная геометрия [14], позволившая в несколько раз увеличить выход нейтронов и воспроизводимость от импульса к импульсу. Сложность, однако, заключается в том, что конечной целью оптимизации является увеличение выхода нейт-

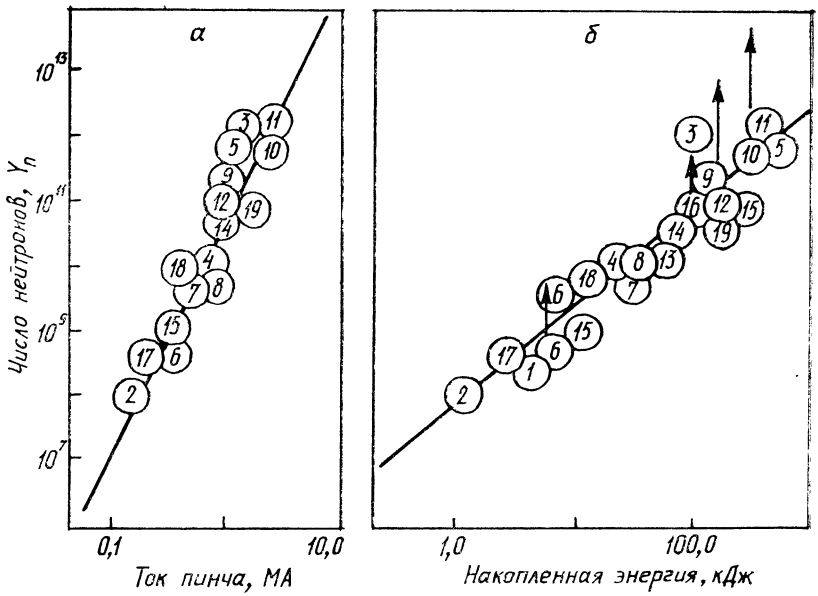


Рис. 26.8. Выход нейтронов Y_n (из реакции $D-D$ синтеза в зависимости от тока $I_м$ (*а*) и от энергии W_0 (*б*)), полученный с различных машин. *Стрелки* (для 10, 16, 19) показывают увеличение Y_n на два порядка при замене D_2 уплотнения в разрядной камере на смесь D_2T_2; стрелка в *б* и верхняя *б* показывают увеличение Y_n на порядок при искажениях поля. Масштабирование $Y_n \infty I_м^4$ ($Y_н \infty W_0^2$) выполняется как для уплотнения D_2, так и для смеси D_2T_2.

Цифры — источники получения информации

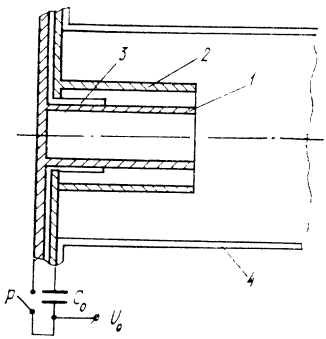


Рис. 26.9. Схема установки плазменного фокуса:

1 — анод, *2* — катод, *3* — изолятор, *4* — корпус, C_0 — емкостный накопитель энергии, *P* — разрядник

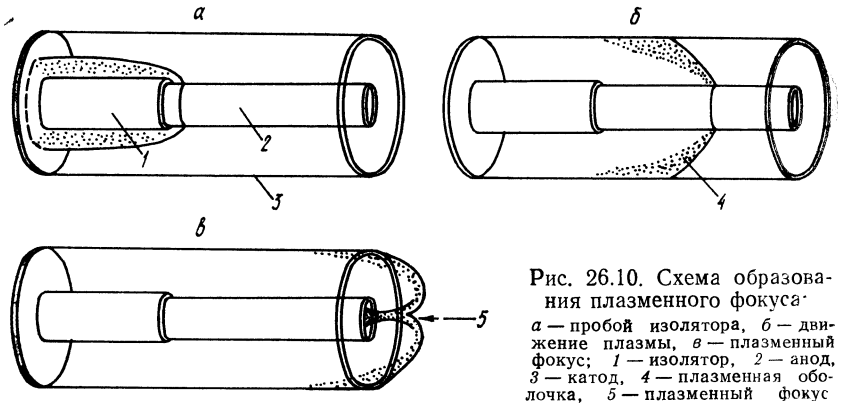
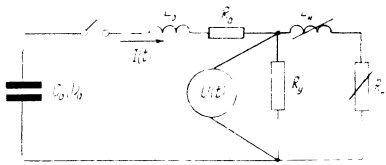


Рис. 26.10. Схема образования плазменного фокуса:
а — пробой изолятора, *б* — движение плазмы, *в* — плазменный фокус; *1* — изолятор, *2* — анод, *3* — катод, *4* — плазменная оболочка, *5* — плазменный фокус

ронов, возникающих на последней стадии эволюции разряда, и однозначная интерпретация производимых изменений затруднена.

В общем виде установка плазменного фокуса для получения разряда показана на рис. 26.9. К коаксиальной системе анод — катод прикладывается напряжение от накопителя C_0. В зависимости от схемы реализации накопителем может быть конденсаторная батарея, подключаемая с помощью разрядников, либо различные генераторы. Система заполняется дейтерием или тритием, или их смесью при полном давлении от 0,5 до 14 мм рт. ст. (иногда используют малые добавки других газов). Первоначально пробой происходит вдоль поверхности изолятора *3*, окружающего внутренний электрод частично (мэтеровская геометрия) либо полностью (филипповская геометрия). В тройных точках катод — диэлектрик — газ начинаются разряды по поверхности диэлектрика, которые создают ток, достаточный для микровзрывов металла в районе тройной точки и появления эктонов. По мере роста тока лоренцева сила собственного магнитного поля, равная примерно $(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$, отрывает плазменный (токовый) слой от поверхности изолятора и начинает выталкивать его к открытому краю электродной системы (рис. 26.10, *б*). И, наконец, на краю происходят вынос плазменного слоя коаксиальной системы и быстрый его коллапс к оси (рис. 26.10, *в*). На этой стадии накопленная магнитная и кинетическая энергии вкладываются в формирующий пинч, служащий источником электронных и ионных пучков, рентгеновского излучения и нейтронов. В соответствии с динамикой выделяют три фазы процесса: пробой и формирование токового слоя; ускорение и продвижение его; схлопывание и формирование пинча.

Для описания динамики преобразования энергии накопителя в энергию нагрузки используют эквивалентную электрическую цепь (рис. 26.11) и измеряемые напряжения на электродах



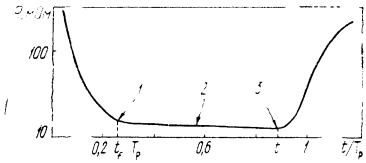


Рис. 26.11. Эквивалентная электрическая цепь для плазмофокусного разряда: C_0, L_0, R_0 — емкость, индуктивность, активное сопротивление накопителя; $L_н$, $R_н$ — динамические характеристики нагрузки, $R_у$ — активное сопротивление утечек

Рис. 26.12. Типичное поведение импеданса плазменного фокуса:
T_p — время от инициирования разряда до формирования пинча;
1 — формирование токового слоя, 2 — его продвижение, 3 — коллапс

$U(t)$, полный ток в цепи $I(t)$. Электрическая энергия трансформируется в магнитную

$$W_м = \frac{1}{2}(L_0 + L_н)\, I^2(t), \tag{26.12}$$

а также механическую (кинетическую) и тепловую:

$$W_{тм} = \frac{1}{2}\int_0^t L_н I^2(t)\,dt + \int_0^t R I^2(t)\,dt. \tag{26.13}$$

В этих соотношениях необходима дополнительная информация об изменении индуктивности $L_н(t)$ и сопротивления $R_н(t)$, которые определяются динамикой формирования и продвижения токового слоя в плазменной пушке (см. рис. 26.10). С помощью электронно-оптической, электрической, лазерной диагностик, измерений магнитными зондами эти данные получены в большом диапазоне исходных параметров [15—19]. Построены теоретические модели [10, 11]. Типичное поведение импеданса плазменного фокуса представлено на рис. 26.12. С некоторыми упрощающими положениями можно получить оценочные выражения для динамических и энергетических характеристик.

Считается, что формирование заканчивается, когда токовый слой отрывается от поверхности изолятора под давлением магнитного поля. При этом активное сопротивление разряда становится настолько низким, что ПФ представляет собой чисто индуктивную нагрузку. Энергию, введенную за время формирования в единицу объема плазмы, можно оценить так:

$$W = \frac{1}{V}\,\eta \int_0^{t_f} UI\,dt \approx \frac{\eta}{V} U_0 \dot{I}_f^2, \tag{26.14}$$

где $V = 2\pi r l d$ — объем плазмы (l — длина изолятора, r — его радиус, d — толщина плазменного слоя); η — эффективность ввода энергии (с учетом потерь на излучение и на изоляторе).

Отсюда

$$t_f \approx \frac{1}{U_0}\left(\frac{2\pi r l d L}{\eta} W\right)^{1/2}, \tag{26.15}$$

здесь $\dot{I} = U/L$.

Для эффективного образования плазмы должно быть

$$W > W_0 = n_0 (W_d = 2W_i), \tag{26.16}$$

где n_0 — начальная концентрация газа; W_d — энергия диссоциации молекул; W_i — энергия ионизации атомов.

В то же время для отрыва должно выполняться условие, что магнитное давление больше газокинетического:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0}{8\pi^2}\left(\frac{\dot{I}t_0}{r}\right)^2 > nkT. \tag{26.17}$$

В общем случае t_j и t_0 не равны. Это означает, что введенная в газ энергия до отрыва слоя может быть больше, равна или меньше W_0 (особенно если учесть зависимость параметров η и d от скорости ввода энергии). Соотношение между временами сказывается на развитии процесса в последующих стадиях. Ускорение и движение токового слоя неплохо описываются моделью электромагнитного поршня (в литературе принят термин «snowplow» — снеготолкатель). Если газ в слое полностью ионизирован и все частицы участвуют в переносе тока, то все они подвергаются действию силы Лоренца ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$) и за счет столкновений и перезарядки толкают перед собой частицы нейтрального газа. Тогда по закону Ньютона

$$d(pv)/dt = \Delta p S,$$

где p, v — плотность газа и скорость слоя; Δp — перепад давлений (магнитное давление); S — площадь слоя.

Основные сведения о параметрах плазмы получены с помощью оптических и лазерных методов диагностики. Они позволяют получить надежные данные только для достаточно плотной плазмы, т. е. на стадии схлопывания и пинча. Как пример можно привести результаты исследования процесса на установке с энергией 27 кДж и $p = 3$ мм рт. ст. [18]. В работе использовались голографическая интерферометрия и лазерное рассеяние. На расстоянии 7 мм от оси на стадии схлопывания скорость слоя была $1{,}8 \cdot 10^7$ см/с, температура ионов $T_i \leqslant 300$ эВ; $T_e \ll T_i$. Пинч формируется и длится 20—50 нс с большими вариациями размеров и плотности ($n_e = 10^{18} - 10^{19}$ см$^{-3}$), температура ионов $T_i \approx 700$ эВ. Внутри пинча наблюдаются большие асимметричные турбулентности с длительностью менее 10 нс, их появление совпадает с появлением рентгеновского излучения и мощной нейтронной эмиссией.

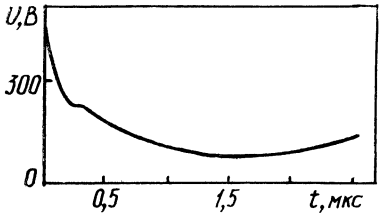
В более детальном анализе пространственной и временной структуры источников рентгеновского и нейтронного излучений выявлено большое число мелких образований («горячих точек»), возникающих и длящихся менее 5 нс, с размерами меньшими или равными 100 μ [23] и более долгоживущих образований, названных кластерами.

26.3.2. О ДИНАМИКЕ РАЗВИТИЯ

Исследования плазменного фокуса показали, что всякая асимметрия то́кового слоя нарушает процесс схлопывания. Кроме того, чем толще то́ковый слой, тем больше диффузия магнитного поля внутрь слоя и соответственно на стадии пинча больше будет магнитное давление, препятствующее схлопыванию.

Процессы вдоль изолятора не прекращаются с отрывом плазменного слоя. Особенно заметно это проявляется при эксплуатации установок с энергией более 100—200 кДж [25—27]. Было обнаружено отклонение от закона (26.11) с ростом энергии и тока. Детальные исследования распределения тока с помощью магнитозондовых измерений выявили канал значительных утечек тока вдоль поверхности изолятора (до 20—30 %). Особенно заметны утечки с ростом геометрии плазменной пушки [25—27]. Справедливость выражения (26.11) может быть восстановлена, если подставлять вместо полного тока ток в пинче. Утечки вдоль изолятора имеют место и в установках с небольшими энергиями [28]. На рис. 26.13 и 26.14 приведены измеренные зависимости для условий $U_0=14$ кВ, $p=7$ торр, $I_{max}=300$ кА [28]. Кроме того, имеют место вторичные пробои вдоль изолятора при обрыве тока [18].

Механизм «снеготолкателя» подразумевает, что протекание тока по плазменному слою однородно и импульс, сообщаемый через плазму, равномерен по всей поверхности. Однако практически во всех наблюдениях, выполненных с хорошим временны́м (несколько наносекунд) и пространственным (несколько миллиметров) разрешением, отмечается, что плазменный то́ковый слой является многоканальной структурой, обладающей цилиндрической симметрией [15]. Такая структура сохраняется вплоть до самой последней фазы — пинча [29] (рис. 25.15). Число каналов прямо пропорционально максимальному току [30], что означает фиксированное значение тока через канал. Эта пропорциональность сохраняется при различных диаметрах изолятора. С уменьшением диаметра снижается доля полного тока, прилегающего непосредственно к изолятору, растет толщина то́кового слоя, т. е. практически число каналов пропорционально току скользящего разряда. Уменьшение доли тока в последнем происходит также с ростом давления [30]. С уче-



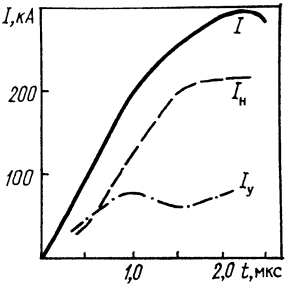


Рис. 26.13. Напряжение на электродах пушки в процессе развития плазменного фокуса

Рис. 26.14. Параметры разряда:
I — полный ток, $I_н$ — ток плазменного слоя (рассчитанный), $I_у$ — ток утечки

том измеренного тока в скользящем разряде и числа каналов был определен ток в отдельном канале $\sim 1\sqrt{p}$. Была измерена электронная концентрация в канале по штарковскому уширению линии H_β [31] (около 10^{18} см$^{-3}$). С помощью магнитных зондов обнаружено, что вдоль оси отдельного канала имеется продольное магнитное поле около 10^3 — 10^4 Гс, т. е. того же порядка, что и азимутальное поле перед схлопыванием [31]. Для объяснения канальной структуры была предложена модель магнитных «вихрей» [29, 32]. В соответствии с ней при проникновении в плазму магнитного поля (или собственного поля) плазма самоорганизуется в отдельные токовые нити — «вихри», заключающие внутри себя продольное магнитное поле. Анализ [33] показал, что канальная структура может быть согласована с распределением электрического и магнитного полей на стадии движения токового слоя, а на стадии схлопывания ведет к образованию структур, препятствующих протеканию тока. Кроме канальной структуры, теневые и шлирренфотографии демонстрируют наличие сложной структуры токового слоя по направлению его движения [31, 34]. Все это затрудняет прямое принятие модели «снеготолкателя». Особенно много гипотез связано с фазой пинча. В них делаются попытки объяснить процессы известными МГД и другими неустойчивостями плазмы. И в теоретическом плане эта задача еще не разрешена.

Одним из главных критериев эффективности ПФ является выход нейтронов. Однако нет еще однозначного мнения относительно механизма их генерации. Согласно «пучковому» механизму, нейтроны образуются в результате взаимодействия пучка быстрых ионов, возникающих при обрыве тока, с ядрами окружающих атомов и молекул. Другой механизм — «тепловой» — подразумевает захват и разогрев ионов внутри «горячих» областей пинча, формирующихся в результате развития неустойчи-

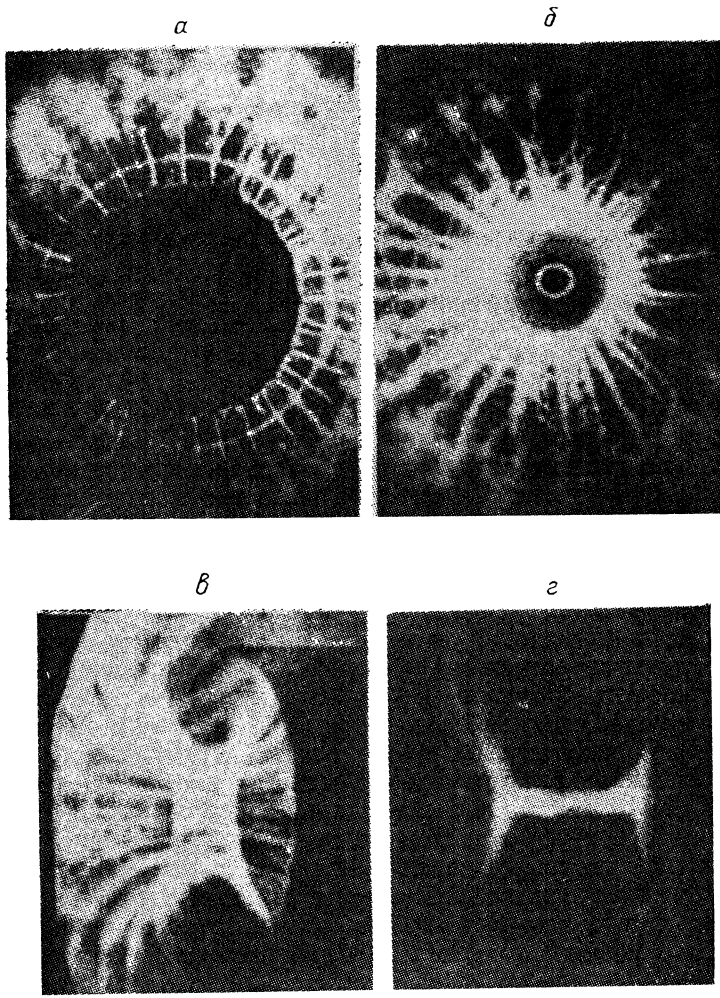


Рис. 26.15. Фотографии различных стадий развития плазменного фокуса [29]:

а — электронно-оптическая фотография (экспозиция 5 нс, вид вдоль оси) разряда в плазменном фокусе, разряд 8 торр D_2, U_0=11 кВ: *светлая окружность* — кромка сплошного цилиндрического анода; *б* — то же, но по времени ближе к коллапсу; *в* — то же, но анод полый (вид под углом); *г* — то же, что и (*в*), но 60±20 нс после максимальной компрессии

востей. По-видимому, имеют место оба механизма с преобладанием «пучкового» при низких давлениях и повышением роли «теплового» с ростом давления [35, 36].

26.3.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПРОБОЯ И ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ

Одной из возможных причин образования тока утечек является протекание тока по остаточному газу за фронтом плазменного поршня, т. е. неэффективное вытеснение газа. Такой подход развивается в работе [37]. Наблюдаемое с ростом энергии насыщение в выходе нейтронов на установке SPEED-2 авторы связывают с неоптимальными условиями при формировании плазменного слоя. Параметром оптимизации служила удельная энергия. Меняя мощность энерговвода за счет напряжения или измерения емкости накопителя при одинаковом размере изолятора, они показали существование предельной энергии, выше которой выход нейтронов начинает падать. Дальнейшее повышение энергии требовало увеличения размера изолятора. Абсолютное значение предельной энергии зависело от диаметра и падало с его уменьшением. Увеличение размера изолятора за счет длины не давало повышения в выходе нейтронов. Такие особенности могут быть объяснены на основе соотношения времени t_j и t_0 (см. формула (26.15) и (26.17)). Если время формирования слоя (t_f) меньше времени отрыва плазмы за счет магнитного давления (t_0), то возникающая ударная волна уширяет плазменный слой. Это приводит к диффузии магнитного поля и неполному сжатию из-за магнитного противодавления. Если $t_0 > t_j$, то холодная плазма не полностью ионизирована и не вытесняет газ при движении, появляются утечки по остаточному газу.

Предложенный энергетический подход подразумевает, что формируемый плазменный слой первоначально однороден и прилегает к поверхности изолятора. Пробивные характеристики разрядного промежутка были исследованы в зависимости от давления D_2 при импульсном напряжении, как на рис. 26.16 для условий установки SPEED-2 [35]: размеры изолятора — внешний диаметр 120 мм, высота — 60 мм, изолятор углублен во внутренний электрод, чтобы не было выступов. Отсюда следует, что средняя напряженность поля вдоль изолятора перед пробоем $E \geqslant 10$ кВ/см, а напряженность поля в месте разделения электродов изолятором

$$E = \frac{U}{d} \varepsilon k \approx \frac{10^5}{0{,}5} 2(4-5) \geqslant 10^6 \text{ В/см},$$

где d — толщина изолятора; ε — диэлектрическая проницаемость; k — геометрическое усиление. При таких полях и давлениях в инициировании разряда будут конкурировать два про-

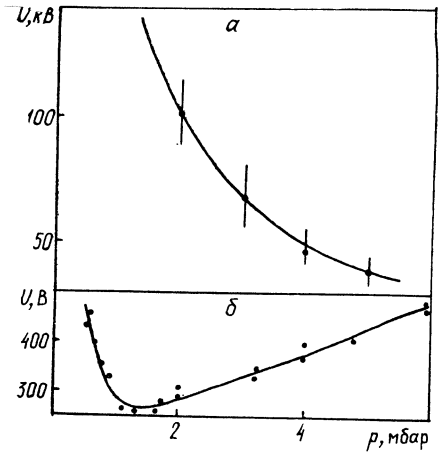


Рис. 26.16. Пробивное напряжение для геометрии установки SPEED-2: *а* — импульсное напряжение, *б* — статический пробой (скорость роста напряжения $dU/dt \geqslant 4$ кВ/нс)

цесса: взрывные процессы на катоде [13], приводящие к появлению эктонов и инициированию начальных электронов вдоль всей кромки около изолятора, и развитие стримеров с убегающими электронами [24].

Обсуждая особенности пробоя вдоль изолятора, следует разделять высоковольтные (более 100 кВ) накопители энергии с крутым фронтом прикладываемого импульса [22, 25, 37] и накопители с меньшим напряжением, но большей емкостью. При пробое в мощном плазменном фокусе [39] с энергией больше 250 кДж и напряжением накопителя 20—40 кВ в зависимости от условий в течение первой микросекунды наблюдались два различных типа пробоя. Первый характеризовался увеличенным активным сопротивлением, сравнительно большой индуктивностью, наличием магнитного поля внутри пушки, появлением «предвестника» в осциллограмме тока. Подобные особенности можно объяснить распределенным протеканием тока в объеме, поэтому авторы назвали этот тип пробоя «диффузным». Эффективность выхода нейтронов в этих случаях была очень низка. Другой тип пробоя по характеристикам соответствовал развитию разряда вдоль изолятора, и выход нейтронов был значительно выше. В зависимости от начального напряжения и размера изолятора давление, выше которого имеет место разряд по поверхности изолятора, определяется экспериментально полученной зависимостью $p_0 \sim U_0^2$ (практически противоположно зависимости на рис. 26.16, *а*).

Развитие взрывоэмиссионных процессов сопровождается уносом материала катода в виде паров и капель [40]. Характер запыления поверхности изолятора изучался в [41]. В работе использовался ПФ мэтеровского типа с энергией 1 кДж и начальным напряжением 22 кВ. Размеры электродов были следующими: диаметр внутреннего 17 мм, диаметр внешнего 50 мм. Стеклянный изолятор имел длину 25 мм и диаметр 22 мм. После 2500 разрядов исследовались металлические включения на поверхности изолятора. На расстоянии 13 мм от верхнего края изолятора поверхность покрылась одородно рас-

пределенными металлическими включениями. Диаметр включения флуктуирует от 0,5 до 1,5 мкм, иногда встречаются кластеры до 4 мкм. В среднем включениями покрывалось 10 % поверхности изолятора с плотностью 0,11 частицы на 1 мм^2. Кроме того, на поверхности наблюдается сеть трещин с площадью ячейки около 0,015 мм^2. На расстоянии 18 мм отмечается большее количество включений на единицу поверхности. Размер включений такой же. Здесь же наблюдаются и кластеры значительно больших размеров (до 25 мкм). На поверхности меньше трещин, но заметна поверхностная эрозия в виде маленьких углублений диаметром $\leqslant$0,1 мкм, однородно распределенных. Размер металлических кластеров растет с приближением к катоду. В 5 мм от него размер кластеров доходит до 100 μ, а ближе чем 3 мм поверхность полностью покрыта металлическими включениями.

Однако не следует полученную картину трактовать только как результат выноса материала катода в эктонных процессах. Из-за взаимодействия разряда с поверхностью происходит модификация первично внесенных включений. Как оказалось [37], их появление способствует «кондиционированию» изолятора, что проявляется в улучшении воспроизводимости результатов от разряда к разряду, повышении выхода нейтронов. Это свидетельствует об улучшении условий формирования токового слоя. Для получения эффекта «кондиционирования» на «свежем» изоляторе использовали искусственное нанесение расплавленных пятен, которые в дальнейшем под воздействием разрядов модифицировались в мелкую структуру равномерно рассеянных кристаллов диаметром $\leqslant$10 мкм. Еще одним положительным эффектом кондиционирования изолятора является уменьшение необходимого для пробоя параметра l/p (l — длина изолятора, p — давление газа). Кондиционированный изолятор длиной 50 мм был успешно использован при большем напряжении — 245 кВ, при этом для формирования не требовалось внешней предионизации.

Таким образом, эктонные процессы имеют важное значение в формировании плазменного слоя, а в случае высоковольтных установок и кондиционированных изоляторов играют определяющую роль в инициировании равномерного разряда по поверхности. В то же время контакт разряда с изолятором, взрывные процессы в местах контакта катода с изолятором и включений с изолятором ведут к эрозии последнего и попаданию материала в газ. Для материалов изолятора из органических веществ (нейлона, поливинил-хлорида, полипропилена) сформировать плазменный слой не удалось во всем диапазоне условий образования его на стеклянном изоляторе [30]. Изучение состава ионного пучка, генерируемого в стадии пинча, показало наличие ионов кремния с энергией до 25 кэВ [41], входящих в состав стеклянного изолятора. Однозначно указать на причину

эрозии изолятора нельзя, так как наличие микротрещин, различный характер эрозии в разных местах свидетельствуют и о мощном тепловом воздействии разряда. Среди испытанных материалов наилучшие результаты получены с использованием керамики на основе Al_2O_3. Эрозия изолятора и загрязнение газа являются существенным препятствием при создании отпаянных установок многократного действия. Поиск путей разрешения этой проблемы ведется в двух направлениях: применение других материалов и изменение геометрии конструкции в целях уменьшения воздействия разряда на изолятор [40].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г. А. Эктоны. Ч. 1. Взрывная электронная эмиссия. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1994.
2. Dougal R. A., Volakarin C. D., Abdalla M. D. Magnetically delayed vacuum switching // Proceeding of the VI IEEE pulsed power conference. Arlington, 1987. P. 21.
3. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.
4. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Вакуумные искровые обострители // Труды 1-й Всесоюзной конференции по газоразрядным приборам. Искровые разрядники. Рязань, 1966. С. 12.
5. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме М.: Энергоатомиздат, 1986.
6. Бриш А. А., Дмитриев А. Б., Космарский Л. Н. и др. Вакуумные искровые реле // ПТЭ. 1958. № 5. С. 53.
7. Лобов С. И., Цукерман В. А., Эйг Л. С. Управляемый разрядник низкого давления // Там же. 1986. № 1. С. 89.
8. Mather J. W., Williams A. H. Some Properties of a Graded Vacuum Spark Gap // Rev. Sci. Instrum. 1960. V. 31, N 3. P. 297.
9. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. М.: Госкомиздат, 1963.
10. Physics and applications of pseudosparks / Ed. by M. A. Gundersen, G. Schaefev. N. Y.; L.: Plenum Press, 1990.
11. Petrov P. P., Filippov N. V., Filippova T. I., Khrabrov V. A. Plasma physics and the problems of controlled thermonuclear reactions N. Y.: Pergamon Press, 1960. V. 4. P. 198.
12. Mather J. W. Investigation of the High-Energy Acceleration Mode in the Coaxial Gun // Phys. Fluids. 1964. Suppl. 7. N 11. P. 5—34.
13. Mesyats G. A. Ectons in Electric Discharges // J. Exp. Theor. Phys. 1993. V. 57, N 2. P. 95.
14. Pat. appl. USA. 07-037-753. Nardi V. 1987. Apr. 13.
15. Mather J. W. Dens Plasma Focus // Method of Experimental Physics N. Y.; L., 1971. V. 9B. P. 187—249.
16. Show S. P., Lee S., Tan B. C. Current Sheath Studies in a Coaxial Plasma Focus Gun // J. Plasma Phys. 1972. V. 8, N 21. P. 1.
17. Krompholz H., Neff W., Ruhl F. et al. Formation of the Plasma Layer in Plasma Focus Device // Phys. Lett. 1980. V. 77A, N 4. P. 246.
18. Bernard A., Coudeville A., Jolas A. et al. Experimental Studies of the Plasma Focus and Evidens for Nonthermal Processes // Phys. Fluids. 1975. V. 18, N 2. P. 80.
19. Gourlan C., Kroegler H., Maisonnier Ch. et al. Measurement of current density distribution in a I MJ plasma focus device // Proceeding 8-th European conference on plasma physical and controlled nucleation fusion. Prague, Vienna, IAEA. 1978. V. 11. P. 247.

20. Bazdenkov S. V., Vikhrev V. V. Electrode Regime of Non-Cylindrical z-Pinch // Sov. J. Plasma Phys. 1976. V. 2, N 3. P. 250.
21. Behler K., Bruhns H. Three-Fluid Magnetohidrodinamical Simulation of Plasma Focus Discharges // Phys. Fluids. 1987. V. 30, N 12. P. 3767.
22. Decker G., Kies W., Malzig M. et al. High performance 300 kV driver SPEED-2 for MA pinchdischarges // Nucleation instruments and methods in physics reseavch. Amsterdam, 1986. A249. P. 477—483.
23. Bostic W. H., Nardi V., Prior W. Space-time structure of neutron and x-ray sources in plasma focus // Proceeding 2-nd conference energy storage, compression and switching. N. Y., 1978. V. 2. P. 267.
24. Nardi V., Luo C. M., Powell C. Ion clusters from focused MA discharges // Proceeding 6-th conference high power particle beams / Ed. C. Yamanaka Kobe, Japan, 1986. P. 447.
25. Herold H., Jerzykiewicz A., Sadowski M., Schmidt H. Comparative Analysis of Large Plasma Focus Experiments Perfomed at IPF // Nucl. Fusion. 1989. V. 29, N 8. P. 1255.
26. Gourlan C., Kroegler H., Maisonnier C. et al. Present status of the Frascati 1 MJ plasma focus programme // Proceeding 2-nd International conference on energy storage, compression and switching. N. Y.; L., 1978. V. 2. P. 247.
27. Oppenlander T. Measurement of magnetic field and current density distribution in the Fraskati 1 MJ plasma focus device // Associazione Euratom-Chen sulla Fusione, Centrodi Frascati, Rome, 1978 Rep. N 78. P. 6.
28. Tou T. Y., Kwek K. H. Nonperturbing Plasma-Focus Measurements in the Run-Down Phase // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. 17. P. 311.
29. Dostic W. H., Nardi V., Prior W. Similarities between solar flares and laboratory hot plasma phenomena // Cosmic plasma phys / Ed. K Schindler. N. Y., 1972. P. 175—184.
30. Feugas J., Von Pamel O. Current Distribution During the Breakdown in Coaxial Electron System // J Appl. Phys. 1989. V. 66(3). P. 1080.
31. Bostic W. H., Nardi V., Grunberger L., Prior W. Strong turbulence and shock in a plasma coaxial accelerator // Proceeding X-th. IGPIC. Oxford, 1971. P. 237.
32. Witalis E. A. Filamentation in the plasmafocus as a plasma meissner effect // Proceeding 3-d International workshop on plasma focus, IPF. Stuttgart, 1983.
33. Nardi V. Magnetic Bundles in Reacting Flowing Plasma // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P 718.
34. Kwek K. H., Tou T. Y., Lee S. Current Sheath Structures of the Plasma Focus in the Run-Down Plase // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. 18, N 5. P. 826.
35. Bernard A., Coudevill A., Garconnet J. P. et al. Structure of current sheath and fast-particle beams in the focus experiment // Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. 1976. [Proc. 6-th Inter. Conf.]. 1976. Vienna, 1977. V. 3. P 471—492.
36. Nardi V., Bortolotti A., Brzosko J. S. et al. Stimulated Acceleration and Confinement of Denterons in Focused Plasma Discharges. Pt I // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. V. 16, N 3. P. 368—373.
37. Kies W. Power Limits for Dynamical Pinch Discharges // Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 28, N 11. P. 1645.
38. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
39. Gourlan C., Kroegler H., Maisonnier C. et al. Resent progress in 1-MJ plasma focus dynamics and scalling for neutron production // VI-1th Conference on plasma physical and controlled nuclear fusion research. Insbruc, 1978. IAEA-CN-37/N-3-1. V. 11. P. 123—134.
40. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
41. Feugeas J. N. The Influence of the Insulator Surface in the Plasma Focus Behavior // J. Appl. Phys. 1989. V. 66(8). P. 3.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От автора 3

ГЛАВА 19. ПОЛУЧЕНИЕ МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ 6

§ 19.1. Введение 6
§ 19.2. Основные схемы импульсных генераторов 7
19.2.1. Импульсные генераторы с накопительными линиями 7
19.2.2. Импульсные генераторы с сосредоточенными накопителями 11
§ 19.3. Генераторы Маркса и подобные им схемы 13
§ 19.4. Импульсные трансформаторы 14
§ 19.5. Генераторы с емкостными накопителями 18
§ 19.6. Генераторы с индуктивными накопителями 25
19.6.1. Генераторы с электрическим взрывом проводников 25
19.6.2. Плазменные прерыватели тока 31
19.6.3. Генераторы с полупроводниковыми прерывателями 32
§ 19.7. Линейные ускорители электронов 35
Список литературы 37

ГЛАВА 20. ДИОДЫ ДЛЯ ПУЧКОВ БОЛЬШОГО СЕЧЕНИЯ 39

§ 20.1. Общие замечания 39
§ 20.2. Структура пучков большого сечения 39
20.2.1. Эффект экранировки 39
20.2.2. Эффект подхвата 41
20.2.3. Взаимодействие электронных пучков соседних эктонов 43
20.2.4. Кольцевая структура пучков 46
§ 20.3. Катоды диодов для ПБС 48
20.3.1. Многоострийные катоды 48
20.3.2. Металлодиэлектрические катоды 53
20.3.3. Жидкометаллические катоды 57
§ 20.4. Свойства пучков большого сечения 58
20.4.1. Вольт-амперная характеристика 58
20.4.2. Пучки большой длительности 63
§ 20.5. Схемы и конструкции ускорителей с использованием ПБС 67
Список литературы 73

ГЛАВА 21. ДИОДЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ И ФОКУСИРОВКИ ПЛОТНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ . . 76

§ 21.1. Особенности работы диодов 76
§ 21.2. Диоды с плоскими электродами 78
21.2.1. Диоды без внешнего магнитного поля . . . 78
21.2.2. Роль внешнего продольного поля 81

§ 21.3. Диоды с ножевыми катодами 84
21.3.1. Диоды с магнитным полем 84
21.3.2. Диоды без магнитного поля 87
21.3.3. Диоды с кольцевой геометрией 91
§ 21.4. Фокусировка пучков в диодах 92
21.4.1. Диоды с малым отношением R/d 92
21.4.2. Диоды с большим отношением R/d 93
21.4.3. Диоды с катодными выступами и плазменными струями 100
Список литературы 105

ГЛАВА 22. ДИОДЫ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ . . . 108

§ 22.1. Принципы работы коаксиальных диодов с магнитной изоляцией 108
22.1.1. Общее описание процессов 108
22.1.2. Конфигурация коаксиальных диодов 108
22.1.3. Устройство электронных пушек 112
§ 22.2. Катодная плазма в магнитном поле 114
22.2.1. Образование катодных факелов 114
22.2.2. Свойства катодной плазмы 117
§ 22.3. Движение катодной плазмы в диоде 119
22.3.1. Поперечное движение 119
22.3.2. Продольное движение плазмы 124
§ 22.4. Формирование электронных пучков в КДМИ . . . 127
22.4.1. Аналитические расчеты 127
22.4.2. Численное моделирование 131
22.4.3. Экспериментальное исследование пучков . . . 133
§ 22.5. Диоды с неоднородным магнитным полем 135
22.5.1. Разлет катодной плазмы 135
22.5.2. Формирование электронного пучка 140
Список литературы 142

ГЛАВА 23. ВАКУУМНЫЕ ЛИНИИ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ 146

§ 23.1. Физика магнитной изоляции 146
§ 23.2. Режимы работы линий с магнитной самоизоляцией . . 149
23.2.1. Квазистационарный режим 149
23.2.2. Волновой режим линии 156
23.2.3. Деформация и отражение волн 160
§ 23.3. Плазма и ионы в линии 163
23.3.1. Роль плазмы 163
23.3.2. Потоки ионов в линии 165
§ 23.4. Применение линий с магнитной самоизоляцией . . . 169
23.4.1. Транспортировка энергии 169
23.4.2. Накопление энергии 172
Список литературы 175

ГЛАВА 24. ИМПУЛЬСНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ТРУБКИ 179

§ 24.1. Краткие сведения о рентгеновском излучении . . . 179
§ 24.2. Трубки с нерелятивистскими электронами 182
§ 24.3. Вольт-амперные характеристики трубок с ВЭЭ . . . 189
§ 24.4. Характеристики рентгеновских импульсов 192
§ 24.5. Генераторы сверхмощных рентгеновских импульсов 196
24.5.1. Общие сведения 196
24.5.2. Рентгеновские трубки 198
24.5.3. Конструкции генераторов 202
Список литературы 208

ГЛАВА 25. КОМПАКТНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ УСТРОЙСТВА 210

§ 25.1. Компактные рентгеновские аппараты 210
25.1.1. Введение 210
25.1.2. Промышленные ускорители 210
25.1.3. Импульсные аппараты для физических исследований 214
25.1.4. Импульсные рентгеновские аппараты для медицины 215
25.1.5. Аппараты для исследования быстропротекающих процессов 217
§ 25.2. Компактные ускорители электронов 220
§ 25.3. Субнаносекундные пучки электронов 225
25.3.1. Получение пучков 225
25.3.2. Фокусировка пучков 231
§ 25.4. Низкоэнергетические электронные пучки 234
Список литературы 238

ГЛАВА 26. КОММУТАЦИЯ ТОКА В РАЗРЯЖЕННЫХ ГАЗАХ 240

§ 26.1. Вакуумные коммутаторы 240
§ 26.2. Коммутаторы с газом низкого давления 243
§ 26.3. Плазменный фокус 246
26.3.1. Основные процессы 246
26.3.2. О динамике развития 252
26.3.3. Экспериментальные исследования процессов пробоя и формирования плазменного слоя 255
Список литературы 258

Научное издание

Геннадий Андреевич Месяц

ЭКТОНЫ

Часть 3

Эктоны в электрофизических устройствах

Рекомендовано к изданию
ученым советом
Института электрофизики

Редактор Л. А. Урядова
Обложка художника А. В. Шатунова
Технический редактор Е. М. Бородулина
Корректор Н. В. Каткова

ЛР № 020293 от 27.11.91. Сдано в набор 08.08.94.
Подписано в печать 21.11.94. Формат 60×90 1/16.
Бумага типографская № 2. Гарнитура Литературная.
Печать высокая. Усл. печ. л. 16,5. Уч.-изд. л. 19.
Усл.-кр. отт. 16,5. Тираж 1500. Заказ № 743.

Уральская издательская фирма «Наука».
620219, Екатеринбург, ГСП-169, ул. Первомайская, 91.

Издательско-полиграфическое предприятие
«Уральский рабочий».
620219, Екатеринбург, ул. Тургенева, 13.