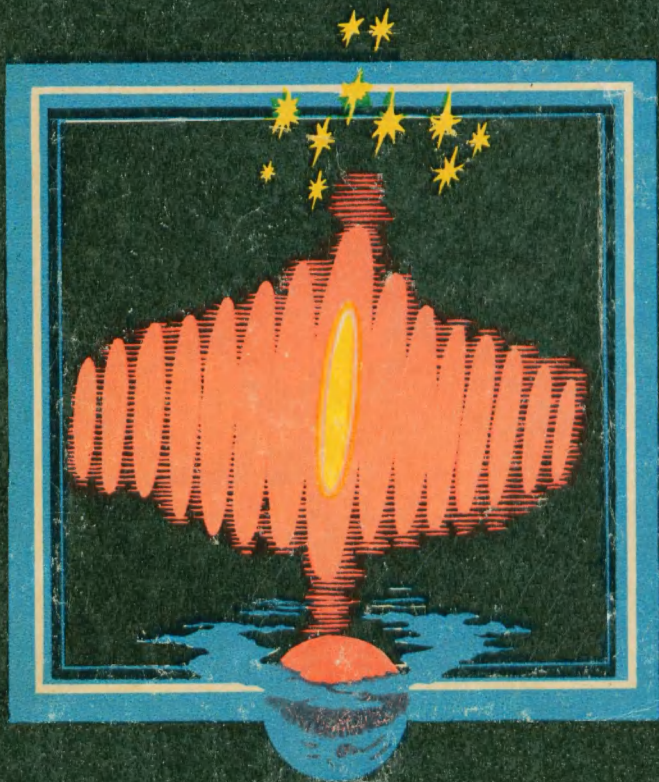


Н. Г. Басов  
Ю. В. Афанасьев

\*ученые\*  
**ДЭ**  
школьники\*

# Световое чудо века





**НИКОЛАЙ ГЕННАДИЕВИЧ БАСОВ**, дважды Герой Социалистического Труда, академик, член Президиума Верховного Совета СССР, член Президиума АН СССР, директор Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР. Председатель Правления Всесоюзного общества «Знание».

Родился в 1922 г. в Воронеже, окончил Московский инженерно-физический институт.

Один из создателей мазеров и разного типа лазеров, работает над их применением в различных областях науки и техники. Лауреат Ленинской и Нобелевской премий, иностранный член академии наук ряда стран.



**ЮРИЙ ВАЛЕНТИНОВИЧ АФАНАСЬЕВ**, доктор физико-математических наук, заведующий сектором Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР.

Родился в 1939 г. в Москве, окончил Московский физико-технический институт в 1963 г. Занимается разработкой теории взаимодействия излучения лазера с веществом и теории лазерного термоядерного синтеза.

**Н. Г. Басов,  
Ю. В. Афанасьев**

Библиотечка  
Детской  
энциклопедии



## Световое чудо века

Редакционная  
коллегия:  
*И. В. Петрянов*  
(главный  
редактор),  
*И. Л. Кнунянц,*  
*А. Л. Нарочницкий*



Москва  
«Педагогика», 1984



ББК 22.3  
Б 12

Рецензент  
действительный член АПН СССР  
*В. А. Фабрикант*

- Басов Н. Г., Афанасьев Ю. В.**  
Б12 Световое чудо века. — М.: Педагогика, 1984. —  
128 с., ил. — (Б-чка Детской энциклопедии «Уче-  
ные — школьнику» ).  
35 коп.

В книге известного советского физика, дважды Героя Социалистическо-  
го Труда, лауреата Ленинской и Нобелевской премий академика Н. Г. Ва-  
сова и доктора физико-математических наук Ю. В. Афанасьева рассказы-  
вается об оптических квантовых генераторах — лазерах. Школьники узнают  
об их конструкциях и типах, практическом применении в народном хо-  
зяйстве и различных областях науки.

Для старшекласников.

4306000000—003 52—84  
005(01)—84

ББК 22.3  
53

© Издательство «Педагогика», 1984 г.



## Укрощение света

Одной из наиболее сложных, многообразных и в то же время «привычных» и легко ощутимых форм материи является свет, или — в широком смысле — электромагнитное излучение. На протяжении веков человек постепенно проникал в тайны видимых и невидимых лучей, учился управлять световыми процессами, создавал разнообразные источники света. Теоретическая и экспериментальная наука о свете ширилась, позволяя людям «видеть» все отчетливее окружающий мир с помощью многочисленных инструментов, начиная с простой линзы и кончая сложнейшими оптическими и электронно-оптическими приборами. Все более ясной и гармоничной представлялась структура самого электромагнитного излучения, заключенная в рамки строгих математических законов и проверенная в сложнейших экспериментах.

Однако «укрощение» света не было в полной мере завершено наукой вплоть до начала 60-х гг. нашего века, когда были созданы принципиально новые источники света, излучение которых характеризовалось максимальной упорядоченностью (когерентностью), присущей вообще электромагнитным волнам. Они получили название оптических квантовых генераторов, или лазеров. Лазеры, по существу, дали возможность управлять внутренней «элементарной» структурой излучения, определяющей такие «практические» характеристики источника, как яркость, направленность, монохроматичность и др.

Уникальная черта лазера — его способность генерировать тончайший луч огромной мощности, который может прожигать твердые, в том числе метал-

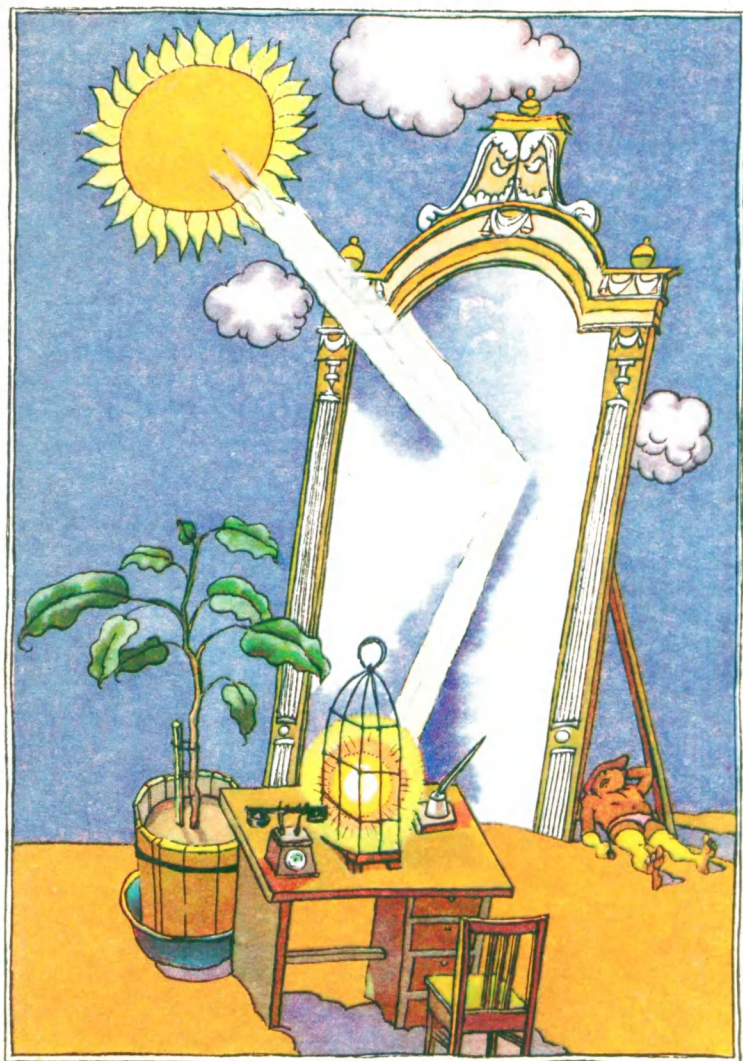
лические, поверхности. В данном случае луч — это практически одно-единственное направление, в котором распространяется вся световая энергия лазера. Если луч лазера распространяется в воздухе, то его можно видеть, т. е. он теперь уже не только геометрическое понятие, но и тончайшая световая нить.

С изобретением лазеров ученые, инженеры, врачи получили в свои руки искуснейший и в то же время могучий инструмент, соединяющий в себе ни с чем не сравнимые точность и мощность, способность производить удивительные превращения при взаимодействии с веществом и одновременно управлять отдельными атомами и молекулами, проникать и целебно воздействовать на биологические структуры, разрушать преграды и создавать оптические «фантомы»<sup>1</sup>, накапливать и переносить информацию. Но, по-видимому, самое большое достоинство оптических квантовых генераторов — возможность использования их для решения энергетической проблемы.

Взор ученых с надеждой обращается к Солнцу. Разумеется, нельзя заставить его светиться ярче. Но уже сейчас на Земле в лабораторных условиях можно с помощью лазерного излучения воспроизводить процессы, происходящие в недрах Солнца. Мы имеем в виду процесс термоядерного синтеза, который является источником солнечной энергии.) Управляемая человеком термоядерная реакция — неисчерпаемый источник энергии для многих и многих поколений, которые будут жить после нас.

В своей книге мы расскажем вам о физике и технике лазеров и современных лазерных систем, об их основных применениях и главным образом о проблеме управляемого термоядерного синтеза (лазерный термоядерный синтез — ЛТС). Физические принципы

<sup>1</sup> Речь идет о получении объемных изображений (голографии), которые в буквальном смысле можно рассматривать со всех сторон.



лазеров — оптических квантовых генераторов содержатся в ряде кардинальных представлений физической оптики, установленных еще в конце XIX и начале XX в. такими выдающимися физиками, как А. Эйнштейн, Н. Бор, М. Планк, Г. Кирхгоф, В. Вин, Дж. Стефан, Л. Больцман и другие. По этой причине мы начнем с фундаментальных, необходимых для понимания сущности лазеров представлений о свете.

### «Ошибка» Исаака Ньютона

Всякая физическая наука оперирует не подлинной реальностью, а некоторой ее идеализацией, так называемой физической моделью, включающей, по возможности, основные черты рассматриваемого явления. И чем глубже мы проникаем в суть процесса, тем сложнее, как правило, становится модель. И дело не в громоздкости и трудности математического описания, а в том, что появились совершенно новые понятия и представления. Рассмотрим эволюцию наших представлений о природе света, т. е. о природе электромагнитного поля излучения. Великий Исаак Ньютон в начале XVIII в., учась управлять световыми лучами и проводя много времени за полировкой линз, считал свет частицами, или корпускулами, двигающимися по прямым линиям. «Не являются ли лучи света очень малыми телами, испускаемыми светящимися веществами?» Такое представление подтверждалось законом прямолинейного распространения света и не противоречило закону преломления. При этом в разных веществах «частицы» света двигались с различными скоростями, а отношение скорости света в вакууме —  $c$  к скорости в данном веществе —  $v$ , т. е. коэффициент преломления  $n = \frac{c}{v}$ , определяло угол излома луча при переходе границы вакуум — вещество.



Однако Х. Гюйгенс, а позднее О. Френель и Т. Юнг с очевидностью показали, что электромагнитное поле излучения имеет волновую природу. С волновой точки зрения, легко объясняется огибание светом непрозрачных преград достаточно малого размера. Таким образом, было признано, что электромагнитное излучение — совокупность волн, способных при взаимодействии ослаблять и усиливать друг друга. В результате возникли фундаментальные понятия интерференции и дифракции, с помощью которых легко объяснялись как законы прямолинейного распространения и преломления света, так и эффект огибания преград.

**Плоская волна — простейший «образ» световых колебаний.** Простейшие характеристики любого волнового процесса — частота  $\nu$  и период колебаний  $\nu$ ,  $T \left( \nu = \frac{1}{T} \right)$ , длина волны  $\lambda$  и скорость распространения  $v = \frac{c}{n}$ . Каким образом указанные параметры описывают волну? Простейший «образ» волны — колебаний частоты  $\nu$ , распространяющихся вдоль оси  $x$ , математически может быть представлен в виде:  $A = A_0 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$ , где  $A_0$  — амплитуда колебания. Данная формула соответствует плоской волне. Представьте себе, что вы находитесь в точке  $x = x_0$  и измеряете зависимость амплитуды колебания от времени  $A = A(t)$ ; тогда вы получите синусоиду с периодом  $T$ .

Если же вы теперь в момент времени  $t = t_0$  попытаетесь измерить распределение амплитуды  $A$  вдоль оси  $x$ , то опять-таки возникнет синусоида с периодом  $x = \lambda$ .

Таким образом, плоская волна обладает двойной периодичностью — по времени с периодом  $t = T$  и в пространстве с периодом  $x = \lambda$ . Периодичность —



одно из главных свойств света. Следует сказать, что И. Ньютон, сторонник теории световых частиц, тем не менее ясно сознавал свойство периодичности световых явлений, проводя опыты с интерференционными кольцами (кольца Ньютона). В то же время современник Ньютона Гюйгенс, заложивший принцип, носящий его имя, хотя и писал о световых волнах, не вводил понятия длины волны.

Объединяя мысленно временную и пространственную картины, можно прийти к выводу, что плоская волна — это перемещающаяся вдоль оси  $x$  «жесткая синусоида» с расстоянием между двумя соседними максимумами (или минимумами)  $\lambda$ . Скорость «синусоиды», очевидно, равна  $v = \frac{c}{n} = \frac{\lambda}{T}$ , т. е. за один период колебания волна проходит расстояние, равное длине волны. Скорость распространения и длина волны изменяются при переходе колебаний из одной среды в другую, в то время как частота  $\nu$  остается неизменной и определяется только свойствами излучателя. Почему такую волну называют плоской? Если представить ее в трехмерном пространстве  $(x, y, z)$ , то в плоскости  $x = \text{const}$ , перпендикулярной оси  $x$ , значения амплитуды в каждый данный момент времени одинаковы, т. е. не зависят от координат  $(y, z)$ . При перемещении такой плоскости вдоль оси  $x$  со скоростью волны значения  $A(x, t)$  во всех точках плоскости не будут меняться со временем. Такая плоскость в данном случае называется волновым фронтом. Волновой фронт — геометрическая характеристика волны и в реальных случаях может сильно отличаться от плоского. Так, например, в случае точечного источника колебаний хорошим приближением является сферическая волна (со сферическим волновым фронтом). Однако представление о плоской волне, которая в чистом виде никогда не реализуется, оказывается весьма полезным. Дело не толь-

ко в том, что она в значительной степени описывает структуру волнового процесса, но также и в том, что любая реальная волна с произвольным волновым фронтом может быть представлена в виде наложения ряда плоских волн, отличающихся направлением распространения.

Применительно к модели плоской световой волны, описываемой соотношением  $A = A_0 \cdot \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$ , остается еще один вопрос: что такое  $A$ ? Ответ мы найдем в гениальных работах Дж. Максвелла. Оказалось, что все виды излучения, начиная с радиоволн и «тепловых» невидимых лучей, идущих от любого нагретого тела, и кончая всепроникающими рентгеновскими и  $\gamma$ -лучами, имеют одинаковую природу. Под величиной  $A$  следует понимать величины электрического поля  $E$  и присутствующего вместе с ним магнитного поля  $B$ . Плоская электромагнитная волна в вакууме описывается двумя соотношениями:

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cdot \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right), \\ B &= B_0 \cdot \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \end{aligned}$$

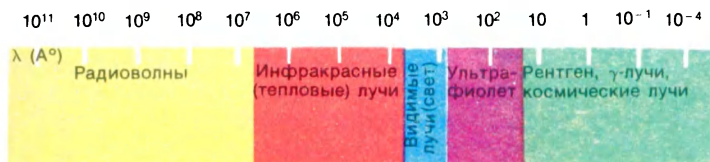
При этом векторы напряженностей полей  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  колеблются синхронно и перпендикулярны как к направлению распространения (ось  $x$ ), так и друг к другу.

Однако во времена Максвелла еще считалось, что распространение электромагнитного поля ( $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$ ) происходит в особой среде — эфире, а напряженности электрического и магнитного поля есть некоторые изменения состояния этой среды. Окончательно с понятием эфира как неподвижной, безграничной среды физика рассталась только после опыта А. Майкельсона, показавшего невозможность

существования абсолютной системы координат (эфира), относительно которой можно было бы рассматривать движение Земли.

Сейчас мы знаем, что электромагнитное поле есть особая форма материи, способная при некоторых процессах превращаться в вещество.

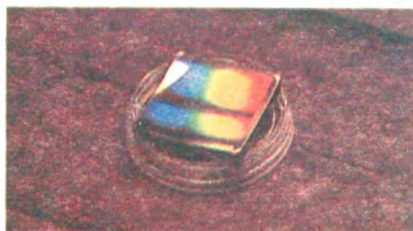
**От радиоволн до  $\gamma$ -квантов.** Все существующие виды излучения отличаются частотой  $\nu$  или длиной



волны  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  и образуют полную шкалу электромагнитных волн.

$$1\text{Å} = 10^{-8} \text{ см}, \lambda = \frac{c}{\nu}, c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{с}}.$$

Область видимых лучей — «истинный» свет — лежит по длинам волн внутри одного порядка —  $4 \cdot 10^3 - 8 \cdot 10^3 \text{Å}$  (ангстрем). И этот узкий физический диапазон представляет нам все световое разнообразие и всю сияющую красоту мира — синеву



Радуга на письменном столе.

моря и неба, зелень полей и лесов, яркость цветов. Речь идет, конечно, только о восприятии наших глаз. Однако к настоящему времени человек может «видеть» в гораздо более широкой области электромагнитной шкалы. Мы можем видеть в абсолютной темноте (с точки зрения видимого глазом диапазона) при помощи инфракрасных преобразователей и получать рентгеновские «фотографии» различных «невидимых» объектов.

**Снова корпускулы.** В конце XIX в. в опытах Г. Герца, А. Столетова и В. Гальванса было обнаружено явление эмиссии электронов из металла под действием коротковолнового излучения, например ультрафиолета. Это явление, называемое фотозффектом, было объяснено А. Эйнштейном на основе допущения о прерывном характере электромагнитного поля. Это означает, что свет испускается, распространяется и поглощается веществом в виде «частиц» — квантов или фотонов, обладающих конечными энергетическими порциями.

Несколько ранее М. Планк вынужден был «проквантовать» энергию излучающих и поглощающих атомов, чтобы объяснить законы равновесного излучения. Правда, гипотеза Планка ограничивалась предположением, что свет лишь поглощается и излучается в виде энергетических порций — квантов. Так через полтора века физика излучения снова вернулась к корпускулярным представлениям. Более того, фотоны — световые частицы — характеризуются чисто механическими параметрами: энергией  $E = h\nu$  ( $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  Дж · с — постоянная Планка) и количеством движения  $P = \frac{h\nu}{c}$  (сравните с параметрами обычной частицы —  $E = \frac{1}{2}mv^2$ ,  $P = 2\frac{E}{v}$ ).

Однако фотоны, согласно современным представлениям, являются безмассовыми частицами, т. е. не обладают массой. С другой стороны, тело, излучающее световую энергию, теряет массу. «Свет уносит массу. Это соображение — веселое и подкупающее», — говорил А. Эйнштейн. Но свет уносит и энергию. Значит, масса сама по себе содержит энергию, а энергия может превращаться в массу? Например, процесс аннигиляции электрона ( $e^-$ ) и позитрона ( $e^+$ ) приводит к исчезновению массы и появлению излучения ( $\gamma$ -квантов). Возможен и обратный процесс, когда свет рождает пары частиц —  $e^-$  и  $e^+$ . Более того, энергия светового поля может быть наряду с массой источником гравитационного поля.

Формально световые частицы отличаются от обычных классических частиц тем, что обладают только одним «свободным» параметром — частотой  $\nu$ , двигаясь всегда с постоянной скоростью —  $c$ . Однако для фотонов справедливы «механические» законы сохранения энергии и импульса, описывающие процессы взаимодействия света с микросистемами (атомами, молекулами, электронами):  $h\nu + E = h\nu' + E'$  — закон сохранения энергии,  $E, E'$  — энергия микросистемы до и после взаимодействия. Чтобы записать закон сохранения импульса, удобно ввести понятие волнового вектора фотона  $\vec{K}$ , направление которого совпадает с направлением распространения фотона, а величина  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c}$ . Тогда количество движения фотона  $\vec{P} = \hbar\vec{K}$ ,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  и закон сохранения импульса имеет вид  $\hbar\vec{K} + \vec{p} = \hbar\vec{K}' + \vec{p}'$ ,  $\vec{p}, \vec{p}'$  — количество движения микросистемы до взаимодействия и после.

Приведенные уравнения поражают своей простотой, хотя описывают явления с такими сложными

объектами, как фотоны. Так, например, с помощью уравнения энергии легко объясняется явление фотоэффекта, если предположить, что электрон в металле может поглотить только один фотон. Действительно, в данном случае  $h\nu' = 0$  (падающий фотон исчез), и указанное уравнение можно записать в виде  $h\nu = E' - E$ . Для того чтобы электрон вылетел с конечной скоростью из металла, сообщенная ему фотоном энергия должна превышать необходимую для вырывания электрона работу (работа выхода  $A$  — металл «держит» электрон кулоновскими силами), т. е.  $h\nu = E' - E = A + \frac{mv^2}{2}$ . Если теперь уменьшить частоту света (увеличить длину волны) так, что  $h\nu = \frac{hc}{\lambda} \leq A$ , то электрон не сможет вылететь и фотоэффект исчезнет независимо от интенсивности света, т. е. числа квантов, падающих на металл в единицу времени. Таким образом, при  $\lambda \geq \lambda^* = \frac{hc}{A}$  явление фотоэффекта не наблюдается ( $\lambda^*$  — «красная» граница фотоэффекта).

Кроме того, из уравнений следует, что свободный (изолированный, не связанный с ядром) электрон не может поглотить фотон, а может только рассеять его. Действительно при взаимодействии рентгеновского кванта с электроном получается квант с уменьшенной частотой  $\nu'$ , а разница энергий  $(h\nu - h\nu')$  переходит в кинетическую энергию электрона. Это явление было открыто Комптоном (эффект Комптона). Рассеяние света с большой длиной волны молекулами легко может быть объяснено волновой теорией. Падающая на молекулу световая волна своим переменным электрическим полем раскачивает молекулярные электроны, которые сами становятся источником вторичных волн. В результате часть энергии падающей волны рассеивается в разные стороны. Эффектом рассеяния света в воздухе объяс-

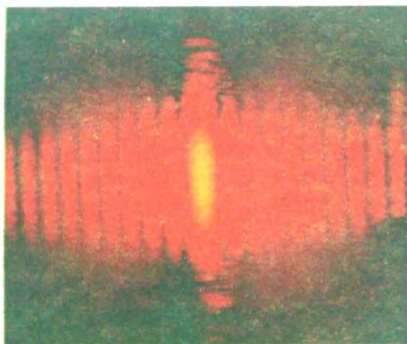


няется синии цвет неба, так как явление такого типа (рэлеевское рассеяние) тем эффективнее, чем меньше длина волны — интенсивность рассеянного света пропорциональна  $\frac{1}{\lambda^4}$  (закон Рэлея).

**Волны-частицы и частицы-волны.** Естественно, существуют оптические явления, которые хорошо объясняются как с помощью волновой теории, так и в рамках представления о квантах. К числу таких эффектов относится существование давления света, открытое П. Н. Лебедевым в начале нашего столетия. Давление света на вещество при поглощении или отражении квантов связано с существованием у фотонов импульса количества движения. Это аналогично давлению газа, возникающего за счет ударов молекул о стенки сосуда. Кроме того, уже в теории электромагнитных волн Максвелла было показано, что волна переносит как энергию, так и количество движения. Количество световой энергии  $q$ , переносимое в единицу времени через единицу поверхности (поток энергии), пропорционально  $q \sim c \cdot E \cdot H$ , где  $E$  и  $H$  — амплитуды электрического и магнитного поля волны. Аналогичная величина для импульса (поток импульса)  $G = \frac{q}{c} \sim E \cdot H$ . Поток энергии в  $c$  раз больше потока импульса, что является отражением аналогичного соотношения между энергией и импульсом фотона ( $E = h\nu$ ,  $p = \frac{h\nu}{c}$ ).

Подытожим теперь наши представления о природе электромагнитного излучения.

Волновые свойства:	Корпускулярные свойства:
1. Интерференция и дифракция.	1. Фотоэффект.
2. Рассеяние света при больших длинах волн (рассеяние Рэлея).	2. Рассеяние рентгеновского излучения (эффект Комптона).
3. Давление света	3. Давление света



«Образ» фотона —  
волна + частица.

Итак, фотон является одновременно и волной, и частицей. Пришлось признать возможным соединение в одном объекте волновых и механических свойств. Это породило принципиально новую науку о микромире — волновую, или к в а н т о в у ю, м е х а н и к у.

Возникновение квантовомеханических представлений коренным образом изменило не только физику, но и методы нашего мышления. Философская трактовка немыслимой ранее двойственности природы микромира — один из аспектов так называемого принципа дополнительности, который был предметом длительной дискуссии между двумя величайшими физиками нашего времени — А. Эйнштейном и Н. Бором. Но как же все-таки представлять себе фотон? Наглядный «образ» квантовой структуры света к настоящему времени не создан. Можно считать электромагнитное излучение газом, состоящим из частиц с энергией  $\mathcal{E} = h\nu$  и импульсом  $\vec{p} = \hbar \vec{K}$ . При этом обмен импульсом и энергией между световым полем и микросистемами происходит путем уничтожения одних и рождения других фотонов. Сам

фотон, когда он, распространяясь в пространстве, дифрагирует на оптических неоднородностях, т. е. интерферирует сам с собой, является волной, теоретически даже плоской волной, занимающей бесконечное пространство. Однако в процессе взаимодействия фотон локализуется, т. е., например, поглощаясь в точке, где есть атом, он сразу исчезает везде, где он «был» ранее. Если эволюция наших взглядов на электромагнитные волны привела нас к корпускулярным, квантовомеханическим представлениям, то, напротив, микрообъекты, например электроны, считавшиеся в классической физике точечными частицами, обрели в квантовой механике дополнительный волновой образ. Оказывается, как это предположил Де Бройль, каждой частице можно поставить в соответствие плоскую волну с  $\lambda = \frac{h}{p}$ , где  $p$  —

импульс частицы. Электрон при определенных условиях проявляет волновые свойства, например может дифрагировать, т. е. в области с размерами порядка его длины волны (длина волны Де Бройля) электрон ведет себя не как точечная частица, а взаимодействует одновременно с большим количеством атомов.

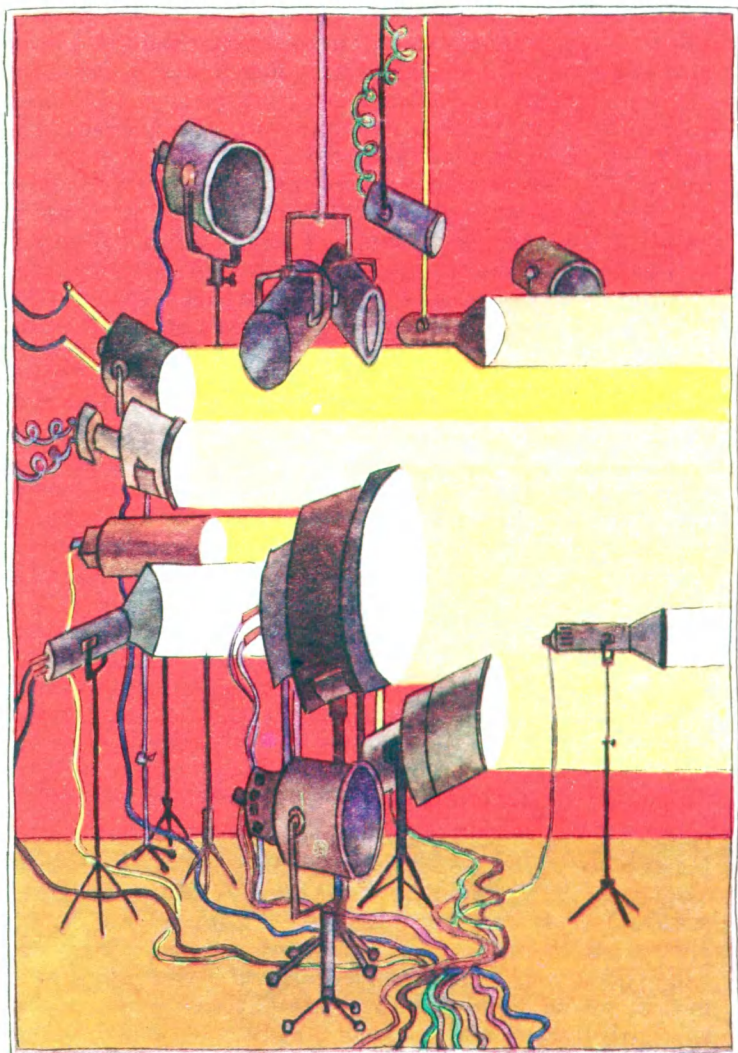
Так, длина волны электрона, ускоренного в рентгеновской трубке разностью потенциалов  $\sim 1000$  В, составляет  $\lambda \approx 0,4 \text{ \AA} = 4 \cdot 10^{-9}$  см. В этом случае его следует рассматривать как точечную частицу, поскольку его «размеры» (область локализации  $\sim \lambda$ ) примерно в миллиард раз меньше размеров трубки. Однако энергия электрона в атоме  $\sim 10$  эв, что соответствует  $\lambda \approx 4 \text{ \AA} = 4 \cdot 10^{-8}$  см и совпадает с радиусом орбиты электрона, или с характерным размером атома. Следовательно, атомный электрон уже нельзя представлять частицей.

Итак, любая микроскопическая материальная структура, будь то фотон или электрон, есть волна-частица.

## Порядок в световом хаосе

Вернемся снова к нашим двуликим фотонам и рассмотрим их свойства в условиях, когда фотонов очень много. Наука, которая изучает поведение больших коллективов частиц, называется **с т а т и с т и ч е с к о й ф и з и к о й**. Закономерности этой науки, так называемые статистические закономерности, имеют огромное значение прежде всего в силу того, что они не требуют для своего вывода знания о поведении (фактически — о движении) отдельных частиц, составляющих коллектив. В то же время всякая макроскопическая система содержит колоссальное количество частиц и, следовательно, подчиняется статистическим законам. Для систем с малым количеством частиц указанные законы становятся бессодержательными.

Представим себе «смесь», состоящую из нагретого до температуры  $T$  обычного газа и газа фотонов, которые непрерывно испускаются и поглощаются атомами газа. При этом пусть линейные размеры такой смеси значительно превышают характерное расстояние, которое успевает пролететь каждый фотон от момента акта излучения до поглощения. Такая система, естественно, будет терять энергию за счет излучения с ее поверхности. Если же убыль энергии будет восполняться соответствующим подогревом газа, то возможно установить такое состояние, при котором величины тепловой энергии газа и полной энергии излучения внутри системы (теплового излучения) не будут меняться со временем. Такое состояние вещества и излучения называется **т е р м о д и н а м и ч е с к и р а в н о в е с н ы м**. Тепловое излучение обладает свойством приходить в состояние термодинамического равновесия с излучающим веществом. В этом случае оно называется **равновесным**. Статистическое рассмотрение излучающих систем,



подобных рассмотренной, приводит к поразительному выводу. Оказывается, в равновесии число фотонов каждой частоты, находящихся в такой смеси, совершенно не зависит от типа газа и природы процессов излучения и поглощения, а является универсальной функцией частоты  $\nu$  и температуры вещества  $T$ . Этот фундаментальный результат был получен М. Планком в 1900 г. на основе предположения о дискретности энергии излучающих атомов. Формула Планка, определяющая число фотонов равновесного излучения с частотами от  $\nu$  до  $\nu + \Delta\nu$  в единице объема нагретого до температуры  $T$  газа, имеет вид:

$$\Delta N_{\nu}^p = \frac{8\pi\nu^2\Delta\nu}{c^3} \cdot \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}$$

Умножив  $\Delta N_{\nu}^p$  на  $h\nu$ , мы получим энергию излучения в данном частотном интервале  $\nu$ ,  $\nu + \Delta\nu$ :

$$\Delta E_{\nu}^p = \frac{8\pi h\nu^3\Delta\nu}{c^3} \cdot \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1},$$

$$\frac{\Delta E_{\nu}^p}{\Delta\nu} = c^p(\nu T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}$$

Функция  $\frac{\Delta E_{\nu}^p}{\Delta\nu} = e^p(\nu, T)$  есть так называемое спектральное распределение равновесного излучения. Планковское распределение фотонов содержит только один термодинамический параметр — температуру  $T$ , который называется также температурой равновесного излучения. На приведенных графиках планковского спектра для двух значений температур  $T_2 > T_1$  видно, что в равновесном распределении числа квантов с  $\nu \rightarrow 0$  и с  $\nu \rightarrow \infty$



стремятся к нулю. В то же время наибольшее число фотонов приходится на частоту  $\nu_{max}$ , зависящую только от температуры:  $h\nu_{max} = 2,822 kT$  или  $\nu_{max} (c^{-1}) = 5,9 \cdot 10^{10} T^{4^\circ K}$  — закон смещения Вина. Число фотонов данной частоты  $\nu$ , как и полное число фотонов всех частот, в равновесном излучении растет с увеличением температуры. Полная энергия  $E_o^p$  всех фотонов (в единице объема) находится суммированием величины  $\epsilon^p(\nu, T)$  по частотам  $E^p(T) = \frac{4\sigma^4}{c} T^{4^\circ K}$ ,  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} \frac{\Gamma}{c^3 \cdot ^\circ K^4}$  (постоянная Стефана — Больцмана). Таким же образом зависит от температуры величина световой энергии  $Q^p$ , излучаемой в единицу времени с единицы поверхности рассмотренной равновесной системы —  $Q^p(T) = \sigma T^{4^\circ K}$  — закон Стефана — Больцмана. При этом равновесное излучение изотропно, т. е. направлено равномерно во все стороны<sup>1</sup>. Такова статистика электромагнитного излучения, находящегося в равновесии с веществом. Отметим, что полученные соотношения совершенно не зависят от природы физических процессов испускания и поглощения. Нам не нужно знать, где, когда, какими атомами и в какой последовательности излучаются и поглощаются фотоны. Более того, одной из основных предпосылок данной теории является предположение о полной случайности световых актов, об отсутствии какой-либо временной и пространственной связи между ними. В данном случае мы имеем дело с полным световым хаосом, неупорядоченным электромагнитным полем, «управляемым» только лишь «его величеством — Случаем».

<sup>1</sup> Интенсивность изотропного излучения, т. е. энергия  $I$ , излучаемая с единицы поверхности в единицу времени во все стороны, связана с энергией излучения в единице объема  $E$  соотношением  $I = \frac{c}{4} E$ , ( $\Delta I_v^p = \frac{c}{4} \Delta E_v^p$ ,  $Q^p(T) = \frac{c}{4} E^p(T)$ ).

В заключение приведем чисто внешнюю аналогию, иллюстрирующую в какой-то мере возможность «порядка» в хаосе.

Если рассматривать с близкого расстояния живописную картину с большой гаммой цветов, то как раз и возникает ощущение случайного распределения цветовых пятен, красок, линий, создается впечатление цветового хаоса. Но стоит отойти на несколько шагов, и перед нашим взором предстанет вполне определенная композиция. В данном случае наше восприятие реагирует уже не на отдельные, с нашей точки зрения, цветовые «случайности», а на их соединения, сочетания, дающие конкретное, содержательное впечатление. Конечно, расположение цветовых элементов в картине носит характер только лишь «творческой случайности», подчиняясь живописным законам и правилам. Эти законы не слишком строги, они предоставляют художнику достаточно большую свободу в выборе элементов изображения. Эти элементы в некотором смысле можно все-таки считать случайными — у каждого художника своя манера и техника. Но цельное впечатление возникает только тогда, когда случайные элементы соединены в соответствии с общими законами.

**Закон Кирхгофа и излучение черного тела.** Итак, ученые сумели обнаружить «порядок» в хаотических световых процессах. Однако все это справедливо в определенных условиях (длина пробега фотонов много меньше размеров системы), когда может установиться термодинамическое равновесие. Применимы ли такие рассуждения, когда речь идет о традиционных источниках света? Что будет в случае отсутствия равновесия? Действительно, кванты, рождающиеся внутри рассмотренного нами газа, не вылетают наружу вследствие сильного поглощения, т. е. имеет место поверхностное излучение. Что же будет,

Ван Гог, автопортрет.



когда каждый излученный фотон свободно покинет вещество, т. е. при объемном излучении? Ответ на этот важный вопрос содержится в законе Кирхгофа, который позволяет определить энергию данной частоты, излучаемую единицей объема вещества в единицу времени,  $\Delta q_\nu$  при одной только характеристике вещества — коэффициенте поглощения  $K_\nu$ . Последняя величина обратно пропорциональна длине пробега кванта частоты  $\nu$ ,  $K_\nu = \frac{1}{l_\nu}$  в данном теле и зависит, как правило, от  $\nu$ , температуры и плотности вещества. Закон Кирхгофа гласит:

$$\Delta q_\nu \left[ \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \right] = K_\nu \left[ \text{см}^{-1} \right] \Delta I_\nu^p \left[ \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right], \quad (\Delta I_\nu^p = \frac{c}{4} \Delta E_\nu^p).$$

Отсюда следует, что нагретое тело преимущественно излучает фотоны тех частот, которые оно хорошо поглощает.

Тело с  $K_\nu L \gg 1$  ( $L$  — размеры вещества) называется абсолютно черным телом, поскольку оно эффективно поглощает падающее на него излучение, а равновесное излучение — излучением черного тела. Не следует думать, что такое тело всегда выглядит черным. Это, естественно, зависит от его температуры. Черным выглядит только то, что не отражает и не излучает свет в видимом диапазоне. Так, например, сажа в обычных условиях хорошо поглощает, в том числе видимые частоты, а излучает главным образом в невидимой инфракрасной области спектра. В то же время она не является абсолютно черным телом, хотя весьма близка к нему. Кварц, например, при температуре  $1500^\circ\text{C}$  начинает хорошо поглощать и испускать свет, т. е. его излучение приближается к равновесному, однако светится он белым светом. Излучающим как абсолютно черное тело в какой-то степени можно считать Солнце. Исследование спектрального распределения солнечного света и сравнение его с планковским спектром приводит к температуре  $T \approx 6000 \div 6500^\circ\text{C}$ . Наиболее близка к абсолютно черному телу замкнутая полость с маленьким отверстием. Световые лучи любой частоты, проникающие в полость через отверстие, испытывают многократное рассеяние и поглощение, в результате чего суммарное поглощение оказывается практически полным. Следовательно, излучение из отверстия такой полости имеет планковское распределение, что и подтверждается на опыте. Равновесное излучение устанавливается независимо от конкретных механизмов поглощения, важно только, чтобы поглощение было достаточно большим. Выказанное утверждение относится и к закону Кирхгофа, имеющему более общий характер. Из этого закона вытекает, что равновесное черное излучение соответствует максимально возможной излучательной способности тела, нагретого до температуры  $T$ , если

иметь в виду «хаотическое», тепловое излучение. Однако, как мы увидим далее, упорядоченный свет лазера в огромное число раз превосходит по интенсивности равновесное излучение тела с любой мыслимой температурой.

**Синусоида бесконечной длительности, или когерентность.** В чем же заключается «упорядоченность» электромагнитного поля и какова ее физическая мера? Для выяснения этого вопроса обратимся сначала к классическим волновым представлениям.

Представим себе, что нам удалось создать два точечных источника  $S_1$  и  $S_2$  электромагнитных волн, способных излучать колебания с одинаковой частотой  $\nu$ , неизменными во времени амплитудами  $a_{10}$  и  $a_{20}$ <sup>1</sup> и длящиеся бесконечно долго, так что от каждого источника в точку наблюдения  $M$  постоянно приходят сигналы следующего вида:  $a_1 = a_{10} \cdot \sin(\omega t - kr_1)$ ,  $a_2 = a_{20} \cdot \sin(\omega t - kr_2)$ <sup>1</sup>,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\omega = 2\pi\nu$  — так называемая круговая частота. Тогда в результате сложения падающих колебаний в точке  $M$  мы получим колебание той же частоты, квадрат амплитуды которого равен:

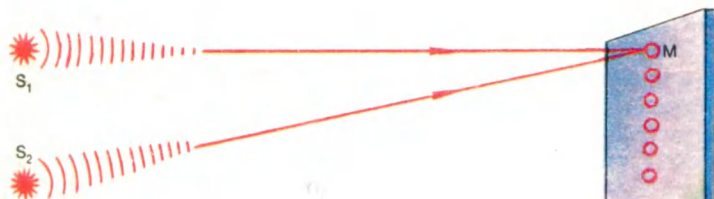
$$A_0^2 = a_{10}^2 + a_{20}^2 + 2a_{10} \cdot a_{20} \cdot \cos k(r_1 - r_2).$$

Как видно из этой формулы, величина  $A_0^2$  в зависимости от положения на экране точки  $M$  может принимать любое значение в диапазоне от  $A_{0max}^2 = (a_{10} + a_{20})^2$  до  $A_{0min}^2 = (a_{10} - a_{20})^2$ .

Ну а поскольку квадрат амплитуды электромагнитного колебания пропорционален интенсивности, то на экране мы получим чередование максимумов и мини-

<sup>1</sup> Под  $a_{10}$  и  $a_{20}$  мы понимаем амплитуду электрического поля волны, направленного (см. рис. на с. 27) перпендикулярно плоскости рисунка.

мумов освещенности, т. е. интерференционную картину. Интерференция имеет место в данном случае в результате сложения или вычитания амплитуд колебаний в зависимости от разности фаз  $k(r_1 - r_2)$ , приходящих в точку  $M$  волн. Такого типа волны (соответственно колебания) и источники, их излучающие, называются полностью когерентными. Фор-



мальные признаки полной когерентности в этом случае — строгая гармоничность, т. е. бесконечная длительность и неизменность амплитуды, и одинаковость частот данных излучателей. Для получения интерференционной картины на самом деле достаточно иметь только один строго гармонический, или, как говорят, монохроматический, источник  $S$  и воспользоваться схемой, предложенной О. Френелем (см. рис. на с. 27). В данном опыте свет от источника  $S$  отражается двумя зеркалами, расположенными под углом, близким к  $180^\circ$  (бизеркала Френеля), и интерференционная картина есть результат сложения волн, приходящих от мнимых изображений  $S_1$  и  $S_2$  источника  $S$ .

**Мера когерентности. Цуг, его длина и время.** Однако представление о строго монохроматическом излучателе — это, несомненно, упрощающая идеализация. В реальных ситуациях излучение источника хаотически прерывается и нерегулярным образом во-

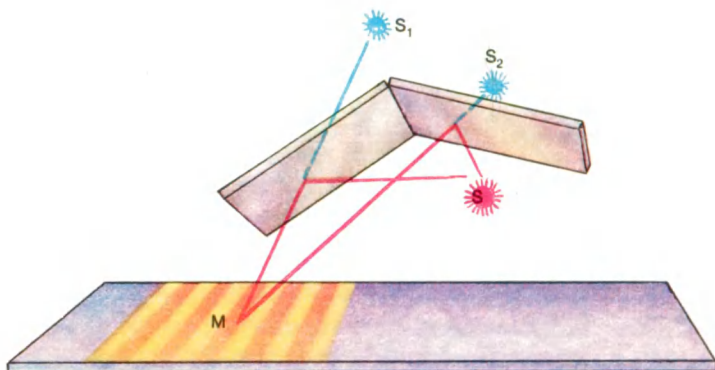


зобновляется. Фактически мы имеем дело с кусками не сопряженных друг с другом синусоид. Теперь вместо гармонических волн, рассмотренных выше, мы имеем:

$$a_1 = a_{10} \cdot \sin [\omega t - kr_1 + \varphi_1(t)],$$

$$a_2 = a_{20} \cdot \sin [\omega t - kr_2 + \varphi_2(t)],$$

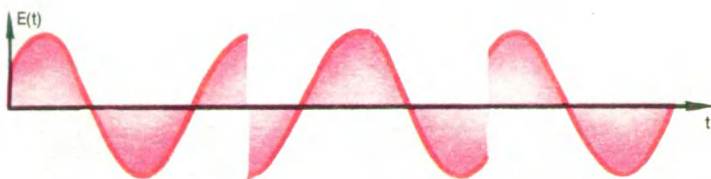
где  $\varphi_1(t)$  и  $\varphi_2(t)$  — случайные фазы колебаний, создаваемых двумя реальными точечными источниками.



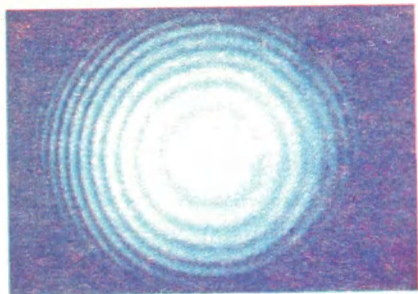
Сложение волн дает:

$A_0^2 = a_{10}^2 + a_{20}^2 + 2a_{10} \cdot a_{20} \cdot \cos \Psi(t)$ , где  $\Psi(t)$  — также случайная функция, т. е. совершенно непредсказуемым образом меняющаяся величина. Характерное время изменения фазы  $\Psi(t)$  очень мало. Действительно, время одного акта излучения атома порядка  $10^{-8}$  с. Следовательно, возникающие мгновенные интерференционные картины меняются с огромной частотой, и мы можем регистрировать только среднее по времени распределение интенсивности. При таком

усреднении интерференционное слагаемое  $2 a_{10} \times \times a_{20} \cdot \cos \Psi(t)$  исчезает, поскольку за время наблюдения косинус пробегает все свои значения, как положительные, так и отрицательные, и дает в среднем нуль. Такие волны называются полностью некогерентными, и их суммарное воздействие сводится к сложению квадратов амплитуд, т. е. интенсивностей, а не самих амплитуд. Освещенность от двух одинаковых некогерентных излучателей просто удваивается, не приводя к чередованию интерференционных максимумов и минимумов. Таким образом, два хаотически излучающих источника всегда некогерентны и не могут дать интерференционную картину.



Однако если взять один точечный источник и воспользоваться рассмотренной выше схемой с биезеркалами Френеля, то мы опять получим интерференционную картину. Дело в том, что данная схема позволяет разделить «кусок синусоиды», принадлежащий одному акту испускания, на две волны, идущие от мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$  с разностью фаз  $\frac{2\pi}{\lambda}(S_2M - S_1M)$ . Эти волны сойдутся в точке  $M$ , если разность хода  $(S_2M - S_1M)$  меньше длины рассматриваемого «куска синусоиды». Последняя равна  $l = c \cdot \tau$ , где  $\tau$  — время испускания. Этот кусок синусоиды называется цугом волн, а его



Лазерные  
интерференционные  
кольца.

длина  $l$  и время образования  $\tau$  — длиной и временем когерентности. Таким образом, излучение точечного источника<sup>1</sup> представляет собой последовательность не связанных (некогерентных) между собой цугов и упорядоченно (когерентно) только в пределах одного цуга. Если рассматривать понятие когерентности как меру способности волн к интерференции, то степень когерентности тем выше, чем больше время и длина когерентности. Так, например, длина когерентности (длина цуга) для свечения разреженного газа не превышает нескольких десятков сантиметров, в то время как лазерные источники позволяют получать интерференционную картину при разности хода в несколько километров. Введенное нами понятие когерентности характеризует временную упорядоченность излучения и поэтому более точно называется временной когерентностью.

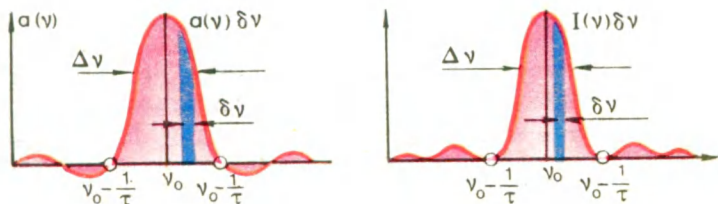
**Длительность, частоты и монохроматичность цугов.** Временная когерентность непосредственно связана со степенью монохроматичности излучения. «Кусок синусоиды» — цуг с частотой  $\nu_0$  и временем когерентности  $\tau$  — может быть представлен в виде

<sup>1</sup> Под точечным источником следует понимать либо один атом, либо группу атомов, расположенных в объеме с размерами, меньшими длины волны.

суммы гармонических колебаний с различными частотами, расположенными вокруг основной частоты  $\nu_0$  в некотором диапазоне  $\Delta\nu$ . Пусть, например, в некоторую точку приходит световой цуг длительностью  $\tau$  и амплитудой  $E(t)$ , такой, что  $E(t) = E_0 \cdot \cos \nu_0 t$ , при  $-\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2}$  и  $E(t) = 0$  вне пределов указанной временной области. Тогда  $E(t)$  можно представить в виде  $E(t) = \sum a(\nu) \cdot \delta\nu \cdot \sin \nu t$ , где форма функции  $a(\nu)$  изображена на рис. на с. 30. Величина  $a(\nu)$ , равная заштрихованной на рис. площади, есть амплитуда гармоника частоты  $\nu$ , входящей в состав рассматриваемого сигнала. Интенсивность данного светового сигнала  $I$ , пропорциональная среднему по времени квадрату амплитуды  $E^2(t)$ ,  $I \sim \frac{\sum E^2(t) \Delta t}{\tau}$ , в свою очередь, может быть представлена в виде  $I = \sum I(\nu) \delta\nu$ , где  $I(\nu) \sim a^2(\nu)$ .

Теперь величина  $I(\nu) \cdot \delta\nu$  — интенсивность гармоника частоты  $\nu$ , а функция  $I(\nu)$  называется спектром интенсивности излучения или его спектральной мощностью (сравните с  $P_\nu^T$  для теплового равновесного излучения).

Математический переход от временной характеристики излучения к спектральной называется преобразованием Фурье. Характерная спектральная ширина  $\Delta\nu$  связана с временем когерентности (длительность одного цуга)  $\tau$  соотношением (свойство преобразования Фурье):  $\Delta\nu \cdot \tau \simeq 1$ . Соответственно, степень



монохроматичности излучения  $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  определяется временем когерентности  $\tau$  или длиной когерентности  $l$ ;  $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{T}{\tau}$ ,  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{l}$ .

Для строго монохроматического излучения, т. е. для синусоиды бесконечной длительности,  $\Delta\nu = 0$ , так как  $\tau = \infty$ . Спектральная мощность  $I(\nu)$  также оказалась бы равной бесконечности. Однако ясно, что в природе гармонического колебания с бесконечной длительностью существовать не может. Таким образом, чем больше длина цуга, тем более монохроматично излучение. Спектральная интенсивность  $I_\nu$  (или мощность) излучения тем больше, чем более монохроматичен (при заданной полной энергии) источник. В случае обычных источников света, например газоразрядных ламп, излучение немонохроматично: оно имеет широкий спектр, теоретически включающий все длины волн, за исключением очень длинных и коротких. Из этого излучения с помощью прибора, называемого монохроматором, можно выделить какую-либо монохроматическую часть в области  $\lambda, \lambda + \Delta\lambda$ , т. е. выделить долю энергии  $I(\lambda) \cdot \Delta\lambda$  из общей энергии ( $I(\lambda)\Delta\lambda = I(\nu)\Delta\nu$ ,  $\Delta\lambda$  — определяется здесь качеством монохроматора). Величина спектральной мощности  $I(\lambda)$  для обычных источников относительно невелика. Так, для излучения Солнца, рассматриваемого как равновесное (черное), при температуре  $T = 6000^\circ\text{К}$  спектральная интенсивность в максимуме излучения ( $\lambda_{\text{max}} = 4800 \text{ \AA}$ ) составляет  $I^p(\lambda_{\text{max}}) = I \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{\AA}}$ . При этом полная интенсивность всех частот равна  $I = \sum I(\lambda) \Delta\lambda = 7000 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ . В лазерных устройствах вся энергия заключена в чрезвычайно узком диапазоне частот или длин волн. В результате степень монохроматичности и величина спектральной мощности лазеров в огромное число раз превосходят указанные величины для Солнца. Таким

образом, высокая временная когерентность, или упорядоченность, излучения эквивалентна высоким степеням монохроматичности и спектральной мощности.

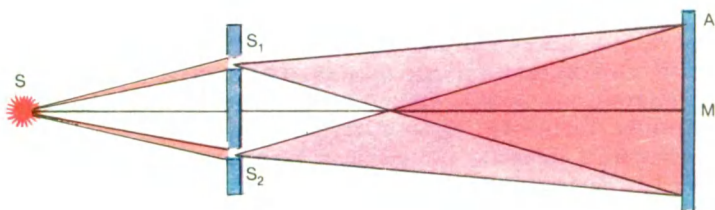
**Пространственная упорядоченность световых пучков.** Если до сих пор мы изучали временную структуру излучения и ввели меру временной упорядоченности колебаний, то не менее важен и вопрос о пространственной структуре световых пучков, пространственной упорядоченности, т. е. пространственной когерентности.

Рассмотрим оптическую схему, аналогичную схеме известного интерференционного опыта Юнга (1802). Точечный источник  $S$  освещает две узкие щели  $S_1$  и  $S_2$ , от которых на экране  $A$  наблюдается интерференционная картина. Согласно известному принципу Гюйгенса — Френеля, если на экран с малыми отверстиями падает фронт когерентной, соответствующей одному акту излучения, световой волны (например, плоской волны в случае достаточно удаленного источника  $S$ ), то отверстия можно рассматривать как источники вторичных, когерентных между собой волн. В соответствии с этим принципом мы в данном случае будем видеть на экране  $A$  четкую интерференционную картину, качество которой в определенных пределах не будет зависеть от расстояния между щелями  $S_1$  и  $S_2$ .

Пусть теперь на щели  $S_1$  и  $S_2$  падает световой пучок от источника конечных размеров, т. е. фактически от совокупности некогерентных между собой точечных источников. В результате вторичные волны, идущие от  $S_1$  и  $S_2$ , не будут полностью когерентными, так как в них попадает излучение от различных точечных некогерентных источников, а будут характеризоваться так называемой частичной коге-

рентностью. Мерой частичной когерентности является видимость интерференционной картины  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}, \text{ где } E_{\max} \text{ и } E_{\min} \text{ — максимальная и минимальная освещенности интерференционных полос}$$



максимальная освещенности интерференционных полос ( $\gamma = 1$  при  $E_{\min} = 0$ ,  $\gamma = 0$  при  $E_{\max} = E_{\min}$ ). В рассмотренной выше оптической схеме Юнга степень когерентности  $\gamma$  будет зависеть для пучка, падающего на щели  $S_1$  и  $S_2$ , от расстояния между  $S_1$  и  $S_2$ , уменьшаясь с увеличением последнего. Фактически  $\gamma$  в данном случае характеризует когерентность колебаний в различных точках по сечению исходного пучка, т. е. его пространственную когерентность. Расстояние  $L$  между щелями  $S_1$  и  $S_2$ , при котором интерференционная картина исчезает, т. е.  $\gamma = 0$ , называется длиной области когерентности. Так, например, колебания в точках по сечению лазерного луча могут быть упорядочены по всей площади сечения.

**Когерентность и музыка.** Итак, с точки зрения физики, временная и пространственная когерентность означает наличие упорядоченной структуры излучения, согласованности во времени и пространстве

электромагнитных колебаний. Чтобы в какой-то мере «почувствовать» эти понятия, обратимся к музыке, про которую русский композитор и дирижер И. Ф. Стравинский говорил, что это «внесение порядка во все существующее».

Пусть сначала какое-либо произведение исполняется на одном инструменте. Строгая (в музыкальном смысле) временная последовательность звуков, составляющая удивительную музыкальную гармонию, порождает в душе каждого слушателя сложную эмоциональную, но, конечно, субъективную картину. Однако главный смысл музыкальной пьесы — радость или печаль, покой или смятение, восторг или гнев — воспринимается всеми одинаково. Это и есть объективное отражение временной упорядоченности музыки, подчиненной, разумеется, присущим этому виду искусства эстетическим законам. Если же играет оркестр, то гармония возможна только тогда, когда все музыканты «связаны» между собой, когда в любой момент времени каждый из них ясно представляет, что делают все его собраты. Порядок в «пространстве» музыкантов вместе с определенным временным ходом звуковых «цугов» и создают тот впечатляющий, а порой и потрясающий музыкальный эффект.

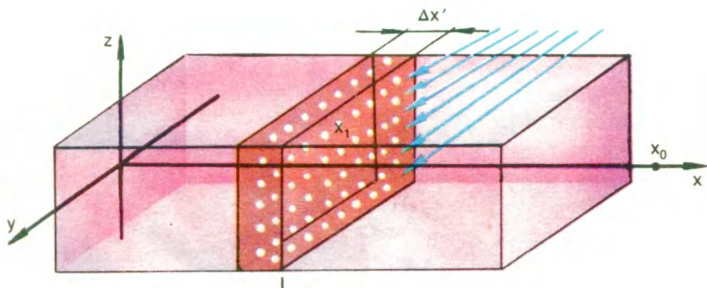
**Пространственный синхронизм.** В отличие от обычных некогерентных источников света лазеры позволяют получить мощное когерентное излучение. Именно с высокой степенью когерентности (временной и пространственной) лазерного излучения связаны его уникальные свойства — концентрация энергии в спектре и по направлениям распространения. Как же принципиально устроен лазер, как удается заставить вещество, склонное в обычных природных условиях давать световой «хаос» (равновесное тепловое излучение), излучать согласованным образом?





Рассмотрим сначала простейшую волновую модель лазера. Пусть  $N$  излучающих атомов равномерно заполняют кусок пространства в форме параллелепипеда (см. рис.).

$$\frac{N}{L} \Delta x' \text{ — число атомов в слое } \Delta x'.$$



Предположим далее, что атомы, расположенные в каждом сечении  $x=x'$ , перпендикулярном оси  $x$ , излучают когерентные волны с амплитудами  $A'(x')$  и фазами  $\varphi'(x')$ . Как известно из физической оптики (дифракция на прямоугольном отверстии), излучение такого источника будет направлено главным образом вдоль оси  $x$ , т. е. сосредоточено в малом телесном угле  $\Delta\Omega \simeq \frac{\lambda^2}{S}$  ( $S$  — площадь торцевой грани параллелепипеда). Амплитуда  $A$  суммарной волны в точке наблюдения  $x=x_0$  дается, очевидно, суммированием волн, приходящих от всех поперечных сечений данного источника:

$$A = \Sigma \frac{N \cdot \Delta x'}{L} A'(x') \cos [\omega t - \kappa x_0 + \kappa x' + \varphi'(x')]$$

$\left( \frac{N \cdot \Delta x'}{L} \right)$  — число излучателей в слое  $x = x'$  толщины  $\Delta x'$ ). Амплитуда  $A$  максимальна, если волны от всех сечений приходят в точку наблюдения с одной и той же фазой, т. е. если  $\kappa x' + \varphi'(x') = \varphi_0$ . Указанное соотношение называется условием пространственного синхронизма. При его выполнении амплитуда суммарной волны

$$A \sim \Sigma A'(x') \cos (\omega t - \kappa x_0 + \varphi_0)$$

равна сумме амплитуд  $A'(x')$ , т. е. в  $N$  раз больше амплитуды волны, испускаемой отдельным атомом, а интенсивность излучения  $I$  пропорциональна  $N^2$ , т. е.  $I \sim N^2$  (в отсутствии фазировки  $I \sim N$ ). Пространственный синхронизм — фундаментальное условие лазерного эффекта и, по существу, означает, что световые волны, излучаемые различными удаленными друг от друга областями квантового генератора, являются когерентными.

Итак, в принципе, можно получить узкий и интенсивный световой пучок, сложив излучение  $N$  атомов, если существует способ сфазировать колебания последних. Формально идея осуществления пространственного синхронизма чрезвычайно проста. Вообразим себе, что с левого конца нашего параллелепипеда распространяется вдоль оси  $x$  плоская волна, которая, проходя через все сечения  $x = x'$ , «заставляет» находящиеся там атомы излучать с той же самой фазой (и, разумеется, частотой), которую в этот момент имеет она сама. В этой ситуации распределение вдоль оси  $x$  фаз «вторичных» излучателей совпадает с распределением фаз в «затравочной» волне, и на выходе мы получим просто усиленную по амплитуде исходную волну. Оказывается, такая возможность

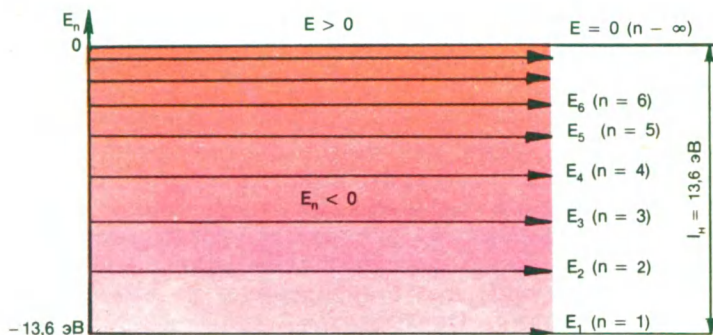
синхронизовать излучение различных атомов с помощью опять-таки излучения существует в природе и заключается в эффекте вынужденного испускания. Этот эффект был получен на «кончике пера» А. Эйнштейном в 1916 г. Это позволило тогда «свести концы с концами» в проблеме равновесного теплового излучения.

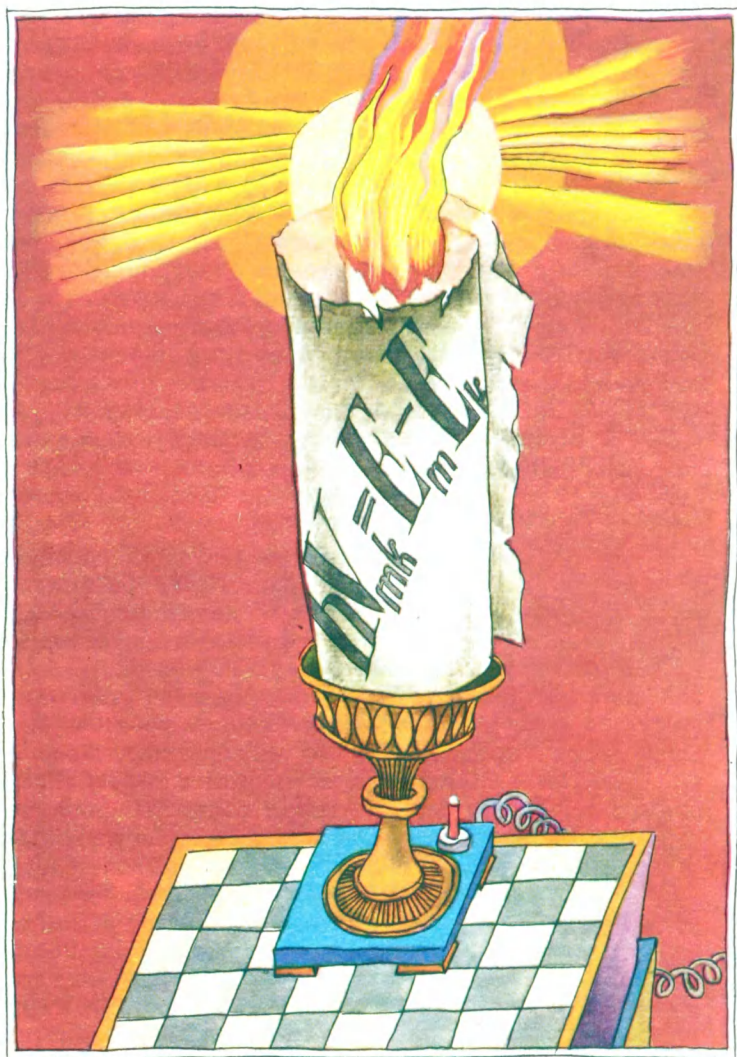
## Как излучает атом

Как известно, квантовый характер излучения света атомами связан с переходом атомных электронов из одного энергетического состояния в другое. При этом энергетические состояния атома, согласно теории Бора, образуют дискретный набор, т. е. энергетические уровни. Так, например, простейшая квантовая система — атом водорода (протон + электрон) — характеризуется следующей последовательностью энергетических состояний:

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ эВ} \quad 1 \text{ электронвольт} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж},$$

$n = 1, 2, 3 \dots$





где  $E_n$  — энергия электрона, равная сумме его кинетической и потенциальной энергии взаимодействия (кулоновского притяжения) с ядром. Отрицательность энергии означает, что в этих состояниях электрон связан с ядром, или, согласно классической физике, движется по замкнутой траектории, орбите. Если же ему сообщить энергию, большую 13,6 эВ, то он оторвется от ядра и станет «свободным», после чего может иметь любую положительную энергию (см. рис. на с. 38). Процесс отрыва электрона называется ионизацией атома, а минимальная необходимая для этого энергия — потенциалом ионизации  $I$ . Для водорода  $I_H = 13,6$  эВ. Когда электрон переходит из какого-либо верхнего состояния  $n=m$  в нижнее  $n=k$  ( $m > k$ ), то он излучает фотон с энергией  $\hbar\omega_{mk} = E_m - E_k$ . Обратный переход  $k \rightarrow m$  соответствует поглощению фотона с такой же энергией.

**Статистический порядок в газе — распределение Больцмана.** Для простоты ограничимся рассмотрением простейшей модели атома — двухуровневой системы, т. е. рассмотрим газ, каждый атом которого может находиться только в двух состояниях:  $E_1$  — основное состояние и  $E_2$  — возбужденное состояние. Заметим, что структура энергетических уровней каждого атома определяется его внутренним строением — массой и зарядом ядра, числом и типом электронных оболочек. В то же время распределение атомов газа по энергетическим уровням зависит только от состояния газа в целом и в условиях термодинамического равновесия подчиняется статистике Больцмана. Статистика, или распределение Больцмана, отражает довольно ясное физическое положение, состоящее в том, что любая макроскопическая система в состоянии равновесия стремится к минимуму энергии, но не может полностью его достиг-

нута в результате постоянно действующих внутренних (микроскопических) процессов возбуждения (например, столкновений атомов газа). Так, минимуму энергии газа для системы соответствует состояние, при котором все атомы газа  $N_0$  находятся на нижнем, основном уровне. Однако равновесное распределение Больцмана приводит также к экспоненциально малому количеству атомов, находящихся на верхнем уровне, а именно:  $\frac{N_2}{N_1} = \exp \left\{ - \frac{(E_2 - E_1)}{kT} \right\}$ ,  $N_2 + N_1 = N_0$ , где  $T$  — температура газа. Разумеется, в состоянии равновесия процессы возбуждения уравновешены обратными процессами девозбуждения.

Формула Больцмана, несмотря на ее простоту, — одно из фундаментальных соотношений в физике. Тем более удивительно, что это соотношение включает не только принцип энергетического минимума, но и весь хаос процессов возбуждения, т. е. разного типа столкновений. Заметим, что случайные процессы столкновений описываются уравнениями, называемыми кинетическими. В состоянии термодинамического равновесия газа решением соответствующего кинетического уравнения является распределение Больцмана. Трудности, которые удалось преодолеть Больцману и, вообще, сложность кинетического рассмотрения весьма похожи на затруднение Алисы из сказки Льюиса Кэрролла, пытающейся осознать смысл «потасовки»: «Никаких тебе «раз, два, три», каждый мог бежать вдоль линии в любую сторону, толкаться, налетать на кого угодно и когда угодно, мог и совсем ничего не делать, так что нелегко было понять, когда что началось и когда окончилось».

В данном случае в излучающей системе помимо атомов газа находятся фотоны, родившиеся при переходе с верхнего состояния в нижнее, в результате



чего происходит постоянный обмен импульсами и энергией как между самими атомами, так и между атомами и фотонами. Все эти процессы не нарушают распределения Больцмана; более того, устанавливается также равновесие в «газе» фотонов, подчиняющееся приведенной выше формуле Планка (с температурой атомного газа  $T$ ). Какие же конкретные микропроцессы приводят к планковскому распределению фотонов?

**Кванты-близнецы и формула Планка.** Атомы, попавшие в состояние с энергией  $E_2$ , обычно могут находиться там относительно короткое время  $10^{-8}$  с, после чего «сваливаются» вниз, излучая фотон  $\hbar\omega_{21} = E_2 - E_1$ . Речь идет о самопроизвольном процессе, не связанном ни с какими внешними воздействиями и присущем изолированному атому. Этот процесс называется спонтанным испусканием. Очевидно, число таких спонтанных переходов  $K_{21}$  в 1с с излучением кванта частоты  $\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$  пропорционально числу атомов  $N_2$  в состоянии  $E_2$   $K_{21} = A_{21} \cdot N_2 (c^{-1})$ , где величина  $A_{21}$  — первый коэффициент Эйнштейна. Коэффициент  $A_{21} (c^{-1})$  пропорционален спонтанной частоте перехода  $2 \rightarrow 1$ , т. е.  $A_{21} \sim \frac{1}{\tau_{21}}$ , где  $\tau_{21}$  — время жизни атома в возбужденном состоянии ( $\tau_{21}$  — время когерентности фотона  $\hbar\omega_{21}$ ). Величину  $A_{21}$  называют, кроме того, вероятностью спонтанного испускания в единицу времени. Вероятность  $A_{21}$ , как и структура энергетических уровней, есть внутренняя характеристика атома, не зависящая от внешних условий. Присутствие в системе фотонов, естественно, приводит к их поглощению атомами газа, заставляя их переходить из состояния  $E_1$  в  $E_2$ . Число актов поглощения в единицу времени пропорционально количеству атомов  $N_1$  в состоянии I и введенной нами выше



спектральной плотности фотонов  $\frac{\Delta E}{\Delta \nu} = \varepsilon(\omega_{21})$ , т. е.  $K_{12} = B_{12} \cdot N_1 \cdot \varepsilon(\omega_{21})$ , где  $B_{12}$  — второй коэффициент Эйнштейна, связанный с процессом поглощения, и также является внутренней характеристикой атома. Произведение  $B_{12} \cdot \varepsilon(\omega_{21})$  ( $\text{с}^{-1}$ ) — вероятность поглощения. Формально наличия процесса спонтанного испускания и обратного ему процесса поглощения уже достаточно для достижения равновесия в газе фотонов. Однако, приравнивая  $K_{12}$  и  $K_{21}$  и находя функцию  $\varepsilon(\omega_{21})$ , мы не получим формулы Планка для черного излучения, которая была выведена другим, не вызывающим сомнения способом и, более того, надежно проверена на эксперименте. Приблизительно такой «простой» логикой руководствовался А. Эйнштейн, который ввел представление о еще одном процессе излучения — вынужденном, или стимулированном, испускании. Суть его заключается в испускании находящимся в состоянии  $E_2$  атомом фотона  $\hbar\omega_{21}$  под действием «налетающего» на атом такого же фотона. При этом «налетающий» фотон не исчезает (не поглощается и не рассеивается), а стимулирует рождение точной своей копии — второго фотона. Так появляются «кванты-близнецы». Это означает, что атом, находящийся в поле электромагнитной волны, начинает (с определенной вероятностью) излучать волну, полностью когерентную с исходной. Число актов вынужденного испускания  $K_{21}^*$  записывается аналогично числу актов поглощения с заменой  $N_1$  на  $N_2$ , т. е.  $K_{21}^* = B_{21} \cdot N_2 \cdot \varepsilon(\omega_{21})$ , где  $B_{21}$  — третий коэффициент Эйнштейна, соответствующий процессу вынужденного испускания,  $B_{21} \cdot \varepsilon(\omega_{21})$  — соответствующая вероятность. Теперь мы можем записать полный баланс процессов испускания и поглощения, который имеет место при термодинамическом равновесии излучения с веществом:

$$K_{21} + K_{21}^* = K_{12} \text{ или } A_{12} \cdot N_2 + B_{21} \cdot \varepsilon(\omega_{21}) \cdot N_2 = B_{12} \times \\ \times N_1 \cdot \varepsilon(\omega_{21}).$$

Используя равновесное больцмановское распределение для «заполнения» атомами газа состояний с  $E_1$  и  $E_2$

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \left\{ -\frac{(E_2 - E_1)}{KT} \right\} = \exp \left\{ -\frac{\hbar \omega_{21}}{KT} \right\},$$

получим формулу, структура которой полностью совпадает с распределением Планка<sup>1</sup>. Вот таков результат непостижимой физической интуиции Эйнштейна. Сам Эйнштейн дал такую философскую трактовку научного предвидения: «Самое непостижимое в мире то, что он постижим». Таким образом, эффект индуцированного излучения, позволивший навести теоретический порядок в световом «хаосе» равновесного теплового излучения, явился физической основой создания лазера — источника, в котором благодаря именно этому эффекту рождаются кванты-близнецы, т. е. электромагнитные волны с одинаковыми частотой, поляризацией, направлением распространения и удовлетворяющие условию пространственного синхронизма.

**Инверсия.** Однако принципиальное решение проблемы получения когерентного излучения за счет вынужденного испускания еще недостаточно для реализации лазерного устройства. Дело в том, что волна, проходящая через рассмотренный выше параллелепипед и синхронизирующая излучатели различных слоев, не только усиливается за счет рождения

<sup>1</sup> Более того, из сравнения полученной вышеуказанным способом формулы с формулой Планка следует, что  $B_{21} = B_{12}$  и

$$A_{12} = \frac{\hbar \omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} B_{12}.$$

новых, когерентных ей квантов, но и ослабляется в результате поглощения. Более того, если излучающая среда термодинамически равновесная, то поглощение всегда преобладает над вынужденным испусканием. Это связано с тем, что при равновесии число атомов  $N_1$  в состоянии  $E_1$ , которому пропорционально поглощение, превышает число возбужденных атомов  $N_2$  с энергией  $E_2$ , определяющих количество актов вынужденного излучения. Ослабление луча фотонов, проходящего через среду, пропорционально разности  $(N_1 - N_2) > 0$ , или, как говорят, разности населенностей рассматриваемых уровней. Таким образом, термодинамически равновесная среда, в которой распределение атомов по энергетическим уровням является больцмановским  $\frac{N_2}{N_1} = \exp$

$\left\{ -\frac{(E_2 - E_1)}{KT} \right\}$ , не может быть использована для генерации когерентного излучения. Следовательно, второе физическое условие: для осуществления лазерного эффекта необходимо уметь создавать среду, в которой число атомов с энергией  $E_2$  больше, чем с  $E_1$  ( $E_2 > E_1$ ). Такое условие называется инверсией, а вещество в таком состоянии — активной средой. Существенно здесь то обстоятельство, что активная среда неравновесна. При наличии инверсии  $N_1 - N_2 < 0$  вынужденное испускание порождает больше фотонов «близнецов», чем их поглощается, в результате чего происходит усиление проходящей через активное вещество волны. Она как бы собирает приготовленный заранее «урожай» фотонов, т. е. снимает инверсию, переводя энергию возбуждения атомов в когерентное излучение. Усиление волны называют также отрицательным поглощением. Этот фундаментальный принцип был выдвинут в 1940 г. В. А. Фабрикантом.

Процесс, который prepares инверсию, т. е. соз-

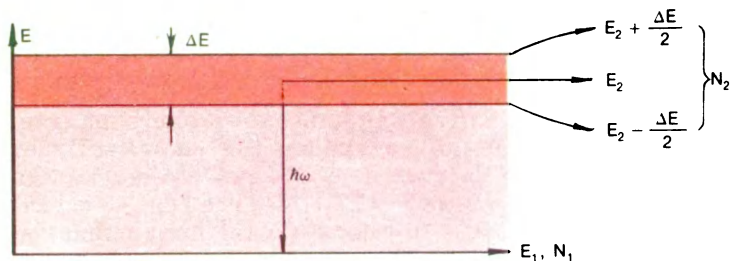


Рождение квантов-близнецов — световая лавина.

дает существенно неравновесное возбуждение атомов среды, называется *накачкой*. Она может быть осуществлена различными способами: с помощью света специальных ламп — вспышек (оптическая накачка), путем возбуждения в среде газового разряда, с помощью электронных пучков. Накачка может быть как импульсной, так и непрерывной. Более подробно этот вопрос мы разберем при рассмотрении конкретных типов лазеров.

**Отрицательное поглощение — усиление света.** Попробуем теперь ввести некоторые количественные соотношения, характеризующие усиление, т. е. отрицательное поглощение. Для этого обратимся к простейшей двухуровневой модели атома (см. рис. на с. 47). Верхний возбужденный уровень  $E_2$  на рис. изображен в виде полосы шириной  $\Delta E$ .

В предыдущей модели двухуровневой системы переход  $2 \rightarrow 1$  приводил к излучению строго монохроматических квантов фиксированной частоты  $\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$ . Однако, как мы уже знаем, испускание кванта, например спонтанное испускание, происходит за конечное время  $\tau_{\text{ког}} \approx \frac{1}{A_{21}}$ . Это означает, что процесс испускания спонтанных квантов эквивалентен излучению последовательности цугов волн со средней длительностью  $\tau_{\text{ког}}$ . Последовательность же цугов представляет собой немонохроматическое излучение с шириной спектра  $\Delta\omega \sim \frac{1}{\tau_{\text{ког}}}$ .



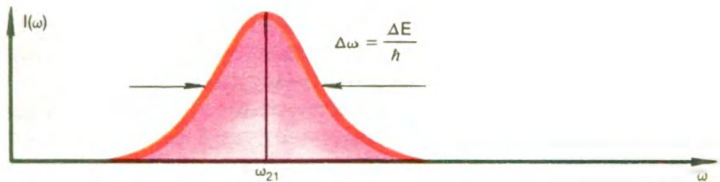
Следовательно, в данном случае излучение будет содержать не строго монохроматичные кванты  $\hbar\omega_{21}$ , а набор квантов различных частот в диапазоне  $\Delta\omega = \frac{\Delta E_1}{\hbar}$ . Разумеется, не следует отождествлять понятие цуга и кванта. Цуг не есть «образ» фотона хотя бы потому, что уже один цуг характеризуется спектральной шириной  $\Delta\omega$ , т. е. нам опять необходимо примирять между собой не согласующиеся со «здравым смыслом» понятия. Приведем пример такого согласования с помощью квантовомеханической интерпретации интерференционного опыта Юнга (см. рис. на с. 33). С классической точки зрения, интерференционная картина возникает, когда фотон-цуг взаимодействует сам с собой. С квантовой же точки зрения, фотон имеет вероятность (возможность) пройти либо через одно, либо через другое отверстие. Интерференционные полосы есть в некотором смысле «графическое изображение» распределения этих вероятностей. Н. Бор показал, что всякая экспериментальная попытка определить, по какому из двух путей прошел фотон, уничтожает интерференционную картину, т. е. физика дает нам только вероятностную информацию. «Истинная логика нашего мира — подсчет вероятностей», — сказал Дж. Максвелл. В рассматриваемом случае полная энергия всех излученных за определенное время цугов в

точности равна энергии всех родившихся за это время квантов с частотами в диапазоне  $\left( \frac{E_2 - \frac{\Delta E}{2}}{h}, \frac{E_2 + \frac{\Delta E}{2}}{h} \right)$ .

Таким образом, интенсивность спонтанного излучения рассматриваемой двухуровневой системы будет распределена по частоте, т. е. полная интенсивность всех частот есть сумма  $I = \sum I(\omega) \delta\omega$ , где  $I(\omega)$  — спектральная плотность — интенсивность, приходящаяся на единицу частотного интервала (см. рис.). Зависимость  $I(\omega)$  называется контуром линии излучения, соответствующей переходу  $2 \rightarrow 1$ , а сам факт распределения интенсивности по частоте — уширением спектральной линии. Физическому факту распределения интенсивности линии излучения по частоте соответствует «теоретическое» распределение по частоте и коэффициентов Эйнштейна, т. е.  $A_{21} = \sum a_{21}(\omega) \delta\omega$  и  $B_{21} = \sum b_{21}(\omega) \cdot \delta\omega$ , где  $a_{21}(\omega)$  и  $b_{21}(\omega)$  — спектральные «плотности» коэффициентов  $A_{21}$  и  $B_{21}$ . Теперь число спонтанных переходов  $2 \rightarrow 1$  с излучением квантов частоты  $\omega$ ,  $\omega + \delta\omega$  следует писать в виде:  $\Delta K_{21} = a_{21}(\omega) \cdot N_2 \cdot \delta\omega$  (сравните с формулами на с. 42). Аналогичный вид принимают соотношения для актов поглощения и вынужденного испускания:

$$\Delta K_{12} = b_{12}(\omega) \cdot \varepsilon(\omega) N_1 \delta\omega, \quad \Delta K_{21}^* = b_{21}(\omega) \cdot \varepsilon(\omega) \cdot N_2 \times \delta\omega.$$

Спектральная плотность интенсивности спонтанного излучения  $I_{(\omega)}^{\text{сп}} \sim \frac{\Delta K_{21}}{\delta\omega} = a_{21}(\omega) N_2$ , т. е. функция  $a_{21}$



( $\omega$ ), подобна изображенной на рис. на с. 48. Такой же вид имеют и коэффициенты  $b_{21}(\omega)$ ,  $b_{12}(\omega)$ <sup>1</sup>.

Допустим, что на двухуровневую среду падает параллельный поток фотонов со спектральной плотностью интенсивности  $I(\omega)$  (см. рис. на с. 50). Величина  $I(\omega)$  связана со спектральной плотностью энергии фотонов  $\varepsilon(\omega)$  соотношением:

$$I(\omega) = c \varepsilon(\omega)^2.$$

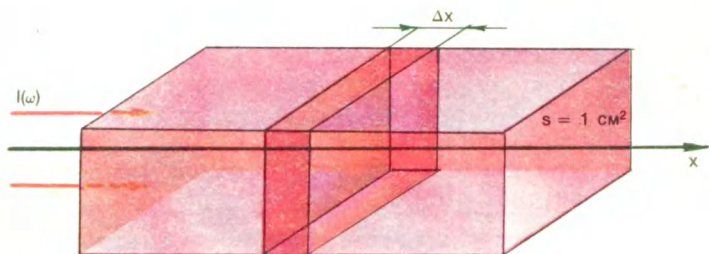
Уменьшение этого потока при прохождении слоя  $\Delta x$  за счет поглощения равно:  $\Delta I^-(\omega) = \hbar \omega N_1 \cdot b_{12}(\omega) \frac{I(\omega)}{c} \Delta x$ , а увеличение при вынужденном излучении —

$$\Delta I^+(\omega) = \hbar \omega N_2 b_{21}(\omega) \frac{I(\omega)}{c} \Delta x.$$

В результате полное изменение потока энергии на единице длины пути равно  $\frac{\Delta I(\omega)}{\Delta x} = \frac{\Delta I^+ - \Delta I^-}{\Delta x} = -KI(\omega)$  и определяется величиной  $K = \frac{\hbar \omega \cdot b_{21}(\omega)}{c} (N_1 - N_2)$ , называемой коэффициентом поглощения, а уравнение  $\frac{\Delta I}{\Delta x} = -KI$

<sup>1</sup> Связь между спектральными коэффициентами Эйнштейна остается прежней, т. е.  $b_{12}(\omega) = b_{21}(\omega)$  и  $a_{12}(\omega) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} b_{21}(\omega)$ . Поскольку обычно  $\frac{\Delta \omega}{\omega} \ll 1$ , то  $a_{21}(\omega) \sim b_{21}(\omega)$  ( $\omega^3 \simeq \text{const}$  внутри  $\Delta \omega$ ).

<sup>2</sup> Соотношение типа  $I \cdot c \varepsilon$ , связывающее плотность некоторой величины с потоком этой величины, имеет в физике общий характер. Так, например, если  $\varrho \left[ \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right]$  — плотность вещества, а  $V$  — его скорость, то  $\varrho V \left[ \frac{\text{г}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right]$  — поток массы; если  $\mathcal{E} \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3} \right]$  — плотность энергии, то  $\mathcal{E} V \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right]$  — поток энергии.



составляет суть закона Бугера<sup>1</sup>. Как видно из выражения для  $K$ , если  $N_1 - N_2 > 0$  (равновесная среда — инверсия отсутствует), то  $K > 0$  и имеет место поглощение излучения, т. е. падающая волна ослабляется. При  $N_1 - N_2 < 0$  (неравновесная среда — инверсия)  $K < 0$  и мы приходим к «отрицательному поглощению», т. е. к усилению исходного потока фотонов. В этих условиях коэффициент отрицательного поглощения  $K$  можно называть коэффициентом усиления среды. Зависимость коэффициента усиления от частоты  $\omega$  практически определяется функцией  $b_{21}(\omega)$ , имеющей вид, подобный рис. на с. 48. Таким образом, при наличии инверсии среда когерентно усиливает волны всех частот, для которых коэффициент усиления отличен от нуля, т. е. в диапазоне  $\Delta\omega \simeq \frac{\Delta E}{\hbar}$  вокруг центральной частоты  $\omega_{21}$  ( $\Delta\omega \ll \omega_{21}$ ).

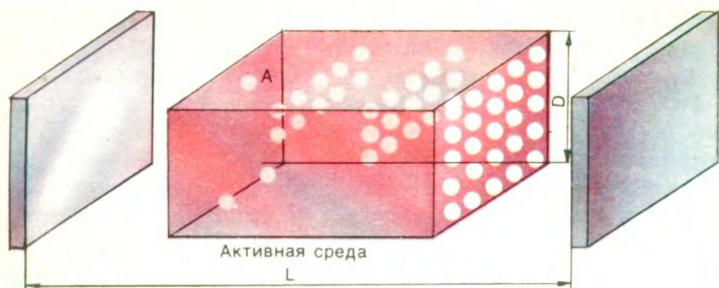
## Оптический резонанс

Индукцированное размножение фотонов в инверсной среде еще не исчерпывает всех принципов действия лазера. Действительно, в соответствии с законом Бу-

<sup>1</sup> Из уравнения  $\frac{dI}{dx} = -KI$  следует, что  $I = I_0 e^{-Kx}$ , где  $I_0$  — значение интенсивности на входе в среду,  $x$  — путь, пройденный фотонами.

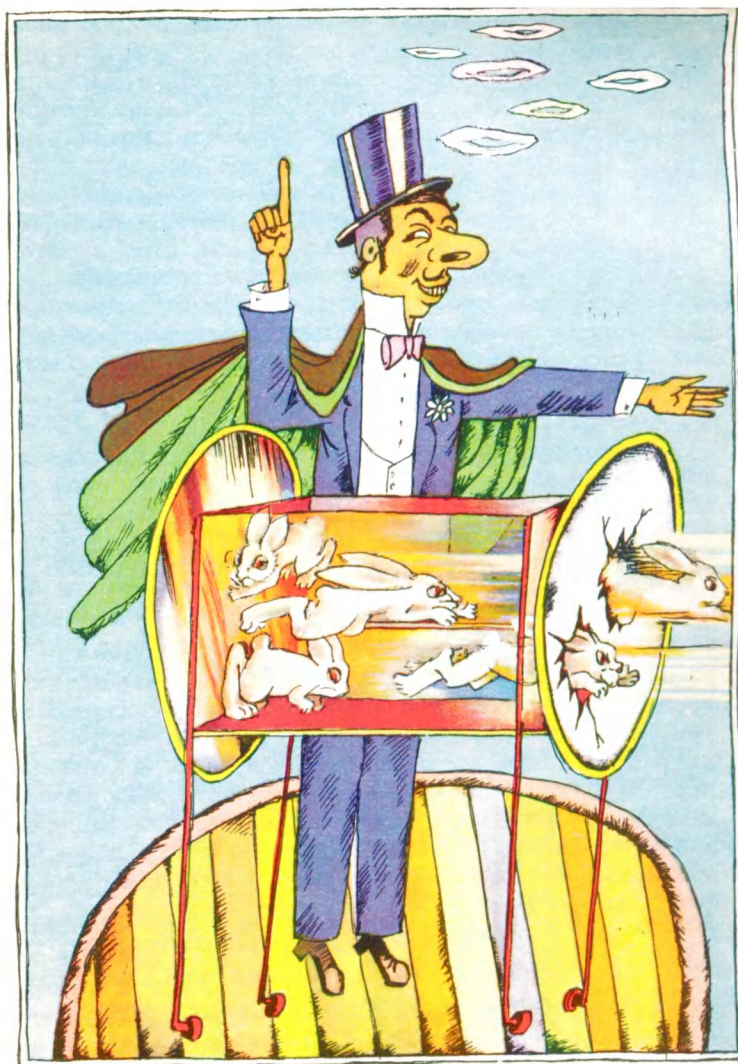


гера, усиление волны экспоненциально нарастает с увеличением длины активной среды. Казалось бы, увеличивая продольный размер рассматриваемого нами параллелепипеда, можно добиться сколь угодно большого усиления. Однако для создания генератора когерентных электромагнитных колебаний недостаточно одного усиления. Для формирования высоких временной и пространственной когерентности излучения, генерируемого лазером, необходимо поместить активную среду в оптический резонатор — систему двух параллельных зеркал. Как мы увидим далее, резонатор обладает свойствами не только накапливать внутри себя фотоны, излученные активной средой, т. е. усиливать излучение, но и осуществлять синфазность волн определенных частот, «выбираемых» резонатором из диапазона  $\Delta\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$  и обладающих чрезвычайно высокой монохроматичностью. Пусть в точке  $A$  активной среды спонтанным образом излучается фотон с направлением распространения вдоль оси системы (перпендикулярно зеркалам). Проходя через среду, он порождает на своем пути индуцированные фотоны, число которых лавинообразно нарастает, т. е. амплитуда и энергия волны увеличиваются в направлении ее распространения. После отражения от правого зеркала волна идет обратно, продолжая усиливаться, достигает левого зеркала, отражается и снова возвращается в точку  $A$ . Совершенно ясно, что такие усилительные циклы могут повторяться много раз только для осевых волн, т. е. эффективно накапливаться в резонаторе могут главным образом фотоны с волновым вектором  $\vec{K}$ , параллельным оси. Что касается спонтанно излученных квантов других направлений, то они, очевидно, не могут долго находиться в резонаторе и не способны забрать заметную долю запасенной в активной среде энергии. В ре-



зультате при определенных условиях практически вся энергия возбуждения атомов перейдет в излучение, направленное вдоль оси резонатора. Если теперь каким-нибудь образом «выпустить» излучение из резонатора, то, в принципе, мы можем получить остро-направленный, почти параллельный пучок, линейный угол расходимости которого определяется лишь дифракционными явлениями на зеркале и составляет величину  $\frac{\lambda}{D}$  ( $D$  — диаметр пучка). Последняя может быть порядка  $10^{-4} \div 10^{-5}$  радиан, в то время как обычные источники света излучают во все стороны, т. е. в  $4\pi$  радиан. При этом чрезвычайно малая расходимость, практически параллельность, лазерных лучей обусловлена идентичностью по направлениям излучаемых индуцированным образом фотонов, т. е. высокой пространственной когерентностью формируемой в резонаторе волны. Фактически выходящая из лазера волна имеет почти плоский фронт и, следовательно, имеет высокую степень когерентности по всему сечению пучка.

Итак, резонатор «выбирает» направление лазерного луча и обеспечивает его усиление в результате многократного распространения волны между зеркалами. Естественно, возникает вопрос: до какого предела может идти накопление энергии излучения в резонаторе; чем ограничивается амплитуда волны



в процессе ее усиления? Ответ на этот вопрос ясен и типичен для процессов, в которых происходит нарастание какой-либо формы энергии. Обычно в реальных физических системах существуют потери энергии, которые возрастают с ростом последней. В данном случае механизмы потерь связаны с неполным отражением от зеркал резонатора, тем более что одно из зеркал должно быть полупрозрачным для вывода излучения наружу. Кроме того, к потерям энергии приводит рассеяние и дифракция излучения внутри активной среды. С ростом амплитуды уменьшается также и коэффициент усиления вследствие уменьшения инверсии из-за сильного поля излучения по сравнению с инверсией ( $N_2^0 - N_1^0$ ) в отсутствие излучения (эффект насыщения).

В конечном счете в резонаторе устанавливается стационарное состояние, соответствующее точной компенсации усиления потерями. Оно характеризуется постоянством энергии излучения и параметров активной среды, в частности инверсии, поддерживаемой процессами накачки.

**Генератор когерентного света.** Установление такого стационарного состояния означает превращение усилительной системы в генератор. Количественный критерий возникновения стационарной генерации легко выводится из равенства усиления и потерь. Пусть в точке  $A$  (см. рис. на с. 52) существует осевое излучение. При проходе одного цикла длиной  $2L$ , т. е. при возвращении волны в исходную точку  $A$  после отражения от двух зеркал, поток энергии, согласно закону Бугера, экспоненциально возрастет в  $e^{2K(\omega) \cdot L}$  раз. В то же время вследствие потерь за счет двойного отражения он уменьшится в  $R^2$  раз, где  $R$  ( $R < 1$ ) — эффективный коэффициент отражения зеркал. Условие равенства усиления и потерь есть,

очевидно,  $R^2 \cdot e^{2K(\omega) \cdot L} = 1$ , или (при взятии натурального логарифма от обеих частей равенства)  $K(\omega) \times L = \ln \left( \frac{1}{R} \right)$ . Величина  $\ln \left( \frac{1}{R} \right)$  тем больше, чем больше потери (чем меньше  $R$ ), и обратно пропорциональна добротности резонатора  $Q \sim \frac{1}{\ln \left( \frac{1}{R} \right)}$ . Та-

ким образом, чем более «добротным» является резонатор, тем легче достигаются условия генерации и тем больше выходная мощность генератора когерентного излучения.

Рассмотренные нами понятия коэффициента усиления активной среды и условия стационарной генерации  $K(\omega)L = \ln \frac{1}{R}$  зависят на первый взгляд только от характеристик резонатора ( $L$ ,  $R$ ) и параметров активной среды и накачки ( $a_{21}(\omega)$ ,  $N_2 - N_1$ ). Фактически это означало бы, что усиление в резонаторе не зависит от величины интенсивности излучения  $I(\omega) = c\varepsilon(\omega)$ , рост которой ограничивается только потерями. Такая ситуация называется линейной и оказывается справедливой при небольшой мощности усиливаемого сигнала. Однако, как мы уже указывали, наличие достаточно большого поля излучения в резонаторе уменьшает стационарное значение инверсии ( $N_2 - N_1$ ) (при заданном уровне накачки) по сравнению с этой же величиной ( $N_{20} - N_{10}$ ) в отсутствие поля. Следовательно, в этом случае коэффициент  $K(\omega)$  сам зависит от величины поля, т. е. усиление становится нелинейным. Уменьшение коэффициента усиления и соответствующее насыщение испускаемой мощности с ростом плотно-

<sup>1</sup> Добротность любой колебательной системы есть отношение запасенной в ней энергии к энергии, теряемой системой за один период колебаний. Для оптического резонатора  $Q = \frac{2L}{\lambda} / \ln \left( \frac{1}{R} \right)$ .

сти энергии  $\varepsilon(\omega)$  излучения в резонаторе называется эффектом насыщения. Выражение для  $K(\omega)$  с учетом данного эффекта имеет вид

$$K(\omega) = \frac{K_0(\omega)}{1 + \varepsilon(\omega) \frac{b_{21}(\omega)}{A_{21}}}, \text{ где } K_0(\omega) \text{ — ненасыщенный коэф-}$$

фициент усиления, соответствующий инверсии ( $N_{20} - N_{10}$ ).

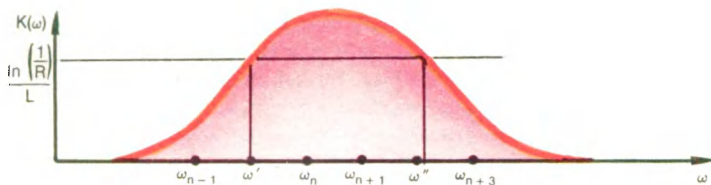
Рассмотренная нелинейность процесса усиления имеет принципиальное значение для физики оптических квантовых генераторов. В частности, именно эффект насыщения определяет стационарное значение плотности энергии излучения  $\varepsilon(\omega)$  в резонаторе. Действительно, подставляя выражение для нелинейного коэффициента усиления  $K(\omega)$  в соотношение  $K(\omega) \cdot L = \ln \frac{1}{R}$ , находим

$$\varepsilon^{\text{ст}}(\omega) = \frac{A_{21}}{b_{21}(\omega)} \left[ \frac{K_0(\omega) \cdot L}{\ln \frac{1}{R}} - 1 \right],$$

т. е. амплитуда поля в резонаторе тем больше, чем больше превышение ненасыщенного коэффициента усиления  $K_0(\omega)$  над его пороговым значением  $K_0^{\text{пор}}(\omega) = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ . Полный поток излучения, выхо-

дящего из генератора, очевидно, равен  $\Phi = c\varepsilon^{\text{ст}}(\omega)(1 - R) \cdot S$ , где  $S$  — площадь выходного зеркала. Введенные нами параметры лазера — коэффициент усиления активной среды, пропорциональный инверсии, и добротность резонатора — характеризуют его энергетику. Кроме того, резонатор формирует электромагнитное поле как внутри себя, так и выходящее наружу с высокой степенью упорядоченности, т. е. обладающее высокой пространственной и временной когерентностью. Как это происходит?

Пусть в данный момент времени фиксированный фронт волны частично выходит через правое зеркало (см. рис. на с. 52) и отражается обратно в резонатор. Если через время, необходимое для прохождения одного цикла, параметры волны, т. е. амплитуда или фаза, на данном фронте изменятся, то в таких условиях на выходе мы получим набор цугов, когерентных «внутри» себя, но не сфазирурованных друг с другом. Цуги — «куски синусоид» — не составят в этом случае единую непрерывную синусоиду с постоянной амплитудой, наличие которой и означало бы строгую монохроматичность. Для достижения такой единой синусоиды необходимо, чтобы изменения амплитуды на любом фронте компенсировались в течение одного цикла, а фаза изменялась бы на величину, кратную  $2\pi$ . Приведенное выше условие перехода от режима усиления к режиму генерации  $R^2 e^{2K(\omega) \cdot L} = 1$ , очевидно, обеспечивает неизменность амплитуды. Изменение фазы при двойном проходе волны через резонатор есть  $2kL = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L = 2 \frac{\omega}{c} \cdot L$  и для сопряжения отдельных цугов необходимо  $2 \frac{\omega}{c} \cdot L = 2\pi n$ , где  $n=1,2,3\dots$  — любое целое число, или  $\omega_n = \frac{\pi c}{L} n$ . Дискретный набор частот  $\omega_n$  как раз и соответствует тем частотам, которые «выбирает» резонатор из всего непрерывного диапазона частот  $\Delta\omega$ , определяемого кривой усиления  $K(\omega)$  (см. рис. на с. 58). Физический смысл такого «выбора» заключается в том, что волны каждой из этих частот синфазны на выходе резонатора и складываются по амплитуде. Волны других частот гасят друг друга. Следовательно, спектр выходного излучения оптического квантового генератора, работающего в стационарном режиме, имеет вид (см. рис. на с. 58).



Из всего диапазона  $\Delta\omega$ , соответствующего контуру усиления, выделяется участок  $(\omega', \omega'')$ , для которого выполняются условия генерации  $K(\omega) \cdot L = \ln\left(\frac{1}{R}\right)$ . И уже внутри этого участка генерируются монохроматические волны с частотами  $\omega_n$ . Возникает генерация на трех частотах.

Лазер — автоколебательная система. Разработка общей структуры квантовых генераторов исторически связана с принципами радиофизики. В основе этого лежит глубокая аналогия между лазерными (квантовыми) и колебательными и автоколебательными (классическими) системами. С помощью представлений о простейшей колебательной системе — гармоническом осцилляторе — можно понять процессы в квантовых усилителях и генераторах. Классический, механический осциллятор в данном случае представляет собой электрон, колеблющийся вдоль оси  $x$  (относительно начала координат  $x=0$ ) под действием возвращающей упругой силы.

Рассматриваемый осциллятор может служить моделью электрона, связанного с ядром, т. е. атома, способного излучать и поглощать электромагнитные волны. Пусть теперь осциллятор находится в поле квазимонохроматической волны  $E(t)$ . Величина энергии  $\epsilon$ , которая передается в единицу времени от волны к осциллятору (поглощается) или, наоборот, передается волне (излучается осциллятором), равна усредненному по времени за период вынуждающей



силы произведению скорости электрона  $V(t)$  на величину силы  $eE(t)$  со стороны поля  $e = V(t) eE(t)$ .

Решение уравнения для колебаний осциллятора при наличии внешнего воздействия со стороны поля, или накачки, и вычисление величины  $e$  показывает, что она может быть как положительной, что соответствует поглощению, так и отрицательной, что означает переход энергии от осциллятора в поле. При этом в последнем случае фазы частотных компонент внешнего поля должны находиться в определенном соотношении с фазой колебаний осциллятора, т. е. осциллятор может излучать и тем самым усиливать падающую волну только когерентным способом. Если же фазы случайные, то происходит только поглощение, а усиление вообще невозможно. Отсюда следует, что непрерывно излучающий осциллятор должен получать извне энергию. Таким образом, приведенное простейшее классическое рассмотрение дает определенное представление об индуцированном излучении и необходимости подвода энергии к осциллятору (накачка).

Рассмотрим теперь ангармонический осциллятор, являющийся математическим аналогом колебаний электромагнитного поля в резонаторе лазера. Это тип нелинейной колебательной системы. Возьмем колебательный контур, состоящий из индуктивности  $L$ , емкости  $C$  и активного сопротивления  $R$ .

При  $R=0$  в таком контуре могут существовать незатухающие колебания тока  $I$  с частотой

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (\omega_0 \text{ — собственная частота}). \text{ Если } R > 0, \text{ то}$$

колебания будут затухающими. Пусть теперь величина  $R$  зависит от протекающего по контуру тока, формально являясь при малом  $I$  отрицательной. После ряда переходных процессов в системе установятся незатухающие колебания на собственной частоте. Наличие отрицательного сопротивления приводит в

данном случае к усилению колебаний. В реальных автоколебательных системах, например в генераторе колебаний с электронной лампой, затухание в точности компенсируется усилением, т. е. стационарный уровень колебаний поддерживается вследствие положительной обратной связи колебательного контура с источником энергии.

Еще более наглядной представляется модель, в которой колебательный контур имеет обычное омическое сопротивление ( $R > 0$ ), определяющее затухание (положительные потери), а внутри конденсатора помещается среда, способная усиливать колебания на собственной частоте  $\omega_0$  («отрицательные потери»). В качестве такой «диэлектрической» среды можно непосредственно рассматривать активную среду, молекулы которой вынужденно излучают на частоте  $\omega_0$ , в результате чего и осуществляется положительная обратная связь.

Процессы, происходящие в резонаторе оптического квантового генератора, описываются уравнениями, формально в точности совпадающими с уравнениями рассмотренных выше колебательных контуров. В случае оптического резонатора установление стационарного значения поля связано с компенсацией потерь внутри резонатора нелинейным (из-за эффекта насыщения) усилением электромагнитных колебаний.

Таким образом, оптический резонатор обеспечивает положительную обратную связь между полем излучения и активной средой. При этом указанная обратная связь не исчерпывается лишь накоплением индуцированных фотонов, а обеспечивает синфазность генерируемых цугов.

Моды оптического резонатора. Как известно, колебательные системы (маятник часов, ламповый генератор и т. п.) характеризуются так называемы-

ми собственными частотами, на которых возможно наблюдение незатухающих колебаний. Если рассматривать оптический резонатор как колебательную систему, то он обладает бесконечным набором собственных частот. В квантовом генераторе возбуждается конечное число волн с частотами  $\omega_n$ , хотя в некоторых случаях оно может быть очень большим — десятки и сотни тысяч. С понятием собственных частот тесно связано представление о типах колебания резонатора. Дело в том, что электромагнитные колебания внутри резонатора с данной собственной частотой  $\omega_n$  представляют собой стоячую волну с формой фронта, зависящего от формы зеркал резонатора. Так, например, в случае плоских прямоугольных зеркал фронт стоячей волны является почти плоским. Кроме того, стоячая волна данной частоты есть совокупность бегущих в разные стороны волн той же частоты. Такая совокупность бегущих волн, образующих стоячую волну частоты  $\omega_n$ , и называется типом колебания резонатора или модой.

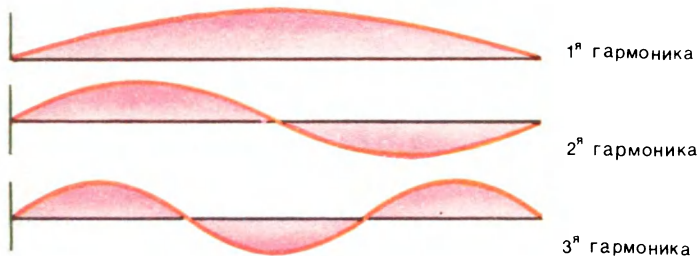
Существование собственных типов колебаний в общем случае связано с распространением волн в ограниченном пространстве. Наиболее наглядным примером является упругое колебание струны, жестко закрепленной с обоих концов. Ясно, что в данном случае синусоидальные колебания могут быть только такими, чтобы  $\sin kL = \sin \frac{\omega}{c} L = 0$  ( $L$  — длина струны), поскольку крайние точки струны все время неподвижны. Отсюда следует уже известное нам соотношение для собственных частот

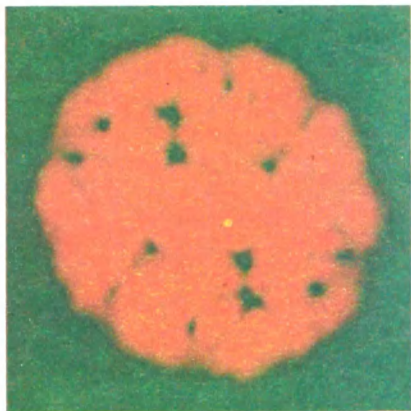
$$\omega_n = \frac{\pi c}{L} \cdot n,$$

соответствующее тому, что на длине струны всегда укладывается целое число полуволен.

Любое возможное движение струны является суммой некоторого числа собственных колебаний. В этом — наиболее важное свойство волн в ограниченном пространстве. Собственные частоты зависят как от свойств рассматриваемой системы, так и от свойств ее границ.

Электромагнитное поле в резонаторе всегда можно рассматривать как суперпозицию различных независимых мод, каждая из которых характеризуется своей частотой  $\omega_n$  и определенной геометрической конфигурацией поля (форма фронта). Что касается выходного излучения лазера, то оно определяется дифракцией на выходном зеркале бегущих волн, составляющих каждую возбужденную моду. С этой точки зрения лазер следует рассматривать как устройство, позволяющее сосредоточить всю энергию излучения в конечном числе мод, т. е., по существу, в узких диапазонах по частоте и направлению распространения. В то же время можно сказать, что равновесное тепловое излучение распределено по бесконечному числу мод. Теперь мы можем окончательно заключить, что физическая основа лазеров базируется на трех кардинальных принципах: эффект индуцированного (вынужденного) излучения, ответственный за рождение «квантов-близнецов»; создание термодинамического неравновесия в средах, сопровождающееся инверсией и дающее



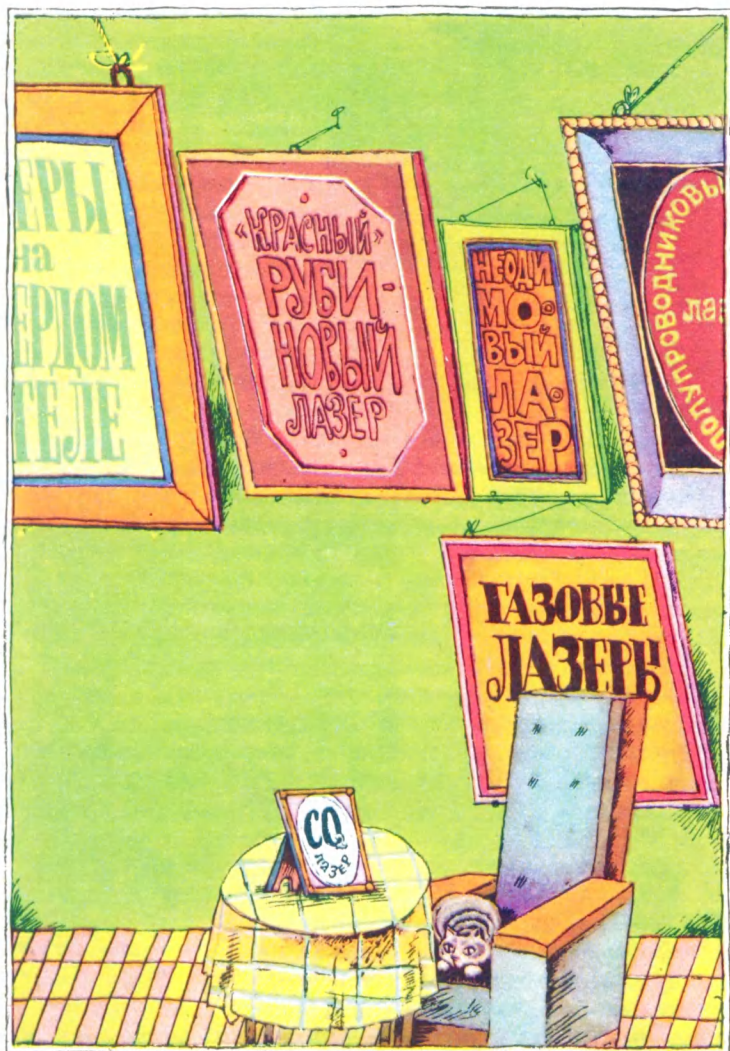


Распределение интенсивности в поперечном сечении лазерного луча (при возбуждении многих мод).

возможность усиливать световые волны; применение оптического резонатора, накапливающего фотоны и формирующего упорядоченную структуру электромагнитного поля.

## Большое семейство лазеров

В настоящее время создано чрезвычайно много различных лазеров. Стало возможным получать пучки когерентного излучения в широком диапазоне длин волн  $\lambda = 0,2 \div 20$  мкм ( $2000 \text{ \AA}^0 - 200\,000 \text{ \AA}^0$ ) — от глубокого ультрафиолета до далекой инфракрасной области. Работают лазеры с фантастически короткой длительностью светового импульса  $\tau \simeq 10^{-12}$  с (пикосекунда) и лазеры непрерывного действия. Предельная плотность потока энергии лазерного излучения в сфокусированном пучке уже достигла величины  $\sim 10^{18} \text{ Вт/см}^2$  (интенсивность Солнца составляет «всего»  $7 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ ). Степень монохроматичности когерентного излучения может быть



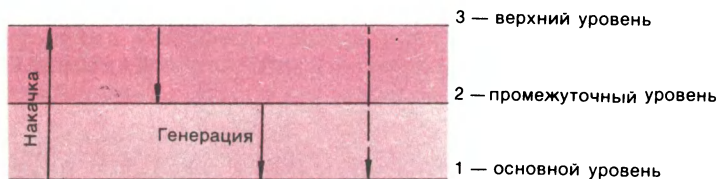
$\frac{\Delta\omega}{\omega} \simeq 10^{-10}$ , а длина цуга — порядка нескольких километров. Существуют лазеры с перестраиваемой частотой излучения. Построены сложнейшие лазерные многоканальные системы, в которых синхронно действуют несколько десятков пучков. Столь бурный прогресс в лазерной технике позволяет решать с помощью лазеров разнообразные физические и прикладные задачи. Вопросы применения лазеров мы рассмотрим ниже, а сейчас обратимся к типам оптических квантовых генераторов.

С точки зрения технической реализации типы лазеров прежде всего отличаются тем, в каком состоянии находится вещество, используемое в качестве активной среды, — твердом или газообразном. Лазеры, в которых активная среда — твердый диэлектрик, называются твердотельными; если же активная среда — газ, то — газовыми.

**Лазеры твердотельные.** Среди твердотельных оптических квантовых генераторов наиболее известные рубиновый лазер и лазеры на стекле, в частности неодимовый лазер (наиболее мощный твердотельный генератор).

Активная среда твердотельных квантовых генераторов состоит всегда из двух компонент — основной, с кристаллическим или аморфным диэлектриком и примесной (примесь составляет несколько процентов от основной компоненты). Все физические процессы, приводящие к генерации когерентного излучения, происходят в атомах примеси; основная компонента в этих процессах непосредственно не участвует и является как бы средой, несущей и оберегающей от вредных внешних воздействий (перегрев, механические перегрузки) излучающие вкрапления атомов или ионов примеси. Для создания инверсии в лазерах данного типа используется оптический ме-

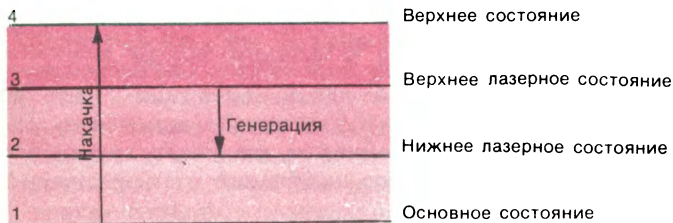
тод, т. е. активная среда «накачивается» светом от специальных мощных ламп-вспышек. В чем же заключается микроскопический механизм возбуждения и последующего когерентного высвечивания атомов примесной компоненты? В рассматриваемом случае излучатели работают по трех- или четырехуровневой схеме (см. рис). В трехуровневой схеме возбуждающее излучение «забрасывает» атомы из основного состояния в верхнее возбужденное состояние 3. Верхний третий уровень в принципе может распадаться путем спонтанных и индуцированных переходов  $3 \rightarrow 2$ ,  $3 \rightarrow 1$ . Следовательно, в данной схеме промежуточный уровень засе-



ляется «сверху» путем излучательных переходов  $3 \rightarrow 2$ . Если теперь уровень 2 оказывается долгоживущим, или, как говорят, метастабильным (скорость его «распада» — частота переходов  $2 \rightarrow 1$   $\gamma_{21}$  много меньше скорости его «заселения» — частота переходов  $3 \rightarrow 2$   $\gamma_{32}$ ), то на втором уровне атомов окажется больше, чем на первом. Действительно, время спонтанного распада уровня 3  $\tau_{32} \sim 10^{-8}$  с, и, следовательно,  $\gamma_{32} \simeq \frac{1}{\tau_{32}} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Метастабильность уровня 2 означает, что время жизни атома на этом уровне  $\tau_{21} \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$  с и  $\gamma_{21} \sim 10^4 \text{ с} \ll \gamma_{32} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Поскольку атомы на уровень 2 поступают в конечном счете с основного уровня 1 (через верхнее состояние 3), а обратно на основной уровень возвращаются с



«большим опозданием», то уровень 1 «обедняется». В результате и возникает инверсия  $N_2 > N_1$ , что приводит к генерации фотонов с энергией  $\hbar\omega_{21} = E_2 - E_1$ . Аналогичным образом создается инверсия в четырехуровневой схеме. В этой схеме накачка также осуществляется на верхний уровень — 4, но генерация соответствует переходу  $3 \rightarrow 2$  ( $N_3 > N_2$ ). Условие инверсной заселенности уровней 3 и 2 в данном случае оказывается формально более сложным, и мы его разбирать не будем<sup>1</sup>.



**«Красный» рубиновый лазер и «тепловой» неодимовый лазер.** Первый, созданный в 1960 г. Мейманом<sup>2</sup>, рубиновый лазер работает по трехуровневой схеме. В качестве основной компоненты этого лазера используется кристалл корунда (окись алюминия  $Al_2O_3$ ). «Активатором» являются вкрапленные в корунд ионы хрома, «окрашивающие» корунд в розовый цвет. Такая твердотельная смесь и есть драгоценный рубин, ставший по воле физиков укра-

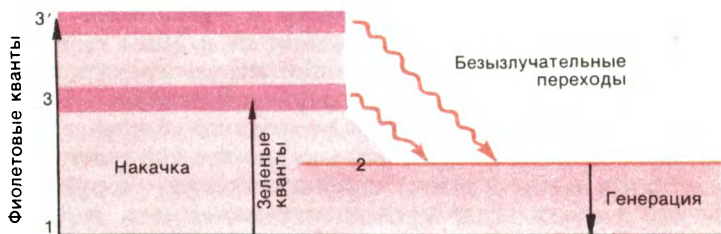
<sup>1</sup> Можно показать, что при оптических методах возбуждения необходимо использовать не менее трех уровней. Так, в случае только двух уровней получить инверсию принципиально невозможно.

<sup>2</sup> Интересно, что статья Меймана, в которой сообщалось о создании первого в мире твердотельного лазера, не была принята редакцией научного журнала «Физическое обозрение» (США). Это курьезное обстоятельство показывает, что путь первооткрывателя во все времена «не усыпан розами».

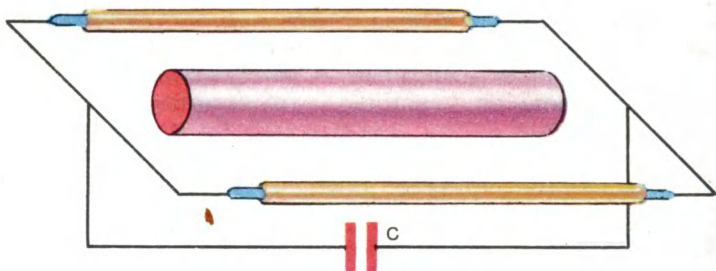


Неодимовые стержни — активная среда твердотельных лазеров.

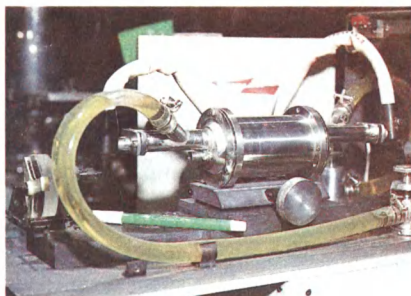
шением оптической науки. В роли третьего верхнего состояния в рубине, т. е. в атомах хрома, выступают два «широких» состояния 3 и 3', так что возбуждающим переходом  $1 \rightarrow 3$  и  $1 \rightarrow 3'$  соответствует поглощение сине-зеленых квантов «накачки» (см. рис.) В рубиновом лазере генерируется видимое красное излучение с длиной волны  $\lambda = \frac{c}{\omega_{21}} = 6943 \text{ \AA}$ . Неодимовый лазер, активная среда которого представляет собой стекло с примесью атомов неодима, функционирует по четырехуровневой схеме и дает когерентное излучение в инфракрасной



области с длиной волны  $\lambda = \frac{c}{\omega_{32}} = 10600 \text{ \AA}$ . Конструктивно рассматриваемые твердотельные лазеры устроены следующим образом (см. рис.). Плоские торцы рубинового или неодимового стержня, имеющего цилиндрическую форму с длиной до десятков сантиметров и диаметром несколько сантиметров, покрывают слоями серебра, так, чтобы один



торец имел высокий ( $\sim 1$ ) коэффициент отражения, а другой был бы полупрозрачным. Полученный таким образом оптический резонатор окружают со стороны боковой поверхности лампами-вспышками, которые питаются от батареи конденсаторов с напряжением в несколько киловольт. Лампы обычно работают в импульсном режиме, давая сильную световую вспышку длительностью порядка 1 мс. Необходимая мощность накачки, например, для рубинового лазера составляет 2 кВт на 1 см<sup>3</sup> активной среды. При такой мощности возбуждения описанный нами лазер дает световой импульс с длительностью, немного меньшей длительности вспышки лампы, т. е. тоже  $\sim 1$  мс.



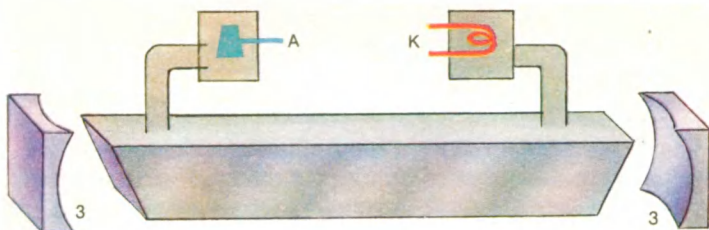
Технологический  
твердотельный лазер.

**Наносекунды и пикосекунды.** Однако существует метод, позволяющий существенно сократить длительность лазерного импульса и тем самым повысить его мощность, не увеличивая высвечиваемой энергии. В рассмотренном режиме работы лазера создание инверсии и генерация происходят одновременно, т. е. накачка образует инверсную заселенность, а генерация непрерывно ее «снимает». Если же каким-либо образом сначала «накопить» инверсию, а затем мгновенно создать условия для генерации, то лазер «выстрелит» за гораздо более короткое время. Такой режим может быть осуществлен следующим образом. Представим себе, что в течение действия ламп накачки одно из зеркал полностью прозрачно и, следовательно, невозможен многократный проход индуцированного пучка и его усиление, т. е. инверсия не перерабатывается в излучение и растет. Пусть теперь в определенный момент, когда инверсия уже велика, зеркало становится частично отражающим, возникает усиление и генерируется импульс лазерного излучения с длительностью  $\sim 10^{-8}$  с (10 нс). Поскольку «включение» зеркала означает изменение добротности резонатора, то такой метод называется модуляцией добротности. Модуляция добротности осуществляется с помощью специальных устройств, называемых электрооптическими затворами. Укорочение длительности лазерного импульса до  $10^{-9} \div 10^{-8}$  с ( $1 \div 10$  наносекунд,  $10^{-9}$  с = 1 нс) не является пределом. Существуют лазерные устройства, генерирующие фантастически короткие импульсы с длительностью в несколько пикосекунд ( $1 \text{ пс} = 10^{-12}$  с), сверхкороткие импульсы. Физика лазеров в принципе допускает существование и более коротких импульсов  $\sim 10^{-14}$  с, т. е. цугов, содержащих всего несколько периодов  $T$  колебаний электромагнитного поля ( $T \simeq 10^{-15}$  с). Механизм генерации сверхкорот-

ких импульсов довольно сложен, однако его можно пояснить следующим образом. Как мы уже знаем, в резонаторе лазера может одновременно возбуждаться много типов колебаний — мод с частотами  $\omega_n = \frac{\pi c}{L} n$  с разностью между соседними частотами  $\Delta\omega = \frac{\pi c}{L}$ . Каждая мода, дающая на выходе лазера монохроматическую волну, зарождается из спонтанного акта излучения атома на данной частоте, который происходит случайным образом. Поэтому фазы каждой моды, казалось бы, не согласованы друг с другом. Однако представим себе, что в какой-то момент времени фазы  $N$  возбужденных мод совпали. Амплитуды  $A$  выходного излучения каждой моды сложатся и дадут суммарную амплитуду  $N \cdot A$ . При этом ширина спектра всех сложившихся колебаний будет равна  $N \cdot \Delta\omega = N \frac{\pi c}{L}$ . Следовательно, длительность импульса  $\Delta T$  с такой шириной спектра определится из уже известного нам соотношения  $\Delta T \times \Delta\omega \cdot N = 2\pi$ , т. е.  $\Delta T = \frac{2\pi}{N \cdot \Delta\omega} = \frac{2L}{cN} = \frac{T}{N}$ , где  $T$  — время одного цикла. Если теперь  $L = 10$  см,  $N \simeq 100$ , то  $\Delta T \simeq 7 \cdot 10^{-12}$  с. Такое явление называется самосинхронизацией мод и может осуществляться при определенных условиях, которые мы здесь обсуждать не будем. Укажем только, что эффект генерации сверхузких импульсов света связан с нелинейными<sup>1</sup> оптическими процессами.

**Газовые лазеры.** Активная среда этих лазеров находится в газовой фазе. В подавляющем большин-

<sup>1</sup> Нелинейные процессы в оптике — явления, при которых оптические характеристики среды начинают зависеть от амплитуды проходящей через среду световой волны. Например, в сильном электромагнитном поле показатель преломления вещества зависит от напряженности  $E$  электрического поля волны. Эти явления изучает нелинейная оптика.

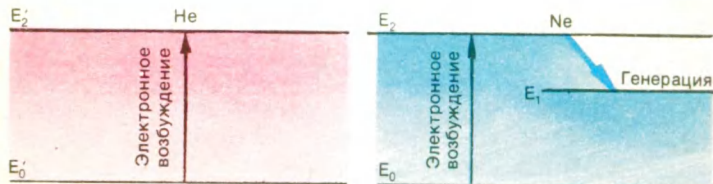


стве случаев создание инверсной заселенности уровней в лазерах того же типа осуществляется в результате протекания электрического тока через среду, т. е. с помощью газового разряда. Газовый лазер состоит из кюветы, заполненной газом и введенными в нее электродами — катодом *К* и анодом *А* (см. рис.).

Зеркала резонатора *З* обычно из технологических соображений помещаются вне кюветы. Между анодом и катодом, накаливаемым специальным низковольтным источником, прикладывается высокое напряжение — от одного до нескольких киловольт. Включение высокого напряжения между анодом и катодом приводит к возбуждению разряда в газе. В условиях разряда газовая среда представляет собой смесь нейтральных атомов (или молекул), ионизированных атомов — ионов и свободных электронов. Ток разряда складывается из направленного движения электронов от катода к аноду и ионов в противоположном направлении. Электроны при своем движении непрерывно получают энергию от приложенного внешнего электрического поля и растрачивают ее вследствие неупругих столкновений с атомами, которые приводят к возбуждению последних. Возбужденные атомы могут спонтанным образом высветить полученную энергию, а могут в результате столкновений (также неупругих) с другими атомами передать им свою энергию возбуждения. Совокупность этих процессов

при определенном составе исходной газовой среды и приводит к инверсии. Энергия возбуждения атомов или молекул, которая в конечном счете трансформируется в индуцированное излучение, поставляется источником высокого напряжения.

**Первый газовый лазер.** В качестве примера рассмотрим газовый лазер на смеси гелия и неона, созданный в 1960 г. А. Джаваном. Он, как и рубиновый лазер, был первым газовым квантовым генератором. Этот лазер дает генерацию в видимой красной области спектра на длине волны  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  (см. рис.). На рис. представлены схема «рабочих» уровней гелия и неона, кроме указанных уровней в областях  $E_0$ ,  $E_2$  имеются еще не существенные для рассматриваемой генерации состояния. Атомы неона посредством неупругих электронных ударов могут переходить в возбужденное состояние  $E_2$  и затем, спонтанно распадаясь, заселять уровень  $E_1$ , что и соответствует излучению  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ . Однако указанные процессы недостаточны для образования инверсии  $N_2 - N_1 > 0$  и соответствующего усиления на переходе  $E_2 - E_1 = \hbar\omega_{21}$ . Но если мы введем в кювету гелий, то возникает еще один канал накопления атомов неона в состоянии  $E_2$ . Дело в том, что атом гелия имеет метастабильный (долгоживущий) уровень  $E'_2$ . Уровень  $E'_2$  также заселяется электронным ударом, и в силу его метастабильности в газовой смеси накапливается много атомов гелия на этом возбужденном уровне





Промышленный образец гелий-неонового лазера.

не. Из-за близости энергий  $E'_2$  и  $E_2$  возбуждение от гелия легко переходит к неону при столкновении возбужденного атома гелия с невозбужденным атомом неона. Этого дополнительного канала оказывается уже достаточно для создания инверсии в неоновой компоненте среды данного лазера. Обычно гелий добавляется к неону в пропорции 5:1—10:1, при этом давление смеси порядка  $\sim 1$  мм, рт. ст. Положительной особенностью  $He - Ne$ -лазера и вообще газовых лазеров, по сравнению с твердотельными, является более высокая направленность выходного излучения, т. е. более высокая степень пространственной когерентности лазерного пучка. Именно в газовых лазерах расходимость лучей  $\alpha$  практически определяется дифракцией на выходном зеркале  $\alpha \sim \frac{\lambda}{D}$ . Указанное преимущество газовых оптических квантовых генераторов связано с отсутствием эффекта рассеяния излучения внутри активной среды вследствие ее более высокой, чем в случае твердотельных лазеров, оптической однородности.

**Мощные  $CO_2$ -лазеры.** В настоящее время наиболее мощным из газовых лазеров является лазер на смеси углекислого газа  $CO_2$  и азота  $N_2$ .  $CO_2$ -лазер генерирует инфракрасный свет с длиной волны



$\lambda = 10\,600\text{ \AA}^0$  (10,6 мкм). Мы не будем рассматривать довольно сложную схему уровней и процессов, приводящих к инверсии. Отметим только одно принципиальное обстоятельство. До сих пор в качестве механизмов излучения (спонтанного или вынужденного) и поглощения мы рассматривали электронные переходы, т. е. переход атомного электрона из одного дискретного состояния в другое, или, на «полуклассическом» (квазиклассическом) языке, переход электрона с одной фиксированной орбиты на другую. Энергии квантов, соответствующих электронным переходам, как правило, порядка 1 эВ ( $1\text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12}\text{ эрг} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{ Дж}$ ) и более, а длина волны  $\lambda \leq 10\,000\text{ \AA}^0$ . В то же время в случае молекулы, состоящей из двух или более атомов, энергия последней связана не только с состоянием («положением») электронов каждого из атомов, но и с колебаниями атомов молекулы относительно некоторого положения равновесия. Колебательная энергия также может принимать только дискретный ряд значений, или, как говорят, квантуется. Следовательно, помимо электронных излучательных переходов возможны в случае молекулярных газов и колебательные переходы с испусканием или поглощением соответствующих квантов. Энергии «колебательных» фотонов примерно на порядок меньше энергии фотонов, испускаемых при электронных переходах, и соответствуют инфракрасной области спектра. Генерация  $\text{CO}_2$ -лазера происходит на переходе между двумя колебательными состояниями молекулы углекислого газа. Нетрудно понять, что энергия когерентного излучения возрастает с ростом числа излучающих атомов или молекул в единице объема активной среды. Применительно к газовым лазерам это означает, что для поднятия уровня генерируемой энергии следует повышать давление газовой смеси. Необходимо увеличивать соответственно и энергию

накачки. В середине 70-х гг. в СССР и США были созданы  $\text{CO}_2$ -лазеры высокого давления (десятки атмосфер), получившие название электроионизационных лазеров (см. рис.). Существенное повышение давления активной среды потребовало принципиального усложнения системы накачки. В электроионизационных оптических генераторах возбуждение молекул газа осуществляется в два этапа. На первой стадии рабочий объем лазера облучается мощным электронным пучком от специального ускорителя электронов. Высокоэнергичные электроны пучка ( $\sim 200 \text{ keV}$ ,  $1 \text{ keV} = 10^3 \text{ эВ}$ ), пронизывая активную среду и сталкиваясь на своем пути с молекулами газа, ионизируют последние, т. е. порождают вторичные электроны равномерно по всему объему. Такая предварительная ионизация создает условия для последующего зажигания разряда в плотной газовой среде также равномерно по всему объему. В отсутствие электронного пучка или какого-либо другого предварительного ионизирующего воздействия (например, проникающего излучения квантов высоких энергий), т. е. с помощью только высоковольтного разряда, невозможно возбуждение молекул и создание инверсии в газе высокого давления. Создание электроионизационных лазеров открыло принципиально новый путь получения когерентного излучения с большой энергией.

Разумеется, высокоэнергичные лазерные системы электроионизационного типа, с технической точки зрения, очень сложные и громоздкие сооружения.

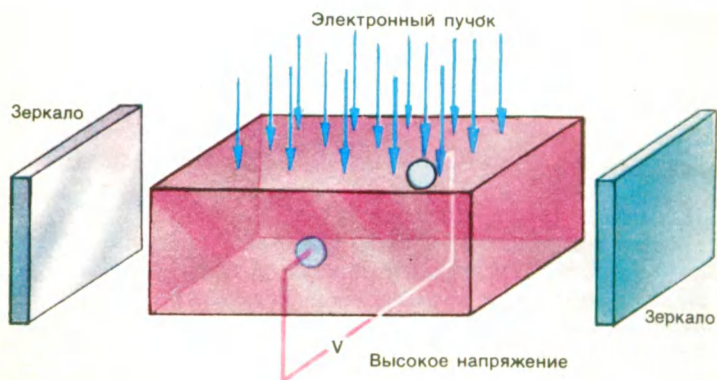


$\text{CO}_2$ -лазер, используемый  
в медицине.

## Электроионизационный лазер.



Однако они имеют одно важное, если не первостепенное, преимущество, заключающееся в высоком значении КПД, преобразования энергии накачки в энергию излучения (величина КПД этих лазеров может достигать нескольких десятков процентов, в то время как КПД наиболее мощного из твердотельных — неодимового лазера сейчас не превышает 1%). КПД лазеров в значительной степени определяет перспективность и даже возможность их применения для решения фундаментальных задач физики и техники наших дней.



**«Укрощение» света продолжается.** Рассмотренные нами типы лазеров, конечно, не исчерпывают всех существующих ныне квантовых генераторов оптического диапазона. Так, например, мы не коснулись большого класса лазерных устройств — полупроводниковых лазеров, в которых активной средой является полупроводник. Эти лазеры дают излучение от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра. Обладая относительно небольшой мощностью (максимальная мощность в импульсном режиме  $\sim 1$  кВт), они имеют высокий КПД — до 70%. Полупроводниковые лазеры невелики по размеру, иногда до нескольких миллиметров, что позволяет на их основе создавать компактные уникальные приборы и устройства. В частности, полупроводниковые генераторы являются «детальями» оптических вычис-

Газодинамический  
лазер. ФИАН.



лительных машин. Среди мощных лазеров нельзя не отметить химические лазеры, в которых энергия, выделяющаяся в химических реакциях, преобразуется в излучение. Ученые продолжают поиски новых типов лазеров.

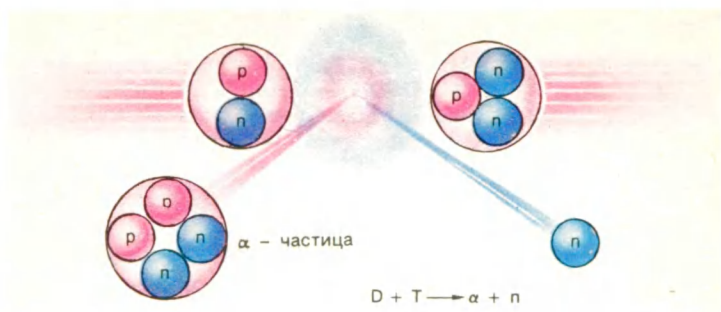
## Историческая справка

1916 г.	А. Эйнштейн	Идея о существовании эффекта вынужденного излучения
1940 г.	В. А. Фабрикант	Идея применения неравновесных термодинамических систем для усиления света
1950 г.	Е. Парсел, Р. Паунд	Впервые экспериментально получено вынужденное излучение
1953 г.	Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, Дж. Вебер, Дж. Гордон, Х. Цайгер, Ч. Таунс	Впервые получена генерация на молекулах аммиака
1955 г.	Н. Г. Басов, А. М. Прохоров	Предложение использовать трехуровневую схему и оптическую накачку для получения инверсии
1960 г.	Т. Мейман	Создан рубиновый лазер
1960 г.	А. Джаван	Построен первый газовый лазер на смеси гелия и неона

Перечисленные в этом списке научные идеи и события составляют сейчас «древнюю» историю лазеров. За истекшие двадцать с лишним лет наука о лазерах и их применениях — квантовая электроника — обогатилась неисчислимым рядом достижений. С некоторыми из них, наиболее важными, мы познакомим вас. Но тем не менее почти полувековой период, с 1916 по 1960 г. останется «золотым веком» создания чудесного луча.

## Термоядерный синтез и термоядерная плазма

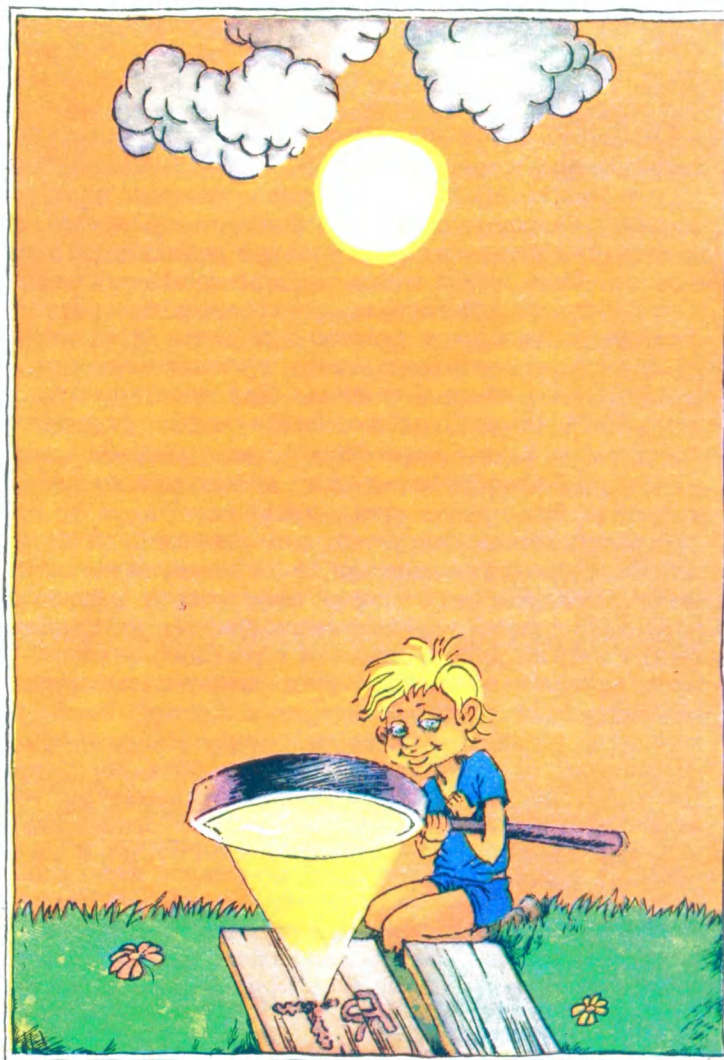
Что может произойти за одну миллиардную долю секунды? ( $10^{-9}$  с = 1 нс). На первый взгляд кажется, что столь ничтожный по обычным «человеческим» понятиям промежуток времени не может быть вре-



менным масштабом сколько-нибудь заметного макроскопического явления. Однако именно в течение примерно  $10^{-9}$  с твердый шарик размером порядка нескольких миллиметров и весом в несколько миллиграммов, состоящий из смеси дейтерия и трития, вспыхнет, подобно вспышке далекой, но огромной звезды, и исчезнет, оставив взамен себя миллиард джоулей энергии<sup>1</sup>. Что же это за процесс, позволяющий из нескольких миллиграммов вещества получать столь грандиозную энергию? Ответ известен — столь высокой энергоемкостью  $\sim 10^{11} \frac{\text{Дж}}{\text{г}}$  обладает реакция термоядерного синтеза, т. е. реакция слияния ядер тяжелых изотопов водорода — дейтерия  $D$  и трития  $T$ . Ядро дейтерия содержит один протон  $p$  и один нейтрон  $n$ , ядро трития — один протон  $p$  и два нейтрона  $n$ . Если этим ядрам «удастся» вступить в реакцию синтеза, то в результате возникает  $\alpha$ -частица ( $2p + 2n$ ) и один свободный нейтрон (см. рис.).

При этом возникающие  $\alpha$ -частица и нейтрон раз-

<sup>1</sup> Примерно такое же количество энергии выделяется при сжигании 30 л бензина или при взрыве нескольких килограммов взрывчатки.



летают с огромными скоростями. Скорость более тяжелой  $\alpha$ -частицы порядка 10 000 км/с, скорость нейтрона — 50 000 км/с, что соответствует в сумме 17,6 мегавольтам энергии ( $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 1,6 \times 10^{-13} \text{ Дж}$ ). Разделив энергию в 17,6 МэВ на массу ядер дейтерия и трития ( $M_D + M_T = (2 \div 3) 1,6 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ ,  $m_p = m_n = 1,6 \cdot 10^{-24}$ ), мы получим указанную выше величину энергоемкости данной реакции. Однако ядра дейтерия и трития не вступают в реакцию синтеза «сами по себе». Дело в том, что при сближении этих ядер начинают действовать кулоновские силы отталкивания. Если ядрам удастся эти силы преодолеть, то включаются ядерные силы притяжения, ответственные за реакцию синтеза. Для того чтобы это произошло, им необходимо сблизиться на фантастически малое расстояние  $\sim 10^{-12}$  см. Преодолеть кулоновский барьер отталкивания можно только одним способом — разогнать отталкивающиеся ядра до достаточно больших скоростей, т. е. сообщить им большую кинетическую энергию. Наиболее естественный, да и, пожалуй, единственно возможный, в физике путь осуществить условие, позволяющее не отдельным, а многим ядрам вступать в реакцию синтеза, — это получить нагретый до очень высоких температур газ, состоящий из ядер дейтерия и трития. Температура газа, обеспечивающая скорости частиц, необходимые для слияния ядер, должна быть не менее 100 млн. °К. Нагретый до такой температуры газ из  $D$ - и  $T$ -ядер и, соответственно, из оторванных от ядер электронов называется **те р м о я д е р н о й п л а з м о й**.

**Как заставить плазму давать энергию.** Представим себе, что каким-либо способом удалось получить термоядерную плазму с концентрацией ионов дейтерия и трития  $n_D = n_T = n$  и  $T \geq 10 \text{ кэВ} \approx 100 \text{ млн. } ^\circ\text{К}$  ( $1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}$ ,  $1 \text{ эВ} \approx 11\,000^\circ\text{К}$ ). В этой плазме



начнутся термоядерные реакции, т. е. будет выделяться энергия. Однако одновременно с этим существует много процессов, выводящих плазму из высокотемпературного термоядерного состояния — охлаждающих ее. К таким процессам относятся прежде всего потери энергии в результате разлета плазмы и ее излучения. Если даже пытаться удерживать плазму, т. е. не давать ей расширяться, то все равно, как показывает опыт и теория, имеется конечное время  $\tau$  существования плазмы в горячем состоянии. По истечении этого времени плазма остынет, и термоядерные реакции в ней прекратятся. Попробуем определить энергию термоядерных реакций, которую успеет дать нам плазма за время ее существования. Очевидно, число реакций  $N$  будет пропорционально концентрации как ядер дейтерия, так и ядер трития, а также времени  $\tau$  и полному объему плазмы  $V$ , т. е.  $N = \alpha(T) n_D \cdot n_T V \cdot \tau$ , где  $\alpha(T)$  — коэффициент, характеризующий частоту термоядерных столкновений в единице объема, приходящуюся на один ион дейтерия и один ион трития (вероятность термоядерной реакции  $\alpha(T) \left[ \frac{\text{см}^3}{\text{с}} \right]$ ). Полная термоядерная энергия в результате происшедших реакций равна  $E_{\text{т.я.}} = N \cdot E_0$ ,  $E_0$  — энергия от одной реакции ( $E_0 = 17,6 \text{ МэВ}$ ,  $1 \text{ МэВ} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$ ). Если теперь эта энергия  $E_{\text{т.я.}}$  окажется больше энергии, затраченной нами для создания и удержания термоядерной плазмы, то мы получим избыточную энергию, т. е. термоядерная плазма станет источником энергии. Затраченная энергия практически равна тепловой энергии плазмы, состоящей из энергии ионов  $D$  и  $T$  и свободных электронов,

$$E_T = \frac{3}{2} (n_D + n_T + n_e) kTV = 6kT \cdot nV \quad (n_e = n_D + n_T = 2n, \\ n_D = n_T = n).$$

Следовательно, условие превращения термоядерной системы в источник энергии есть

$$E_{\tau\gamma} = N \cdot E_0 = \alpha(T) \cdot n_D \cdot n_T \cdot \tau \cdot V \cdot E_0 > 6nkTV$$

или

$$n\tau > \frac{6kT}{E_0 \cdot \alpha(T)} = 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с} \quad (T = 100 \text{ млн. } ^\circ \text{К})$$

Условие эффективности термоядерной системы  $n\tau > 10^{14}$  называется критерием Лоусона<sup>1</sup>.

В условие Лоусона  $n\tau > 10^{14}$  и  $T \geq 100$  млн.  $^\circ \text{К}$  величины плотности и времени входят эквивалентным образом, т. е. не существует каких-либо ограничений в отдельности на каждый из этих параметров. Действительно, требуемые и принципиально достижимые значения  $n$  и  $\tau$  меняются в зависимости от различных способов получения и нагрева плазмы на много порядков при сохранении их произведения. Это связано с тем, что значению  $n\tau$  пропорционально число столкновений ионов дейтерия и трития, которое в равной степени возрастает с ростом как  $n$ , так и  $\tau$ . Однако величина температуры определяет в данном случае «качество» столкновений. Только при  $T \geq 100$  млн.  $^\circ \text{К}$  столкновения станут «термоядерными», приводящими к выделению энергии. Конечно, теоретически и при  $T = 10$  млн.  $^\circ \text{К}$  имеется конечная вероятность термоядерных реакций, т. е. из полного числа столкновений, определяемого главным образом значением  $n\tau$ , некоторая доля будет «термоядерной». Однако эта доля чрезвычайно резко падает с уменьшением температуры и при  $T = 10$  млн.  $^\circ \text{К}$  она примерно в 20 000 раз меньше, чем при 100 млн.  $^\circ \text{К}$ . Поэтому в мыслимых искусственных установках с конечным значением  $n\tau$  необходимо преодолевать «температурный порог» в 100 млн.  $^\circ \text{К}$ . В недрах Солнца, где  $T \gtrsim 10$  млн.  $^\circ \text{К}$ ,

<sup>1</sup> Чем больше величина  $n\tau$ , тем эффективнее термоядерный источник энергии. Поэтому необходимо выполнить условие  $n\tau \geq 10^{14}$ .

термоядерные реакции дают огромную энергию, превращающуюся в конечном счете в солнечное излучение, вследствие практически бесконечного времени существования термоядерных условий в центральной области Солнца. В термоядерном солнечном «котле», который, согласно современным воззрениям, горит уже 5—6 млрд. лет и будет продолжать гореть примерно еще столько же времени, идут реакции превращения водорода в гелий. Каждую секунду на солнце из 564 млн. т водорода получается 560 млн. т гелия и излучается  $\sim 4 \cdot 10^{26}$  Дж энергии. Эту цифру мы получим, если разницу в массах исходного водорода и образующегося гелия  $\Delta m = 4$  млн. т.  $= 4 \cdot 10^{12}$  умножим, согласно соотношению Эйнштейна, на  $c^2$ . На Землю попадает лишь двухмиллиардная часть этой энергии, которая и является источником всех наших земных благ. Равновесное состояние на Солнце (при термоядерных условиях!) поддерживается вследствие равенства «сжимающего» гравитационного давления и расширяющего давления излучения (давление «газа фотонов»).

**Управляемые микровзрывы.** Получение дейтериево-тритиевой плазмы с температурой  $T \geq 100$  млн. °К и с параметрами  $n$  и  $\tau$ , удовлетворяющими критерию Лоусона, и лежит в основе управляемого термоядерного синтеза (УТС). Решение проблемы УТС, как мы уже говорили, может обеспечить человечеству, по существу, «вечное» энергетическое изобилие, поскольку запасы сверхкалорийного ( $10^{11}$  Дж/г!) термоядерного «топлива» практически неисчерпаемы. К решению этой грандиозной задачи ученые идут двумя, в значительной мере независимыми, путями. Исторически первый из них связан с удержанием нагретой мощным электрическим разрядом плазмы в магнитном поле. Мы не имеем возможности подробно останавливаться на этом способе. Укажем толь-

ко, что в «магнитных» системах плотность плазмы  $n_D = n_T = n = 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и требуемое время удержания (согласно критерию Лоусона)  $\tau \simeq 0,1 \div 1 \text{ с}$ . Широко известны разработанные советскими учеными термоядерные установки такого типа, названные «токамаки». Процессы термоядерного энерговыделения в этих установках являются, как мы увидим, относительно «медленными».

Другой путь — это получение термоядерных микровзрывов, подобных мгновенной ( $10^{-9} \text{ с}$ ) «вспышке» дейтериево-тритиевого шарика. Ясно, что  $DT$ -шарик — это сгусток термоядерной плазмы, успевшей за ничтожное время своего существования сгореть в «термоядерном огне». В соответствии с условием  $n\tau \gg 10^{14}$  начальная плотность термоядерного сгустка должна быть много больше  $10^{23} \text{ см}^{-3}$ , в то время как плотность твердой дейтериево-тритиевой смеси ( $DT$ -лед) составляет  $4,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Следовательно, получение термоядерных микровзрывов связано с необходимостью быстро нагревать и сжимать малые порции  $DT$ -вещества. В отличие от «медленного» процесса синтеза с магнитным удержанием данный подход является импульсным. Его называют также еще инерциальным, поскольку после образования — нагрева и сжатия плазменного сгустка термоядерное горение должно произойти за «естественное» время существования «свободной» (разлетающейся по инерции), ничем дополнительно не удерживаемой плазмы.

**Термоядерные свойства лазерного света.** Импульсное инерциальное направление в проблеме УТС возникло в 1962 г., когда Н. Г. Басов и О. Н. Крохин высказали идею об использовании лазерного излучения для получения термоядерной плазмы. Это направление получило название **лазерного термоядерного синтеза**.

Все, что мы до сих пор рассказали вам об уникальных свойствах лазерного излучения, позволяет понять физическую суть использования лазеров для получения термоядерных микровзрывов. Прежде всего это возможность фокусировать лазерный световой импульс на площадку чрезвычайно малых размеров — порядка  $10^{-2}$  см и меньше, что связано с практической параллельностью лазерных лучей (высокая пространственная когерентность). Это в свою очередь позволяет вложить всю лазерную энергию в малые объемы вещества. Более того, из-за высокой мощности лазерного излучения, достигающей в настоящее время величины  $10^{13} \div 10^{14}$  Вт ( $10 \div 100$  тераватт,  $1 \text{ ТВт} = 10^{12} \text{ Вт}$ ), удастся обеспечить огромную скорость энерговыделения в единице объема облучаемого вещества. Сейчас скорость удельного энерговыделения  $Q$  может составлять  $Q \simeq 10^{16} \div 10^{17} \text{ Вт/см}^3$ , что намного превосходит возможности других источников энергии. Столь высокое значение скорости выделения энергии в единице объема вещества как раз и дает мгновенный нагрев малых порций вещества до высоких температур. Этим же определяется и величина давления  $p$ , которое развивается в облучаемом веществе. Действительно, давление всегда пропорционально количеству теплоты энергии, проходящейся на единицу объема вещества<sup>1</sup>. В рассматриваемом случае энергия, которую лазер «накачает» в единицу объема, по порядку величины равна  $\sim Q\tau$ , где  $\tau$  — длительность лазерного импульса, т. е.  $P \sim Q\tau \simeq 10^9 \div 10^{10} \text{ атм}$  для  $\tau \simeq 10^{-9} \text{ с}$ . Столь громадное давление позволяет сжимать вещество до

<sup>1</sup> Например, в идеальном газе:  $PV = \frac{m}{\mu} RT = \frac{2}{3} E_T$ ,  $E_T = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} RT$ ,  $P = \frac{2}{3} \frac{E_T}{V}$ . Для давления «газа фотонов» в случае равновесия излучения с веществом  $P_{\text{изл}} = \frac{1}{3} E^p(T) = \frac{4}{3c} T^4$ .

плотностей  $100 \div 1000 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ <sup>1</sup>. Таким образом, с помощью лазерного излучения осуществляются громадные сжатия и нагрев вещества за очень короткое время и тем самым создаются условия для термоядерного микровзрыва.

**Температура лазерного излучения.** Существует более глубокое физическое толкование возможности нагрева вещества до термоядерных температур ( $T \geq 100$  млн. ° К) с помощью лазера. Из термодинамики известно, что невозможно нагреть вещество до температуры выше, чем температура источника излучения, используя даже самую совершенную оптическую систему, фокусирующую излучение. Так, например, фокусируя лупой солнечный свет, мы, разумеется, никогда не получим в фокальном пятне температуру выше, чем температура поверхности Солнца. А при фокусировке лазерного излучения можно, как мы видели, в принципе достигать огромных температур — в сотни миллионов градусов. В то же время активная среда лазера, например неодимовое стекло, в котором генерируются мощные импульсы излучения, нагревается в течение работы всего на несколько десятков градусов. Это кажущееся противоречие объясняется опять-таки высокой «упорядоченностью» лазерных фотонов: фотоны лазерного излучения «собранны» в конечном числе мод, т. е. сосредоточены в чрезвычайно узких диапазонах по направлениям и частотам. Ограничить свободу фотонов, т. е. ограничить число степеней свободы фотонов, удалось в определенной мере за счет использования неравновесных активных сред (инверсии) и оптических резонаторов. В «естественных» же источниках света фотоны стремятся занять все воз-

<sup>1</sup> Для сравнения укажем, что давление в недрах Солнца ( $\sim 10^{11}$  атм) всего лишь в десять раз превосходит приведенную величину ( $\sim 10^{10}$  атм).

возможные степени свободы (моды), т. е. распределиться по всему диапазону частот и по всем направлениям. В результате такой тенденции в природе и устанавливается термодинамическое равновесие излучения с веществом, характеризующееся распределением Планка.

При этом температурой равновесного излучения называют температуру излучающей среды. Представим себе теперь вещество, которое равновесным образом излучает в телесном угле  $\Delta\Omega$  и в диапазоне частот  $\nu, \nu + \Delta\nu$ , характерных для лазерного излучения ( $\Delta\Omega \sim 10^{-8}$  рад,  $\nu = 10^{14}$  Гц,  $\Delta\nu \sim 10^8$  Гц,  $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 10^{-6}$ ),

такую же световую мощность, какую излучает лазер. Попробуем оценить температуру такого гипотетического вещества<sup>1</sup>. Расчет приводит к совершенно фантастической цифре:  $T = 10^{23}$  °К. Но именно такое значение температуры мы должны приписать лазерному излучению. Столь немыслимое значение температуры свидетельствует только о том, как «бесконечно» далеко лазерное излучение от равновесия со средой, породившей его. Поэтому термодинамическое ограничение на температуру нагреваемого излучением объекта, справедливое в равновесном случае, не распространяется на процесс нагрева тел лазерным светом. Реальное ограничение этой темпе-

<sup>1</sup> Величина мощности равновесного излучения частоты  $\nu$ , приходящаяся на единицу площади, телесного угла и частоты равна

$$q_{\nu}^p = \frac{h\nu^3}{c^2} / e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \simeq (h\nu \ll kT) \simeq \frac{\nu^2}{c^2} kT. \text{ Аналогичная величина для}$$

лазерного излучения  $q_{\nu} = I\nu / \Delta\Omega \cdot \Delta\nu \approx \left( \Delta\nu \simeq \frac{1}{\tau} \right) \simeq \frac{I_{\nu} \cdot \tau}{\Delta\Omega} =$

$$= \frac{E_0}{\Delta\Omega \cdot S_{\nu}} \quad (I_{\nu} \text{ — интенсивность выходного лазерного пучка } (I_{\nu}) =$$

$$= \text{Вт/см}^2, \tau \text{ — длительность импульса, } E_{\nu} \text{ — полная энергия}$$

лазерного излучения,  $S$  — поперечное сечение пучка). Полагая  $q_{\nu} = q_{\nu}^p$ , получим  $kT = \frac{c^2}{\nu^2} \frac{E_{\nu}}{S \Delta\Omega}$ .

ратуры определяется величиной энергии лазера, возможностями фокусирующих систем и процессами взаимодействия лазерного излучения с веществом. В чем же заключается физика указанных процессов взаимодействия, составляющая основное научное содержание проблемы лазерного термоядерного синтеза? Возникшая с появлением достаточно мощных лазеров, она по мере развития лазерной техники — увеличения мощности и энергии когерентного излучения — накапливала все более и более удивительные явления, быстро превращаясь в совершенно новую область науки.

### **Оптический пробой газов, или лазерная искра.**

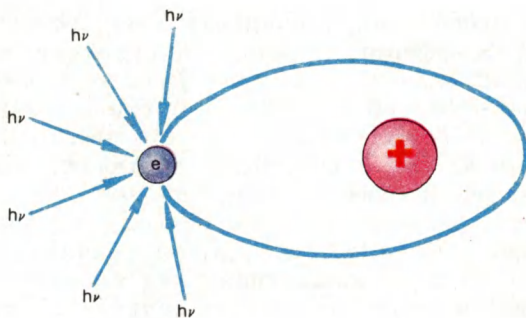
Один из первых физических эффектов, продемонстрировавших необыкновенные возможности лазерного излучения, заключался в так называемом оптическом пробое газа. Еще из опытов, проводимых в школьных лабораториях, известно, что между электродами с высоким напряжением, помещенными в воздухе, проскакивает электрическая искра. Это явление называется пробоем газа. В природе мы встречаем его в виде грозового разряда — молнии. В месте пробоя образуется плазма, которая ярко светится и, расширяясь, создает звуковые волны — гром. Оказалось, что такого же рода физическое явление возникает, если лазерный свет достаточно большой мощности фокусируется в газ. Исследования оптического пробоя газа, или, как его называют, лазерной искры, показали, что ее температура может достигать миллиона градусов, а скорость возникшей в месте пробоя ударной волны<sup>1</sup> — сотни километров в секунду. Эф-

<sup>1</sup> Ударная волна — это предельный случай сильной звуковой волны, характеризующийся быстро (скорее скорости звука) распространяющимся скачком уплотнения среды, по которой движется волна.



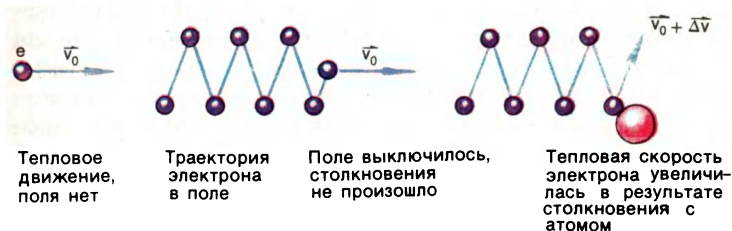
фekt образования лазерной искры, т. е. ионизация газа в поле сильного лазерного излучения, объясняется с помощью двух механизмов. Электроны атомов газа могут быть оторваны от ядра под действием самого электрического поля волны. Для этого электрону нужно сообщить энергию (потенциал ионизации) порядка 10 эВ и больше, в то время как энергия одного кванта лазерного излучения  $\sim 1$  эВ (*Nd*-лазер). Следовательно, электрон должен поглотить одновременно несколько ( $\sim 10$ ) фотонов, а это противоречит теории фотоэффекта. Этот процесс, так же как и фотоэффект, носит чисто квантовый характер, но возможен только в интенсивных световых полях, при высокой концентрации фотонов в пучке излучения. Он получил название многофотонной ионизации и был экспериментально обнаружен с появлением достаточно мощных лазеров. Так лазерный свет внес существенную поправку в эйнштейновскую модель фотоэффекта, устранив, по существу, из теории понятие «красная граница». Действительно, при достаточно большой интенсивности сколь угодно малые кванты «сообща» могут вырвать электрон. Следует сказать, что А. Эйнштейн предвидел возможность многофотонного фотоэффекта, заметив, что его теория соответствует условию поглощения электроном только одного фотона. Другой механизм оптического пробоя, преобладающий над многофотонной ионизацией в случае достаточно большого давления газа ( $P \sim 1$  атм), заключается в следующем. В газе всегда присутствует некоторое (малое) количество свободных электронов, появившихся, например, под действием космических лучей ( $\gamma$ -квантов) или в результате той же самой многофотонной ионизации. Эти так называемые затравочные электроны, попав в переменное электрическое поле лазерной волны, начинают колебаться под действием этого поля и приобретают тем самым некоторую энергию. Фак-

тически на тепловое движение электрона накладывается быстрое осцилляционное движение (см. рис.). Колебательную энергию электрон имеет только в течение времени, пока он находится в поле волны. Когда поле «уходит» из места нахождения электрона, т. е. в момент окончания лазерного импульса, колебания электрона обрываются, и он остается «ни с чем». Однако ситуация меняется, если в процессе колебаний электрон сталкивается с атомами или ионами газа. В этом случае электрон в момент соударения «присоединяет» к своей тепловой скорости некоторую добавку от колебательного движения. Затем он снова начинает осциллировать, но осцилляции теперь накладываются на тепловое движение с уже более высокой скоростью. В результате теп-



ловая энергия электрона возрастает, если, конечно, за время пребывания электрона в поле волны происходит достаточное количество упругих столкновений с тяжелыми частицами. Таким образом, свободный электрон может отбирать энергию от электромагнитной волны только в процессе столкновения с атомами и ионами газа. Описанный механизм является типичным процессом поглощения света плазмой и

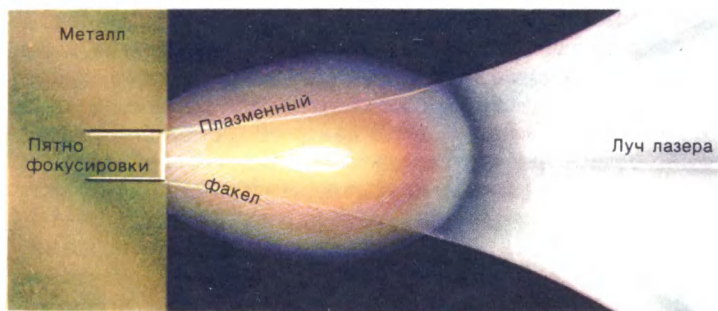
носит название обратного тормозного поглощения<sup>1</sup>. Разгоняясь указанным образом в поле волны, «затравочные» электроны при определенных условиях набирают энергию, превышающую потенциал ионизации атомов данного газа. После чего они оказываются способными «вышибать» атомные электроны. Возникшие вторичные электроны также набирают энергию от лазерного поля, достигают потенциала ионизации и сами порождают новые электроны и т. д. В результате возникает электронная лавина, т. е. число электронов экспоненциально нарастает со временем. Рассмотренный механизм оптического пробоя называется лавинной ионизацией. Так, например, пробой атмосферного воздуха посредством механизма лавинной ионизации происходит при интенсивности (плотности потока) лазерного излучения  $q \approx 10^{11}$  Вт/см, что соответствует амплитуде светового поля<sup>2</sup>  $E_0 = 10^7$  В/см<sup>2</sup>. Итак, лазерное излучение достаточно большой мощности может перевести газ в состояние плазмы.



<sup>1</sup> Описанный процесс является обратным по отношению к тормозному излучению свободного электрона, которое происходит также в результате упругого столкновения (торможения) электрона с атомом или ионом.

<sup>2</sup> Плотность потока электромагнитного излучения  $q$  связана с амплитудой поля  $E_0$  соотношением  $q = \frac{cE_0^2}{4\pi}$

**Лазерный плазменный факел.** Что же происходит при воздействии лазерного потока на непрозрачные твердые вещества, например металлы? В этом случае уникальные способности лазера начинают проявляться уже при плотности потока излучения  $q \geq 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Излучение с такой интенсивностью,



падающая на металлическую поверхность, вызывает эффективное испарение, т. е. образование облака паров металла, разлетающегося навстречу лучу. На этом явлении и основаны многие технологические процессы — плавка, сварка и резка металлов, которые производятся лазерным излучением с очень высокой точностью, недоступной обычным электроразрядным и газовым методам.

Если теперь поднять интенсивность излучения до  $10^9 + 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, то при достаточно большой длительности лазерного импульса происходит пробой разлетающихся паров металла и образование плазмы (плазменного факела). Температура плазменного факела составляет в данном случае десятки тысяч градусов, в результате чего он сам становится интенсивным источником излучения, главным образом в

ультрафиолетовой области спектра. Дальнейшее повышение мощности излучения до  $10^{11} \div 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> приводит к нагреву плазмы до температуры порядка миллиона градусов и к увеличению скорости ее разлета до сотен километров в секунду. При таких и более высоких плотностях потока лазерного излучения твердое вещество практически мгновенно превращается в горячую плазму, которую принято называть лазерной плазмой. Новый физический объект — высокотемпературная лазерная плазма не имеет себе аналогов в земных, лабораторных условиях. Она образуется и существует в течение миллиардных долей секунды ( $10^{-9}$  с). Характерная длительность  $\tau$  лазерных импульсов высокой мощности ( $\geq 10^{12} \div 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) составляет  $\tau \sim 10^{-9}$  с. Однако и за столь короткое время в лазерной плазме успевают происходить невиданные на Земле явления. Так, если мощный луч лазера падает на твердое вещество, состоящее из атомов с тяжелыми ядрами и большим числом электронов (железо, свинец), то в образующейся плазме электронные оболочки атомов практически полностью разрушаются. Содержащиеся в такой плазме ионы имеют заряд  $Z = 20 \div 25$ , что соответствует отрыву от атома по  $20 \div 25$  электронов. Такие многозарядные ионы наблюдались лишь в солнечной короне.

**Вездесущие электроны.** Мы с вами уже знаем, излучение поглощается электронами, т. е. именно они принимают на себя световой «удар» лазера. Нагретые электроны путем столкновений передают свою энергию тяжелым ионам, в результате чего плазма и начинает разлетаться — образуется лазерный факел. Этот процесс можно представить себе следующим образом. В начальном состоянии образуется «смесь» — горячий электронный газ и газ «холодных», сравнительно неподвижных ионов (ядер).

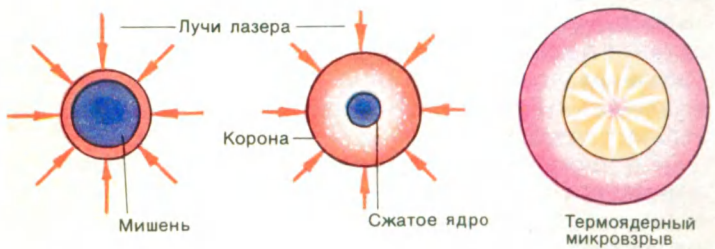
Электронный газ, естественно, стремится разлететься, но тяжелые ионы за счет кулоновского притяжения не позволяют ему этого, пока сами не нагреются и не «захотят» разлететься. Обмен тепловой энергией между электронами и ионами называется электронно-ионной релаксацией. Электроны играют и другую важную роль в лазерной плазме. Они оказываются способными (подобно броуновским частицам) перемещаться вдоль факела, попадая в те области нагреваемого вещества, куда не проникают и лазерные лучи. Тем самым они «помогают» излучению глубже прогревать вещество, т. е. участвуют в процессе переноса энергии, который называется электронной теплопроводностью. Таким образом, процессы поглощения лазерного излучения электронами (главным образом обратное тормозное поглощение), электронно-ионная релаксация и электронная теплопроводность — основные механизмы образования и разлета лазерной плазмы.

**Свет сжимает вещество.** В целом лазерный факел есть плазменная гидродинамическая струя с уникально высокими параметрами — температурой и скоростью. Описанные основные процессы, возникающие при воздействии мощного лазерного излучения как на газообразные, так и на твердые вещества, показывают, что наука о лазерной плазме включает в себя разнообразные физические области: физику электрон-ионного газа — плазмы; физическую оптику — механизмы излучения и поглощения света; теплофизику — испарение, плавление, сварку; гидродинамику — разлет плазменного факела.

Гидродинамический аспект в физике взаимодействия лазерного излучения с веществом имеет определяющее значение применительно главным образом к проблеме лазерного термоядерного синтеза. Получение эффективных термоядерных микровзры-

вов с помощью лазера происходит вследствие гидродинамических процессов разлета и сжатия вещества, инициируемых мощным когерентным излучением.

Мы уже с вами знаем, что основная идея ЛТС заключается в импульсном сжатии и нагреве малых порций *DT*-вещества. Как это сделать с помощью мощных потоков света? Вполне очевидно, что сжатие вещества оптимальным образом осуществляется в сферически симметричной геометрии. Это означает, что объект, т.е. мишень, на которую воздействует лазер, должна иметь сферическую форму, а лазерные лучи должны сферически сходиться на мишень. Для сферически симметричного облучения мишеней потребовались уже в первых экспериментах по лазерному сжатию вещества многоканальные лазерные установки. Кроме того, необходимы были соответствующие мишени, содержащие дейтерий и тритий в газообразной или замороженной фазах. На этих вопросах мы остановимся ниже. А сейчас вернемся к твердому шарик, на который со всех сторон падают радиальные лазерные лучи (см. рис.). В на-



чальный момент лазерное излучение, испарив внешний слой мишени (шарика), образует сферически симметричный плазменный факел, разлетающийся-

ся навстречу лучам. Это плазменное образование называется короной, по-видимому, по аналогии с солнечной короной. Электроны короны поглощают энергию излучения и переносят ее (электронная теплопроводность) в более глубокие слои мишени, куда свет не доходит. Плотность электронов  $n_e$  (и ионов  $n_i = n_e$ ) в короне возрастает в направлении к центру мишени. Лазерная световая волна, распространяясь (и поглощаясь) по нарастающему профилю электронной плотности, может дойти только до области с некоторой критической плотностью  $n_e^{kp}$ <sup>1</sup>. В этой области она отражается. Поэтому в более плотную часть короны энергия переносится нагретыми электронами — формируется тепловая волна электронной теплопроводности.

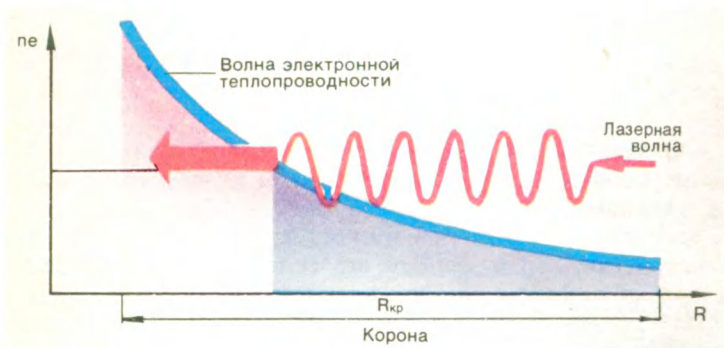
В разлетающейся короне развивается высокое давление, которое, естественно, «давит» на внутреннюю «холодную» часть мишени, не охваченную тепловой волной. В результате холодные слои начинают двигаться к центру, т. е. сжиматься. Это ясно также из закона сохранения механического импульса — количество движения, которое имеет разлетающаяся наружу корона, равно количеству движения оставшегося вещества,двигающегося внутрь. Физическая ситуация полностью соответствует реактивному ускорению ракеты, только в данном случае «топливо» сгорает и выбрасывается наружу под действием лазерного излучения.

Из названия данного раздела может показаться, что мощный поток фотонов, обрушивающийся на мишень, вследствие эффекта светового давления сжимает вещество. Световое давление при интенсивностях

<sup>1</sup> Величина критической плотности электронов есть функция частоты падающего лазерного излучения  $n_e^{kp} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$  ( $m$ ,  $e$  — масса и заряд электрона).



лазерного излучения  $10^{15} \div 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> составляет  $\sim 10^5 \div 10^6$  атм. Однако даже столь высокое значение давления, непосредственно оказываемого потоком фотонов, не превышает обычно 1% от чисто гидродинамического эффекта. Правда, световое дав-

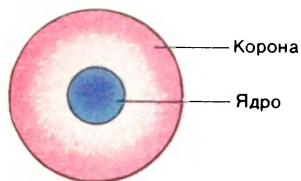


ление может повлиять на распределение плотности плазмы в короне, но, разумеется, прямо не сказывается на процессе сжатия. А ускоренная «реактивным» давлением неиспаренная часть мишени «схлопывается» в центре, в результате чего и образуется сильно сжатое и нагретое ядро. Обычно конструкция мишени такова, что полученное плотное и горячее ядро состоит целиком из термоядерной смеси дейтерия и трития. Теперь, если его плотность и температура достаточно велики, должна последовать термоядерная вспышка — микровзрыв. Его эффективность, т. е. коэффициент усиления  $G$  — отношение выделившейся термоядерной энергии к полной затраченной энергии лазерного излучения  $E_{\lambda}$  —  $G = \frac{E_{\text{тj}}}{E_{\lambda}}$ , зависит от температуры и произведения плотности ядра  $\rho$  на его радиус  $R$  —  $\rho R$ . Величина  $\rho R$

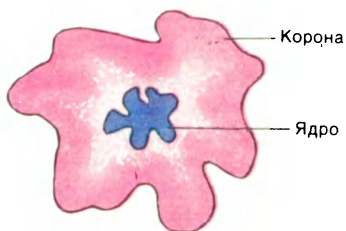
является в данном случае полным аналогом параметра Лоусона  $l_t$ . Критерий Лоусона теперь приобретает форму  $\rho R > 1 \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$ ,  $T > 100$  млн. °К. Превышение параметра  $\rho R$  в несколько раз по сравнению с единицей (при  $T \gtrsim 100$ . °К) соответствует коэффициенту усиления  $G > 100$ , т. е. дает стократную прибыль энергии. Однако, как показывает теория и эксперимент, достижение условия  $\rho R \gtrsim 1 \text{ г/см}^2$  приводит к необходимой плотности ядра  $\rho > 100 \text{ г/см}^3$  ( $R \simeq 10^{-2} \text{ см}$ ).

**Возможно ли лазерное сверхсжатие?** Существующий уровень лазерной техники и его перспективы в недалеком будущем позволяют на это надеяться. Более того, в 1972 г. американские ученые Дж. Накколз, Э. Тэллер и другие выступили с идеей сверхсжатия вещества лазерным излучением. В соответствии с этой идеей миллиметровый шарик из замороженной  $DT$ -смеси, облучаемый коротким ( $\sim 10^{-9}$  с) импульсом с резко нарастающей по времени плотностью потока от  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> в начале до  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> в конце, сжимается реактивным давлением в десять и более тысяч раз по сравнению с начальной плотностью  $DT$ -льда  $0,2 \text{ г/см}^3$ . Идея, несомненно, красивая, демонстрирующая способность лазерного излучения вызывать ни с чем не сравнимые гидродинамические эффекты. Однако существуют по крайней мере два важных обстоятельства, существенно затрудняющих практическую реализацию этой физически привлекательной схемы. Первое из них наглядно показывает, что «нельзя медленно выстрелить из ружья». Дело в том, что сверхинтенсивные лазерные лучи ( $q \sim 10^{16} \div 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ ) не только нагревают электроны короны, но и порождают в ней группы сверхбыстрых частиц — электронов и ионов. Энергия первых существенно превышает энергию

«обычных» тепловых электронов, в результате чего они проникают из короны в «холодную» часть мишени и нагревают ее, до того как произойдет сжатие

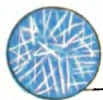


Симметричный случай



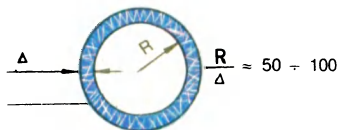
Возможное влияние неустойчивости

и образуется центральное плотное ядро. Такой предварительный нагрев заставляет вещество «сопротив-



Однородная мишень

Термоядерное  
горючее



Оболочечная мишень

ляться» сжатию и не позволяет достигнуть высокой конечной плотности термоядерного горючего, необходимой для эффективного микровзрыва. Из термодинамики известно, что максимальное сжатие вещества осуществляется без подвода тепла от внешних источников, в так называемом адиабатическом режиме.

При этом вещество нагревается в процессе самого сжатия за счет работы сил давления. В сущности, на этом простом физическом факте основаны современные схемы лазерного сжатия вещества. Генерация в короне сверхбыстрых тяжелых частиц — ионов также препятствует эффективному сжатию. Затраты лазерной энергии на этот эффект приводят к снижению сжимающего давления. Препятствует высокому сжатию и гидродинамическая неустойчивость данного процесса. Вполне понятно, что строгое сферически симметричное сжатие есть идеализация, теоретически возможная при столь же строго сферически симметричном распределении давления. Однако практически из-за неоднородности облучения или вследствие неточности изготовления мишени давление на поверхности сжимаемой области оказывается неравномерным. Это приводит к «искривлению» процесса сжатия, т. е. вместо сферически симметричного сильно сжатого ядра может получиться образование причудливой случайной формы (см. рис.).

Устойчивость светового сжатия — кардинальная проблема в лазерном термоядерном синтезе. В 1974 г. ученые из Физического института им. П. Н. Лебедева (ФИАН) и Института прикладной математики им. М. В. Келдыша АН СССР предложили принципиально отличную от американской схему ЛТС. Суть предложения советских ученых заключалась в том, чтобы использовать мишени, в которых все вещество собрано в тонкую сферическую оболочку (см. рис.), и лазерный импульс с интенсивностью, не превышающей  $q \gtrsim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. При таком подходе снимается проблема быстрых частиц, в результате чего процесс сжатия оказывается почти адиабатическим и приводит хотя не к сверхвысоким, но к достаточно большим значениям конечной плотности. Однако задача устойчивости и здесь остается весьма серьезной

вследствие «тонкости» оболочечной мишени. Тем не менее, как показывают теория и эксперимент, при определенных требованиях к симметрии облучения и точности изготовления мишени эта задача может быть успешно решена.

**Термоядерная вспышка.** Итак, лазерное излучение в принципе позволяет «подготовить» вещество к термоядерной вспышке. Энергетический выигрыш при термоядерном микровзрыве растет, как мы уже знаем, с ростом параметра  $\rho R$ , если температура  $T \geq 100$  млн.  $^{\circ}\text{K}$  ( $T \geq 10$  кэВ). Однако нагретый до  $T = 10$  кэВ  $DT$ -шар при любом значении  $\rho R$  может дать не более чем трехсоткратное превышение термоядерной энергии над тепловой энергией шара. Действительно, при слиянии ядер дейтерия и трития выделяется энергия 17,6 МэВ. Для осуществления такой реакции нужно нагреть четыре частицы — два ядра и два электрона до температуры  $T = 10$  кэВ. Тепловая энергия этих частиц  $E = 4 \cdot \frac{3}{2} kT = 60$  кэВ. В результате максимально возможный выигрыш составляет  $\frac{17,6 \text{ МэВ}}{60 \text{ кэВ}} \approx 300$ , что соответствует полному



Распределение плотности  $\rho$  и температура  $T$  ядра по радиусу

«выгоранию» термоядерного вещества. Предельный коэффициент усиления  $G = \frac{E_{\text{тj}}}{E_{\text{л}}}$ , казалось бы, должен быть еще меньше, поскольку не вся энергия лазерного излучения переходит в тепловую энергию сжатого ядра (большая часть уносится короной) и полное выгорание также возможно. Значит ли это, что природа ограничила энергетические возможности термоядерного синтеза? Нет. Природа, как обычно, оставила «лазейку», позволяющую получать значительно более высокие коэффициенты усиления, чем это предсказывает «очевидный» произведенный выше подсчет. Для этого необходимо в самом сжатом ядре создать «центр» зарождения термоядерного микровзрыва, т. е. область нагретой до 100 млн. °К плазмы, масса которой  $m$  во много раз меньше полной массы  $M$  термоядерного горючего (см. рис.). При этом температура и тепловая энергия основной массы термоядерного горючего должны быть много меньше соответствующих величин «центра». Если в конечном состоянии такой горячий центр возникает, то он может стать источником самоподдерживающейся волны термоядерного горения, распространяющейся по основной массе горючего. Сказанное означает, что в начальный момент «вспыхивает» только «центр», энергия от него передается соседним «холодным» слоям, которые нагреваются и тоже возгораются, и т. д. В этом случае выигрыш в коэффициенте усиления составляет примерно  $M/m$  раз по сравнению со случаем однородно нагретого плотного ядра.

Таким образом, идеальной является ситуация, при которой в конечном состоянии мы получаем вещество с распределением температуры и плотности, указанным на рис. 103. Плотность основной, «холодной» части термоядерного горючего должна составлять в среднем более 100 г/см<sup>3</sup>. Что же пред-

ставляет из себя вещество, сжатое до плотности, в десять и более раз превосходящей плотность железа, и что происходит в процессе сжатия?

Пусть в начальном состоянии мы имеем DT-лед при нормальной плотности  $0,2 \text{ г/см}^3$ , что соответствует числу частиц  $n_D = n_T = 4,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , и сжимаем его в 500 раз до плотности  $\sim 100 \text{ г/см}^3 \times (n_D = n_T \approx 2,5 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3})$ . При такой конечной плотности среднее расстояние между ядрами составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}$ , что уже меньше размеров атомов дейтерия и трития, точнее, размеров их электронных оболочек. Это означает, что в процессе сжатия ядра сближаются настолько, что их электронные оболочки начинают перекрываться, т. е. проникать друг в друга. В такой ситуации каждый отдельный электрон уже не принадлежит конкретному ядру, а как бы обобществляется, сохраняя при этом свои «атомные» свойства: электроны образованного газа (называемого вырожденным) двигаются со скоростями, соответствующими их энергии в атоме или температуре порядка сотен тысяч градусов, в то время как температура электронного газа в целом низка. В таком состоянии, например, находятся электроны в металле при обычных условиях. Если в процессе сжатия DT-вещества температура его основной массы остается достаточно низкой, то именно давление вырожденного газа «коллективизированных» электронов уравнивает внешнее сжимающее давление. Так, в рассматриваемом случае ( $\rho = 100 \text{ г/см}^3$ ,  $n_D = n_T = n_e = 2,5 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$ )  $P$  эл. газа  $= 5 \cdot 10^9 \text{ атм}$ , при этом вещество можно считать «холодным» и электронный газ вырожденным при температуре в 100 тыс.  $^\circ\text{К}$  и меньше. В данной ситуации физически «горячим» является «центр» ( $T = 100 \text{ млн. } ^\circ\text{К}$ ), в котором величина давления такого же порядка, но природа его является чисто

тепловой, как в обычном («классическом») нагретом газе.

Интересно отметить, что аналогичному процессу «холодного» сжатия подвергается звездная материя, в результате чего образуются так называемые белые карлики — звезды, в которых вещество представляет собой решетку плотно упакованных ядер, «погруженную» в вырожденный электронный газ. Например, плотность белого карлика — звезды Сириус «В» — составляет  $100 \text{ кг/см}^3 = 10^5 \text{ г/см}^3$ . В то же время теоретические расчеты режимов лазерного сверхсжатия приводят к плотностям  $\sim 10^4 \text{ г/см}^3$ . Имеется возможность с помощью световых пучков моделировать уникальные звездные процессы.

Описанный выше эффективный термоядерный микровзрыв с коэффициентом усиления по энергии  $G \geq 100$ , по современным воззрениям, может быть осуществлен на уровне лазерной энергии  $E_{\lambda} \geq 10^6 \text{ Дж}$  (1 МДж) при длительности импульса  $\tau \simeq 10^{-8} \text{ с}$ . Сама по себе величина энергии в 1 МДж невелика и соответствует, например, сгоранию всего 25 г бензина. Однако, сосредоточенная в узких световых лучах и выделяющаяся в течение одной стомиллионной доли секунды, что приводит к мощности в 100 млрд. кВт, эта энергия оказывается способной дать человечеству свет и тепло на практически неограниченный срок. Свет, рождающий свет...

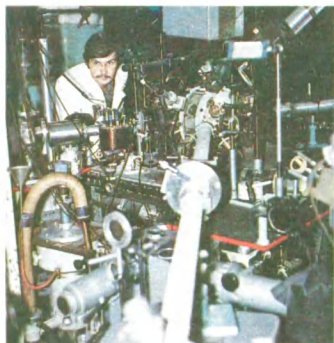
**«Кальмар», «Дельфин»,  
«Шива», «Гелиос»...**

Какими же устройствами располагает современная лазерная техника и какие главные события произошли на двадцатилетнем пути развития проблемы ЛТС?





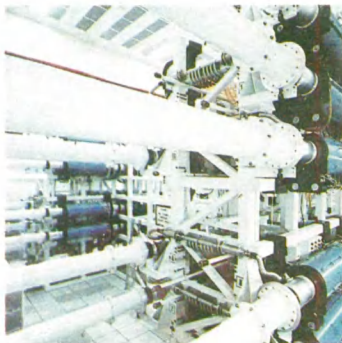
**Мишенная  
диагностическая камера  
установки «Кальмар».  
ФИАН.**



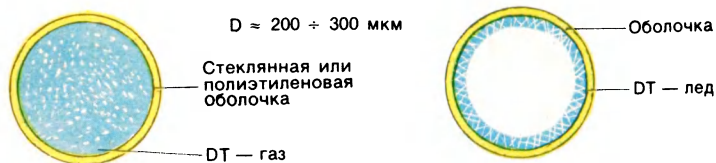
**Мишенная камера и  
диагностический  
комплекс установки  
«Дельфин». ФИАН.**



**Общий вид лазерной  
системы «Омега».**

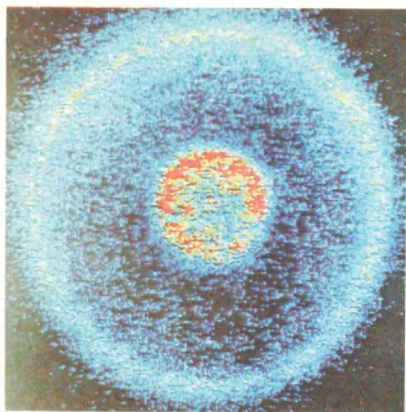


**Часть «двадцатирукой»  
лазерной установки  
«Шива». США.**



Сразу после предложения Н. Г. Басова и О. Н. Крохина в 1962 г. использовать лазеры для УТС начались интенсивные теоретические и экспериментальные исследования физики взаимодействия когерентного излучения с веществом. Были открыты и изучены эффекты оптического пробоя (1964), лазерного испарения вещества и передачи механического импульса мишени (1964—1966), лазерного нагрева твердого вещества до высоких температур (1964—1966). Правда, в этот период температура лазерной плазмы была еще ниже термоядерной. Но вот в 1968 г. в ФИАНе был создан мощный неодимовый лазер, и в горячей плазме, образованной излучением этого лазера, впервые в мире были обнаружены термоядерные реакции. Об этом свидетельствовали быстрые термоядерные нейтроны, зарегистрированные в этих экспериментах. Так было доказано, что с помощью когерентного излучения можно создавать высокие температуры и стимулировать реакции термоядерного синтеза.

Затем наступила пора лазерного сжатия облучаемого вещества. В 1972 г. в ФИАНе была построена 9-канальная лазерная установка «Кальмар», на которой были проведены пионерские эксперименты по сферическому сжатию. Энергия «Кальмара» составляет  $\sim 1000$  Дж, но эта установка стала прообразом будущих многопучковых лазерных устройств.



Рентгеновская  
фотография мишени  
в процессе лазерного  
сжатия.

К 1978 г. в США были запущены 20-канальная («двадцатирукая») установка «Шива» на неодимовом стекле и 12-пучковый электроионизационный  $\text{CO}_2$ -лазер «Гелиос». Через 3 года в СССР (ФИАН) был введен в строй «Дельфин» — 108-канальный неодимовый лазер. Это современное поколение лазеров имело уже энергию в 10 кДж ( $10^4$  Дж), и образованная ими плазма порождала миллиарды и десятки миллиардов термоядерных нейтронов. В экспериментах с энергией лазерного излучения  $10^3 \div 10^4$  Дж сейчас используются главным образом мишени в виде стеклянных или полиэтиленовых сферических микробаллонов, заполненных газовой смесью дейтерия с тритием. Возможно также использование так называемых криогенных мишеней, в которых  $DT$ -смесь равномерно намораживается по внутренней поверхности стеклянной оболочки (см. рис. на с. 109). Как же ставится современный эксперимент? Мишень помещается в высоковакуумную камеру, снабженную окнами для

измерительной аппаратуры и ввода лазерного излучения. Необходимо также иметь систему ввода мишени в область максимальной фокусировки лазерных лучей. Наряду с механическим вводом разрабатывались сложные системы, в том числе «выстреливание» мишени с автоматической корректировкой ее траектории. Важной является проблема одновременной и однородной фокусировки всех лазерных каналов на мишень. Решение технических проблем в современных лазерных установках, содержащих огромное количество рабочих элементов, достигается лишь при помощи сложных автоматических систем регулирования с применением электронных вычислительных машин. Чтобы представить масштаб таких систем, укажем, что число точек контроля в существующих установках составляет несколько десятков тысяч.

Пусть лазерная система подготовлена к «выстрелу», введена мишень. Выстрел! Десятки лучей одновременно со всех сторон «вонзаются» в мишень, и за  $10^{-9}$  с происходит все многообразие описанных выше процессов. Это время — одна миллиардная доля секунды — отведено для измерения параметров образующейся плазмы. Фантастически малым оказывается не только промежуток времени, но также и пространственный масштаб — характерные размеры, на которых меняются измеряемые физические величины. Так, например, размеры сжатого ядра составляют  $\sim 10$  мкм, а время его жизни  $\sim 10^{-11} \div 10^{-10}$  с. Столь уникальные особенности лазерной плазмы по сравнению с другими плазменными объектами привели к созданию новых диагностических методов с высокой временной и пространственной чувствительностью. Сейчас за отведенное им время экспериментаторы успевают определить плотность, скорость и температуру короны, параметры сжатого ядра, количество происшедших

термоядерных реакций и многое другое. Более того, они успевают сделать «фотографию» плазменного сгустка в рентгеновских лучах (см. рис.).

### «Теорема существования» в лазерном синтезе.

В указанных измерениях к настоящему времени уже зафиксированы плотность сжатого ядра  $10 \div 30 \text{ г/см}^3$ , температура в десятки миллионов гра-

Часть строящегося  
мощного лазерного  
комплекса  
(электроионизационный  
 $\text{CO}_2$ -лазер).



дусов, максимальное количество термоядерных нейтронов  $3 \cdot 10^{10} = 30$  млрд. нейтронов, казалось бы, фантастически громадная цифра! Однако энергия, которая содержится в таком количестве 14 мегавольтовых частиц, составляет всего  $\sim 0,1$  Дж, в то время как энергия лазерного излучения в этом эксперименте равна  $\sim 10^4$  Дж. Следовательно, мы на первый взгляд еще очень далеки от термоядерного микровзрыва, мишень «взрывается» пока лишь под действием лазерного света. Чтобы энергия термоядерного синтеза превосходила лазерную, нужно по-

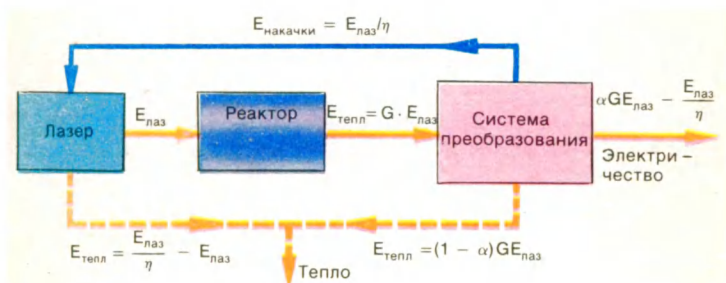
лучить  $10^{16} \div 10^{17}$  реакций и соответственно столько же нейтронов. Но дело в том, что «дефицит» в 6—7 порядков по выделившейся термоядерной энергии можно ликвидировать, увеличив массу, плотность и температуру центрального ядра всего в несколько раз. Эксперимент, в котором такие условия будут достигнуты, т. е. коэффициент усиления  $G = \frac{E_{т.п.}}{E_{л.}}$ , ста-

нет  $\sim 1$ , является главной задачей ближайших лет в проблеме ЛТС. Экспериментальное осуществление условия  $G \simeq 1$  принято называть достижением физического порога термоядерного синтеза. Можно сказать, что реализация физического порога будет означать «строгое» доказательство «теоремы существования» в науке о лазерном инициировании термоядерных реакций. Как показывают расчеты, для этого требуется создание лазерных систем нового поколения с энергией в 100 кДж ( $10^5$  Дж). В США уже строятся две таких многоканальных установки: «Шива — Нова» — стеклянный лазер и  $CO_2$ -лазер «Антарес». Лазерные «машины» с энергией излучения  $10^5$  Дж — это уже громадные сооружения с линейными размерами в сотни метров: светопроводы от лазера до мишенной камеры длиной 300 м, двухметровой толщины свинцовые двери для защиты от нейтронных потоков, мишенная камера с радиусом в несколько метров, полная автоматизация и автоматический контроль всех операций и физических процессов. Оператору, сидящему в удобном кресле перед пультом управления, нужно только нажимать кнопки и наблюдать на телевизионных экранах сложнейшие физические явления, доведенные с помощью ЭВМ до предельной математической ясности. Рядом со зданием, в котором помещаются чудо-лазеры, расположено здание мишенной фабрики. Современная мишенная фабрика изготавливает сложнейшие микроструктуры, напри-



мер сферические оболочки с толщиной слоев до 1 мк. Точность нанесения микронного слоя по толщине составляет 1—2 миллионные доли сантиметра —  $100 \div 200 \text{ \AA}$ . Для выполнения таких ювелирных операций используются не только сложнейшие технологические приемы, но и «старомодные» механические методы, например сверло диаметром 5 мкм ( $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ).

**«Энергетические» лазеры будущего.** В настоящее время мы, практически, обладаем полной физической информацией о процессах лазерного синтеза — нагреве, сжатии, термоядерном горении лазерной



плазмы. Нам представляются достаточно ясными критерии создания оптимальных систем «лазер — мишень» в зависимости от энергии излучения и коэффициента термоядерного усиления. У нас существует определенный подход к решению проблемы ЛТС, хорошо обоснованный как теоретически, так и экспериментально. Физическое содержание данной концепции, связанное с использованием тонких  $\left(\frac{R}{\lambda} \simeq 10^2\right)$  оболочечных мишеней и относительно



невысокой интенсивности лазерного луча ( $q \simeq 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>), соответствует оптимальным условиям взаимодействия когерентного излучения с веществом мишени. В результате удается получить высокие сжатие и нагрев термоядерного горючего и избежать неблагоприятных эффектов, главный из которых — генерация быстрых частиц — электронов и ионов. В нашей стране в соответствии с таким подходом были созданы многоканальные установки («Кальмар» и «Дельфин»). Однако предназначены они для физических исследований и не позволяют осуществить энергетически выгодный цикл, т. е. создать промышленные лазерные термоядерные электростанции. Настала необходимость создать лазер для демонстрационного эксперимента, т. е. для достижения эффективной термоядерной вспышки и разработки термоядерного реактора. Внедрение его в мировую энергетику и является конечной целью лазерно-термоядерного направления науки и техники.

Какими же основными характеристиками должен обладать лазер будущего, излучение которого зажжет искусственное Солнце — источник энергии для грядущих поколений Земли?

Как мы уже говорили, наиболее важные физические параметры лазера — полная энергия излучения, длительность лазерного импульса, мощность и длина волны. Согласно современным представлениям, лазерный импульс с энергией  $10^6 \div 10^7$  Дж длительностью  $10 \div 20$  нс и мощностью  $100 \div 500$  ТВт, воздействуя на мишень, содержащую несколько миллиграммов DT-топлива, даст  $100 \div 1000$  МДж термоядерной энергии, что соответствует коэффициенту усиления  $G \simeq 100$ . Достаточно ли этого для замыкания выгодного энергетического цикла? Принципиально замкнутый энергетический цикл выглядит следующим образом (см. рис. на с. 114). На рис. показаны лазер, реактор и система преобразо-

вания термоядерной энергии в электричество. Сначала лазерная энергия  $E_{\text{лаз}}$  превращается с коэффициентом усиления  $G$  в термоядерную энергию. Затем в системе преобразования с КПД  $\alpha$  мы получаем электроэнергию  $E_{\text{эл}} = \alpha \cdot G E_{\text{лаз}}$  и тепло  $E_{\text{тепл}} = (1 - \alpha) G E_{\text{лаз}}$ . Часть электрической энергии  $\frac{E_{\text{лаз}}}{\eta}$ , где  $\eta$  — КПД лазера, необходимо вернуть в лазерное устройство для накачки. В результате «чистый» коэффициент усиления в замкнутом цикле, т. е. отношение электрической энергии к лазерной, есть  $G' \approx \alpha G - \frac{1}{\eta} \approx 0,5 G - \frac{1}{\eta}$  ( $\alpha \approx 0,5$ ). При  $G \approx 100$  рассматриваемая система становится источником электрической энергии при КПД лазера  $\eta > 2\%$ . Следовательно, величина КПД лазерного устройства (т. е. отношение энергии излучения к энергии накачки) — его важнейшая техническая характеристика, определяющая в значительной степени эффективность ЛТС. Реальные требования к КПД будущего лазера приводят к значениям  $\eta = 5 \div 10\%$ .

При  $G = 100$  и  $\eta = 5\%$  величина «чистого» коэффициента усиления  $G' = 30$  и электрическая энергия одного цикла может составить  $E_{\text{эл}} = 30 \div 300$  МДж. Теперь, чтобы оценить мощность электростанции, энергетика которой основана на данном цикле, следует ввести еще одну техническую характеристику системы — скорость повторения лазерных импульсов, т. е. число циклов в 1 с.

Допустимая частота повторения термоядерных вспышек (циклов), согласно существующим воззрениям, не превышает 10 Гц. Это означает, что мощность лазерной термоядерной электростанции может достигать 3 млн. кВт.

Итак, «энергетический» лазер должен иметь:  $E_{\text{лаз}} \approx 10^6 \div 10^7$  Дж,  $\tau_{\text{л}} \approx 10 \div 20$  нс,  $P = 100 \div 500$  ТВт,  $\eta = 5 \div 10\%$ , частота повторения  $\sim 10$  Гц, ресурс

$10^8$  имп./год. С этой точки зрения требуемых параметров наиболее перспективными среди разрабатываемых сейчас лазеров представляются эксимерные и  $CO_2$ -лазеры. Активной средой эксимерных лазеров является смесь атомарных благородных газов с добавкой других элементов, возбуждаемая мощными электронными пучками. Излучателями, приводящими к лазерному эффекту, в такой среде являются молекулы, образующиеся в результате слияния возбужденного атома смеси с невозбужденным. При этом сама молекула оказывается в возбужденном электронном состоянии. Излучив, молекула немедленно распадается. Такие молекулы, существующие только в возбужденном состоянии, называются эксимерами. То обстоятельство, что эксимеры существуют только в возбужденном состоянии, т. е. отсутствие у них основного, невозбужденного уровня, принципиально облегчает задачу создания инверсии в такой среде. Примером эксимерного лазера является криптон-фторовый лазер, излучающий в ультрафиолетовой области на длине волны  $\lambda = 2500$  А. Короткая длина волны  $KrF$ -лазера весьма благоприятна по сравнению с  $\lambda = 1$  мкм ( $Nd$ -лазер) и  $\lambda = 10$  мкм ( $CO_2$ -лазер) для оптимального сжатия и нагрева мишени. КПД этого лазера составляет сейчас  $\eta \approx 10\%$ , но может быть увеличен до  $15\%$ .

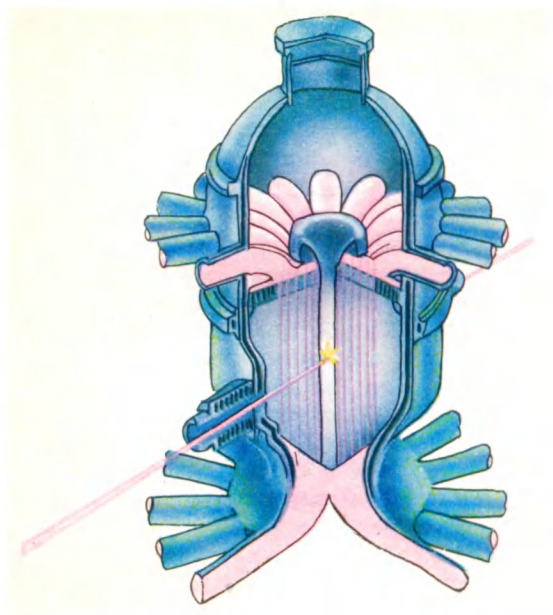
Для реализации лазерной установки мегаджоульного уровня эксимерного типа необходимо решить такие технические проблемы: получить достаточно короткой длительности импульс, необходимые частоты повторения и надежности, а также однородную накачку больших объемов активной среды электронными пучками с энергией электронов  $\sim 1$  МэВ.

Для  $CO_2$ -лазера, обладающего достаточно высокими КПД  $\sim 10\%$  и частотой повторения, неизбежна генерация быстрых электронов при воздействии на мишень десятимикронного излучения этого ла-

ра. Как показали расчеты советских и американских ученых, это можно преодолеть специальным выбором мишени. Использование же излучения Nd-лазера с уменьшенной с помощью специального устройства в 4 раза по сравнению с  $\lambda = 1$  мкм длиной волны ( $\lambda^* = 0,25$  мкм) представляется малоперспективным вследствие низкого ( $\leq 1\%$ ) КПД.

Хорошо разработанные и удачные во многих отношениях стеклянные лазеры (в том числе американские «Шивы» и советские «Дельфины») непосредственно не входят в число «энергетических» лазеров. Однако без них невозможен дальнейший прогресс в разработке сверхмощных лазерных комплексов для термоядерной энергетики будущего.

**Лазерный термоядерный реактор.** Появилась необходимость в создании проектов лазерных термоядерных реакторов (ЛТР), превращающих энергию термоядерного микровзрыва в «удобный» вид энергии (например, в электричество). Лазерный (импульсный) термоядерный реактор — это камера для осуществления термоядерных микровзрывов, стенки которой «собирают» выделившуюся энергию и преобразуют ее сначала в тепло, а затем в электричество. Стенки камеры должны поглощать высокоэнергичные частицы — нейтроны,  $\alpha$ -частицы, непрореагировавшие ионы дейтерия и трития (плазма), мягкое и жесткое рентгеновское излучение. Далее, выделившаяся импульсным образом энергия должна превратиться в стационарный поток тепла, переносимый подходящим теплоносителем с температурой, необходимой для работы паротурбинного генератора. Кроме того, мощные импульсные энергетические потоки, обрушивающиеся на стенки, могут привести к их разрушению — частичному испарению, эрозии, созданию недопустимых тепловых напряжений. Следовательно, проектируя импульсный термоядерный



реактор, необходимо предусмотреть такую структуру стенок, при которой осуществлялась бы как их защита от продуктов термоядерной реакции (главным образом от рентгеновского излучения), так и преобразование поступающей энергии в тепло. Слой, окружающий камеру, в котором циркулирует теплоноситель или собирается полезное тепло, называется бланкетом. Кроме защиты самих стенок необходимо также предохранять оконечные оптические элементы, фокусирующие лазерные лучи на мишень. Однако этим принципиальные технические проблемы не исчерпываются. Воспроизводство трития при использовании  $DT$ -горючего также важная проблема. Дело в том, что дейтерий может извлекаться из морской

воды относительно простым и дешевым способом, в то время как тритий необходимо получать в результате бомбардировки ядер лития термоядерными нейтронами. Процесс этот естественно осуществлять в самом реакторе, используя образующиеся при термоядерном микровзрыве нейтроны и обязательно окружающая камеру литиевым бланкетом. Литий может служить и теплоносителем.

Обратим внимание на весьма существенную особенность лазерных термоядерных источников энергии: возможность пространственно разделить область термоядерной вспышки, стенки, собирающие ее энергию, и сам лазер, инициирующий данные процессы. Удаление реакторного бланкета на большое расстояние (порядка 10 м от термоядерной мишени) существенно снижает влияние микровзрыва на физические условия в камере, облегчает защиту стенок и подвод излучения к мишени. Все это открывает большие перспективы для инженерного решения проблемы преобразования энергии в бланкете с одновременной его защитой. В этом важное преимущество ЛТР по сравнению с другими термоядерными системами.

В существующих проектах ЛТР, которые решают вопросы защиты, преобразования энергии и воспроизводства трития, используются камеры многих типов. Наиболее интересными являются проекты, использующие в качестве теплособирающего бланкета многоструйный поток жидкого лития, свободно падающего с верхней части камеры реактора в нижнюю (см. рис. на с. 119), с суммарной толщиной  $\sim 0,5 \div 1$  м. Одновременно свободно циркулирующая литиевая стенка служит защитой реакторной структуры. Пары, образованные в результате воздействия на жидкий литиевый слой рентгеновского излучения и потока плазмы микровзрыва, быстро конденсируются на его поверхности, обеспечивая необходимую

частоту повторения импульсов — несколько раз в секунду. Жидкая стенка захватывает практически всю энергию микровзрыва ( $\sim 95\%$ ), что значительно упрощает конструктивную схему реактора и позволяет достигнуть большого времени жизни системы, так, например, в американском проекте такого реактора с полезной электрической мощностью  $\sim 1$  млн. кВт ( $E_{\text{лаз}} = 4,5$  МДж,  $\eta_{\text{лаз}} \simeq 5\%$ , частота повторения 1,5 Гц,  $G = 400$ ) время жизни при 70%-ной ежегодной нагрузке составляет 30 лет. Размеры камеры реактора: радиус — 5 м, высота — 8 м (см. рис. на с. 119). Эффективная толщина литиевой стенки  $\sim 1$  м, рабочая температура лития, как теплоносителя,  $\sim 500^\circ\text{C}$ .

Говоря о преимуществе термоядерных реакторов, нельзя не сказать о том малом количестве топлива, которое ежегодно потребляется термоядерной электростанцией по сравнению с атомными реакторами и обычными тепловыми станциями. Например, тепловая станция мощностью 1 млн. кВт потребляет 2 млн. 10 тыс. т угля, такая же атомная станция — 30 т урановой руды  $UO_2$ , в то время как термоядерная станция такой же мощности всего 0,6 т термоядерного горючего.

Сейчас, к сожалению, трудно определить сроки включения лазерных термоядерных электростанций в мировую энергетику. Однако существует, на наш взгляд, весьма заманчивая идея (высказанная в СССР), которая позволяет приблизить это время. Речь идет о так называемых гибридных реакторах, в которых одновременно используются реакции синтеза и деления. В такой реактор вводится дополнительный бланкет, содержащий уран. Поток термоядерных нейтронов, рожденных под действием лазерного импульса, попадает на урановый бланкет и вызывает в нем реакции деления с выделением значительной энергии ( $\sim 200$  МэВ на одно деление

ядра урана). При этом в гибридной схеме оказывается возможным такой режим, при котором на один термоядерный нейтрон (14,6 МэВ) приходится 10—20 делений, в результате чего полный коэффициент усиления по энергии во много раз возрастает (или оказывается возможным существенно снизить необходимый коэффициент усиления в «чистом» термоядерном микровзрыве до  $G=20$ ).

Разрабатываются и другие идеи, которые могут стать основой проектов инерциальных термоядерных реакторов.

Например, существуют проекты реакторов, в которых вырабатывается ядерное топливо для атомных электростанций или химическое топливо, в частности водород. Конечная цель — создание проекта источника энергии технически реализуемого, экономически рентабельного, безопасного для людей и окружающей среды.

#### Историческая справка

1962 г.	Н. Г. Басов, О. Н. Крохин	Предложение использовать лазеры в управляемом термоядерном синтезе
1968 г.	Н. Г. Басов, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, С. Д. Захаров	Впервые зарегистрированы термоядерные нейтроны в лазерной плазме
1972 г.	Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизов, С. И. Федотов	Создана первая многоканальная лазерная установка «Кальмар». Сделаны эксперименты по лазерному сжатию сферических мишеней
1972 г.	Э. Теллер, Дж. Накколз, Л. Вуд, Дж. Циммерман	Предложена схема лазерного сверхсжатия однородных термоядерных мишеней



1975 г.	Физический институт им. П. Н. Лебедева, Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша	Предложение использовать тонкие многослойные оболочечные мишени
1976— 1978 г.	Физический институт им. П. Н. Лебедева	Достижение тысячекратного лазерного сжатия оболочечных мишеней
1978 г.	Ливерморская Лоуренсовская лаборатория (США)	Запуск 20-канальной лазерной установки «Шива». Получение нейтронного выхода $3 \cdot 10^{10}$
	Лос-Аламосская лаборатория (США)	Введение в строй 12-канального $CO_2$ -лазера «Гелиос»
1982 г.	Физический институт им. П. Н. Лебедева	Запуск 108-канальной лазерной установки «Дельфин»

## Шкала физических явлений

«Что я могу знать?..  
 Что я должен сделать?..  
 На что я могу надеяться?..»  
*Иммануил Кант*

В настоящей книге мы постарались в определенной мере ответить на вопросы из «триады» Канта применительно к чудесным лазерным лучам и физике их воздействия на вещество. Мы рассказали вам о главной профессии лазера — лазерном термоядерном синтезе — процессе, включающем большое количество физических явлений. Чтобы легче было ориентироваться во всем многообразии этих процессов, приведем шкалу интенсивности лазерного излучения с указанием характерных для данных значений световой мощности физических эффектов (см. рис.). Указанные на данной шкале физические процессы в диапазоне интенсивностей  $10^6 \div 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>

хорошо изучены и экспериментально, и теоретически. Они составляют новую область физической науки — взаимодействие мощного лазерного излучения с веществом.

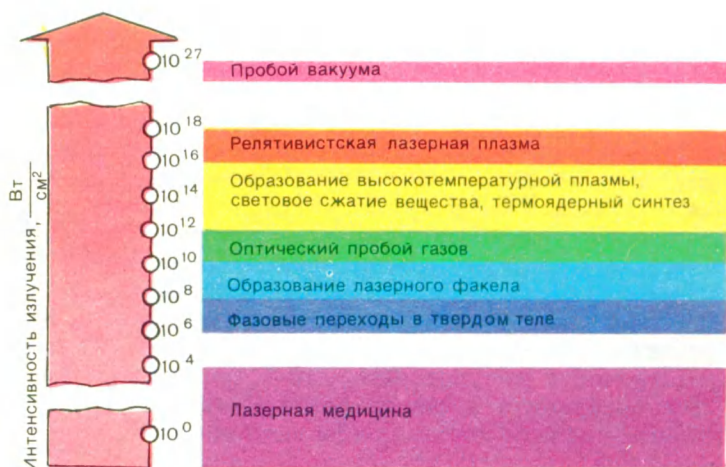
В книгу по различным причинам не включены другие важные для человека профессии лазерного света, например применение лазеров в биологии, медицине и химии. Уже существует бескровный лазерный скальпель, с помощью лазерного луча совершаются сложнейшие глазные операции, осуществляется остановка внутренних кровотечений, лазерный свет исцеляет от зубной боли и лечит ожоги. Мы думаем, что недалеко то время, когда лазерный луч станет универсальным и эффективным средством для диагностики и лечения как обычных, так и тяжелейших заболеваний.

Совсем недавно при участии ученых из Физического института АН СССР была сделана операция на сердце.

Лазерный свет способен переносить огромный объем информации (лазерная связь), на лазерном принципе создаются фантастически стабильные... часы — так называемые стандарты частоты. Лазерные лучи позволяют получать объемные изображения — голограммы, с помощью лазера осуществляется локация Луны.

Лазерное излучение стимулирует направленные химические реакции, создает новые химические вещества. Лазерная химия основана на том, что возбужденные лазерным светом атомы и молекулы охотнее вступают в химические реакции, даже в такие, в которых невозбужденные частицы вообще не могут участвовать. Укажем также на возможность с помощью лазера детектировать отдельные атомы, т. е. «улавливать» лазерным лучом единичные частицы, разделять изотопы, осуществлять глубокую очистку вещества.

Все физические процессы, ответственные за эти профессии лазера, происходят при интенсивностях, значительно меньших нижнего предела шкалы макроскопических явлений взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. Что можно ожидать



на другом пределе нашей шкалы? При потоках  $10^{16} \div 10^{18} \text{ Вт/см}^2$  напряженность электрического поля волны  $E \approx 10^9 \div 10^{10} \text{ В/см}$ . Электрон, попадая в такое поле, начинает осциллировать со скоростью, близкой к максимально возможной в физике скорости — скорости света  $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ . Это означает, что образующаяся при таких световых потоках плазма становится релятивистской, т. е. начинает подчиняться физическим законам, принципиально отличным от классических. В частности, масса электрона

начинает зависеть от его скорости  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ , в

результате чего кардинально меняются процессы отражения и поглощения света, электронной теплопроводности, электронно-ионной релаксации. Экспериментальное получение релятивистской лазерной плазмы — интересная задача. Имеется возможность в лабораторных условиях получать тяжелые частицы (ионы) с релятивистскими скоростями, т. е. со скоростями, сравнимыми со скоростью света. Расчеты показывают, что при интенсивности  $\sim 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> (Nd-лазер,  $\lambda = 1$  мкм) скорость ионов водорода может достигать величины 60 000 км/с. При еще более высоких световых полях  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> мы вторгаемся в область физики элементарных частиц и эффектов, связанных с их взаимными превращениями. Световые интенсивности  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> пока экспериментально не получены. Однако уже сейчас работают лазеры, в которых по отдельности достигнуты: энергия излучения  $\sim 10^4$  Дж, длительность импульса  $\sim 10^{-12}$  с, размер пятна фокусировки  $\sim 10^{-4}$  см. Если бы удалось объединить в одном приборе эти параметры, то интенсивность составила бы величину  $10^{24}$  Вт/см<sup>2</sup>. Лазерные комплексы следующего поколения для ЛТС будут иметь энергию  $\sim 10^6 \div 10^7$  Дж, что поднимет предел мощности до  $10^{26} \div 10^{27}$  Вт/см<sup>2</sup>. Какой эффект может быть реализован в таких сверхсильных электромагнитных полях, для создания которых лазерный свет является единственной возможностью? Ученые уже подумали об этом. Если такой поток падает на вакуум, то вакуум «пробивается». Это означает, что фотоны со столь высокой концентрацией превращаются в пары элементарных частиц — электрон и позитрон (антиэлектрон). Сейчас вряд ли можно утверждать, что достижения столь фантастически высокой плотности световой энергии и связанные с этим огромные технические трудности ста-

нут в обозримое для нас время в ряд насущных задач. Однако, как показывает история науки, даже самые «безумные» для своего времени идеи рано или поздно пробивали себе дорогу, обогащая науку, технику и расширяя наши представления об окружающем нас мире. В этом бесконечном рождении новых идей, в постоянном напряжении человеческого разума заключен смысл науки, смысл жизни ученого. Только в добрых творениях человека, будь то сложнейшая физическая теория, будь то выращенный заботливыми руками колос,— смысл нашей жизни. А. С. Пушкин сказал:

...Ведает мой добрый гений,  
Что предпочел бы я скорей  
Бессмертию души моей  
Бессмертие своих творений!



## Световое чудо века

*Николай Геннадиевич  
Басов  
Юрий Валентинович  
Афанасьев*

Для среднего и старшего  
школьного возраста

### Содержание

Укрощение света

3

«Ошибка» Исаака  
Ньютона

6

Порядок в световом  
хаосе

18

Как излучает атом

38

Оптический резонанс

50

Большое семейство лазеров

63

Термоядерный синтез и  
термоядерная плазма

79

«Кальмар», «Дельфин»,  
«Шива», «Гелиос»...

106

Шкала физических явлений

123

Рисунки  
В. П. Бухарев  
Ю. П. Мартыненко  
Фото  
Ю. П. Лисовец  
П. Д. Березин

Заведующий редакцией  
В. Ю. Кирьянов  
Редактор  
Н. Н. Габисония  
Младший редактор  
Т. В. Плотинова  
Художественный редактор  
В. П. Храмов  
Технический редактор  
О. В. Журкина  
Корректор  
Н. В. Минервина

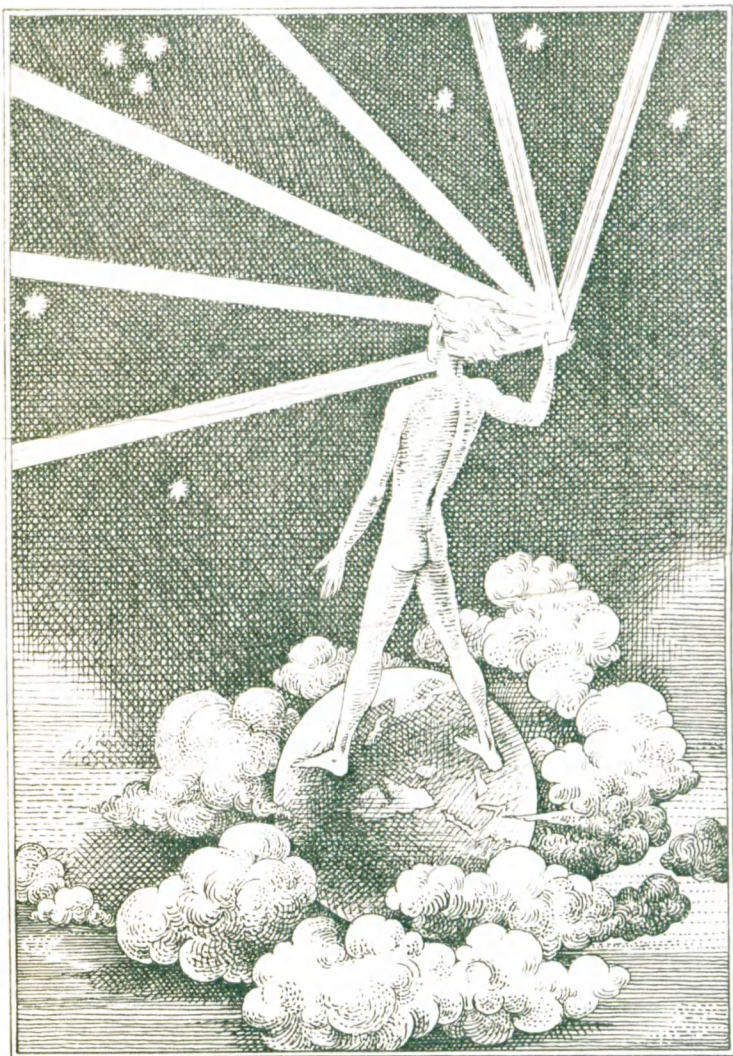
ИБ № 852

Сдано в набор 14.06.83. Под-  
писано в печать 11.01.84.  
А 10607. Печать офсетная.  
Формат 70×100<sup>1/32</sup>. Бумага  
офсетная № 1. Гарнитура  
школьн. Усл. печ. л. 5,16.  
Уч.-изд. л. 5,27. Усл. кр.-отт.  
21,12. Тираж 200 000 экз.  
Заказ № 2241. Цена 35 коп.

Издательство «Педагогика»  
Академии педагогических  
наук СССР и Государствен-  
ного комитета СССР по де-  
лам издательств, полигра-  
фии и книжной торговли.  
Москва, 107847, Лефортов-  
ский пер., 8.

Набрано в Эксперименталь-  
ной типографии ВНИИ по-  
лиграфии при Государст-  
венном комитете СССР по  
делам издательств, поли-  
графии и книжной торгов-  
ли. Москва, 103051, Цветной  
бульвар, 30

Отпечатано на ордена Тру-  
дового Красного Знамени  
Калининском полиграфиче-  
ском комбинате Союзполи-  
графпрома при Государст-  
венном комитете СССР по  
делам издательств, поли-  
графии и книжной торгов-  
ли, г. Калинин, пр. Лени-  
на, 5.



35 коп.

Читайте  
следующую  
книгу  
библиотечки

«Ученые —  
школьнику»!

Как и почему изменяется наш  
язык?

Как в языке отражается  
история народа?

Что сохранить из традиции?

Что мы сделали для себя  
и для всего мира, мировой  
культуры, человечества?

Что язык наш взял у других  
и что им дал?

На эти вопросы  
вы найдете ответ  
в книге известного  
советского филолога  
члена-корреспондента  
АПН СССР  
В. Г. Костомарова  
«Жизнь языка».



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
«ПЕДАГОГИКА»