

ФИЗИКА

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ



1984/12

ПЕРВЫЕ СОВЕТСКИЕ НОБЕЛЕВСКИЕ ЛАУРЕАТЫ-ФИЗИКИ



ЗНАНИЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

ФИЗИКА

12/1984

Издается ежемесячно с 1967 г.

ПЕРВЫЕ СОВЕТСКИЕ НОБЕЛЕВСКИЕ ЛАУРЕАТЫ-ФИЗИКИ

(АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ)

Издательство «Знание» Москва 1984

Павел Алексеевич ЧЕРЕНКОВ — академик, Герой Социалистического Труда, лауреат Государственных и Нобелевской премий;

Игорь Евгеньевич ТАММ — академик, Герой Социалистического Труда, лауреат Государственных и Нобелевской премий;

Илья Михайлович ФРАНК — академик, лауреат Государственных и Нобелевской премий.

Рецензент: Борис Михайлович БОЛОТОВСКИЙ — доктор физико-математических наук.

Первые советские Нобелевские лауреаты-физики
Ч 45 (Актуальные проблемы физики): Сборник статей. Сост. В. И. Достовалова. — М.: Знание, 1984. — 64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Физика»; № 12).
11 к.

В сборник вошли Нобелевские лекции советских физиков, академиков И. Е. Тамма, И. М. Франка и П. А. Черенкова, первыми из ученых нашей страны удостоенных высшей международной премии, отмечающей выдающиеся заслуги в развитии мировой науки и культуры. Лекции посвящены открытию эффекта Вавилова—Черенкова, а также разработке теории излучения систем, движущихся со скоростью, превышающей скорость света в среде, частным случаем которого является этот эффект.

Выпуск сборника приурочен к пятидесятилетию открытия эффекта Вавилова—Черенкова.

Брошюра рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся актуальными проблемами физики.

1704000000

ББК 22.3
53

П. А. ЧЕРЕНКОВ

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ СВЕРХСВЕТОВОЙ СКОРОСТИ И НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ¹

I. Экспериментальное обнаружение и изучение замечательных свойств излучения, возникающего при движении в веществе быстрых заряженных частиц, имеет почти двадцатилетнюю давность. Еще в 1934 г. в двух сообщениях --- С. И. Вавилова и моем, --- опубликованных в «Докладах» Академии наук СССР [1, 2], было указано, что γ -лучи радия, наряду с люминесценцией растворов, вызывают также и слабое видимое свечение самих растворителей.

В этих сообщениях были описаны универсальность этого свечения, его необычные свойства и сделан вывод о том, что на основании имеющихся у него свойств обнаруженное свечение не может быть люминесценцией.

Дальнейшими экспериментами было установлено, что это свечение производится не γ -лучами непосредственно, а быстрыми электронами, образуемыми ими при комптоновском рассеянии. Попытки получить свечение с такими же свойствами под действием лучей Рентгена ($h\nu_{\text{макс}} = 30$ кэВ) дали отрицательный результат.

Казалось бы, что наличие подобного свечения растворителей не могло представлять специального интереса, поскольку свечение не только твердых тел, но и жидкостей, и притом под действием самых разнообразных причин, представляет явление весьма распространенное. Помимо хорошо известных «классических» примеров люминесценции, можно указать, например, на слабое свечение практически весьма «чистых» жидкостей, наблюдаемое при облучении их ультрафиолетовым светом [3]; многие жидкости светятся под действием лучей Рентге-

¹ Лекция, прочитанная при вручении Нобелевской премии 11 декабря 1958 г. в Стокгольме.



Академик Павел Алексеевич ЧЕРЕНКОВ

на [4]; установлено свечение жидкостей даже под действием ультразвуковых волн [5]. Многочисленные факты свечения как жидкостей, так и твердых тел под действием радиоактивных излучений известны еще со времен первых работ Пьера и Марии Кюри [6].

Как правило, свечения подобного рода являются обычной люминесценцией и в случае так называемых «чистых» жидкостей обусловлены присутствием в них ничтожных количеств посторонних примесей, способных люминесцировать. Поэтому было естественно предположить, что и то свечение, которое вызывается γ -лучами, также относится к одному из видов люминесценции. Так полагали Пьер и Мария Кюри, которые, несомненно, одни из первых наблюдали это свечение, правда, в условиях, когда оно было довольно сильно завуалировано обычной люминесценцией; так считали позднее и другие наблюдатели, в том числе и Малле [7], который, помимо наблюдения самого факта свечения, сфотографировал и его спектр.

Между тем более детальное количественное изучение этого свечения обнаружило ряд таких замечательных его свойств, которые с несомненностью указывали, что в данном случае имеет место не тривиальная люминесценция, а явление совершенно новой природы, представляющее первостепенный интерес как по своему научно-принципиальному значению, так и по разнообразным возможностям его практического использования.

Было бы, однако, неправильным считать, что причиной того, что столь характерное явление не было обнаружено гораздо раньше, является случайный «недосмотр». Необычную природу найденного явления можно было установить только в результате количественных измерений наиболее важных характеристик излучения, выявления их зависимости от определенных условий, меняемых в процессе опыта. В настоящее время, когда в распоряжении экспериментаторов имеются мощные источники быстрых заряженных частиц и весьма чувствительные средства регистрации, подобные измерения не представляют особой сложности. Но несколько десятилетий назад возможности, которыми располагали физики, были не столь благоприятны. Тогда в качестве источника заряженных частиц могли быть использованы только естественные радиоактивные препараты, интенсивность которых была довольно низкой. По-

этому и яркость свечения жидкостей², получаемая с их помощью, была настолько слабой, что заметить свечение оказывалось возможным только после некоторого пребывания наблюдателя в полной темноте. Очевидно, что в этих условиях применение для количественных измерений обычных методов фотометрии полностью исключалось³. Для проведения этих измерений требовался новый, гораздо более чувствительный метод.

В Физическом институте Академии наук СССР, где это явление было открыто, такой метод был известен. Это метод визуальной фотометрии по порогу зрения (иначе — «метод гашения»), разработанный незадолго перед тем Е. М. Блумбергом и С. И. Вавиловым для количественных измерений квантовых флуктуаций света [8]. В этом методе в качестве прибора для регистрации света использовался глаз человека⁴. В связи с тем, что светочувствительность глаза, адаптированного на темноту, по крайней мере в десятки тысяч раз превышает его чувствительность при дневном зрении, этот метод по своей высокой чувствительности намного превосходил другие методы. Несмотря на свою субъективность и сравнительно большие ошибки измерений, в то время этот метод был единственным методом, пригодным для количественных измерений тех чрезвычайно слабых интенсивностей свечения, с которыми приходилось иметь дело. Существенно отметить, что именно только переход к количественным измерениям позволил впервые выявить необычные свойства рассматриваемого излучения и тем самым установить его особое происхождение.

Выше уже отмечалось, что первой, наиболее вероятной гипотезой относительно природы свечения является

² Изучение рассматриваемого эффекта проводилось главным образом на жидкостях, так как жидкости легче очищаются от люминесцирующих примесей. При работе с ними проще менять такие параметры, как вязкость, коэффициент преломления, плотность и т. д. Кроме того, в этом случае значительно упрощаются опыты по «тушению» люминесценции.

³ Напомним, что фотоумножители тогда еще не были разработаны.

⁴ В основе «метода гашения», теперь уже представляющего исторический интерес, лежат следующие свойства сумеречного зрения человека:

- а) наличие зрительного порога;
- б) постоянство значения пороговой энергии для одного и того же наблюдателя (при стандартных условиях).

ся предположение о люминесценции. Правильность такого предположения могла быть установлена только путем экспериментального выяснения наличия (или отсутствия) у рассматриваемого свечения признаков, свойственных люминесценции. Существует, однако, большое многообразие свечений люминесценции, отличающихся способом возбуждения, длительностью высвечивания, характером спектра, свойствами люминесцирующих веществ и другими признаками. Очевидно, что в данном случае важным является установление наличия или отсутствия не вообще признаков люминесценции, а общих признаков, являющихся для люминесценции необходимыми.

Одним из таких признаков люминесценции, как это отметил С. И. Вавилов, является конечная длительность ($\tau > 10^{-10}$ с) возбужденных состояний. Это свойство люминесценции позволяет воздействовать на ход процесса высвечивания. Можно, например, значительно ослабить яркость или, как принято говорить, «потушить» люминесценцию либо нагреванием люминесцирующего раствора, либо растворением в нем веществ, способных тушить люминесценцию. В обоих случаях ослабление люминесценции происходит вследствие передачи энергии от возбужденных частиц невозбужденным с дальнейшим переходом ее в тепловую.

Точно так же можно изменять поляризацию люминесценции, меняя подвижность частиц, например путем нагревания. Соответствующие опыты показывали, однако, что свечение жидкостей не меняет своей яркости ни при нагревании, ни при растворении в них таких активных тушителей флуоресценции, как йодистый калий, азотнокислое серебро и др. При этом было показано, что обнаруженная у этого свечения заметная поляризация также не меняется. Существенно отметить, что опыты с тушением заведомо флуоресцирующих растворов (например, раствор эскулина в воде), проводившиеся параллельно и в тех же условиях, во всех случаях обнаруживали заметный эффект тушения.

Эти результаты свидетельствовали о практической безынерционности высвечивания и, таким образом, исключали гипотезу люминесценции. Этот вывод находил подтверждение также и в необычном характере поляризации этого свечения. Преимущественное направление вектора электрических колебаний оказалось не

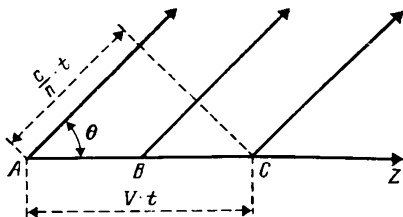
перпендикулярным к возбуждающему пучку лучей, как это должно было бы быть для поляризованной флуоресценции, а параллельным ему.

Таким образом, совокупность данных, полученных уже на первом этапе исследований, позволила установить, что свечение, создаваемое в жидкостях γ -лучами, является не тривиальным. Однако эти данные оказались недостаточными для создания на их основе правильной теории явления. Решение вопроса пришло несколько позднее, после того как в 1936 г. было открыто новое, наиболее замечательное свойство излучения — его направленность [9, 10].

Оказалось, что свечение обладает резко выраженной пространственной асимметрией. Оно испускается только вперед в направлении, образующем некоторый угол с направлением возбуждающего пучка γ -лучей. Установление этого фундаментального свойства излучения оказалось решающим для выяснения его истинной физической природы и создания теории явления. Заслуга создания этой теории принадлежит И. М. Франку и И. Е. Тамму [11].

В этой теории рассматриваемое свечение интерпретируется как излучение электронов, равномерно движущихся в веществе со скоростью, превышающей скорость (фазовую) света в этой среде. Интересно отметить, что на возможность излучения частицы, движущейся со сверхсветовой скоростью, обратил внимание еще в 1901 г. лорд Кельвин [12]. Несколько позднее, в 1904—1905 гг. накануне появления теории относительности, Зоммерфельд теоретически рассмотрел гипотетический случай движения электрона в вакууме со сверхсветовой скоростью [13]. Однако появление теории относительности, согласно которой материальные тела не могут двигаться со скоростью, равной или большей скорости света, сделало выводы Зоммерфельда мало актуальными. Вероятно, это обстоятельство в известной мере послужило причиной того, что задача о движении заряженных частиц в веществе со сверхсветовой скоростью вообще не рассматривалась, как противоречащая теории относительности. Между тем именно при движении в веществе возможны скорости, превышающие скорость света, без какого-либо противоречия теории относительности. Это связано с тем, что в веществе скорость распространения световых волн отличается от скорости

Рис. 1. К механизму излучения



света c в вакууме в n раз, где n — показатель преломления среды, в которой происходит движение. Так как для видимого света $n > 1$, то, следовательно, скорость распространения световых волн в веществе, равная c/n , будет меньше скорости света c в пустоте.

С другой стороны, давно уже известно, что скорость бета-частиц, испускаемых радиоактивными веществами, может быть весьма близка к c . Для этих частиц скорость их движения в веществе может быть больше скорости света c/n в этом веществе, оставаясь в то же время меньше c , в полном соответствии с требованиями теории относительности. Таким образом, движение частиц со сверхсветовой скоростью не только принципиально возможно, но и осуществимо экспериментально.

Предполагая, что скорость электрона, движущегося в среде, больше скорости света, можно из простого качественного рассмотрения получить условие возникновения излучения и установить некоторые весьма важные его свойства. Действительно, пусть электрон равномерно движется в среде в направлении оси z со скоростью $v > c/n$. В каждой точке, через которую проходит электрон, им будет вызвано электромагнитное возмущение, распространяющееся из этих точек как запаздывающая волна. Рассматривая компоненты определенной частоты ω для волн, выходящих из различных точек траектории электрона в некотором направлении θ (рис. 1), можно легко убедиться, что во всех направлениях, кроме направления, для которого $vt \cos \theta = \frac{c}{n} t$, или

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (1)$$

волны погасятся вследствие интерференции. В направлении же, удовлетворяющем условию (1), волны придут к наблюдателю с оптической разностью хода, равной нулю, и, следовательно, в этом направлении будет про-

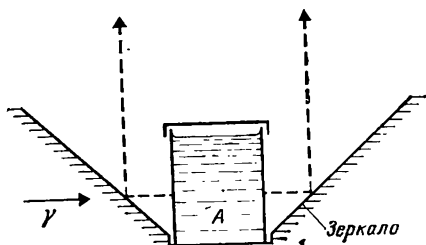
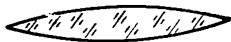


Рис. 2. Схема опыта для определения углового распределения интенсивности излучения

исходить излучение. Это излучение имеет в акустике своего аналога в виде так называемой баллистической

волны, образуемой летящим со сверхзвуковой скоростью снарядом или самолетом (волны Маха). Двумерным аналогом является хорошо знакомая всем носовая волна корабля.

Из равенства (1), которое является одним из важнейших результатов теории Тамма и Франка, следует, что излучение возможно только при условии $\beta n > 1$, т. е. если скорость частицы v больше скорости света c/n . При $\beta n < 1$, или $\beta < 1/n$, излучения не происходит. Таким образом, равенство $\beta n = 1$ определяет энергетический порог излучения. Значение E этого порога зависит от коэффициента преломления n . Поскольку в условие, определяющее этот порог, входит непосредственно не энергия, а скорость частицы β , то, очевидно, что E зависит от массы частицы.

Для иллюстрации сказанного в нижеследующей таблице приводятся значения пороговой энергии E для электронов, π -мезонов и протонов при трех значениях n .

| Вид частиц | Значение пороговой энергии, МэВ | | |
|---------------|----------------------------------|----------------------------------|------------------------------|
| | $n = 1,3$ ($\beta = 0,769$) | $n = 1,5$ ($\beta = 0,667$) | $n = 2$ ($\beta = 0,5$) |
| Электроны | 0,29 | 0,2 | 0,078 |
| π -мезоны | 79 | 47 | 21,5 |
| Протоны | 520 | 320 | 143 |

Теоретическая зависимость между величинами θ , β и n , выражаемая соотношением (1), была проверена экспериментально. Полученные результаты оказались в прекрасном согласии с выводом теории. Схема соответ-

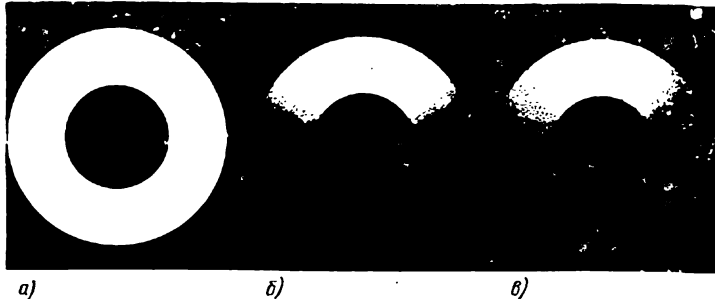


Рис. 3. Фотография углового распределения интенсивности излучения: а — обычная люминесценция (раствор эскулина в воде); б — свечение этилциннамата ($n=1,5804$); в — свечение воды ($n=1,3371$)

ствующего опыта по определению этой зависимости изображена на рис. 2. Пучок γ -лучей падает на тонкостенный сосуд с жидкостью (А на рис. 2). Возникающее в этой жидкости излучение по выходе из сосуда падает на коническое зеркало и по отражении от него направляется на объектив фотоаппарата. Люминесценция, не обладающая свойствами асимметрии, дает изображение, имеющее форму сплошного кольца. Излучение же частиц сверхсветовой скорости дает изображение не в виде сплошного кольца, а в виде двух пятен, угол между которыми равен 2θ .

На рис. 3 приводятся образцы таких фотографий для двух чистых жидкостей (вода и этилциннамат). Там же для сравнения приведена фотография флуоресценции раствора эскулина в воде.

Найденные из измерений по таким фотографиям угловые распределения интенсивности излучения (для четырех жидкостей) приведены на рис. 4. Для каждой из жидкостей получены две кривые, соответствующие возбуждению свечения γ -лучами ThC'' (верхние кривые) и γ -лучами Ra (нижние).

Из кривых рис. 4 легко определяется угол θ . Значения этого угла возрастают с увеличением показателя преломления именно так, как это требуется по теории. Для одной и той же жидкости значения θ , полученные в опытах с γ -лучами ThC'' , больше значений θ , полученных в опытах с γ -лучами Ra. Это различие в измеренных значениях $\theta_{\text{ThC}''}$ и θ_{Ra} позволяет использовать

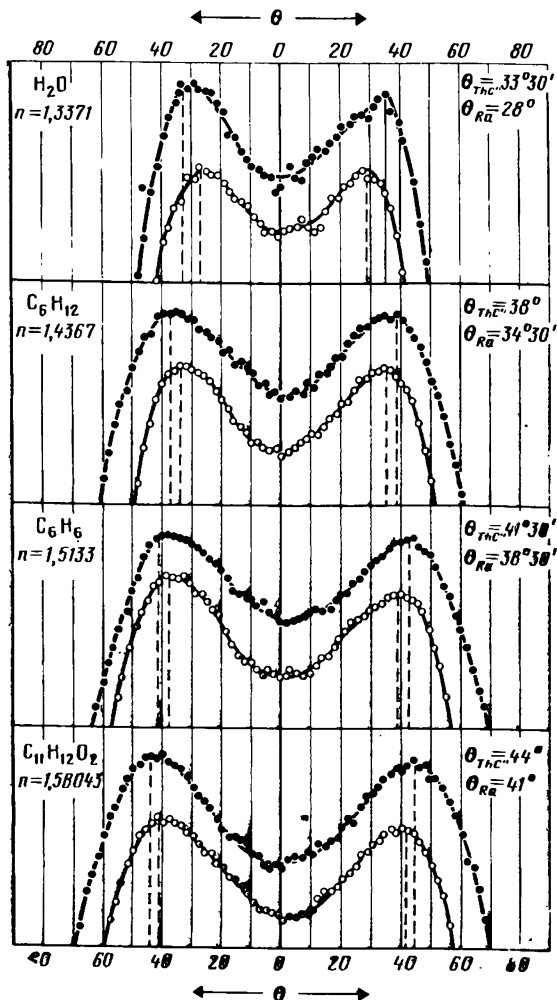


Рис. 4. Угловые распределения интенсивности излучения для жидкостей с разными n , полученные по фотографиям рис. 3. Кривые с черными точками (верхние) соответствуют возбуждению свечения комптоновскими электронами от γ -лучей TCh". Для них $\beta_{\text{эфф}} = 0,896$ (по формуле (1)). Нижние кривые — возбуждение свечения комптоновскими электронами от γ -лучей Ra. В этом случае $\beta_{\text{эфф}} = 0,847$.

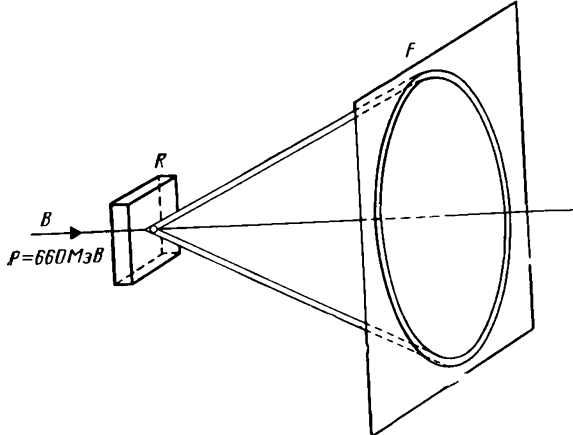


Рис. 5. Схема опыта для получения фотографии сечения конуса излучения плоскостью фотопластинки



Рис. 6. Фотография сечения конуса излучения, полученная в опыте, схема которого приведена на рис. 5. Центральное пятно образовано пучком протонов

соотношение (1) для определения «эффективной» скорости ($\beta_{\text{эфф}}$) комптоновских электронов, вызывающих излучение. Эти скорости оказались соответственно равными 0,896 и 0,847. Этот результат вполне согласуется с более высокой энергией γ -излучения ThC''.

Если рассматривать картину не в плоскости, а в пространстве, то излучение должно распространяться по поверхности конуса, осью которого является траектория

заряженной частицы, а образующая составляет с этой осью угол θ .

Помещая фотопластинку перпендикулярно к пучку быстрых частиц (рис. 5), мы должны получить, кроме изображения следа пучка, и фотографию излучения в форме кольца. Эта фотография изображена на рис. 6. Она получена с помощью тонкого пучка протонов на ускорителе Объединенного института ядерных исследований в г. Дубне.

До сих пор мы вели рассмотрение применительно к некоторой определенной частоте ω . На самом же деле спектр излучения непрерывный. Поскольку среда обладает дисперсией, т. е. показатель преломления n зависит от частоты, это означает, что свет разных длин волн будет распространяться под углами θ , несколько отличающимися друг от друга, даже если скорость частиц β остается строго постоянной. Излучение оказывается как бы спектрально разложенным. Поверхность конуса излучения будет, таким образом, иметь некоторую толщину, причем для среды с нормальным ходом дисперсии с внутренней ее части будет расположен красный участок спектра, а с наружной — фиолетовый. Что это действительно так, показывает снимок части кольца, показанного на рис. 6, сделанный на цветную фотопластинку. Как и фотография 6, этот снимок получен А. П. Зреловым в Объединенном институте ядерных исследований с помощью пучка протонов от синхроциклотрона ($E = 660$ МэВ).

Таким образом, механизм излучения, предложенный Таммом и Франком, уже при качественном рассмотрении делает понятными такие наиболее характерные его свойства, как направленность, малая длительность, высвечивания, наличие порога, универсальность. Строгая количественная теория дает, кроме того, выражение для энергии W , теряемой электроном на рассматриваемое излучение. Это выражение имеет вид

$$W = \frac{e^2 l}{c^2} \int_{\beta n > 1} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\omega, \quad (2)$$

где l — длина пути электрона.

Из этого выражения следует также, что энергия в спектре излучения пропорциональна $1/\lambda^3$, т. е. быстро возрастает в сторону коротких длин волн. Однако в

рентгеновской области излучения не должно быть, так как в этой области $n < 1$. Теория показывает, наконец, что свечение поляризовано именно так, как это установлено еще в первых экспериментах: вектор электрических колебаний лежит в плоскости, проходящей через луч и направление движения частиц.

Все это показывает, что рассмотренная теория с исчерпывающей полнотой описывает все известные до сих пор свойства нового излучения. Создание ее завершило большой цикл исследований, относящихся к открытию, всестороннему экспериментальному изучению и разработке теоретических основ явления, открывшего новое направление в физике — оптику излучателей, движущихся со сверхсветовой скоростью.

II. В связи с отсутствием достаточно чувствительных и удобных средств регистрации, новое излучение в первое время представляло хотя и большой, но все же только принципиальный интерес. Содержащиеся в нем большие потенциальные возможности практического использования, в частности в экспериментальной физике, оставались неиспользованными.

Однако за последние годы в связи с разработкой и созданием фотоумножителей излучение быстрых заряженных частиц приобрело важное прикладное значение, особенно в области исследований по физике высоких энергий.

Несмотря на ничтожно малую интенсивность вспышки излучения, создаваемой одной отдельной частицей, эта интенсивность теперь доступна измерению. Из формулы (2) следует, что при $\beta \cong 1$ число фотонов, испускаемых заряженной частицей, движущейся в среде с $n \cong 1,5$, и приходящихся на видимый участок спектра, достигает 200—300 фотонов/см. При правильном выборе формы и расположения радиатора (так называют среду, в которой движется и создает излучение заряженная частица) значительная доля этого света может быть направлена на фотокатод умножителя. В результате многократного усиления на аноде фотоумножителя появляется импульс тока, в миллионы раз превышающий начальный ток. Этот импульс может быть отмечен соответствующей радиотехнической схемой, и частица будет зарегистрирована. Такое устройство и есть счетчик, в котором для регистрации частиц используется ими же непосредственно создаваемое излучение.

Счетчик этого типа весьма напоминает так называемый сцинтилляционный счетчик, в котором для регистрации заряженных частиц, осуществляемой также с помощью фотоумножителя, используется люминесценция, возникающая при поглощении энергии частиц в сцинтилляторе. Однако по сравнению с ним он обладает рядом существенных преимуществ. Вкратце эти преимущества состоят в следующем.

1. Малая длительность времени высвечивания позволяет осуществить счетчики с очень высокой разрешающей способностью.

2. Наличие порога излучения делает счетчики этого типа нечувствительными к мягкому «допороговому» излучению. Это свойство счетчиков особенно ценно при использовании их в условиях, когда имеется значительный фон от мягкого γ -излучения.

3. Вследствие асимметрии излучения этими счетчиками возможна регистрация только тех частиц, которые движутся в радиаторе по направлению к катоду фотоумножителя. Частицы, движущиеся в обратном направлении, счетчиком не регистрируются. Иными словами, счетчик рассматриваемого типа обладает свойством направленности действия. Эта особенность счетчика была использована Винклером для определения альбедо космических лучей в верхних слоях атмосферы.

В настоящее время в работах Джелли, Маршалла и других авторов описано большое число оригинальных конструкций счетчиков указанного типа. Методическая ценность излучения быстрых частиц заключается не только в его применениях как детектора частиц. Использование своеобразных свойств этого излучения (часто в комбинации с другими методами) в ряде случаев существенно расширяет возможности физического эксперимента.

Известно, например, что определение одного из важнейших параметров частицы — ее массы — может быть выполнено по измерению ее импульса и скорости. Обычно экспериментальные трудности встречаются при измерении скорости. Очевидно, что в некотором диапазоне скоростей частицы, когда β (удовлетворяющее условию $\beta n > 1$) еще достаточно отличается от единицы, скорость частицы может быть легко найдена из соотношения (1) по измеренному значению θ и известному показателю преломления n .

Если известен сорт частиц, то измерение скорости позволяет сразу определить и их энергию. Особенно хорошие результаты этот метод дает при определении энергии протонов на ускорителях в области энергий порядка нескольких сотен МэВ (см. таблицу), где точность измерений энергии доведена до 0,25%.

Выше было уже отмечено, что наличие у излучения энергетического порога делает счетчик нечувствительным к частицам малых энергий. Подбирая радиатор с подходящим значением n , можно менять энергию порога E . Очевидно, что два счетчика с заранее выбранными различными значениями пороговой энергии E_1 и E_2 , включенные в надлежащей последовательности по схеме антисовпадений, будут регистрировать только те частицы, скорость которых лежит в пределах, определяемых порогами E_1 и E_2 . Подобный прием был с успехом применен Сэгре и его сотрудниками в их замечательной работе, приведшей к открытию антипротона.

Другое интересное использование свойств излучения нашло место при изучении широких ливней космических лучей. При изучении этих ливней установками с обычными счетчиками на некоторой высоте регистрируются только частицы, являющиеся далекими «потомками» первичной частицы. Все другие частицы, образовавшиеся в предшествующих стадиях развития ливня и успевшие уже исчезнуть, этими установками не регистрируются. Однако, поскольку частицы ливня обладают громадными энергиями, они способны создавать в воздухе излучение рассматриваемого типа, идущее практически в том же направлении. Это излучение при благоприятных условиях доходит до поверхности Земли и может быть зарегистрировано фотоумножителем. Этот метод дает более полную картину ливня и позволяет получить ценные сведения о процессе его развития.

Для космологии важное значение имеет выяснение вопроса о содержании в составе первичного космического излучения вне атмосферы Земли ядер, более тяжелых, чем ядра водорода. Соответствующие опыты проводятся сейчас на спутниках. В этих опытах используется то обстоятельство, что интенсивность излучения частиц сверхзвуковой скорости пропорциональна квадрату заряда частицы. Поэтому регистрируемые счетчиком импульсы от частиц разного заряда должны отличаться по амплитудам. Анализ амплитудного распределения поз-

волит получить данные о распределении тяжелых частиц в космическом излучении в зависимости от их порядкового номера.

Последнее, на чем я хотел бы остановиться, — это использование излучения быстрой частицы для определения ее энергии, когда эта энергия весьма велика. В этом случае измерение энергии частицы по отклонению в магнитном поле становится невозможным. Можно, однако, попытаться определить ее, измерив полную энергию, которую частица затрачивает на излучение рассмотренного нами типа. Для этой цели необходимо использование весьма прозрачных, плотных радиаторов с толщиной, достаточной для полного развития ливня. Наиболее подходящим для указанной цели радиатором является вода. В Физическом институте Академии наук СССР сооружается установка для измерения энергии космических частиц этим методом.

Рассмотренные примеры показывают, насколько уже стало важным значение излучения частиц сверхсветовой скорости в экспериментальной физике. Однако этим далеко не исчерпываются все возможности практического использования данного излучения. Несомненно, круг его применений будет и в дальнейшем быстро расширяться.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Черенков П. А. ДАН, 2, 451 (1934).
2. Вавилов С. И. ДАН, 2, 457 (1934).
3. Wawilow S. I. и Tumermann L. A. Zs. f. Phys. 54, 270 (1929).
4. Newcomer Z. S. Journ. Amer. Chem. Soc. 42, 1997 (1920).
5. Frenzel Z. и Schultes Z. Zs. f. Phys. Chem. (B) 27, 421 (1934).
6. Curie Eve. Madame Curie, London (1941).
7. Mallet M. L. C. R. 183, 274 (1926); 187, 222 (1928); 188 445 (1934).
8. Брумберг Е. М. и Вавилов С. И. Изв. АН ОМОН, сер. VII, 919 (1933).
9. Черенков П. А. ДАН, 3 (XII), 413 (1936).
10. Черенков П. А. ДАН, 14, 99 (1937).
11. Тамм И. Е. и Франк И. М. ДАН, 14, 107 (1937).
12. Lord Kelvin, Nineteenth Century, Clouds over Dynamical Theory of Heat and Light, Phil. Mag., July, 1901.
13. Sommerfeld A. Götting. Nachricht. 99, 363 (1904); 201 (1905).
14. Winckler U., Phys. Rev. 85, 1054 (1952).
15. Jelley J. V. Cerenkov Radiation and its Applications, Pergamon Press, London, 1958.
16. Mather R. L. Phys., Rev. 84, 181 (1951).

**ОБЩИЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ,
ИСПУСКАЕМОГО СИСТЕМАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ
СО СВЕРХСВЕТОВЫМИ СКОРОСТЯМИ,
И НЕКОТОРЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ К ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ¹**

Механизм излучения света системой, движущейся со сверхсветовой скоростью, весьма прост; он одинаков для излучения при соответствующих условиях всех видов волн, как электромагнитных, так и звуковых, волн на поверхности воды и т. д.

Рассмотрим какую-либо систему, которая в принципе может испускать интересующее нас излучение, например электрически заряженную частицу в случае света, снаряд или самолет в случае звука и т. д. До тех пор пока скорость этой системы как целого меньше, чем скорость распространения соответствующих волн в окружающей среде, излучение может быть вызвано только колебательным движением системы как целого или какой-либо ее части, например, периодическим движением электрона в атоме или вращением пропеллера в самолете. Частота испускаемого излучения, очевидно, определяется частотой возбуждающего периодического движения. Точнее говоря, для возможности излучения не обязательно необходимо периодическое движение; существенно лишь, чтобы движение было неравномерным² (другими словами, скорость его должна изменяться во времени).

Однако когда скорость системы становится больше, чем скорость рассматриваемых волн, тогда вступает в игру совершенно новый механизм излучения, благодаря которому начинает излучать даже система, движущаяся с постоянной скоростью. Обозначим через $c'(\omega)$ скорость распространения волн частоты ω в окружающей систему среде. Тогда, как правило, излучение системы,

¹ Лекция, прочитанная при вручении Нобелевской премии 11 декабря 1958 г. в Стокгольме.

² По поводу исключения из этого правила, так называемого переходного излучения, смотри работу В. Л. Гинзбурга и И. М. Франка, ЖЭТФ, 16, 25 (1946).



Академик Игорь Евгеньевич ТАММ

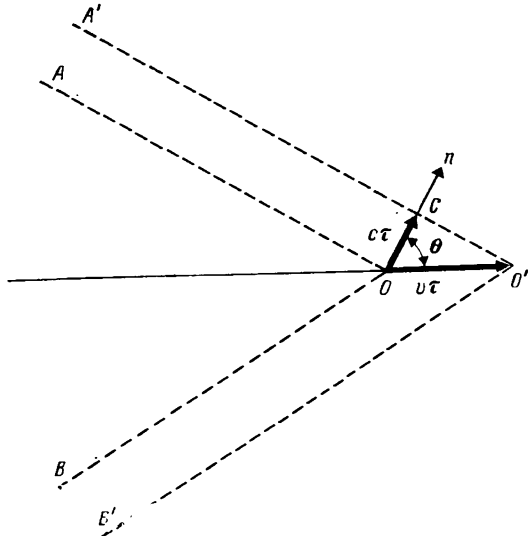


Рис. 1

движущейся в среде с постоянной скоростью v , содержит в себе все частоты, удовлетворяющие основному условию:

$$v > c'(\omega). \quad (1)$$

Это излучение отличается резко выраженной направленностью — волны данной частоты ω испускаются только под определенным углом θ относительно направления движения системы; этот угол определяется соотношением

$$\cos \theta = \frac{c'(\omega)}{v}. \quad (2)$$

Для доказательства фундаментальных соотношений (1) и (2) достаточно учесть только то обстоятельство, что при скоростях, больших и малых, поле равномерно движущейся системы должно быть стационарным относительно этой системы. Если система излучает, это означает, что ее поле содержит по крайней мере одну свободную волну (свободная волна частоты ω по определению распространяется в среде с характерной фазо-

вой скоростью c' (ω) на сколь угодно большое расстояние от источника).

Пусть O и O' (см. рисунок) — положения равномерно движущейся системы в два последовательных момента времени $t = 0$ и $t = \tau$. Фаза волны, испускаемой системой, должна быть стационарной относительно этой системы. Это означает, что если AO изображает фронт волны³, который в момент времени $t = 0$ проходит через систему, находящуюся в O , то этот фронт, распространяясь в среде со скоростью c' (ω), будет постоянно сопровождать систему и, в частности, в момент времени $t = \tau$ будет занимать такое положение $A'O'$, при котором он проходит через O' . Поскольку направление распространения свободной волны перпендикулярно к фронту волны, угол OCO' прямой, откуда сразу вытекает фундаментальное соотношение (2).

Так как значение косинуса всегда меньше единицы, то условие (1) непосредственно вытекает из соотношения (2).

Все указанные общие свойства излучения уже давно были известны в аэродинамике. Ударные волны, излучаемые при сверхзвуковых скоростях, называются волнами Маха; излучение этих волн начинается тогда, когда скорость снаряда или самолета начинает превышать скорость звука в воздухе. Излучение волн означает потерю энергии движущимся телом, и эти потери оказываются столь значительными, что обуславливают основную долю сопротивления движению самолета, обладающего сверхзвуковой скоростью.

Это обстоятельство и является той причиной, по которой для преодоления звукового барьера, т. е. для достижения сверхзвуковых скоростей в авиации, необходимо весьма значительное увеличение мощности моторов.

Мы воспринимаем излучение волн Маха летящим снарядом в виде хорошо известного свиста или воя, возникающего при его движении. Именно поэтому, выяснив совершенно аналогичный механизм излучения Вавилова—Черенкова, т. е. излучения света при движении быстрых электронов, мы стали называть это явление «поющими электронами».

³ Фронт волны благодаря цилиндрической симметрии задачи представляет собой конус; AOB представляет собой сечение такого конуса плоскостью чертежа.

Здесь я должен пояснить, что мы в Советском Союзе называем это излучение «излучением Вавилова—Черенкова», а не просто «черенковским излучением», чтобы подчеркнуть определяющую роль покойного С. И. Вавилова в открытии этого излучения.

Вы видите, что механизм этого излучения чрезвычайно прост. Само это явление могло быть легко предсказано на основе классической электродинамики за много десятилетий до того, как оно было фактически обнаружено. Почему же это открытие столь запоздало? Мне кажется, что мы имеем дело с поучительным примером отнюдь не редкой в развитии науки ситуации, когда научный прогресс тормозится некритическим применением правильных физических принципов к явлениям, выходящим за пределы применимости этих принципов.

В течение многих десятков лет всех молодых физиков учили, что свет (и электромагнитные волны вообще) могут излучаться только при неравномерном движении электрических зарядов. При доказательстве этой теоремы, явно или неявно, используется тот факт, что теория относительности не допускает движений со сверхзвуковой скоростью; согласно этой теории никакое материальное тело не в состоянии даже достичь скорости света. Тем не менее в течение долгого времени эта теорема считалась справедливой без всяких оговорок.

Более того, когда И. М. Франк и я уже разработали математически правильную теорию излучения Вавилова—Черенкова, мы все еще пытались разными способами, которые для нас самих сегодня уже непостижимы, примирить наши результаты с утверждением, что для излучения необходимо ускорение. И лишь на следующий день после первого нашего доклада об этой теории на коллоквиуме Физического института мы внезапно узрели простую истину: предельной скоростью для материальных тел является скорость света в вакууме (обозначаемая нами через c), тогда как заряд, движущийся в среде с постоянной скоростью v , начинает излучать при условии $v > c'(\omega)$, причем значение $c'(\omega)$ определяется свойствами среды. Если $c'(\omega) < c$, то это условие вполне может быть выполнено без нарушения требований теории относительности ($c' < v < c$).

Когда наша работа была уже в основном законче-

на, академик А. Ф. Иоффе указал нам на работу А. Зоммерфельда, опубликованную в 1904 г., в которой рассматривалось поле электрона, движущегося с постоянной скоростью, большей, чем скорость света, и была вычислена сила сопротивления такому движению, вызванная испускаемым электроном излучением. Однако Зоммерфельд рассматривал движение электрона только в вакууме. Годом позже возникла теория относительности; движение, рассмотренное Зоммерфельдом, оказалось согласно этой теории невозможным, и работа Зоммерфельда была совершенно забыта. Впервые за много лет после ее опубликования она была процитирована в нашей работе 1937 г.

Позвольте мне теперь вернуться к общим свойствам излучения, испускаемого при сверхсветовых скоростях. В дополнение к уже указанным свойствам новые и весьма характерные особенности этого излучения были выявлены в работах И. М. Франка (1943 г.) и В. Л. Гинзбурга и И. М. Франка (1947 г.).

Пусть система A , движущаяся с постоянной скоростью v , излучает некоторую порцию энергии ϵ в направлении, определяемом единичным вектором n . Закон сохранения энергии выражается уравнением

$$\epsilon + \Delta T + \Delta U = 0, \quad (3)$$

где ΔT и ΔU обозначают соответственно обусловленное излучением приращение кинетической энергии T поступательного движения системы A и приращение энергии U ее внутренних степеней свободы. С другой стороны, если излученная энергия ϵ распространяется в среде со скоростью c' в определенном направлении n , то она обладает импульсом ϵ/c' , направленным по n ⁴. Следовательно, закон сохранения импульса приводит к векторному уравнению

$$\frac{\epsilon}{c'} n + \Delta p = 0, \quad (4)$$

⁴ Для электромагнитного излучения было непосредственно показано, как путем квантовомеханического рассмотрения (В. Л. Гинзбург, 1940 г.), так впоследствии и на основе классической электродинамики (Маркс и Джорджи, 1955 г.), что величина ϵ/c' (где c' — фазовая скорость) действительно равна полному излученному импульсу, включающему в себя как импульс собственно излучения, так и импульс, приобретаемый средой.

где p — импульс системы A . Если изменение импульса Δp мало по сравнению с самим импульсом p , то тогда согласно общему правилу

$$v \Delta p = \Delta T. \quad (5)$$

Из этих трех простых и весьма общих соотношений следует, что

$$\Delta U = -\varepsilon(1 - v \cos \theta/c'), \quad (6)$$

где θ — угол между направлениями v и p .

Если система A не имеет внутренних степеней свободы (это, например, имеет место для точечного заряда), тогда $\Delta U = 0$ и уравнение (6) сводится к уже рассмотренному соотношению (2). Тем самым мы еще раз получили это фундаментальное соотношение, однако путем совершенно иных рассуждений. С другой стороны, если система обладает внутренними степенями свободы (скажем, колебательными) и если ее скорость мала ($v \ll c'$), то тогда, как обычно, ее внутренняя энергия U уменьшается на величину, равную величине ε излученной энергии.

Однако при сверхсветовых скоростях ($v > c'$) величина, стоящая в скобках выражения (6), может стать отрицательной, и излучение энергии системой может сопровождаться положительным приращением ($\Delta U > 0$) ее внутренней энергии U . Так, например, атом, находившийся первоначально в невозбужденном состоянии, испускает свет и в то же самое время переходит в возбужденное состояние! В подобных случаях как энергия излучения, так и энергия возбуждения, очевидно, заимствуются из кинетической энергии поступательного движения T , так что самовозбуждение системы сопровождается соответствующим замедлением движения системы как целого.

Соотношение (6), выявившееся при обсуждении оптических проблем, но имеющее совершенно общий характер, может оказаться полезным в аэродинамике (подобно тому как соотношения (1) и (2), полученные в аэродинамике, оказались полезными в оптике).

Конечно, строгий расчет сверхзвукового движения автоматически учитывает все, в том числе и возможное самовозбуждение некоторых видов колебаний в сверхзвуковом самолете. Однако такой строгий расчет неизбежно чрезвычайно сложен. Поэтому соотношение (6)

может оказаться полезным тем, что оно дает представление о сущности механизма некоторых из тех явлений, которые становятся возможными при сверхзвуковых скоростях.

Нужно, однако, отметить, что соотношение (6) учитывает только затухание колебаний, связанное с излучением, тогда как в случае механических колебаний частей самолета этот вид затухания пренебрежимо мал по сравнению с затуханием, вызванным внутренним трением вибрирующих материалов. Имеются и другие отличия акустического излучения от оптического. Поэтому вопрос о том, имеют ли упомянутые явления какое-либо значение в сложнейшей проблеме сверхзвукового полета, следует считать открытым.

Теперь я хочу рассмотреть в качестве примера приложение общей теории к одной определенной области явлений, а именно, к физике плазмы.

В качестве введения мы начнем с нескольких замечаний относительно механизма энергетических потерь, испытываемых быстрыми заряженными частицами при прохождении через вещество. Излучение Вавилова—Черенкова составляет только часть (и обычно весьма незначительную часть) этих потерь, которые в основном обусловлены ионизацией и возбуждением атомов среды, через которую проходят частицы. Однако математическая трактовка, использованная И. М. Франком и мною при подсчете потерь на излучение, оказалась удобной и для рассмотрения проблемы в целом; она была в 1940 г. применена Э. Ферми к подсчету полных энергетических потерь движущейся заряженной частицы. Исключения составляют только потери, связанные с лобовыми соударениями частиц с атомами среды, которые должны подсчитываться отдельно. Главное отличие работы Ферми от нашей работы состоит в том, что мы считали среду, в которой движется частица, прозрачной, тогда как Ферми учитывал не только поляризацию среды, вызываемую электрическим полем частицы, подобно тому, как это делали мы, но принимал также во внимание поглощение электромагнитных волн в среде. Ферми показал, что обусловленное поляризацией среды экранирование поля частицы, которое не учитывалось в предшествующих работах по этому вопросу, существенно уменьшает потери энергии очень быстрых частиц.

Мы не можем здесь давать обзор многочисленных

работ по этому вопросу, в которых теория Ферми была значительно углублена и расширена. Но для того чтобы получить некоторое представление о механизме явления, мы рассмотрим более подробно процессы, происходящие в плазме (т. е. в высокой степени ионизованном газе), которая в интересующих нас отношениях является простейшей из всех сред. У меня нет собственных работ по этому вопросу, так что я буду излагать работы других авторов, давая ссылки лишь на работы последнего времени и не ссылаясь явно на работы, ставшие классическими, как, например, работы Н. Бора.

Потери энергии заряженных частиц, проходящих через плазму, могут быть разделены на две части. Представим себе цилиндр, ось которого совпадает с траекторией частицы, а радиус равен дебаевскому радиусу D :

$$D = \sqrt{\frac{\kappa T}{4\pi N e^2}}.$$

Взаимодействие пролетающей частицы с частицами плазмы, находящимися внутри этого цилиндра, должно рассматриваться микроскопически; возникающие при этом потери энергии обусловлены так называемыми близкими соударениями. Взаимодействие же быстрой частицы с плазмой, расположенной вне цилиндра, может рассматриваться макроскопически; результирующие потери энергии называются когерентными. В обычных условиях оба вида потерь играют примерно одинаковую роль; но в очень горячей и разреженной плазме, имеющей столь важное значение в термоядерных исследованиях, сечение прямого кулоновского взаимодействия заряженных частиц оказывается малым и когерентные потери становятся преобладающими.

Показатель преломления плазмы n для всех частот меньше единицы, так что скорость света в плазме $c' = c/n$ всегда больше скорости света в вакууме c . Поэтому может показаться, что эффект Вавилова—Черенкова вообще не может иметь места в плазме. Однако это не так. Во-первых, только скорость поперечных электромагнитных волн в плазме $c'(\omega)$ превосходит скорость c при всех частотах, тогда как это не имеет места для скорости плазменных волн в собственном смысле этого слова. Плазменными волнами называются продольные волны, в которых разноименно заряженные частицы плазмы совершают колебания в противоположных направ-

лениях; возникающее при этом электрическое поле играет роль квазиупругой силы. Во-вторых, в магнитной плазме, т. е. в плазме, помещенной во внешнее магнитное поле, волны обоого вида, световые и плазменные, оказываются взаимосвязанными, так что между поперечными и продольными волнами невозможно провести четкое различие. В результате показатель преломления света делается зависимым от направления его распространения и поляризации, и в некоторой области значений этих параметров становится бóльшим единицы, так что эффект Вавилова—Черенкова становится возможным.

Начнем с рассмотрения когерентных потерь энергии заряженной частицы, движущейся в плазме без внешнего магнитного поля. Эти когерентные потери почти нацело обусловлены возбуждением продольных плазменных волн; механизм этого возбуждения вполне эквивалентен механизму излучения света в эффекте Вавилова—Черенкова. Фазовая скорость плазменных волн равна

$$c' = \sqrt{3v_T + \frac{\omega_0^2}{k^2}},$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор, $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m}}$ — так называемая плазменная частота и v_T — средняя тепловая скорость плазменных электронов. Пока скорость v рассматриваемых частиц меньше, чем $\sqrt{3}v_T$, необходимое условие излучения плазменных волн $v > c'$ не может быть выполнено; при этих скоростях практически все потери энергии, испытываемые частицей, обязаны близким соударениям. Но когда скорость частицы v превышает $\sqrt{3}v_T$, тогда в некоторой области длин волн $\lambda = 2\pi/k$ условие $v > c'$ выполняется и возникают когерентные потери⁵.

Разрешите мне теперь сделать небольшое отступление и переключить ваше внимание от плазмы к твердо-

⁵ То обстоятельство, что короткие плазменные волны очень сильно поглощаются самой плазмой, не оказывает влияния на явление, поскольку условие излучения $c'(\omega) < v$ удовлетворяется лишь для достаточно длинных плазменных волн ($\lambda > D$), коэффициент затухания которых достаточно мал по сравнению с их частотой.

му телу. При достаточно высоких частотах валентные электроны в металлах могут рассматриваться как свободные, и, следовательно, можно считать, что они вместе с металлическими ионами образуют своего рода плазму. Плазменная частота пропорциональна квадратному корню из плотности плазменных электронов. Так как плотность электронов в металлах значительно больше, чем в обычной плазме, то частота плазменных волн в металлах значительно выше, чем в обычной плазме, и по порядку величины соответствует $\hbar\omega \sim 10$ эВ.

По аналогии с явлениями в обычной плазме мы можем ожидать, что при прохождении быстрых электронов через металлическую пленку должны возникать наряду со всеми остальными видами потерь энергии также и потери, связанные с возбуждением плазменных волн только что описанным механизмом. Это и имеет место в действительности. Хорошо известно, что быстрые электроны, проходящие через тонкую металлическую пленку, часто испытывают в ней большие дискретные потери энергии порядка 10 эВ. Я отошлю вас за подробностями к статье Д. Пайнса (1956 г.), в которой показано, что элементарная теория возбуждения плазмы в металле быстрыми заряженными частицами, весьма аналогичная упомянутой выше теории возбуждения обычной плазмы, настолько хорошо согласуется с опытными фактами, относящимися к дискретным энергетическим потерям в металлах, что, по словам автора, «проблемой скорее является вопрос, почему наблюдается столь хорошее согласие, а не объяснение некоторых несоответствий».

Вновь возвращаясь к обычной плазме, я хотел бы отметить, что поглощение плазменных волн в самой плазме обусловлено своего рода обратным эффектом Вавилова—Черенкова.

Обычно необходимым условием заметного поглощения волн является наличие резонанса между частотой волны и одной из собственных частот поглощающей системы, например атома. Так, например, свободный электрон, который в отличие от связанного электрона не обладает собственной частотой, совершает в поле волны периодические колебания, попеременно приобретая и вновь теряя кинетическую энергию, что не может привести к заметному поглощению энергии волны.

Однако существует еще и другой, не резонансный

механизм поглощения волн. В том случае, если скорость θ свободного электрона больше, чем скорость волны ($v > c'$), проекция скорости электрона на направление распространения волны $v \cos \theta$ может стать равной скорости волны:

$$v \cos \theta = c'. \quad (7)$$

В этом случае электрон как бы едет верхом на гребне волны, поэтому направление действующей на него силы не изменяется с течением времени. Таким образом, электрон непрерывно поглощает энергию волны до тех пор, пока его скорость не возрастет настолько, что он выпадет из фазы с волной.

Таков механизм поглощения плазменных волн⁶: условие (7), отбирающее те электроны плазмы, которые участвуют в процессе поглощения, совпадает с фундаментальным соотношением (2) для излучения⁷.

Коэффициент затухания плазмы γ впервые был вычислен в 1946 г. Л. Ландау. Изменив обозначения, принятые Ландау, можно представить экспоненциальный член полученной им формулы в следующем виде:

$$\gamma \sim \exp \left(-\frac{\pi u^2}{2\kappa T} \right), \quad (8)$$

где $u = \omega_0/k$. В области применимости формулы Ландау отношение ω_0/k равно скорости рассматриваемой волны c' . Таким образом, согласно (8) затухание плазменной волны пропорционально плотности плазменных электронов, обладающих по закону Максвелла скоростью u , равной скорости волны. Таким образом, формула (8) полностью соответствует только что рассмотренному механизму поглощения.

⁶ В принципе этот механизм поглощения был указан уже в 1949 г. Бомом и Гроссом. Работа этих авторов тесно связана с более ранней работой А. Власова. Детальное и очень поучительное математическое рассмотрение вопроса было приведено Р. Сагдеевым и В. Шафрановым на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в сентябре 1958 г.

⁷ Излучение имеет место, если скоростью u обладает, скажем, один электрон или сгусток таких электронов, причем размеры этого сгустка малы по сравнению с длиной испускаемого излучения. Если, однако, электроны данной скорости u равномерно распределены в пространстве, то они не излучают, так как их волновые поля взаимно компенсируются в результате интерференции. Однако они могут поглощать энергию.

В недавно появившейся работе, касающейся механизма спорадического солнечного радиоизлучения, В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков (1958 г.) применили и развили изложенную выше теорию к новой и очень интересной области физики, начало которой было заложено здесь, в Швеции, профессором Альфвенем. Они, в частности, показали, что хорошо известная неустойчивость пучка заряженных частиц, проходящих через плазму, с квантово-теоретической точки зрения обязана отрицательному поглощению плазменных волн проходящим пучком частиц (индуцированное излучение волн частицами пучка преобладает над истинным поглощением).

Заканчивая свое выступление, я хотел бы упомянуть одну проблему, которая имеет довольно существенное значение для увлекательной и повсеместно разрабатываемой задачи регулирования термоядерных реакций и использования их в мирных целях; это проблема нагрева плазмы. Первые стадии нагрева легко осуществляются путем возбуждения в плазме электрического тока. Однако сечение кулоновского соударения заряженных частиц убывает обратно пропорционально четвертой степени их относительной скорости; поэтому в горячей и очень разреженной плазме эти столкновения становятся пренебрежимо редкими. Очевидно, нагревание током становится в этих условиях практически непригодным: лишь очень малая часть энергии упорядоченного движения плазменных электронов, вызванного приложенным к плазме внешним полем, переходит при этих условиях в джоулево тепло.

В настоящее время обсуждаются многочисленные предложения, касающиеся возможных способов дальнейшего нагрева плазмы. В качестве примера можно указать так называемое магнитное накачивание (magnetic pumping). Я ограничусь здесь кратким описанием двух таких предложений, тесно связанных с проблемами, которыми посвящен мой доклад.

Во-первых, нагревание плазмы с помощью пучка быстрых заряженных частиц, инжектированных в плазму извне, в принципе возможно даже в том случае, если плазма сильно разогрета и очень разрежена. Хотя в такой плазме энергетические потери быстрых частиц, связанные с близкими соударениями, становятся пренебрежимо малыми, когерентные потери энергии, о которых

речь шла выше, не зависят от сечения соударений и становятся преобладающими.

В этой связи необходимо подчеркнуть два обстоятельства. Во-первых, в принципе нагревание может быть осуществлено пучком быстрых заряженных частиц, движущихся не в самой плазме, а вне ее, параллельно ее граничной поверхности. Действительно, как мы видели, когерентные потери энергии связаны с возбуждением быстрыми частицами плазменных волн. Те из этих волн, длина которых велика по сравнению с расстоянием от пучка до границы плазмы, будут возбуждаться внешним пучком ничем не хуже, чем пучком, проходящим внутри плазмы. На это обстоятельство впервые указал Л. И. Мандельштам в связи с обычным излучением Вавилова—Черенкова. Впоследствии В. Л. Гинзбург (1947 г.) предложил метод генерации микрорадиоволн с помощью быстрых частиц, движущихся вдоль поверхности диэлектрика или в полости, проходящей через диэлектрик, обладающей надлежащими характеристиками.

Вторым обстоятельством, заслуживающим внимания, является то, что если пучок состоит из последовательности отдельных сгустков заряженных частиц, то все частицы каждого отдельного сгустка будут когерентно генерировать те плазменные волны, длина которых велика по сравнению с размерами сгустков. Следовательно, интенсивность этих волн будет пропорциональна не числу частиц в сгустке, а квадрату этого числа. Очевидно, что это обстоятельство позволяет весьма значительно усилить разогревающее действие пучка.

Рассмотрим теперь другой возможный метод нагрева плазмы. В 1958 г. Морозов рассчитал возбуждение так называемых магнитоакустических волн в магнитной плазме (напомню, что так называют плазму, на которую наложено внешнее магнитное поле); обусловленное круговым электрическим током, движущимся с достаточной скоростью в направлении, перпендикулярном к плоскости тока. Круговой ток может перемещаться внутри плазмы — можно себе представить плазменное кольцо, несущее ток, которое инжектируется извне внутрь той плазмы, которую хотят нагреть. Однако интересующий нас круговой ток может перемещаться и вне плазмы, вдоль поверхности сосуда, содержащего плазму; такой внешний ток вполне аналогичен внешнему пучку частиц, о котором я уже упоминал.

Генерация волн движущимся током является частным случаем излучения Вавилова—Черенкова. Морозов показал, что при определенных условиях поглощение плазмой магнитоакустических волн, генерируемых указанным способом, в принципе может привести к очень сильному разогреванию плазмы. Разумеется, скорость перемещения тока должна превышать скорость распространения генерируемых волн. Одной из причин большой эффективности нагревания плазмы током является когерентность волн, испускаемых отдельными его элементами. В этом отношении имеется определенная аналогия между током и сгустками заряженных частиц, и мощность излучения тока пропорциональна квадрату силы тока.

Имеется еще другая возможность использования излучения Вавилова—Черенкова, создаваемого током. Хорошо известно, что токи, возбуждаемые в плазме, обычно концентрируются благодаря пинч-эффекту в тонкий шнур, отличающийся чрезвычайной неустойчивостью. Поэтому в практических приложениях обеспечение стабильности плазменного шнура часто имеет решающее значение. Если стенки сосуда, содержащего плазму, изготовлены из проводника, то при приближении плазменного тока к стенке в ней будут индуцироваться токи Фуко, что приведет к отталкиванию тока обратно от стенки. Методы стабилизации тока, основанные на этом явлении, были независимо предложены учеными в различных странах и были применены в многочисленных термоядерных экспериментах, однако оказались не очень удовлетворительными. Морозов и Соловьев недавно (1958 г.) предложили изготавливать стенки сосудов, содержащих плазму, не из проводящих материалов, а из материалов, в которых скорость распространения электромагнитных волн в соответствующем диапазоне частот была бы возможно малой. Если ток, текущий в плазме параллельно поверхности такой стенки, смещается по направлению к этой поверхности со скоростью, превышающей скорость распространения волн определенной частоты в материале стенки, тогда этот ток должен излучать волны этой частоты внутри стенки. Сила отдачи, действующая на излучающий ток, приведет к отталкиванию тока от стенки и тем самым к стабилизации тока.

Я хочу подчеркнуть, что у меня нет какого-либо определенного мнения о возможных преимуществах или не-

достатках упомянутых методов нагревания и стабилизации плазмы, а также о возможностях их технического осуществления. Эти методы были выбраны мною лишь в качестве иллюстрации применения той общей теории, которую я изложил в начале доклада.

Те приложения теории, о которых я смог здесь упомянуть, по необходимости относились к весьма ограниченной области физики. Я могу лишь надеяться на то, что мне удалось в известной степени создать у вас впечатление, что имеются дальнейшие возможности применения этой теории к новым и интересным физическим проблемам и что работа в этом направлении может оказаться полезной для решения этих проблем или по крайней мере для лучшего понимания общего физического механизма явлений, играющих роль в этих проблемах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Bohm D. Gross E. P. (1949), Phys. Rev., 75, 1864.
2. Fermi E. (1940), Phys. Rev., 57, 485.
3. Frank I. M. (1943), G. Phys. USSR, 7, 49.
4. Гинзбург В. Л. (1947), ДАН СССР, 56, 145.
5. Гинзбург В. Л., Франк И. М. (1945), G. Phys. USSR, 9, 353.
6. Гинзбург В. Л., Франк И. М. (1947), ДАН СССР. 56, 583.
7. Гинзбург В. Л., Железняков В. В. (1958), Астрон. журн. 35, 694.
8. Ландау Л. Д. (1946), ЖЭТФ, 16, 574.
9. Marx G. and Gyorgyi G. (1955), Ann. der Phys. 16, 241.
10. Морозов А. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М., Изд-во АН СССР, 1958, т. IV, с. 331.
11. Морозов А. и Соловьев Л. Там же, с. 391.
12. Pines D. (1956), Rev. Mod. Phys., 28, 184.
13. Sommerfeld A. (1904), Göffing. Nachricht, 99, 363.
14. Тамм И. Е. (1939), G. Phys. USSR, 1, 139.
15. Тамм И. Е., Франк И. М. (1957), ДАН СССР, 14, 109.

И. М. ФРАНК

ОПТИКА ИСТОЧНИКОВ СВЕТА, ДВИЖУЩИХСЯ В ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ СРЕДАХ¹

§ 1. Особенности излучения в среде

В течение ряда лет эффект Вавилова—Черенкова представлялся только своеобразным и притом трудно наблюдаемым оптическим явлением. Для получения свечения пользовались радиоактивными препаратами, а его наблюдение производилось визуально [1]. Слабость свечения, казалось бы, исключала всякую возможность применения этого явления в физике, а тем более в технике.

С момента появления теории эффекта Вавилова—Черенкова [2, 8] это явление можно было рассматривать как пример оптики сверхсветовых скоростей. Это был единственный пример из этой области и притом, казалось бы, обособленный от всех известных физических явлений. Было очевидно, что в принципе возможны и другие проявления оптики сверхсветовых скоростей, однако их наблюдение представлялось крайне сложным. Так, уже первые расчеты показали, что излучение Вавилова—Черенкова, создаваемое не электрическим зарядом, а, например, магнитным моментом электрона, настолько слабо, что лежит вне возможностей экспериментального обнаружения [3]. Было также очевидно, что трудно создать условия для наблюдения атома, летящего со сверхсветовой скоростью [4].

Теоретическое рассмотрение всех этих вопросов в течение ряда лет представляло интерес в основном лишь с принципиальной точки зрения.

Развитие ядерной физики и усовершенствование экспериментальной техники привело в последние годы к тому, что эффект Вавилова—Черенкова нашел многочисленные применения в физике частиц высокой энергии. Выяснилась также связь этого явления со многими

¹ Лекция, прочитанная при вручении Нобелевской премии 11 декабря 1958 г. в Стокгольме.



Академик Илья Михайлович ФРАНК

другими проблемами, например с физикой плазмы, астрофизикой, проблемой генерации радиоволн, проблемой ускорения частиц и т. д.

Сейчас становится не только законным, но и, по существу, необходимым более широкий подход к трактовке явлений, связанных с эффектом Вавилова—Черенкова.

Естественно поставить вопрос об особенностях излучения, которое может создаваться не только электрическим зарядом, но и любым источником света, движущимся в преломляющей среде [5]. Такая общая постановка вопроса, охватывающая, в частности, и эффект Вавилова—Черенкова, теперь представляет интерес не только с принципиальной точки зрения. Можно надеяться, что уже в ближайшем будущем некоторые из этого круга явлений станут предметом экспериментального изучения.

Наши представления о механизме взаимодействия быстро движущейся частицы со средой претерпели со времени открытия эффекта Вавилова—Черенкова значительные изменения.

Ранее казалось очевидным, что излучение, возникающее при электромагнитном взаимодействии частиц высокой энергии со средой, — это всегда один из видов тормозного излучения. Основную энергию в таком излучении несут фотоны большой энергии. Для испускания и распространения таких фотонов оптические свойства среды не существенны. Считалось также, что процессы ионизации и возбуждения быстрыми частицами можно рассматривать как сумму независимых взаимодействий этих частиц с отдельными атомами и молекулами. Отсюда следовал вывод, что и вообще для взаимодействия частиц высокой энергии с веществом не существенны его макроскопические свойства.

Открытие и объяснение эффекта Вавилова—Черенкова, а затем обнаруженная Ферми [6] связь этого явления с ионизационными потерями заставили пересмотреть эту точку зрения.

Теперь очевидно, что для процессов излучения света быстро движущимися частицами макроскопические свойства среды имеют существенное значение. Весьма важной величиной, от которой зависит излучение, является отношение скорости излучателя к скорости света. В вакууме скорость света постоянна и всегда больше

скорости излучателя. Она входит в формулы, определяющие излучение, как универсальная константа. Поэтому в вакууме излучение определяется только природой излучателя и законом его движения. Иначе дело обстоит в преломляющей среде. Фазовая и групповая скорости света здесь иные, чем в пустоте. Они зависят от свойств среды и частоты света. В оптически анизотропных средах они являются при этом функцией направления распространения волн и их поляризации. В средах ограниченных размеров имеет значение и изменение скорости света при переходе через границу сред. Таким образом, в преломляющей среде отношение скорости излучателя к скорости распространения волн существенно зависит от скорости света в среде и ее изменений. В отличие от вакуума это отношение может быть, в частности, и больше единицы. В результате от особенностей распространения света в среде зависят не только свойства излучения, а иногда даже сам факт его возникновения. Примером этого является эффект Вавилова—Черенкова.

Излучение в среде, разумеется, в сильнейшей степени зависит и от природы излучателя. Теория дает возможность предсказать свойства излучения Вавилова—Черенкова не только для движущегося электрического заряда, но и для других случаев. Так, например, аналогично электрическому заряду излучение Вавилова—Черенкова должен был бы создавать и магнитный заряд, если бы оказалось, что он существует [7].

Если вопрос об излучении магнитного заряда и сейчас следует рассматривать лишь как теоретически возможный, то теперь вполне реальным является вопрос об эффекте Вавилова—Черенкова для магнитных и электрических диполей и мультиполей.

В самом деле, рассмотрение излучения движущейся системы частиц может оказаться необходимым при решении многочисленных задач, связанных с процессами в плазме и с проблемами ускорения частиц. Очевидно, что система частиц может быть, в частности, квазинейтральной, но иметь электрический и особенно магнитный момент, обусловленный движущимися кольцевыми токами.

Система частиц может не только двигаться как целое, но может также иметь собственные частоты колебаний. Тем более это относится к таким системам, как

движущийся атом, ион или атомное ядро. Собственную частоту следует приписать и движущемуся в магнитном поле электрону (ларморова частота обращения вокруг линий поля). Поэтому, кроме обобщений теории эффекта Вавилова—Черенкова, необходимо и рассмотрение общего случая излучения систем, обладающих собственными частотами колебаний [5].

Это общее рассмотрение включает в себя и эффект Вавилова—Черенкова. Он соответствует предельному случаю собственной частоты, равной нулю.

Из того, что теория излучения заряда при сверхсветовой скорости за последние 20 лет не претерпела какого-либо пересмотра, вовсе не следует, что теория этого эффекта полностью завершена. Это видно из следующего примера. Впервые Л. И. Мандельштам указал, что для излучения заряда при сверхсветовой скорости нет необходимости, чтобы он двигался в сплошной среде². Излучение остается таким же, если заряд движется по оси полого цилиндрического канала внутри этой среды. Необходимо только, чтобы диаметр канала был мал по сравнению с излучаемой длиной волны. Практически это очень существенно, так как можно получать излучение в среде в условиях, когда излучатель не испытывает непосредственных соударений с атомами среды, которые могут его деформировать или разрушить. Казалось, что это применимо и к излучению диполя в среде.

Однако, как показали в последнее время В. Л. Гинзбург с сотрудниками, этот вопрос вовсе не так прост, как казалось ранее [10]. Свойства среды, непосредственно прилегающей к диполю, могут быть существенны, и поэтому наличием канала при любом, даже сколь угодно малом, его диаметре пренебрегать нельзя. Это обстоятельство заставило критически рассмотреть и ранее полученные данные. Так, для излучения магнитного диполя двумя различными методами были получены противоречащие друг другу результаты [4, 7]. Теперь можно думать, что дело здесь не в ошибочности одного из использованных методов, а в том, что они по-разному учитывают влияние среды, прилегающей к движущемуся диполю. Возможно, что оба результата правильны, но относятся к различным физическим случаям. Этот вопрос, однако, требует дополнительного рассмотрения.

² См. статью В. Л. Гинзбурга и И. М. Франка [9].

Затронутый в этой лекции круг явлений, несмотря на их многообразие, охватывает лишь простейший случай излучения в среде, а именно, излучение, при котором поступательное движение системы можно рассматривать как равномерное и прямолинейное.

§ 2. Переходное излучение

Характерным примером излучения в среде и притом при равномерном движении электрического заряда является так называемое переходное излучение. Утверждение, что при прямолинейном и равномерном движении электрического заряда со скоростью, меньшей фазовой скорости света, не происходит излучения, правильно только при условии, что скорость света вдоль пути частицы должна оставаться неизменной. Если, например, равномерно движущаяся заряженная частица пересекает границу двух сред с разными показателями преломления, то возникает переходное излучение. Излучение появляется потому, что скачок, который испытывает величина фазовой скорости света на границе двух сред, в некоторой степени равносителен скачку в величине скорости частицы. Аналогия с торможением становится полной в предельном случае, когда частица движется из вакуума в металл, в котором свет поглощается на длине, малой по сравнению с длиной волны света. Интенсивность переходного излучения в этом случае максимальная. При этом в оптической области спектра, в которой только и имеет место переходное излучение, оно тождественно с тем излучением, которое создали бы электрический заряд и движущийся навстречу ему заряд противоположного знака (его электрическое изображение в металле), мгновенно останавливающиеся в точке встречи.

Интенсивность переходного излучения при малых скоростях пропорциональна кинетической энергии частицы, а в релятивистской области скоростей возрастает как логарифм полной энергии. Подобно тормозному излучению, оно становится в этом случае резко направленным. Высказывались предположения, что переходное излучение может быть полезно для определения энергии ультрарелятивистских частиц. Это существенно, поскольку для ультрарелятивистских частиц эффект Вавилова—Черенкова использовать для этой цели очень

трудно. Как известно, угол, под которым направлено излучение Вавилова—Черенкова, и его интенсивность достигают в этом случае практически постоянного значения.

Применение переходного излучения затруднено, однако, тем, что его интенсивность очень мала. Вероятность испускания фотона — порядка постоянной тонкой структуры, т. е. порядка сотой. Если не удастся суммировать переходное излучение от многих пластинок, то наблюдение отдельной частицы по переходному излучению может проводиться лишь с очень малой эффективностью. В связи с этим отметим особенности переходного излучения для ультрарелятивистской скорости. В отличие от частиц с небольшой скоростью переходное излучение при падении такой частицы из вакуума в прозрачный диэлектрик — почти такое же, как при падении на металл. Это легко понять по аналогии с тормозным излучением. Действительно, изменение скорости света эквивалентно небольшому изменению скорости частицы. Однако даже небольшое изменение скорости ультрарелятивистской частицы означает большое изменение ее энергии, т. е. сильное торможение частицы. Эта особенность, возможно, позволит суммировать переходное излучение от поверхностей многих параллельно расположенных в вакууме прозрачных пластинок.

Вторая особенность состоит в том, что в вакууме при ультрарелятивистских скоростях равновесное поле, увлекаемое частицей, формируется на значительном пути. Поэтому для того, чтобы интенсивность излучения не оказалась сниженной, вакуумные прослойки между пластинками не должны быть меньше некоторой заданной величины. Так, для протона с энергией 10^{11} эВ это минимальное расстояние порядка 1 мм, что допустимо, но для протона с энергией 10^{14} эВ оно возрастает до невероятных размеров порядка километра.

Я остановился на вопросе о переходном излучении, чтобы отметить своеобразие оптических явлений для источников излучения, движущихся в преломляющих средах, связанное с особенностями распространения света в веществе.

Следует отметить, что хотя теория переходного излучения была развита Гинзбургом и автором этой статьи [11] свыше десяти лет назад и после того рассмат-

ривалась в ряде работ³, оно экспериментально не изучено. Положение здесь почти такое же, как с излучением Вавилова—Черенкова до появления работ этих авторов. Несомненно, что переходное излучение также неоднократно наблюдалось и притом разными физиками, так как свечение поверхностей электродов под действием бомбардирующих частиц хорошо известно. Однако и сейчас не выяснен вклад, который вносят в это свечение люминесценция, тормозное излучение и переходное излучение. Наиболее надежные данные о переходном излучении получены недавно А. Е. Чудаковым (не опубликовано). Он наблюдал методом совпадений фотоны, испускаемые с поверхности металлической фольги при падении на нее быстрых электронов от радиофосфора. Найденная интенсивность излучения оказалась совпадающей с расчетной для переходного излучения по крайней мере по порядку величины⁴.

Следует отметить также, что практически всегда при наблюдении радиации Вавилова—Черенкова в силу ограниченности толщины радиатора в это излучение как составная и неотделимая часть входит и переходное излучение. При очень малых толщинах радиатора, как показал В. Е. Пафомов, это обстоятельство следует учитывать [16].

§ 3. Спектр излучения и квантовая интерпретация явления

Излучение заряженной частицы, равномерно движущейся со сверхсветовой скоростью, может быть, как известно, целиком описано методами классической электродинамики. Квантовая теория этого явления была впервые развита Гинзбургом [3], а затем рядом других авторов⁵. Гинзбург показал, что классическая формула, определяющая косинус угла, под которым происходит излучение, правильна с точностью до очень малой по-

³ См., например, работы [12] и литературу, приведенную в них.

⁴ В книге Джелли [18] «Радиация Черенкова», с которой я имел возможность ознакомиться уже после написания этой лекции, содержится указание, что ее автор вместе с Эллиотом и Гольдсмитом наблюдали в 1958 г. излучение от протонов с энергией 1,5 МэВ, бомбардирующих алюминиевую мишень с полированной поверхностью. На основании данных об интенсивности и поляризации авторы считают это свечение переходным излучением.

⁵ См., например, обзор [8].

правки, равной по порядку величины отношению энергий излучаемого фотона к полной энергии движущегося излучателя (даже для электрона это отношение меньше чем 10^{-5}). Если отбросить эту малую квантовую поправку, содержащуюся в точной формуле, то получим как классическим, так и квантовым методом тождественные соотношения, связывающие частоту излучаемого света с направлением его излучения. Напишем их в квантовой форме и сразу для системы, обладающей собственной частотой [14, 5] ω_0 (ω_0 — частота измерения в лабораторной системе координат, т. е. $\omega_0 = \omega'_0 \sqrt{1 - \beta^2}$). При этом нет необходимости полагать, что ω_0 является единственной собственной частотой, которой обладает система. Можно считать ее одной из компонент сложного спектра частот, и допустимо рассматривать излучение, с ней связанное.

Если импульс фотона, который в среде следует принять равным $n\hbar\omega/c$, очень мал по сравнению с импульсом излучателя, то закон сохранения импульса при излучении можно записать так:

$$\frac{n\hbar\omega}{c} \cos \theta = \frac{\Delta E}{v}. \quad (1)$$

Здесь ΔE — изменение кинетической энергии излучателя, а v — его скорость. Их отношение дает величину изменения импульса системы.

Изменение кинетической энергии определяется, очевидно, энергией излученного фотона $\hbar\omega$ и изменением внутренней энергии системы $\hbar\omega_0$:

$$\Delta E = \hbar\omega \pm \hbar\omega_0. \quad (2)$$

Величину $\hbar\omega_0$ следует взять со знаком «минус», если при излучении фотона система переходит из энергетически более высокого состояния в более низкое, т. е. энергия излученного фотона покрывается по крайней мере частично, за счет энергии возбуждения. Знак «плюс» должен быть взят, если при излучении происходит возбуждение системы, т. е. кинетическая энергия затрачивается и на излучение, и на возбуждение.

Соединяя уравнения (1) и (2), мы получаем

$$\frac{n\omega}{c} \cos \theta = \frac{\omega \pm \omega_0}{v}. \quad (3)$$

Множитель \hbar сократился, и действительно это уравне-

ние не содержит ничего специфически квантового. Тот же результат получается и из классического волнового рассмотрения.

В уравнении (3) следует различать три случая:

1. Допустим, что

$$\frac{nv}{c} \cos \theta = 1. \quad (4)$$

Тогда уравнение (3) удовлетворяется лишь при условии $\omega_0 = 0$. Это как раз случай излучения Вавилова—Черенкова, а (4) — хорошо известная формула, определяющая направление испускания света для этого излучения. Собственная частота $\omega_0 = 0$, необходимая для выполнения уравнения (4), означает, что движущаяся система такова, что содержит в себе источник постоянного во времени электромагнитного поля (электрический заряд, постоянный дипольный момент и т. д.). Следовательно, для того чтобы излучение Вавилова—Черенкова имело место, необходимо, чтобы такая постоянная компонента поля была отлична от нуля. При этом уравнение (4) дает связь между углом θ и излучаемой частотой, поскольку показатель преломления $n(\omega)$ есть функция частоты.

2. Допустим теперь, что в уравнении (4) слева стоит величина, меньшая единицы, тогда (3) может быть удовлетворено только в случае знака «минус» при ω_0 , т. е.

$$\frac{n\omega}{c} \cos \theta = \frac{\omega - \omega_0}{v}, \quad \frac{vn}{c} \cos \theta < 1. \quad (5)$$

Это не что иное, как условие Доплера для источника света, движущегося в среде. Оно было получено Лоренцем при рассмотрении оптики движущихся сред. Уравнение (5) может быть, очевидно, записано в следующем обычном виде:

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - \frac{vn}{c} \cos \theta}. \quad (5a)$$

Оно определяет частоту в случае, когда составляющая скорости вдоль луча $v \cos \theta$ меньше фазовой скорости света c/n для частоты ω .

От обычного условия Доплера для источника света, движущегося в вакууме, уравнение (5) или (5a) отли-

чается лишь тем, что скорость света в пустоте заменена в нем на фазовую скорость c/n . Если v мало по сравнению с фазовой скоростью света, а в области частот, близких к ω_0 , дисперсия света не велика, то это не приводит к чему-либо принципиально новому. Меняется только абсолютная величина доплеровского смещения. Оно получается таким, как было бы в вакууме для скорости, равной nv , т. е. в n раз большей. Существенные особенности возникают, если дисперсия света в среде велика. Нельзя пренебрегать наличием дисперсии и при скоростях движения, сравнимых с фазовой скоростью света. Действительно, при $n = \text{const}$ и для угла $\theta = 0$ величина $\frac{vn}{c} \cos \theta$ при увеличении v приближалась бы

к единице, а ω , как видно из (5а), стремилась бы к бесконечности. При еще больших скоростях знак неравенства в (5) не выполнялся бы и, следовательно, (5) не имело бы решений. В действительности, если частота возрастает, то при достаточно больших ω показатель преломления любой среды становится практически равным единице. Следовательно, доплеровская частота в этом случае получается такой же, как в вакууме, т. е. заведомо конечной. Иными словами, при любой скорости v и любом θ уравнение (5) обязательно имеет решение. Более того, как будет видно из дальнейшего, этих решений может быть не одно, а несколько [4, 5] (сложный эффект Доплера).

3. Третий случай имеет место, когда в левой части уравнения (4) стоит величина, большая единицы. Тогда в (3) обязательно должен быть знак «плюс» перед ω_0 , таким образом,

$$\frac{n\omega}{c} \cos \theta = \frac{\omega + \omega_0}{v}, \quad \frac{vn}{c} \cos \theta > 1. \quad (6)$$

Это — обобщение формулы Доплера на случай, когда скорость излучателя превышает фазовую скорость света для излучаемой частоты [4, 14]⁶. Оно определяет «сверхсветовые» доплеровские частоты. Подобно эффекту Вавилова—Черенкова, сверхсветовые доплеровские частоты появляются при скорости выше некоторой пороговой. Они излучаются наряду с обычными, только при

⁶ Очевидно, уравнение (6) может быть записано в форме, аналогичной (5а). Различие состоит лишь в том, что в знаменателе правой части (5а) должен быть изменен знак на обратный.

достаточно больших скоростях и в некотором интервале острых углов θ .

Из нашего квантового рассмотрения видно, что знак «плюс» при ω_0 в (2) и соответственно в (6) означает возбуждение системы. Таким образом, излучение сверхсветовых фотонов происходит не при переходе из верхнего, т. е. возбужденного, состояния в нижнее, как в обычном случае, а, наоборот, из нижнего в верхнее, причем энергия заимствуется из кинетической энергии поступательного движения системы [14]. Такое излучение с возбуждением системы должно происходить спонтанно, если система находится в нижнем энергетическом состоянии. Это столь же возможно, как спонтанный переход системы из верхнего энергетического состояния в нижнее с испусканием фотонов с частотой, удовлетворяющей (5). В самом деле, в обоих случаях переход происходит между теми же энергетическими состояниями и вопрос о том, какой из них происходит спонтанно, целиком определяется начальным состоянием и требованиями законов сохранения. При этом уравнения (5) и (6) в равной мере являются их следствиями.

Вопрос об эффекте Доплера в преломляющей среде может быть рассмотрен и в рамках классической физики. С точки зрения классической физики эти результаты интерпретируются так. Колебания с собственной частотой ω_0 вызывают появление излучения с частотами, зависящими от направления распространения. Оно образует спектр доплеровских частот, который может быть двух типов. Всегда имеется излучение с частотами, удовлетворяющими (5), реакция которого на излучатель вызывает его затухание. При некоторых условиях дополнительно к первому появляется второй спектр с частотами, удовлетворяющими (6). Реакция излучения этих частот стремится вызвать раскачку колебаний. Если затухание превалирует над раскачкой, то в систему, для которой уравнения классики правильны, колебания сами собой не возникнут, а если они имелись вначале, то будут затухать.

В квантовой системе положение принципиально иное. Процессы излучения квантов для спектров обоих типов следует рассматривать отдельно. Поэтому если возможен процесс, соответствующий уравнению (6), то он обязательно будет иметь место, т. е. система будет воз-

буждаться за счет своей кинетической энергии, излучая свет, а затем обычным образом переходить в нижнее состояние. В принципе возможен и двухфотонный механизм с излучением сразу фотонов обоих типов. Таким образом, так же как в эффекте Вавилова—Черенкова, система, обладающая собственной частотой колебаний, при сверхсветовой скорости будет затрачивать свою кинетическую энергию на излучение [14, 15].

Это можно формулировать следующим образом: известно, что движение со скоростью, большей скорости света, в пустоте невозможно. В среде оно оказывается осуществимым, но природа не полностью снимает свой запрет. Любая система, способная взаимодействовать с радиацией, будет при сверхсветовой скорости тормозить себя, излучая свет.

§ 4. О порогах излучения

Из проведенного рассмотрения очевидно, что спектр излучения определяется скоростью движения системы v , ее собственной частотой ω_0 и величиной фазовой скорости света $c/n(\omega)$ в среде, в которой происходит излучение. Как эффект Вавилова—Черенкова, так и сверхсветовой эффект Доплера возможны, как видно из (4) и (6), если $vn(\omega)/c > 1$. Это очевидное условие для порогов их возникновения означает, что скорость движения должна превышать фазовую скорость света.

Это утверждение, правильное для изотропной среды, определяет порог излучения света данной частоты ω , для которой показатель преломления равен $n(\omega)$. Так как показатель преломления зависит от частоты, то для другого ω порог будет иной. Отсюда законна и другая постановка вопроса: при каком условии вообще становятся возможными эффект Вавилова—Черенкова и сверхсветовой эффект Доплера в данной среде?

¹ Для излучения Вавилова — Черенкова в изотропной среде это вопрос о пороге элементарен, так как порог определяется просто максимальным значением, которое принимает показатель преломления в данной среде. Отметим существенное для дальнейшего обстоятельство, а именно, что для частоты, соответствующей $n_{\text{макс}}$, фазовая и групповая скорости одинаковы (см. уравнение (10), причем для $n_{\text{макс}}$, очевидно, величина $\frac{dn}{d\omega} = 0$). Таким образом, равенство пороговой скорости движения величине фазовой скорости означает ее равенство и величине групповой скорости света.

При излучении в среде имеется и еще одна особенность, которая также появляется при определенных пороговых условиях. Она состоит в следующем. Уравнение (3) и его следствия (4), (5), (6) не являются линейными относительно ω . Действительно, они содержат показатель преломления n/ω , который есть функция излучаемой частоты. В результате для данных θ , v и ω в некоторых случаях возможно не одно, а несколько значений ω , удовлетворяющих (3). Это значит, что в данном направлении может излучаться одновременно несколько компонент различной частоты. Появление таких дополнительных частот, т. е. так называемых сложных эффектов излучения, возможно только при определенных условиях. Они могут возникать не только в сверхсветовом эффекте Доплера и в излучении Вавилова—Черенкова, но и при обычном эффекте Доплера, подчиняющемся уравнению (5).

Впервые Л. И. Мандельштам обратил внимание на тот факт, что условие возникновения сложного эффекта Доплера [4] связано с величиной групповой скорости света. Как выяснилось, это утверждение имеет общий характер [5].

Если рассматривать излучение в направлении движения, то во всех перечисленных случаях условием порога возникновения излучения или его новых компонент является равенство скорости излучателя групповой скорости света для частоты, которая может излучаться (т. е. удовлетворяет условию (3)). Эта пороговая частота в зависимости от того, какой из видов излучения рассматривается, должна, очевидно, удовлетворять уравнениям (4), (5) и (6).

Известно, что в преломляющей среде перенос энергии излучения происходит не с фазовой, а как раз с групповой скоростью. Не удивительно, что групповая скорость света существенна для процессов излучения в среде.

Связь порога излучения именно с групповой скоростью света можно пояснить с помощью простых качественных соображений. Допустим, что условия возникновения излучения выполнены. Излучение возникает и уносит энергию от излучателя. Предположим теперь, что скорость движения меняется, приближаясь к пороговой. При достижении порога излучение должно исчезнуть, - т. е. унос энергии излучением прекратится. При

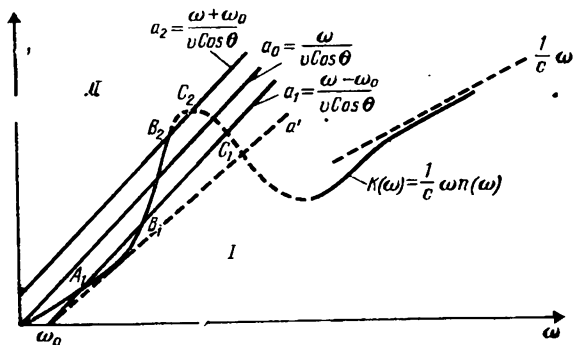


Рис. 1

равенстве скорости движения групповой скорости света это действительно будет иметь место, так как будет происходить просто перенос энергии вместе с излучателем.

Условие возникновения сложных эффектов легко определить с помощью рассмотрения графика рис. 1. Кривая на рис. 1 представляет зависимость величины волнового вектора $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ от частоты для какой-то мыслимой среды. Кроме кривой, на рис. 1 имеются три прямые, уравнения которых имеют вид:

$$a_0 = \frac{\omega}{v \cos \theta}, \quad (7)$$

$$a_1 = \frac{\omega - \omega_0}{v \cos \theta}, \quad (8)$$

$$a_2 = \frac{\omega + \omega_0}{v \cos \theta}. \quad (9)$$

Точки пересечения этих кривых с кривой $k(\omega)$, как сразу очевидно, определяют частоты, удовлетворяющие соответственно уравнениям (4), (5) и (6).

Тангенс угла наклона прямых a_0 , a_1 , a_2 к оси ω равен, очевидно, $1/v \cos \theta$. Мы будем предполагать в соответствии с рис. 1, что $\cos \theta > 0$, т. е. $\theta \leq \frac{\pi}{2}$.

Характер пересечения прямых a с кривой $k(\omega)$ может быть различен. Если двигаться вдоль прямой в направлении увеличения ω , то в точке пересечения прямая может переходить из области, лежащей под кривой

(область I), в область, лежащую над кривой (область II). Это будет иметь место, если наклон касательной к кривой $k(\omega)$, т. е. $\frac{dk}{d\omega}$, меньше, чем $\gamma = 1/v \cos \theta$ (см., например, точку A_1 на прямой a_1). Наоборот, если $\frac{dk}{d\omega} > 1/v \cos \theta$, то в точке пересечения происходит переход из области II в область I . Наконец, $\frac{dk}{d\omega} = 1/v \cos \theta$ имеет место в точке касания.

Наклон касательной к кривой $k(\omega)$ равен, как нетрудно убедиться, обратной величине групповой скорости света. Действительно, величина групповой скорости W , как известно, подчиняется соотношению

$$\frac{1}{W} = \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d}{d\omega} (\omega n) = \frac{1}{c} (n + \omega \frac{dn}{d\omega}). \quad (10)$$

Таким образом, групповая скорость света для частот, которые могут излучаться, связана со скоростью движения v и $\cos \theta$ соотношениями⁸

$$\frac{v \cos \theta}{W(\omega)} < 1 \text{ переход из } I \text{ в } II, \quad (11)$$

$$\frac{v \cos \theta}{W(\omega)} > 1 \text{ переход из } II \text{ в } I, \quad (12)$$

$$\frac{v \cos \theta}{W(\omega)} = 1 \text{ касание.} \quad (13)$$

При достаточно больших ω величина W становится равной c . В самом деле, показатель преломления стремится к единице, и, значит, кривая $k(\omega) = \omega n/c$ приближается к прямой с угловым коэффициентом $1/c$. Прямые a поднимаются более круто, поскольку $v < c$ и, значит,

$$\frac{1}{v \cos \theta} > \frac{1}{c}.$$

Следовательно, все три прямые a при больших ω лежат в области II .

⁸ Величина, определяемая соотношением (10), имеет смысл групповой скорости света только при отсутствии сильного поглощения, т. е. в тех частях спектра, для которых среда прозрачна. Часть кривой $k(\omega)$, соответствующая области аномальной дисперсии, в которой поглощение заведомо имеется, показана на рис. 1 пунктиром. Особенности излучения для частот, попадающих в эту область, требуют специального рассмотрения.

Отсюда вытекает ряд следствий. Прежде всего очевидно, что прямая a_1 обязательно пересекает кривую $k(\omega)$, т. е. уравнение (5), как уже отмечалось, всегда должно иметь решение. В самом деле, прямая a_1 проходит через точку $\omega = \omega_0$, лежащую на оси абсцисс, и, значит, прямая где-то должна перейти из области I в область II . Более того, это означает, что во всяком случае излучается частота, для которой выполняется неравенство (II), соответствующее переходу из области I в II .

Что касается прямых a_0 и a_2 , то они, как и следовало ожидать, не всегда имеют пересечение с кривой $k(\omega)$. Для этого необходимо, чтобы их наклон к оси абсцисс был достаточно мал. Это значит, что скорость должна быть велика, а угол θ не должен быть большим.

При больших ω обе эти прямые также оказываются в области II . Отсюда следует, что если пересечения имеются, то по крайней мере последнее из них, определяющее наибольшую из излучаемых частот, соответствует переходу из области I в область II . Таким образом, вновь получаем, что в излучении имеется частота, для которой выполняется неравенство (II). Для излучения вперед, т. е. $\theta = 0$, это означает, что имеется компонента, для которой $v < W$, и, следовательно, по крайней мере для части излучения энергия распространяется со скоростью большей, чем скорость источника света [5].

Из сказанного следует также, что если имеется частота, удовлетворяющая условию (12) (например, соответствующая точке B_1 на прямой a_1), то состав излучения обязательно сложный, так как должна быть частота или частоты, удовлетворяющие условию (11). (В общем случае число возможных пересечений для прямой a_1 всегда нечетное, а для прямой a_2 всегда четное.)

Границей появления излучения или новых компонент излучения является, очевидно, случай, когда соответствующая прямая a начинает касаться кривой $k(\omega)$. Это означает выполнение равенства (13). При $\theta = 0$, в согласии со сказанным, для пороговой частоты получаем $v = W$.

Порогу возникновения сложного состава излучения для обычного эффекта Доплера соответствует на рис. 1 пунктирная прямая a' . Из рисунка видно, что частота начинает расщепляться при увеличении наклона прямой

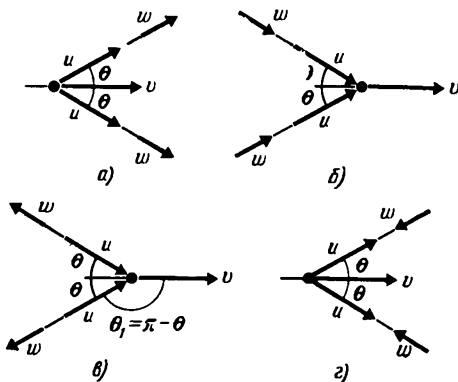


Рис. 2

a_1 по сравнению с пунктирной. Это значит, что сложный эффект Доплера возникает в этом случае не при увеличении скорости по сравнению с пороговой, а, наоборот, при уменьшении ее или при увеличении угла (напомним, что тангенс наклона прямой a_1 равен $1/v \cos \theta$). Это объясняется тем, что здесь сложный эффект Доплера имеет место только в некотором интервале скоростей или углов и пунктирная прямая соответствует не нижнему, а верхнему порогу этого эффекта.

До сих пор предполагалось, что угол θ острый, т. е. что произведение $v \cos \theta$ положительно. Можно обобщить сказанное о сложном эффекте Доплера и на случай тупых углов θ , однако при этом придется ввести в рассмотрение отрицательную групповую скорость. Оказывается, что порог для возникновения сложного эффекта Доплера и при $\theta > \pi/2$ определяется уравнением (13). Величина $\cos \theta$ в этом случае отрицательна, поэтому равенство (13) может быть выполнено только при W меньшем нуля. Вопрос об отрицательной групповой скорости применительно к эффекту Вавилова—Черенкова впервые был рассмотрен Пафомовым [16, 126] и им было показано, что в анизотропных средах этот случай реален⁹. Он очень интересен. Мы привыкли к тому, что излучение Вавилова—Черенкова направлено вперед под

⁹ Это связано с тем, что в анизотропной среде направление групповой скорости не совпадает с направлением фазовой скорости. Этот вопрос рассмотрен в следующем разделе лекции.

острым углом. Однако это правильно, только если групповая скорость положительна. Если она отрицательна, то картина иная.

На рис. 2, *а* схематически представлен обычный случай излучения Вавилова—Черенкова. Фазовая скорость для излучаемого света $u = c/n$ образует при этом острый угол θ с направлением скорости v . Уравнение электродинамики допускает также и решение, схематически представленное на рис. 2, *б*. Направление фазовой скорости, т. е. направление распространения волн, и в этом случае образует тот же острый угол θ с вектором скорости. Однако волны идут не от излучателя, а к нему. Первый случай интерпретируют как излучение волн, а второй — как их поглощение. Если нет источника энергии, питающего волны, идущие к излучателю, то случай рис. 2, *б* не осуществляется и решение, соответствующее ему, отбрасывают. Однако это правильно, только если групповая скорость положительна, т. е. ее направление совпадает с направлением фазовой скорости (см. вектор w на рис. 2, *а* и 2, *б*). Направление потока энергии совпадает при этом с направлением фазовой скорости, и, следовательно, рис. 2, *а* действительно соответствует излучению волн, а 2, *б* — их поглощению. В среде с отрицательной групповой скоростью вектор w направлен навстречу вектору u (среда считается оптически изотропной и, следовательно, векторы u и w могут быть только параллельны или антипараллельны). Поэтому при $w < 0$ рис. 2, *в* соответствует излучению энергии, а 2, *г* — ее поглощению. Таким образом, если групповая скорость отрицательна, то направление потока энергии излучения Вавилова—Черенкова образует тупой угол $\theta_1 = \pi - \theta$ с направлением скорости, а движение волн направлено не от частицы, а, наоборот, к ней¹⁰. Нетрудно провести аналогичное рассмотрение и для излучателя с собственной частотой ω_0 , движущегося в среде с отрицательной групповой скоростью [5, 126].

Из сказанного видно, что ряд существенных особенностей излучения в преломляющей среде действительно связан не только с величиной фазовой скорости света,

¹⁰ Рассмотрение, проведенное на рис. 2, во многом аналогично рассмотренному в лекциях Л. И. Мандельштама примеру преломления света средой с отрицательной групповой скоростью (Мандельштам Л. И. Собр. соч., т. 5, с. 463).

но также и с групповой скоростью света. Можно ожидать, что роль групповой скорости света проявится особенно отчетливо в анизотропных средах, в которых направления u и w образуют между собой некоторый угол.

§ 5. Излучение в оптически анизотропных средах

Излучение источника света, движущегося в кристалле, должно иметь ряд особенностей по сравнению с излучением в изотропных средах. Интерес к этому кругу вопросов в последнее время усилился в связи с изучением процессов в плазме¹¹. В отношении распространения волн плазма, помещенная в магнитное поле, аналогична одноосному гиротропному кристаллу.

Эффект Вавилова—Черенкова в кристаллах впервые был теоретически рассмотрен В. Л. Гинзбургом [13], а затем другими авторами (см., например, обзор [8]). Экспериментально, однако, он не изучен до сих пор.

Уравнение, определяющее излучаемую частоту ω_0 , остается тем же, как и в анизотропной среде, т. е. ω подчиняется уравнению (4). Однако величина показателя преломления n в случае анизотропной среды зависит не только от частоты света, но также от угла и поляризации. Это приводит к тому, что для излучения Вавилова—Черенкова конус нормалей к волновым поверхностям не круговой, как в изотропной среде, а может иметь весьма причудливую форму. При этом направление скорости вовсе не является осью конуса, а в некоторых случаях может даже лежать вне его [16].

Вторая особенность связана с поляризацией света. Излучение Вавилова—Черенкова всегда поляризовано. Обычно на поляризацию света в этом явлении не обращают внимания, так как в современных практических приложениях этого излучения она пока не используется. Однако с точки зрения механизма явления поляризация весьма существенна. Отметим, например, что излучение магнитного заряда, если окажется, что он существует, можно сразу отличить от излучения электрического заряда, так как в этом случае магнитный и электрический векторы меняются местами. Вопрос о поляризации света имеет значение и для вполне реального, хотя еще не изученного на опыте случая излучения диполей и мультиполей.

¹¹ Некоторые из вопросов, связанных с плазмой, рассмотрены в Нобелевской лекции И. Е. Тамма (см. с. 19).

В анизотропной-среде роль поляризации проявляется особенно отчетливо. Прежде всего здесь в зависимости от поляризации излучаемого света может получиться не один, а два конуса волновых нормалей, соответствующих в одноосном кристалле так называемым обыкновенным и необыкновенным лучам. Более того, распределение интенсивности излучения является сложной функцией углов и связано с поляризацией света. Для наличия излучения недостаточно выполнения условия (4), так как интенсивность волн данной поляризации может оказаться равной нулю. Так, например, если частица движется в направлении оси одноосного кристалла, то в излучении должен исчезнуть конус обыкновенных лучей [8].

Третья особенность связана с тем, что в анизотропной среде направление луча, т. е. направление узкого пучка света, вообще говоря, не совпадает с нормалью к волновой поверхности. В кристалле существуют такие направления лучей, для которых нормаль к волновой поверхности образует с лучом некоторый угол α (рис. 3).

Скорость, с которой распространяется фаза волны в направлении луча, как видно на рис. 3, в $1/\cos \alpha$ раз больше, чем фазовая скорость, т. е. $u' = u/\cos \alpha = c/n \cos \alpha$. Мы будем называть u' скоростью волн вдоль луча. Ее не следует путать с групповой скоростью света, т. е. со скоростью переноса световой энергии, которая тоже, разумеется, направлена по лучу. Групповая скорость равняется скорости u' , только при условии, что дисперсия света в среде отсутствует. В самом деле, при этом скорость волны вдоль луча не зависит от частоты и, значит, группа волн движется с той же скоростью u' .

Скорость волн вдоль луча u' существенна для излучения в анизотропных средах. Рассмотрим в связи с этим вопрос о пороговой скорости для возникновения эффекта Вавилова—Черенкова. Утверждение, что излучение Вавилова—Черенкова для света частоты ω возникает при скорости, большей фазовой скорости света для этой частоты, по существу, предполагает, что среда изотропна. Если считать его применимым к анизотропным средам, а это, как мы увидим, допустимо не всегда, то во всяком случае необходимо указать, с каким направлением фазовой скорости следует сравнить скорость движения.

Уравнение (4), т. е. $\frac{v n}{c} \cos \theta = 1$, правильно и для

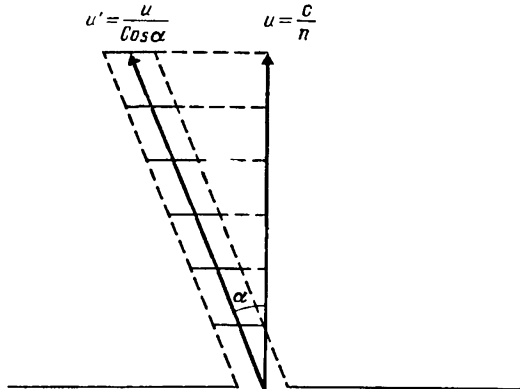


Рис. 3

анизотропных сред, причем в этом случае $c/n = u$ есть фазовая скорость для данного направления волновой нормали, образующей с вектором v угол θ . Как известно, в изотропной среде при приближении скорости к пороговой угол θ уменьшается до нуля, т. е. конус волновых нормалей сжимается к направлению v . В кристалле конус волновых нормалей в этом случае также сжимается к некоторой оси, однако, как правило, не совпадающей с v . Если этой осью является направление скорости, то пороговое $\theta = 0$, и тогда из уравнения (4) получим, что $v = c/n$, где c/n берется для направления $u = c/n$, совпадающего с v . Таким образом, $v = u$. Для обычно рассматриваемых случаев движения в одноосном кристалле параллельно или перпендикулярно к оптической оси это соотношение для граничной скорости действительно оказывается правильным. Однако не было обращено внимания на то, что оно применимо не всегда.

Можно показать, что общее условие для появления излучения Вавилова—Черенкова частоты ω следует формулировать так: пороговая скорость источника света должна равняться скорости волн вдоль луча, направленного по движению, т. е. пороговая скорость $v = u'$. У порога появления излучения с вектором скорости v совпадает направление луча, а не нормаль к волне, которая образует с v угол α . Таким образом, в общем случае пороговая величина $\theta = \alpha$.

В частном случае, когда в анизотропной среде направление луча совпадает с волновой нормалью, т. е.

$\alpha = 0$, тогда $u' = u$, и для граничной скорости имеем $v = u$. Наконец, в изотропной среде, где фазовая скорость света u одинакова для всех направлений, можно от векторов перейти к скалярным величинам и, значит, $v = u$. Таким образом, общеизвестное утверждение, что пороговой скоростью является скорость, равная фазовой скорости света, имеет ограниченную область применения. Оно является частным случаем более общего условия.

Сказанное нетрудно пояснить, если воспользоваться принципом Гюйгенса для построения волновой поверхности излучения. Таким построением и сейчас обычно пользуются при элементарном описании эффекта Вавилова—Черенкова, а в свое время оно послужило одной из руководящих идей для создания его теории. Нетрудно обобщить такое построение на случай анизотропной среды.

В кристаллооптике часто пользуются принципом Гюйгенса, чтобы пояснить особенности поведения так называемого необыкновенного луча при преломлении света. Волновую поверхность по принципу Гюйгенса находят как огибающую волн, испущенных из отдельных точек. Однако если в изотропной среде вокруг каждой точки строится сфера радиуса $r = ct/n$, где t — время перемещения волн, то в кристалле следует поступать иначе. Существенным является расстояние, на которое волна переместится из данной точки в данном направлении луча. Это расстояние равно скорости волн вдоль луча, умноженной на время t , т. е. $u't$. Поэтому ищется огибающая так называемых поверхностных лучей, построенных вокруг каждого источника волн и определяемых уравнением $r = u't$.

Применим принцип Гюйгенса для случая излучения Вавилова—Черенкова в одноосном кристалле. Скорость обыкновенного и необыкновенного лучей здесь неодинакова, и поэтому, вообще говоря, получаются два конуса волн. Чтобы не загромождать чертеж, они показаны на отдельных рисунках 4 и 5. Все точки траектории частицы мы должны считать источником волн. При этом фаза волн задается моментом прохождения частицы через данную точку. Допустим, что излучатель в момент $t = -t_3$ находился в точке A_3 , в момент $t = -t_2$ в A_2 , в $t = -t_1$ в A_1 и, наконец, в момент наблюдения $t = 0$ в точке A_0 .

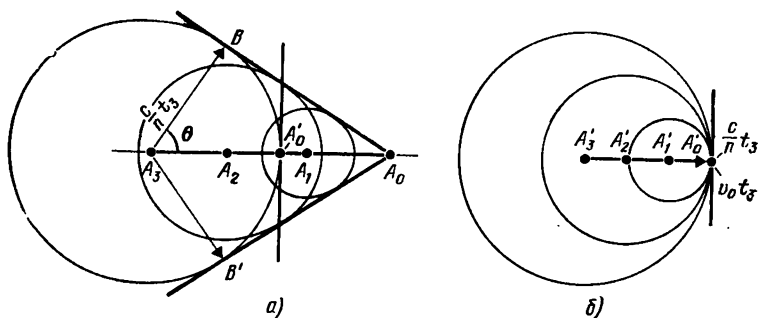


Рис. 4

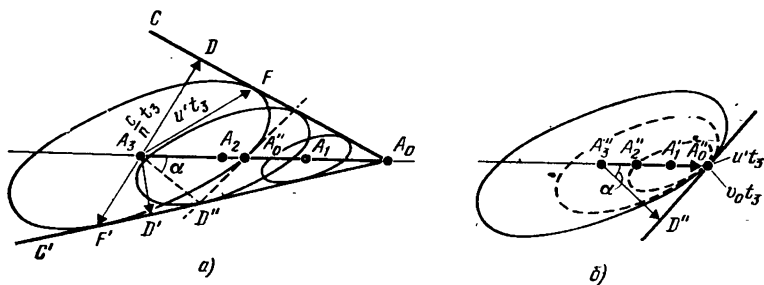


Рис. 5

Для обыкновенных лучей скорость волн вдоль луча, так же как в изотропной среде, равна фазовой скорости света c/n и не зависит от направления. Поверхности лучей — просто сферы, радиусы которых для точек A_3 , A_2 , A_1 и A_0 соответственно $\frac{c}{n} t_3$, $\frac{c}{n} t_2$, $\frac{c}{n} t_1$ и 0 (см. рис. 4). Огибающая этих сфер — это, очевидно, конус кругового сечения с вершиной в A_0 ¹². Образующие его, лежащие в плоскости чертежа, A_0B и A_0B' .

¹² При таком рассмотрении, строго говоря, предполагается, что происходит суперпозиция монохроматических волн. Каждую точку траектории следует поэтому считать источником таких волн, испускаемых бесконечно долго. В действительности лишь сложение волн различной частоты создает световой импульс, возникающий в момент прохождения через каждую точку частицы. Поэтому существует, конечно, не одна, а неограниченно много волновых поверхностей, для волн данной частоты. Та, которая обычно строится, выделена лишь тем, что она проходит через точку мгновенного положения частицы (будем называть ее волновым конусом).

Направления лучей по принципу Гюйгенса дают радиусы-векторы, проведенные из какого-либо центра волн в точки касания с огибающей поверхностью. На рис. 4 это, например, A_3B или A_3B' , совпадающие для обыкновенных лучей с образующими конуса волновых нормалей. Конус излучения получается, таким образом, для обыкновенных лучей так же, как в эффекте Вавилова—Черенкова в изотропной среде. Существенное отличие от изотропной среды связано с поляризацией света и зависящим от нее распределением интенсивности. При таком построении это не учитывается.

Нетрудно из рис. 4 определить величину пороговой скорости. При уменьшении скорости расстояния между точками A уменьшаются. Пороговым является случай, когда точка A_0 займет положение A_0' на поверхности сферы. (Этот случай представлен отдельно на рис. 4, а.) При меньших скоростях сферы будут полностью лежать одна внутри другой и не будут иметь общей огибающей. В пороговом случае они имеют только общую точку касания A_0' . При этом, очевидно; $\frac{c}{n} t_3 = v_0 t_3$, т. е.

$v_0 = c/n$. Конус волновых нормалей сжимается к направлению скорости v , а волновой конус превращается в плоскость, перпендикулярную к оси движения в точке A_0' (см. рис. 4, а).

Аналогичным образом применяется принцип Гюйгенса и для получения волнового конуса необыкновенных лучей (см. рис. 5). Различие состоит в том, что вокруг точек A_3 , A_2 и A_1 вместо сфер строятся поверхности лучей $u't_3$, $u't_2$ и $u't_1$. Конус, огибающий эти поверхности, с вершиной в A_0 в случае, представленном на рис. 5, не является круговым. В плоскости чертежа лежат образующие этого волнового конуса A_0C и A_0C' . Перпендикуляры, опущенные на них, например A_3D и A_3D' , определяют волновые нормали, а их длина пропорциональна фазовым скоростям. Векторы, проведенные из A_3 в точки касания A_3F и A_3F' , дают соответствующие им направления лучей, которые, как видно на рис. 5, не совпадают с волновыми нормальями. Из рис. 5 видно также, что направление необыкновенного луча для излучения Вавилова—Черенкова в кристалле может даже составлять тупой угол с направлением скорости (направление A_3F на рис. 5).

Нетрудно определить величину пороговой скорости

для появления в излучении Вавилова—Черенкова необыкновенных лучей. Пороговый случай будет иметь место, когда скорость уменьшится настолько, что точка A_0 совместится с точкой A_0'' . При этом все поверхности лучей лежат одна внутри другой и имеют общую точку касания A_0'' . Из рис. 5 или 5, а, на котором изображен пороговый случай, видно, что пороговое $v = v_0 = u'$. Волновой конус превращается при этом в плоскость $A_0''D''$, а волновая нормаль образует с направлением v угол α . Если проследить, что происходит с конусом волновых нормалей (на рис. 5 его образующие — A_3D и A_3D') при уменьшении скорости, т. е. при приближении точки A_0 к A_0'' , то нетрудно убедиться, что он сжимается не к направлению v , а к направлению A_3D'' . Таким образом, в пороговом случае в уравнении (4) надо полагать не $\theta = 0$, а $\theta = \alpha$. Тогда уравнение (4) дает $\frac{vn}{c} \cos \alpha = 1$, т. е. действительно $v = c/n \cos \alpha = u'$.

Напомним, что с помощью рис. 4 и 5 мы определили порог появления света некоторой данной частоты ω . Скорость, при которой вообще появляется излучение, определяется минимальной в данной среде величиной скорости волн вдоль луча $u' = u'_{\text{мин}}$, для луча, направленного по движению. Для частоты ω' , для которой $u' = u'_{\text{мин}}$, скорость волн вдоль луча не зависит от частоты и, значит, равна групповой скорости. Таким образом, снова приходим к выводу, что порог связан с групповой скоростью.

Рассмотрение излучения системы, обладающей собственной частотой колебаний ω_0 , также может быть распространено на случай оптически анизотропной среды. Здесь проявляются те же особенности, о которых говорилось в связи с излучением Вавилова—Черенкова. Связь между ω , θ , v и ω_0 по-прежнему определяется уравнениями (5) и (6), как и в изотропной среде, но под величиной n надо понимать его значение для направления волновой нормали под углом θ к скорости.

Зависимость n от направления приводит к тому, что связь между θ и частотой излучения ω при заданных собственной частоте ω_0 и скорости v не является элементарной. Для нахождения θ можно воспользоваться графическим методом, предложенным В. Е. Пафомовым [16] при рассмотрении эффекта Вавилова—Черенкова в кристаллах, обобщив его на случай произвольного ω_0 .

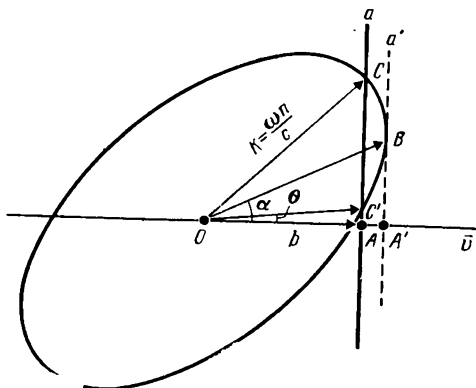


Рис. 6

На рис. 6 представлено сечение поверхности волновых векторов $\mathbf{k}(\omega) = \omega \mathbf{n}/c$ для данного ω в случае необыкновенных лучей в одноосном кристалле. Эта поверхность, дающая зависимость векторов \mathbf{k} от направления (они ориентированы по нормали к волне), отличается от поверхности показателей преломления только постоянным множителем ω/c (величину ω считаем заданной). Таким образом, для одноосного кристалла эта поверхность есть эллипсоид вращения. Допустим, что ось \mathbf{v} есть направление движения излучателя. Отложим на оси \mathbf{v} отрезок OA длины b , равной b_0 , b_1 или b_2 в зависимости от того, рассматривается ли эффект Вавилова—Черенкова, обычный эффект Доплера или сверхсветовой эффект Доплера. При этом

$$b_0 = \frac{\omega}{v}, \quad (14)$$

$$b_1 = \frac{\omega - \omega_0}{v}, \quad (15)$$

$$b_2 = \frac{\omega + \omega_0}{v}. \quad (16)$$

В точке A , являющейся концом отрезка b , построим плоскость a , перпендикулярную к оси \mathbf{v} . Кривую пересечения этой плоскости с поверхностью $k(\omega)$ будем рассматривать как сечение некоторого конуса с вершиной в O . В плоскости рисунка лежат образующие этого конуса OC и OC' . Этот конус определяет величину и на-

правление векторов \mathbf{k} для света частоты ω , возникающего в рассматриваемом случае, т. е. для данного вида излучения при заданных ω_0 и v .

В самом деле, из рис. 6 видно, что OA есть проекция вектора OC или OC' , т. е. вектора $\mathbf{k} = \omega n(\omega, \theta)/c$, таким образом

$$\frac{\omega n(\omega, \theta)}{c} \cos \theta = b. \quad (17)$$

Подставляя вместо b его значения из (14), (15) или (16), получаем тождественно уравнения (4), (5) или (6).

Из рис. 6 видно, что конус волновых нормалей действительно может быть не только асимметричным, но даже, как об этом уже упоминалось, ось v может лежать вне конуса.

Не всегда плоскость α пересекается с поверхностью $k(\omega)$. Это соответствует тому очевидному факту, что не всякая частота излучается при данных v и ω_0 . Если $b = b' = OA$ (см. рис. 6), то плоскость касается поверхности и, следовательно, $b' = OA$ является граничной для появления в спектре данной частоты ω . Вектор \mathbf{k} , т. е. нормаль к волне, совпадает при этом с OB . Нетрудно показать, что она образует угол α с направлением скорости, причем с направлением движения совпадает направление луча. Если положить в соответствии с этим, в уравнении (3) угол $\theta = \alpha$, то для скорости v_0 , необходимой для появления частоты ω , получим такое общее условие:

$$\frac{\omega}{u'} = \frac{\omega \pm \omega_0}{v_0}, \quad (18)$$

где u' — скорость волн вдоль оси v (положительная или отрицательная, т. е. направленная по v или против нее). В частном случае излучения Вавилова—Черенкова $\omega_0 = 0$.

Излучение системы, имеющей собственную частоту колебаний и движущуюся в оптически анизотропной среде, впервые было рассмотрено в работе К. А. Барсукова и А. А. Коломенского [17]. Ими выяснен ряд особенностей излучения, связанных с наличием обыкновенных и необыкновенных лучей и существенной ролью поляризации волн.

Весьма интересно, что именно этот, казалось бы,

более сложный случай, по-видимому, уже сейчас интересен с экспериментальной точки зрения. Барсуковым и Коломенским специально рассмотрен вопрос об излучении радиоволн в ионосфере, которая под действием магнитного поля Земли ведет себя как оптически анизотропная среда. Существенно, что в некоторой области частот эта среда обладает сильной дисперсией и в ней возможен сложный эффект Доплера. Коломенский и Барсуков пришли к выводу, что сложный эффект Доплера возможен для радиоволн подходящей частоты, испускаемых искусственным спутником Земли, движущимся в ионосфере. По оценке этих авторов доплеровское смещение может составлять от 10 до 100 Гц и сопровождаться в этом случае расщеплением излучаемой частоты на компоненты, отстоящие друг от друга на несколько сотых герца. По-видимому, при хорошо стабилизированной частоте передатчика такое расщепление может быть обнаружено.

* * *

Я стремился показать в своей лекции, что имеется широкий круг вопросов, связанных с излучением источников света, движущихся в преломляющих средах. Излучение электрического заряда, движущегося со сверхсветовой скоростью в изотропной среде, т. е. экспериментально изученный случай эффекта Вавилова—Черенкова, по существу, является лишь частным, хотя и очень интересным примером этой области явлений.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Черенков П. А. ДАН 2, 451 (1934); Вавилов С. И., ДАН 2, 457 (1934); Черенков П. А. Труды Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР 2, № 4 (1944).
2. Тамм И. Е. и Франк И. М. ДАН 14, 107 (1937).
3. Гинзбург В. Л. ЖЭТФ 10, 589 (1940); G. Phys. USSR, 2, 441 (1940).
4. Франк И. М. Известия АН СССР, сер. физ., 6, 3 (1942); G. Phys. USSR, 7, 49 (1943).
5. Франк И. М. ЖЭТФ (1959) 36, 823, Объединенный институт ядерных исследований Р-237 (1958).
6. Fermi E. Phys. Rev., 57, 485 (1940).
7. Франк И. М. Сборник «Памяти С. И. Вавилова». М., Изд-во АН СССР, 1952.
8. Болотовский Б. М. УФН, 62, 201 (1957).
9. Гинзбург В. Л. и Франк И. М. ДАН 56, 699 (1947).
10. Гинзбург В. Л., Эйдман В. Я. ЖЭТФ 35, 1509 (1958); Богданкевич Л. С., ЖТФ 29, 1086 (1959).

11. Гинзбург В. Л. и Франк И. М. ЖЭТФ, **16**, 15 (1946).
12. а) Гарибян Г. М. ЖЭТФ, **33**, 1403 (1957); б) Пафомов В. Е., ЖЭТФ, **37**, (1959).
13. Гинзбург В. Л. ЖЭТФ, **10**, 608 (1940); G. Phys USSR, **3**, 101 (1940).
14. Гинзбург В. Л. и Франк И. М. ДАН, **56**, 583 (1947).
15. Франк И. М. УФН, **30**, 149 (1946).
16. Пафомов В. Е. Диссертация, ФИАН. М., 1957; ЖЭТФ **32**, 366 (1957); **37** № 6 (1959).
17. Барсуков К. А. и Коломенский А. А. ЖТФ **29**, 954 (1959).
18. Gellay G. V. Cherenkov Radiation and its Applications, Pergamon Press, London, 1958.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| П. А. Черенков. Излучение частиц сверхсветовой скорости и некоторые применения этого излучения в экспериментальной физике | 3 |
| И. Е. Тамм. Общие свойства излучения, испускаемого системами, движущимися со сверхсветовыми скоростями, и некоторые приложения к физике плазмы | 19 |
| И. М. Франк. Оптика источников света, движущихся в преломляющих средах | 35 |
| § 1. Особенности излучения в среде | 35 |
| § 2. Переходное излучение | 40 |
| § 3. Спектр излучения и квантовая интерпретация явления | 42 |
| § 4. О порогах излучения | 47 |
| § 5. Излучение в оптически анизотропных средах | 54 |

ПЕРВЫЕ СОВЕТСКИЕ НОБЕЛЕВСКИЕ ЛАУРЕАТЫ-ФИЗИКИ

(Актуальные проблемы физики)

Сборник статей

Составитель *Валентина Ивановна Достовалова*

Гл. отраслевой редактор *Л. А. Ерлыкин*. Редактор *К. А. Кутузова*. Мл. редактор *И. Р. Меркина*. Обложка художника *Г. Ш. Басырова*. Художественный редактор *Н. В. Пьяных*. Технический редактор *Л. А. Солнцева*. Корректор *Н. Д. Мелешкина*

ИБ № 6497

Сдано в набор 04.09.84. Подписано к печати 24.10.84. Т 21415. Формат бумаги 84×108¹/₃₂. Бумага тип. № 3. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 3,36. Усл. кр.-отт. 3,57. Уч.-изд. л. 3,4. Тираж 33 040 экз. Заказ 1701. Цена 11 коп. Издательство «Знание». 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Индекс заказа 844012.

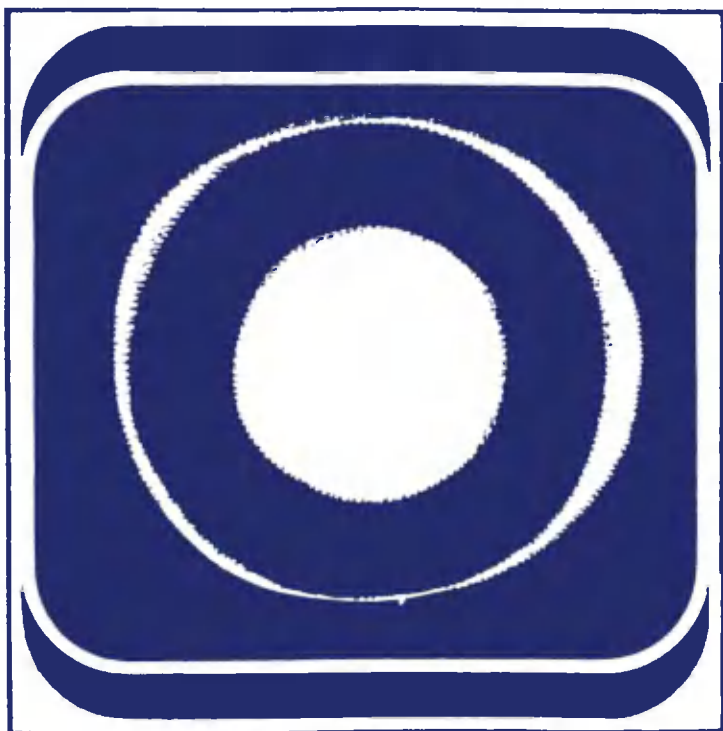
Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр. Новая пл., д. 3/4.

ДОРОГОИ ЧИТАТЕЛЬ!

Брошюры этой серии в розничную продажу не поступают, поэтому своевременно оформляйте подписку. Подписка на брошюры издательства „Знание“ ежеквартальная, принимается в любом отделении „Союзпечати“.

Напоминаем Вам, что сведения о подписке Вы можете найти в „Каталоге советских газет и журналов“ в разделе „Центральные журналы“, рубрика „Брошюры издательства „Знание““.

Цена подписки на год 1 р. 32 к.



СЕРИЯ
ФИЗИКА