# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.37

# ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА \*)

# И. М. Франк

## 1. ВВЕДЕНИЕ

30 лет тому назад, в 1934 г., было открыто излучение Вавилова — Черенкова <sup>1</sup>. За истекшие годы его рассматривали с различных точек зрения. Первоначально отмечались главным образом оптические свойства этого явления. Обычно его трактовали как пример оптики сверхсветовых скоростей. Позже оно прочно вошло в ядерную физику. В данном случае мне существенно отметить, что в этом явлении впервые проявилась непосредственная связь между ядерной физикой и оптикой. В самом деле, характерные свойства излучения Вавилова — Черенкова определяют главным образом три величины: заряд частицы, скорость частицы и показатель преломления света средой. Было очевидно, что есть и другие явления, в которых оптические свойства вещества существенны для излучения быстрой частицы <sup>2</sup>. К их числу принадлежит так называемое переходное излучение.

Допустим, что быстрая заряженная частица попадает из вакуума в металл. Как известно, во многих металлах свет оптических частот поглощается на пути малом или сравнимом с длиной световой волны. Таким образом, оптические компоненты поля движущейся частицы исчезают почти мгновенно, как только частица пересекает границу раздела. При дальнейшем движении в металле она становится как бы невидимой. Очевидно, что это должно приводить к возникновению излучения, в некоторой мере аналогичного тормозному излучению. Если при этом энергия частицы настолько велика, что в поверхностном слое вещества не происходит ни рассеяния, ни заметного изменения ее скорости, то можно считать частицу движущейся равномерно \*\*). Таким образом, здесь, так же как в эффекте Вавилова — Черенкова, возникает излучение при равномерном движении частицы, существенным образом зависящее от оптических свойств среды. Переход из вакуума в металл — это только частный случай явления. Излучение должно возникать каждый раз, когда частица пересекает

<sup>\*)</sup> Доклад, прочитанный на совместной сессии Отделения общей и прикладной физики, Отделения ядерной физики АН СССР и Государственного комитета по использованию атомной энергии 10 декабря 1964 г.

<sup>\*\*)</sup> Путь, на котором не должно происходить рассеяние, зависит от скорости частицы и угла излучения света. Для нерелятивистской частицы это должен быть путь, который частица проходит за время много большее, чем период колебания света.

границу двух сред с различными оптическими характеристиками. Теория этого явления была развита 20 лет тому назад в работе В. Л. Гинзбурга и моей<sup>3</sup>, и мы назвали его переходным излучением. Теперь это название стало общепринятым.

Известно, что в катодных трубках анод действительно светится под действием электронов. По-видимому, свечение анода было замечено еще в первых исследованиях рентгеновских лучей, вскоре после открытия их Рентгеном. Однако в рентгеновской трубке одновременно светились и стекло, и остатки газа в ней, а это мешало наблюдению. В качестве первой попытки исследовать это явление обычно отмечают работу Лилиенфельда <sup>4</sup>, опубликованную в 1919 г., в которой сфотографирован спектр свечения анода и показано, что он сплошной. Несмотря на ряд экспериментальных работ, природа свечения так и не была выяснена. Было высказано несколько предположений о природе этого свечения: люминесценция, а также различные виды тормозного излучения, все в какой-то степени действительно имеющие место. Теперь кажется удивительным, что наряду с ними не был замечен такой естественный и прямо вытекающий из уравнений электродинамики механизм, как переходное излучение. Нет сомнения, что это результат твердо сложившегося убеждения, что при равномерном движении заряженной частицы излучения происходить не должно. Это представление отпало только после появления теории эффекта Вавилова — Черенкова. Расчеты, основанные на теории переходного излучения, показали, что этим видом излучения нельзя пренебрегать в наблюдавшемся свечении. Однако точные экспериментальные данные получены лишь в последние несколько лет. Поскольку в итоге выяснилось, что теория переходного излучения пригодна для их описания, следует вкратце привести здесь ее основные результаты.

#### 2. ТЕОРИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Большинство экспериментов выполнено с заряженными частицами, на пути которых в вакууме находилась твердая мишень. При этом исследовалась та часть свечения, которая излучается от поверхности мишени в вакуум. Это частный случай теории переходного излучения, именно его мы и будем рассматривать. Формула для общего случая несколько сложнее. Для переходного излучения, так же как и для излучения Вавилова — Черенкова, несущественно, является ли частица электроном. Играют роль только величина заряда частицы и скорость ее движения. Для нерелятивистской частицы энергия излучения возрастает как квадрат скорости. Поэтому желательно, чтобы скорость частицы была достаточно велика. Большинство опытов с электронами выполнено при их энергии от нескольких кэв до 100 кэв. Для получения таких электронов не требуется сложных установок, тем более что для опытов достаточны токи в десятки микроампер.

Протон с такой же скоростью, как и электрон, должен, очевидно, иметь энергию в 1850 раз бо́льшую. Таким образом, электрону с энергией, например, 10 кэв соответствует протон с энергией 18,5 Мэв. Для получения таких протонов необходим ускоритель, например циклотрон. Поэтому опыты с электронами более доступны, чем с протонами. С другой стороны, в случае электронов заметный вклад вносит оптическая область частот тормозного излучения. В случае протонов она несущественна. Из дальнейшего будет видно, что некоторые преимущества имеет использование электронов релятивистских энергий, получение которых также требует применения ускорителей, таких, как линейный ускоритель или микротрон. Сначала обратимся к случаю нерелятивистских энергий. Допустим, например, что частица с зарядом *e* (например, электрон) пересекает границу вакуума и среды, двигаясь равномерно и прямолинейно, причем квадрат ее скорости  $v^2 \ll c^2$  (рис. 1). Мы будем рассматривать поле в волновой зоне, т. е. далеко от границы раздела. Амплитуду поля излучения, распространяющуюся в направлении  $\varphi$  к нормали поверхности, можно представить как сумму следующих членов:

 а) поля электрона, движущегося в вакууме и внезапно остановившегося в точке A на границе среды;

б) поля электрона, в тот же момент начавшего движение из точки А в глубь среды.

Первому члену соответствует поле тормозного излучения, возникающее при остановке частицы. Второй член дает тормозное излучение при внезапном ускорении частицы. Вместе они дают поле частицы, движущейся равномерно. Если среда для рассматриваемой частоты имеет  $\varepsilon = 1, \mu = 1, \tau$ . e. не отличается от вакуума, то амплитуды поля в обоих случаях равны по величине, но противоположны по знаку и сумма их нуль. Это соответствует очевидному факту, что равномерно движущаяся в вакууме частица не излучает свет. В остальных случаях при наличии среды компенсация этих двух членов неполная. При этом необходимо учесть еще и третий член: в) поле электрического изображения частицы. Оно эквивалентно полю некоторой фиктивной частицы, движущейся со скоростью v из глубины среды к той же точке А и останавливаюшейся в этой же точке (см. рис. 1).



Рис. 1. Схема, поясняющая метод теоретического рассмотрения переходного излучения (формула (1)).

ВАС — путь частицы с зарядом е и скоростью v, движущейся из вакуума в среду; В'А — траектория ее электрического изображения, движущегося из глубины среды к поверхности. Плотность излучения рассчитывается для удаленной точки D (луч појнаправлению ф к нормали).

В результате получается формула, дающая спектральную плотность излучения в вакууме в направлении ф к нормали в единице телесного угла:

$$\frac{dW_{\omega}}{d\Omega} = \frac{e^2 v_z^2}{4\pi^2 c^3} \sin^2 \varphi \left| 1 + r - f \frac{1}{n_2} \right|^2 .$$
 (1)

Здесь  $v_z$  — это составляющая скорости v частицы, направленная по нормали к поверхности среды. Квадрат модуля берется от суммы амплитуд поля всех трех членов, о которых говорилось, причем общий множитель вынесен за знак модуля. Единице соответствует поле частицы, останавливающейся на границе раздела. Третий член дает поле частицы, продолжающей движение в среде. Здесь f — коэффициент Френеля для преломленной волны. Наличие f в этом члене понятно, так как только часть поля, соответствующая преломленной волне, выходит из среды в вакуум. Кроме того, он содержит множитель  $1/n_2$ , где  $n_2$  — комплексный показатель преломления среды. Этот множитель также имеет простой физический смысл. Волна, наблюдаемая в вакууме под углом  $\varphi$ , в среде движется под углом  $\varphi'$ , а поле излучения пропорционально синусу угла. Отсюда, учитывая закон преломления ния, получаем множитель  $1/n_2$ . Наконец, средний член дает поле электрического изображения частицы. Величина r — не что иное, как коэффициент Френеля для отраженной волны, и смысл ее очевиден. Коэффициенты

Френеля r и f, как известно, связаны между собой и равны \*)

$$r = \frac{n_2^2 \cos \varphi - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi}}{n_2^2 \cos \varphi + \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi}},$$
(2)

$$f = \frac{2n_2 \cos \varphi}{n_2^2 \cos \varphi + \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi}} \,. \tag{3}$$

Поэтому легко записать спектральную плотность излучения либо через r, либо через f. Действительно,

$$1 + r = fn_2. \tag{4}$$

Отсюда имеем

$$\frac{dW_{\omega}}{d\Omega} = \frac{e^2 v_z^2}{4\pi^2 c^3} \sin^2 \varphi \left| 1 + r \right|^2 \left| 1 - \frac{1}{n_z^2} \right|^2.$$
(5)

Формулы (1) и (5) были первоначально получены для случая, когда скорость частицы направлена по нормали к поверхности раздела. Однако, как показал Пафомов <sup>5</sup>, для нерелятивистской частицы они пригодны и в случае косого падения (как это показано на рис. 1) при замене v на  $v_z$ . Таким образом, энергия излучения пропорциональна  $e^2 v_z^2$ , а спектр излучения не зависит от скорости и определяется оптическими свойствами среды. Что касается электрического вектора колебаний, то он в случае оптически изотропной среды лежит в плоскости, определяемой нормалью к поверхности и направлением луча, так что переходное излучение должно быть полностью поляризовано. Этим часто пользуются для выделения его из других видов излучения.

Для более детального рассмотрения особенностей переходного излучения заменим величину r в (5) ее значением из (2); тогда получим

$$\frac{dW_{\omega}}{d\Omega} = \frac{e^2 v_z^2}{\pi^2 c^3} \sin^2 \varphi \left| \frac{(n_z^2 - 1) \cos \varphi}{n_z^2 \cos \varphi + \sqrt{n_z^2 - \sin^2 \varphi}} \right|^2 \cdot$$
(6)

Из (6) видно, что при  $\varepsilon \equiv n_2^2 \to \infty$ , т. е. в идеальном проводнике, для плотности излучения получается

$$\frac{dW_{\omega}}{d\Omega} = \frac{e^2 v_s^2}{\pi^2 c^3} \sin^2 \varphi.$$
(7)

Излучение в этом случае такое же, как при встрече двух разноименных зарядов e, движущихся навстречу друг другу со скоростью  $v_z$ . В общем случае формулу (6) можно, очевидно, записать так:

$$\frac{dW_{\omega}}{d\Omega} = \frac{e^2 v_z^2}{\pi^2 c^3} \sin^2 \varphi |B|^2, \tag{8}$$

$$|B|^{2} = \left| \frac{(n_{2}^{2} - 1)\cos\varphi}{n_{2}^{2}\cos\varphi + \sqrt{n_{2}^{2} - 1 + \cos^{2}\varphi}} \right|^{2}, \qquad (9)$$

где  $|B|^2$  равно квадрату модуля в формуле (6) и учитывает реальные свойства среды. Нетрудно убедиться, что даже в металлах нельзя просто принимать  $|B|^2 = 1$ . В самом деле, из (6) видно, что при  $\varphi$ , близком к  $\pi/2$ , величина  $|B|^2$  убывает с увеличением  $\varphi$  как соз<sup>2</sup>  $\varphi$  и обращается в нуль при  $\varphi = \pi/2$ . Как нетрудно убедиться, это происходит потому, что (1 + r)  $\rightarrow 0$  при  $\varphi \rightarrow \pi/2$ . Таким образом, поле частицы в вакууме

**19**2

<sup>\*)</sup> Не следует удивляться тому, что здесь входит коэффициент Френеля *f* для волны, преломленной из вакуума в среду, хотя в действительности свет идет из среды в вакуум. Эта особенность связана с тем, что источник излучения расположен у поверхности раздела, а поле определяется в удаленной от нее точке. В правильности результата легко убедиться, воспользовавшись теоремой взаимности <sup>3</sup>.

гасится полем ее изображения. Результат получается такой же, как если бы встречались не разноименные, а одинаковые по заряду частицы.

Точный вид углового распределения излучения, конечно, зависит от  $n_2$ . Качественно, однако, для ряда металлов и диэлектриков он имеет сходный характер, с максимумом, лежащим между  $60^\circ$  и  $70^\circ$  (см. рис. 2—4).

В общем случае анализ формулы (6) не очень прост, так как в веществах, поглощающих свет, n<sub>2</sub> комплексно:

$$n_2 = n + ik. \tag{10}$$

Для простоты рассмотрения будем считать, что в  $n_2^2$  можно пренебречь величиной мнимой части по сравнению с действительной. Это правильно для большинства диэлектриков, в которых  $k \ll n$ .

Нетрудно убедиться, что при  $\varepsilon \equiv n_2^2$ , немного превышающем единицу, интенсивность переходного излучения существенно меньше, чем в случае идеального проводника, так как  $|B|^2 \ll 1$  для любого угла  $\varphi$  (см. формулу (9)). В самом деле, если угол  $\varphi$  невелик и соз  $\varphi > (n^2 - 1)$ , то величина

$$B^2 \approx \left(\frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 1}\right)^2 < 1;$$

при больших  $\varphi$ , для которых  $\cos \varphi < (n^2 - 1)$ :  $B^2 \sim (n_2^2 - 1) \cos^2 \varphi$ , т. е. убывает до нуля при  $\varphi \rightarrow \pi/2$ .

Для  $\varepsilon \equiv n_2^2$ , много бо́льших 1, и при достаточно малых  $\varphi$  величина *В* близка к единице, т. е. плотность излучения приближается к величине (7).

Интересен случай металлов, в которых обычно  $k \gg n$ . Оказывается, и здесь для приближенного рассмотрения величины | B |<sup>2</sup> можно в некоторых случаях считать  $n_2^2$  действительным <sup>6</sup>. В самом деле,

$$\varepsilon \equiv n_2^2 = (n^2 - k^2) + 2ink, \qquad (11)$$

и при достаточно больших k по сравнению с n величина  $|n^2 - k^2| \gg \gg |2nk|$ . Особенность этого случая, характерная для металлов, состоит в том, что действительная часть є отрицательна. Нетрудно показать, что в этом случае при не очень больших  $\varphi$  величина  $|B|^2 > 1$ , т. е. плотность излучения даже больше, чем для идеально проводящего металла. Положим для приближенного рассмотрения, что  $n_2^2 = n^2 - k^2 < 0$ . Тогда величина, стоящая в числителе  $|B|^2$ ,

$$|(n_{2}^{2}-1)\cos\varphi|^{2} = [(n^{2}-k^{2}-1)\cos\varphi]^{2} = [(k^{2}-n^{2}+1)^{2}\cos^{2}\varphi] > |n_{2}^{2}|^{2}\cos^{2}\varphi,$$

и для  $|B|^2$  получаем <sup>6\*</sup>)

$$|B|^{2} = \frac{(k^{2} - n^{2} + 1)^{2} \cos^{2} \varphi}{(k^{2} - n^{2})^{2} \cos^{2} \varphi + (k^{2} - n^{2}) + \sin^{2} \varphi}.$$
 (12)

Отсюда при очень малых ф имеем

$$|B|^2 \approx 1 + \frac{1}{k^2 - n^2}$$
 (13)

Возможность  $|B|^2 > 1$  определяется, очевидно, тем, что при отрицательной величине  $n_2^2$  наличие слагаемого — 1 в множителе  $|n_2^2 - 1|^2$ не уменьшает, а увеличивает  $|B|^2$ . С другой стороны, сопоставляя формулы (1), (5) и (6), нетрудно убедиться, что слагаемое — 1 обязано той части поля, которая возникает при движении частицы в среде. Таким образом, даже в металлах при большой величине коэффициента поглощения не всегда можно пренебречь этой частью поля. Эта особенность,

$$V \overline{n_2^2 - 1 + \cos^2 \varphi} = V \overline{n_2^2} - \sin^2 \varphi = i V \overline{k^2 - n^2} + \sin^2 \varphi.$$

<sup>\*)</sup> Для вычисления квадрата модуля в знаменателе (9) надо учесть, что

отличающая переходное излучение в реальном металле от идеального случая формулы (7), не была предсказана. Она выяснилась при сопоставлении экспериментальных данных с теорией <sup>6</sup>. (Результаты расчета видны и из рис. 2.) Другая особенность, на которую также не было обращено внимание, пока она не обнаружилась на опыте, состоит в том, что спектральная плотность излучения может стать большой, если  $|n_2|^2$  мало. В частности, это имеет место в ультрафиолетовой области для серебра. Для длины волны  $\lambda = 3500$  Å в серебре величина k = 1 и n = 0,16 (см. рис. 11). Таким образом, действительная часть є равна  $n^2 - k^2 = -1$  и мнимая часть много меньше |2nk| = 0,32. Следовательно, не будет большой ошибкой, если для  $\lambda = 3500$  Å воспользоваться формулой (13). Тогда получим, что  $|B|^2 = 2$ . При уменьшении  $\lambda$  мнимая часть



Рис. 2. Полярная диаграмма интенсивности переходного излучения, рассчитанная по формуле (8), для идеального проводника ( $\varepsilon' \rightarrow \infty$ ), серебра, вольфрама и диэлектрика с  $\varepsilon = 2$ .

 $n_2$  убывает (максимум прозрачности серебра — при  $\lambda = 3250$  Å), а действительная часть растет; при  $\lambda = 3300$  Å они равны: n = k = 0,4, т. е.  $n^2 - k^2 = 0$ . Однако величина  $|B|^2$  не равна бесконечности, как это следует из (13). Эта формула здесь неприменима, так как мнимой частью  $n_2^2$ , равной |2nk| = 0,32, нельзя пренебрегать. Если воспользоваться формулой (9) и принять во внимание действительную и мнимую части  $n_2^2$ , то оказывается, что максимум величины  $|B|^2$  лежит в области длин волн между  $\lambda = 3300$  Å и  $\lambda = 3500$  Å (см. рис. 12).

Все рассмотренные выше формулы относятся к случаю, когда толщина мишени, в которой движется частица, значительно больше, чем толщина слоя, из которого может выходить свет. Если же мишень настолько тонкая, что и частица, и свет способны проходить через нее, надо учитывать, что переходное излучение возникает на обеих ее поверхностях. Если при этом частица проходит мишень без рассеяния и заметной потери скорости, то излучение от обеих поверхностей когерентно. В зависимости от рассматриваемого угла излучения, толщины пластинки и скорости частицы излучение будет усиливаться или ослабляться <sup>7-9</sup>. Наличием такой когерентности переходное излучение отличается и от тормозного излучения, и от флуоресценции. Эта особенность действительно была обнаружена на опыте. В общем случае, особенно при косом падении частицы на поверхность, формулы довольно громоздки, и поэтому я не буду их здесь приводить.

Рисунок заимствован из работы Бёрша и др. 13. Величина r= = sin²  $\phi \mid B \mid$ ². Из рисунка видно, что при углах  $\phi < 50^\circ$  интенсивность излучения для серебра превышает ожидаемую для идеального проводника.

Прежде чем переходить к рассмотрению экспериментальных данных о переходном излучении, я хочу вкратце рассмотреть случай переходного излучения релятивистской частицы. Для релятивистской частицы формула (1) имеет вид

$$\frac{dW_{\omega}}{d\omega} = \frac{e^2 v^2}{4\pi^2 c^3} \sin^2 \varphi \left| \frac{1}{1 - \beta \cos \varphi} + \frac{r}{1 + \beta \cos \varphi} - f \frac{1}{n^2} \frac{1}{1 - \beta n_2 \cos \varphi'} \right|^2.$$
(14)

Здесь  $\varphi'$  — угол в среде (вообще говоря, комплексный), дающий  $\varphi$  после преломления. Величины  $\varphi'$  и  $\varphi$ , очевидно, связаны соотношением

$$n_2 \cos \varphi' = \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi}.$$
(15)

Формула (14) относится к случаю, когда частица движется нормально к поверхности раздела из среды в вакуум, а излучение наблюдается в вакууме под углом  $\varphi$  к нормали. При обратном направлении скорости, т. е. при движении частицы из вакуума в среду, знак перед  $\beta$  во всех членах в знаменателе должен быть изменен на обратный. Таким образом, в отличие от нерелятивистской частицы, излучение в этом случае зависит от знака скорости частицы по отношению к среде, т. е. проявляется характерная направленность. В случае, когда частица движется не по нормали к поверхности, нельзя просто заменять v на  $v_z$ . Для релятивистской частицы формула при этом усложняется <sup>5</sup>. При показателе преломления, большем единицы, эта формула содержит в себе и излучение Вавилова — Черенкова. В самом деле, если величина  $n_2$  действительная и больше единицы, то знаменатель третьего члена обращается в нуль при известном условии

$$\cos\varphi' = 1/\beta n_2,\tag{16}$$

т. е. величина излучения становится бесконечно большой. При комплексном показателе преломления, т. е. при наличии поглощения, спектральная плотность излучения остается конечной для любого угла.

Формула (14) отличается от (1) наличием характерных для излучения релятивистской частицы множителей вида  $1/(1 \pm \beta n \cos \varphi)$  в каждом из членов. В результате переходное излучение релятивистской частицы имеет ряд особенностей, которые в последние годы привлекли к себе значительное внимание и стимулировали появление многих теоретических исследований <sup>8-11</sup>. Эти вопросы выходят за рамки моего доклада, и я остановлюсь на них совсем кратко.

Из формулы (14) видно, что при малых ф, для которых соз ф близок к 1, знаменатель первого члена, стоящего под знаком квадрат модуля, убывает с увеличением энергии частицы, т. е. по мере того, как β стре-мится к 1. В отличие от него второй член всегда остается конечными меньшим 1. Что касается третьего члена, то, если только угол наблюдения заметно отличается от угла, характерного для излучения Вавилова — Черенкова, и  $n_2 \neq 1$ , им также можно пренебречь по сравнению с первым членом. В этом случае в формуле для переходного излучения при очень малых углах играет роль только первый член. Этот первый член тождествен с излучением релятивистской частицы при ее внезапной остановке в вакууме. Одновременно с возрастанием излучения под малыми углами сжимается конус излучения, в котором это возрастание существенно. В результате суммарная плотность излучения на единичный интервал частоты, проинтегрированная по всем углам, возрастает только логарифмически с энергией частицы. Существенно, что, в отличие от нерелятивистской частицы, переходное излучение при малых ф не будет снижено, если воспользоваться прозрачным диэлектриком с показателем преломления незначительно отличающимся от 1. Это дает возможность суммировать излучение от многих поверхностей раздела<sup>10</sup>. Такой случай представляет интерес по той причине, что количество фотонов переходного излучения, лежащих в оптической области спектра и возникающих при пересечении каждой из границ, порядка 0,01 для релятивистской частицы. Поэтому для увеличения эффективности детектирования частицы по переходному излучению полезно суммирование его от многих поверхностей.

В дальнейшем были выяснены другие характерные свойства переходного излучения релятивистской частицы. Пожалуй, наиболее интересным является следствие из рассмотренной здесь особенности, состоящее в том, что спектр переходного излучения ультрарелятивистской частицы распространяется и на область рентгеновских и ү-лучей, причем тем дальше, чем больше энергия частицы.

В самом деле, для области очень высоких частот показатель преломления хотя и близок к единице, но меньше ее, и это отличие от единицы убывает как квадрат частоты. С другой стороны, чем больше энергия частицы, т. е. чем меньше  $1 - \beta \cos \varphi$  при малых  $\varphi$ , тем меньшего отличия показателя преломления от 1 достаточно для того, чтобы третий член в формуле (14) был мал по сравнению с первым. В результате при увеличении энергии частицы предельная частота переходного излучения растет примерно пропорционально ее энергии.

Тот факт, что это обстоятельство не было замечено сразу, несомненно, определяется тем, что уже стало привычным представление, что переходное излучение характерно для оптической области спектра. Когда в работе Гарибяна<sup>8</sup> было показано, что суммарная энергия переходного излучения релятивистской частицы возрастает с увеличением ее энергии, сначала этот результат представлялся в какой-то мере парадоксальным. В самом деле, формула (14), как уже отмечалось, дает только логарифмический рост при увеличении энергии частицы. Вскоре, однако, было понято, что здесь, как это часто бывает, сравнивались несопоставимые величины. Формула (14) дает спектральную плотность излучения, в то время как результат Гарибяна относится к полной энергии излучения, которая возрастает за счет обогащения спектра новыми частотами.

Для излучения ультрарелятивистской частицы рядом авторов были предсказаны и другие интересные особенности. В частности, оказалось, что уже не всегда возможно рассматривать тормозное и переходное излучения как независимые явления <sup>11</sup>. Мне кажется, что эти вопросы могли бы быть предметом отдельного обсуждения.

Целью моего рассмотрения является оптическая область спектра. Я упомянул здесь об излучении релятивистской частицы по той причине, что и для получения оптической области спектра использование релятивистских частиц представляется рациональным. Об этом я буду говорить в последней части своего доклада. Приведем пока некоторые оценки интенсивности переходного излучения. Для определения числа фотонов, излучаемых в единице телесного угла в интервале частот  $\Delta \omega$ , необходимо разделить величину (8) на  $\hbar \omega$ ; тогда получим

$$\frac{dN_{\omega}}{d\Omega}\Delta\omega = \frac{\alpha}{\pi^2} \beta^2 \sin^2 \varphi |B_{\omega}|^2 \frac{\Delta\omega}{\omega}$$
(17)

где  $\alpha$  — константа тонкой структуры,  $\alpha = 1/137$ , и  $|B_{\omega}|^2$  для нерелятивистской частицы определяется формулой (9), а для релятивистской равна одной четверти величины, стоящей под знаком квадрата модуля в формуле (14). Формула (17) дает энергию излучения на одну частицу. Если имеется ток однозарядных частиц, равный *i* миллиампер, то величину (17) надо, очевидно, умножить на  $6 \cdot 10^{15}i$ . Что касается величины  $|B|^2$ , то поведение ее для реальной среды и отличие от случая идеально проводящей среды ( $|B|^2 = 1$ ) видны из рис. 2.

# 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время имеется уже значительное количество работ, содержащих довольно полное исследование свечения различных мишеней под действием заряженных частиц. За исключением работы Голдсмита и Джелли <sup>12</sup>, использовавших протоны с энергией от 1 до 5 *Мэв*, во всех остальных работах бомбардирующими частицами служили электроны. Я не буду ни придерживаться хронологического порядка в их изложении, ни давать полный обзор каждой из опубликованных работ \*). Постараюсь лишь суммировать основные полученные результаты.

В настоящее время исследовано свечение под действием электронов следующих веществ: алюминия, никеля, серебра, ванадия, тантала, молибдена, титана, цезия, меди, олова, сурьмы, германия <sup>13-16</sup>, а также нескольких диэлектриков <sup>17</sup>: NiO, CoO, MnO. Таким образом, излучение оказалось универсальным. Практически в каждой из работ исследовалась поляризация излучения, зависимость выхода от энергии и абсолютная величина излучаемой энергии. Во всех случаях свет оказался частично поляризованным, причем знак поляризации таков, как предсказывает теория переходного излучения (электрический вектор лежит в плоскости, проходящей через нормаль к поверхности и направление наблюдения). В случае металлов поляризация растет с увеличением энергии электронов и становится практически 100%-ной в области энергий 50—100 кэв. Это соответствует ожиданиям.

В самом деле, в случае металлов возможна люминесценция, возникающая в поверхностной пленке на металле. Можно ожидать, что яркость ее не только не растет, а уменьшается с увеличением энергии электрона, так как ионизационные потери энергии частицы в поверхностном слое убывают при увеличении скорости частицы.

То же самое имеет место и для оптической части тормозного излучения. Тормозное излучение связано с рассеянием электронов, а вероятность рассеяния в тонком слое уменьшается с увеличением их энергии. Так как свет из металла может выходить только из тонкого слоя, выход тормозного излучения должен быть обратно пропорционален энергии электронов.

В то же время выход переходного излучения, как уже отмечалось, возрастает, как квадрат скорости электронов. Поэтому при увеличении энергии электронов переходное излучение должно играть преобладающую роль по сравнению с тормовным и люминесценцией. В случае диэлектриков <sup>17</sup> NiO, CoO, MnO поляризация оказалась меньше, чем в металлах. Величина ее около 50%, причем она слабо зависит от энергии электронов (исследован интервал до 30 кэе). Это объясняется естественным образом тем, что люминесценция возникает не только на поверхности, но и внутри диэлектрика. Так как коэффициент поглощения света не очень велик, свет суммируется от всех частей пробега электрона. Поэтому выход люминесценции, так же как и выход переходного излучения, в этом случае должен расти примерно пропорционально энергии электронов. Если вычесть из полной интенсивности долю неполяризованного света, то остаток дает типичное для переходного излучения угловое распределение с максимумом под углом около 60° (рис. 5). Хорошее количественное согласие

<sup>\*)</sup> По этой же причине и список литературы не претендует на полноту. В частности, из обширной литературы по вопросам, связанным с теорией переходного излучения, упомянута лишь часть.

углового распределения с теорией переходного излучения было получено и для свечения металлов (рис. 3 и 4).

Как и ожидалось, яркость свечения пропорциональна энергии электронов. Величина абсолютного выхода оказалась при этом согласующейся,



Рис. 3. Сравнение расчетных данных по угловому распределению с результатами эксперимента для поляризованной компоненты видимой части спектра излучения. Внешняя кривая — для серебра, средняя кривая — для алюминия и внутренняя — для никсля (диссертация С. Михаляка<sup>14</sup>).

в пределах точности ошибок измерения, с рассчитанной по теории переходного излучения (рис. 6).

Имеется ряд экспериментов, позволяющих исключить наличие некоторых из возможных механизмов излучения, отличных от переходного.



Рис. 4. Сравнение наблюдаемого углового распределения для вольфрама с ожидаемым по теории (данные работы Бёрша и др. <sup>13</sup>).

Так, например, было тщательно проверено, что энергия излучения пропорциональна току электронов (рис. 7). Это доказывает, что отсутствуют механизмы свечения, имеющие какой-то многоступенчатый характер. В частности, возможно, например, выделение газа под действием электронной бомбардировки и возбуждение этого газа электронами. Такой эффект, вероятно, был бы квадратичным по отношению к току электронов. Было также показано, что яркость свечения не зависит от наличия газа<sup>13</sup>. При хорошем вакууме (давление не ниже  $10^{-5} mop$ ) яркость не изменяется при улучшении вакуума на 4 порядка (до 10<sup>-9</sup>*mop*).

Мне представляются очень интересными опыты, выполненные при различных температурах мишени <sup>13</sup>. Это наиболее прямой метод выяснения, связаны ли наблюдаемые явления с люминесценцией. В случае вольфрама было показано, что яркость излучения остается неизменной при нагревании мишени до 2000° К. Опыт не прост, так как яркость теплового излучения в этом случае велика, а переходное излучение очень слабо. Измерение удалось провести благодаря тому, что использовались свето-

фильтры, пропускавшие только ультрафиолетовую область спектра, а пучок электронов модулировался. Усиливая только переменную составляющую тока фотоумножителя, можно было отделить компоненту света, возбуждаемого электронами, от непрерывного фона теплового излучения. Для других металлов также были поставлены опыты с изменением температуры в тех пределах, в которых это было допустимо для данного вещества <sup>13</sup>. Если на поверхности металла имелась пленка, то яркость действительно менялась при нагревании. Так, в случае платины наблюдался максимум из-



Рис. 5. Угловое распределение, полученное для поляризованной части излучения, возникающего при бомбардировке диэлектрика ( $\varepsilon = 5.4$ ) электронами.

Сплошная кривая — предсказания теории переходного излучения (результаты работы С. Танаки и И. Катаямы <sup>17</sup>).

лучения при 400° С, а поляризация излучения при этом уменьшалась. В алюминии при наличии пленки окиси яркость свечения возрастает



Рис. 6. Зависимость выхода E = f(U) переходного излучения из серебра (под углом  $\varphi = 60^{\circ}$ ) от энергии электронов (телесный угол  $\Omega = 7,7\cdot10^{-2}$ , интервал длин волн 3900—6600 Å, ток I—в мказнергия электронов — в кэе) и сравнение его с теорией (прямая) (данные диссертации С. Михаляка <sup>14</sup>).

пленки окиси яркоств свечения возрастает примерно на порядок, а поляризация практически исчезает. Напомню, что 30 лет тому назад П. А. Черенков по совету С. И. Вавилова поставил аналогичные опыты по

поставил аналогичные опыты по влиянию температуры на яркость для доказательства того, что открытое им поляризованное излучение не есть люминесценция.

Таким образом, можно утверждать, что и здесь поляризованная часть излучения — это не люминесценция. При этом по универсальности свечения, его поляризации, величине выхода и зависимости его от энергии частиц, а также по угловому распределению наблюдается хорошее согласие с теорией переходного излучения.

Интересны опыты по изучению спектра переходного излучения. На этом вопросе следует остановиться несколько подробнее. Чтобы сравнить наблюдаемый спектр переходного излучения с теорией, надо знать величины действительной и мнимой частей показателя преломления как функции часто-

ты света. Сделать это не всегда просто. Вот, например, зависимость действительной части показателя преломления меди от длины волны

по измерениям различных авторов (рис. 8). Из графиков видно, что согласие различных данных практически отсутствует. По-видимому, в



Рис. 7. Зависимость яркости переходного излучения (в относительных единицах) от силы тока (при энергии 12 ков) (диссертация С. Михаляка <sup>14</sup>).

значительной степени это различие реально и вызвано качеством металла, который изучался. Для комплексной части показателя преломления согла-



Рис. 8. Зависимость действительной части показателя преломления меди от длины волны по измерениям различных авторов (графики из работы Эмерсона и др. <sup>15</sup>). сие данных несколько лучше, но тоже не блестящее. На рис. 9 приведены экспериментальные данные для переходного излучения от меди при угле  $\phi = 30^{\circ}$  и энергии электронов 100 кэв, а также приведены расчетные кривые по тем оптическим данным, о которых уже упоминалось. Если учесть возможные ошибки, здесь во всяком случае нет противоречия с теорией. При этом следует сравнивать не только ход кривых, но и абсолютные величины ординат, и это делает согласие более убедительным. Разумеется, решающим здесь был бы эксперимент, в котором на одной и той же мишени проводились бы оптические измерения и измерения методом переходного излучения. Однако до настоящего времени этими вопросами инразличные физики. тересовались Видимо, это будет продолжаться

до тех пор, пока переходным излучением не заинтересуются оптики. Если для меди применимость теории переходного излучения для объяс-

нения формы спектра свечения не является вполне очевидной, то в других

случаях она более убедительна. На следующем рисунке (рис. 10) показаны экспериментальные данные для спектра переходного излучения

в германии и теоретическая кривая, рассчитанная на основе имеющихся оптических данных <sup>15</sup>. Как видно, согласие здесь вполне хорошее.

Для обоснования теории, конечно, интересен такой случай, когда поведение показателя преломления имеет такие особенности, которые характерным должны образом проявиться в спектре переходного излучения. С этой точки зрения, бесспорно, существенны опыты с серебром, изучением которого занимался ряд авторов. Поведение действительной части показателя преломления n и мнимой части k видно из рис. 11. Для всякого излучения, выходящего из глубины серебра, благоприятны длины волн, в которых серебро наиболее прозрачно (λ = = 3250 Å). Что касается переходного излучения, то здесь, как уже отмечалось, максимум должен иметь место при несколько больших длинах волн, где мала действительная часть показателя преломления и еще не велика мнимая. На рис. 12 приведены расчетные спектры излучения в случае серебра. Эти графики заимствованы из работы немецких физиков <sup>13</sup>. Такие же графики были независимо рассчитаны у нас Парийской. Совпадение, как и следовало ожидать, хорошее.

Из рис. 12 видно, что спектр переходного излучения должен в этом случае иметь весьма своеобразный вид. Достигнув при уменьшении длины волны максимума при  $\lambda = 3450$  Å, он резко обрывается в области, в которой серебро прозрачно. При этом для малых углов излучения, например  $\varphi = 30^{\circ}$ , максимум довольно острый. При угле излучения, равном  $60^{\circ}$ , интенсивность возрастает (это, как уже отмечалось, типично для переходного излучения),



Рис. 9. Сравнение зависимости экспериментального выхода фотонов из меди от длины волны (точки) с теоретически ожидаемым (кривые). Энергия электронов 100 кэв, толщина фольги

энергин электронов 100 же, толщина фольги меди 1270 Å, угол наблюдения  $\phi = 30^{\circ}$  (Эмерсон и др. 15).





Энергия электронов 100 кав, толщина фольги 690 Å, угол наблюдения  $\phi = 30^{\circ}$  (Эмерсон и др.15).

но максимум становится более плоским. При еще бо́льших углах, ф=75°, уменьшается интенсивность излучения и максимум исчезает. Эти

особенности были обнаружены и на опыте. Немецкие физики <sup>13</sup> поступили здесь следующим образом. Измеряя спектральную плотность излу-



Рис. 11. Зависимость действительной *n* и мнимой части *k* показателя преломления для серебра от длины волны (рисунок из работы <sup>15</sup>).

чения как функцию энергии электронов, бомбардирующих мишень, авторы представляли полученные данные в виде суммы двух членов: одного-пропорциального энергии, а другого - обратно пропорционального энергии электронов. Результат такого разложения при энергии электронов, равной 30 кэв, показан на рис. 13. Из рисунка видно, что спектр той части излучения, которая возрастает пропорционально энергии электронов, действительно воспроизводит предсказание теории переходного излучения. Что касается части с убывающей энергией электронов, то она имеет вид узкого пика, лежащего при длине волны 3250 Å, т. е. совпадающего с максимумом прозрачности серебра. Авторы предполагают, что это излучение, вероятно, есть оптическая часть спектра тормозного излучения, возникающего в толще серебра. Максимум пика этого излучения при энергии 30 кэв примерно равен

интенсивности переходного излучения в максимуме. При энергии 100 кэсе он должен быть уже на порядок слабее и им можно пренебречь.



Рис. 12. Ожидаемый на основании данных о показателе преломления спектр переходного излучения серебра при различных углах наблюдения (данные работы Бёрша и др. <sup>13</sup>).

Толщина слоя, из которого может выходить свет из серебра, невелика. Даже в максимуме прозрачности свет ослабляется в серебре в *е* раз на толщине около 3500 Å. Однако в тонкой фольге можно наблюдать излучение, возникающее в результате интерференции переходного излучения от обеих ее поверхностей, т. е. при входе электронов в фольгу и при выходе из нее. В результате при определенных углах и толщинах фольги интенсивность излучения должна проходить через максимумы и минимумы. Это действительно имеет место <sup>18</sup>. На следующем, рис. 14 приведен спектр переходного



Рис. 13. Разложение спектра серебра, наблюдаемого при бомбардировке электронами, на две компоненты, сделанное в предположении, что интенсивность для каждой данной длины волны есть сумма двух членов: одного-прямо пропорционального и второго-обратно пропорционального энергии электрона *E* (из работы <sup>13</sup>). На верхнем графике — компонента, пропорциональная 1/*E*, на нижнем пропорциональная *E*. Разложение сделано для разных углов наблюдения и *E* = 30 кзе.

излучения в серебре при энергии электронов 100 кэв. Угол излучения здесь 30° и толщина фольги 710 Å. Это соответствует примерно максимуму сложения амплитуд от обеих поверхностей. Из графика видно, что ожидаемый максимум излучения (сплошная кривая) действительно вырос. Что касается экспериментальных точек, то они неплохо совпадают с расчетом, хотя экспериментально наблюдаемый пик получается несколько более плоским, чем ожидаемый. Суммируя, можно сказать, что теория переходного излучения неплохо оправдывается и при объяснении спектра излучения, притом данные, полученные с серебром, пожалуй, наиболее убедительно об этом свидетельствуют.

Между тем данные для серебра послужили предметом некоторой дискуссии. Дело в том, что физики <sup>18</sup>, предпринявшие исследование свечения тонких слоев серебра, видимо, не знали о существовании теории



Рис. 14. Теоретически ожидаемая и измеренная на опыте интенсивности фотонов из фольги серебра толщиной 710 А при угле наблюдения 30° и энергии электронов 100 кге (Эмерсон и др. <sup>15</sup>).

переходного излучения. Исходными для них послужили соображения, высказанные Феррелом в 1958 г., который указал, что таким способом можно обнаружить колебания электронной плазы в металле, возбуждаемые проходящим через металл быстрым электроном 20 21. Поэтому обнаружение пика излучения, и притом зависящего ог толщины пластинки, было воспринято как подтверждение этих соображений. Слово «плазма» оказывает сейчас магическое действие на умы физиков. Если бы речь шла просто о переходном излучении, а не о попытках исследовать колебания плазмы, быть может, работа и не была бы предпринята.

Впервые Силин и Фетисов <sup>22</sup> показали, что результаты, полученные в США, хорошо укладываются в теорию переходного излучения, если воспользоваться формулой Пафомова<sup>7</sup> для случая тонкой иластинки. К этому времени уже были данные о переходном излучении серебра, по-

лученные в работе Михаляка для бо́льших длин волн. Было очевидно, что переходное излучение должно иметь место и для коротких длин волн. Поэтому согласие с теорией для более коротких длин волн, а также для тонкой пластинки представлялось существенным.

Было бы, однако, неправильно думать, что следует делать выбор между переходным излучением и механизмом Феррела. Теория переходного излучения макроскопическая, в то время как Феррел рассматривает микроскопический процесс. Этот процесс в той или иной степени может определять величины тех оптических характеристик металла, которые и входят в макроскопическую теорию. Тем самым он полностью учитывается теорией переходного излучения.

Говоря о той части излучения, которая когерентна с полем частицы, я в докладе намяти С. И. Вавилова, прочитанном в 1961 г., сформулировал этот вопрос следующим образом <sup>23</sup>: «Мы можем теперь сказать так: наличие интерференции указывает на то, что излучение определяется электромагнитным полем, связанным с движущейся частицей. Это поле должно учитываться уравнениями Максвелла для среды, если применительно к данному случаю они пишутся правильно. Так как теория переходного излучения — не что иное, как простое следствие уравнений Максвелла, то, если правильно учтены условия опыта, она должна давать полную картину наблюдаемого излучения. Она должна включать в себя и всякого рода эффекты, основанные на частных допущениях (разумеется, кроме люминесценции). Если же в результате более детального сравнения теории с опытом обнаружатся между ними расхождения, то, по-видимому, это будет означать, что уравнения распространения света в серебре требуют поправок. Иными словами, такого рода исследования есть не что иное, как выяснение оптических свойств тонких слоев серебра».

Именно на последнюю фразу о возможности измерения оптических констант я и хотел обратить здесь внимание. К сожалению, высказанные мною соображения, видимо, вызвали неудовольствие американских коллег. Опубликовав перевод моего доклада, они снабдили его (что довольно необычно для журнальных статей) примечанием переводчика. В этом примечании дается формулировка вопроса, принадлежащая Штерну<sup>21</sup>. Он указывает, что в области пика излучения серебра согласие с экспериментом может быть получено как на основе теории переходного излучения, так и из представлений о колебаниях плазмы, т. е. «...это два различных пути рассмотрения одного и того же явления. Так как переходное излучение включает все виды излучения пленки, то оно более общее. Метод Феррела позволяет корректно рассчитать область ника и дает физический механизм, определяющий пик». Таким образом, это высказывание скорее подтверждает, чем опровергает, мою точку зрения и во всяком случае не дает оснований для полемики. Если я правильно его понимаю, то, в сущности, оно содержит лишь дополнительное утверждение, что в области пика основной вклад в поведение показателя преломления вносят колебания плазмы и что для смежных длин волн микроскопическая теория пока не дает возможности определить его зависимость от частоты.

Поведение показателя преломления определяется наличием собственных частот колебаний вещества. Механизм таких колебаний в ряде случаев отличен от колебаний плазмы. Отчасти для выяснения этого и были предприняты опыты с диэлектриками <sup>17</sup>. Главная проблема, как мне представляется, состоит в том, чтобы выяснить, в какой мере по переходному излучению можно судить о микроскопических процессах внутри вещества.

Теория переходного излучения использует только данные о комплексном показателе преломления, который до сих пор определялся из оптических измерений. В связи с этим возникает вопрос: тождественна ли информация, получаемая из наблюдений переходного излучения и из данных о показателе преломления, полученных оптическими методами? Результаты изучения спектра переходного излучения и его интенсивности, суммированные в этом докладе, показывают, что по крайней мере в первом приближении эти данные действительно эквивалентны. Насколько точно такое согласие, покажут дальнейшие эксперименты.

Вторая проблема, также подлежащая выяснению, состоит в том, возможно ли по переходному излучению определять не средние свойства среды, а особенности тончайшей поверхностной пленки на веществе. В этой связи я хотел бы обратить внимание на интересный результат, полученный в последнее время немецкими физиками <sup>19</sup>. Они исследовали свечение серебра в области максимума, о котором я уже говорил, в случае электронов, падающих под очень малым углом к поверхности металла, до 1°. (Энергия электронов была до 30 кэв.) Оказалось, что в этом случае пик излучения увеличился примерно на порядок и не совпадает с максимумом прозрачности серебра (рис. 15). Делается вывод, что излучение —

2 УФН, т. 87, вып. 2

результат поверхностных плазменных волн, возбуждаемых электроном. Мне представляется, что этот вывод еще требует дополнительного обсуждения.

Если бы электрон оставался на всем пути в поверхностном слое, то условия для наблюдения оптической части тормозного излучения были



Рис. 15. Излучение серебра при косом падения электронов на его поверхлость.

Для углов падения по отношению к нормали 87,5 и 89° и энергии электронов 30 жев высота пика на порядок превышает интенсивность тормозного и переходного излучений при пормальном падении (даниые работы <sup>19</sup>).

бы очень благоприятны, так как свет суммировался бы со всего пути электрона. Таким образом, интенсивность его возрастала бы с увеличением энергии электрона и вполне могла бы быть на порядок больше, чем при нормальном падении.

Однако тормозное излучение возникает при рассеянии электрона. а при этом он может входить в глубь слоя или же выходить обратно через поверхность мишени. Очевидно, этот случай не прост для рассмотрения, и мне кажется, что применимость теории переходного излучения здесь также должна быть тщательно проанализирована.

# 4. ОСОБЕННОСТИ ОНТИЧЕСКОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА НЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Как мы видели, экспериментальные данные для переходного излучения нерелятивистских частиц находятся в согласии с теорией (за исключением, быть может, неясного пока случая скользящего падения частиц на поверхности). До сих пор по известным оптическим характеристикам вещества рассчитывались спектр и интенсивность переходного излучения. По-видимому, уже сейчас возможна и обратная постановка задачи — по переходному излучению определять оптические параметры вещества. Не берусь судить, представляет ли это преимущества по сравнению с обычными оптическими методами. Однако во всяком случае — это новая возможность, и, как всякий независимый метод, она может оказаться полезной. В сущности, опыт по наблюдению переходного излучения очень несложен и, если говорить о нерелятивистских электронах, доступен любой оптиче-

ской лаборатории. Реальный опыт всегда богаче теории, и сейчас нельзя сказать, являются ли оптические измерения полностью тождественными с измерениями по переходному излучению, т. е. не содержат ли они информацию, в какой-то мере дополняющую друг друга.

При современном уровне техники вполне доступны и оныты с частицами релятивистских энергий, особенно с электронами. В некоторых отношениях использование таких частиц удобнее. Если переходное излучение наблюдать под углом Ф, достаточно большим по сравнению с максимумом, характерным для релятивистской частицы, т. е.  $\vartheta \gg E/mc^2$ , то в формуле (14) можно положить β = 1. Для этой области углов угловое распределение и спектральная плотность излучения не зависят от энергии частицы. Вместе с тем эксперимен-



Рис. 16. Угловое распределение переходного излучения релятивистской частицы для !углов  $\vartheta < 90^{\circ}$  и двух значений показателя преломления: n = 1,20, k = 0,04 м n = 1,20, k = 0,08.

 $= \frac{|(\sqrt{\varepsilon} - \sin^2 \vartheta + \varepsilon \cos \vartheta) (1 - \sqrt{\varepsilon} - \sin^2 \vartheta)|^2}{\varepsilon = (n + ik)^2},$ 

тальные условия для наблюдения излучения в некотором смысле становятся проще. Прежде всего, интенсивность излучения возрастает в  $\beta^2$  раз. По сравнению с электроном с энергией 20 кэв ( $\beta = 0,2$ ) это дает фактор 25. Кроме того, меньшую роль в этом случае играют рассеяние и потери энергии в поверхностном слое вещества. Это позволяет удобнее исследовать излучение, в том числе и возникающее при вылете частицы из мишени, так как мишень может быть толще, чем для частицы меньшей энергии.

В связи с этим я хочу привести некоторые результаты расчетов, полученные в последнее время совместно с Пафомовым <sup>25</sup>. Если вещество сравнительно прозрачное, то измерение показателя преломления и коэффициента поглощения не представляет существенных трудностей. Поэтому будем говорить только о веществах, в которых свет поглощается в толщинах, равных небольшому числу длин волн. Если поглощение не очень велико, то информацию об оптических характеристиках вещества может дать эффект Вавилова — Черенкова. Как уже указывалось, формула (14) его автоматически учитывает.

На рис. 16 показано угловое распределение переходного излучения для острых углов по отношению к направлению движения частицы.

На верхней кривой отчетливо виден максимум, характерный для излучения Вавилова — Черенкова. Эта кривая рассчитана для действительной части показателя преломления n = 1,20 и мнимой части, равной k = 0,04. При таком значении k свет ослабляется в e раз на пути, равном примерно  $4\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны света в пустоте, т. е. для видимого света — в толщине, равной примерно 2  $\mu$ . Таким образом, поглощение света и здесь уже



Рис. 17. По оси абсцисс отложена ожидаемая интенсивность *f* переходного излучения под углом 35° (к скорости релятивистской частицы), а по оси ординат для угла π — 35°.

Сплошные кривые — для n = const и переменного k, пунктирные — для постоянного k и различных n.

не очень малое. Нижняя кривая рассчитана для величины мнимой части коэффициента преломления вдвое большей: k = 0,08. Из кривой видно, что максимум в этом случае уже почти отсутствует. Отсюда следует, что даже качественно по размерам максимума можно определить порядок величины коэффициента поглощения, если он не очень велик. Величина максимума и степень его размытости, очевидно, зависят от коэффициента поглощения среды, а положение максимума — в основном от действительной части коэффициента преломления. Следует, однако, отметить, что при больших *n* свет излучения Вавилова — Черенкова не выйдет из среды даже при небольшом поглощении из-за полного внутреннего отражения. Этого легко избежать, если заставить частицу пересекать границу раздела не по нормали, а под некоторым углом. Формула (14) в этом случае заменяется другой, более сложной, но, если воспользоваться для получения

кривой углового распределения вычислительной машиной, это не очень существенно.

Возникает вопрос, имеются ли простые возможности для измерения оптических характеристик сред с сильным поглощением, таких, как металлы. Вероятно, могут быть предложены различные схемы опытов. Я хочу указать на одну из них, на которую мы с Пафомовым обратили внимание при анализе графиков угловых распределений переходного излучения. Оказывается, что интенсивность излучения под острым и под тупым углами ф по отношению к скорости частицы (при нормальном падении частиц на поверхность) не только зависит от действительной и мнимой частей показателя преломления, но зависит совсем по-разному. Это видно из следующего, рис. 17. Буквой В обозначена интенсивность излучения под острым углом  $\varphi = 35^{\circ}$  и буквой H — под углом  $\pi = 35^{\circ}$ , как это показано на схеме. На графике по оси абсцисс нанесена величина В, а по оси ординат — *H*. Сплошные кривые соответствуют данной величине n, но переменному k, пунктирные — данной величине k, но переменному n. Из графика видно, что получаются две серии кривых, причем кривые каждой из этих серий в отдельности не пересекаются. Поэтому каждой из точек на графике соответствует единственное значение величин действительной и мнимой частей показателя преломления. Это значит, что, измерив при данном токе электронов интенсивности переходного излучения под острым и тупым углами для какой-либо из длин волн и сравнив их с некоторым эталоном, можно непосредственно определить величины оптических характеристик вещества. Сейчас трудно сказать, удобен ли практически такой метод. Однако поскольку переходное излучение для релятивистских частиц еще почти не изучено \*), можно по крайней мере надеяться, что такого рода графики окажутся полезными при сравнении данных опыта с теорией.

Я постарался изложить современное состояние вопроса о переходном излучении. Очень трудно предвидеть, какие применения может найти то или иное явление. Мне кажется, однако, что исследования переходного излучения уже вступили в ту фазу, когда об этом следует думать.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. П. А. Черенков, ДАН СССР 8, 451 (1934); С. И. Вавилов, ДАН СССР 8. 457 (1934).

- 457 (1934).
  2. И. М. Франк, Изв. АН СССР, сер. физ. 6, 3 (1942).
  3. В. Л. Гинзбург и И. М. Франк, ЖЭТФ 16, 1 (1946).
  4. J. E. Lilienfeld, Phys. Zs. 20, 280 (1919).
  5. В. Е. Пафомов, Радиофизика 5 (3), 485 (1962).
  6. St. Michalak, W. Pafomow, Zeszyty Nankowe Universytetu Lódzkiego (Nauki matematyczno-przyrodnicze), Ser. II, 53 (1964).
  7. В. Е. Пафомов, ЖЭТФ 33, 1074 (1957).
  8. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ 37, 527 (1959); К. А. Барсуков, ЖЭТФ 37, 1106 (1959).
- (1959). 9. R. H. Ritchie and B. Eldridge, Phys. Rev. **126**, 1935 (1962). 10. И. М. Франк, Нобелевская лекция, УФН 48, 337 (1959); то же, Science **131**,
- 702 (1960).
- 102 (1960).
  11. Г. М. Гарибян, И. Я. Померанчук, ЖӘТФ 37, 1828 (1928); Г. М. Гарибян, ЖӘТФ 39, 333 (1960); В. Е. Пафомов, ДАН СССР 133, 1315 (1960); И. И. Гольдман, ЖӘТФ 39, 332 (1960); Ф. Ф. Терновский, ЖӘТФ 39, 171 (1960); В. Е. Пафомов, ЖӘТФ 47, 530 (1964).
  12. Р. Goldsmith and J. V. Jelley, Phil. Mag. 4, 836 (1959).
  13. Н. Воегsch, С. Radeloff, G. Sauerbrey, Zs. Phys. 165, 464 (1961).
  14. С. Михаляк, Диссертация (МГУ, 1961).
- - \*) Некоторые данные имеются в работе <sup>24</sup>.

- L. C. Emerson, E. T. Arakawa, R. H. Ritchie and R. D. Birkhoff, Emission Spectra of Elektron Irradiated Metal Foils, ORNL-3450, 1963.
   A. L. Frank, E. T. Arakawa and R. D. Birkhoff, Phys. Rev. 126, 1947 (1962); E. T. Arakawa, L. C. Emerson, D. C. Hammer and R. D. Birkhoff, Phys. Rev. 131, 719 (1963).
   Shoji Tanaka and Joshifumi Katayama, J. Phys. Soc. Japan 19, 404 (1962)
- Shoji Тапака and Joshifumi Katayama, J. Phys. Soc. Japan 19, 40 (1964).
   W. Steinmann, Phys. Rev. Letts. 5, 470 (1960); Zs. Phys. 163, 92 (1961); R. W. Brown, P. Wessel and E. P. Tronson, Phys. Rev. Letts. 5, 472 (1961); A. L. Frank, E. T. Arakawa and R. D. Birkhoff, Phys. Rev. 126, 1947 (1962).
   P. von Blanckenhagen, H. Boersch, D. Fritsche, H. G. Seifert und G. Sauerbrey, Phys. Letts. 11, 296 (1964).
   R. A. Ferrel, Phys. Rev. 111, 1214 (1958); R. H. Ritchie, Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 381 (1959); R. A. Ferrel and E. A. Stern, Amer. J. Phys. 30, 810 (1962); P. Wessel, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 310 (1961).
   E. A. Stern, Phys. Rev. Letts. 8, 7 (1962).
   B. П. СилиниЕ. П. Фетисов, Phys. Rev. Letts. 7, 374 (1961); ЖЭТФ 45,

- 22. В. П. Силин и Е. П. Фетисов, Phys. Rev. Letts. 7, 374 (1961); ЖЭТФ 45, 1572 (1963).
- 23. И. М. Франк, УФН 75, 231 (1961). 24. D. K. Aitken R. E. Jennings, A. S. L. Parsons and R. N. F. Walкег, Proc. Phys. Soc. 82, 711 (1963). 25. В. Е. Пафомов, И. М. Франк, Переходное излучение релятивистской за-
- ряженной частицы в оптическом интервале частот, Препринт ФИАН А-76 (1965).