

## ЛЕКЦИЯ ЛАУРЕАТА БОЛЬШОЙ ЗОЛОТОЙ МЕДАЛИ ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА РАН

Излучение равномерно движущихся источников  
(эффект Вавилова–Черенкова, переходное излучение  
и некоторые другие явления)

В.Л. Гинзбург

*Обсуждается излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова–Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления). Эта область физических исследований родилась в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН более пятидесяти лет назад и стала органической составной частью современной физики.*

PACS numbers: 41.60.–m, 41.60.Bq, 41.90.+e

## Содержание

1. Введение (1097).
  2. Эффект Вавилова–Черенкова (1097)
  3. Квантовая теория эффекта Вавилова–Черенкова (1100).
  4. Эффект Доплера в среде (1101).
  5. Переходное излучение на границе раздела двух сред (1102).
  6. Переходное излучение (общий случай). Переходное рассеяние. Переходное тормозное излучение (1103).
  7. Заключительные замечания (1105).
- Список литературы (1106).

## 1. Введение

Прежде всего хочу поблагодарить Президиум Российской академии наук за присуждение Большой золотой медали им. М.В. Ломоносова, являющейся высшей наградой Академии. Разумеется, это большая честь для всякого, но для меня в особенности. Дело в том, что я работаю в Академии (в ФИАНе) непрерывно начиная с 1940 г., т.е. практически всю свою научную жизнь. Существенно для меня и то, что медаль им. М.В. Ломоносова в 1968 г. получил мой учитель И.Е. Тамм. Наконец, приятно разделить эту честь с таким выдающимся физиком, как А. Абрагам.

Теперь о выборе темы доклада. В своей уже долгой жизни я занимался многим, как это характерно для физиков-теоретиков. Конкретно, в качестве темы настоящего доклада я мог выбирать между теорией сверхпроводимости, астрофизикой космических лучей и излучением равномерно движущихся источников. Я остановился на последней теме по двум причинам. Первая из них такова: я люблю этот круг вопросов. Конечно, слово "любовь" практически не встречается в научной литературе, но это лишь дань

выработавшемуся стилю изложения. Фактически же, все мы в науке, как и в жизни, что-то любим, а что-то не любим. Люблю я проблематику, связанную с излучением равномерно движущихся источников, вероятно, потому, что с ней связаны мои первые научные результаты, да и было это в молодости. Вторая причина, обусловившая выбор темы доклада, заключается в том, что излучение равномерно движущихся источников — это, буквально, российская и к тому же академическая тема. Действительно, самое яркое явление в этой области — эффект Вавилова–Черенкова (В.Ч.) был открыт (С.И. Вавиловым и П.А. Черенковым) в 1934 г. [1, 2]. Объяснен эффект был в 1937 г. И.Е. Таммом и И.М. Франком [3]. Переходное излучение было впервые рассмотрено И.М. Франком и мной в 1945 г. [4]. Все перечисленные авторы работали в ФИАНе, все были академиками АН СССР. Напомню также, что в 1958 г. И.Е. Тамм, И.М. Франк и П.А. Черенков получили Нобелевскую премию по физике за открытие и объяснение эффекта В.Ч. (посмертно Нобелевские премии не присуждаются, а С.И. Вавилов скончался еще в 1951 г., не дожив и до 60 лет).

## 2. Эффект Вавилова–Черенкова

Эффект В.Ч. в собственном, несколько суженном понимании этого названия, состоит в том, что электрический заряд (скажем, электрон), движущийся в среде с постоянной скоростью  $v$ , излучает электромагнитные волны (свет) с непрерывным спектром и со специфическим угловым распределением. При этом излучение на циклической частоте  $\omega$  имеет место только, если скорость заряда  $v$  превышает фазовую скорость света в рассматриваемой прозрачной среде  $v_{\text{ф}} = c/n(\omega)$ , т.е.

$$v > \frac{c}{n(\omega)}, \quad (1)$$

где  $n(\omega)$  — показатель преломления света (на частоте  $\omega$ ) в среде ( $c$  — скорость света в вакууме). Упомянутая специфичность углового распределения излучения состоит в том, что волновой вектор излучаемых волн  $\mathbf{k}$  образует со скоростью  $v$  угол  $\theta_0$ , причем

$$\cos \theta_0 = \frac{c}{n(\omega)v}. \quad (2)$$

В.Л. Гинзбург. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
117924 Москва, Ленинский просп. 53, Россия  
Тел. (095) 135-85-70. Факс (095) 938-22-51

Статья поступила 14 июня 1996 г.

К результатам (1), (2) можно прийти, используя принцип Гюйгенса: каждая точка на пути заряда, движущегося равномерно и прямолинейно со скоростью  $v$ , служит источником сферической волны, испускаемой в момент прохождения через нее заряда (рис. 1). При условии (1) эти сферы имеют общую огибающую — конус с вершиной, совпадающей с мгновенным положением заряда, причем угол  $\theta_0$  определяется выражением (2).

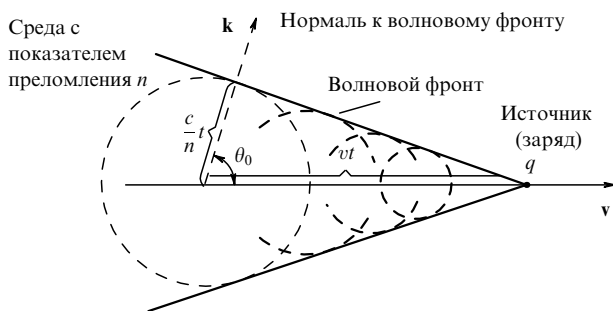


Рис. 1. Формирование излучения Вавилова–Черенкова ( $(c/n)t$  — длина пути, проходимого светом за время  $t$ ,  $vt = [c/(n \cos \theta_0)]t$  — длина пути, проходимого зарядом (источником) за то же время).

Если пренебречь дисперсией, т.е. зависимостью  $n$  от  $\omega$ , то угол  $\theta_0$  одинаков для всех частот  $\omega$  и излучение имеет резкий фронт, образующий конус с углом раствора  $\pi - 2\theta_0$  и зарядом (источником) в его вершине (см. рис. 1). Этот конус вполне аналогичен конусу Маха, характеризующему ударную волну, возникающую при сверхзвуковом движении источника (пули, снаряда, самолета, ракеты) в воздухе или другой среде. При этом, конечно, роль фазовой скорости света  $v_\phi = c/n$  в выражениях (1) и (2) играет скорость ударной волны или звука  $u$ . Поскольку дисперсия звука, т.е. зависимость его скорости  $u$  от частоты обычно очень мала, гидродинамический (акустический) фронт на конусе Маха является резким и часто наблюдается (скажем, при пролете сверхзвукового самолета).

Итак, излучение В.Ч. — это электродинамический (оптический) аналог давно известного (еще с прошлого века) акустического явления. Почему же оно (излучение В.Ч.) было обнаружено и объяснено лишь около 60 лет назад? Несомненно, это можно было сделать раньше, но, в целом, задержка не случайна. Во-первых, для наблюдения эффекта В.Ч. в более или менее чистом виде нужно иметь пучок релятивистских или околорелятивистских заряженных частиц. Но такие пучки были получены лишь в 30-е годы (достаточно сказать, что только в это время были построены первые ускорители). Во-вторых, в электродинамике (в очевидном отличии от гидродинамики и акустики) движение источников (зарядов) в первую очередь и чаще всего рассматривается в вакууме. Поскольку скорость частиц  $v$  всегда меньше скорости света  $c = 3 \times 10^{10}$  см сек<sup>-1</sup> (гипотетических и по всей вероятности несуществующих сверхсветовых частиц — тахионов мы не касаемся), эффект В.Ч. в вакууме невозможен. Здесь, правда, тоже нужны некоторые оговорки (см., например, гл. 9 в [5] и [6, 7]), но в общем вполне понятно существовавшее в прошлом утверждение: "Равномерно движущийся заряд не излучает".

Эта догма и мешала, очевидно, предсказать эффект В.Ч. Впрочем, фактически такое предсказание было сделано еще в 1888 г. известным английским физиком Хевисайдом [8]. Однако тогда даже электрон еще не был открыт и в сколь угодно реальном плане о быстрых частицах, движущихся в

диэлектрике, и речи быть не могло. Поэтому, видимо, работа Хевисайда была забыта и о ней вспомнили лишь в 1974 г. [9, 10]. Другим предвестником теории И.Е. Тамма и И.М. Франка, о котором они узнали только уже по завершении своей работы [3], был расчет известного немецкого физика Зоммерфельда [11]. В 1904 г. Зоммерфельд рассмотрел равномерное движение заряда в вакууме и пришел к выводу, что при сверхсветовой скорости  $v > c$  заряд излучает. Однако появление буквально через год (в 1905 г.) специальной теории относительности привело к заключению, что заряд двигаться со скоростью большей  $c$  не может, и работа Зоммерфельда была забыта<sup>1</sup>. Зоммерфельд, да и все физики в течение 30 лет после него не догадались рассмотреть движение заряда не в вакууме, а в среде.

Это как раз и сделали И.Е. Тамм и И.М. Франк [3] — они рассчитали излучение заряда  $q$ , движущегося с постоянной скоростью  $v$  в среде с показателем преломления  $n(\omega)$ . В результате было, конечно, автоматически получено выражение (2), а также найдена интенсивность (мощность) излучения в единицу времени (т.е. на пути, равном  $v$ )

$$\frac{dW}{dt} = \frac{q^2 v}{c} \int_{c/[n(\omega)v] \leq 1} \left(1 - \frac{c^2}{n^2(\omega)v^2}\right) \omega d\omega. \quad (3)$$

Очевидно, интегрирование здесь ведется по всем частотам, удовлетворяющим условию (1). Оттиск своей статьи [3] И.Е. Тамм и И.М. Франк послали Зоммерфельду и в ответ получили письмо от 8 мая 1937 г., посланное через Австрию (фашисты уже были у власти и, видимо, писать непосредственно в СССР было затруднительно). В своем письме<sup>2</sup> Зоммерфельд, в частности, пишет: "Я никогда не думал, что мои вычисления в 1903 г. когда-нибудь смогут найти применение физического характера. Этот случай доказывает также, что математическая сторона теории переживает смену физических представлений".

Несколько подробнее предыстория открытия эффекта В.Ч. освещена в книге И.М. Франка [14]. О теории речь уже шла выше. Что касается эксперимента, то излучение В.Ч. видел еще Пьер и Мария Кюри в бутылках с растворами солей радия. В наши дни голубое свечение воды, представляющее собой в основном излучение В.Ч., наблюдают экскурсанты, которым показывают атомный реактор, погруженный в бак с водой. Специально излучение жидкостей при облучении гамма-лучами исследовал француз Малле в 1926–1929 гг. Однако ни он, и никто другой до С.И. Вавилова и П.А. Черенкова не поняли, что речь идет о новом эффекте, а не о какой-то люминесценции под влиянием гамма-лучей.

Наблюдения П.А. Черенкова, поставленные по предложению С.И. Вавилова, начались с изучения люминесценции растворов ураниловых солей под действием гамма-лучей. При этом применялся оригинальный метод измерений, развитый С.И. Вавиловым с сотрудниками и основанный на использовании адаптированного к полной темноте

<sup>1</sup> Заметим, что из теории относительности следует (если не говорить о тахионах), что скорость  $c$  является предельной для индивидуального заряда (при  $v \rightarrow c$  масса частицы  $m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$  стремится к бесконечности). Источник же излучения (скажем, состоящий из многих частиц) может иметь любую скорость (см. [5–7]). Я не буду здесь касаться этого вопроса, хотя он и не лишен любопытства.

<sup>2</sup> Это письмо полностью воспроизведено в "Воспоминаниях о И.Е. Тамме" (см. [12], с. 120). Кстати, Зоммерфельд упоминает, что как иностранный член АН СССР получает нашу академическую литературу. Вероятно, речь идет о ДАН СССР. Прискорбно, что сейчас иностранные члены РАН не получают от нас ничего [13].

человеческого глаза [14, 15]. Случайно П.А. Черенков обнаружил, что жидкость (серная кислота) светится и при отсутствии растворенной в ней соли, в силу чего посчитал свою диссертационную работу погибшей [15]. Но С.И. Вавилов понял, что наблюдается не люминесценция, а свечение иной природы. В результате С.И. Вавилов и П.А. Черенков продолжали измерения и довели их до уровня, ясно свидетельствующего об открытии некоторого нового явления [1, 2]. С.И. Вавилов при этом указал [2], что свечение происходит фактически не от гамма-лучей, а связано с комптоновскими электронами, выбиваемыми в жидкость гамма-лучами. Дальнейшие наблюдения П.А. Черенкова [16], в обсуждении и проведении которых принимали участие С.И. Вавилов и И.М. Франк [14, 15], выявили ряд свойств излучения, позволивших И.Е. Тамму и И.М. Франку выяснить его природу [3].

Из сказанного совершенно очевидно, что С.И. Вавилов является несомненным соавтором в открытии эффекта В.Ч. и только название "эффект Вавилова–Черенкова" справедливо. Подчеркиваю это потому, что в нашей (советской) литературе известны и другие высказывания, которые все физики, знакомые с фактами, считают совершенно несостоятельными (см. [14, 15, 17, 18]). Что же касается названия "эффект Черенкова", — только и используемого за границей, да часто и у нас, — то основания для этого дал сам С.И. Вавилов, опубликовавший об эффекте В.Ч. лишь заметку [2] и направивший в *Physical Review* статью [19] об эффекте В.Ч. за подписью одного П.А. Черенкова<sup>3</sup>. Почему Сергей Иванович Вавилов так поступил, мне остается неизвестным; возможно, главным здесь было присущее ему благородство, нежелание как-то затмить своего ученика. К сожалению, С.И. Вавилов подвергался различным нападкам и как физик, и как человек, и как организатор науки и Президент АН СССР. Всю эту "критику" я считаю несостоятельной, о чем уже имел возможность писать (см. [20], с. 391, 393; см. также [21]).

Эффект В.Ч. нашел широкое применение в физике (я уже не касаюсь его значения для понимания электродинамики сплошных сред и физики вообще). С помощью эффекта В.Ч., во-первых, можно определить, измеряя угол  $\theta_0$  (см. (2)), скорость частицы  $v$  или, исходя из (1), сразу же (при отсутствии эффекта) утверждать, что  $v < c/n(\omega)$  (разумеется, показатель преломления  $n(\omega)$  в прозрачной среде можно и нужно считать известным). Во-вторых, поскольку интенсивность излучения пропорциональна квадрату заряда частицы  $q$  (см. (3)), легко отличать частицы с элементарным зарядом  $e$  (электроны, протоны и т.д.) от ядер с зарядом  $Ze$  ( $Z$  — порядковый номер элемента). Действительно, даже для ядра гелия ( $Z = 2$ ) интенсивность излучения в 4 раза больше, чем для изотопов водорода ( $Z = 1$ ); для ядра железа ( $Z = 26$ ) интенсивность уже в 676 раз больше, чем для протонов с той же скоростью. Естественно, "черенковские счетчики", как их обычно называют, широко используются на ускорителях и вообще в физике высоких энергий [22, 23]. Особо можно отметить использование эффекта В.Ч. при изучении космических лучей (речь идет об излучении В.Ч. от ливня в атмосфере) и в проектируемых установках для наблюдения нейтрино с высокими энергиями.

Разумеется, здесь не место для изложения теории излучения В.Ч. (подробнее см. [5–7, 14, 22, 24]) и я остановлюсь лишь на нескольких вопросах, которыми сам занимался.

В 1940 г. Л.И. Мандельштам, выступая в качестве оппонента на защите докторской диссертации П.А. Черенкова, отметил, что эффект В.Ч. будет наблюдаться и в том случае, если заряд (источник) движется не в сплошной среде, а в проделанном в ней тонком пустом канале. Физически дело в том, что излучение В.Ч. формируется не только на самой траектории заряда, а и вблизи нее на расстояниях порядка длины волны излучаемого света  $\lambda = 2\pi c/[n(\omega)\omega]$ . Мы с И.М. Франком рассчитали соответствующую интенсивность излучения [25]. Естественно, эта интенсивность уменьшается с увеличением радиуса пустого канала  $r$ , по оси которого движется заряд. Если  $\sqrt{1 - v^2/c^2} \sim 1$ , то при  $r/\lambda \lesssim 0,01$  (в оптике это означает, что  $r \lesssim 5 \times 10^{-7}$  см) излучение уже практически такое же, как при отсутствии канала. В качественном отношении такая же картина наблюдается при замене канала щелью или просто при движении заряда вблизи среды (диэлектрика). Все это важно в связи с тем, что при движении заряда в среде потери его энергии на излучение В.Ч. сравнительно невелики; основными являются ионизационные потери, локализованные в непосредственной близости от траектории. Поэтому при движении в каналах, щелях и вблизи среды ионизационные потери исключаются, а излучение В.Ч. сохраняется. Если для зарядов этот момент, хотя и важен, но не является решающим, то при наблюдении Допплер-эффекта в среде, когда речь идет о движении возбужденных атомов, все явление может наблюдаться только с использованием каналов или щелей — иначе атом разрушается. Правда, Допплер-эффект может наблюдаться и наблюдаться и при движении в весьма разреженной среде, в частности, в плазме.

Кстати сказать, анализ вопроса об излучении при движении вблизи среды был использован мной при обсуждении различных возможностей генерации микрорадиоволн [26–28].

Остановлюсь теперь на способах вычисления интенсивности излучения В.Ч. И.Е. Тамм и И.М. Франк [3] получили выражение (3) путем решения уравнений электродинамики в среде, причем определили интенсивность излучения как поток вектора Пойнтинга через цилиндрическую поверхность, окружающую траекторию заряда. Другой метод расчета состоит в определении (разумеется, на основе тех же уравнений) силы, тормозящей заряд при его движении — работа этой силы в прозрачной среде равна излучаемой энергии (3). Такие вычисления были проведены, например, Ферми [29] и имеются в курсе Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [30] (см. § 115). Наконец, имеется третий способ получения той же интенсивности (мощности) (3), состоящий в вычислении энергии электромагнитного поля, излучаемого зарядом в единицу времени [31].

Для этой цели удобно использовать весьма прозрачный, так называемый гамильтоновский метод. Для однородной, изотропной и стационарной среды он заключается в разложении векторного потенциала поля  $\mathbf{A}$  в ряд (подробнее см., например, [5])

$$\begin{cases} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\lambda, i=1,2} q_{\lambda i}(t) \mathbf{A}_{\lambda i}(\mathbf{r}), \\ \mathbf{A}_{\lambda 1} = \mathbf{e}_{\lambda} \sqrt{8\pi} \frac{c}{n} \cos(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{r}); \quad \mathbf{A}_{\lambda 2} = \mathbf{e}_{\lambda} \sqrt{8\pi} \frac{c}{n} \sin(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{r}), \end{cases} \quad (4)$$

где  $\mathbf{e}_{\lambda}$  — вектор поляризации ( $e_{\lambda} = 1$ ) и показатель преломления  $n = \sqrt{\epsilon}$  ( $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды, которая для простоты считается немагнитной). Рассматриваемое поперечное электромагнитное поле

$$\mathbf{E}_{\text{tr}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A},$$

<sup>3</sup> Любопытно, что статья [19] вначале была послана в *Nature*, но там была отклонена. Этот факт свидетельствует о том, сколь нетривиальным казался тогда эффект В.Ч.

а энергия этого поля

$$\mathcal{H}_{\text{tr}} = \int \frac{\varepsilon E_{\text{tr}}^2 + H^2}{8\pi} dV = \frac{1}{2} \sum_{\lambda, i=1,2} (p_{\lambda i}^2 + \omega_{\lambda}^2 q_{\lambda i}^2), \quad (5)$$

где

$$p_{\lambda i} = \frac{dq_{\lambda i}}{dt}, \quad \omega_{\lambda}^2 = \frac{c^2}{\varepsilon} k_{\lambda}^2 \equiv \frac{c^2}{n^2} k_{\lambda}^2. \quad (6)$$

Уравнение поля имеет вид

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$

причем для точечного заряда  $q$ , движущегося со скоростью  $\mathbf{v}$ , плотность тока  $\mathbf{j} = q\mathbf{v}\delta[\mathbf{r} - \mathbf{r}_q(t)]$ , где  $\mathbf{r}_q(t)$  — радиус-вектор заряда и  $\delta$  — дельта-функция. После подстановки разложения (4) уравнение поля принимает вид

$$\begin{cases} \frac{d^2 q_{\lambda 1}}{dt^2} + \omega_{\lambda}^2 q_{\lambda 1} = \sqrt{8\pi} \frac{c}{n} (\mathbf{e}_{\lambda} \mathbf{v}) \cos(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{r}_q), \\ \frac{d^2 q_{\lambda 2}}{dt^2} + \omega_{\lambda}^2 q_{\lambda 2} = \sqrt{8\pi} \frac{c}{n} (\mathbf{e}_{\lambda} \mathbf{v}) \sin(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{r}_q). \end{cases} \quad (7)$$

Таким образом, уравнения поля сводятся к уравнениям (7) для "осцилляторов поля"  $q_{\lambda i}(t)$ . Интегрируя эти уравнения и подставляя решение в (5), получаем энергию поля как сумму энергий всех осцилляторов. Для равномерно и прямолинейно движущегося заряда  $\mathbf{r}_q(t) = \mathbf{v}t$ , и уравнения (6) легко интегрируются — они представляют собой уравнения для осциллятора, колеблющегося под действием гармонической силы, пропорциональной  $\cos(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{v}t)$  или  $\sin(\mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{v}t)$ , т.е. с частотой

$$\omega = \mathbf{k}_{\lambda} \mathbf{v} = k_{\lambda} v \cos \theta = \frac{\omega_{\lambda} n v}{c} \cos \theta. \quad (8)$$

При  $\omega = \omega_{\lambda}$  имеет место резонанс, и амплитуды  $q_{\lambda i}$  нарастают со временем, т.е. имеет место излучение. Очевидно, что в вакууме, когда  $n = 1$ , частота  $\omega$  всегда меньше  $\omega_{\lambda}$  (если, конечно,  $v < c$ ). Это и означает, что в вакууме равномерно движущийся заряд не излучает. В среде же резонанс (а следовательно, излучение) возможен. Условие резонанса, как ясно из (8), есть как раз условие  $(nv/c) \cos \theta = 1$ , т.е. условие излучения В.Ч. (см. (2)). Подстановка же решения для  $q_{\lambda i}(t)$  в (5) приводит к выражению  $\mathcal{H}_{\text{tr}} = (dW/dt)$ , где  $dW/dt$  определяется формулой (3).

Итак, в данном случае расчет гамильтоновским методом нагляден и технически очень прост. Характер настоящего доклада позволяет мне заметить здесь, что именно эта простота, с которой я случайно столкнулся, побудила меня заняться теоретической физикой (окончил же я МГУ в 1938 г. как оптик-экспериментатор и считал, что теоретиком мне становиться не следует в связи с недостаточными математическими способностями). Но я коснулся гамильтоновского метода, конечно, не ради этого замечания. Существенно то, что гамильтоновский метод вычисления излучаемой энергии, в отличие от двух других упомянутых выше, почти тривиальным образом обобщается на случай анизотропной среды, т.е. некубических кристаллов и плазмы в магнитном поле. Просто в анизотропной среде поле нужно разлагать на нормальные волны, которые могут распространяться в соответствующей среде (в изотропной среде, как и в вакууме, имеет место вырождение, и нормальные волны сводятся к волнам  $\mathbf{A}_{\lambda i}$ , указанным в (4)). Таким образом, легко рассмотреть эффект В.Ч. в анизотропной среде, проще всего в одноосных кристаллах [32].

При этом излучение В.Ч. образует два конуса, вообще говоря, не круговых и с различной поляризацией (направлением электрического поля в волнах). Экспериментально эффект В.Ч. в кристаллах был изучен, в частности, В.П. Зреловым [22].

Различным аспектам теории излучения В.Ч. было посвящено, помимо цитированных, большое число других работ. Они касаются обобщения на магнитные среды, детального анализа излучения в кристаллах, роли границ и т.д. (см. [5–7, 14, 22, 33, 34] и литературу к ним). Особо отмечу исследование роли поглощения [29, 35] и рассмотрение излучения В.Ч. не для зарядов, а для различных диполей и более высоких мультиполей (см. [5–7, 14], где имеются ссылки на оригинальные работы). Вопрос о В.Ч. излучении мультиполей исследован не до конца [5–7]. Это объясняется, вероятно, тем, что у известных частиц магнитный момент, не говоря уже о других мультиполях, очень мал и связанное с ним излучение тоже крайне слабо и не представляет практического интереса. Что же касается излучения магнитного заряда (монополя), то оно было бы значительно, но сами эти монополи еще не наблюдались, а возможно, их вообще нет в природе.

На перечисленных вопросах, как и на экспериментах с использованием излучения В.Ч. (см. [22, 23]), мы останавливаться здесь не можем. Но вот коснуться квантовой интерпретации эффекта В.Ч. представляется необходимым.

### 3. Квантовая теория эффекта Вавилова–Черенкова

Классическая теория эффекта В.Ч., обсуждавшаяся выше, в оптической части спектра достаточно точна. Тем не менее уже из методических соображений целесообразно остановиться и на квантовой теории эффекта [36] (см. также [5–7, 14]).

Как на квантовом языке объяснить отсутствие в вакууме излучения равномерно движущегося заряда (или другого источника, не имеющего собственной частоты)? Для этой цели достаточно использовать законы сохранения энергии и импульса при излучении фотона частицей

$$\begin{cases} E_0 = E_1 + \hbar\omega, & E_{0,1} = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_{0,1}^2}, \\ \mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_1 + \hbar\mathbf{k}, & k = \frac{\omega}{c}, \quad \mathbf{p}_{0,1} = \frac{m\mathbf{v}_{0,1}}{\sqrt{1 - v_{0,1}^2/c^2}}, \end{cases} \quad (9)$$

где  $E_{0,1}$  и  $\mathbf{p}_{0,1}$  — соответственно энергия и импульс заряда с массой покоя  $m$  до излучения (индекс 0) и после излучения фотона с энергией  $\hbar\omega$  и импульсом  $\hbar\mathbf{k} = (\hbar\omega/c)(\mathbf{k}/k)$  (индекс 1). Легко убедиться в том, что (9) не имеют при  $v < c$  решения (с  $\omega > 0$ ), т.е. излучение невозможно (см. (11) с  $n = 1$ ).

Для того чтобы рассмотреть вопрос об излучении источника в среде, нужно знать только одно: каковы в этом случае энергия и импульс излучения, ибо энергия частицы  $E = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}$  в среде не изменяется. Вопрос этот не так элементарен (см. [5], гл. 13), но на интуитивном уровне он решается очень просто (и правильно). В самом деле, в неподвижной и неизменной во времени среде ее присутствие никак не сказывается на частоте  $\omega$ , а длина волны  $\lambda = \lambda_0/n$ , где  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$  — длина волны в вакууме. Далее, волновое число  $k = 2\pi/\lambda = \hbar\omega n/c$ . Учитывая это, вместо (9) нужно положить

$$\begin{cases} E_0 = E_1 + \hbar\omega, & E_{0,1} = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_{0,1}^2}, \\ \mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_1 + \hbar\mathbf{k}, & k = \frac{\hbar\omega n(\omega)}{c}, \quad \mathbf{p}_{0,1} = \frac{m\mathbf{v}_{0,1}}{\sqrt{1 - v_{0,1}^2/c^2}}. \end{cases} \quad (10)$$

Решая эти уравнения относительно  $\omega$  и  $\theta_0$ , где  $\theta_0$  — угол между  $\mathbf{v}_0$  и  $\mathbf{k}$ , получаем

$$\cos \theta_0 = \frac{c}{n(\omega) v_0} \left[ 1 + \frac{\hbar \omega (n^2 - 1)}{2mc^2} \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} \right], \quad (11)$$

$$\hbar \omega = \frac{2(mc/n)(v_0 \cos \theta_0 - c/n)}{(1 - 1/n^2) \sqrt{1 - v_0^2/c^2}}. \quad (12)$$

При условии

$$\frac{\hbar \omega}{mc^2} \ll 1 \quad (13)$$

(или при несколько более точном неравенстве, ясном из (11)), выражение (11) переходит в классическое выражение (2). Так, конечно, и должно быть, ибо условие (13) очевидным образом является условием классичности (оно всегда выполняется, если квантовая постоянная  $\hbar \rightarrow 0$ ). Классический предел отвечает пренебрежению отдачей (изменением импульса частицы  $\mathbf{p}_0$ ), обусловленной излучением "фотона в среде" с импульсом  $\hbar \mathbf{k}$ . Как уже упоминалось, из (12) ясно, что излучение (когда  $\omega > 0$ ) возможно только, если  $v_0 > c/n$  (ведь всегда  $\cos \theta_0 \leq 1$ ). В классическом пределе, когда результат (см. (2)) не зависит от  $\hbar$ , квантовый расчет имеет лишь методическое значение, может оказаться удобным, но не обязателен. Так оно, конечно, и есть, а законы сохранения можно сформулировать и в классической области, нужно лишь учесть связь между излучаемой электромагнитной энергией  $\mathcal{H}_{\text{ir}}$  и импульсом излучения. Соответствующие простые выкладки приведены в [5–7]. Разумеется, квантовым образом можно вычислить [36] и интенсивность излучения, обобщив (3).

В оптической области, с которой обычно только и приходится иметь дело в применениях эффекта В.Ч., даже для электронов отношение  $\hbar \omega / mc^2 \sim 10^{-5}$ , т.е. квантовые поправки несущественны. В этой связи Л.Д. Ландау в 1940 г., когда ему рассказали о моей работе [36], заметил, что она не представляет интереса (см. [20], с. 380). Как ясно из сказанного, для такого заключения у него были основания, и это вообще характерно для критических замечаний Ландау — обычно они били в цель. Нередко, однако, иной подход или способ получения известного результата оказывается полезным и существенным в применении к другим проблемам. Подобный пример уже был упомянут выше в отношении разных способов вычисления мощности (3) излучения В.Ч. Как выяснилось, такова же ситуация и в случае применения законов сохранения для анализа излучения в среде. Именно, применение законов сохранения оказывается плодотворным при исследовании эффекта Доплера в среде.

#### 4. Эффект Доплера в среде

Источники, о которых речь шла выше (конкретно, заряды), не имеют собственной частоты. Другой важный случай — источник без заряда или какого-либо постоянного во времени мультипольного момента, но с некоторой собственной частотой  $\omega_0$ . Классическим примером является осциллятор, квантовым примером служит атом, излучающий при некотором переходе частоту  $\omega_0$  (это частота в системе отсчета, в которой источник покоится).

Если такой источник движется в вакууме с постоянной скоростью  $v$  (в лабораторной системе отсчета), то в этой лабораторной системе частота излучаемых волн равна

$$\omega(\theta) = \frac{\omega_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - (v/c) \cos \theta} = \frac{\omega_0}{1 - (v/c) \cos \theta}, \quad (14)$$

где  $\theta$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  (направлением наблюдения) и  $\mathbf{v}$ ; частота  $\omega_0$  в (14) — это частота колебаний в лабораторной системе. Изменение частоты волн, излучаемых движущимся источником, называется, как известно, эффектом Доплера. Разумеется, он имеет место и в акустике, и, вообще, для волн любой природы.

Пусть теперь имеется прозрачная среда (с показателем преломления  $n(\omega)$ ), покоящаяся в той же лабораторной системе, и в ней движется осциллятор или атом (молекула). Тот факт, что источник при движении в сплошной среде может быть разрушен, нас смущать не должен, ибо можно использовать канал или щель в среде (см. выше).

При наличии среды (14) заменяется на [37, 14]

$$\omega(\theta) = \frac{\omega_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}}{|1 - (v/c) n(\omega) \cos \theta|} = \frac{\omega_0}{|1 - (v/c) n(\omega) \cos \theta|}. \quad (15)$$

К этому выражению можно прийти по общему правилу — заменяя скорость света в вакууме  $c$  на фазовую скорость в среде  $c/n(\omega)$  (под корнем  $\sqrt{1 - v^2/c^2}$  замену  $c$  на  $c/n$  делать, конечно, не нужно, так как этот корень связан с замедлением времени для движущегося источника и не имеет отношения к процессу излучения). Разумеется, к (15) можно прийти и автоматически, решая уравнения поля для движущегося излучателя. В (15) нетривиально появление модуля (то, что он нужен, очевидно — иначе не обеспечена положительность частоты). Конечно, если движение досветовое (т.е.  $v < c/n$ ) или при сверхсветовом движении, но вне конуса (2), т.е. при условии

$$\frac{v}{c} n(\omega) \cos \theta < 1, \quad (16)$$

мы имеем дело с обычным, нормальным эффектом Доплера. Другое дело, что и в этом случае возможен так называемый сложный эффект Доплера, обусловленный дисперсией — зависимость  $n$  от  $\omega$  [37, 14].

Если же движение сверхсветовое (выполняется условие (1)), то в области углов, где

$$\frac{v}{c} n(\omega) \cos \theta > 1, \quad (17)$$

формула (15) без модуля привела бы к отрицательным значениям частоты. Излучение в области (17), т.е. внутри конуса (2) (часто называемого черенковским конусом (рис. 2)), именуется аномальным эффектом Доплера. При учете дисперсии вся картина довольно сложна (для каждой частоты имеется свой конус, а при немонотонной зависимо-

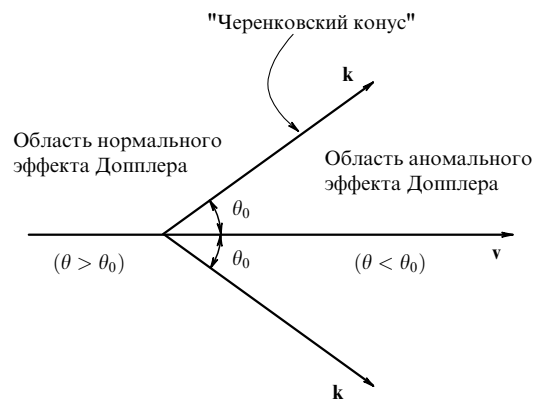


Рис. 2. Области нормального ( $\theta > \theta_0$ ) и аномального ( $\theta < \theta_0$ ) эффекта Доплера.

сти  $n$  от  $\omega$  — и несколько конусов). Но здесь мы ограничимся случаем отсутствия дисперсии, когда  $n(\omega) = n = \text{const}$ . Тогда, согласно (15), на самом черенковском конусе, где  $(v/c)n \cos \theta = (v/c)n \cos \theta_0 = 1$ , частота  $\omega \rightarrow \infty$ , причем это имеет место с обеих сторон конуса (при  $\theta \rightarrow \theta_0$ ). На основе (15) больше ничего сказать нельзя и отличие между нормальным и аномальным эффектами Доплера не представляется особенно существенным.

И вот оказалось, что квантовый подход (или, точнее, использование законов сохранения энергии и импульса) позволяет вскрыть очень важную особенность аномального эффекта Доплера [38, 5–7, 14]. Будем считать, что излучатель представляет "систему" (атом) с двумя уровнями — нижним уровнем 0 и верхним уровнем 1 (рис. 3). Тогда при использовании законов сохранения типа (10) нужно лишь изменить выражение для энергии излучателя, учитывая наличие внутренних степеней свободы (уровней). Это значит, что энергия

$$E_{0,1} = \sqrt{(m + m_{0,1})^2 c^4 + c^2 p_{0,1}^2}, \quad (18)$$

где  $(m + m_0)c^2 = mc^2 + W_0$  — полная энергия системы (атома) в нижнем состоянии 0, а  $(m + m_1)c^2 = mc^2 + W_1$  — та же энергия в верхнем состоянии 1. Энергия  $W_1 > W_0$ , и покоящийся атом при переходе  $1 \rightarrow 0$  излучает частоту  $\omega_{00} = (W_1 - W_0)/\hbar$ .

Используя законы сохранения в классическом пределе (13), приходим к (14), а при точном расчете [38] к несколько более сложному выражению, содержащему члены порядка  $\hbar\omega/mc^2$ . Существенны, однако, не квантовые поправки, а следующее неожиданное обстоятельство. Проследивая за знаками (это простая алгебра), легко выяснить, что в области нормального эффекта Доплера атом, как и в вакууме, переходит с верхнего уровня 1 на нижний уровень 0 (направление перехода определяется из требования положительности энергии излучаемого фотона  $\hbar\omega$ , т.е. из требования  $\omega > 0$ ). В области же аномального эффекта Доплера, напротив, при излучении фотона происходит возбуждение атома — он переходит с уровня 0 на уровень 1 (см. рис. 3). Энергия при этом черпается из кинетической энергии поступательного движения.

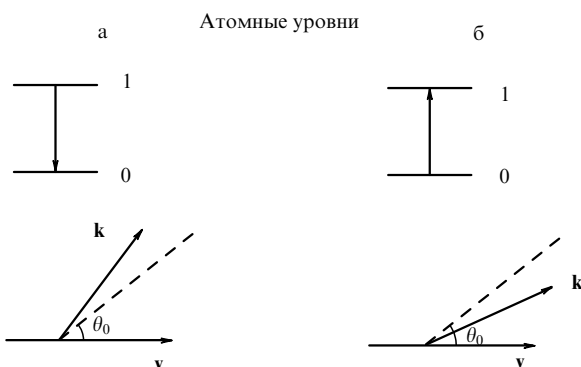


Рис. 3. Переходы между атомными уровнями 0 и 1 в случае нормального (а) и аномального (б) эффекта Доплера.

Таким образом, при сверхсветовом движении ( $v > c/n$ ), когда только и возможен аномальный эффект Доплера, излучающий атом, вначале даже не возбужденный (находящийся в нижнем состоянии 0), будет возбуждаться (переходить на уровень 1) с одновременным излучением фотона внутри черенковского конуса. Возбужденный же

атом излучает (с переходом  $1 \rightarrow 0$ ) вне черенковского конуса, т.е. под углами  $\theta > \theta_0$ . В результате атом в процессе сверхсветового движения все время возбуждается и излучает. Для классической модели осциллятора это означает, что осциллятор все время возбужден. Аномальный эффект Доплера весьма важен в физике плазмы. Вообще в плазме эффект В.Ч. и связанные с ним представления и аналогии играют видную роль, как подчеркнул еще И.Е. Тамм в своей нобелевской лекции [17]. Там же он высказал предположение, что акустический аналог аномального эффекта Доплера в оптике играет существенную роль при анализе колебаний, возникающих при сверхзвуковом движении самолета (так называемый флаттер).

Думаю, что догадаться об отмеченном своеобразии аномального эффекта Доплера без квантового рассмотрения [38] было бы довольно трудно (точнее, здесь, как ясно из сказанного, важен не сам квантовый подход, а использование законов сохранения). Однако, разумеется, подтвердить результат и продвинуться дальше можно путем классического или квантового вычисления реакции излучения при движении излучателя в среде. Так, конкретно, для движущегося в среде осциллятора можно найти (см. [39]; [5], гл. 7) действие радиационной силы на колебания осциллятора. При этом оказывается, что излучение волн в области вне черенковского конуса (т.е. при нормальном эффекте Доплера) тормозит колебания. Напротив, излучение, идущее внутрь черенковского конуса, отвечающее аномальному эффекту Доплера, раскачивает колебания осциллятора, т.е. возбуждает его. Полное соответствие этого результата сказанному выше на квантовом языке совершенно очевидно.

Замечу, что ряд работ, развивающих работу [39] и другие из той же области, принадлежит Б.Е. Немцову [40], известному губернатору Нижегородской области, а в недавнем прошлом очень способному физику-теоретику.

Изложенное способствует также пониманию механизма возбуждения равномерно ускоренных "детекторов" [41, 7]. Как известно, последняя проблема широко обсуждается в литературе (ссылки см. в [41]) в связи с исследованиями излучения черных дыр и равномерно ускоренных систем (*acceleration radiation*).

## 5. Переходное излучение на границе раздела двух сред

При равномерном и прямолинейном движении источника без собственной частоты (заряда, мультиполя) излучение в среде — излучение В.Ч. — возникает лишь при сверхсветовой скорости (1). Однако при этом предполагается, что среда является однородной, а также не изменяется во времени. Если же среда неоднородна или (и) изменяется во времени, то некоторое излучение возможно и при досветовой скорости равномерно движущегося источника. Такое излучение, на возможность существования которого было указано лишь в 1945 г. [4], называется переходным.

Простейший случай переходного излучения таков: заряд, движущийся прямолинейно и равномерно, с любой скоростью пересекает границу раздела двух сред. Тогда точка пересечения зарядом границы и становится источником переходного излучения. К такому выводу легче всего прийти, если заряд падает из вакуума на хороший (высокопроводящий) металл, играющий роль идеального зеркала (рис. 4). Из электродинамики известно, что в таких условиях поле заряда в вакууме представляет собой сумму полей заряда  $q$ , движущегося в вакууме в отсутствие зеркала и заряда  $-q$ , движущегося в зеркале навстречу заряду  $q$  (т.е. со скоростью  $-\mathbf{v}$ ); о заряде  $-q$  говорят, как об "изображении"

заряда  $q$ . При пересечении зарядом  $q$  границы раздела он попадает в хорошо проводящую среду и практически никакого поля в вакууме уже не создает; изображение  $-q$  также, конечно, пропадает. Таким образом, "с точки зрения" наблюдателя в вакууме происходит как бы аннигиляция пары зарядов  $q$  и  $-q$ . Но из той же электродинамики известно, что при аннигиляции, как и при любом ускорении зарядов (в данном случае оба "заряда"  $q$  и  $-q$  резко останавливаются на границе раздела), возникает излучение — это и есть переходное излучение для рассматриваемого случая.

Для идеального зеркала излучаемая в вакуум энергия

$$W_1(\omega, \theta) = \frac{q^2 v^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 c^3 [1 - (v^2/c^2) \cos^2 \theta]^2},$$

$$W_1(\omega) = 2\pi \int W_1(\omega, \theta) \sin \theta d\theta =$$

$$= \frac{q^2}{\pi c} \left[ \frac{1 + v^2/c^2}{2v/c} \ln \left( \frac{1 + v/c}{1 - v/c} \right) - 1 \right]. \quad (19)$$

В ультрарелятивистском пределе (при  $v \rightarrow c$ )

$$W_1(\omega) = \frac{q^2}{\pi c} \ln \frac{2}{1 - v/c} = \frac{2q^2}{\pi c} \ln \frac{2E}{mc^2},$$

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \gg mc^2. \quad (20)$$

Формулы (19), (20) получаются элементарно [5–7, 42]. В общем же случае, когда имеются две среды, характеризующиеся комплексными диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , вычисления довольно громоздки [4, 5, 42] и мы не будем здесь приводить даже их результатов. Отметим лишь, что рассмотренное выше переходное излучение "назад" (см. рис. 4) не представляет особого практического интереса. Оно, правда, объясняет, по-видимому, наблюдаемое оптическое свечение антикатодов рентгеновских трубок. В принципе, можно использовать такое переходное излучение и для измерения энергии частиц  $E$ , поскольку она входит в выражение (20) для излучаемой энергии. Однако в (20) зависимость от  $E$  лишь логарифмическая, а по абсолютной величине энергия  $W_1$  мала. Оказалось, однако (это было выяснено в 1959 г. [43, 44]), что для ультрарелятивистских частиц целесообразно рассматривать переходное излучение "вперед", т.е. в направлении скорости частицы, скажем, при ее выходе из вещества в вакуум. В этом случае будут излучаться также весьма высокие частоты, а полная энергия излучения частицы с зарядом  $q$  и массой  $m$

$$W_2 = \int W_2(\omega) d\omega = \frac{q^2 \omega_p}{3c} \frac{E}{mc^2}, \quad (21)$$

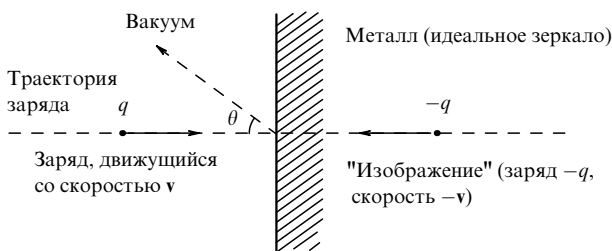


Рис. 4. Переходное излучение заряда  $q$  при пересечении границы раздела вакуум–металл.

где  $\omega_p$  — плазменная частота вещества (при больших частотах все вещества эквивалентны плазме с диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon = n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}; \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m_e},$$

$N$  — концентрация электронов в веществе,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона).

Энергия излучения  $W_2$  пропорциональна энергии частицы  $E$ , и, следовательно, измеряя  $W_2$ , можно определить энергию  $E$ , что весьма важно в физике частиц высоких энергий. При этом существенно, что использование для измерения энергии эффекта В.Ч. при высоких энергиях неэффективно. Дело в том, что в ультрарелятивистской области, когда  $v \rightarrow c$ , черенковский угол  $\theta_0$  (см. (2)) и интенсивность излучения (3) очень мало чувствительны к энергии частицы  $E = mc^2/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ . На этом — на измерении энергии переходного излучения "вперед"  $W_2$  — основаны так называемые переходные счетчики, нашедшие широкое применение в физике частиц с высокими энергиями [45, 46]. Во избежание недоразумений нужно заметить, что поскольку энергия  $W_2$  (см. (21)) для одной границы раздела весьма мала, в переходных счетчиках нужно использовать "слойку" из многих листов (пластинок) материала, разделенных, скажем, воздушными прослойками. Наличие многих границ накладывает свои ограничения на конструкцию счетчика. С этим обстоятельством связана весьма интересная физика (речь идет о рассмотрении зоны формирования излучения) (см. [5–7, 14, 42]).

## 6. Переходное излучение (общий случай).

### Переходное рассеяние.

#### Переходное тормозное излучение

Переходное излучение при пересечении резкой границы раздела — это лишь простейший случай. Вообще же переходное излучение возникает всегда, когда источник (заряд) равномерно движется в неоднородной или (и) нестационарной среде или вблизи нее. Помимо нарисованной выше картины "аннигиляции" источника и его изображения, переходное излучение можно интерпретировать и другим весьма общим способом. Сделаем это на примере изотропной прозрачной среды, характеризующейся показателем преломления  $n$ . Тогда в общем случае фазовая скорость света в среде  $v_\phi = c/n(\omega, \mathbf{r}, t)$ , где  $\mathbf{r}$  — координаты и  $t$  — время (конечно, в однородной и стационарной среде  $n(\omega, \mathbf{r}, t) = n(\omega)$ ). Излучение света зарядом со скоростью  $v$  определяется отношением  $v/v_\phi = vn/c$ . В вакууме  $n = 1$  и при  $v = \text{const}$  излучения нет (считаем, что  $v < c$ ), и оно возможно лишь при ускорении заряда, когда  $v = v(t)$  и, следовательно, ускорение  $w = dv/dt \neq 0$ . В среде же и при равномерном и прямолинейном движении, когда  $v = \text{const}$ ,  $w = 0$ , отношение  $vn/c$  все равно может изменяться за счет зависимости  $n$  от  $\mathbf{r}$  или (и)  $t$ . Это и есть переходное излучение, причем показатель  $n(\omega, \mathbf{r}, t)$  должен изменяться в месте нахождения заряда или в окрестности этого места (в пределах зоны формирования излучения).

В случае пересечения границы раздела двух сред показатель  $n$  изменяется на этой границе. Несколько другой вариант — любая неоднородная среда (эмульсия, плазма в неоднородном магнитном поле и т.д.). Интересна, хотя и не особенно существенна практически, и такая возможность: заряд равномерно движется в однородной среде, но в какой-то момент  $t = t_0$  (или на некотором интервале времени вблизи момента  $t_0$ ) показатель  $n$  во всей среде изменяется, скажем, за счет сжатия среды. Тогда точка на траектории

заряда, которую он занимает в момент  $t_0$ , играет (хотя и не буквально) такую же роль, как граница раздела двух сред [47, 42]. Важным случаем неоднородной среды является периодически неоднородная среда, например, стопка пластинок, используемая в переходных счетчиках [48, 42]. Переходное излучение в таких условиях называют иногда резонансным переходным излучением или переходным рассеянием. В самом деле, когда заряд движется в периодически неоднородной среде (синусоидальной, см. ниже (22); среде, состоящей из совокупности резких границ раздела и т.д.), можно сказать (встав на "точку зрения" заряда), что на этот заряд падает волна диэлектрической проницаемости (показателя преломления). Рассеяние этой волны на заряде и порождает переходное излучение. Применять термин "переходное рассеяние", тем не менее, вряд ли стоило бы, если бы эффект не сохранялся и для покоящегося заряда. Тогда говорить о переходном излучении неестественно, в то время как термин "переходное рассеяние" отражает суть дела. Действительно, эффект имеет место, например, при падении на неподвижный (если угодно, закрепленный) заряд  $q$  волны проницаемости, в результате чего от заряда исходит (рассеивается) электромагнитная волна (рис. 5).

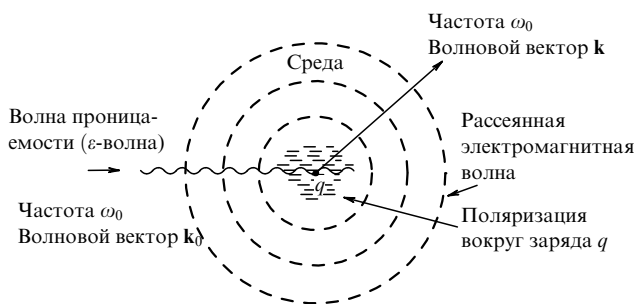


Рис. 5. Схематический рисунок, описывающий процесс образования переходного рассеяния волны проницаемости на неподвижном (фиксированном) заряде  $q$ .

Понять этот результат легко и вне связи с общей теорией переходного излучения. Так, рассмотрим прозрачную изотропную среду с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = n^2$ . Если в такой среде распространяется акустическая волна, то плотность среды  $\rho = \rho^{(0)} + \rho^{(1)} \sin(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t)$ , где  $\mathbf{k}_0$  и  $\omega_0$  — соответственно волновой вектор и частота акустической волны. Но с изменением плотности среды  $\rho$  изменяется и  $\varepsilon$ , в силу чего в среде распространяется волна проницаемости

$$\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \varepsilon^{(0)} + \varepsilon^{(1)} \sin(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t), \quad (22)$$

где  $\varepsilon^{(0)}$  — проницаемость в отсутствии акустической волны и  $\varepsilon^{(1)}$  — изменение  $\varepsilon$  за счет изменения плотности; разумеется, волна проницаемости может быть вызвана не акустической волной, а каким-либо другим способом, например, связана с продольной плазменной волной.

Поместим теперь в среде закрепленный или бесконечно тяжелый заряд  $q$ . Вокруг заряда возникает электрическое поле  $\mathbf{E}$  и индукция  $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ . Если волны нет, то поле  $\mathbf{E}$  кулоновское и равно

$$\mathbf{E}^{(0)} = \frac{q\mathbf{r}}{\varepsilon^{(0)}r^3}, \quad \mathbf{D}^{(0)} = \varepsilon^{(0)}\mathbf{E} = \frac{q\mathbf{r}}{r^3}. \quad (23)$$

При наличии волны (22) в первом приближении (при условии  $|\varepsilon^{(1)}| \ll \varepsilon^{(0)}$ ) возникает дополнительная поляризация

$$\delta\mathbf{P} = \frac{\delta\mathbf{D}}{4\pi} = \frac{\varepsilon^{(1)}}{4\pi} \mathbf{E}^{(0)} \sin(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t). \quad (24)$$

Такая поляризация, не обладающая (при  $k_0 \neq 0$ ) сферической симметрией, вызывает появление расходящейся от заряда электромагнитной волны с частотой  $\omega_0$  (см. рис. 5). Волновое число в такой волне  $k = 2\pi/\lambda = (\omega_0/c)\sqrt{\varepsilon^{(0)}}$ . Если волна проницаемости вызвана, как мы считали, акустической волной, то  $k \ll k_0 = \omega_0/u$ , где  $u$  — скорость звука (предполагается, конечно, что  $u \ll c/\sqrt{\varepsilon^{(0)}}$ ).

Возникающую электромагнитную волну можно считать рассеянной в таком же смысле, как и при других типах рассеяния, например, при томсоновском рассеянии электромагнитной волны на покоящемся электроны (в данном случае, разумеется, имеется в виду покой при неучете действия падающей волны). Если среда представляет собой изотропную плазму, а падающая волна является продольной (плазменной) волной, то обсуждаемый процесс переходного рассеяния представляет собой трансформацию продольной волны в электромагнитную (поперечную) волну. Уже отсюда можно заключить, что переходное рассеяние играет большую роль в физике плазмы, и это действительно так [5–7, 42]. Поясним это на примере. В продольной волне в плазме (ее частота близка к  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m_e}$ ) присутствует некоторое электрическое поле, а также происходит изменение  $\varepsilon$ . Таким образом, частицы плазмы (электроны и ионы) при распространении в ней продольной волны находятся одновременно под влиянием волны электрического поля и волны проницаемости. Электроны, входящие в состав плазмы, в электрическом поле волны колеблются и поэтому являются источником рассеянных электромагнитных волн (это так называемое томсоновское рассеяние), интенсивность которых обратно пропорциональна квадрату массы рассеивающей частицы  $m$ . По этой причине томсоновское рассеяние на ионах в  $(m_i/m_e)^2$  раз меньше по интенсивности, чем на электронах ( $m_e$  — масса электрона,  $m_i$  — масса иона); следовательно, даже на самых легких ионах — протонах с массой  $m_p = 1836 m_e$  — интенсивность томсоновского рассеяния в  $(1836)^2 \approx 3,4 \times 10^6$  раз меньше, чем на электронах. Переходное рассеяние, напротив, в первом приближении вообще не зависит от массы рассеивающей частицы  $m$  и присутствует и при  $m \rightarrow \infty$ . Поэтому в плазме все рассеяние продольной волны на ионах является практически переходным, причем его интенсивность, как оказывается, того же порядка, что и интенсивность рассеяния продольной волны на электронах. Вообще без учета переходного рассеяния анализ процессов в плазме не возможен.

Другим эффектом, родственным переходному рассеянию, является переходное тормозное излучение [50, 42]. Обычное тормозное излучение заключается, как известно, в том, что при столкновении частиц они ускоряются (тормозятся) и, как следствие, излучают электромагнитные волны. Поскольку легкие частицы — электроны — ускоряются сильнее тяжелых частиц (скажем, при той же скорости частиц), тормозное излучение электронов значительно интенсивнее (при сопоставимых условиях) тормозного излучения тяжелых частиц (протонов и т.д.). Сказанное справедливо, однако, лишь когда речь идет о соударениях и соответствующем тормозном излучении в вакууме. При наличии же среды ситуация существенно изменяется. Ведь, как мы видели, излучение (переходное излучение) может иметь место и без всякого ускорения частиц. Поэтому, если заряд  $q$  пролетает в среде (плазме) мимо заряда  $q'$ , даже без заметного ускорения одного из этих зарядов возникает излучение, которое естественно называть переходным тормозным излучением. Физическую



природу переходного тормозного излучения особенно легко понять, если поле  $\mathbf{E}$  и поляризацию  $\mathbf{P} = [(\varepsilon - 1)/4\pi] \mathbf{E}$  равномерно движущегося заряда  $q$  разложить на волны с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ ; частота этих волн  $\omega_0 = \mathbf{k}_0 \mathbf{v}$ , где  $\mathbf{v}$  — скорость заряда. С такими волнами в среде связаны волны проницаемости с теми же значениями  $\omega_0$  и  $\mathbf{k}_0$ . Эти волны проницаемости рассеиваются на других зарядах  $q'$ , в результате чего и образуется переходное тормозное излучение.

Переходному излучению и тесно связанным с ним переходному рассеянию и переходному тормозному излучению посвящено много работ и специальная монография [42].

В настоящем докладе удалось остановиться на всех проблемах лишь очень кратко. Тем не менее, как я надеюсь, уже из сказанного ясно, что речь идет об интересном для физики круге вопросов (в случае переходного излучения особенно важны переходные счетчики и применения в физике плазмы).

## 7. Заключительные замечания

В развитии физики и (трудно в этом сомневаться) других наук большую роль играют аналогии, перенос представлений из одной области в другую. Поэтому для плодотворной работы в науке очень важно обладать широким горизонтом, а не ограничиваться, как это нередко бывает, лишь узкой специализацией. Эта достаточно тривиальная мысль нашла отражение в моей книге [20] и, смею думать, в моей деятельности в целом. Круг вопросов, которым посвящен настоящий доклад, может служить иллюстрацией сказанного. Так, эффект В.Ч. является аналогом сверхзвукового излучения (конуса) Маха, возбуждение механических колебаний при сверхзвуковых течениях аналогично аномальному эффекту Допплера, различные виды и типы переходного излучения также объединены общими представлениями. В целом можно сказать, что анализ различных задач и эффектов, связанных с излучением равномерно движущихся источников, формирует некоторую "идеологию", вырабатывает свой "язык". В этом можно убедиться на ряде примеров как уже упомянутых, так и приводимых ниже (см. также [5–7, 14, 42]; отметим ясное популярное изложение в брошюре [51]).

В 1946 г. Л.Д. Ландау выяснил, что в изотропной плазме даже при отсутствии соударений имеет место некоторое затухание продольных (плазменных) волн [52]. Этот эффект, получивший название "затухания Ландау" (или бесстолкновительного затухания), играет большую роль в физике плазмы и плазмopodobных сред (конкретно, в физике металлов и полупроводников, в которых электроны проводимости образуют своего рода плазму). Л.Д. Ландау пришел к своему результату вне всякой связи с излучением В.Ч. и, несомненно, механизм затухания Ландау можно понять и без всяких ссылок на излучение В.Ч. Вместе с тем условие затухания Ландау — это в точности В.Ч. условие (8) для излучения электроном продольной волны (при этом, конечно, в (8)  $n$  есть показатель преломления для продольной волны). Тем самым для тех, кто понимает механизм излучения В.Ч., природа затухания Ландау сразу же становится ясной.

Выше уже подчеркивалось, что излучение В.Ч. и эффект Допплера могут наблюдаться не только при движении источников в среде, но и в узком пустом канале в среде или вблизи среды. То же относится к переходному излучению и переходному рассеянию. Пусть, например, заряд движется равномерно и прямолинейно над плоской поверхностью среды, состоящей из двух различных материалов. Тогда

при пролете заряда над границей раздела этих сред возникает переходное излучение. Вообще, оно всегда появляется, если вблизи траектории заряда имеются какие-либо неоднородности, скажем, заряд вылетает или влетает в металлический волновод ("неоднородностью" служит край волновода), пролетает над дифракционной решеткой [53, 54] и т.п. Такой тип переходного излучения называют иногда дифракционным излучением. Физическую природу этого излучения легче всего понять, пользуясь уже упоминавшимся представлением об "изображениях" заряда, движущихся в окружающей его траекторию среде ("зеркале"). "Изображения" движутся неравномерно и излучают (можно предложить и другое наглядное объяснение эффекта; см., например, [51]).

Еще 60 лет назад, уже на первом этапе развития квантовой электродинамики стало ясно, что с учетом квантовых эффектов (в первую очередь рождения электрон-позитронных пар  $e^+e^-$ ) вакуум в достаточно сильном электромагнитном поле перестает быть "абсолютной пустотой" классической физики, в которой могут свободно (без взаимодействия друг с другом) распространяться электромагнитные волны любой частоты. Напротив, с учетом возможности виртуального рождения пар, вакуум в сильном поле ведет себя подобно некоторой нелинейной анизотропной среде. При этом поле является сильным, если оно (скажем, магнитное поле  $H$ ) сравнимо с некоторым характерным полем

$$H_c = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} = 4,4 \times 10^{13} \text{ Э.} \quad (25)$$

Характерное электрическое поле  $E_c$  определяется тем же выражением (25) и его смысл особенно ясен: на комптоновской длине волны электрона  $\hbar/(m_e c) = 3 \times 10^{-11}$  см поле  $2E_c$  производит над зарядом электрона  $e$  работу  $2\hbar e E_c/(m_e c) = 2m_e c^2$ , необходимую для рождения  $e^+e^-$  пары (ее масса покоя равна как раз  $2m_e c^2 \sim 10^{-6}$  эрг  $\sim 10^6$  эВ). Поле (25) настолько сильное, что нелинейная поляризация вакуума долгие годы казалась чем-то совершенно абстрактным. Но в 1967–1968 гг. были открыты намагниченные нейтронные звезды (пульсары), для которых типичны поля с напряженностью  $10^{12} \div 10^{13}$  Э. Выяснилось также, что в полупроводниках можно в известном смысле моделировать ситуацию, характерную для сильных полей (25) в вакууме. Тем самым сильные поля стали объектом, доступным для астрофизических и физических исследований. Нас сказанное интересует сейчас в связи с тем, что в сильных полях в вакууме могут иметь место эффект В.Ч., переходное излучение и переходное рассеяние (см. [42] и указанную там литературу). Вакуум ведет себя как некоторая среда и в гравитационном поле, что также позволяет рассмотреть, скажем, переходное рассеяние с превращением гравитационных волн в электромагнитные [42].

Помимо уже упоминавшегося акустического аналога эффекта В.Ч. существуют также акустические аналоги электромагнитного переходного излучения и переходного рассеяния [55]. Несколько неожиданной для меня явилась та существенная роль, которую переходное излучение упругих волн играет в упругих системах, например, при взаимодействии неоднородного рельсового пути с колесами равномерно движущегося вагона [56].

Вообще, очевидно, аналоги эффектов В.Ч. и Допплера, переходного излучения и рассеяния возможны для волновых полей любого типа, а значит, с учетом квантовой теории, и для частиц любого типа с превращением (излучением) полей (частиц) другого типа. Примером может служить переходное излучение (рождение) электрон-позитронных пар при пересечении зарядом какой-либо границы раздела, скажем,

границы атомного ядра. Коротко говоря, излучение при равномерном движении различных источников — это универсальное явление, а не какая-то экзотика. Поэтому, естественно, все время появляются новые экспериментальные и теоретические работы на эти темы. Последние известные мне статьи, опубликованные в 1995 г., таковы: переходное (дифракционное) излучение при движении релятивистских электронов над дифракционной решеткой [54]; переходное излучение в упругих системах [56]; переходное излучение нейтрино с магнитным моментом [57]; развитие теории переходного излучения [58, 59]; вопрос о поляризации тормозного переходного излучения в плазме [60] и детальный учет процессов переходного рассеяния при анализе тормозного излучения в плазме [61] с важным применением к проблеме солнечных нейтрино [62].

Нет, таким образом, сомнений в том, что обсуждаемая в настоящем докладе область физических исследований, родившаяся в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН, более пятидесяти лет назад [1–4] стала органической составной частью современной физики.

## Список литературы

1. Черенков П А *ДАН СССР* **2** 451 (1934)
2. Вавилов С И *ДАН СССР* **2** 457 (1934)
3. Тамм И Е, Франк И М *ДАН СССР* **14** 107 (1937)
4. Гинзбург В Л, Франк И М *ЖЭТФ* **16** 15 (1946); *J. Phys. USSR* **9** 353 (1945) (краткая версия)
5. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика* (М.: Наука, 1987)
6. Гинзбург В Л *Труды ФИАН* **176** 3 (1986)
7. Ginzburg V L *Progress in Optics* (Ed. E Wolf) **32** 267 (1993)
8. Heaviside O *Electrician* (November 23) 83 (1988); *Phil. Mag.* **27** 324 (1889)
9. Тяпкин А А *УФН* **112** 731 (1974)
10. Kaiser T R *Nature* **247** 400 (1974)
11. Sommerfeld A *Göttinger Nachrichten* (1904) s. 99, 363; *Göttinger Nachrichten* (1905) s. 201
12. *Воспоминания о И Е Тамме* (М.: Издат, 1995)
13. Гинзбург В Л *Вестник РАН* **65** 848 (1995)
14. Франк И М *Излучение Вавилова–Черенкова (вопросы теории)* (М.: Наука, 1988)
15. Добротин Н А, Фейнберг Е Л, Фок М В *Природа* (11) 58 (1991)
16. Черенков П А *ДАН СССР* **14** 99 (1937); *ДАН СССР* **14** 103 (1937); *ДАН СССР* **21** 323 (1938)
17. Тамм И Е *УФН* **68** 387 (1959); см. также И Е Тамм *Собрание научных трудов* Т.1 (М.: Наука, 1975) с. 121
18. Volotowsky V M, Vavilov Yu N *Phys. Today* **48** (12) 11 (1995)
19. Serenkov P A *Phys. Rev.* **52** 378 (1937)
20. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* (М.: Бюро Квантум, 1995)
21. Фейнберг Е Л *Наука и жизнь* № 8 34 (1990)
22. Зрелов В П *Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий* Т. I и II (М.: Атомиздат, 1968)
23. *Черенковские детекторы и их применение в науке и технике* (М.: Наука, 1990); см. также *CERN Courier* **34** (1) 22 (1994)
24. Тамм И Е *J. Phys. USSR* **1** 439 (1939); Тамм И Е *Собрание научных трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1973) с. 77
25. Гинзбург В Л, Франк И М *ДАН СССР* **56** 699 (1947)
26. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **56** 145 (1947)
27. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **56** 253 (1947)
28. Гинзбург В Л *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **11** 165 (1947)
29. Fermi E *Phys. Rev.* **57** 485 (1940)
30. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1992)
31. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **24** 130 (1939)
32. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **10** 608 (1940); *J. Phys. USSR* **3** 101 (1940)
33. Пафомов В Е *Труды ФИАН* **16** 94 (1961)
34. Болотовский Б М *УФН* **62** 201 (1957); *УФН* **75** 295 (1961)
35. Киржниц Д А *Некоторые проблемы ядерной физики* (к 80-летию И М Франка) (М.: Наука, 1989) с. 144
36. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **10** 589 (1940); *J. Phys. USSR* **2** 441 (1940)
37. Франк И М *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **6** 3 (1942)
38. Гинзбург В Л, Франк И М *ДАН СССР* **56** 583 (1947)
39. Гинзбург В Л, Эйдем В Я *ЖЭТФ* **36** 1823 (1959)
40. Немцов Б Е *ЖЭТФ* **91** 44 (1986); *Изв. вузов. Радиофизика* **28** 1549 (1985); *Изв. вузов. Радиофизика* **30** 968 (1987); Немцов Б Е, Эйдем В Я *Изв. вузов. Радиофизика* **87** 1192 (1984); *Изв. вузов. Радиофизика* **30** 226 (1987)
41. Гинзбург В Л, Фролов В П *Письма в ЖЭТФ* **43** 265 (1986); *Phys. Lett. A* **116** 423 (1986); *Труды ФИАН* **197** 8 (1989)
42. Гинзбург В Л, Цытович В Н *Переходное излучение и переходное рассеяние* (М.: Наука, 1984) [Ginzburg V L, Tsytovich V N *Transition Radiation and Transition Scattering* (Bristol, New York: A Hilger, 1990) (дополненный перевод)]
43. Гарибян Г М *ЖЭТФ* **37** 527 (1959); см. также Гарибян Г М, Ян Ши *Рентгеновское переходное излучение* (Ереван: Изд. АН Арм. ССР, 1983)
44. Барсуков К А *ЖЭТФ* **37** 1106 (1959)
45. Fabjan C W, Fischer H G *Rep. Progr. Phys.* **43** 1003 (1980)
46. Kleinkhecht K *Phys. Rep.* **84** 85 (1982)
47. Гинзбург В Л *Изв. вузов. Радиофизика* **16** 512 (1973)
48. Тер-Микаелян М Л *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях* (Ереван: Изд. АН Арм. ССР, 1969); см. также Багиян Р А, Тер-Микаелян М Л *ЖЭТФ* **81** 1249 (1981)
49. Гинзбург В Л, Цытович В Н *ЖЭТФ* **65** 1818 (1973)
50. Цытович В Н *Труды ФИАН* **66** 176 (1973)
51. Болотовский Б М, Давыдов В А *Заряд, среда, излучение* (М.: Знание, 1989)
52. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **16** 574 (1946)
53. Smith S J, Purcell E M *Phys. Rev.* **92** 1069 (1953)
54. Woods K J et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3808 (1995)
55. Павлов В И, Сухоруков А И *УФН* **147** 83 (1985)
56. Весницкий А И, Кононов А В, Метрикин А В *Прикладная механика и техн. физика* **36** 170 (1995); см. также Весницкий А И, Метрикин А В *УФН* **166** 1043 (1996)
57. Sakuda M, Kurihara Y *Phys. Rev. Lett.* **74** 1284 (1995)
58. Кречетов В В *Изв. вузов. Радиофизика* **38** 639 (1995)
59. Каликинский И И *ЖТФ* **65** (10) 131 (1995)
60. Корсаков В Б, Флейшман Г Д *Изв. вузов. Радиофизика* **38** 887 (1995)
61. Цытович В Н *УФН* **165** 89 (1995)
62. Tsytovich V N et al. *Collective Plasma Processes and the Solar Neutrino Problem*. Technical Report RAL-TR 95-066. (Council for the central laboratory of the research councils, England) (сборник работ, опубликованных в различных журналах (1995, 1996)); см. также Цытович В Н и др. *УФН* **166** 113 (1996)

## Radiation of uniformly moving sources (Vavilov–Cherenkov effect, transition radiation, and other phenomena)

V.L. Ginzburg

P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences  
Leninskii prosp. 53, 117924 Moscow, Russia  
Tel. (7-095) 135-85 70. Fax (7-095) 938-22 51

The radiation of uniformly moving sources, and the concomitant phenomena such as the Vavilov–Cherenkov effect, transition radiation, etc., are discussed. Since the original Lebedev Institute studies over half-century ago, this area of research has become an inherent part of modern physics.

PACS numbers: **41.60.–m**, **41.60.Bq**, **41.90.+e**  
Bibliography — 62 references

Received 14 June 1996