

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В ВЕЩЕСТВЕ СО СВЕРХСВЕТОВОЙ СКОРОСТЬЮ

И. М. Франк

§ 1. Основные свойства. § 2. Условие возникновения излучения. § 3. Поле электрона. § 4. Энергия излучения. § 5. Сопоставление с теорией. § 6. Заключение.

§ 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

В 1934 г. при изучении люминесценции ураниловых солей П. А. Черенковым было обнаружено и в дальнейшем исследовано свечение жидкостей, возникающее под действием γ -лучей радиоактивных препаратов^{1,2*}).

Как известно, явления люминесценции в природе чрезвычайно распространены. У большинства жидкостей, например, наблюдается свечение под действием ультрафиолетового света, обусловленное содержащимися в них ничтожными примесями³. Светятся многие жидкости и под действием рентгеновских лучей⁴. Свечение под действием γ -лучей также неоднократно наблюдалось до Черенкова. Например, Малле⁵ получил даже снимки его спектра.

По всей вероятности, именно распространённость обычных видов люминесценции явилась одной из причин того, что на свечение, возникающее под действием γ -лучей, до Черенкова не было обращено специального внимания.

Другой причиной, помешавшей его исследовать, была малая интенсивность свечения. При приближении к жидкости даже сильного препарата радия (~ 100 мг) свечение можно видеть лишь после адаптации глаза к темноте. Удобных методов фотометрии таких интенсивностей ранее не существовало.

*) Полная сводка экспериментальных результатов П. А. Черенкова содержится в его докторской диссертации². Ниже, кроме того, даётся также ссылка на соответствующую работу, использованную в диссертации.

Результаты экспериментальных исследований Черенкова и их теоретическое рассмотрение (С. И. Вавилов, И. Е. Тамм и И. М. Франк) показали, что и в данном случае имеет место новое оптическое явление, которое в дальнейшем получило в литературе название радиации Черенкова.

Уже в своей первой работе¹, посвящённой этому вопросу, Черенков использовал, незадолго перед этим разработанный Брумбергом и Вавиловым⁶, фотометрический метод, так называемый метод гашения, основанный на постоянстве порога зрительного возбуждения глаза и позволяющий выполнять измерения чрезвычайно слабых интенсивностей видимого света. В результате первых исследований Черенковым было установлено следующее^{1, 2, 7}:

Свечение является универсальным. В любой прозрачной жидкости при облучении её γ -лучами наблюдается слабое видимое свечение. То же самое, как выяснилось в дальнейшем, имеет место и для твёрдых тел, однако там оно часто маскируется обычной люминесценцией.

Первые фотометрические данные показали, что у 19 подвергнутых исследованию жидкостей, самого разнообразного химического состава и различной плотности, интенсивность свечения практически одинакова. Различие интенсивностей свечения при измерениях в тождественных условиях оказалось лежащим в пределах не более чем $\pm 15\%$, т. е. не выходящим за границы точности измерения.

Свечение оказалось частично поляризованным, причём электрический вектор колебаний ориентированным по направлению пучка γ -лучей.

Самая тщательная очистка жидкостей от возможных загрязнений не снижала яркости свечения, и потому гипотезу о том, что свечение вызвано малыми флуоресцирующими примесями, пришлось отбросить. Для выяснения природы явления Черенковым был выполнен ряд опытов, обычно применяемых для этой цели в лаборатории С. И. Вавилова при исследовании флуоресценции растворов светящихся красок. Эти опыты состоят в определении яркости и поляризации свечения в различных условиях. Так, например, повышение температуры увеличивает подвижность молекул и понижает степень поляризации свечения, зависящую от ориентации молекул. Кроме того, обычно изменение температуры влияет и на квантовый выход флуоресценции. Квантовый выход можно также произвольно уменьшить за счёт ударов второго рода, примешивая к жидкости некоторые тушащие вещества. Теория позволяет с помощью таких измерений определять основную характеристику излучателей — время жизни в возбуждённом состоянии *).

В случае свечения, открытого Черенковым, оказалось, что полностью отсутствует влияние как температуры, так и тушащих агентов.

*) См., например, обзорный доклад С. И. Вавилова⁸.

Это означает, что длительность возбуждённого состояния излучателей здесь если и отлична от нуля, то во всяком случае по величине на несколько порядков меньше, чем для обычных видов люминесценции. Это дало основание Вавилову⁹ утверждать, что «наблюдаемый эффект вообще не может быть каким-либо видом люминесценции, для которой конечная длительность возбуждения является необходимым характерным признаком».

Как известно, механизм поглощения γ -лучей состоит в том, что гамма-фотон передаёт свою энергию целиком или частично электронам при фото- или комптон-эффекте. Таким образом, передача энергии от гамма-лучей среде происходит с помощью электронов, которые, двигаясь в среде, постепенно тормозятся. Поэтому естественно было допустить, что и возникновение свечения Черенкова происходит также через посредство электронов.

Поскольку, однако, свечение, как уже было сказано, не может вызываться флуоресценцией атомов и молекул среды под действием электронов, С. И. Вавилов⁹ допустил, что излучателем являются сами электроны. Единственный механизм такого излучения, который в то время был известен, приводил к отождествлению явления с тормозным излучением, что и было сделано. Эта гипотеза естественным образом объясняла почти все известные в то время свойства излучения — отсутствие длительности возбуждённого состояния, универсальность свечения, а также и его поляризацию. Действительно, быстрые электроны выбиваются в направлении гамма-лучей, и электрический вектор излучаемых волн будет направлен по направлению скорости, если при торможении электрона направление движения электрона меняется не очень сильно.

С качественной стороны неясным оставался лишь факт приблизительного постоянства яркости свечения различных жидкостей. Коэффициент поглощения гамма-лучей, как известно, пропорционален плотности вещества. Пробег электронов, которые при этом возникают, обратно пропорционален плотности. Поэтому постоянство яркости означает, что излучение пропорционально числу электронов и пути, которые они проходят. Это противоречит гипотезе об обычном тормозном излучении, для которого энергия, излучаемая на полном пробеге частицы, в веществе с заданным атомным номером, определяется только числом генерируемых электронов и не зависит от плотности вещества. При этом, однако, тормозное излучение должно сильно зависеть от атомного номера вещества, в котором происходит движение. Значительная трудность возникла также и при объяснении абсолютной яркости свечения. Она оказалась слишком велика по сравнению с ожидаемой для тормозного излучения.

Для дальнейших исследований весьма существенным явилось утверждение Вавилова, что явление, открытое П. А. Черенковым, не есть обычная люминесценция и что излучают сами электроны.

Измерения П. А. Черенкова подтвердили правильность этой точки зрения.

Опыты, выполненные с источниками β -лучей^{2, 7, 10} (тонкостенные ампулы, наполненные эманацией радия), показали, что электроны действительно возбуждают в жидкостях свечение, тождественное по свойствам с тем, что дают гамма-лучи. Для прямого доказательства того, что и при облучении γ -лучами свечение также вызывается электронами, были поставлены опыты с влиянием на свечение магнитного поля^{2, 11}. Если свечение вызывается электронами, то поляризация свечения должна определяться направлением движения электронов. Магнитное поле действует на электроны, искривляя их траекторию. Поэтому наложение магнитного поля должно в этом случае вызвать изменение поляризации свечения. Если же излучение вызывается не электронами, а непосредственно гамма-лучами, то влияния магнитного поля быть не должно. Таким образом, этот опыт представлялся решающим в выборе между гамма-лучами и электронами как возбудителями свечения. Влияние магнитного поля оказалось очень значительным, и вопрос тем самым решился в пользу электронов. Неожиданным, однако, было то, что это влияние проявлялось прежде всего в изменении наблюдаемой яркости свечения.

В результате этих и дополнительно поставленных экспериментов Черенковым было показано, что излучение имеет отчётливо выраженную направленность^{2, 7, 12, 13}. Оказалось, что максимум интенсивности наблюдается под вполне определённым острым углом к направлению движения электрона. Включение магнитного поля загибает траекторию

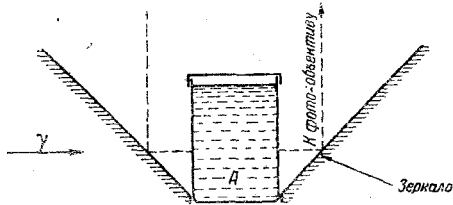


Рис. 1. Схема установки для наблюдения углового распределения свечения, производимого быстрыми электронами.

электрона и тем самым меняет угловое распределение свечения. Поэтому интенсивность свечения, измеряемая при заданном угле наблюдения, при включении магнитного поля меняется.

Направленность излучения отчётливо иллюстрируется в следующем опыте, выполненном Черенковым.

В тонкостенный цилиндрический стеклянный сосуд А наливалась жидкость (рис. 1). С боку от него помещался источник γ -лучей, например, ампула с радием (направление γ -лучей показано стрелкой). Тогда прозрачная жидкость, налитая в прозрачный сосуд, кажется тёмной, если смотреть на неё с той же стороны, где помещён радий, и светящейся, если смотреть с противоположной стороны. Чтобы иметь возможность получить распределение интенсивности свечения для всех углов сразу, Черенков окружил сосуд коническим зеркалом (рис. 1). При наблюдении сверху в различных частях зеркала видно

излучение, идущее под различными углами к направлению γ -лучей. Полученные при этом фотографии представлены на рис. 2. Фотографии расположены так, что направление пучка γ -лучей соответствует направлению снизу вверх.

Из рис. 2 видно, что только часть конического зеркала представляется светящейся; излучение оказывается сильно направленным и сосредоточенным внутри конуса, образующего острый угол с направлением γ -лучей. Весьма характерной особенностью излучения является то, что максимум излучения не совпадает с направлением γ -лучей (см. рис. 2), а образует с ним острый угол.

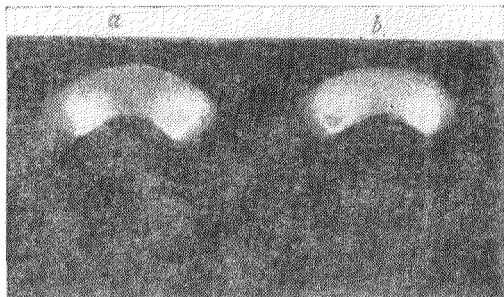


Рис. 2. Фотография углового распределения свечения в циклогексане ($n = 1,4367$).

Фотография 2, *a* получена при облучении циклогексана (показатель преломления $n = 1,437$) гамма-лучами препарата радия, а фотография 2, *b* — при возбуждении той же жидкости лучами радиотория. Результаты фотометрических промеров этих и аналогичных фотографий для различных жидкостей представлены на рис. 3. Известно, что γ -лучи препарата радия создают комптоновские электроны в среднем меньшей энергии, чем γ -лучи радиотория (излучает в этом препарате продукт распада радиотория ThC''). Как видно из рис. 2 и 3, увеличение энергии комптоновских электронов смещает максимум излучения в сторону больших углов. Из рис. 3 видно также, что этот угол для максимума излучения растёт с увеличением показателя преломления жидкости.

Последний экспериментальный факт, о котором следует упомянуть до детального рассмотрения теории явления, — это спектр излучения. Как это обнаружил ещё Малле⁵ и подтвердил Черенков, он оказался сплошным и ограниченным с коротковолновой стороны лишь границей поглощения самой жидкости или границей поглощения применяемой оптики^{2,7}.

§ 2. УСЛОВИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Явление, исследованное П. А. Черенковым как качественно, так, повидимому, и количественно может быть объяснено с помощью представлений классической электродинамики. Непосредственным результатом этих представлений является утверждение, что даже равномерно движущийся в однородной среде заряд должен излучать

свет, если его скорость движения превышает фазовую скорость света в этой среде.

Для электрона, движущегося в воде, такая критическая скорость достигается уже при энергии, равной примерно 250 KeV. Известно, что значительная часть электронов, испускаемых радиоактивными веществами или создаваемых гамма-лучами, обладает большими энергиями. Ожидаемые свойства такого излучения тождественны с наблюдаемыми Черенковым¹⁴.

Как оказалось впоследствии, вопрос о поле электрона при сверхсветовой скорости обсуждался в литературе очень давно. С. И. Вавилов указал на утверждение, высказанное ещё в 1901 г. лордом Кельвином¹⁵, что движущийся атом должен излучать при равномерном движении, если его скорость превышает скорость распространения волн. При этом излучаемая волна должна распространяться в направлении, удовлетворяющем условию, аналогичному условию Маха для звуковых волн. Как будет видно из дальнейшего, это утверждение правильно, если заменить слова «движущийся атом» словами «движущийся заряд». Позднее (1904, 1905 гг.) и независимо от Кельвина тот же вопрос был рассмотрен Зоммерфельдом¹⁶.

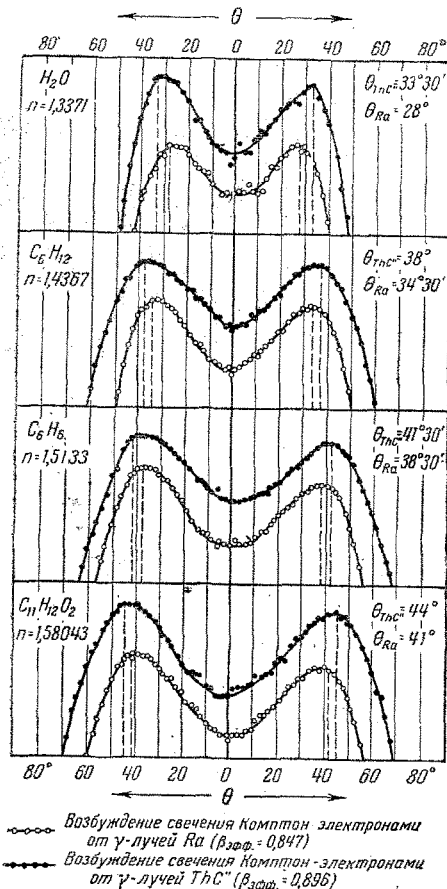


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности свечения.

Зоммерфельд вычислил силу, действующую на электрон в том случае, если скорость электрона в вакууме превышает скорость света, и пришёл к выводу, что он должен тормозиться собственным полем. Как показал в дальнейшем Тамм¹⁷, сила, вычисленная Зоммерфельдом, как раз эквивалентна радиационному торможению по теории Тамма и Франка¹⁴, если предположить, что оно распространяется на

все частоты вплоть до длин волн порядка классического радиуса электрона, как это и должно иметь место при движении электрона в вакууме со сверхсветовой скоростью.

В дальнейшем стало очевидно, что скорость движения, превышающая скорость света в пустоте, недостижима. Возможность движения в среде, где такое превышение скорости возможно, так как фазовая скорость в n раз (где n — показатель преломления) меньше скорости света в пустоте, осталась незамеченной. Поэтому теория Зоммерфельда, так же как и высказывание Кельвина, была забыта и на неё обратил наше внимание А. Ф. Иоффе в связи с теорией эффекта Черенкова¹⁴.

Условие, при котором равномерно движущийся в однородной среде электрон может излучать свет, легко получается как из волновых, так и из квантовых соображений.

Пусть электрон равномерно движется вдоль оси z со скоростью v . Будем считать, что движение электрона началось бесконечно давно. Тогда в системе координат, связанной с электроном, электрон будет представляться покоящимся, и притом неограниченно долгий срок, и следовательно, в этой системе координат его поле не может быть функцией времени. Это значит, что в покоящейся системе координат картина поля должна как целое перемещаться вместе с электроном со скоростью v . Поэтому поле, наблюдаемое в какой-либо точке x, y, z в момент t , должно быть тождественно полю, наблюдаемому в момент $t - t_1$, но в точке $x, y, z - vt_1$, так как в моменты наблюдения эти точки одинаково расположены относительно электрона. Из совпадения полей следует, что то же самое получится и для любых соответствующих компонент этих полей.

Допустим, что электрон излучает, т. е. что поле электрона содержит расходящиеся от оси z под некоторым углом θ_ω волны частоты ω . Такие волны описываются функциями

$$A(r)e^{i\omega\left(t - \frac{z \cos \theta_\omega + r \sin \theta_\omega}{c/n(\omega)}\right)}, \quad (2,1)$$

где $n(\omega)$ — показатель преломления для частоты ω и, следовательно, $c/n(\omega)$ есть фазовая скорость для этой частоты, а r — расстояние точки наблюдения от оси z . Поскольку движение направлено по оси z , в излучении должна быть симметрия относительно этой оси, то-есть (2,1) может быть представлена как функция только r и z .

Из сказанного выше о компонентах поля электрона следует, что при одновременном изменении t на величину t_1 и координаты z на величину vt_1 как амплитуда, так и фаза волны должны остаться неизменными.

Поскольку амплитуда по определению не должна быть функцией времени, то условие постоянства амплитуды будет удовлетворено,

если допустить, что она не зависит от z , что уже и сделано в (2,1).

Из постоянства фазы при такой трансформации имеем

$$i\omega \left(t_1 - \frac{vt_1 \cos \theta_\omega}{c/n(\omega)} \right) = 0, \quad (2,2)$$

откуда после сокращения на $i\omega t_1$ получаем

$$\cos \theta_\omega = \frac{c}{vn(\omega)}; \quad (2,3)$$

очевидно, что это условие может быть выполнено и, следовательно, расходящаяся волна может существовать только в том случае, если $\frac{c}{vn(\omega)} < 1$, т. е. если скорость электрона v больше фазовой скорости $c/n(\omega)$ для рассматриваемой волны.

Условие (2,3), как нетрудно убедиться, аналогично условию Маха для звуковых волн и может быть получено с помощью простых качественных соображений. Действительно, из (2,3) следует, что лучевая составляющая скорости движения электрона $v \cos \theta_\omega$, для угла θ_ω , равняется скорости волн $c/n(\omega)$. Таким образом, волна, вызванная электромагнитным возмущением в какой-либо точке A на траектории электрона, будет приближаться к наблюдателю, расположенному в направлении θ_ω с такой же скоростью, как и электрон. Поэтому к наблюдателю она придёт одновременно с волнами, вызванными электроном в последующих точках его пути. Отсюда следует, что волны, идущие в этом, и притом только в этом, направлении, будут складываться.

В. Л. Гинзбургом¹⁸ был рассмотрен вопрос об излучении электрона, равномерно движущегося в кристаллической среде. Показатель преломления в таких средах зависит не только от частоты, но также от поляризации и направления распространения волны. Условие (2,3) сохраняется и в этом случае, если под $n(\omega)$ понимать показатель преломления, соответствующий волне данного направления и поляризации. В силу особенностей поведения показателя преломления в кристаллах, сечение конуса для направлений θ_ω в этом случае может быть не круговым, а сложным, причём возможны два конуса, определяемых обыкновенным и необыкновенным лучами.

К аналогичному (2,3) условию возникновения излучения приводят также простые квантовые соображения. Детально этот вопрос рассмотрен В. Л. Гинзбургом¹⁹. Здесь мы ограничимся лишь рассмотрением простейшего случая, когда энергия излучаемого фотона мала по сравнению с энергией электрона, как это фактически имеет место при эффекте Черенкова. Пусть имеется свободно движущийся электрон с полной энергией W и импульсом p , причём, как известно,

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (2,4)$$

Из (2,4) следует, что если энергия электрона изменилась на малую величину ΔW , то должно выполняться соотношение

$$\Delta W = v \Delta p, \quad (2,5)$$

где Δp — изменения абсолютной величины импульса. Допустим, что изменение энергии и импульса электрона произошло в результате излучения. Тогда

$$\Delta W = h\nu, \quad (2,6)$$

где $h\nu$ — излучённый фотон.

Импульс электрона по абсолютной величине уменьшится на Δp и станет равным

$$p_1 = p - \Delta p,$$

причём направление импульса изменится на угол ϕ .

Излучённому в среде фотону следует приписать величину импульса, равную $\frac{n}{c} h\nu$ ¹⁹. Тогда закон сохранения импульса даст

$$\left. \begin{aligned} \frac{n}{c} h\nu \cos \theta &= p - (p - \Delta p) \cos \phi, \\ \frac{n}{c} h\nu \sin \theta &= (p - \Delta p) \sin \phi, \end{aligned} \right\} \quad (2,7)$$

где θ — угол вылета фотона по отношению к начальному направлению движения электрона. Если абсолютная величина импульса излучённого фотона мала по сравнению с p , то угол ϕ мал, и следовательно, можно считать что $\cos \phi = 1$. Тогда получим

$$\frac{n}{c} h\nu \cos \theta = \Delta p. \quad (2,8)$$

Подставляя выражения (2,6) и (2,8) в (2,5), имеем

$$h\nu = \frac{nv}{c} h\nu \cos \theta, \quad (2,9)$$

или

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}. \quad (2,10)$$

Таким образом, снова получаем условие (2,3).

При выводе условия излучения без упрощений, сделанных выше, для угла излучения получается¹⁹

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} \left(1 + \frac{h\nu}{2mc^2} (n^2 - 1) \sqrt{1 - v^2/c^2} \right). \quad (2,11)$$

Таким образом, в точном квантовом выражении появляется поправочный член, который, однако, как нетрудно убедиться, чрезвычайно мал. Действительно, кроме коэффициентов порядка единицы, он содержит множитель $h\nu/mc^2 = \lambda_0/\lambda$, где λ_0 — длина волны Комптона ($\lambda_0 = 0,024 \text{ \AA}$).

Поскольку излучение возможно только в области частот, где $n(\omega) > 1$, так как необходимо, чтобы $vn(\omega)$ было больше c , то λ не выходит за пределы ультрафиолетовой части спектра. Поэтому λ_0/λ всегда ничтожно мало.

Условие (2,11) может быть также записано в следующем простом виде:

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} + (\Lambda/\lambda) (n^2 - 1)/2n^2, \quad (2,12)$$

где Λ — длина волны де-Бройля для движущегося электрона*).

Отличие квантового условия излучения от классического не случайно. Оно учитывает отдачу, которую получает электрон при излучении. При классическом рассмотрении скорость электрона считается заданной и не меняющейся при излучении. Квантовое рассмотрение исходит из представления о свободном электроне. Здесь v есть начальная скорость электрона, которая больше конечной. Нетрудно убедиться, что (2,3) численно совпадает с (2,11), если под v понимать скорость, равную некоторой промежуточной между начальной и конечной скоростями электрона.

Отличие квантового рассмотрения от классического заключается также и в следующем²¹. При $v < c/n$ законы сохранения в равной степени запрещают как испускание одного фотона, так и одновременное испускание группы фотонов. Однако при сверхсветовой скорости такой процесс испускания нескольких фотонов возможен, причём условие (2,3) для них не обязательно. Если оставить в стороне возможность испускания сразу нескольких фотонов, то из формулы (2,3) или (2,10) в согласии с экспериментальными данными следует, что излучение Черенкова должно быть направлено под острым углом θ_0 к направлению движения электрона, причём этот угол возрастает при увеличении скорости электрона и показателя преломления среды (см. рис. 3).

§ 3. ПОЛЕ ЭЛЕКТРОНА

Задачу о поле движущегося в среде электрона удобно свести к рассмотрению поля неподвижных осцилляторов, расположенных на его траектории²². В этом случае вопрос об излучении сводится к рассмотрению интерференции волн, испускаемых такими колеблющимися диполями.

Будем, как и раньше, считать, что электрон движется вдоль оси z , причём его координаты в момент t равны

$$z = vt, \quad x = y = 0. \quad (3,1)$$

Плотность заряда ρ и плотность тока $\mathbf{j}$ можно в этом случае поло-

*) Через несколько лет после работы Гинзбурга то же условие для излучения электрона в среде было снова опубликовано в работе Кокса²⁰. Формула Кокса (2,12) тождественна формуле Гинзбурга (2,11).

жить равными

$$\mathbf{j} = e\mathbf{v}\delta(z - vt)\delta(x)\delta(y), \quad (3,2)$$

$$\rho = e\delta(z - vt)\delta(x)\delta(y), \quad (3,3)$$

где символом δ обозначена дельта-функция Дирака, которая, как известно, равна нулю для любого аргумента, не равного нулю, и при интегрировании от минус бесконечности до плюс бесконечности даёт единицу. Поэтому $\mathbf{j}$ и ρ в уравнениях (3,2) и (3,3) равны нулю всюду, кроме точки, в которой электрон находится в момент t , и интегрирование по объёму даёт ток $e\mathbf{v}$ и заряд e , что соответствует условиям задачи.

Разложим $\mathbf{j}$ и ρ как функции t в интегралы Фурье. Согласно известной теореме,

$$F(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} F(n) \cos \omega(n - t) dn \quad (3,4)$$

и, следовательно, например, для компоненты ω плотности тока получим

$$j_{\omega}(z, t) = \frac{e\mathbf{v}}{\pi} \delta(x)\delta(y) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(z - vn) \cos \omega(n - t) dn. \quad (3,5)$$

Делая замену переменных: полагая $\xi = z - vn$ и принимая во внимание известное свойство δ -функции, согласно которому $\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\xi) f(\xi) d\xi = f$ получим

$$j_{\omega}(z, t) = \frac{e}{\pi} \mathbf{z}_1 \cos \{ \omega(z/v - t) \} \delta(x)\delta(y), \quad (3,6)$$

где $\mathbf{z}_1$ — единичный вектор, направленный по оси z .

Аналогичным образом для компоненты ω плотности заряда имеем

$$\rho_{\omega}(z, t) = \frac{e}{\pi v} \cos \{ \omega(z/v - t) \} \delta(x)\delta(y). \quad (3,7)$$

Такие осциллирующие в каждой точке с частотой ω токи и заряды j_{ω} и ρ_{ω} можно представить как результат нахождения в тех же точках периодически меняющихся дипольных моментов. Действительно, между плотностью дипольного момента $\mathbf{P}$ (т. е. величиной дипольного электрического момента, заключённого в элементе объёма, отнесённой к величине этого объёма), плотностью заряда и плотностью тока существуют соотношения

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{P}}_{\omega} &= \mathbf{j}_{\omega}, \\ \operatorname{div} \mathbf{P}_{\omega} &= -\rho_{\omega}. \end{aligned} \quad (3,8)$$

Известно, что задание $\mathbf{j}_\omega$ и ρ_ω однозначно определяет все компоненты электрического и магнитного полей частоты ω . Поэтому, если можно найти такие фиктивные $\mathbf{P}_\omega$, для которых $\mathbf{j}_\omega$ и ρ_ω , найденные из (3,8), совпадают с истинным распределением токов и зарядов, то, следовательно, поле, заданное с помощью $\mathbf{P}_\omega$, должно быть тождественно с искомым.

В нашем случае этому требованию легко удовлетворить, если предположить, что существует спектр электрических диполей $\mathbf{P}_\omega$ различных частот ω , направленных по оси z и равных

$$\mathbf{P}_\omega = \frac{e}{\pi\omega} \mathbf{z}_1 \sin \{ \omega (t - z/v) \} \delta(x) \delta(y). \quad (3,9)$$

Действительно, подстановка этого значения $\mathbf{P}_\omega$ в (3,8) приводит к величинам $\mathbf{j}_\omega$ и ρ_ω , равным (3,6) и (3,7), в чём легко убедиться, если принять во внимание, что в данном случае

$$\operatorname{div} \mathbf{P} = \frac{d\mathbf{P}}{dz}.$$

Таким образом, поле движущегося электрона можно заменить совокупностью неподвижных гармонических осцилляторов, распределённых вдоль оси z , спектр которых простирается от $\omega = 0$ до $\omega = \infty$.

Для определения поля в точке наблюдения необходимо просуммировать поля отдельных диполей, т. е. приходится интегрировать по объёму, в котором они расположены. Как видно из (3,9), все диполи

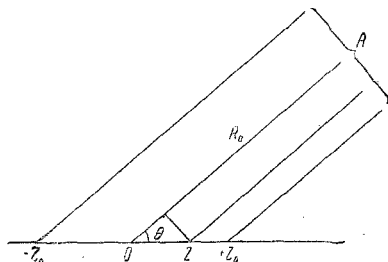


Рис. 4.

можно считать сосредоточенными на оси z , причём интегрирование по x и y всегда даёт множитель единицу.

Дипольный момент осцилляторов, расположенных на отрезке dz оси z , при этом следует положить равным

$$\mathbf{P}_\omega dz = \frac{e}{\pi\omega} \mathbf{z}_1 \sin \{ \omega (t - z/v) \} dz. \quad (3,10)$$

Такое сведение задачи о поле движущегося электрона к полю совокупности неподвижных осцилляторов даёт возможность не только определить условия возникновения излучения, но и простым образом вычислить его энергию.

Рассмотрим, например, поле осцилляторов, расположенных на ограниченном участке оси z , например, в интервале от $-z_0$ до $+z_0$. Это эквивалентно электрону, который начал своё движение в точке

$z = -z_0$ и, пройдя с равномерной скоростью путь $2z_0$, остановился в точке $+z_0$. Будем определять поле электрона в точке наблюдения A , удаленной от начала координат на расстояние $R_0 \gg 2z_0$ (см. рис. 4).

Поле излучения, наблюдаемое в точке A , получается в результате интерференции волн, испускаемых отдельными диполями, расположенными на рассматриваемом участке оси z . Вектор Герца в точке наблюдения равен

$$\Pi_\omega = \int_{-z_0}^{+z_0} \frac{P_\omega(z, t')}{R} dz, \quad (3,11)$$

где P_ω имеет значение (3,10), а t' — время с учётом запаздывания. При выборе $R_0 \gg z_0$ величину R в знаменателе (3,11) можно считать постоянной и равной R_0 , а

$$t' = t - \frac{R_0 - z \cos \theta}{c/n} \quad (3,12)$$

(см. рис. 4), где n — показатель преломления среды, т. е. c/n — скорость света в среде, а θ — угол, образуемый направлением R_0 и осью z .

Подставляя t' из (3,12) в (3,10), получим

$$P_\omega(z, t') = \frac{e}{\pi\omega} z_1 \sin \left\{ \omega \left[t - \frac{R_0 n}{c} - \frac{z}{v} \left(1 - \frac{vn}{c} \cos \theta \right) \right] \right\}, \quad (3,13)$$

т. е.

$$\Pi_\omega = \frac{ez_1}{\pi\omega R_0} \int_{-z_0}^{+z_0} \sin \left\{ \omega \left[t - \frac{R_0 n}{c} - \frac{z}{v} \left(1 - \frac{vn}{c} \cos \theta \right) \right] \right\} dz, \quad (3,14)$$

откуда

$$\Pi_\omega = \frac{2ev}{\pi\omega^2 R_0} \frac{\sin \left\{ \omega \frac{z_0}{v} \left(1 - \frac{vn}{c} \cos \theta \right) \right\}}{\left(1 - \frac{vn}{c} \cos \theta \right)} \sin \left[\omega \left(t - \frac{R_0 n}{c} \right) \right]. \quad (3,15)$$

Если скорость электрона больше фазовой скорости света, то можно найти такое $\theta = \theta_\omega$, для которого коэффициент при z в формуле (3,14) обращается в нуль. Из формулы (3,14) видно, что это будет иметь место, если θ удовлетворяет условию (2,3), т. е.

$$\cos \theta_\omega = \frac{c}{vn(\omega)}. \quad (3,13)$$

В этом случае все волны приходят в точку наблюдения в одинаковой фазе, т. е. происходит сложение волн. Величина Π_ω (см. (3,14) и (3,15)) будет при этом возрастать пропорционально z_0 , и, следовательно, выполнение условия (2,3) является не только необходимым, но и достаточным условием для возникновения излучения. Для любого другого θ фаза волн зависит от z и притом тем сильнее, чем больше

θ отличается от θ_ω . Поэтому при изменении θ в любую сторону от θ_ω при заданном z_0 величина Π_ω уменьшается и впервые обращается в нуль при таком θ , для которого фаза P_ω в (3,13) при изменении z от 0 до z_0 меняется на π (см. 3,15). В этом случае поле осцилляторов, расположенных в интервале от $-z_0$ до 0, полностью гасит поле осцилляторов, расположенных от 0 до $+z_0$.

Из рассмотрения (3,15) нетрудно убедиться, что угловой интервал, соответствующий этому максимуму Π_ω , сжимается тем сильнее, чем больше величина z_0 . Отсюда следует, что чем больше пробег электрона, тем более направленным является его излучение.

Что касается поляризации излучения, то она определяется направленностью всех диполей по оси z . Электрический вектор волн должен поэтому лежать в плоскости, содержащей луч и ось z .

Из рассмотрения (3,15) видно также, что при любом θ и v , не удовлетворяющем (2,3), Π_ω , вообще говоря, отлично от нуля, т. е. поле части осцилляторов может остаться некомпенсированным. При изменении z_0 величина Π_ω в (3,15) будет при этом периодически меняться от нуля до некоторого постоянного значения. Это происходит потому, что рассматривается ограниченная траектория электрона. Электрон начинает двигаться в точке $-z_0$ и останавливается в точке $+z_0$ и поэтому должно существовать излучение, соответствующее ускорению электрона в этих точках. Зависимость величины Π_ω от z_0 есть результат интерференции полей, соответствующих выбрасыванию и остановке электрона.

Из уравнения (3,15) непосредственно получается угловое распределение; оно позволяет также найти энергию излучения*). Из приведённых выше формул видно, что в согласии с данными эксперимента излучение электрона заданной скорости определяется его пробегом и не зависит ни от атомного номера вещества среды, ни от других её атомных свойств. (Влияние показателя преломления на величину энергии будет рассмотрено ниже.) Таким образом, устраняется та трудность в объяснении излучения Черенкова, на которую уже указывалось в связи с гипотезой Вавилова (§ 2). Кроме того, и также в согласии с экспериментом, свечение должно быть поляризовано, причём электрический вектор лежит в плоскости, проходящей через направление движения электрона.

§ 4. ЭНЕРГИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

В предыдущем параграфе рассмотрено поле излучения электрона, движущегося в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света. При сравнении этих результатов с экспериментом возникает вопрос о законности принятой там идеализации среды, при которой

*) Такой метод рассмотрения применён в работе Франка²² при решении аналогичной задачи. Излучение для ограниченной траектории электрона см. в § 7 работы И. Е. Тамма¹⁷.

реальное вещество заменяется сплошной однородной средой, характеризующейся только её макроскопической характеристикой — показателем преломления.

Движущийся в веществе электрон взаимодействует с отдельными атомами и молекулами, расположенными у его траектории, и затрачивает энергию на их ионизацию и возбуждение. Если отказаться от представлений об атомной структуре вещества, то это взаимодействие не может быть объяснено правильно. Действительно, уравнения движения электрона в однородной прозрачной среде при скорости, меньшей фазовой скорости света, аналогичны уравнениям движения электрона в пустоте. Электрон при этом не излучает и не испытывает сил торможения. Если же допустить, что движение происходит в однородной, но поглощающей среде, то потери энергии оказываются бесконечно большими, в чём нетрудно убедиться на основании результатов предыдущего параграфа. Поле электрона, как было там показано, может быть представлено в виде совокупности полей точечных осцилляторов. Известно, однако, что поток энергии через сферу, окружающую точечный, гармонический осциллятор, помещённый в поглощающую среду, стремится к бесконечности, если радиус сферы сжимать к нулю*). То же самое, очевидно, имеет место и для совокупности осцилляторов. В задачах радиотехники эта особенность приводит к необходимости учёта реальных размеров излучателя. Здесь же она требует, очевидно, отказа от представления об однородности среды, по крайней мере на малых расстояниях от траектории электрона.

До последнего времени величина потерь энергии движущимся в веществе электроном вычислялась как результат воздействия электрона с отдельными атомами или электронами атомов, причём эти взаимодействия считались полностью независимыми друг от друга.

Такой метод определения атомных потерь энергии (в нашей литературе их обычно называют ионизационными, что неудачно, так как на самом деле они, помимо ионизации, включают и потери энергии на возбуждение атомов и излучение) не всегда даёт правильный результат. Действительно, такой метод неправильно учитывает потери энергии на излучение Черенкова, которые, если исходить из результатов предыдущего параграфа, возникают при взаимодействии электрона с однородной средой, т. е. в результате когерентного действия многих атомов.

Далее известно, что существенную роль в атомных потерях энергии играет взаимодействие электрона с атомами, которые удалены от электрона на расстояния, во много раз превышающие среднее расстояние между атомами. Очевидно, что в этом случае, кроме действия поля электрона на атом, следует принять во внимание взаимодействие

*) См., например, А. А. Петровский «Научные основания беспроводной телеграфии», СПб, 1913. Приношу благодарность акад. Н. Д. Папалекси за его замечания по этому вопросу.

поляризованных им атомов между собой *). В прежней теории атомных потерь это, как уже указывалось, не учитывалось. Соответствующее исправление теории было предложено Ферми²³. Очевидно, что поляризация среды наиболее простым образом учитывается как раз при макроскопическом рассмотрении. Ферми, пользуясь уравнениями Максвелла, вычислил энергию, уходящую в однородной поглощающей среде через поверхность цилиндра заданного радиуса окружающей траекторию электрона. Среда, таким образом, разбивается на две области: внутри цилиндра и вне его. Вне цилиндра среда рассматривается как однородная и энергия, уходящая в неё (далёкие взаимодействия), вычисляется с помощью макроскопической теории. Что касается энергии, затрачиваемой во внутренней области (близкие взаимодействия), то они должны при этом вычисляться прежним методом на основании атомных представлений. Теория Ферми даёт для скорости электрона, меньшей чем скорость света в среде для малых частот (т. е. при $v < \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$, где ϵ — диэлектрическая постоянная), результат, почти не отличающийся от результата прежней теории. При больших скоростях, однако, потери энергии оказываются меньшие, чем предполагалось ранее.

Из самой постановки вопроса Ферми следует, что в его теории радиация Черенкова должна входить в общий баланс энергетических потерь. Как указывает и сам Ферми, его теория аналогична теории эффекта Черенкова. Она является обобщением этой теории²¹ на случай среды с поглощением (комплексный показатель преломления).

В дальнейшем мы будем рассматривать лишь ту часть потерь энергии движущегося электрона, которая связана с наблюдаемым свечением Черенкова.

Очевидно, что для наблюдения радиации необходимо, чтобы среда была прозрачна в некоторой области частот. Если ограничиться рассмотрением только этих частот, то задача существенно упрощается. Прежде всего, поскольку поглощение отсутствует, то соответствующая этим частотам величина потока энергии, уходящего через поверхность цилиндра окружающего траекторию электрона, не может зависеть от его радиуса. Поэтому, в отличие от поглощающей среды, задание радиуса цилиндра r несущественно, и результат не изменится, если формально положить, что r стремится к нулю.

Это значит, что вся энергия, отдаваемая электроном прозрачной среде, в результате далёких взаимодействий целиком состоит из излучения.

*) Возможность влияния такого поляризационного эффекта на величину потерь энергии была впервые указана Сванном (W. F. G. Swann, J. Frank. Inst, 226, 598 (1938)).

Далее следует принять во внимание замечание, сделанное Л. И. Мандельштамом*), правильность которого может быть обоснована с помощью простых качественных соображений. Л. И. Мандельштам указал, что если представить себе электрон движущимся по оси пустотелого канала, просверленного в веществе, и если радиус канала много меньше, чем длина волны излучаемого света, то существование канала не должно сказываться на интенсивности радиации Черенкова.

Количественно это утверждение иллюстрируется рис. 5, на котором показана теоретическая зависимость интенсивности радиации Черенкова, как функция радиуса канала²⁴. Радиус канала выражен в долях длины волны и отложен по оси абсцисс. Ординаты дают относительную интенсивность излучения электрона с энергией 1 MeV (кривая 2) и электрона бесконечно большой энергии, $v/c = 1$ (кривая 1), при показателе преломления среды $n = 1,5$. Начальная ордината в обоих случаях соответствует излучению в сплошной среде ($r = 0$). Из рисунка видно, что при радиусе канала в сотую долю длины волны ($r = 10^{-7} \text{ см}$ для видимого света) излучение практически нечувствительно к отсутствию вещества внутри цилиндра. Поэтому тот факт, что вблизи траектории электрона, на расстояниях от неё порядка атомных расстояний ($\sim 10^{-8} \text{ см}$ в плотном веществе), среду нельзя считать однородно заполненной веществом, не должен оказывать влияния на интенсивность радиации Черенкова.

Резюмируя, можно поэтому утверждать, что если интересоваться только той частью световой радиации, которая выходит из вещества, то при рассмотрении можно заменить реальное вещество однородной прозрачной средой с заданным показателем преломления. При этом все виды потерь энергии электрона, кроме светового излучения, окажутся исключёнными из рассмотрения. Энергию радиации можно тогда вычислять либо как поток энергии через поверхность цилиндра^{14, 17}), либо как работу, совершаемую при движении электрона против сил поля. Истинные потери энергии электрона в этой теории существенны лишь постольку, поскольку они определяют изменение скорости элек-

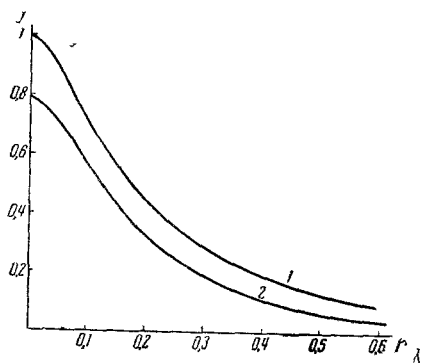


Рис. 5.

*) Л. И. Мандельштам — выступление на защите докторской диссертации П. А. Черенковым, 1940 г.

**) Несколько иной метод определения энергии излучения развит в работах В. Л. Гинзбурга¹⁹.

трона вдоль его траектории, которое следует считать в этой теории заданным.

Ниже приводится вычисление величины работы, совершаемой электроном, движущимся в однородной прозрачной среде, которое легко может быть выполнено с помощью формул предыдущего параграфа.

Рассмотрим поле электрона в точке $z=z_1$, $x=y=0$, лежащей на траектории электрона, в тот момент, когда в ней находится электрон, т. е. в момент $t_1=z_1/v$. Вектор Герца в точке наблюдения определяется из (3,11). Различие состоит лишь в том, что траектория электрона считается неограниченной, т. е. интегрирование по z простирается от $-\infty$ до $+\infty$,

$$\Pi_\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathbf{P}_\omega(z_1 t')}{R} dz; \quad (4,1)$$

так как точка наблюдения лежит на оси z , то, следовательно,

$$R = z_1 - z \quad z \leq z_1 \quad (4,2)$$

и

$$R = z - z_1 \quad z \geq z_1.$$

Что касается времени запаздывания, то оно равно

$$t' = t - \frac{Rn}{c}.$$

Подставляя вместо $\mathbf{P}_\omega$ его значение из (3,10), имеем

$$\Pi_\omega = \frac{ez_1}{\pi\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \left\{ \omega \left(t - \frac{z}{v} - \frac{Rn}{c} \right) \right\}}{R} dz. \quad (4,3)$$

Делаем замену переменных, принимая за переменную интегрирования R . Тогда интеграл (4,3) разбивается на два интеграла, так как согласно (4,2) замену переменной следует делать отдельно для $z \leq z_1$ и для $z \geq z_1$.

В результате получим

$$\begin{aligned} \Pi_\omega = \frac{ez_1}{\pi\omega} & \left[\int_0^{\infty} \frac{\sin \left\{ \omega \left[t - \frac{z_1}{v} + \frac{R}{v} \left(1 - \frac{vn}{c} \right) \right] \right\}}{R} dR + \right. \\ & \left. + \int_0^{\infty} \frac{\sin \left\{ \omega \left[t - \frac{z_1}{v} - \frac{R}{v} \left(1 + \frac{vn}{c} \right) \right] \right\}}{R} dR \right]. \quad (4,4) \end{aligned}$$

Определим величину силы, действующей на электрон и направленной по оси z , которая определяет работу, совершаемую при перемещении электрона. Эта сила

$$F = eE_z, \quad 4,5$$

где E_z — компонента напряжённости электрического поля, направленная по оси z , и e — заряд электрона.

Вектор Герца связан с компонентой ω напряжённости электрического поля соотношением

$$\mathbf{E}_\omega = \frac{1}{n^2} \text{grad div } \Pi_\omega - \frac{1}{c^2} \ddot{\Pi}_\omega.$$

Вектор Π_ω в нашем случае направлен по оси z и, следовательно, $\text{div } \Pi_\omega = \frac{\partial \Pi_\omega}{\partial z_1}$ компонента z от

$$[\text{grad div } \Pi_\omega]_z = \frac{\partial^2 \Pi_\omega}{\partial z_1^2},$$

т. е.

$$E_{z\omega} = \frac{1}{n^2} \frac{\partial^2 \Pi_\omega}{\partial z_1^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Pi_\omega}{\partial t^2}. \quad (4,6)$$

Отсюда дифференцируя Π_ω в (4,4) по z_1 и t и подставляя в (4,6), получим

$$E_{z\omega} = + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2} \right) \Pi_\omega. \quad (4,7)$$

Далее нас интересует напряжённость поля в точке z_1 только в тот момент, когда в ней находится электрон, т. е. при

$$t_1 = \frac{z_1}{v}.$$

Принимая это во внимание для компоненты силы $F_\omega = eE_{z\omega}$, связанной с действием поля частоты ω , из (4,4) и (4,7) получим

$$F_\omega = \frac{e^2 \omega}{\pi c^2} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2} \right) \left[\int_0^\infty \frac{\sin \left\{ \frac{\omega R}{v} \left(1 - \frac{vn}{c} \right) \right\}}{R} dR - \int_0^\infty \frac{\sin \left\{ \frac{\omega R}{v} \left(1 + \frac{vn}{c} \right) \right\}}{R} dR \right]. \quad (4,8)$$

Известно, что

$$\int_0^\infty \frac{\sin kR}{R} dR = \begin{cases} +\pi/2 & \text{если } k \geq 0 \\ -\pi/2 & \text{если } k < 0. \end{cases} \quad (4,9)$$

Множитель при R во втором интеграле (4,8) всегда положителен, и, следовательно, этот интеграл равен $+\pi/2$. Что касается первого интеграла, то здесь возможны два случая. Если $v < c/n(\omega)$, то $\left(1 - \frac{vn(\omega)}{c} \right) > 0$ и первый интеграл также равен $\pi/2$, потому их разность равна нулю.

Таким образом

$$F_{\omega} = 0, \text{ если } v < c/n\omega. \quad (4,10)$$

Следовательно, если скорость электрона меньше фазовой скорости света для частоты ω , то при движении электрона не совершается работы, обусловленной компонентой поля этой частоты. Таким образом, в согласии с условием (2,3), частота ω в излучении отсутствует.

Если же $v > c/n(\omega)$, то $\left(1 - \frac{vn(\omega)}{c}\right) < 0$ и, следовательно, первый интеграл равен $-\pi/2$. В этом случае имеем:

$$F_{\omega} = -\frac{e^2\omega}{c^2} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)}\right) \quad v > \frac{c}{n(\omega)}. \quad (4,11)$$

Знак минус означает, что E_{ω} направлено против движения электрона, т. е. что движущийся электрон затрачивает энергию в поле этой частоты. Частота ω излучается, и совершаемая работа определяется формулой (4,11). При этом так как

$$F_{\omega} = eE_{\omega z} \text{ и } F = eE_z = e \int_0^{\infty} E_{\omega z} d\omega,$$

то для получения полной силы, действующей на электрон, следует (4,11) проинтегрировать по всем частотам, для которых F_{ω} отлична от нуля. Работа равна произведению силы на путь, и поэтому F по абсолютной величине равна работе W , совершаемой электроном на единице пути или, что то же, — излучаемой на 1 см пути энергии. Таким образом, имеем

$$W = \frac{e^2}{c^2} \int \omega \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2\omega}\right) d\omega \quad \frac{vn(\omega)}{c} > 1. \quad (4,12)$$

Уравнение (4,12) даёт спектральное распределение и абсолютную величину энергии, излучаемой на пути в 1 см, и является основной формулой теории.

При сравнении с экспериментом часто требуется знать квантовый выход, т. е. число излучаемых фотонов. Он получается, очевидно, делением (4,12) на величину энергии фотона, т. е. на $\hbar\omega$.

Обычно на опыте определяется энергия излучения в сравнительно узком интервале частот, соответствующем какому-либо участку видимого или ультрафиолетового света, для которого показатель преломления $n(\omega)$ в формуле (4,12) можно считать приблизительно постоянным. Кроме того, надо принять во внимание, что скорость электронов при движении в среде убывает. Поэтому для определения полного числа излучённых фотонов следует произвести интегрирование (4,12) по пути l , считая v функцией l . Отсюда для полного числа фотонов,

испускаемых электроном с начальной скоростью v_0 в интеграле частот от ω_1 до ω_2 , получим

$$N_{\omega_1\omega_2} = \frac{e^2}{hc^2} (\omega_1 - \omega_2) \int_0^L (1 - c^2/v^2 n^2) dl. \quad (4,13)$$

Здесь L — путь электрона, который он проходит за время, пока его скорость снижается от v_0 до критической скорости $v_{кр} = \frac{c}{n}$, при которой процесс излучения прекращается.

На рис. 6 приведена вычисленная П. А. Черенковым² величина энергии и число фотонов, излучаемых в узком спектральном интервале от $\lambda = 536 \text{ м}\mu$ до $\lambda = 556 \text{ м}\mu$, соответствовавших его условиям опыта, для различных жидкостей и энергий электрона.

При интегрировании (4,13) зависимость скорости электрона от пройденного пути определялась, исходя из предположения, что для быстрого электрона потеря энергии на единицу пути есть величина постоянная (при плотности вещества, равной единице, она принималась равной 1750 KeV/см).

Радияция Черенкова, если возбуждать её излучениями радиоактивных препаратов, как уже указывалось, проявляется в виде крайне слабого свечения. Это происходит потому, что число излучающих электронов при этом сравнительно невелико, а также потому, что мал их пробег в веществе. Количество β -частиц, испускаемых 1 г радия, соответствует току всего лишь около 10^{-8} ампера. Что касается пробега, то лишь для немногих электронов, при движении в воде, он превышает 1 см .

Вероятность испускания фотонов, определяемая (4,13), по существу говоря, очень велика. Так, например, известно, что возбуждённый атом испускает фотон за время 10^{-8} — 10^{-9} секунды. Если представить себе атом движущимся с такой же скоростью, как и β -частица (т. е. порядка c), то испускание фотона произошло бы на пути в десятки или даже сотни сантиметров. Вместе с тем, быстрый электрон, как видно из рис. 6, должен испускать десятки фотонов видимого света на своём пути, не превышающем одного сантиметра.

Квантовое рассмотрение излучения электрона при сверхсветовой скорости выполнено в работе Гинзбурга¹⁹, о которой уже упомина-

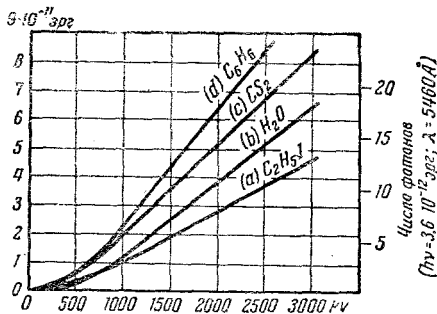


Рис. 6. Зависимость энергии, излучаемой электроном в интервале от $\lambda = 536 \text{ м}\mu$ до $\lambda = 556 \text{ м}\mu$, от его начальной энергии: а) иодистый этил, б) вода, в) сероуглерод, г) бензол.

лось в связи с условием возникновения излучения*). [Квантовая теория, если оставить в стороне вопрос о роли магнитного момента электрона, даёт для излучаемой на единицу пути энергии величину

$$W = \frac{e^2}{c^2} \int \omega \left\{ 1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \left[1 + \frac{n^4}{4} \left(\frac{h\nu}{mc^2} \right)^2 + n^2 \left(\frac{h\nu}{mc^2} \right) \right] \right\} d\omega. \quad (4,14)$$

Нетрудно убедиться, что эта формула, получаемая из теории Шредингера, отличается от классической (4,12) поправочными членами того же характера, как и различие классически и квантово определённого угла θ_ω [формулы (2,3) и (2,11) в § 2]. Так же, как и там, физический смысл этих поправок состоит в учёте отдачи, которую получает электрон при излучении¹⁹. Квантовая формула точно совпадает с классической, если выразить её через угол θ_ω . Действительно, принимая во внимание (2,3), формулу (4,12) можно записать так:

$$W = \frac{e^2}{c^2} \int_{vn/c > 1} \omega \sin^2 \theta_\omega d\omega. \quad (4,15)$$

К тому же виду приводится и формула (4,13), так как в нерелятивистском приближении ($v/c \ll 1$ и $n \gg 1$) выражение (2,11) для θ_ω имеет вид¹⁹

$$\cos \theta_\omega = \frac{2c}{nv} \left(1 + \frac{h\nu}{2mc^2} n^2 \right). \quad (4,16)$$

Различие квантового и классического значения θ_ω , как уже указывалось, ничтожно, и, следовательно, то же самое имеет место и для величин энергии.

§ 5. СОПОСТАВЛЕНИЯ С ТЕОРИЕЙ

Наиболее всестороннее сопоставление наблюдаемых свойств свечения с теорией было выполнено П. А. Черенковым². В ряде пунктов теория была проверена также и в работах американских физиков, выполненных в последние годы.

Основное внимание в этих работах было обращено на изучение наиболее характерной особенности излучения, а именно, на проверку соотношения (2,3), определяющего направленность

$$\cos \theta = \frac{c}{vn}. \quad (5,1)$$

Первые результаты в этом направлении были получены П. А. Черенковым^{2, 7, 12, 13} в результате промеров фотографий с коническим зеркалом (см. рис. 1 и 2), представленных на рис. 3. Как видно из этого рисунка, положение максимума интенсивности зависит и от

*) Квантовое рассмотрение вопроса имеется также в работе Соколова²¹.

жидкости и от применяемого источника гамма-лучей. Найденные из этих данных значения θ для максимальной яркости излучения приведены в табл. 1².

Таблица 1

Жидкость	Химич. формула молекулы	n	Возбуждение γ -лучами Ra		Возбуждение γ -лучами ThC''	
			θ эксп.	θ вычисл. ($\beta=0,847$)	θ эксп.	θ вычисл. ($\beta=0,896$)
Вода	H ₂ O	1,34	28°	28°	33°30	33°30
Циклогексон . .	C ₆ H ₁₂	1,44	34°30	34°40	38°	39°
Бензол	C ₆ H ₆	1,51	38°30	38°40	41°30	41°35
Этилциннат . .	C ₁₁ H ₁₂ O ₂	1,58	41°0	41°50	44°0	45°10

Если предположить, что соотношение (5,1) правильно, то в случае воды из экспериментального значения θ для максимума излучения и величины $n=1,34$ получим эффективную величину $\beta=v/c$.

В случае лучей радия отсюда получается $\beta=0,847$ ($E \sim 450$ KeV) и в случае лучей препарата радиотория $\beta=0,896$ ($E \approx 640$ KeV). Таким образом, в согласии с существующими данными о спектре γ -лучей этих препаратов, эффективная энергия в случае радия оказывается меньше, чем в случае радиотория ThC''. Сравнительно небольшая величина этой эффективной энергии не должна казаться удивительной, поскольку эффективная скорость электронов получается в результате усреднения по всему пути электрона, начиная с его начальной энергии и до энергии, при которой он перестаёт излучать. По этой же причине естественным является довольно размытый максимум для углового распределения.

Если воспользоваться эффективным значением β , найденным для воды, то можно вычислить ожидаемые углы θ для максимума интенсивности в других жидкостях. Как видно из табл. 1, совпадение θ вычисленного и θ экспериментального получается достаточно хорошее.

Таким образом, если из этих данных зависимость угла θ от энергии электрона проверяется лишь качественно, то для зависимости от n , по крайней мере в первом приближении, получается количественное согласие с теорией. Для точной проверки соотношения (5,1) необходимо было воспользоваться направленным монохроматическим пучком электронов, падающим на достаточно тонкий слой вещества, в котором изменение скорости электронов не сказывалось бы заметным образом. Такие опыты были выполнены Коллинзом и Рилингом²⁵ (1938 г.), а затем Виковым и Гиндерсоном²⁶ (1943).

В обеих работах использовался метод Черенкова с коническим зеркалом (рис. 1). В центре зеркала помещалась, однако, не жидкость, а тончайшая пластиночка, например, слюды, которая бомбардировалась пучком электронов определённой энергии, ускоренных в высоко-

вольтной электронной трубке. Из полученных этими авторами фотографий видно (рис. 7), что направленность излучения в таких условиях действительно становится очень большой. Коллинз и Рилинг определили угол θ в тонких пластинках слюды, стекла и целлофана для электронов с энергией $1,9 \text{ MeV}$. Чтобы избежать полного внутреннего отражения радиации, пластинки наклонялись к пучку электрона на угол 45° , так что наблюдаемая радиация выходила под небольшим углом к нормали поверхности пластинки. Полученные результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

	Толщина в см	n	θ наблюдено	θ вычислено
Слюда	0,002	1,59	$53^\circ 30'$	$52^\circ 10'$
Стекло	0,006	1,47	$45^\circ 15'$	$46^\circ 30'$
Целлофан	0,002	1,54	$50^\circ 0'$	$49^\circ 22'$

Поскольку в этих опытах как скорость электрона, так и показатель преломления веществ были известны, то сравнение экспериментальных значений θ с получаемыми из (5,1) могло быть выполнено без всяких дополнительных предположений. Расхождение измеренных и вычисленных углов всюду оказалось лежащим в пределах ошибок измерения.

Отметим попутно, что, как и следовало ожидать, интенсивность свечения, возбуждаемого мощным пучком искусственно ускоренных электронов, оказывается очень значительной. Несмотря на малую толщину пласти-

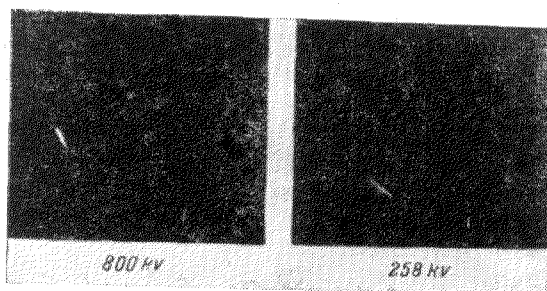


Рис. 7. Типичная картина излучения в слюде.

нок при токе в $1 \mu\text{A}$ для получения фотографий достаточны экспозиции всего лишь в 10 секунд.

Виков и Гендерсон²⁶ произвели измерения θ в слюде для энергии электронов от 240 KeV до 814 KeV . Такие сравнительно малые энергии были выбраны потому, что при этих энергиях скорость электрона ещё существенно зависит от энергии и, следовательно, соотношение (5,1) может быть проверено в широком интервале углов. На рис. 7 приведены полученные ими фотографии для энергии 800 KeV (слева) и 258 KeV (справа). На photographиях снято отражение в ко-

ническом зеркале свечения, возникающего в пластинке слюды, наклонённой к пучку электронов под углом 20° . Как видно из фотографий, в обоих случаях освещённым представляется только сектор малой угловой ширины. При меньшем напряжении угловое распределение несколько более размыто, чем при 800 KeV , что вероятно объясняется рассеянием электронов, которое значительно сильнее при малой энергии электронов.

Вертикальная чёрточка на обеих фотографиях представляет отражение в зеркале выходной щели пучка, так что угловое расстояние светящего пятна от неё даёт отчётливое представление о величине θ и её изменении с энергией электронов.

Положения максимума интенсивности, полученные этими авторами из промера фотографий, показаны на рис. 8.

По оси абсцисс отложена энергия электрона, а по оси ординат — угол θ . Точки и кружки представляют экспериментальные значения, полученные в двух сериях измерений, а сплошная кривая — теоретическую зависимость (5,1). Отклонение экспериментальных точек от кривой всюду лежит в пределах ошибок. По мнению авторов, реальным, возможно, является лишь небольшое расхождение при малых углах, на котором, однако, они не настаивают.

Отметим, что при достаточно тонкой мишени как раз такого рода расхождения следует ожидать на основании теории. Действительно, для светящегося слоя ограниченной толщины свечение не должно быть абсолютно направленным. Из рассмотрения аналогичной задачи, в которой вместо ограничения слоя плотного вещества ограничен пробег электрона в этом веществе (см. § 3), можно найти, что амплитуда поля зависит от угла следующим образом ^{17, 27}:

$$A = A_0 \sin \theta \frac{\sin \left\{ \frac{\pi c}{v n} \frac{l}{\lambda} \left(1 - \frac{v n}{c} \cos \theta \right) \right\}}{\left(1 - \frac{v n}{c} \cos \theta \right)}, \quad (5,2)$$

где l/λ — отношение пробега электрона к длине волны. Очевидно, что только при $l/\lambda \gg 1$ для максимума излучения получается условие (5,1).

Наоборот, при $l/\lambda \ll 1$ угловое распределение радиации имеет дипольный характер. Этот результат очевиден, так как радиация сла-

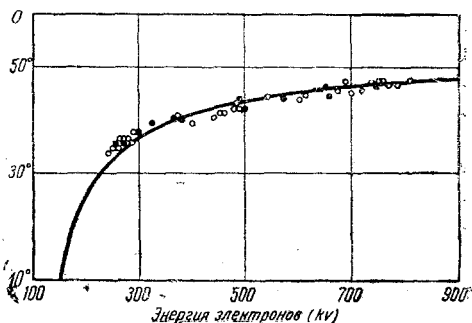


Рис. 8. Угол распространения излучения в слюде в функции энергии электронов.

гается в данном случае из полей когерентных диполей, расположенных на отрезке, меньшем длины волны. Максимальная интенсивность будет наблюдаться при этом под углом $\pi/2$. Наконец, в промежуточном случае при l , сравнимом с λ , множитель $\sin \theta$, особенно при малых θ , приведёт к тому, что угол для максимума излучения окажется преувеличенным по сравнению (5,1). В работе Вико и Гендерсона одна из мишеней имела толщину $l = 0,00005$ дюйма ($1,3 \cdot 10^{-4}$ см), т. е. $l/\lambda \sim 2$, и, следовательно, указанное обстоятельство следовало принимать во внимание.

Сопоставляя результаты Черенкова, Коллинза-Рилинга и Вико-Гендерсона, необходимо сделать вывод, что соотношение (5,1) оправдывается не только качественно, но и количественно в интервале энергии электрона от 250 KeV до 2 MeV и для интервала показателей преломления от $n = 1,34$ до $n = 1,58$.

Значительно менее полные данные имеются о величине энергии излучения. Количественные результаты были получены Черенковым²⁸, который внутри фотометрического шара с белыми стенками помещал стеклянный сосуд с жидкостью, а в него тонкостенную посеребрённую ампулу с радиоактивным веществом (эманация радия). Электроны, выходявшие из ампулы, попадали в жидкость и вызывали в ней свечение. Наличие фотометрического шара исключало неопределённость в угловом распределении излучения, учесть которую весьма трудно. Свечение очень слабо и поэтому получение точных количественных данных требует большого экспериментального искусства. При сопоставлении с теорией также возникают трудности. Формула (4,12) даёт излучаемую на единицу пути энергию для электрона заданной скорости. На самом деле β -частицы радиоактивного препарата имеют сложный спектр скоростей. От начальной скорости зависит пробег в жидкости, причём скорость электрона убывает вдоль его пути по довольно сложному закону. Все эти обстоятельства могут быть учтены лишь приближённо. Измерения Черенкова тем не менее оказались в хорошем согласии с теоретически ожидаемой величиной. Для энергии, излучаемой в интервале длины волн от $\lambda = 536$ мμ до $\lambda = 556$ мμ, Черенков получил значение, равное $4,1 \cdot 10^{-4}$ эрг/сек на милликюри эманации радия*). Расчётная величина энергии с учётом всех поправок $3,51 \cdot 10^{-4}$ эрг/сек. Она отличается от измеренной на 17%, что значительно меньше возможных погрешностей.

Оценка выхода сделана также в работе Коллинза и Рилинга²⁵, причём, однако, они не использовали полностью тех больших экспериментальных возможностей, которые были в их распоряжении. Вместо того чтобы возбуждать свечение монохроматическим пучком электронов в тонком слое, т. е. исключить неопределённость в пробегах и скоростях, они возбуждали его в толстом слое воды. Излучение

*) 1 милликюри эманации радия называют количество этого газа, находящееся в равновесии с 1 миллиграммом радия.

измерялось под определённым углом, и, следовательно, результат зависел от углового распределения излучения. Поэтому точность измерений оказалась очень мала. Измеренная ими величина энергии примерно в 2,5 раза меньше расчётной, причём это расхождение авторы считают лежащим в пределах ошибок.

Черенков исследовал тем же методом относительную величину энергии излучения для различных жидкостей. Условия, в которых выполнены эти измерения, существенно отличаются от измерений, о которых говорилось в § 1 и которые показали, что яркость не зависит от природы жидкости. Там источником электронов служили γ -лучи, причём из законов их поглощения следует, что число генерируемых в единице объёма электронов должно было быть пропорционально плотности вещества. Вместе с тем пробег каждого из электронов уменьшался с увеличением плотности и в результате свечение оказывалось нечувствительным к её изменению. Здесь электроны испускались самим препаратом, их число было постоянно и по этому эффект плотности должен был иметь место.

Согласно (4,12), энергия излучения зависит и от показателя преломления. В опытах с гамма-лучами измерялась не энергия, а яркость свечения, которая, как известно, меняется в n^2 раз при переходе из плотной среды в воздух. Кроме того, наблюдение проводилось под заданным углом, так что некоторую роль могло играть различие в угловом распределении в различных веществах. Случайно оказалось, что эти факторы взаимно компенсировали друг друга, и свечение оказалось нечувствительным к изменению n . При измерениях же с фотометрическим шаром зависимость от n должна была проявиться. Полученные результаты приведены в табл. 3, в которой энергия излучения воды принята за единицу. Закон замедления электронов считался всюду одним и тем же, а удельные потери энергии на единицу пути пропорциональными плотности (т. е. пробег, а следовательно и энергия излучения, обратно пропорциональными плотности).

Таблица 3

Жидкость	Химич. формула вещества	Плотность	n	Энергия излуч.	
				Экспер.	По формуле (4,13)
Вода	H ₂ O	1,0	1,334	1,0	1,0
Бензол	C ₆ H ₆	0,879	1,505	1,93	1,92
Циклогексан	C ₆ H ₁₂	0,787	1,433	1,61	1,77
Сероуглерод	CS ₂	1,266	1,637	1,68	1,70
Изобутиловый спирт	C ₄ H ₁₀ O	0,805	1,398	1,40	1,57
Четырёххлористый углерод	CCl ₄	1,61	1,468	1,03	1,0

Из этой таблицы отчётливо видно, что имеется зависимость и от n и от плотности, причём результаты всюду в пределах ошибок соответствуют расчёту.

Резюмируя, можно утверждать, что энергия излучения быстрых электронов во всяком случае по порядку величины совпадает с теоретически ожидаемой. В отличие от тормозного излучения и в согласии с формулой (4,12), энергия излучения пропорциональна пути, который проходит электрон в жидкости, и не зависит от атомного номера вещества. Зависимость от показателя преломления также согласуется с теорией.

По существу не исследованной осталась зависимость энергии излучения от скорости электрона и не установленное существование границы при $\frac{v}{c} = 1$. Имеется лишь ряд опытов, выполненных Черенковым^{1, 7} с фильтрацией γ -лучей, которые показывают, что излучение, по крайней мере в основном, вызвано быстрыми электронами. Экспериментальное доказательство существования границы представлялось бы интересным, тем более, что некоторые жидкости, как уже указывалось, светятся и под действием рентгеновских лучей⁴, хотя природа этого свечения, повидимому, совершенно иная.

Формула (4,12) даёт также распределение энергии в спектре излучения. Если $n = \text{const}$, то энергия должна быть пропорциональна частоте или в шкале длин волн обратно пропорциональна кубу длины волны.

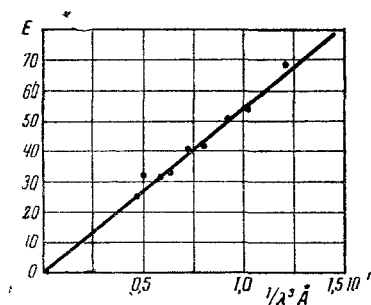


Рис. 9. Распределение энергии в спектре свечения, вызываемого быстрыми электронами.

ные данные о распределении энергии в спектре излучения^{2, 30}. Фотометрирование удалось выполнить в сравнительно узком интервале длин волн видимого спектра от 440 $m\mu$ до 600 $m\mu$. Ввиду слабости свечения, наблюдаемого в монохроматоре, фотометрирование выполнялось по методу гашения и потому могло быть распространено лишь на уча-

*) Попытка наблюдения ультрафиолетовой части спектра методом счётчиков фотонов была сделана Завадовской^{2, 29}.

сток длин волн, лежащий в спектральной области чувствительности глаза при сумеречном зрении. Результаты представлены на рис. 9. По оси абсцисс отложена $1/\lambda^2$ (λ в Å), а по оси ординат относительная энергия излучения. Как видно из рисунка, наблюдаемая зависимость хорошо укладывается на прямую, проходящую через начало координат. Таким образом, и в этом пункте имеется согласие с теорией.

Поляризация свечения измерялась Черенковым^{2, 1, 7} только в опытах с γ -лучами, в которых угловое распределение электронов заведомо было очень размытым. Несмотря на это, степень поляризации оказалась всё же довольно значительной (25%). Знак поляризации, как уже указывалось, получился правильным. Факт полной поляризации, предсказываемый теорией, мог бы быть установлен только в измерениях при наличии параллельного пучка электронов и тонкого слоя вещества, что, однако, никем не было сделано.

Природа электронных излучателей может быть также выяснена и при исследовании интерференционных свойств излучения. Различие диполей, квадруполей и т. д. может быть установлено этим методом³². В случае, если излучатель ориентирован определённым образом, то такие же данные могут быть получены и из исследования углового распределения интенсивности. Относительно интерференционных свойств радиации Черенкова были получены лишь предварительные данные М. Н. Аленцевым, которые не противоречат представлению о том, что излучают в этом случае цепочки когерентных диполей²⁷. Интерференционные свойства не были, однако, выяснены полностью. Можно полагать, например, что, заставляя электрон проходить последовательно через два тонких слоя вещества, получим два светящихся объёма, излучение которых будет между собой когерентно, т. е. способно интерферировать²⁷.

Об угловом распределении говорилось уже выше. По существу исследовалось только положение максимума интенсивности. Что касается самого углового распределения, то его имело бы смысл определять в чрезвычайно тонких слоях вещества, в которых оно должно потерять свою острую направленность.

Наконец, последнее характерное свойство излучателей — наличие или отсутствие у них возбуждённого состояния конечной длительности — было, как уже указывалось (§ 1), выяснено в первых опытах Черенкова и послужило одной из отправных точек для интерпретации явления.

§ 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные выше экспериментальные факты показывают, что радиация, открытая Черенковым, действительно должна рассматриваться как излучение электрона, движущегося со скоростью, превышающей фазовую скорость света. Как классическое, так и квантовое рассмотрение явления, основанные на идеализации вещества, в котором происходит

движение, заменой его сплошной однородной средой, характеризуемой только показателем преломления, дают согласующиеся результаты. Эти результаты во всех пунктах качественно, а в тех, которые исследованы детально, также и количественно подтверждаются экспериментом. Таким образом, существующая теория во всех основных пунктах даёт правильное описание явления.

Излучение Черенкова является единственным исследованным в настоящее время явлением оптики скоростей, превышающих скорость света. Это явление показывает, что особенности распространения света в среде могут привести к принципиально новым результатам с точки зрения теории радиации. В связи с этим представляется интересным выяснить, как макроскопические свойства среды, т. е. отличие скорости света в ней от скорости света в пустоте, дисперсия и поглощение влияют на свойства различных излучателей, помещённых внутри среды. Особенно существенно это влияние оказывается для движущихся источников света, но и для покоящихся источников света его также следует принимать во внимание. Так, например, излучение осциллятора, помещённого в среду, оказывается пропорциональным n , если оно обусловлено наличием у него электрического дипольного момента, и пропорциональным n^3 для магнитного осциллятора. Отсюда следует, что, например, для флуоресцирующих молекул, помещённых в различные среды, даже при отсутствии тушения, скорость затухания (величина, обратная времени жизни τ) зависит от среды. Для электрических диполей она пропорциональна n , а для магнитных n^3 . Существующая точность измерения τ , повидимому, может дать возможность заметить эту зависимость.

При движении источника света в среде существенны, в отличие от вакуума, не только его скорость и её изменение, но также скорость света в среде и её изменение. Поэтому, например, переход электрона из одной среды в другую до некоторой степени эквивалентен изменению его скорости: равномерно движущийся электрон должен при этом излучать свет³³. Наибольшую интенсивность это излучение имеет при переходе электрона из прозрачной среды в среду, сильно поглощающую свет, или, наоборот, например, из вакуума в металл или из металла в вакуум. Этот случай эквивалентен с точки зрения генерации частот оптической части спектра, полной остановке электрона или его ускорению от нуля до полной скорости. Интенсивность такого «переходного излучения» не велика, но, повидимому, оно легко может наблюдаться с искусственно получаемым пучком электронов даже сравнительно небольшой скорости. В работе Гинзбурга и Франка³³ дискутируются с этой точки зрения опыты Кона³⁴, наблюдавшего свечение у антикатодов электронных трубок, хотя, повидимому, в этих опытах свечение вызывалось наличием остатков газа в трубке. В связи с этим интересно отметить, что Коллинз и Рилинг²⁵ дискутируют вопрос о том, не тождественно ли свечение, исследованное Коном, со свечением Черенкова. Они воспроизвели эти опыты Кона, заставляя проходить

пучок электронов через металлические фольги, помещённые в воздухе. Авторы действительно наблюдали свечение голубовато-белого цвета у поверхности фольг (толщиной 0,001 см) из алюминия, меди, серебра и платины. Они вполне обоснованно утверждают, что это не может быть свечением Черенкова по той причине, что в частности у серебра показатель преломления меньше единицы. По всей вероятности, эти авторы наблюдали как раз «переходное излучение», если только оно, так же как и в опытах Кона, не маскировалось свечением газа.

Нечто аналогичное в смысле наличия перехода из одной среды в другую имеет место и для радиаций Черенкова. Действительно, наблюдение свечения обычно производится в воздухе, в то время как генерация происходит в плотном веществе*). Нетрудно видеть, что радиация Черенкова может выйти из среды в воздух только в том случае, если электрон движется под острым углом к поверхности раздела среда — воздух, т. е. если он приближается к ней.

Если же электрон движется параллельно границам раздела вещества, притом так, что радиация не может из него выйти (движение в цилиндрическом столбе вещества по его оси), то потери энергии на излучение вообще становятся равными нулю²⁴. Таким образом, наличие перехода радиации из одной среды в другую может иметь принципиальное значение.

Излучение, вполне аналогичное радиации Черенкова, должно возникать также при движении со сверхсветовой скоростью частицы, обладающей электрическим или магнитным дипольным моментом. На это обстоятельство впервые было указано Гинзбургом¹⁹ в связи с квантовой теорией эффекта Черенкова. Наличие магнитного момента у электрона приводит, при классическом рассмотрении, к дополнительному излучению, интенсивность которого ничтожно мала по сравнению с излучением заряда. В общем релятивистском случае для энергии, излучаемой на единицу пути, получается: для электрического и магнитного диполей, ориентированных по направлению скорости²²

$$W = \frac{p^2 (1 - v^2/c^2)}{v^2 c^2} \int \omega^3 \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)}\right) d\omega \quad (6,1)$$

и

$$W = \frac{m^2 (1 - v^2/c^2)}{v^2 c^2} \int n^2(\omega) \omega^3 \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)}\right) d\omega, \quad (6,2)$$

(где p и m — электрический и магнитный моменты покоящихся диполей) и для диполей, ориентированных перпендикулярно направлению движения, соответственно²²

$$W = \frac{p^2}{2v^2 c^2} \int n^2(\omega) \omega^3 \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)}\right) d\omega \quad (6,3)$$

*) Исключением является, пожалуй, только свечение, возникающее в жидкости, наполняющей человеческий глаз. Это свечение отчётливо видно, если поднести к глазу в темноте препарат, испускающий гамма-лучи.

и

$$W = \frac{m^2}{2v^2c^2} \int n^2(\omega) \omega^3 \left\{ 2 \left(1 - \frac{1}{n^2(\omega)} \right)^2 - \right. \\ \left. - \left(1 - \frac{v^2}{c^2 n^2(\omega)} \right) \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)} \right) \right\} d\omega. \quad (6,4)$$

Сопоставим, например, излучение продольного магнитного диполя (6,2) с излучением электрона (4,12). Отношение величин энергий равно $\frac{m' \omega^3 n^2}{e^2 v^2} = \frac{4\pi^2 m'^2}{\lambda^2 e^2} \frac{c^2}{v^2}$. Считая магнитный момент $m' = m \sqrt{1 - v^2/c^2}$

равным по порядку величины магнетону Бора $m' \sim 10^{-20}$ и полагая $\lambda \sim 10^{-5}$, $e \sim 10^{-10}$ и $v/c \sim 1$, получим для этого отношения величину $\sim 10^{-9}$. Таким образом, излучение, связанное с магнитным моментом электрона, должно быть ничтожно мало по сравнению с обычным излучением Черенкова.

Из формул видно, что излучение для продольно ориентированных диполей стремится к нулю при $v \rightarrow c$, что объясняется лорентцевским сжатием дипольного момента. Излучение поперечного диполя при $v \rightarrow c$, также как и излучение заряда, стремится к постоянной величине.

Обнаружить на опыте излучение частицы, возникающее в результате наличия магнитного момента, вряд ли возможно. Однако, теоретически наличие его или отсутствие имеет принципиальное значение, так как характеризует магнитные свойства частицы. Гинзбург^{19, 25} воспользовался с этой целью расчётом такого излучения в крайнем релятивистском случае для частиц со спином ноль, половина, единица и три вторых. Оказалось, что частицы со спином ноль и половина магнитного излучения не дают, а при спине 1 и $3/2$ получается излучение, соответствующее излучению поперечного диполя (формула (6,4)). Этот результат объясняется тем, что частица со спином ноль вообще не имеет магнитного момента. Частица со спином половина обладает активным магнитным моментом лишь если он направлен продольно — по скорости или против неё. В результате лорентцева сжатия, в крайнем релятивистском случае, этот магнитный момент становится равным нулю. Наконец, при величине спина 1 и $3/2$ излучение будет в том случае, если имеется компонента магнитного момента, перпендикулярная направлению скорости.

Иная картина для излучения получается в том случае, когда движется частица, не имеющая постоянной составляющей момента, например, магнитный или электрический осциллятор. Такой движущийся осциллятор излучает при любой скорости, и наблюдаемая частота подчиняется условию Доплера. Наличие среды и здесь приводит к весьма своеобразным изменениям. При скоростях, меньших скорости света в среде, частота, излучаемая под углом θ к направлению дви-

жения, подчиняется условию ²²

$$\omega_0 = \frac{\omega_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - \frac{vn(\omega_0)}{c} \cos \theta}, \quad (6,5)$$

где ω_0 — собственная частота движущегося осциллятора. Уравнение (6,5) отличается от обычного условия Допплера только тем, что скорость света в пустоте заменена в нём скоростью света в среде для доплеровской частоты $c/n(\omega_0)$. Однако, поскольку $n(\omega_0)$ при наличии дисперсии является сложной функцией ω , то уравнение (6,5) может при заданных v , θ и ω_0 иметь не одно, а несколько решений. Это значит, что доплеровская частота может распадаться на несколько компонент. Такой «сложный» эффект Допплера в принципе может наблюдаться, если доплеровская частота будет близка к частоте линии поглощения газа, в котором происходит движение.

Л. И. Мандельштам*) указал, что возможность возникновения «сложного» эффекта Допплера определяется величиной групповой скорости света в среде. Действительно, нетрудно показать, что ранее выведенное условие возникновения сложного эффекта Допплера ²² оказывается эквивалентным требованию, чтобы лучевая составляющая скорости движения была больше, чем групповая скорость света для одной из доплеровских частот.

Выше уже указывалось, что энергия излучения осциллятора зависит от показателя преломления. При релятивистских скоростях в среде она оказывается зависящей также и от ориентации дипольного момента ²².

Особое место, так же как и для электрона, занимает случай скоростей, больших фазовой скорости света. В отличие от обычного эффекта Черенкова для осциллятора нет излучения, удовлетворяющего

условию (2,3), т. е. $\frac{vn(\omega_0)}{c} \cos \theta = 1$. Действительно, если бы это условие оказалось выполненным, то ω_0 в (6,5) обратилось бы в бесконечность, что противоречит требованию $n(\omega_0) > 1$.

Однако, при сверхсветовых скоростях могут возникнуть новые доплеровские частоты, которые подчиняются условию ²²

$$\omega_0 = \frac{\omega_0}{\frac{vn(\omega_0)}{c} \cos \theta - 1}. \quad (6,6)$$

Эти частоты обязательно должны давать сложный эффект Допплера. Кроме того, одновременно с ними должны наблюдаться частоты, удовлетворяющие (6,5). Квантовое рассмотрение раскрывает физическую природу этих сверхсветовых доплеровских частот ²⁴. В отличие от

*) Л. И. Мандельштам — Лекции (не опубликовано).

обычного излучения, они соответствуют случаю, когда излучающая свет система спонтанно переходит из нормального состояния в возбуждённое и одновременно испускает фотон. Энергия черпается при этом из кинетической энергии движения. Эта особенность указывает на аналогию явления с эффектом Черенкова. Летящий со сверхсветовой скоростью атом должен возбуждать себя, излучая при этом свет и теряя кинетическую энергию. Возбуждённый атом будет давать излучение, удовлетворяющее (6,5), при котором он переходит в нормальное состояние. Затем произойдёт снова возбуждение и т. д. Процесс будет повторяться многократно, и излучение не прекратится до тех пор, пока скорость атома превышает скорость света в среде. Следовательно, летящий со сверхсветовой скоростью атом будет тормозить себя, отдавая энергию на излучение.

Всё сказанное о близких взаимодействиях для электрона относится, конечно, и к атому. Поэтому летящий атом за счёт близких взаимодействий окажется ионизованным, и его электронная оболочка будет часто подвергаться нерегулярным возмущениям. Возникает поэтому вопрос, в какой мере рассмотренные выше явления хотя бы принципиально являются наблюдаемыми.

В связи с этим следует отметить, что подобно тому, как это имеет место для электрона, результат рассмотрения не изменится, если предположить, что атом движется не в сплошной среде, а внутри канала малого, по сравнению с длиной волны излучаемого света, диаметра²⁴ (или, что то же, вблизи поверхности вещества). При этом близкие взаимодействия будут устранены, и если бы удалось осуществить необходимые скорости, то явление могло бы наблюдаться.

Из сказанного видно, что излучение в преломляющих средах действительно обладает рядом существенных особенностей. Обобщая интерпретацию явления, открытого Черенковым, можно утверждать, что всякая система, способная взаимодействовать с радиацией, должна излучать за счёт своей кинетической энергии, если её скорость превышает фазовую скорость света.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Черенков, ДАН, **2**, 451, 1934.
2. П. А. Черенков, Труды Физич. института АН СССР, т. 2, № 4, 1944.
3. L. A. Timmermann и S. I. Wawilow, Zeits. f. Phys., **54**, 270, 1929.
4. А. К. Трапезников (не опубликовано); H. S. Newcomer, Journ. Amer. Chem. Soc., **42**, 1997, 1920.
5. M. L. Mallet C. R., **183**, 274, 1926; **187**, 222, 1928; **188**, 445, 1929.
6. Е. М. Брумберг и С. И. Вавилов, Изв. АН ОМОН, сер. VII, 919, 1933; ДАН, **3**, 405, 1934.
7. П. А. Черенков, Изв. АН ОМОН, сер. физич., 455, 1937.
8. С. И. Вавилов, Известия АН, сер. физич., **9**, 283, 1945.
9. С. И. Вавилов, ДАН, **2**, 457, 1934.
10. П. А. Черенков, ДАН, **14**, 99, 1937.
11. П. А. Черенков, ДАН, **3** (12), 413, 1936.

12. P. A. Serenkov, Phys. Rev., **52**, 378, 1937.
 13. П. А. Черенков, ДАН, **21**, 323, 1938.
 14. И. Е. Тамм и И. М. Франк, ДАН, **14**, 107, 1937.
 15. Lord Kelvin, Nineteenth Century, Cluds over Dynamical Theory of Heat and Light. Phil. Mag. Jouly, 1901.
 16. A. Sommerfeld, Götting. Nachricht **99**, 368, 1904; 205, 1905.
 17. Иг Тамм, Journ of Phys., USSR, **1**, 439, 1939.
 18. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, **10**, 608, 1940.
 19. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, **10**, 589, 1940; ДАН, **24**, 131, 1939.
 20. R. T. Cox, Phys. Rev., **66**, 106, 1944.
 21. И. Е. Тамм и И. М. Франк, Труды Физич. института, т.2, № 4, 1944.
 22. I. M. Frank, Journ of Phys., USSR, **7**, 49, 1943.
 23. Enrico Fermi, Phys. Rev., **57**, 485, 1940.
 24. В. Л. Гинзбург и И. М. Франк, Эффект Доплера при сверхсветовой скорости (в печати).
 25. G. B. Collins and V. G. Reiling, Phys. Rev., **54**, 499, 1938.
 26. H. O. Wyckoff and J. E. Henderson, Phys. Rev., **64**, 1, 1943.
 27. И. М. Франк, ДАН, **42**, 341, 1944.
 28. П. А. Черенков, ДАН, **21**, 117, 1928.
 29. Е. К. Завадовская, Труды Сибирск. физ. технич. института, IV, вып. 3, 98, 1936; Phys. Zeits. d. Sowietunion, **13**, 244, 1938.
 30. П. А. Черенков, ДАН, XX, 653, 1938.
 31. А. Соколов, ДАН, **28**, 415, 1940.
 32. С. И. Вавилов, ДАН, **17**, 459, 1937; O. Halpern and F. W. Doermann Phys. Rev., **52**, 937, 1937.
 33. В. Л. Гинзбург и И. М. Франк, ЖЭТФ, **16**, 15, 1946.
 34. W. M. Söhn, Zeits.f. Phys., **73**, 662, 1931.
 35. V. L. Ginsburg, Journ. of Phys., USSR, **5**, 47, 1941, **7**, 115, 1943.
-