

TRANSITION RADIATION

S. P. DENISOV

The history of discovery and the main characteristics of transition radiation emitted when a charged particle crosses the boundary between two media with different electromagnetic constants are presented. Modern applications of transition radiation detectors for the identification of particles in experiments using accelerators are discussed.

Рассмотрены история открытия и основные характеристики переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы между двумя средами с разными электромагнитными константами. Обсуждены современные применения детекторов переходного излучения для идентификации частиц в экспериментах на ускорителях.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

С. П. ДЕНИСОВ

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Может ли заряд, движущийся равномерно и прямолинейно, излучать электромагнитные волны? Подавляющее большинство выпускников средней школы дают на этот вопрос категоричный ответ — не может. И поясняют: излучает только заряд, движущийся с ускорением. Ответ в общем случае неправильный. Он верен, если заряд находится в вакууме. Если же заряд перемещается в веществе с постоянной скоростью, превышающей фазовую скорость распространения света в этой среде, то возникает черенковское излучение (см.: Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 2. С. 89).

А может ли излучать заряд, движущийся без ускорения с досветовой скоростью? Рассматривая, как образуется черенковское излучение, мы считали путь заряженной частицы в среде достаточно длинным, оставив без ответа вопрос, что происходит при входе частицы в черенковский радиатор. Такой подход в большинстве практических применений эффекта Черенкова оправдан. Поведение же частицы на входе в черенковский радиатор или в общем случае при пересечении границы двух сред с различными электрическими и/или магнитными свойствами, как оказалось, представляет самостоятельный интерес. И не только академический, но и практический.

Эта задача была впервые детально рассмотрена Виталием Лазаревичем Гинзбургом и Ильей Михайловичем Франком около 50 лет тому назад. Они показали, что при переходе заряда из одного вещества в другое возникает новый тип электромагнитного излучения, которое было названо переходным. Оно сопровождает частицы, движущиеся со скоростью как большей, так и меньшей фазовой скорости света.

ОБЪЯСНЕНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В своей первой работе по переходному излучению Гинзбург и Франк рассмотрели случай движения заряда из вакуума в идеальный проводник (рис. 1). Поле внутри проводника равно нулю, а вне его определяется зарядом $+q$ и индуцированными им отрицательными зарядами на поверхности проводника. Как известно, поле индуцированных зарядов в вакууме равно полю заряда $-q$, являющегося зеркальным отражением заряда $+q$ (рис. 1). Таким образом, поле вне проводника равно сумме полей зарядов $+q$ и $-q$, движущихся навстречу друг другу. На границе вакуум—проводник заряды аннигилируют,

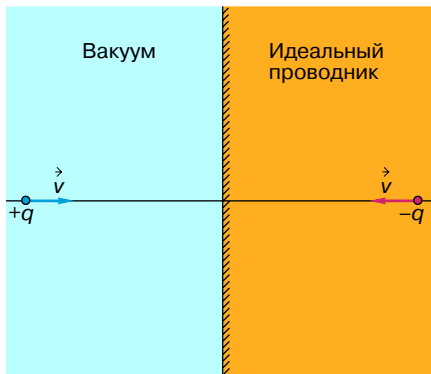


Рис. 1. К образованию переходного излучения при пересечении зарядом поверхности проводника

что эквивалентно их мгновенной остановке. При этом, как при всяком движении заряда с ускорением, произойдет излучение электромагнитной волны. Очевидно, излучение возникнет и при переходе заряда из проводника в вакуум. Оно будет таким же, как излучение зарядов $+q$ и $-q$, мгновенно стартующих с границы раздела в разные стороны. Читателю рекомендуется, пользуясь методом, изложенным в учебнике по физике за 11-й класс, показать, как возникает электромагнитная волна при мгновенных остановке и старте зарядов. Убедитесь, что волны при остановке и старте излучаются в противофазе.

Переходное излучение возникает и при пересечении зарядом границы двух диэлектриков с разными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Наглядно это можно представить себе как резкую остановку заряда на границе раздела в веществе с ϵ_1 и одновременно его мгновенный старт в веществе с ϵ_2 . При $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ поля остановки и старта не будут полностью “гасить” друг друга и возникнут электромагнитные волны, которые будут распространяться как вперед, так и назад относительно направления движения заряда.

Внимательный читатель может сразу возразить против предложенной картины возникновения переходного излучения: так как интенсивность электромагнитного излучения пропорциональна квадрату ускорения заряда, то при мгновенных остановке или старте энергия излучения будет бесконечной, а спектр — не зависящим от частоты (сплошным). Следует, однако, иметь в виду, что интенсивность переходного излучения сильно зависит от разности ϵ_1 и ϵ_2 . Чем ближе ϵ_1 и ϵ_2 , тем сильнее волны, возникающие при остановке и старте заряда, “погасят” друг друга за счет интерференции. В предельном случае $\epsilon_1 = \epsilon_2$ “гашение” будет полным. В области высоких (рентгеновских) частот диэлектрическая проницаемость веществ следующим образом зависит от частоты излучения ω :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega \gg \omega_p, \quad (1)$$

где ω_p — плазменная частота вещества, равная $(4\pi N_e e^2 / m_e)^{1/2}$, N_e — плотность электронов в веществе, e и m_e — заряд и масса электрона. Из формулы (1) следует, что $\epsilon \rightarrow 1$ при $\omega \rightarrow \infty$. Следовательно, интенсивность переходного излучения $I(\omega)$ стремится к нулю с ростом ω (см. ниже) и полная излученная энергия оказывается конечной.

Приведенное выше наглядное объяснение возникновения переходного излучения устанавливает его связь с излучением при ускорении. Однако в действительности никаких остановок и стартов заряда не происходит: он движется с постоянной скоростью. На самом деле при пересечении границы двух сред скачком меняется фазовая скорость распространения электромагнитных волн: она равна c/n_1 в первом диэлектрике и c/n_2 во втором (c — скорость света в вакууме, $n = \sqrt{\epsilon}$ — показатель преломления). Таким образом, *излучение происходит не только при изменении скорости частицы v , но и при изменении скорости света, а точнее, при изменении их отношения*. Поскольку скорость света зависит от свойств среды, то любое изменение этих свойств в пространстве или времени будет приводить к излучению находящегося в среде заряда. В частности, будет излучать и покоящийся заряд, если в среде, например, распространяется волна диэлектрической проницаемости, то есть диэлектрическая проницаемость ϵ среды меняется со временем пропорционально $\sin \omega t$ или $\cos \omega t$. Это излучение было названо переходным рассеянием: волна диэлектрической проницаемости как бы рассеивается на заряде. Вообще если равномерно и прямолинейно движущийся заряд излучает в лабораторной системе координат, то излучение будет существовать и в любой другой инерциальной системе отсчета, в том числе и той, где заряд покоится.

Переходное излучение представляет собой классический эффект, все свойства которого можно получить из уравнений Максвелла, известных еще в XIX веке. Понимание его доступно ученику средней школы. Возникает вопрос: неужели никто до Гинзбурга и Франка не предсказывал или не наблюдал переходного излучения? Оказывается, и предсказывали и наблюдали, но не довели исследований до количественных результатов и того уровня, когда бы физики обратили на него внимание. Около 100 лет назад выдающийся английский физик О. Хевисайд качественно рассмотрел один частный случай возникновения переходного излучения. Оно наблюдалось задолго до работы Гинзбурга и Франка как “свечение” анодов в рентгеновских трубках, которое не было правильно понято. Заслуга Гинзбурга и Франка, которым по праву принадлежит приоритет открытия переходного излучения, состоит в том,

что они создали количественную теорию переходного излучения и выявили его физическую суть. Причину большой задержки в открытии переходного излучения В.Л. Гинзбург сформулировал так:

“Трудно сомневаться в том, что препятствием для понимания послужила здесь глубоко укоренившаяся уверенность, что равномерно движущийся заряд излучать не может. Впрочем, в 1945–1946 гг., когда была опубликована статья И.М. Франка и автора, такого предубеждения уже не могло быть, но все равно на переходное излучение долгое время не обращали внимания”.

Действительно, дальнейшее развитие теория переходного излучения получила только в конце 50-х годов. Тогда же были выполнены первые опыты по его регистрации: в 1959 году П. Голдсмит и Л. Джелли наблюдали оптическое переходное излучение, образованное пучком протонов при пересечении металлической поверхности, и показали, что его характеристики совпадают с предсказанными теорией Гинзбурга и Франка. Применение переходного излучения в физических экспериментах для детектирования частиц началось почти 20 лет спустя.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Переходное излучение широко применяется в настоящее время для регистрации ультрарелятивистских ($\gamma = E/m \gg 1$) заряженных частиц, и в основном для электронов. При этом используется излучение только в области рентгеновских частот $\omega \gg \omega_p$ (см. (1)). Поэтому в дальнейшем нас будут в первую очередь интересовать свойства рентгеновского переходного излучения, вызванного ультрарелятивистскими частицами.

Полная энергия, излученная при пересечении частицей с зарядом ze и лоренц-фактором γ границы между вакуумом и средой с плазменной частотой ω_p , может быть представлена в виде

$$W = \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p}{3}, \quad (2)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры. Половина энергии уносится рентгеновскими фотонами с частотами в интервале от $0,1\gamma\omega_p$ до $\gamma\omega_p$. Средняя энергия фотона в этом интервале составляет около $\gamma\hbar\omega_p/4$, а число излученных фотонов

$$N_p \approx \frac{1}{2} \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p / 3}{\gamma \hbar \omega_p / 4} \approx \frac{2}{3} \alpha z^2 \approx 0,005 z^2. \quad (3)$$

Конечно, число фотонов не может быть дробным. Поэтому N_p надо рассматривать как среднее число фотонов или вероятность излучения фотона. Из (3) следует, что вероятность испускания рентгеновско-

го фотона очень мала – для частицы с зарядом e она составляет всего 0,5%.

В общем случае угловое распределение переходного излучения описывается достаточно сложной формулой. Однако для ультрарелятивистских частиц оно сосредоточено вблизи малого угла

$$\theta \approx \frac{1}{\gamma} \quad (4)$$

относительно траектории частицы.

Приведенные выше формулы относятся к пересечению частицей одной границы раздела. Малая вероятность излучения фотона в этом случае долгое время служила препятствием не только для применения, но и для экспериментального обнаружения переходного излучения. Ситуация существенно изменилась после того, как была разработана теория переходного излучения в пластинке и стопке пластинок. Важное значение в этой теории играет понятие длины формирования электромагнитной волны.

Длина L формирования электромагнитной волны представляет собой отрезок пути частицы, на котором разность фаз излученных в данном направлении электромагнитных волн не превышает π , или, что то же самое, оптическая разность хода волн, испущенных из крайних точек отрезка, равна $\lambda/2$. Таким образом, все волны, излученные на длине формирования, будут усиливать друг друга.

Пользуясь рис. 2, легко показать, что разность хода волн, излученных частицей в точках A и B ,

$$\Delta = AB \frac{v_c}{v} - AB \cos \theta,$$

где v – скорость частицы и v_c – скорость света в среде. По определению длины формирования, $AB = L$ при $\Delta = \lambda/2$, и простые преобразования позволяют получить

$$L = \frac{\pi v}{\omega(1 - \beta n \cos \theta)}. \quad (5)$$

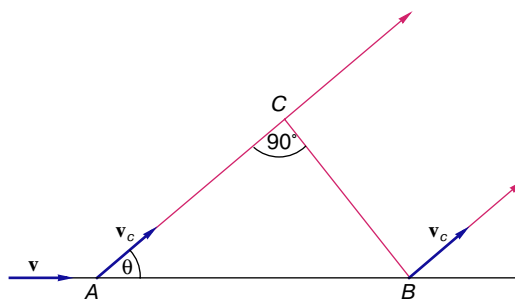


Рис. 2. К выводу формулы для длины формирования излучения

Здесь $\beta = v/c$ и $n = \sqrt{\epsilon} = c/v_c$ – показатель преломления среды. В интересующем нас случае излучения рентгеновских фотонов ($\omega \gg \omega_p$) ультрарелятивистской частицей ($\gamma \gg 1$) β , n и $\cos\theta$ могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \beta &= \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}, \\ n &= \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}, \\ \cos\theta &\approx 1 - \frac{\theta^2}{2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), получим следующие формулы для длин формирования излучения в среде (L_m) и вакууме (L_v):

$$\begin{aligned} L_m &= \frac{2\pi v}{\omega\left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)}, \\ L_v &= \frac{2\pi v}{\omega\left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)}. \end{aligned} \quad (7)$$

При выводе (7) было учтено, что в вакууме $\omega_p = 0$. Если положить $\theta = 1/\gamma$, $\omega = \omega_p\gamma$ и $v = v_c = c$, то

$$L_v = \frac{3}{2}L_m = \frac{\pi c\gamma}{\omega_p}. \quad (8)$$

Формулу (8) часто используют для оценок длин формирования.

Для большинства материалов, используемых в счетчиках рентгеновского переходного излучения, $\hbar\omega_p \approx 20$ эВ и $c/\omega_p \approx 0,01$ мкм, и, например, для частиц с $\gamma = 10^5$ длины формирования излучения с частотой $\omega_p\gamma$ составляют доли сантиметра. Электроны с энергией около $5 \cdot 10^{10}$ эВ, вполне доступные на современных ускорителях, имеют лоренц-фактор 10^5 .

Рассмотрим теперь переходное излучение, возникающее в плоскопараллельной пластинке толщиной a . Как отмечалось в предыдущем разделе, излучение будет иметь место как при входе заряженной частицы в пластинку, так и при выходе из нее. Если поглощением излучения в пластинке можно пренебречь и толщина пластинки a много меньше длины формирования излучения L_m , то волны, излученные от границ пластинки, будут в значительной степени “гасить” друг друга и интенсивность переходного излучения от пластинки будет много меньше, чем от одной границы. Качественно это легко объяснить, пользуясь аналогией между тормозным и переходным излучениями (предоставляем читателю сделать это самому). Точные расчеты показывают, что для тонкой пластинки

($a \ll L_m$) интенсивность переходного излучения пропорциональна малой величине $(a/L_m)^2$, а для толстой пластинки ($a \gg L_m$) интенсивности излучения от обеих границ просто складываются. Таким образом, интенсивность излучения в толстой пластинке вдвое больше, чем от одной границы раздела. В промежуточном случае $a \approx L_m$ имеют место сложные интерференционные эффекты, которые мы рассматривать не будем.

Из изложенного выше и формул (2) и (8) следует, что при лоренц-факторах частицы $\gamma \geq 3\omega_p a/2\pi c$ граничная частота и полная энергия переходного излучения практически перестают зависеть от γ , оставаясь приблизительно равными $3\omega_p a/2\pi c$ и $\alpha z^2 \hbar \omega_p^2 a/2\pi c$ соответственно.

Теперь нетрудно понять особенности переходного излучения в стопке из N пластин. Если толщины пластин и расстояния между ними много больше длин формирования излучения в веществе пластин и среде между ними, то суммарная интенсивность переходного излучения будет равна интенсивности излучения на одной границе, умноженной на число границ, то есть интенсивность увеличится в $2N$ раз. В противоположном случае тонких пластин и/или малого расстояния между ними необходимо учитывать интерференцию электромагнитных волн, испущенных с разных границ.

Поставим вопрос: насколько резкой должна быть граница между двумя средами, чтобы характеристики переходного излучения описывались приведенными выше формулами? Оказывается, размытие границы должно быть много меньше длины формирования излучения.

ПРИМЕНЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Так как интенсивность переходного излучения пропорциональна лоренц-фактору γ (2), детекторы переходного излучения (ДПИ) используются прежде всего для регистрации и идентификации самых легких заряженных частиц – электронов и позитронов в ультрарелятивистской области энергий. При одинаковой энергии лоренц-фактор электронов в 210 раз больше, чем у μ -мезонов, в 280 раз больше, чем у π -мезонов, и почти в 2000 раз больше, чем у протонов. Именно по интенсивности переходного излучения или числу зарегистрированных рентгеновских фотонов отличают электроны и позитроны от более тяжелых частиц.

Идентификация электронов и позитронов представляет хотя и частную, но весьма важную задачу в физике высоких энергий. Дело в том, что время жизни большинства элементарных частиц столь мало, что они не могут быть зарегистрированы непосредственно, и изучить их свойства можно только путем регистрации продуктов распада. Многие из

очень интересных для физиков частиц распадаются с испусканием электронов и/или позитронов.

В качестве примера можно привести распады J/ψ и ипсилон-мезонов на пару e^+e^- . Продукты распадов переносчиков слабого взаимодействия Z^0 - и W -бозонов также содержат электроны и позитроны: $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ (ν обозначает нейтрино). Заметим, что по указанным распадам и были обнаружены перечисленные выше замечательные частицы, а за открытие J/ψ , Z^0 и W были присуждены Нобелевские премии. Наконец, для открытия в 1995 году топ-кварка важно было регистрировать и идентифицировать электроны.

В ДПИ, как правило, регистрируется только рентгеновское переходное излучение. Это связано со следующими обстоятельствами:

- энергия переходного излучения ультрарелятивистских частиц сосредоточена в основном в рентгеновском диапазоне частот;
- рентгеновское излучение имеет меньшую длину формирования и, следовательно, детектор может быть сделан более компактным и содержать меньше вещества на пути частиц;
- рентгеновские фотоны летят практически по направлению движения частицы, что позволяет легко связать зарегистрированные фотоны с испустившей их частицей, что особенно важно, если через ДПИ проходят одновременно несколько частиц;
- так как показатель преломления рентгеновских лучей близок к 1, то коэффициент их отражения мал и рентгеновское излучение может пройти через большое количество поверхностей без заметной потери энергии;
- существуют хорошо разработанные методы регистрации рентгеновских лучей.

Схема одного из часто используемых типов ДПИ показана на рис. 3. Он состоит из нескольких моду-

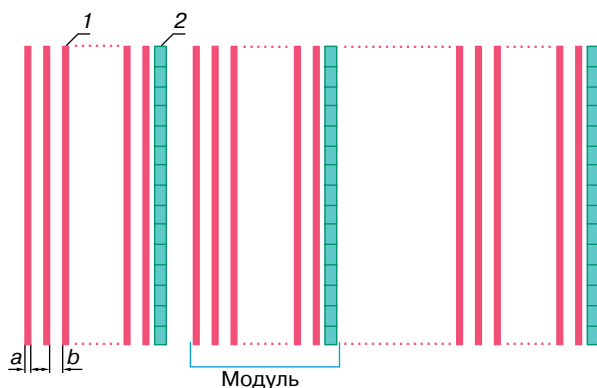


Рис. 3. Устройство детектора переходного излучения: 1 – пластинка или пленка, 2 – детектор рентгеновских фотонов

лей радиатор–детектор рентгеновских фотонов. Радиатор состоит из большого числа пленок с малым средним атомным номером Z . Последнее существенно для уменьшения поглощения излучения в радиаторе, связанного главным образом с фотоэффектом: коэффициент поглощения рентгеновских фотонов пропорционален Z^4 . Обычно используются пленки из полиэтилена, майлара, полипропилена и других органических материалов, реже – из лития и бериллия. Обычно стремятся, чтобы толщина a пленок и расстояние b между ними превышали зоны формирования излучения в соответствующих материалах. Только в этом случае полная интенсивность переходного излучения будет пропорциональна γ (см. предыдущий раздел). В качестве детекторов рентгеновских фотонов чаще всего используются так называемые газовые пропорциональные камеры или трубки. Детекторы должны содержать как можно меньше вещества, чтобы эффекты взаимодействия в них заряженной частицы были минимальными и не мешали регистрации рентгеновских лучей. Для увеличения эффективности регистрации переходного излучения в детекторы добавляется газ ксенон, имеющий достаточно большой атомный номер $Z = 54$.

В качестве конкретного примера рассмотрим ДПИ, использованный в эксперименте по β -распаду поляризованных сигма-гиперонов: $\Sigma^- \rightarrow ne\nu$. Чтобы выделить этот распад на фоне в 1000 раз более интенсивного распада $\Sigma^- \rightarrow p\pi^-$, был использован ДПИ. ДПИ состоял из 12 модулей. Каждый модуль содержал 210 слоев полипропиленовых пленок толщиной 17 мкм. Зазор между пленками составлял 1 мм. Рентгеновские фотоны регистрировались газовыми пропорциональными камерами, которые заполнялись смесью метана и ксенона. Пользуясь формулами (2)–(8), можно показать, что для электронов с лоренц-фактором $\gamma \geq 10^3$ среднее число рентгеновских фотонов, зарегистрированных в одном модуле, должно быть около двух независимо от энергии электрона, что и наблюдалось в эксперименте. ДПИ позволил подавить фон от распадов $\Sigma^- \rightarrow p\pi^-$ более чем в 1000 раз. Эксперимент проводился в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (США) при участии российских физиков.

Отметим, что интенсивным источником переходного излучения могут быть не только регулярные стопки из пленок или пластинок, но и микропористые материалы из полиэтилена, полиуретана, полистирена и других органических соединений. Конструктивно они гораздо удобнее и в настоящее время часто применяются при создании ДПИ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прошло более 50 лет после публикации В.Л. Гинзбургом и И.М. Франком первой работы по пере-

ходному излучению. За это время опубликованы тысячи теоретических и сотни экспериментальных работ, включая несколько монографий, в которых с разных сторон раскрываются удивительные свойства этого замечательного явления, изучаются все новые возможности его применения. Исследования переходного излучения еще далеко не завершены, и нет сомнения, что в ближайшем будущем появятся новые идеи, связанные с его практическим использованием.

К сожалению, ограниченный объем статьи не позволил рассмотреть в ней такие интересные вопросы, как переходное излучение в кристаллах, переходное рассеяние в плазме, переходное излучение в сильных электромагнитных полях и др.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л. Переходное излучение и переходное рассеяние // Природа. 1975. № 8. С. 56.

2. Первые советские Нобелевские лауреаты – физики. М.: Знание, 1984.

3. Болотовский Б.М., Давыдов В.А. Заряд, среда, излучение. М.: Знание, 1989.

* * *

Сергей Петрович Денисов, профессор кафедры физики элементарных частиц физического факультета Московского государственного университета. Начальник отдела нейтринной физики Института физики высоких энергий. Участник открытий масштабной инвариантности в рождении адронов, роста полных сечений адронных взаимодействий, антигелия-3 и t -кварка. Лауреат Ленинской премии. Соавтор более 150 публикаций.