

УСТНЫЙ ВЫПУСК ЖУРНАЛА "УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК"

## Переходное излучение: научное значение и практическое применение в физике высоких энергий

С.П. Денисов

*В пионерской работе В.Л. Гинзбурга и И.М. Франка по переходному излучению впервые было показано, что причиной излучения зарядом электромагнитных волн может быть не только его ускорение, но и изменение со временем фазовой скорости распространения электромагнитных волн в окружающей его среде. Этот вывод имеет важное общезначимое значение. В частности, в нестационарной среде может излучать и покоящийся заряд. Переходное излучение нашло широкое применение в детекторах частиц высоких энергий, используемых в первую очередь для идентификации ультрарелятивистских электронов в экспериментах на ускорителях и коллайдерах.*

PACS numbers: 01.65. + g, 29.40. – n, 41.60. – m

Мое краткое сообщение посвящено замечательному открытию, сделанному Виталием Лазаревичем Гинзбургом и Ильей Михайловичем Франком около шестидесяти лет назад. В 1944 г. сотрудники ФИАНа В.Л. Гинзбург и И.М. Франк направили в *ЖЭТФ* и *J. Phys. USSR* статью "Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую" [1], в которой предсказали существование нового вида электромагнитного излучения, названного ими переходным. Такое название статьи связано с тем, что переходное излучение возникает при пересечении равномерно и прямолинейно движущимся зарядом границы двух сред, в которых скорости распространения электромагнитных волн различны. В частности, В.Л. Гинзбург и И.М. Франк рассмотрели случай движения электрона из вакуума в идеальный проводник.

Прежде чем перейти к рассмотрению свойств переходного излучения (ПИ), позвольте вернуться еще на десять лет назад — в 1934 г., памятный физикам по публикации статьи [2] аспиранта ФИАНа П.А. Черенкова, работавшего под руководством С.И. Вавилова, в которой сообщалось о наблюдении ранее неизвестного свечения веществ под воздействием быстрых электронов, называемого сегодня черенковским (в нашей стране часто используют название "излучение Вавилова–Черенкова"). Природа этого свечения была объяснена в 1937 г. И.Е. Таммом и И.М. Франком [3], которые показали, что при равномерном и прямолинейном движении заряда в однородной и бесконечной среде со скоростью, превышающей фазовую скорость распространения света в данной среде, должно возникать излучение, свойства которого совпадают с описанными в статьях П.А. Черенкова. То, что такое излучение должно существовать, мог бы предсказать даже ученик старших классов средней школы, знакомый с основами оптики. Например, оно следует из принципа Гюйгенса и

законов сохранения энергии-импульса<sup>1</sup>. Более того, были хорошо известны механические и акустические (ударные волны Маха) аналоги этого излучения.

Так почему же потребовалось целых три года, чтобы понять эффект Черенкова? Это хорошо объяснил И.Е. Тамм в Нобелевской лекции [4]: "Мне кажется, что мы имеем здесь дело с поучительным примером отнюдь не редкой в развитии науки ситуации, когда научный прогресс тормозится некритическим применением правильных физических принципов к явлениям, выходящим за пределы применимости этих принципов.

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

Более того, когда И.М. Франк и я уже разработали математически правильную теорию излучения Вавилова–Черенкова, мы все еще пытались разными способами, которые для нас самих сегодня уже непостижимы, примирить наши результаты с утверждением, что для излучения необходимо ускорение. И лишь на следующий день после первого нашего доклада об этой теории на коллоквиуме Физического института мы внезапно узрели простую истину: предельной скоростью для материальных тел является скорость света в вакууме..."

И.Е. Тамм и И.М. Франк определили свойства черенковского излучения для бесконечной среды. Однако в реальных экспериментах размеры черенковского радиатора всегда ограничены. Естественно, появляется желание узнать, что происходит при пересечении заряженной частицей границы вакуум–радиатор. Ответ на этот вопрос и был

С.П. Денисов. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт физики высоких энергий", 142281 г. Протвино, Московская обл., ул. Победы 1, Российская Федерация  
E-mail: Sergey.Denisov@ihep.ru

Статья поступила 25 декабря 2006 г.

<sup>1</sup> Из простых кинематических соображений можно предсказать только одно из основных свойств свечения Черенкова — его узкую угловую направленность. Для определения других свойств, например интенсивности, требуется решение уравнений электродинамики.

дан в упомянутой выше работе В.Л. Гинзбурга и И.М. Франка. Возникновение ПИ можно, подобно возникновению черенковского излучения, объяснить "на пальцах", как это сделано, например, В.Л. Гинзбургом в популярной статье [5]. В связи с этим опять возникает вопрос, почему это классическое явление, имеющее аналоги в акустике и механике, было предсказано так поздно? В статье [5] В.Л. Гинзбург дает такой ответ: "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 обращали внимания".

Примириться с ПИ физикам было даже сложнее, чем с черенковским. Черенковское излучение можно рассматривать как некий "экстремальный" случай, когда скорость заряда в среде превосходит фазовую скорость распространения света. В случае переходного излучения такого ограничения нет — ПИ возникает при движении заряда с любой скоростью, если диэлектрическая проницаемость окружающей его среды (и, следовательно, фазовая скорость света) изменяется в пространстве и/или во времени. В частности, ПИ имеет место даже для неподвижного заряда, когда показатель преломления вещества, окружающего заряд, зависит от времени (процесс излучения в нестационарной среде называется также переходным рассеянием [6]).

Таким образом, из работы В.Л. Гинзбурга и И.М. Франка [1] следует, что излучение заряда может быть связано не только с его ускорением, но и с изменением во времени фазовой скорости распространения электромагнитных волн в окружающей среде. Этот вывод, несомненно, имеет фундаментальное общезначимое значение. К сожалению, во многих современных учебных пособиях, в том числе в учебнике по физике для средней школы, до сих пор случается наталкиваться на устаревшее утверждение о том, что необходимым условием излучения заряженной частицы является ее ускорение, причем не делается никаких оговорок. Это тем более обидно, что открытие черенковского и переходного излучений, связанных с равномерным и прямолинейным движением заряда, принадлежит отечественным ученым.

Перейдем теперь к практическому использованию ПИ. Хотя было выдвинуто немало интересных предложений по использованию ПИ в различных областях науки и техники, реально широкое применение нашли только детекторы рентгеновского переходного излучения (РПИ) для идентификации ультрарелятивистских электронов ( $\gamma = E/mc^2 \gg 1$ ), т.е. для сепарации электронов от более тяжелых частиц, в первую очередь от адронов (пионов, протонов). На первый взгляд эта задача кажется частной, но в действительности она является одной из важнейших в экспериментах на современных ускорителях и коллайдерах. Дело в том, что многие частицы, играющие фундаментальную роль в микромире, например переносчики слабого взаимодействия  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны, распадаются с испусканием электронов. Для выделения случаев (иногда очень редких) их рождения с последующим лептонным или полулептонным распадом в условиях большого адронного фона необходимо иметь детекторы, позволяющие надежно идентифицировать электроны<sup>2</sup> (здесь и далее не делается различия между электронами и позитронами).

Прежде чем рассматривать методы регистрации РПИ, приведем его основные свойства, важные для детектирования ультрарелятивистских электронов. Основная часть РПИ от ультрарелятивистских частиц, пересекающих границу вакуум–среда, сосредоточена в области малых по отношению к траектории частицы углов  $\theta \lesssim 1/\gamma$ , а его спектр простирается до частот  $\omega_b \simeq \omega_p \gamma$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота вещества. В области  $\omega > \omega_b$  интенсивность излучения быстро убывает с возрастанием частоты. Полная энергия ПИ, излученная в переднюю полусферу, определяется формулой

$$W = \frac{1}{3} \alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p, \quad (1)$$

где  $\alpha \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $z$  — заряд частицы в единицах заряда электрона. Значение  $\hbar \omega_p$  для большинства радиаторов, используемых в детекторах РПИ, составляет  $\sim 20$  эВ. Около половины излученной вперед энергии приходится на интервал частот от  $0,1\omega_b$  до  $\omega_b$ , а средняя энергия фотона в этом интервале  $\sim \gamma \hbar \omega_p / 4$ . Приведенные величины позволяют оценить среднее число фотонов, возникающих на одной границе вакуум–среда:  $N_{ph} \approx 0,005$ . Столь низкая интенсивность явно неприемлема для создания детекторов частиц. Способ ее повышения достаточно очевиден — необходимо реализовать большое число (сотни и тысячи) переходов вакуум–радиатор, используя, например, стопки пластин.

Образование РПИ в стопке пластин было рассмотрено Г.М. Гарибяном [7]. Важную роль в этом процессе играет размер зоны (или длины) формирования излучения, представляющей собой отрезок  $L$  траектории частицы, на котором фаза электромагнитной волны изменяется на  $\pi$ . Длина формирования рентгеновского излучения в области частот  $\omega \gg \omega_p$  составляет

$$L = \frac{2\pi v}{\omega(1/\gamma^2 + \theta^2 + \omega_p^2/\omega^2)}. \quad (2)$$

Так как фазы длин волн ПИ, испущенных при переходах вакуум–среда и среда–вакуум, противоположны, то при толщине пластин  $d \ll L$  интенсивность ПИ сильно уменьшается — становится пропорциональной  $(d/L)^2$ . То же самое справедливо и для расстояния между пластинами  $l$ . В противоположном случае  $d, l \gg L$  интенсивности от всех границ складываются и полная интенсивность становится пропорциональной  $2N$ , где  $N$  — число пластин в стопке. Согласно (2) с увеличением  $\gamma$  значение  $L$  быстро возрастает, что накладывает практическое ограничение на максимальную энергию электронов, регистрируемых данным детектором. Кроме упорядоченной стопки пластин для регистрации РПИ используются пористые вещества типа пенопласта. Теория РПИ в неупорядоченных радиаторах впервые была рассмотрена в работах [8].

Идентификация электронов основана на зависимости энергии РПИ от лоренц-фактора  $\gamma$  (1): интенсивность РПИ от электронов почти в 300 раз больше, чем от пионов, и в 2000 раз больше, чем от протонов с той же энергией.

Как правило, детектор РПИ состоит из нескольких модулей. Каждый модуль обычно включает в себя несколько сотен пластин (или блок пористого вещества) и расположенные за ними счетчики рентгеновских квантов. Радиаторы изготавливаются из легких веществ с малым  $Z$  (литий, полиэтилен), для того чтобы уменьшить поглощение РПИ. По этой же причине используется модульная конструкция детекторов. В качестве счетчиков РПИ чаще всего применяются пропорциональные или дрейфовые камеры и трубки, в которых используются добавки инертных газов с большим  $Z$  (криптон, ксенон) для повышения

<sup>2</sup> То же самое можно сказать и о важности идентификации мюонов, но это другая задача, которая по понятным причинам не рассматривается в данном докладе.

эффективности регистрации РПИ, а также сцинтилляционные счетчики со сцинтилляторами, включающими в себя тяжелые элементы, например, кристаллы NaJ и CsJ. Надежной идентификации электронов с помощью детекторов РПИ мешают ионизационные потери релятивистских адронов в счетчиках, распределение которых имеет длинный "хвост" в области больших потерь (распределение Ландау). Методы режекции сигналов, связанных с ионизационными потерями частиц в счетчиках, рассмотрены в работе Б.А. Долгошеина [9].

История первых опытов по регистрации ПИ описана в монографии [10]. В обзорах [9, 11] обсуждаются детекторы РПИ для идентификации частиц в экспериментах на ускорителях и коллайдерах. Первым детектором РПИ, применявшимся для идентификации электронов в ускорительном эксперименте, был детектор, описанный в работе [12]. В качестве радиатора в нем использовались 1350 литиевых фольг толщиной 55 мкм, а для регистрации и измерения энергии РПИ — пропорциональные камеры. Выбором энергетического порога регистрируемых с камер сигналов удалось в несколько десятков раз уменьшить фон от протонов, сохранив эффективность регистрации электронов на уровне  $\geq 90\%$ .

В эксперименте по изучению  $\beta$ -распада  $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}$  на ускорителе Фермиевской национальной ускорительной лаборатории (США) необходимо было подавить фон от распада  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- \bar{\nu}$ , который происходит почти в 1000 раз чаще. Для этого в установке использовались детектор РПИ [13] и электромагнитный калориметр. Детектор РПИ состоял из 12 модулей. В каждом модуле содержалось 210 слоев полипропилена (СН<sub>2</sub>) при толщине слоя 17 мкм и расстоянии между слоями 1 мм. Рентгеновское переходное излучение регистрировалось пропорциональными камерами, заполненными смесью 70% Хе + 30% СН<sub>4</sub>. В этом детекторе, созданном в Петербургском институте ядерной физики им. Б.П. Константина РАН (ПИЯФ), удалось добиться режекции сигналов от пионов примерно в 10<sup>3</sup> раз при очень высокой (> 99,5%) эффективности регистрации электронов.

Следует также упомянуть о детекторе РПИ [9] для эксперимента "Helios", направленного на изучение образования лептонов в протон-ядерных взаимодействиях на ускорителе в ЦЕРНе. В детекторе использовались радиаторы из полипропилена и дрейфовые камеры для регистрации РПИ. Камеры заполнялись смесью 95% Хе + 5% С<sub>4</sub>Н<sub>10</sub>. Фон от частиц, более тяжелых, чем электрон, не превышал 10<sup>-3</sup>.

Особенность детектора — использование дрейфовых камер не только как счетчиков РПИ, но и для восстановления треков частиц. Эта идея нашла дальнейшее воплощение в детекторе TRT (Transition Radiation Tracker) установки ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [14]. Детектор TRT состоит из нескольких сотен тысяч дрейфовых трубок,

расположенных между пропиленовыми радиаторами. Установка ATLAS предназначена для широкого круга исследований на сооружаемом в ЦЕРНе протон-протонном коллайдере LHC (Large Hadron Collider), рассчитанном на энергию 14 ТэВ в системе центра масс, которые включают проверку Стандартной модели, в том числе поиск частиц Хиггса, ответственных за образование масс остальных частиц, поиск новых частиц и явлений за пределами Стандартной модели, исследование взаимодействий кварков и глюонов, изучение нарушения CP-инвариантности, поиск магнитных монополей, лептокварков и других экзотических частиц.

Таким образом, программа исследований на установке ATLAS в значительной степени направлена на решение ряда фундаментальных проблем физики XXI века, сформулированных В.Л. Гинзбургом в лекции, прочитанной им в Стокгольме 8 декабря 2003 г. при получении Нобелевской премии. Не исключено, что часть этих проблем найдет решение в недалеком будущем (запуск LHC планируется на 2008 г.) благодаря использованию в экспериментах детекторов ПИ.

В заключение еще раз подчеркнем, что открытие переходного излучения имело исключительно важное научное значение. Широкое распространение получили детекторы переходного излучения для регистрации ультрарелятивистских частиц в экспериментах на ускорителях и коллайдерах. За открытие переходного излучения, безусловно, следовало бы присудить Нобелевскую премию, но В.Л. Гинзбург и И.М. Франк получили Нобелевские премии по физике за другие работы, а вторично, как известно, Нобелевские премии в одной области науки не присуждаются.

## Список литературы

1. Гинзбург В Л, Франк И М *ЖЭТФ* **16** 15 (1946); Ginzburg V L, Frank I M *J. Phys. USSR* **9** 353 (1945)
2. Черенков П А *ДАН СССР* **2** 451 (1934); *УФН* **93** 385 (1967)
3. Тамм И Е, Франк И М *ДАН СССР* **14** 107 (1937); *УФН* **93** 388 (1967)
4. Тамм И Е *УФН* **68** 387 (1959)
5. Гинзбург В Л *Природа* (8) 56 (1975)
6. Гинзбург В Л, Цытович В Н *Переходное излучение и переходное рассеяние* (М.: Наука, 1984)
7. Гарибян Г М *ЖЭТФ* **35** 1435 (1958)
8. Гарибян Г М, Геворгян Л А, Ян Ши *Изв. АН Арм. ССР. Сер. Физ.* **8** 248 (1973); *ЖЭТФ* **66** 552 (1974)
9. Dolgoshein V *Nucl. Instrum. Methods A* **252** 137 (1986)
10. Гарибян Г М, Ян Ши *Рентгеновское переходное излучение* (Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1983)
11. Оганесян А Г *ЭЧАЯ* **16** 137 (1985)
12. Cobb J et al. *Nucl. Instrum. Methods* **140** 413 (1977)
13. Denisov A et al., Preprint Fermilab-Conf-84/134-E (1984)
14. ATLAS Collab., Technical Proposal CERN/LHCC/94-43; LHCC/P2 (1994)

## Transition radiation: scientific implications and applications in high energy physics

S.P. Denisov

Russian State Research Center "Institute for High Energy Physics",  
ul. Pobedy 1, 142281 Protvino, Moscow region, Russian Federation  
E-mail: Sergey.Denisov@ihep.ru

The pioneering transition radiation work by V.L. Ginzburg and I.M. Frank showed for the first time that radiation from a charge is not only due to its acceleration but may also result from the time variation of electromagnetic wave phase velocity in the surrounding medium. This result is of very general importance for physics. In particular, in an unstable medium it turns out that even a stationary charge can radiate. Transition radiation is widely used in high energy particle detectors, mainly to identify ultrarelativistic electrons in accelerator and collider experiments.

PACS numbers: **01.65. + g, 29.40. - n, 41.60. - m**

Bibliography — 14 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **177** (4) 394–396 (2007)

Received 25 December 2006

*Physics – Uspekhi* **50** (4) (2007)