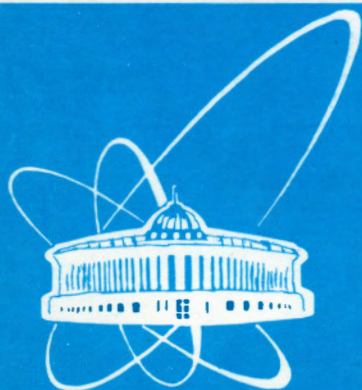


94-244



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Д2-94-244

В.Н.Стрельцов

ИЗЛУЧЕНИЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ  
«СКОРОСТНОЙ ЧАСТЬЮ»  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ  
ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1994

Введение. Как известно, выражения для запаздывающих напряженностей электромагнитного поля движущегося заряда состоят из двух частей (см., например, [1]). Первая («скоростная») часть зависит лишь от скорости и не зависит от ускорения; вторая («ускорительная») часть линейно зависит от ускорения. Конечно, физически мы не можем различить эти части поля. Виртуальные фотоны, образующие поле движущегося заряда, «не знают», какой части они соответствуют, т.е. кванты поля «не помнят» механизма своего испускания. Поэтому речь может идти только о количественном различии вкладов этих слагаемых. Поскольку при этом поток энергии поля убывает с расстоянием, как  $R^{-4}$  и  $R^{-2}$  соответственно, то только во втором случае интеграл по сфере радиуса  $R$  будет конечным и не зависящим от  $R$ . А это, как утверждается (см., например, [2]), означает излучение света. Однако, с ростом скорости заряда релятивистское увеличение плотности энергии поля (скажем, в зоне формирования излучения) будет компенсировать отмеченный спад. Таким образом, для релятивистских частиц становится возможным излучение за счет «скоростной части» поля. Конечно, при этом необходим еще внешний агент (например атом), чтобы «вырвать» фотон из совокупности виртуальных квантов «поля сопровождения» заряда. Хорошо известным примером здесь может служить так называемое переходное излучение [3], которое возникает, когда частица пересекает границу двух сред с различными оптическими характеристиками.

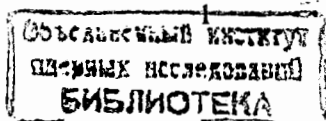
Ниже с учетом сказанного мы рассмотрим с единых позиций также излучение Черенкова и излучение ниже черенковского порога.

Вектор Пойнтинга «скоростной части» электромагнитного поля движущегося со скоростью  $\beta c$  заряда имеет вид

$$S(\theta) = \frac{e^2 \beta c n}{4\pi R^4} \frac{\sin \theta (1 - \beta n \cos \theta + \beta^2 n^2)^{1/2}}{\gamma^4 (1 - \beta n \cos \theta)^6}. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma = (1 - \beta^2 n^2)^{-1/2}$ ,  $\theta$  — угол между направлениями движения заряда  $e$  и радиус-вектором запаздывающего расстояния  $R$ ,  $n$  — показатель преломления среды. Исходные формулы для «запаздывающих напряженностей» даются известными выражениями [1]:

$$E = \frac{e\gamma^{-2}(R - \beta R)}{R^3(1 - \beta n \cos \theta)^3}, \quad H = \frac{n}{R} [RE]. \quad (2,3)$$



При больших скоростях для интенсивности излучения в элемент телесного угла будем иметь [4]

$$W_c \cong \frac{e^2 \beta c n \gamma^{-4}}{4\pi R^2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^6}. \quad (4)$$

Угол, под которым интенсивность излучения максимальна, составляет

$$\theta_{\max} \cong \arccos \left( \frac{\sqrt{1 + 24\beta^2 n^2} - 1}{4\beta n} \right) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{5}\gamma}. \quad (5)$$

Как видно, для релятивистских частиц  $\theta_{\max}$  очень мал: порядка половины отношения энергии покоя частицы к ее полной энергии. Таким образом, все излучение сосредоточено в очень узком конусе вокруг направления движения частицы. В пределе  $\beta n \rightarrow 1$  это излучение может служить прямым указанием частицы. Конечно, этот факт является прямым следствием того (см., например, [5]), что поле релятивистского заряда вытянуто вперед (а не сжато) в направлении движения. Угловое распределение излучения [4] для малых углов можно описать приближенной формулой:

$$W_c \cong \frac{16e^2 \beta c n}{\pi R^2} \frac{\gamma^6 (\gamma \theta)^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^6}. \quad (6)$$

Следует отметить, что обсуждаемое излучение значительно слабее излучения за счет «ускорительной части» поля:  $W_c \sim \gamma^{-2} W_y$ .

**Излучение Черенкова.** Как следует из формулы (1), при  $\beta n \geq 1$  плотность потока энергии поля резко возрастает, что ведет к значительному росту видимого излучения. Предыдущее условие означает, что скорость заряда превышает скорость распространения электромагнитных волн в среде. Как мы знаем, отвечающее этому случаю излучение было открыто Черенковым [6]. Следует подчеркнуть, что черенковское излучение в соответствии с высказанными соображениями сосредоточено именно в области  $\cos \theta < 1/\beta n$ , поскольку при меньших углах электромагнитное поле у движущегося заряда попросту отсутствует. Кстати, другая разновидность обсуждаемого («скоростного») излучения, фактически отвечающая случаю  $\beta n < 1$ , также хорошо известна и носит название переходного излучения.

**Переходное излучение.** Первое наблюдение этого явления — свечение анода под действием электронов — связывают с работой Лилиенфельда [7], опубликованной в 1919 г. Теория этого явления была разработана Гинзбургом и Франком [3]. Согласно ей интенсивность излучения на единицу телесного угла и единицу угловой частоты, в частности\* при  $n = 1$ , имеет вид

$$W_\omega \cong \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^2}. \quad (7)$$

Оно отличается коэффициентом 1/2 от выражения, которое следует из полученной ранее формулы Тамма [8]. Согласно (7) вместо (3) имеем  $\theta_{\max} = \gamma^{-1}$ .

Следует отметить, что упомянутое свойство направленности вперед поля релятивистского заряда, в частности, объясняет эмпирическое правило для отыскания направления оптического переходного излучения, испущенного «назад» при влете частицы в среду. Согласно ему [9, с.16] излучение «идет» по направлению скорости частицы и отражается от поверхности, как от зеркала.

*Излучение ниже черенковского порога* в газе также достаточно известно. Из экспериментальных работ, касающихся рассматриваемой проблемы, отметим [10, 11, 9] (см. также [12]).

Следует подчеркнуть, что фактически интенсивность обсуждаемого излучения (как, впрочем, и тормозного) определяется «фактором запаздывания»  $\kappa = 1 - \beta n \cos \theta$  в знаменателе соответствующих формул. Очевидно, что при заданной величине скорости излучение будет значительнее в более плотной среде (с большим показателем преломления). Иначе говоря, как уже отмечалось [13], увеличение  $n$  можно трактовать как эффективное увеличение скорости. С другой стороны, излучение в среде с малым показателем преломления, т.е. ниже черенковского порога, будет поэтому, в общем, слабее переходного излучения.

**Заключение.** Излучение Черенкова, переходное излучение и излучение в газе ниже черенковского порога суть разные стороны одного и того же явления и описываются, в общем, одной формулой. Это излучение обусловлено «скоростной частью» электромагнитного поля (запаздывающих напряженностей) релятивистского заряда. Именно вытянутость поля вперед в направлении движения частицы обуславливает соответствующую направленность излучения.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

(Вектор Пойнтинга «скоростной части» поля согласно общепринятым представлениям)

Согласно общепринятым представлениям электрическое поле движущегося заряда как бы «сплющивается» по направлению движения (см., например, [14]), что описывается известной формулой

$$E = \frac{eR}{R^3} \frac{\gamma^{-2}}{(1 - \beta^2 n^2 \sin^2 \Theta)^{3/2}}. \quad (\text{П.1})$$

\*Для больших скоростей и малых углов.

Здесь  $R$  — расстояние от точки наблюдения поля до заряда в момент наблюдения. С учетом формулы для напряженности магнитного поля

$$H = n[\beta E] \quad (\text{П.2})$$

для потока энергии поля будем иметь

$$S(\Theta) = \frac{e^2 \beta c n^4}{4\pi R^4} \frac{\sin \Theta}{(1 - \beta^2 n^2 \sin^2 \Theta)^3}. \quad (\text{П.3})$$

На основании (П.3) максимум интенсивности излучения должен был бы приходиться на  $\Theta_{\max} = \pi/2$ , а при  $\beta n > 1$  «черенковский угол» составил бы  $\arcsin(1/\beta n)$ . Вот к каким странным результатам можно прийти, если не отказаться от общепринятой картины поля движущегося заряда, опирающейся на нековариантное понятие — сокращенную длину [15].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Джексон Дж. — Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965, с.512.
2. Гайтлер В. — Квантовая теория излучения. М.: ИИЛ, 1956, с.38.
3. Гинзбург В.Л., Франк И.М. — ЖЭТФ, 1946, 16, с.15.
4. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ Д2-94-177, Дубна, 1994.
5. Idem — ЭЧАЯ, 1991, 22, с.1129.
6. Черенков П.Д. — ДАН СССР, 1934, 8, с.451.
7. Lilienfeld J.E. — Z.Phys., 1919, 20, p.280.
8. Тамм И.Е. — Собрание научных трудов. М.: Наука, 1975, с.77.
9. Ружичка Я., Зрелов В.П. — Сообщение ОИЯИ Р1-92-233, Дубна, 1992; Ружичка Я. — Теоретические и экспериментальные исследования эффекта Вавилова — Черенкова. Докторская диссертация, ОИЯИ, Дубна, 1993.
10. Aitken D.K. et al. — Proc.Phys.Soc., 1963, 82, p.710.
11. Bodek A. et al. — Z.Phys. C, 1983, 18, p.741.
12. Беляков А.Н. и др. — ПТЭ, 1961, N1, с.32; Кобзев А.П., Франк И.М. — ЯФ, 1981, 34, с.125.
13. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ Д2-94-85, Дубна, 1994.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1988, с.129.
15. Strel'tsov V.N. — Hadronic J., 1994, 17, p.105.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 июня 1994 года.

Стрельцов В.Н.

Д2-94-244

Излучение, обусловленное «скоростной частью»  
электромагнитного поля движущегося заряда

Излучение Черенкова, переходное излучение и излучение в газе ниже черенковского порога рассматриваются как разновидности одного явления. Это (нетормозное) излучение обусловлено «скоростной частью» электромагнитного поля релятивистского заряда. Направленность излучения вперед отражает соответствующую направленность поля (его запаздывающих напряженностей).

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод автора

Strel'tsov V.N.

Д2-94-244

The Radiation Conditioned by the «Velocity Part»  
of Electromagnetic Field of a Moving Charge

The Cherenkov radiation, the transition radiation and the radiation in gas below the Cherenkov threshold are considered as varieties of one phenomenon. This (nonbrake) radiation is conditioned by the «velocity part» of the electromagnetic field of a relativistic charge. The forward direction of the radiation reflects the corresponding direction of the field (its retarded strengths).

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies,  
JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994