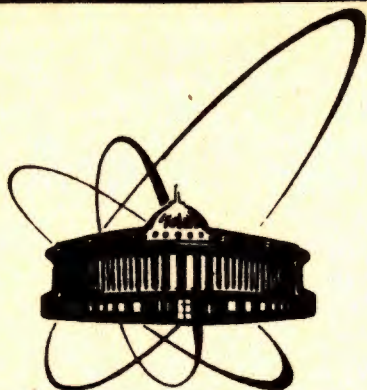


92-237



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-92-237

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

ОПТИЧЕСКОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ
В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ И ЕГО СВЯЗЬ
С ИЗЛУЧЕНИЕМ ВАВИЛОВА — ЧЕРЕНКОВА

Направлено в «Чехословацкий физический журнал»

1992

1. ВВЕДЕНИЕ

Вычисление полного числа световых квантов оптического тормозного излучения (ОТИ), испускаемого заряженной частицей, движущейся в прозрачной среде со скоростью выше порога возникновения излучения Вавилова — Черенкова (ИВЧ), представляет трудность в связи с обращением в ноль так называемой «черенковской скобки» $(1 - \beta n \cos \theta)$ в знаменателе соответствующих формул. Так, например, в [1] при сравнении интенсивностей ОТИ и ИВЧ использовалась следующая формула для углового распределения числа фотонов ОТИ $N_{n \neq 1}^{\text{Торм}}$ (справедливая в области малых изменений скорости частицы $\Delta \beta$):

$$dN_{n \neq 1}^{\text{Торм}} = \frac{\alpha n}{4\pi^2} \frac{(\Delta \beta)^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^4} \frac{d\omega}{\omega} d\Omega, \quad (1)$$

где α — постоянная тонкой структуры, n — коэффициент преломления среды, ω — круговая частота испускаемого излучения, θ — угол наблюдения излучения, $d\Omega$ — элемент пространственного угла. Для получения полного числа тормозных квантов $N_{n \neq 1}^{\text{Торм}}$ в соответствии с (1) из углового распределения тормозного излучения необходимо было исключить область углов, прилегающих к характерному черенковскому углу $\theta_{\text{Ch}} = \arccos \frac{1}{\beta n}$, определенную довольно произвольным образом из-за отсутствия четких критериев.

В [2] при рассмотрении движения частицы в неограниченной прозрачной среде и наличия скачка в ее скорости делается заключение о том, что для скоростей $\beta n > 1$ формула для интенсивности излучения, испускаемого частицей, сводится к известному выражению Тамма — Франка для ИВЧ, возникающего независимо на двух участках траектории (до и после скачка):

$$dN = \frac{\alpha 2vT}{c} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 \epsilon} \right) d\omega, \quad (2)$$

где v — скорость частицы, c — скорость света в вакууме, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, $2T$ — время пролета частицы в среде.

Таким образом, при $T \rightarrow \infty$ все излучение полностью сводится к ИВЧ, а тормозным излучением, возникшим в результате ускорения заряда в момент скачка скорости частицы, можно пренебречь.

Франк [3] при рассмотрении излучения при равномерном движении заряда по ограниченной траектории и наличии скачка в скорости сделал попытку формального разделения тормозного излучения и ИВЧ путем исключения интервала углов $\Delta\theta$, примыкающего к характерному черенковскому углу:

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{R}}, \quad (3)$$

где λ — длина волны наблюдаемого излучения, R — расстояние от частицы до точки наблюдения излучения. Однако оба эти излучения в данном случае, по его мнению, строго говоря, неразделимы, так как вблизи черенковского угла одно излучение плавно переходит в другое. Аналогичное высказывание содержится и в работе [4].

Такая ситуация представляется нам весьма странной, поскольку принято считать, что ОТИ и ИВЧ весьма различны по таким своим свойствам, как спектральное распределение энергии, полная интенсивность излучения, зависимость интенсивности излучения от массы частицы, наличие порога, направленность, зависимость угла максимальной интенсивности от энергии частицы и др. (см. [1]). Кроме этого, оба излучения имеют и одно принципиальное различие: тормозное излучение испускается всякий раз, когда частица испытывает ускорение, а излучение Вавилова — Черенкова может испускаться лишь при ее равномерном движении. Так почему же возникают такие трудности с разделением столь различных излучений?

В 1939 г. Тамм [5] рассмотрел следующую задачу: частица, находящаяся в прозрачной среде, из состояния покоя мгновенно ускоряется до скорости v , затем движется равномерно с этой скоростью в течение конечного промежутка времени $2T$ и в конце своего пути $l = 2vT$ мгновенно тормозится до скорости $v = 0$. Реально такая задача может быть представлена, например, как процесс β^+ -распада, происходящий в прозрачной среде (мгновенный старт), с последующей аннигиляцией позитрона (мгновенная остановка) или как процесс β^- -распада с последующим захватом электрона ядром. Излучение, возникающее в указанном выше процессе, согласно работе Тамма [5] описывается формулой:

$$W = \frac{2e^2\beta^2}{\pi c} \int nJ(\omega) d\omega, \quad J(\omega) = \int_0^\pi q^2(\omega) \sin^3\theta d\theta, \quad (4)$$

$$q = \frac{\sin[\omega t_0(1 - \beta n \cos\theta)]}{1 - \beta n \cos\theta},$$

где W — полная энергия, излученная зарядом на пути $l = 2vt_0$. Формулой (4) обычно пользуются при вычислении интенсивности ИВЧ, испускаемого частицей в радиаторах конечной длины (см. работы [6—9]).

В работе [10] нами была подробно проанализирована формула (4) и было показано, что все излучение, описываемое этой формулой, может быть представлено как результат интерференции двух тормозных излучений, испущенных зарядом при его мгновенном старте и мгновенном торможении, введенных в постановке задачи. Согласно [10] угловое распределение числа фотонов $N_{n \neq 1}^{Тамм}$ можно записать в виде:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega d\lambda} = 4 \left(\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Торм}}{d\Omega d\lambda} \right) \cos^2 \delta, \quad \text{или} \quad (5)$$

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{\alpha n l^2}{\lambda^3} \sin^2 \theta \left(\frac{\sin X}{X} \right)^2, \quad \text{где}$$

$$\delta = X + \varphi/2; \quad X = \frac{\pi l}{\beta \lambda} (1 - \beta n \cos \theta),$$

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Торм}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{\alpha n \beta^2}{4\pi^2 \lambda} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^2}. \quad (6)$$

В формулах (5), (6) введены следующие обозначения: $\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Торм}}{d\Omega d\lambda}$ — угло-

вое распределение квантов тормозного излучения, испускаемого частицей при мгновенном ускорении из состояния покоя до скорости v (или при ее мгновенном торможении от скорости v до скорости $v = 0$); δ есть полная разность фаз обоих интерферирующих излучений; X — разность фаз, возникающая вследствие разности хода обоих излучений; φ — первоначальная разность фаз (в нашем случае $\varphi = \pi$ из-за разных знаков ускорений в начале и в конце пути частицы); v — постоянная скорость частицы между моментами мгновенного старта и мгновенной остановки; l — длина пути, пройденного частицей с постоянной скоростью; λ — длина волны испускаемого излучения; α — постоянная тонкой структуры; n — коэффициент преломления среды; $d\Omega$ — элемент телесного угла.

Таким образом, как это следует из работы [10], частица при своем движении с постоянной скоростью не излучает. Постоянная скорость влияет лишь через фазу на интенсивность результирующего излучения.

В связи с работой [10] нам представляется интересным провести также подобный анализ классической формулы для ОТИ и исследовать его связь с ИВЧ. Этому анализу посвящена данная работа.

2. АНАЛИЗ КЛАССИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ

Формула для углового распределения интенсивности излучения частицы, движущейся по закону, представленному на рис.1 (частица в момент времени $t_1 = -T$ из состояния покоя мгновенно ускоряется до скорости v_1 , в момент времени $t_2 = 0$ мгновенно меняет свою скорость с v_1 на v_2 и в конце своего пути l в момент времени $t_3 = +T$ мгновенно тормозится до скорости $v_2 = 0$), с учетом диэлектрических свойств среды была впервые получена в работе Газазяна и др. [11]:

$$dN^{\Gamma\alpha\omega} = \frac{\sqrt{\epsilon} \mu^{3/2} e^2}{4\hbar c^3 \pi^2} \omega d\omega \left\{ |\vec{n}, \vec{v}_1| \frac{\sin^2 \left[\frac{(\omega - \vec{k} \vec{v}_1) T}{2} \right]}{\left(\frac{\omega - \vec{k} \vec{v}_1}{2} \right)^2} + \right. \\ \left. + |\vec{n}, \vec{v}_2| \frac{\sin^2 \left[\frac{(\omega - \vec{k} \vec{v}_2) T}{2} \right]}{\left(\frac{\omega - \vec{k} \vec{v}_2}{2} \right)^2} + 2 |\vec{n}, \vec{v}_1| |\vec{n}, \vec{v}_2| \frac{\sin \left[\frac{(\omega - \vec{k} \vec{v}_1) T}{2} \right]}{\left(\frac{\omega - \vec{k} \vec{v}_1}{2} \right)} \times \right. \\ \left. \times \frac{\sin \left[\frac{(\omega - \vec{k} \vec{v}_2) T}{2} \right]}{\left(\frac{\omega - \vec{k} \vec{v}_2}{2} \right)} \cdot \cos \left[\frac{[(\omega - \vec{k} \vec{v}_1) + (\omega - \vec{k} \vec{v}_2)] T}{2} \right] \right\} d\Omega, \quad (7)$$

где $\vec{k} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} \vec{n}$, $2T$ — время пролета частицы в среде.

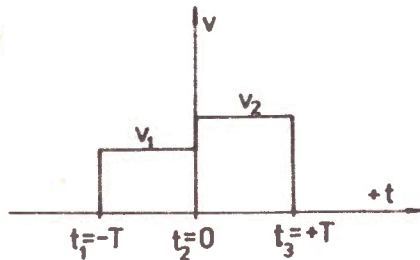


Рис.1. Закон движения в прозрачной среде частицы, испытавшей один акт мгновенного изменения скорости, использованный при выводе формулы для ОТИ

Рассмотрим два частных случая формулы (7):

а) частица в момент времени $t_2 = 0$ не меняет направления своего движения и происходит лишь изменение скачком абсолютного значения ее скорости с $|\vec{v}_1|$ на $|\vec{v}_2|$. Тогда формулу (7) можно записать в виде ($\mu = 1$):

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{\Gamma\alpha\omega}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{2\lambda} \right)^2 \times \\ \times \sin^2 \theta \left\{ \frac{\sin^2 X_1}{X_1^2} + \frac{\sin^2 X_2}{X_2^2} + \frac{2 \sin X_1 \sin X_2}{X_1 X_2} \cos(X_1 + X_2) \right\}, \quad (8)$$

где $X_1 = \frac{\pi l}{2\beta_1 \lambda} (1 - \beta_1 n \cos \theta)$; $X_2 = \frac{\pi l}{2\beta_2 \lambda} (1 - \beta_2 n \cos \theta)$;

б) частица в момент времени $t_2 = 0$ мгновенно меняет направление своего движения, но сохраняет при этом неизменным абсолютное значение вектора скорости ($|\vec{v}_1| = |\vec{v}_2| = |\vec{v}|$). Тогда

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{\Gamma\alpha\omega}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{2\lambda} \right)^2 \left\{ \left(\frac{\sin \theta_1 \sin X_1}{X_1} \right)^2 + \left(\frac{\sin \theta_2 \sin X_2}{X_2} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{2 \sin \theta_1 \sin X_1 \sin \theta_2 \sin X_2}{X_1 X_2} \cos(X_1 + X_2) \right\}, \quad (9)$$

где $X_1 = \frac{\pi l}{2\beta \lambda} (1 - \beta n \cos \theta_1)$; $X_2 = \frac{\pi l}{2\beta \lambda} (1 - \beta n \cos \theta_2)$; θ_1 и θ_2 — углы между направлением вылета фотона и скоростями \vec{v}_1 и \vec{v}_2 соответственно, $\beta = v/c$.

Сравним теперь формулы (8) и (9) с формулой для результирующей интенсивности I двух интерферирующих волн с неравными амплитудами a_1, a_2 (см. [12]):

$$I \approx A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \delta, \quad (10)$$

где δ — соответствующая разность фаз.

Мы видим, что обе формулы (8) и (9) можно представить как результат интерференции двух волн различных амплитуд a_1 и a_2 ($a_1 \approx \frac{\sin X_1}{X_1}$ и $a_2 \approx \frac{\sin X_2}{X_2}$) со взаимной разностью фаз $\delta = X_1 + X_2$.

Чтобы дать точные выражения для угловых распределений обоих интерферирующих излучений, получим поочередно пределы формулы (8) при $\beta_2 \rightarrow 0$ и $\beta_1 \rightarrow 0$. В первом случае ($\beta_2 \rightarrow 0$) имеем:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{(1)}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{2\lambda}\right)^2 \sin^2 \theta \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi l (1 - \beta_1 n \cos \theta)}{2\lambda \beta_1} \right)}{\left(\frac{\pi l (1 - \beta_1 n \cos \theta)}{2\lambda \beta_1} \right)^2}, \quad (11)$$

а во втором:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{(2)}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{2\lambda}\right)^2 \sin^2 \theta \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi l (1 - \beta_2 n \cos \theta)}{2\lambda \beta_2} \right)}{\left(\frac{\pi l (1 - \beta_2 n \cos \theta)}{2\lambda \beta_2} \right)^2}. \quad (12)$$

Формулы (11) и (12), как это и должно быть, совпадают с формулой Тамма (4), записанной в новой записи (5), описывающей угловое распределение интенсивности излучения частицы, движущейся со скоростями $\beta_{1,2}$ на пути, равном $l/2$.

Таким образом, формулу (8) можно интерпретировать как результат интерференции двух излучений различных амплитуд, возникающих на первой и второй половине пути частицы, угловое распределение каждого из которых описано своей формулой Тамма. Взаимная разность фаз обоих интерферирующих излучений при этом равна

$$\delta = \frac{\pi l}{2\beta_1 \lambda} (1 - \beta_1 n \cos \theta) + \frac{\pi l}{2\beta_2 \lambda} (1 - \beta_2 n \cos \theta). \quad (13)$$

На рис.2 представлен расчет по формуле (8) для случая движения частицы в среде, когда обе скорости β_1 и β_2 выше порога возникновения ИВЧ ($\beta_1 n > 1$; $\beta_2 n > 1$). В угловом распределении излучения на углах $\theta_{1,4} = \arccos 1/\beta_1 n$ и $\theta_{2,4} = \arccos 1/\beta_2 n$ отчетливо видны главные максимумы, вблизи которых можно различить и несколько максимумов высших порядков первичных излучений, возникающих на первой и второй половинах пути и описываемых соответствующими формулами Тамма. Такое четкое выделение обоих главных максимумов возможно лишь благодаря относительно большой разнице в скоростях β_1 и β_2 , вследствие чего взаимная разность фаз интерферирующих излучений $\delta \gg \pi$. В случае, когда обе скорости мало отличаются друг от друга ($\delta < \pi$), интерференция обоих излу-

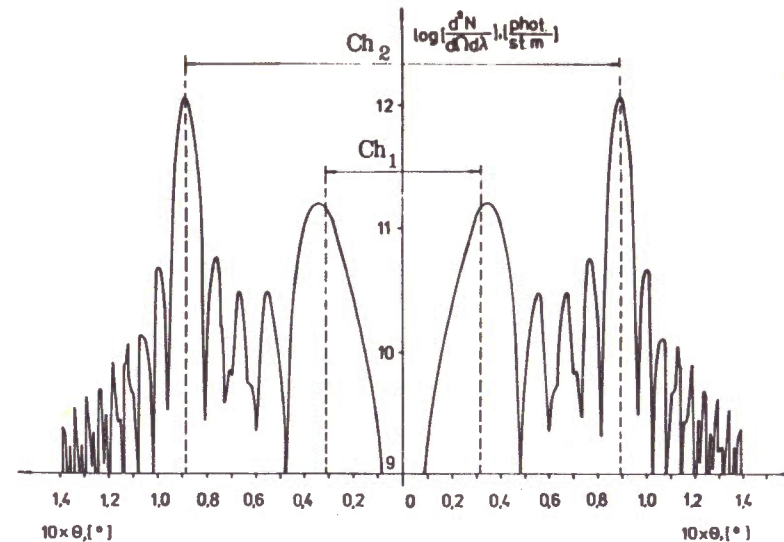


Рис.2. Угловое распределение излучения, возникающего при движении заряженной частицы в прозрачной среде по закону, приведенному на рис.1. Обе скорости частицы

($\beta_1 = \frac{v_1}{c}$, $\beta_2 = \frac{v_2}{c}$) превышают пороговую скорость возникновения ИВЧ: $\beta_1 = 0,99999395$; $\beta_2 = 0,9999950$; $\Delta\beta = 5,25 \cdot 10^{-7}$; n (воздух) = 1,0000062; $\lambda = 400$ нм; $l = 4$ м

чений приводит к смешиванию главных максимумов и между ними возникает один общий центральный максимум (см. рис.3).

В предельном случае $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ (т.е. когда нет скачка в скорости) возникает излучение, угловое распределение которого описывается формулой Тамма, но для полного пути частицы l . Действительно, при $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ из (8) получаем:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{I\alpha}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \sin^2 \theta \frac{\sin^2 X}{X^2}, \quad (14)$$

где

$$X = \frac{\pi l}{\beta \lambda} (1 - \beta n \cos \theta),$$

т.е.

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{I\alpha}}{d\Omega d\lambda} \equiv \frac{d^2 N_{n \neq 1}^{T\alpha, m}}{d\Omega d\lambda}.$$

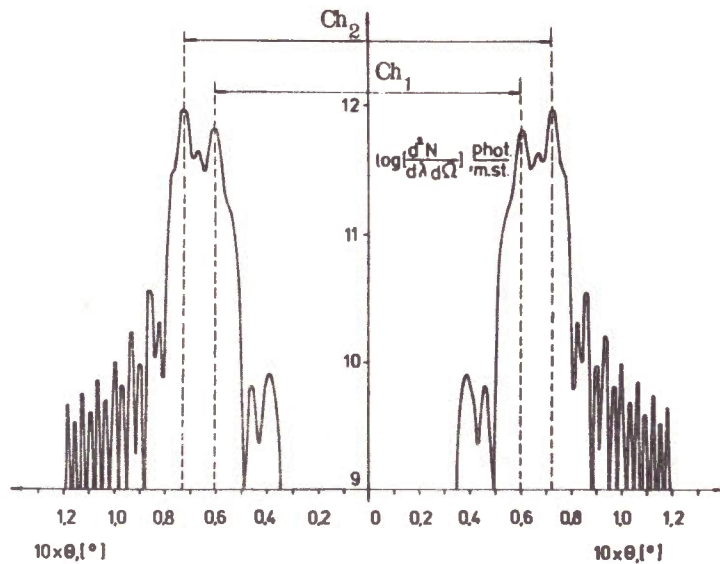


Рис.3. То же, что и на рис.2, но для $\Delta\beta = 1,317 \cdot 10^{-7}$

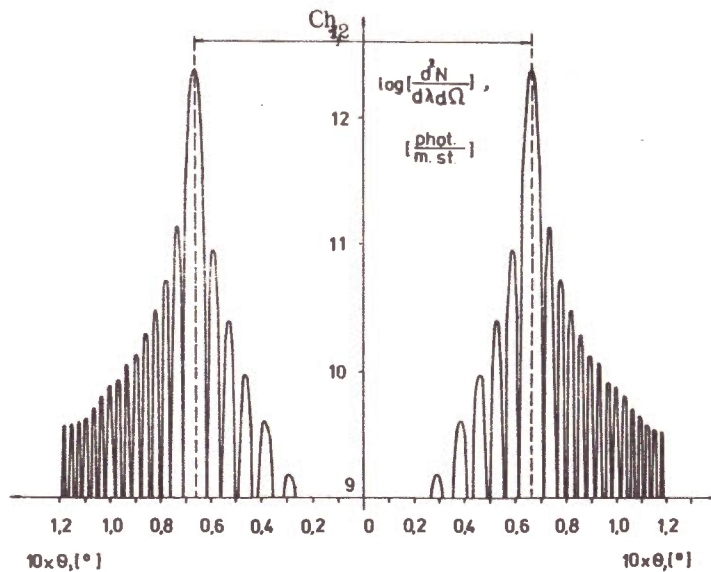


Рис.4. То же, что и на рис.2, для $\Delta\beta = 0$. Угловое распределение совпадает с угловым распределением, рассчитанным по формуле Тамма (5)

Расчет по формуле (8) для случая $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ представлен на рис.4.

Угловые распределения излучения, рассчитанные по формуле (9) для случая (б) (частица мгновенно меняет направление своего движения), представлены на рис.5—7. Система координат при расчетах выбрана так, что ось Z совпадает с биссектрисой угла между скоростями \vec{v}_1 и \vec{v}_2 . Тогда $\theta_1 = \theta - \Delta\theta$ и $\theta_2 = \theta + \Delta\theta$, где $\Delta\theta = (\angle \vec{v}_1 \vec{v}_2)/2$. На рис.5 представлены результаты расчета углового распределения излучения, возникающего при мгновенном отклонении частицы на угол $\Delta\theta > \theta_{Ch}$, где $\theta_{Ch} = \arccos 1/\beta n$ (конусы ИВЧ не пересекаются). На рис.6 представлен случай пересечения конусов ИВЧ, однако главные максимумы в рассматриваемой плоскости еще находятся далеко друг от друга и поэтому они не смешиваются. На рис.7 представлено угловое распределение излучения, возникающего при отклонении частицы на небольшой угол $\Delta\theta$ (по сравнению с шириной главных максимумов), когда уже происходит смешивание главных интерференционных максимумов. Так же, как и на рис.3, видно, что между главными максимумами возникает один общий центральный максимум. При $\Delta\theta = 0$ угловое распределение совпадает с угловым распределением, представленным на рис.4, т.е. оно полностью определяется формулой Тамма (5) для длины пути частицы, равной l .

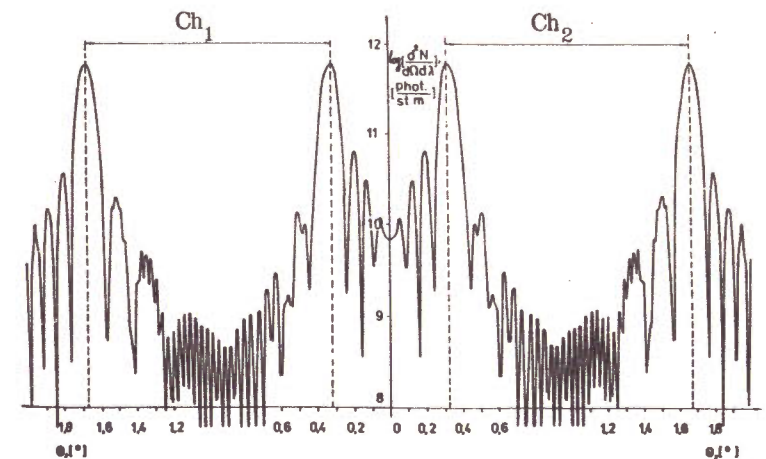


Рис.5. Рассчитанное по формуле (9) угловое распределение излучения, возникающего при мгновенном изменении направления движения частицы: $\beta = 0,999994475$, $n = 1,0000062$, $l/\lambda = 5 \cdot 10^6$, $\lambda = 400$ нм, $\Delta\theta = 0,1^\circ$, $\Delta\theta > \theta_{Ch}$, где $\theta_{Ch} = \arccos 1/\beta n$ (конусы ИВЧ не пересекаются)

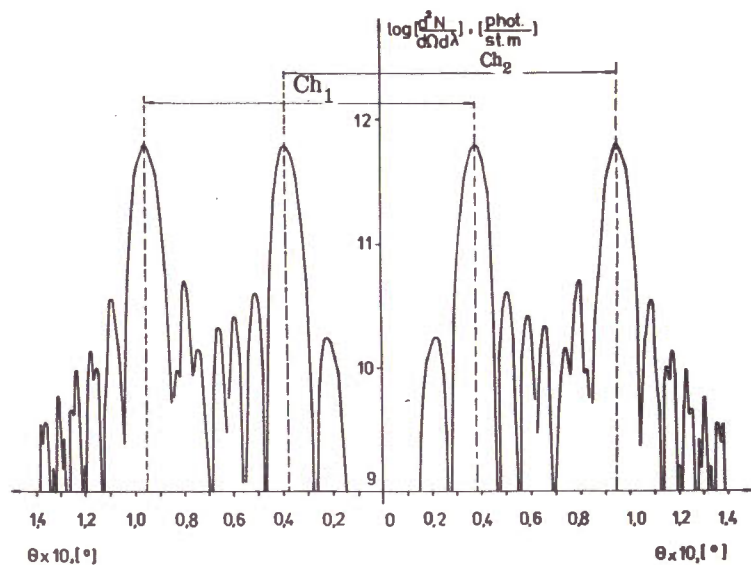


Рис.6. То же, что и на рис.5, но для $\Delta\theta = 2,87 \cdot 10^{-2}^\circ$ (конусы ИВЧ пересекаются)

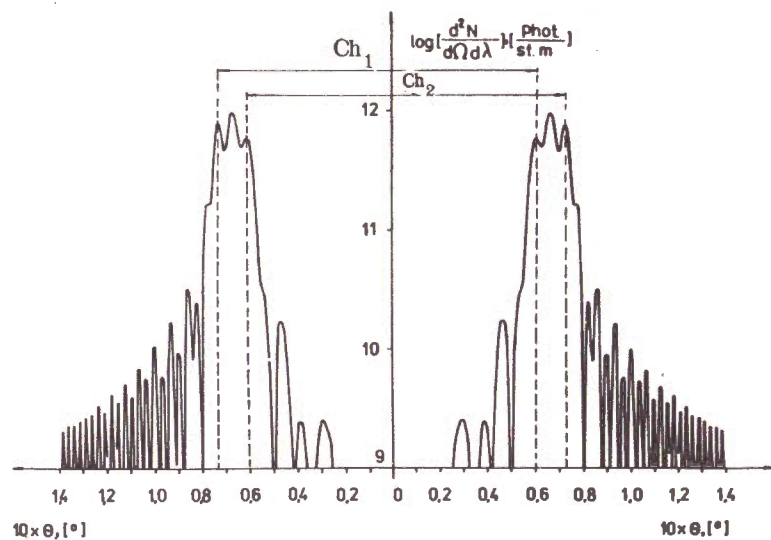


Рис.7. То же, что и на рис.5, но для малого угла отклонения частицы $\Delta\theta = 5 \cdot 10^{-3}^\circ$ (сравнимого с угловой шириной главных максимумов)

В случае, когда $l \rightarrow \infty$ и $\beta_{1,2} n > 1$, как это было правильно замечено в работе [11], формула (7) сводится к выражению для ИВЧ, возникающего независимо на двух полубесконечных участках траектории частицы. Мы показали теперь, что в общем случае (любые l и любые βn) формула (7) сводится к двум формулам Тамма, описывающим излучения на первой и на второй половинах пути, но не взаимно независимые, а интерферирующие. При $l \rightarrow \infty$ интерференцией обоих первичных излучений можно пренебречь, и полная интенсивность излучения сводится тогда к простой сумме интенсивностей излучений, возникающих на первой и на второй половинах пути (т.е. оба излучения можно в случае $l \rightarrow \infty$ считать независимыми).

3. ПРИБЛИЖЕНИЕ МГНОВЕННЫХ УСКОРЕНИЙ

Как указано выше, в работе [6] формула Тамма полностью объясняется как результат интерференции двух тормозных излучений, возникших при мгновенном старте частицы в начале пути и при ее мгновенной остановке в конце пути. Учитывая изложенное в п.2, формулу Газазяна и др. (7) можно интерпретировать как результат интерференции четырех тормозных излучений, возникших при ускорениях, имеющих место в постановке данной задачи:

1) излучения, возникшего в момент времени $t_1 = -T$ при мгновенном старте частицы со скоростью \vec{v}_1 (см. рис.1):

$$dN_{\vec{v}_1}^{сmapm} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\Omega d\omega \left(-\frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} \right)^2; \quad (15)$$

2) излучения, возникшего в момент времени $t_2 = 0$ при мгновенном торможении частицы от скорости \vec{v}_1 до $\vec{v}_1 = 0$:

$$dN_{\vec{v}_1}^{осм.} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\omega d\Omega \left(\frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} \right)^2; \quad (16)$$

3) излучения, возникшего в тот же момент времени $t_2 = 0$ при мгновенном старте частицы, но с другой скоростью \vec{v}_2 :

$$dN_{\vec{v}_2}^{сmapm} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\omega d\Omega \left(-\frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2; \quad (17)$$

4) излучения, возникшего в момент времени $t_3 = +T$ при мгновенном торможении частицы от скорости \vec{v}_2 до скорости $\vec{v}_2 = 0$:

$$dN_{\vec{v}_2}^{осм.} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\omega d\Omega \left(\frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2. \quad (18)$$

Присутствие всех четырех мгновенных тормозных излучений (15) — (18) в формуле (7) можно наглядно продемонстрировать путем стремления $T \rightarrow \infty$, когда интерференция удаленных первичных излучений исчезает. Как было показано в работе [11], при $T \rightarrow \infty$ формула (7) принимает вид:

$$dN^{\Gamma\alpha\beta} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\omega d\Omega \left(\frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} \right)^2 + \\ + \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\omega d\Omega \left(\frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} - \frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2 + \\ + \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\omega d\Omega \left(\frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2. \quad (19)$$

Как видим, в формуле (19) первый и третий члены соответствуют излучению, испущенному при мгновенном старте частицы со скоростью \vec{v}_1 в начале пути (см. формулу (16)) и при ее торможении от скорости \vec{v}_2 до состояния покоя в конце пути (см. формулу (18)). В работе [11] излучение, описанное первым и третьим членами формулы (19), называется излучением при «остановках». Именно эти два тормозных излучения из-за большой удаленности точек их испускания не интерферируют и поэтому в результирующем излучении (19) их интенсивности присутствуют в виде простых слагаемых.

Второй член формулы (19) описывает излучение, возникающее при мгновенном изменении скорости частицы с \vec{v}_1 на \vec{v}_2 .

Этот член можно интерпретировать как результат интерференции излучения, испущенного при мгновенном торможении частицы, двигавшейся со скоростью \vec{v}_1 , и излучения, возникшего в тот же момент времени при мгновенном старте частицы, но уже с другой скоростью \vec{v}_2 . При движении частицы в вакууме в случае, когда имеет место мгновенное изменение скорости, как это было показано в [13], амплитуда результирующего излучения равна алгебраической сумме амплитуд при мгновенной остановке частицы с последующим мгновенным вылетом в другом направлении, т.е. имеет место суммирование амплитуд первичных излучений, а не их интенсивностей.

Полную же формулу Газазяна и др. (7) с помощью приведенных выше четырех мгновенных тормозных излучений $\left(d^2 N_{n \neq 1}^{Торм.} / d\Omega d\lambda \right)$ можно записать тогда в виде:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{\Gamma\alpha\beta}}{d\Omega d\lambda} = \left\{ \left[4 \left(\frac{d^2 N_1^{Торм.}}{d\Omega d\lambda} \right) \sin^2 X_1 \right] + \left[4 \left(\frac{d^2 N_2^{Торм.}}{d\Omega d\lambda} \right) \sin^2 X_2 \right] + \right. \\ \left. + 2 \left[4 \left(\frac{d^2 N_1^{Торм.}}{d\Omega d\lambda} \right) \sin^2 X_1 \right]^{1/2} \left[4 \left(\frac{d^2 N_2^{Торм.}}{d\Omega d\lambda} \right) \sin^2 X_2 \right]^{1/2} \cos(X_1 + X_2) \right\}, \quad (20)$$

где

$$\frac{d^2 N_1^{Торм.}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{\alpha \beta_1^2 n}{4\pi^2 \lambda} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta_1 n \cos \theta)^2}; \quad X_1 = \frac{\pi l}{2\beta_1 \lambda} (1 - \beta_1 n \cos \theta); \\ \frac{d^2 N_2^{Торм.}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{\alpha \beta_2^2 n}{4\pi^2 \lambda} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta_2 n \cos \theta)^2}; \quad X_2 = \frac{\pi l}{2\beta_2 \lambda} (1 - \beta_2 n \cos \theta).$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для вычисления интенсивности тормозного излучения мягких квантов, испускаемых частицей при ее движении в прозрачной среде, обычно пользуются формулой Газазяна и др. (19), причем из нее исключаются первый и третий члены, связанные с тормозным излучением, испущенным в начале и в конце траектории. Формула для углового распределения числа фотонов ОТИ в этом случае принимает вид:

$$\left(\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Торм.}}{d\Omega d\lambda} \right) = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} \left(\frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} - \frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2. \quad (21)$$

Как показано в настоящей работе, исключение тормозных излучений, связанных с концами траектории частицы, возможно лишь в случае, когда длина пути частицы бесконечна ($l \rightarrow \infty$) и когда ее скорость не превышает порог возникновения ИВЧ ($\beta n < 1$). В случае же конечной траектории частицы, при $\beta n > 1$, отделение излучений, возникших в начале и в конце пути частицы, от излучения, возникшего при мгновенном изменении скорости частицы, становится принципиально невозможным. Тормозное излучение, испущенное на концах траектории частицы, интерферирует с тормозным излучением, возникшим при изменении скорости частицы с \vec{v}_1 на \vec{v}_2 , в результате чего излучение при $\beta n > 1$ вследствие такой интерференции приобретает черенковский характер: появляется главный интерференционный

максимум. Поэтому разделение общего углового распределения на излучения типа «черенковского» и типа «тормозного» всегда будет условным. Четкую границу между ИВЧ и ОТИ в этом случае определить нельзя.

Но в таком разделении, по нашему мнению, и нет никакой необходимости, поскольку все излучение, описанное полной формулой (7), как это видно из (20), возникает в результате интерференции одних только тормозных излучений. И если стоять на классической позиции, что ИВЧ — это особое излучение, возникающее при постоянной скорости частицы, то такого излучения в формуле для ОТИ Газазяна и др. (7) нет.

Авторы искренне благодарят проф. Б.М.Болотовского и проф.А.А.Тяпкина за полезные обсуждения данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зрелов В.П. — Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий, ч.1. М.: Атомиздат, 1968, с.87.
2. Тер-Микаелян М.Л. — Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд. АН Арм.ССР, 1969, с.135.
3. Франк И.М. — Излучение Вавилова — Черенкова. Вопросы теории. М.: Наука, 1988, с.70.
4. Болотовский Б.М. — Труды ФИАН, М., 1982, т.140, с.95.
5. Tamm I. — J. Phys., 1939, I, p.439.
6. Кобзев А.П., Кравчик А., Рутковский Е. — Препринт ОИЯИ Р14-87-534, Дубна, 1987.
7. Bodek A. et al. — Z. Phys. C, 1983, 18, p.289.
8. Aitken D.K. et al. — Proc. Phys. Soc., 1963, 82, p.710.
9. Zrelov V.P. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1983, 215, p.141.
10. Зрелов В.П., Ружичка Я. — Препринт ОИЯИ Р2-88-21, Дубна, 1988.
11. Газазян А.Д. и др. — Изв. АН Арм.ССР, 1963, XVI, 2, с.69.
12. Ландсберг Г.С. — Оптика. М.: Наука, 1976, с.66.
13. Бонч-Осмоловский А.Г. и др. — Препринт ОИЯИ Р2-83-157, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июня 1992 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д1,2-86-668	Труды 8 Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д3,4,17-86-747	Труды Международной школы по нейтринной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
Д2-87-798	Труды 8 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р.55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р.20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р.20 к.
Д17-88-681	Труды Международного совещания "Механизмы высокотемпературной сверхпроводимости". Дубна, 1988.	1 р.50 к.
Д13-88-938	Труды XIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1988.	4 р.30 к.
Р2-89-138	Труды семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1988.	1 р.10 к.
Д4-89-221	Труды рабочего совещания по разработке и созданию излучателя и детектора гравитационных волн. Дубна, 1988.	1 р.60 к.
Д9-89-52	Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1988 /2 тома/	14 р.35 к.
Д9-89-708	Труды II Международного совещания по циклотронам и их применению. Бехин, ЧССР, 1989.	4 р.00 к.
Д7-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986.	4 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р.10 к.