

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



12/11-77

P1 -10915

3-895

4888 / 2-77

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ
ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ОТ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ПРИ ИХ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ

III

1977

P1 -10915

В.П.Зрелов, Я.Ружичка*

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ
ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ОТ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ПРИ ИХ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ

III

* Университет им. Коменского, Братислава, ЧССР.

Зрелов В.П., Ружичка Я.

P1 - 10915

Некоторые особенности оптического переходного излучения от частиц высоких энергий при их наклонном падении

Получены формулы для расчёта переходного излучения (ПИ) при наклонном падении частиц на границу раздела сред с $\epsilon_1 \neq 1$ и $\epsilon_2 \neq 1$. Для широкого диапазона γ от 27,5 до $5,88 \cdot 10^4$ рассчитаны угловые характеристики оптического ПИ при падении частиц под углом $\Psi = 45^\circ$ на границу вакуум-никель. Показано, что ПИ "вперед" при высоких γ вытягивается в узкий конус с раствором $2\theta \sim 2/\gamma$ вдоль направления скорости частицы, а ПИ "назад" сосредоточивается в узкий конус с осью, являющейся зеркальным отражением β в плоскости раздела сред. Переходное излучение при таких γ состоит как бы из двух частей: первая - узконаправленная с интенсивностью $\sim \ln \gamma$ и вторая - с широким угловым распределением и интенсивностью, почти не зависящей от γ . ПИ в направлении осей конусов не достигает нуля.

В работе оценена также эффективность регистрации частиц в счётчиках Черенкова за счёт оптического ПИ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Zrellov V.P., Ruzicka J.

P1 - 10915

Some Peculiarities of the Optical Transition Radiation from High Energy Particles at an Inclined Incidence

The formulae have been obtained for calculation of the transition radiation (TR) at an incline incidence of particles onto the boundary between the media with $\epsilon_1 \neq 1$ and $\epsilon_2 \neq 1$. For a wide range of γ (from 27.5 to $5.88 \cdot 10^4$) the angular characteristics of the optical TR have been calculated for the case of particle incidence at an angle $\Psi = 45^\circ$ onto the nickel-vacuum boundary. It is shown that the "forward" TR at high γ extends in a narrow cone (having an opening angle $2\theta \sim 2/\gamma$) along the particle velocity direction, while the "backward" TR is concentrated in a narrow cone with an axis being a reflected image of β in a medium boundary plane. TR at such γ consists of two parts. The first one - a narrow-beam part with the intensity of $\sim \ln \gamma$, and the second part - with a wide angular distribution and the intensity nearly independent of γ . TR in the direction

The efficiency of the particle detection in Cherenkov counters owing to the optical TR has been estimated.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. Введение

В работе^{/1/} по формулам Пафомова^{/2/} были рассчитаны свойства оптического переходного излучения /ПИ/ при наклонном падении частиц на плоскую границу никель-вакуум для сравнительно низких энергий частиц $\gamma = 1,7/$.

При высоких γ и наклонном падении частиц особенности оптического переходного излучения следуют из теоретической работы Корхмазяна и Элбакяна^{/3/}, в которой, в частности, показано, что при выходе частицы из среды ПИ "вперед" сосредоточено в основном вдоль траектории частицы, а ПИ "назад" имеет острые максимумы в направлении, определяемом из законов геометрической оптики. С целью проверки и уточнения этих выводов в настоящей работе продолжены расчеты ПИ, начатые в работе^{/1/}, в область γ от 27,5 до $5,88 \cdot 10^4$, но при одном угле падения $\psi = 45^\circ$.

Для упрощения этих расчетов были получены формулы ПИ при наклонном падении частицы в системе, одна из осей которой совпадает с направлением скорости частицы. Формулы для углового и спектрального распределения ПИ при наклонном падении, как правило, приводятся для границы вакуум-среда. Однако в ряде случаев необходимо учитывать то обстоятельство, что ни одна из сред не является вакуумом. В связи с этим были получены соответствующие обобщенные формулы. Ввиду крайне низкой интенсивности оптического ПИ и слабой ее зависимости от $\gamma (-\ln \gamma)$, как уже отмечалось ранее в работе^{/4/}, вряд ли оптическое ПИ найдет применение в технике детектирования одиночных частиц. Однако ПИ может быть причиной фона в счетчиках Черенкова. Этот эффект также в этой работе оценивается.

II. Расчетные формулы

1. Обобщенные формулы для ПИ при наклонном падении частицы на границу раздела сред с $\epsilon_1 \neq 1$ и $\epsilon_2 \neq 1$.

Общее выражение для спектральной плотности энергии ПИ излучения и его углового распределения, записанное через тангенциальные составляющие полей излучения, в случае движения частицы со скоростью v в плоскости YOZ под углом ψ к оси Z имеет вид^{/5/}

$$\frac{d^2 I_{1,2}''(\vec{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{\pi^2 \omega^3 \epsilon_{1,2}}{c^2 \chi_{1,2}^3} \cos \theta_{1,2} |E_{1,2q} + \cos \phi E_{1,2y}|^2 \quad /1/$$

$$\frac{d^2 I_{1,2}^{\perp}(\vec{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{\pi^2 \omega \epsilon_{1,2}}{\chi_{1,2}} \cos \theta_{1,2} \sin^2 \phi |E_{1,2y}|^2 \quad /2/$$

где

$$E_{1,2q} = \frac{ieq \chi_{1,2}^2}{\pi^2 v_z (\epsilon_1 \chi_2 + \epsilon_2 \chi_1)} \left\{ \frac{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} + \frac{v_z}{\omega} \chi_{2,1}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2}} + \frac{-1 \pm \frac{v_z}{\omega} \chi_{2,1}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{2,1}} + \frac{k_y v_y}{\omega \chi_{1,2}} \left(\frac{\omega}{v_z} - \frac{k_y v_y}{v_z} + \chi_1 - \chi_2 \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2}} - \frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{2,1}} \right) \right\} \quad /3/$$

$$E_{1,2y} = \frac{ie v_y \omega X_{1,2} \left(\frac{\omega}{v_z} - \frac{k_y v_y}{v_z} + X_{2,1} \right)}{\pi^2 c^2 (X_1 + X_2)} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2}} - \frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{2,1}} \right). \quad /4/$$

В выражениях /3/ и /4/ приняты следующие обозначения: верхние знаки и первые индексы берутся при вычислении ПИ в первой среде с ϵ_1 /для излучения "назад"/, а нижние знаки и вторые индексы - при вычислении излучения в среде с ϵ_2 /т.е. для излучения "вперед"/; $k^2 = q^2 + k_z^2$, где $k_z = \frac{1}{v_z} (\omega - k_y v_y)$, а q - проекция волнового вектора испущенного фотона на плоскость раздела сред (ХОУ), равная $q_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{1,2}} \sin \theta_{1,2}$; $X_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2}$; $v_y = v \sin \psi$ и $v_z = v \cos \psi$ - составляющие скорости; $\cos \theta_x = \sin \theta_{1,2} \cos \phi$, $\cos \theta_y = \sin \theta_{1,2} \sin \phi$, $\cos \theta_z = \cos \theta_{1,2}$ - направляющие косинусы испущенного переходного кванта, причем углы θ_1 отсчитываются от отрицательного направления оси Z, а углы θ_2 - от положительного. Кроме этого, для излучений "назад" составляющая $v_y < 0$.

Для справок приведем некоторые выражения, входящие в формулы /3/ и /4/ и имеющие вид, например для излучения "вперед",

$$\frac{\pi^2 \omega^3 \epsilon_2^2 \cos \theta_2}{c^2 X_2^3} = \frac{\pi^2 c \sqrt{\epsilon_2}}{\cos^2 \theta_z}$$

$$\frac{ieq\chi_2^2}{\pi^2 v_z (\epsilon_1 \chi_2 + \epsilon_2 \chi_1)} = \frac{ie\omega^2 \epsilon_2 \sqrt{\epsilon_2} \sin \theta_z \cos^2 \theta_z}{\pi^2 c^2 v_z (\epsilon_1 \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_z + \epsilon_2 \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z)}$$

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 = \frac{\omega^2}{v_z^2} [(1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 (\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_z)],$$

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 = \frac{\omega^2}{v_z^2} [(1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_z],$$

$$\frac{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} + \frac{v_z}{\omega} \chi_1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2} + \frac{-1 - \frac{v_z}{\omega} \chi_1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1} =$$

$$= \frac{v_z^2 (\epsilon_2 - \epsilon_1) [\epsilon_2 \beta_z^3 \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z + \beta_z^2 (\epsilon_1 + \epsilon_2) - \beta_z^2 \epsilon_2 \sin^2 \theta_z - (1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y)^2]}{\epsilon_2 \omega^2 [(1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_z] [(1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 (\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_z)]}$$

$$\frac{\omega}{v_z} - \frac{k_y v_y}{v_z} + \chi_1 - \chi_2 = \frac{\omega}{v_z} [(1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y + \beta_z \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z - \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_z)]. \quad /5/$$

В результате подстановки выражений /5/ в /1/, /2/, /3/, /4/ получаются обобщенные формулы для ПИ, имеющие вид для излучения "вперед":

$$\frac{d^2 I_2}{d\Omega' d\omega} = \frac{e^2 \beta_z^2 \cos^2 \theta_z}{\pi^2 c \sin^2 \theta_z} \left| \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1) \epsilon_2^{3/4}}{(\epsilon_2 \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z + \epsilon_1 \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_z)} \right|^2 \times$$

$$\times \left| \frac{(1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y - \beta_z^2 \epsilon_2 - \beta_z \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z) \sin^2 \theta_z + \beta_y \beta_z \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z}{[(1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_z] [1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y - \beta_z \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z]} \right|,$$

/6/ *

$$\frac{d^2 I_2^1}{d\Omega' d\omega} = \frac{e^2 \beta_y^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_x \cos^2 \theta_z}{\pi^2 c \sin^2 \theta_z} \times$$

$$\times \left| \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1)^{3/4} \epsilon_2}{(\sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z + \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_z) [(1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_z]} \right| \times$$

$$\times \frac{1}{[1 - \beta_y \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_y - \beta_z \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_z]^2} \quad |,$$

/7/

где

$$d\Omega' = \sin \theta_{1,2} d\theta_{1,2} d\phi, \quad \beta_y = \beta \sin \psi, \quad \beta_z = \beta \cos \psi.$$

Для получения ПИ “назад” в формулах /6/ и /7/ составляющие скорости частицы β_y и β_z берутся со знаком минус и делается замена $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$ и $\epsilon_2 \rightarrow \epsilon_1$.

* Формула /6/ для I_2'' соответствует ПИ с электрическим вектором, лежащим в плоскости излучения /т.е. в плоскости, проходящей через нормаль к границе раздела сред в точке входа и направление испущенного фотона/, а формула /7/ для I_2^1 - ПИ с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости излучения.

При $\epsilon_2 = 1$ выражения /6/ и /7/ переходят в известные формулы Пафомова /2/, а при нерелятивистских скоростях $|\beta| \ll 1$ формула /6/ совпадает с формулой /14/ работы Пафомова /5/. При $\psi = 0$ выражение /6/ переходит в малоизвестную формулу Тер-Микаеляна /6/, которая, в свою очередь, при $\epsilon_2 = 1$ переходит в начальные формулы Гинзбурга-Франка /7/ и Гарибяна /8/.

2. Формулы для вычисления угловых распределений и полного числа фотонов ПИ

Для вычисления угловых распределений оптического переходного излучения в этой работе использовались формулы Пафомова /2/, имеющие вид

$$\frac{dW_{-}}{d\Omega d\lambda} = \frac{e^2}{\pi^2 \hbar c} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\beta_z^2 \cos^2 \theta_z |1 - \epsilon|^2}{[(1 - \beta_y \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]^2 \sin^2 \theta_z} \times$$

$$\times \left| \frac{(1 - \beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z} - \beta_z^2 - \beta_y \cos \theta_y) \sin^2 \theta_z + \beta_y \beta_z \cos \theta_y \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}}{(1 - \beta_y \cos \theta_y - \beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z})(\cos \theta_z + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z})} \right|^2, \quad /8/^{*}$$

$$\frac{d^2 W_{-}}{d\Omega d\lambda} = \frac{e^2}{\pi^2 \hbar c} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\beta_y^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_x \cos^2 \theta_z |1 - \epsilon|^2}{[(1 - \beta_y \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]^2 \sin^2 \theta_z} \times$$

$$\times \left| (1 - \beta_y \cos \theta_y - \beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z})(\cos \theta_z + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}) \right|^{-2}, \quad /9/$$

* В работе /17/ в формуле /2/ знаменатель первого множителя должен иметь вид $[(1 - \beta_y \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]$.

где W_{-}^{\parallel} - число фотонов ПИ, испущенных "вперед", т.е. при выходе из среды с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\lambda) = a(\lambda) + ib(\lambda)$ в вакуум. Остальные обозначения такие же, как и для формул /3/, /4/, /6/ и /7/. Для получения ПИ "назад" в /8/ и /9/ знаки β_y и β_z изменяются на обратные.

Однако в соответствии с выводами, сделанными в работе /3/ относительно особенностей пространственного распределения ПИ при больших γ , оказалось более удобным вести расчеты полного числа фотонов в системе координат $X'Y'Z'$ /рис. 1/, получающейся путем двойного поворота: первый - поворот системы XYZ на угол ψ относительно оси X /т.е. до совмещения оси Z с направлением скорости частицы/; второй - поворот системы $X'Y'Z'$ относительно оси Z' на угол 90° по часовой стрелке. При этом граница раздела сред и направление вектора скорости остаются неизменными в системе XYZ .

В новой системе координат формулы /8/ и /9/ записываются в виде

$$\frac{d^2 W_{-}^{\parallel}}{d\Omega' d\lambda} = \frac{e^2}{\pi^2 \hbar c} \cdot \frac{1}{\lambda} \frac{\beta_z^2 \eta_3^2 |1 - \epsilon|^2 D(\xi, \chi, \psi)}{[(1 - \beta_y \eta_2)^2 - \beta_z^2 \eta_3^2]^2 (1 - \eta_3^2)} \times$$

$$\times \left| \frac{(1 - \beta_z \sigma - \beta_z^2 - \beta_z \eta_2)(1 - \eta_3^2) + \beta_y \beta_z \eta_2 \sigma}{(1 - \beta_y \eta_2 - \beta_z \sigma)(\epsilon \eta_3 + \sigma)} \right|^2, \quad /10/$$

$$\frac{d^2 W_{-}^{\perp}}{d\Omega' d\lambda} = \frac{e^2}{\pi^2 \hbar c} \cdot \frac{1}{\lambda} \frac{\beta_y^2 \beta_z^4 \eta_1^2 \eta_3^2 |1 - \epsilon|^2 D(\xi, \chi, \psi)}{[(1 - \beta_y \eta_2)^2 - \beta_z^2 \eta_3^2]^2 (1 - \eta_3^2)}$$

$$\times |(1 - \beta_y \eta_2 - \beta_z \sigma)(\eta_3 + \sigma)|^{-2}, \quad /11/$$

где

$$\eta_1 = \sin \xi \sin \chi ; \quad \eta_2 = \cos \xi \sin \psi - \sin \xi \cos \chi \cos \psi ;$$

$$\eta_3 = \sin \xi \cos \chi \sin \psi + \cos \xi \cos \psi ; \quad \sigma = \sqrt{\epsilon - 1 + \eta_3^2} ;$$

$$d\Omega' = \sin \xi d\xi d\chi ;$$

λ - длина волны кванта ПИ, а якобиан

$$D(\xi, \chi, \psi) = \frac{(\cos \psi - \eta_3 \cos \xi)^2 + \sin \xi \sin^2 \chi \sin^2 \psi}{\sin \xi (\eta_1^2 + \eta_2^2) \sqrt{1 - \eta_3^2}} . \quad /12/$$

Формулы /10/, /11/ и /12/ справедливы при $\xi \neq 0$. При $\psi + \xi > 90^\circ$ якобиан /12/ меняет знак.

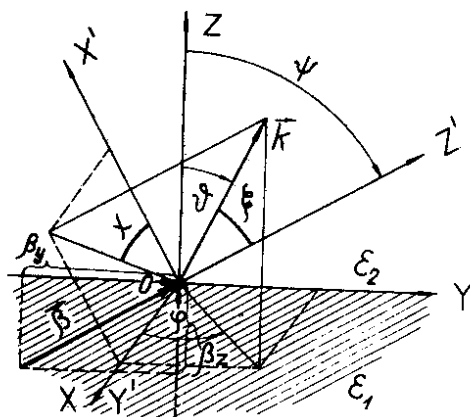


Рис. 1. Координатная система, в которой рассматривается переходное излучение для случая наклонного падения.

III. Результаты расчетов

На рис. 2-8 приведены угловые распределения фотонов ПИ в плоскости падения / $\phi = 90^\circ$ /, просуммированные по обеим поляризациям, т.е. $d(W_{\pm}^{\parallel} + W_{\pm}^{\perp})$, которые рас-

считаны по формулам /8/ и /9/ для угла наклона $\psi = 45^\circ$, границы вакуум-никель и значений энергий электронов и протонов, приведенных в табл. 1.

Таблица 1

Энергия протонов, ГэВ	70	400	1000				
Энергия электронов, ГэВ	0,0135			2,5	6	30	
лоренц-фактор	27,5	75,6	427,3	1066,9	4903	$1,17 \cdot 10^4$	$5,88 \cdot 10^4$

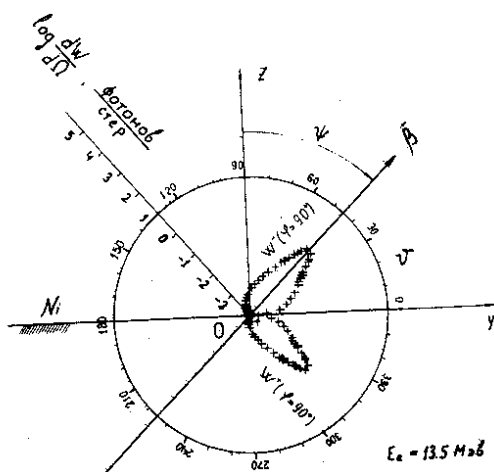


Рис. 2. Угловое распределение ПИ "вперед" и "назад" при $\psi = 45^\circ$ в плоскости падения / $\phi = 90^\circ$ / для $\gamma = 27,5$ /электроны с энергией 13,5 МэВ/.

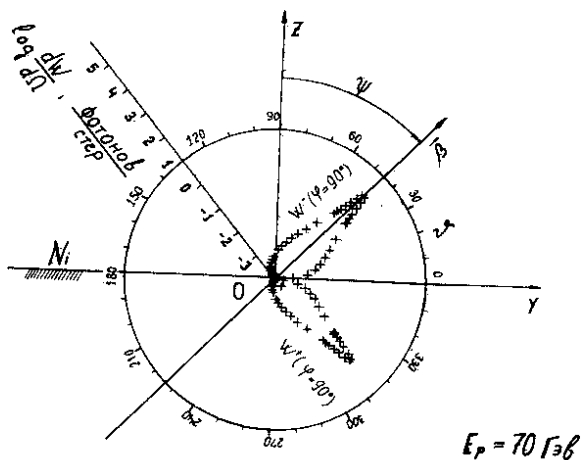


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при $\gamma = 75,6$ /протоны с энергией 70 ГэВ/.

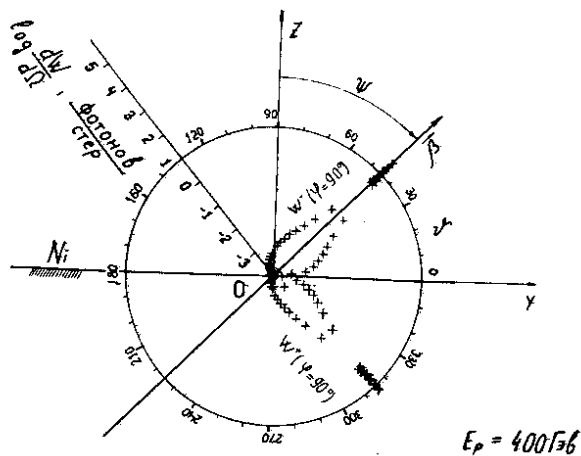


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но при $\gamma = 427,3$ /протоны с энергией 400 ГэВ/.

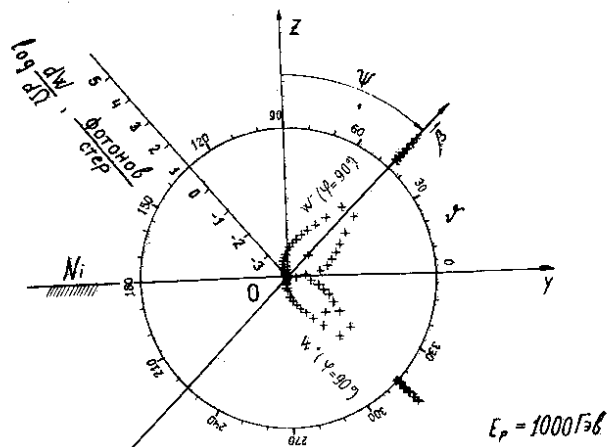


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, но при $\gamma = 1006,9$ /протоны с энергией 1000 ГэВ/.

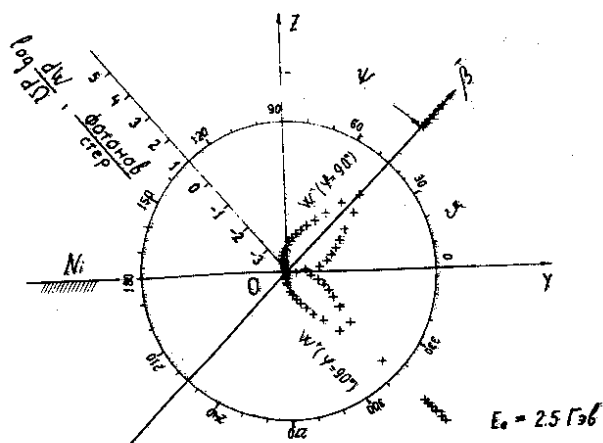


Рис. 6. То же, что и на рис. 2, но при $\gamma = 4903$ /электроны с энергией 2,5 ГэВ/.

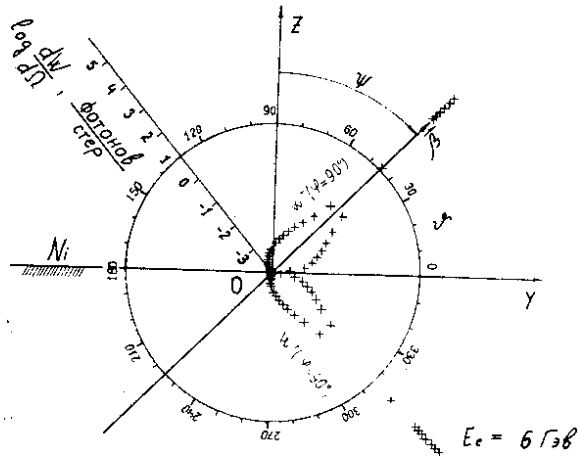


Рис. 7. То же, что и на рис. 2, но при $\gamma = 1,17 \cdot 10^4$ /электроны с энергией 6 ГэВ/.

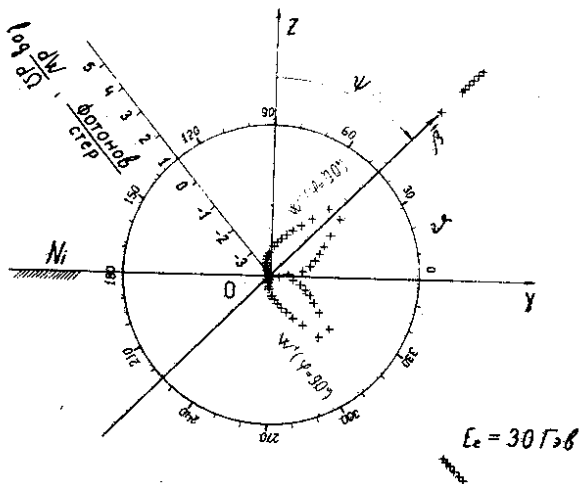


Рис. 8. То же, что и на рис. 2, но при $\gamma = 5,88 \cdot 10^4$ /электроны с энергией 30 ГэВ/.

Из этих рисунков видно, что ПИ при высоких γ /начиная с $\gamma > 100$ / как бы состоит из двух частей. Одна, остронаправленная, стягивающаяся, например для излучения "вперед" - к направлению скорости частицы, растет с энергией $\sim \ln \gamma$. Вторая часть имеет широкое угловое распределение по углу θ / $\sim \pm 45^\circ$ /, ее интенсивность почти не меняется в зависимости от γ .

Остронаправленная часть ПИ "назад" концентрируется около направления, являющегося зеркальным отражением направления скорости частицы в плоскости раздела сред.

Угловое распределение ПИ в плоскости падения YOZ, т.е. с параллельной компонентой электрического вектора при $\gamma = 27,5$, показано на рис. 9.

На рис. 10 и 11 показаны угловые распределения ПИ также при $\gamma = 27,5$ /рассчитанные по формулам /10/ и /11//, но для ПИ с перпендикулярной компонентой электрического вектора, т.е. на этих рисунках представлено распределение ПИ в плоскостях, перпендикулярных плоскости рис. 9 и проходящих в первом случае через начало координат и скорость частицы $\vec{\beta}$ /рис. 10/, а во втором - через направление $\theta = 135^\circ$ /рис. 11/.

Вид угловых распределений ПИ различных поляризации / $\frac{dW_{\pm}^{\parallel}}{d\Omega'}$, $\frac{dW_{\pm}^{\perp}}{d\Omega'}$ и суммарного $\frac{d(W_{\pm}^{\parallel} + W_{\pm}^{\perp})}{d\Omega'}$ / как

функция угла χ при нескольких его значениях показан на рис. 12 и 13. Из них видно, что суммарное излучение "вперед" несколько асимметрично - центр тяжести для ПИ /в плоскости падения, т.е. параллельная компонента/ смещен относительно направления скорости частицы к границе раздела, а переходное излучение "назад" /рис. 13/ несколько сплюснуто /в этой же плоскости/, а центр тяжести также смещен к границе раздела сред. И в том и в другом случае эту асимметрию вносит только параллельная компонента ПИ.

Угловое распределение ПИ при $\gamma = 27,5$ в плоскости падения для различных λ показано на рис. 14, а зависимость суммарного ПИ - на рис. 15. Обращает на себя внимание тот факт, что число фотонов ПИ резко

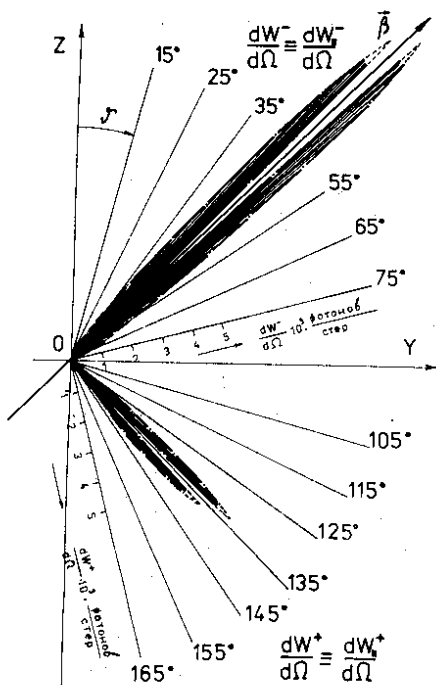


Рис. 9. Угловое распределение переходного излучения для $\gamma=27,5$ в плоскости падения /параллельная компонента/.

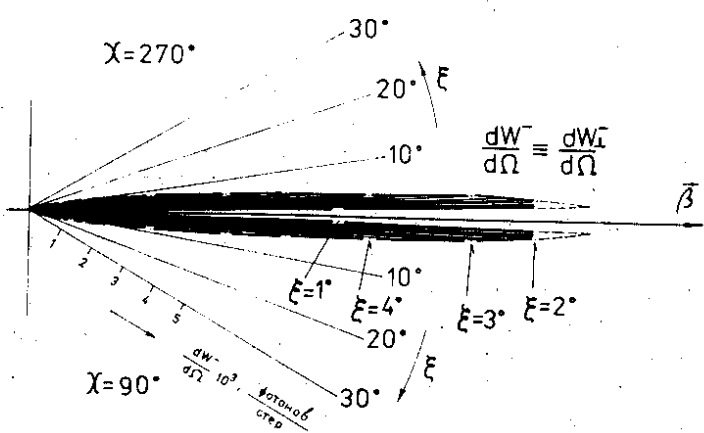


Рис. 10. Угловое распределение переходного излучения "вперед" для $\gamma=27,5$ в плоскости, проходящей через скорость частицы перпендикулярно плоскости падения.

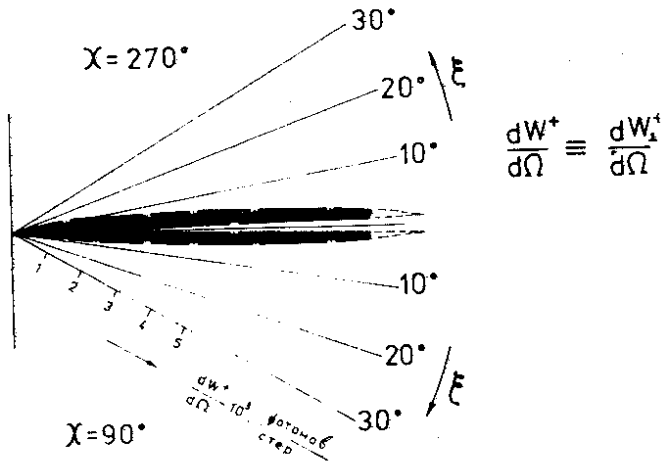


Рис. 11. Угловое распределение ПИ "назад" для $\gamma = 27,5$ в плоскости, проходящей через направление скорости частицы, отраженное в плоскости раздела сред $\theta = 135^\circ$ / перпендикулярно плоскости падения.

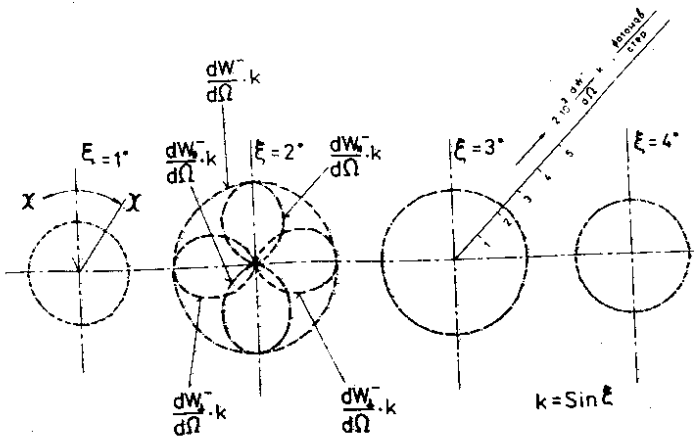


Рис. 12. Угловые распределения ПИ "вперед" $\frac{dW^-}{d\Omega}$ и $\frac{dW^+}{d\Omega}$ а также их суммы в зависимости от χ при нескольких значениях ξ при $\gamma = 27,5$.

обрывается в области углов, прилегающих к вектору скорости частицы, однако не достигает нуля при $\xi = 0$.

Зависимости суммарного ПИ от γ , как "вперед" (W_-), так и "назад" (W_+), показаны на рис. 16, из которого видно, что зависимость W_- и $W_+ \sim \ln \gamma$ начинается с $\gamma > 100$.

IV. Переходное излучение как фоновое излучение в счетчиках Черенкова

Частицы, проходящие через счетчики Черенкова, часто пересекают зеркальные поверхности /плоские, сферические или параболические зеркала/ и испускают ПИ.

В пороговых счетчиках Черенкова практически все частицы, т.е. как допороговые, так и имеющие скорость $\beta > n^{-1}$, могут быть зарегистрированы за счет ПИ.

Эффективность регистрации частиц с $\gamma = 10^5$, например в пороговом счетчике, имеющем плоское алюминированное зеркало, расположенное под углом 45° к направлению движения частиц, можно оценить следующим образом.

Полное число фотонов ПИ в видимой части спектра, испущенное "назад" на границе вакуум-алюминий при $\gamma = 10^3$, согласно [1] составляет $W_+ = 10^{-2}$ фотона. Учитывая, что $W \sim \ln \gamma$, а также и то, что $W \sim \cos^2 \psi$, для $\gamma = 10^5$ будем иметь $W_+^{Al} / \gamma = 10^5 / 2,3 \cdot 10^{-2}$ фотона, т.е. приблизительно 50 частиц /с таким высоким γ /будут давать один оптический фотон ПИ. Если считать, что только половина фотонов ПИ достигнет фотокатода фотоумножителя, имеющего эффективность $\eta \sim 0,1$, то из 10^3 частиц, прошедших через пороговый счетчик, одна частица даст однофотозлектронный импульс на выходе фотоумножителя. При работе порогового счетчика в режиме пропускания однофотозлектронных импульсов эффективность регистрации частиц по ПИ в таких счетчиках может составить $\epsilon \sim 0,1\%$.

В дифференциальных счетчиках Черенкова раствор конуса излучения Вавилова-Черенкова определяется вы-

Рис. 13. То же, что и на рис. 12, но для ПИ "назад".

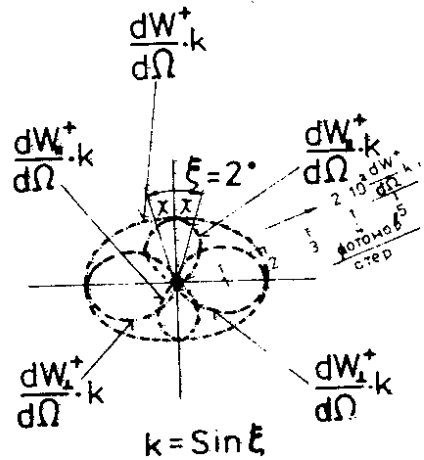
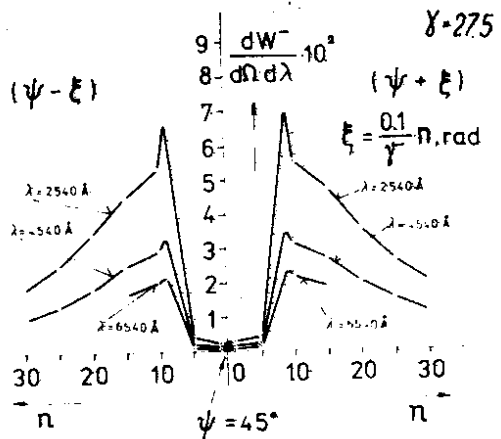


Рис. 14. Угловые распределения переходного излучения в плоскости падения (W_{\perp}^{\parallel}) для различных λ при наклоне частиц $\psi = 45^\circ$.



$$\theta_{\text{чер}} = \left\{ 2(n-1) - \frac{1}{\gamma^2} \right\}^{1/2}, \quad /13/$$

где n - показатель преломления газа в счетчике. Поэтому конус переходного излучения, имеющий раcтвор $\theta_{\text{пер}} = \frac{1}{\gamma}$, совпадает с черенковским конусом при

$$\gamma = (n-1)^{-1/2}. \quad /14/$$

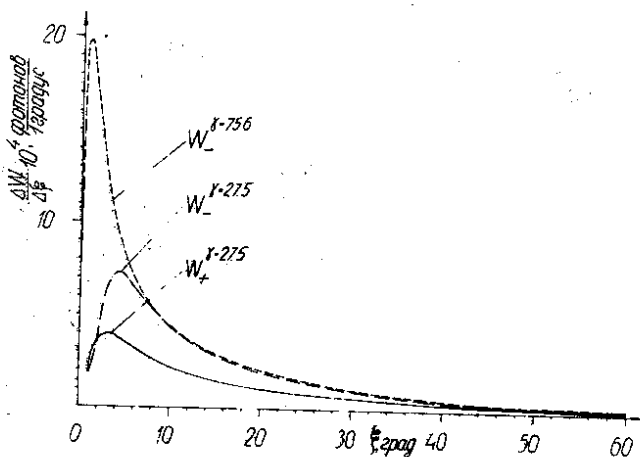


Рис. 15. Угловое распределение суммарного переходного излучения при $\psi = 45^\circ$ - $\frac{dW_{\pm}}{d\Omega'}(\xi)$.

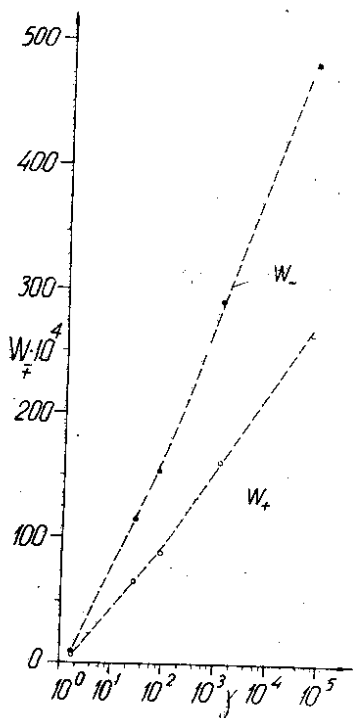


Рис. 16. Зависимость числа фотонов ПИ от лоренц-фактора γ .

Если половина ПИ пройдет через кольцевую диафрагму дифференциального счетчика Черенкова /т.е. если уширение конуса ПИ не больше, чем расходимость конуса излучения Вавилова-Черенкова за счет дисперсии радиатора/, то эффективность регистрации частиц по ПИ в этом случае не будет сильно отличаться от вышеприведенной оценки, сделанной для порогового счетчика.

Следует, однако, заметить, что фон от переходного излучения в дифференциальном счетчике будет еще меньше за счет двух обстоятельств. Во-первых, в таких счетчиках плоское зеркало, отводящее излучение в сторону от пучка частиц, как правило, делается с отверстием. И, во-вторых, конус излучения Вавилова-Черенкова регистрируется часто более чем одним фотоумножителем, а так как квантов ПИ от одной частицы не может быть более одного, то это полностью исключает одновременное появление импульсов в нескольких фотоумножителях.

Авторы весьма признательны В.Е.Пафому за полезные обсуждения некоторых вопросов настоящей работы.

Литература

1. Zrelou V.P., Pavlovič P. and Ružička J. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1975, v. 130, 513-525.
2. Пафомов В.Е. Труды ФИАН, т. XLIV, стр. 28-167. "Наука", М., 1969.
3. Корхмазян Н.А., Элбакян С.С. Изв. АН АрмССР, физика, 1969, т. IV, 3-7.
4. Зрелов В.П. и др. ОИЯИ, P2-4058, Дубна, 1968; *Nucl.Instr. and Meth.*, 1969, 74, 61-69.
5. Пафомов В.Е. Известия высших учебных заведений, радиофизика, 1962, т. V, №3, стр. 484.
6. Тер-Микаелян М.А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1969, стр. 227.
7. Гинзбург В.Л., Франк И.М. ЖЭТФ, 1946, 16, 15.
8. Гарибян Г.М. ЖЭТФ, 1957, 33, 1403; ЖЭТФ, 1959, 37, 527.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 августа 1977 года.