

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



80 490 7414

P2 - 11963

В.П.Зрелов. Я.Ружичка

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ
ВБЛИЗИ ПОРОГА
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА. V

1978

P2 - 11963

В. П. Зрелов, Я. Ружичка

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ
ВБЛИЗИ ПОРОГА
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА V

Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"

Зрелов В.П., Ружичка Я.

P2 · 11963

Интерференционные эффекты в переходном излучении вблизи порога излучения Вавилова-Черенкова. V

В работе подробно проанализированы свойства переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы вакуум-прозрачный диэлектрик, что позволило выявить интерференционные эффекты между переходным и черенковским излучениями в чистом виде. Выявлен необычный вид углового распределения квантов переходного излучения (распределение с минимумом), возникающего вблизи порога излучения Вавилова-Черенкова и направленного в прозрачную среду. Ход полной интенсивности ПИ вследствие наличия минимумов в угловых распределениях квантов ПИ имеет также особенность в допороговой области (полная интенсивность уменьшается с ростом γ). Показано, что этот эффект может быть объяснен только с привлечением излучения от заряда-изображения. Суммарное переходное излучение, испущенное в среде частицей с $\beta > n^{-1}$, есть результат интерференции трех видов излучений: переходного от частицы, гибридного от частицы и переходного (гибридного) от частицы-изображения.

Preprint Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Zrelow V.P., Ružička J.

P2 · 11963

Interference Effects in Transition Radiation Near the Threshold of Vavilov-Cherenkov Radiation. V

The properties of transition radiation (TR) originating in charged particle crossing the vacuum-transparent dielectric boundary has been analysed in detail. This made it possible to observe the interference effect between the transition and Cherenkov radiations in a pure form. An unusual kind of the quantum angular distribution of TR (a distribution with a minimum) arising near the threshold of Vavilov-Cherenkov radiation and directed to a transparent medium has been observed. The shape of the total TR intensity due to the presence of minima in the angular distributions of TR has also a peculiarity in the prethreshold region (the total intensity is decreased with increasing γ). It is shown that this effect can be explained only on studying the radiation from the charge-image. The summed TR emitted in a medium by a particle with $\beta > n^{-1}$ is a result of the interference of three radiations: TR from a particle, H^2 from a particle and TR (hybrid) from a particle-image.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Проведенное в работе /1/ * рассмотрение свойств переходного излучения, возникающего на плоской границе металл (Ni) - диэлектрик (SiO_2 - плавленный кварц), показало, что в прозрачной среде свойства переходного излучения /при скоростях частиц $\beta > n^{-1}$ / имеют гибридный характер, обусловленный наложением обычного переходного излучения и излучения Вавилова-Черенкова. В той же работе /1/ было обращено внимание на сильное взаимовлияние диэлектрических характеристик граничащих сред на свойства переходного и гибридного излучений в них.

Для того, чтобы выявить свойства ГИ в чистом виде, в настоящей работе были рассчитаны характеристики как переходного излучения /ПИ/, так и гибридного излучения /ГИ/, возникающих на границе вакуум - прозрачный диэлектрик.

* Предыдущие работы из этой серии опубликованы в:
I - Nucl. Instr. and Meth., 1969, 74, pp.61-69. ОИЯИ, P2-4058, Дубна, 1968. II - Nucl. Instr. and Meth., 1975, 130, p. 513-525. ОИЯИ, P1-7956, Дубна, 1974. III - Nucl. Instr. and Meth., 1978, 151, p.395-403. ОИЯИ, P1-10915, Дубна, 1977. IV - ОИЯИ, P1-11764, Дубна, 1978.

II. НОРМАЛЬНОЕ ПАДЕНИЕ ЧАСТИЦЫ НА ГРАНИЦУ ВАКУУМ - ПРОЗРАЧНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК / КВАРЦ/

1. Излучение "вперед" /в кварце/ до порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова

Угловые распределения плотности энергии излучения для частицы, движущейся со скоростью β из вакуума ($\epsilon_1 = 1$) в кварц ($\epsilon_2 = \epsilon \text{ SiO}_2$) при наблюдении излучения в кварце /т.е. "вперед"/, рассчитывались по формулам, приведенным в [2]:

$$\frac{d^2 I_z^{\parallel}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta_z^2 \cos^2 \theta_z}{\pi^2 c \sin^2 \theta_z} \left| \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1) \cdot \epsilon_2^{3/4}}{(\epsilon_2 \sqrt{(\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_z)} + \epsilon_1 \sqrt{\epsilon_2 \cos^2 \theta_z})} \right|^2 \quad /1/$$

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

$$\frac{d^2 I_z^{\perp}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta_y^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_x \cos^2 \theta_z}{\pi^2 \cdot c \cdot \sin^2 \theta_z} \times \quad /2/$$

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

где

$$\sin \theta = \sin \theta d\theta d\phi; \beta_y = \beta \cdot \sin \psi; \beta_z = \beta \cos \psi; \cos \theta_x = -\sin \theta \cos \phi;$$

$$\cos \theta_y = \sin \theta \sin \phi; \cos \theta_z = \cos \theta.$$

На рис. 1 показаны угловые распределения переходного излучения в кварце для различных γ ($\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$) ниже порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова в кварце ($\gamma = 1,336$). При вычислении угловых распределений, приведенных на этом рисунке, диэлектрическая

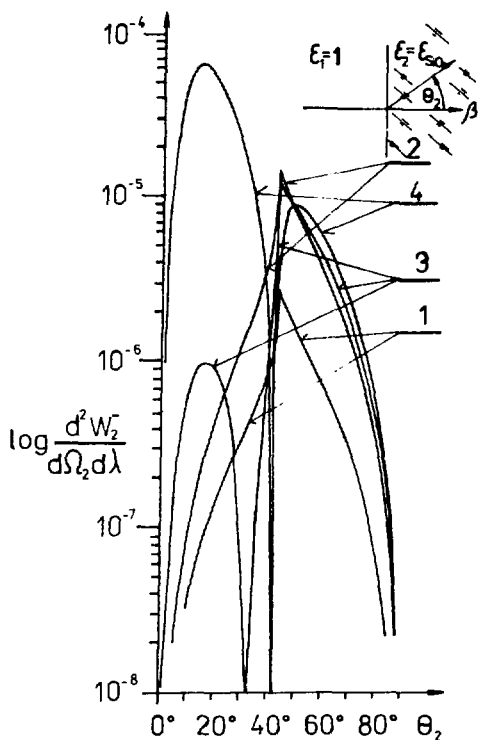


Рис. 1. Угловые распределения квантов переходного излучения в кварце /т.е. "вперед"/ для различных γ и границы вакуум-кварц. 1 - $\gamma = 1.01$; 2 - $\gamma = 1.1$; 3 - $\gamma = 1.2$; 4 - $\gamma = 1.3$.

проницаемость ϵ_{SiO_2} записывалась в виде $\epsilon_{\text{SiO}_2} = a - ib$, где $a = n^2(1 - \kappa^2)$, $b = 2\kappa n^2$. А зависимость показателя преломления кварца (SiO_2) от длины волны имела такой же вид, как в предыдущей работе [2]. Обращает на себя внимание необычный вид угловых распределений ПИ при $\gamma = 1.2$ и $\gamma = 1.3$, имеющих глубокие минимумы в области углов $\theta = 33^\circ$ и $\theta = 42^\circ \sim 43^\circ$ соответственно, а также необычный вид угловых распределений при более низких γ ($\gamma = 1.1$, $\gamma = 1.01$), чего не наблюдалось

раньше при расчетах угловых распределений ПИ в вакууме /см., например, расчеты угловых распределений ПИ, испущенного в вакууме "вперед" и "назад" для границы вакуум - Ni^{1-3} /.

Как видно из формул /1/ и /2/, эти минимумы /в случае нормального падения частицы, $\psi = 0$ / могут возникать только при обращении в нуль числителей этих формул, т.е. при

$$|1 - \epsilon_2 \beta^2 - \beta \sqrt{1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta}_{\min}| = 0. \quad /3/$$

откуда

$$\cos^2 \theta_{\min} = 1 - \frac{1}{\epsilon_2} + \frac{(1 - \beta^2 \epsilon_2)^2}{\epsilon_2 \beta^2}. \quad /4/$$

Зависимость угла перемещения минимума θ_{\min} от γ , определяемая /4/, показана на рис. 2.

Как показано ниже, наличие минимумов в угловых распределениях имеет место для излучения не только в среде, но и в вакууме, что следует также из первоначальных формул Гинзбурга-Франка*. в числителе кото-

рых содержится скобка $(1 - \beta^2 + \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta})$, обращающаяся

в нуль при $\beta = \frac{1}{2} (\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \sqrt{n^2 + 4 - \sin^2 \theta})$.

Наличие острых минимумов в угловых распределениях переходного излучения, несомненно, свидетельствует об интерференционных эффектах. Как показано в работе /1/, при скоростях частиц $\beta \cdot n^{-1}$ имеет место интерференция излучений Вавилова-Черенкова и переходного. В этой связи возникает вопрос: какие виды излучений интерферируют, если скорость частицы, пересекающей границу вакуум-кварц, не превышает порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова ($\gamma = 1,336$), т.е. если имеется только одно переходное излучение?

Для того, чтобы понять причину возникновения вышеприведенных интерференционных эффектов, воспользуемся формулами переходного излучения, выведенными на

* Гинзбург В.Л. Франк И.М. ЖЭТФ, 1946, 16, с.1.

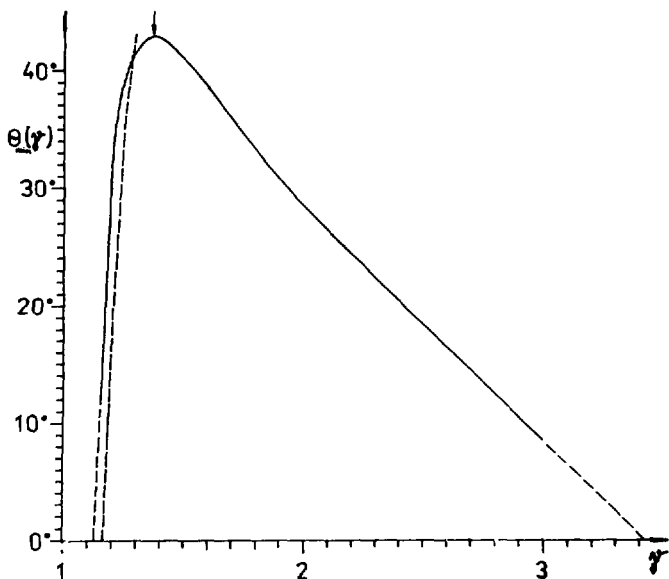


Рис. 2. Зависимость угла перемещения $\theta_{\min}(\gamma)$ /сплошная кривая/ и зависимость угла "испускания" излучения Вавилова-Черенкова θ^* от скорости β^* /пунктирная кривая/. Стрелкой показан порог черенковского излучения.

основе теории изображений и приведенными в работах /4-6/.

Например, согласно работе Франка /5/ спектральная плотность энергии переходного излучения в телесном угле $d\Omega$ /в вакууме/ дается выражением, содержащим три члена:

$$\frac{d^2 I_{\parallel}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2}{4\pi c} \sin^2 \theta \left| \alpha_1 + \alpha_2 \Gamma_{\parallel} + \alpha_3 \frac{f_{\parallel}}{n} \right|^2, \quad /5/$$

где θ - угол между направлением нормали и испущенным квантом переходного излучения, v - скорость частицы, e - ее заряд, c - скорость света в вакууме, Γ_{\parallel} и f_{\parallel} - коэффициенты Френеля для отраженных и преломленных волн соответственно, n - показатель

преломления среды, a_1 , a_2 , a_3 - интерференционные множители для излучения в вакууме, которые равны:

$$a_1 = \frac{1}{1 - \beta \cos \theta},$$

$$a_2 = \frac{1}{1 + \beta \cos \theta}, \quad /6/$$

$$a_3 = \frac{1}{1 - \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}.$$

Члены, входящие в выражение /5/, обычно интерпретируются следующим образом: a_1 есть амплитуда поля частицы, движущейся в вакууме и внезапно остановившейся на границе среды; $a_2 \Gamma_1$ - амплитуда поля электрического изображения частицы, движущейся из глубины среды и останавливающейся на границе среда - вакуум; $a_3 \Gamma_2$ - амплитуда поля частицы,

начавшей свое движение от границы в тот же момент времени в глубь среды.

Для нашего случая, т.е. при рассмотрении переходного излучения в среде, формула /5/ принимает вид:

$$\frac{d^2 I''}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2 n}{4\pi^2 c} \cdot \sin^2 \theta |a'_1 + a'_2 \Gamma'_1 - a'_3 \Gamma'_2 \cdot n|^2, \quad /7/$$

где интерференционные множители для излучения в среде "вперед" a'_1 , a'_2 , a'_3 выражаются следующим образом:

$$a'_1 = \frac{1}{1 - \beta n \cos \theta},$$

$$a'_2 = \frac{1}{1 + \beta n \cos \theta}, \quad /8/$$

$$a'_3 = \frac{1}{1 - \beta \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}},$$

а коэффициенты Френеля для излучения, распространяющегося из среды в вакуум, равны

$$r' = \frac{\cos \theta - n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}{\cos \theta + n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}$$

/9/

$$r = \frac{2n \cos \theta}{\cos \theta + n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}$$

Нетрудно показать, что, подставляя /8/ и /9/ в /7/, получим формулу

$$d^2 I_{\parallel} / d\Omega d\omega = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \theta}{\pi^2 c \sin^2 \theta} \frac{(n^2 - 1) n^3 \sin^2 \theta}{n^2 \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} + n \cos \theta} \cdot \frac{(1 - \beta^2 n^2 - \beta \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}) \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 n^2 \cos^2 \theta)(1 - \beta \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta})} \quad /10/$$

которая является частным случаем формулы /1/ для $\psi = 0$ и совпадает с формулой Тер-Микаеляна⁷ при $\epsilon_1 = 1$.

Таким образом, на основании формулы /7/ суммарное переходное излучение в среде разбивается на три части с амплитудами a'_1 , $a'_2 \cdot r'_1$ и $a'_3 \cdot r'_1 \cdot n$, которые взаимно интерферируют, что и приводит к образованию минимумов, подобных приведенным на рис. 1.

Зависимости отдельных составляющих реальных частей амплитуд, входящих под модуль в выражение /5/, от угла наблюдения θ для $\gamma = 1,2$ /скорость частицы ниже порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова/ представлены на рис. 3, из которого видно, что в угловой зависимости члена $a'_2 \cdot r'_1 \cdot \sin \theta$ имеется глубокий минимум при угле $\theta = 43^\circ$. Вблизи углов $\theta = 30^\circ$ и $\theta = 52^\circ$ амплитуды $a_1 \sin \theta$ и $a_3 \cdot r'_1 \cdot n \cdot \sin \theta$ точно равны друг другу /на рис. 3 они пересекаются/, но имеют

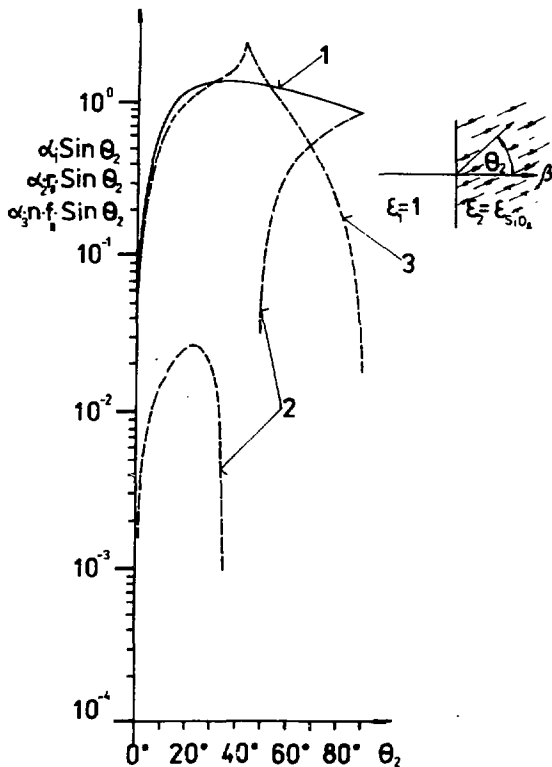


Рис. 3. Угловые зависимости отдельных составляющих реальных частей амплитуд общего выражения для интенсивности ПИ "вперед" /см. выражение /5.1/ для случая излучения в SiO_2 при $\gamma = 1,2/$. 1 - $\alpha_1 \sin \theta_2$; 2 - $\alpha_2 \cdot \Gamma_{\parallel} \sin \theta_2$; 3 - $\alpha_3 n_{\parallel} \sin \theta_2$.

разные знаки, благодаря чему минимум члена $\alpha_2 \cdot \Gamma_{\parallel} \sin \theta$ отчетливо проявляется. Все особенности в поведении члена $\alpha_2 \cdot \Gamma_{\parallel} \sin \theta$ обусловлены сложной зависимостью коэффициента отражения Френеля Γ_{\parallel} от угла θ .

Сопоставление распределения на рис. 3 и кривой для $\gamma = 1, 2$, приведенной на рис. 1, позволяет понять причину образования необычного минимума.

При γ выше порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова характер кривых, изображенных на рис. 3, существенно изменяется и приобретает вид, представленный на рис. 4. Сравнивая рисунки 3 и 4, можно заметить, что зависимость амплитуды переходного излучения $\alpha_1 \cdot \sin \theta_2$ претерпела разрыв, образуя большой максимум, соответствующий углу испускания излучения Вавилова-Черенкова. Таким образом, к переходному излучению добавилось черенковское и образовался гиб-

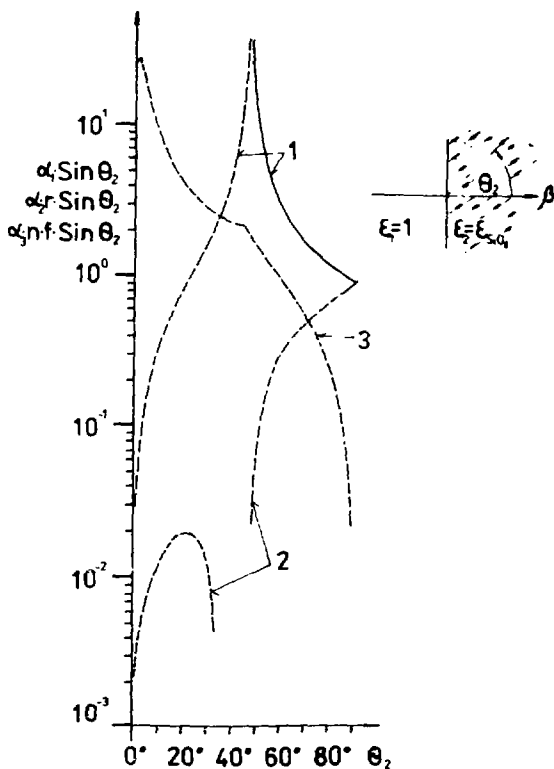


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для $\gamma = 27.5$, т.е. для γ выше порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова.

рядное излучение /ГИ, см. работу /1/, процесс образования которого теперь уточнился: гибридное излучение есть сумма излучения Вавилова-Черенкова и той части переходного излучения, которое было испущено в среду.

Угловая зависимость $a_2 \cdot \Gamma_n \sin \theta$ при $\gamma = 27.5$ по форме практически не изменилась, а незначительно изменилась лишь величина этой амплитуды.

Претерпела существенное изменение также левая ветвь ($\theta < 42,5^\circ$) амплитуды $a_3 \cdot n \cdot f \cdot \sin \theta$, а правая ее ветвь осталась без изменений. Из этого следует, что переходное излучение при высоких γ испущенное "вперед" в среду в основном представляет собой излучение, испущенное в "вакууме" и проникшее в среду. Это свидетельствует, кстати, о доминирующей роли части переходного излучения, которое возникает в вакууме на границе вакуум-диэлектрик.

Вид зависимостей реальных частей этих же амплитуд для излучения назад в "среде" показан на рис. 5 и 6.

Несмотря на то, что все особенности ПИ в среде, отмеченные выше, находят свое объяснение на основе интерференционных эффектов и разбиения общей формулы переходного излучения на слагаемые /8/, представляет интерес и иной подход к объяснению минимумов, представленных на рис. 1 /и других особенностей ПИ/, связанный с расширением функции зарядов-изображений. Мы хотим приписать зарядам-изображениям не только роль источников ПИ, но и излучения Вавилова-Черенкова.

В самом деле, по самой логике введения зарядов-изображений, они движутся со скоростями от 0 до $\beta^* \cdot \beta$. Если β выше порога испускания излучения Вавилова-Черенкова, то и β^* выше порога. Поэтому правомерно говорить не только о переходном излучении заряда-изображения, но и о его черенковском, а также гибридном излучениях. Более того, связь между скоростями заряда β и заряда-изображения β^* не является такой простой. Как впервые показал Пафомов ^{6/}, β и β^* связаны зависимостью

$$\beta^* = \frac{\beta}{\sqrt{1 + \beta^2 - \beta^2 n^2}} \quad /11/$$

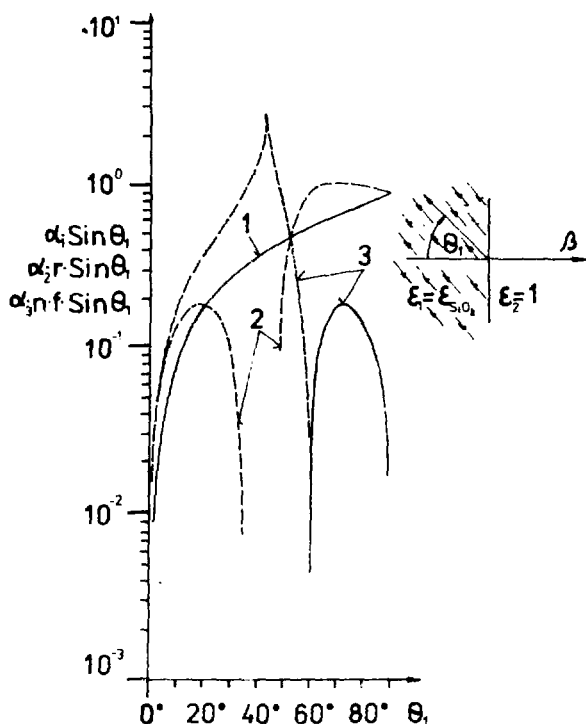


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, но для случая испускания излучения "назад" / в кварц/ для $\gamma = 1.2$

Тогда зависимость угла испускания излучения Вавилова-Черенкова от заряда-изображения будет равна

$$\cos \theta^* = \frac{1}{n\beta^*}, \quad /12/$$

и пороговое условие примет вид $n\beta^* \geq 1$.

С учетом /11/ скорость реального заряда, при которой заряд-изображение будет давать излучение Вавилова-Черенкова, равна

$$\beta_0 = \frac{1}{\sqrt{2n^2 - 1}}. \quad /13/$$

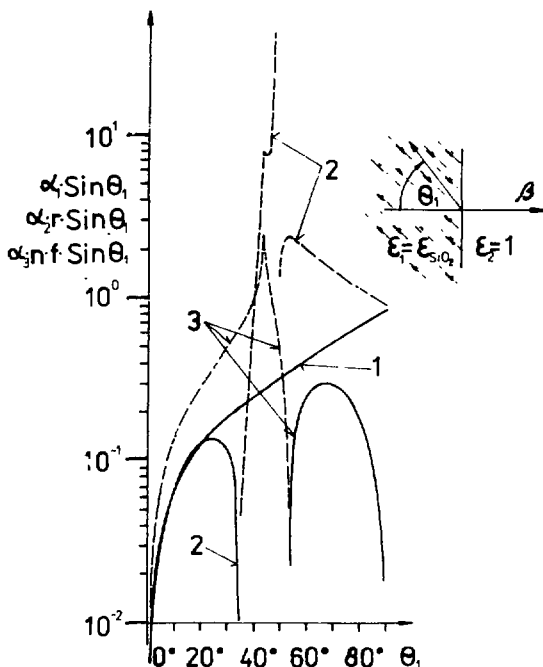


Рис. 6. То же, что и на рис. 3, но для случая испускания излучения "назад" /в кварц/ для $\gamma = 27.5$.

Скорость β_0 при $n > 1$ всегда меньше пороговой скорости испускания излучения Вавилова-Черенкова реальным зарядом ($\beta > 1/n$) на величину

$$\Delta\beta = \beta_0 - \beta = \frac{\sqrt{2n^2 - 1} - n}{n\sqrt{2n^2 - 1}} \quad /14/$$

Для $n_{\text{SiO}_2} = 1.47$ /для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ / $\Delta\beta = 0.131$. Зависимость угла испускания $\theta^*(\beta^*)$ согласно /12/ будет иметь вид, представленный на рис. 2/пунктирная кривая/, из которого видно, что до порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова от реальной частицы она близка к зависимости /4/, т.е. к той зависимости, которая определяет положение интерференционных минимумов.

Отметим, что на возможность "испускания" зарядом-изображением излучения Вавилова-Черенкова указывал в свое время Пафомов /8/.

Это совпадение наводит на мысль о том, что появление минимума /рис. 1/ в угловом распределении ПИ можно интерпретировать, как "испускание" излучения Вавилова-Черенкова от заряда-изображения.

В связи с тем, что ниже в работе особенности ПИ в прозрачной среде часто связываются с излучением Вавилова-Черенкова от заряда-изображения, мы хотели бы изложить нашу точку зрения на роль зарядов-изображений в рассмотренном процессе.

При подлете к границе раздела вакуум-среда частица своим электрическим полем поляризует атомы среды. Смещения атомных электронов в сторону частицы с положительным зарядом /или в обратную сторону от частицы с отрицательным зарядом/ могут создавать в среде поляризацию, совпадающую с той, которая имела бы место от встречного движения частицы с противоположным зарядом и со скоростью выше порога излучения Вавилова-Черенкова, т.е. реакция среды на приближение частицы проявляется как имитация процесса возникновения излучения Вавилова-Черенкова. Таким образом, этот эффект может быть интерпретирован как ответное когерентное излучение среды на возмущение от поля частицы.

Теперь продолжим описание свойств излучения, наблюдавшегося в среде при нормальном падении частицы, движущейся со скоростью ниже порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова, но для излучения в среде "назад".

Вид угловых распределений квантов переходного излучения для границы SiO_2 -вакуум, испущенных "назад", т.е. в SiO_2 , для различных γ показан на рис. 7, где так же, как и на рис. 1, отчетливо видны интерференционные минимумы. В отличие от случая вакуум-среда /излучение "вперед"/ эти минимумы возникают сразу в области больших углов и с увеличением γ перемещаются в сторону меньших углов, следуя зависимости, приведенной на рис. 2 /спадающая часть кривой/. Таким

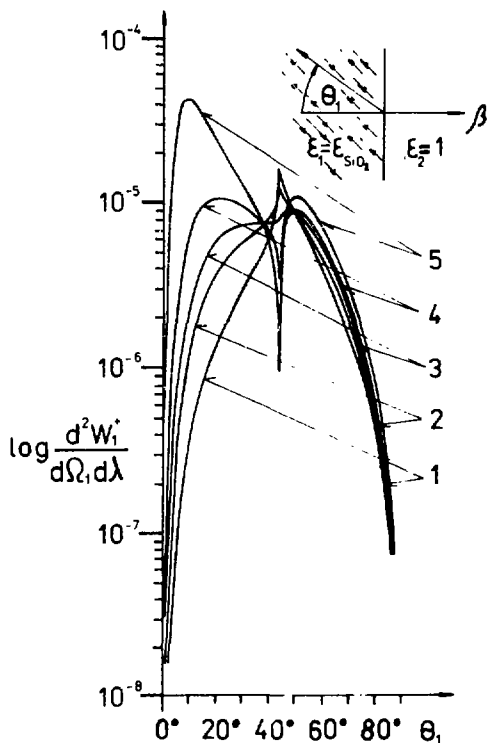


Рис. 7. Вид угловых распределений квантов ПИ, испущенных "назад" /т.е. в SiO_2 / для различных γ . 1 - $\gamma = 1,1$; 2 - $\gamma = 1,2$; 3 - $\gamma = 1,25$; 4 - $\gamma = 1,30$; 5 - $\gamma = 1,35$.

образом, мы видим, что характеры изменения скорости заряда-изображения в зависимости от скорости частицы различны для случая влета частицы и ее вылета.

Отметим также, что на кривой 5 этого рисунка еще не виден пик излучения Вавилова-Черенкова несмотря на то, что $\gamma = 1,35$ выше $\gamma_{\text{пор.}} = 1,336$ для SiO_2 .

2. Свойства излучений "вперед" и "назад"
/наблюдаемых в среде/ при скоростях частицы
выше порога возникновения излучения
Вавилова-Черенкова

На рис. 8 приведены угловые распределения квантов переходного излучения, испущенных в среду /т.е. в SiO_2 /"вперед", на границе вакуум - SiO_2 при двух значениях γ : $\gamma = 1.4$; 1.5 ; а на рис. 9 - то же для границы SiO_2 - вакуум /т.е. в среде для случая "назад"/.

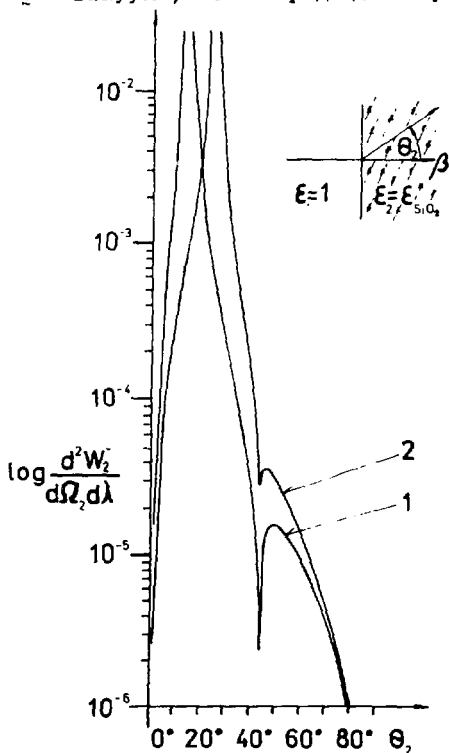


Рис. 8. Угловые распределения квантов ПИ, испущенных в кварц /т.е. "вперед"/ на границе вакуум - SiO_2 при двух значениях γ . 1 - $\gamma = 1.4$; 2 - $\gamma = 1.5$.

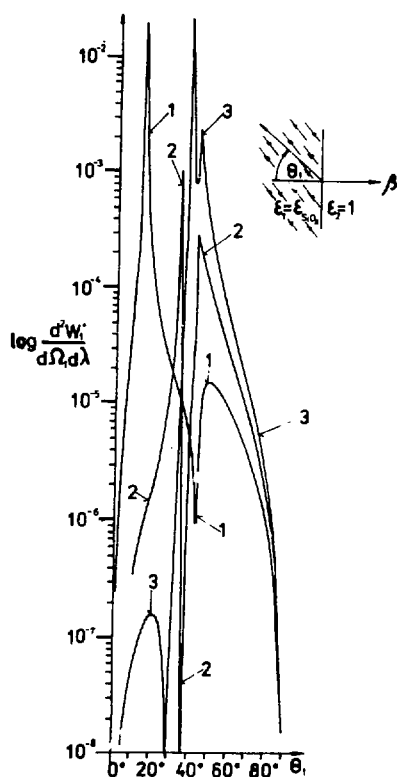


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для случая излучения "назад" и других γ . 1 - $\gamma = 1,4$; 2 - $\gamma = 1,7$; 3 - $\gamma = 2$.

Острые максимумы на этих рисунках есть пики излучения Вавилова-Черенкова /точнее, гибридного излучения/. Интересно отметить, что эти пики с увеличением γ перемещаются в сторону больших углов в соответствии с законом $\cos\theta = 1/\beta \cdot n$, постепенно проходя весь глубокий интерференционный минимум, который для этих γ почти "неподвижен". Это особенно заметно на рис. 9.

В случае излучения "вперед" /т.е. в SiO_2 / при высоких γ пик гибридного излучения, как это видно из рис. 10, перемещается до предельного угла $\theta_{\text{пред.}} \approx 42^\circ$ /для SiO_2 /. Начиная примерно с $\gamma = 5$ в угловом распределении появляется новый пик, который с увеличением γ растет по величине и перемещается по θ к направлению скорости частицы. В нем нетрудно опознать пик "чистого" переходного излучения /напомним, что максимум переходного излучения при высоких γ ведет

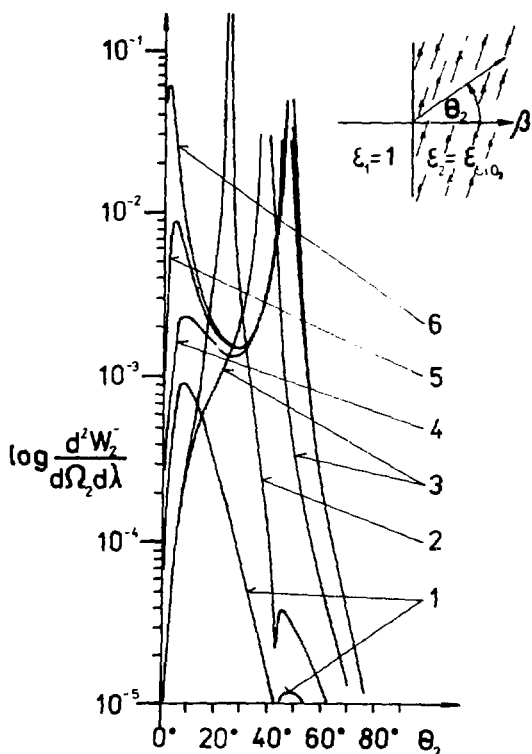


Рис. 10. То же, что и на рис. 8, но для высоких γ .
 1 - $\gamma = 1,35$; 2 - $\gamma = 1,5$; 3 - $\gamma = 2$; 4 - $\gamma = 5$; 6 - $\gamma = 27,5$.

себя как $-\gamma^{-1}$ /. Следует здесь заметить, что для случая границы Ni - SiO₂ при расчетах угловых распределений пик переходного излучения в кварце в области малых углов и высоких γ не проявляется ¹⁷.

Это еще раз подтверждает вывод, сделанный в этой же работе, о сильном влиянии второй среды с $\epsilon_1 = 1$ на свойства ГИ в первой среде с ϵ_2 .

3. Переходное излучение в прозрачной среде с высоким показателем преломления $n = 2,4$ - алмаз/

В связи с тем, что амплитуды полей переходного излучения от заряда и его изображения противоположны по знаку, имеет место, как это уже отмечалось выше, деструктивная интерференция. Однако при углах θ , больших угла полного внутреннего отражения θ^* , должно происходить изменение фазы переходного излучения от заряда-изображения в соответствии с формулами Френеля. Это изменение фазы переходного излучения видно уже на рис. 1 /кривая для $\gamma = 1,01$ /. Деструктивная интерференция здесь происходит до угла $\theta = 42^\circ$, выше которого переходное излучение от заряда-изображения складывается с переходным излучением от реального заряда, в результате чего образуется необычного вида пик /срезанный со стороны малых углов/.

С увеличением показателя преломления, например до $n = 2,4$ / алмаз - C^{*} /, угол полного внутреннего отражения уменьшается ($\sin \theta^* = 1/n$), поэтому расширяется область углов, больших угла θ^* , что позволяет более отчетливо выявить положительную интерференцию.

Угловые распределения квантов переходного излучения, испущенные "вперед", т.е. в алмаз, для границы вакуум-алмаз, приведены на рис. 11. На этом рисунке, во-первых, виден отчетливый пик переходного излучения от реальной частицы в области малых углов ($\theta \sim 1/\gamma$). Во-вторых, под углом $\theta \sim 63^\circ$ выступает пик гибридного излучения - также от реальной частицы. Между этими пиками виден третий, небольшой пик, который представляет собой часть максимума гибридного излучения от

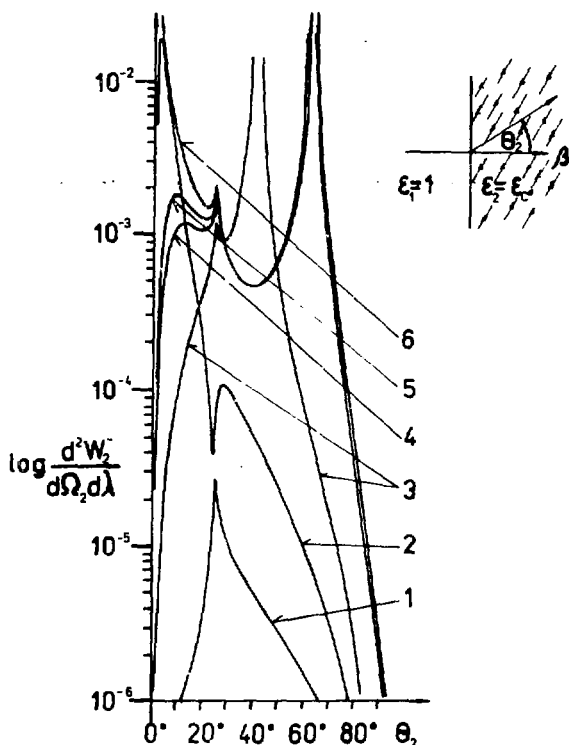


Рис. 11. Угловые распределения квантов ПИ, испущенных "вперед" в среду с высоким n /алмаз - C^* / для разных γ . 1 - $\gamma = 1,01$; 2 - $\gamma = 1,1$; 3 - $\gamma = 1,2$; 4 - $\gamma = 2,4$; 5 - $\gamma = 3$; 6 - $\gamma = 10$.

заряда-изображения, которое проинтерферировало положительно образом с излучением от реальной частицы.

Вид угловых распределений квантов ПИ, испущенных "назад" на границе алмаз-вакуум /т.е. в алмаз/ для $\gamma=3$ представлен на рис. 12. Отметим, что в этом случае пик "чистого" ПИ, который должен быть под углом $\theta \approx 10^\circ$ /как он виден на рис. 11 при том же γ /, от-

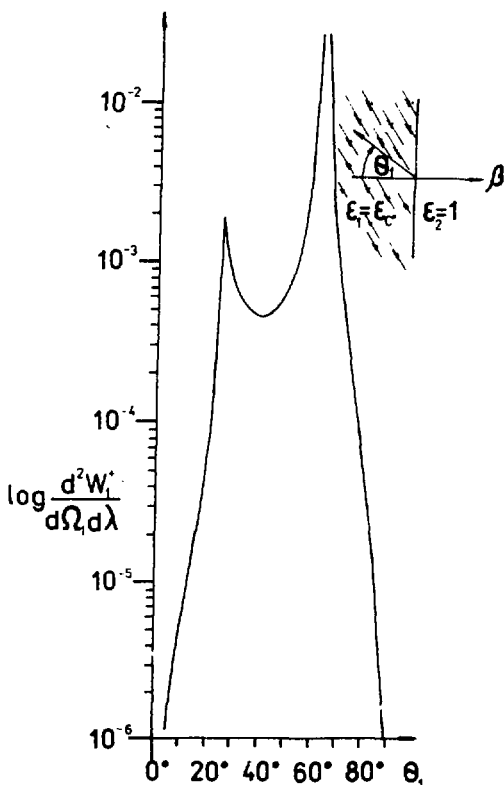


Рис. 12. То же, что и на рис. 11, но для случая излучения "назад" при $\gamma = 3$.

существует, благодаря чему и пик от положительной интерференции выступает более отчетливо.

III. СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ В ВАКУУМЕ ДЛЯ НОРМАЛЬНОГО ПАДЕНИЯ ЧАСТИЦЫ НА ГРАНИЦУ КВАРЦ-ВАКУУМ

Этот случай при низких γ представлен на рис. 13, из которого видно, что до $\gamma = 1,16$ угловые распределе-

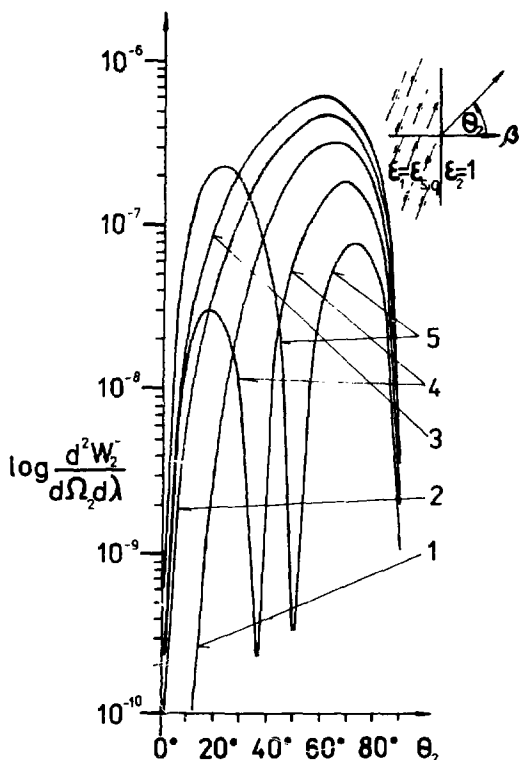


Рис. 13. Угловые распределения квантов ПИ в вакууме для границы кварц-вакуум /м.е. испущенных "вперед"/ при допороговых γ . 1 - $\gamma = 1,16$; 2 - $\gamma = 1,14$; 3 - $\gamma = 1,12$; 4 - $\gamma = 1,18$; 5 - $\gamma = 1,20$.

ния ПИ имеют обычный вид с широким максимумом около $\theta \approx 60^\circ$. С увеличением γ появляется также глубокий минимум, перемещающийся в сторону больших углов θ . Положение этого минимума в угловом распределении переходного излучения в вакууме с учетом преломления на границе вакуум-кварц, совпадает с положением минимума гибридного излучения от заряда-изображения в среде /см. кривые для $\gamma = 1,2$ на рис. 1 и 13/.

Совпадение минимумов в вакууме и в среде /с учетом преломления/ указывает на общую причину их возникновения: источником их является заряд-изображение.

Обращает на себя внимание то, что число квантов ПИ под всеми углами, начиная с $\gamma = 1,19$, не увеличивается с ростом γ /как обычно, это имеет место для ПИ/, а, наоборот, уменьшается. Эта аномалия так же хорошо видна в поведении полной интенсивности ПИ в зависимости от γ /см. рис. 14/.

При превышении порога излучения Вавилова-Черенкова из кварца выходит пик ГИ, испытывающего преломление /см. кривую для $\gamma = 1,4$ /. С дальнейшим ростом γ пик уходит в область больших углов, и при $\gamma = 5$ он уже исчезает /испытывает полное внутреннее отражение/. С последующим ростом γ увеличивается только пик "чистого" ПИ.

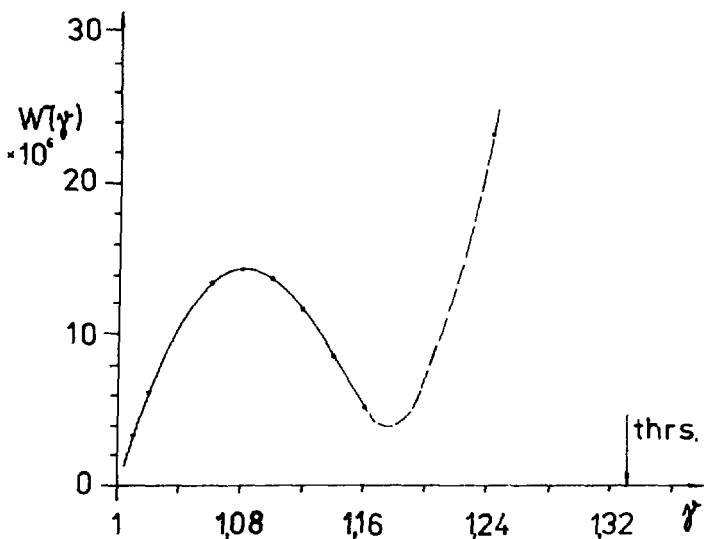


Рис. 14. Зависимость от γ полной интенсивности ГИ, испущенного "вперед" /т.е. в вакуум/ на границе кварц-вакуум.

Этот же пик отчетливо виден и в угловом распределении ПИ "назад", т.е. в вакуум /рис. 16/. Отсутствие пика излучения Вавилова-Черенкова в этом случае понятно /черенковское излучение направлено вперед, в глубь среды/.

При высоких γ /рис. 15/ минимумы в соответствии со сплошной кривой, приведенной на рис. 2, исчезают.

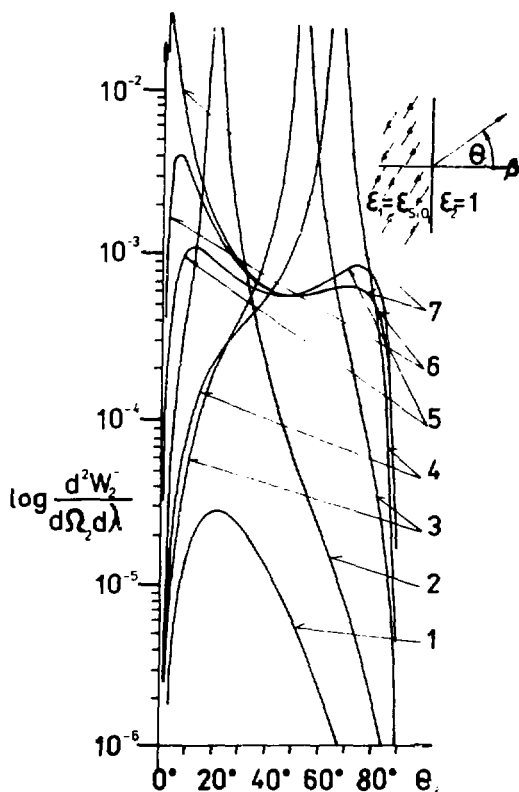


Рис. 15. Угловые распределения квантов ПИ и ГИ, испущенных в вакуум /м.е. "вперед"/ на границе SiO_2 - вакуум для разных γ . 1 - $\gamma = 1,3$; 2 - $\gamma = 1,4$; 3 - $\gamma = 1,7$; 4 - $\gamma = 2,0$; 5 - $\gamma = 5$; 6 - $\gamma = 10$; 7 - $\gamma = 27,5$.

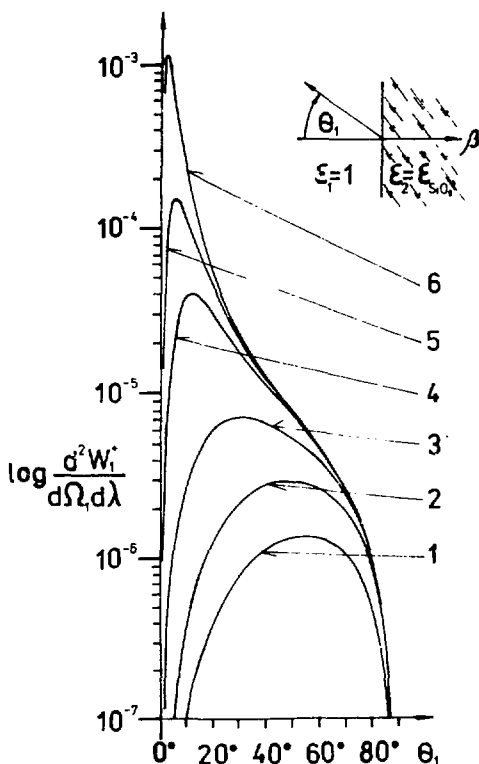


Рис. 16. Угловое распределение квантов ПИ, испускаемых "назад" /п.е. в вакуум/ на границе вакуум - SiO_2 частицами с разными γ . 1 - $\gamma = 1,1$; 2 - $\gamma = 1,3$; 3 - $\gamma = 2,0$; 4 - $\gamma = 5$; 5 - $\gamma = 10$; 6 - $\gamma = 27,5$.

**СВОЙСТВА "ПИ" И "ГИ" ИЗЛУЧЕНИЙ
ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ЧАСТИЦЫ
НА ГРАНИЦУ SiO_2 - ВАКУУМ / ВАКУУМ - SiO_2 /**

Общие формулы /1/ и /2/ дают возможность рассчитать свойства ПИ и ГИ в среде при разных углах паде-

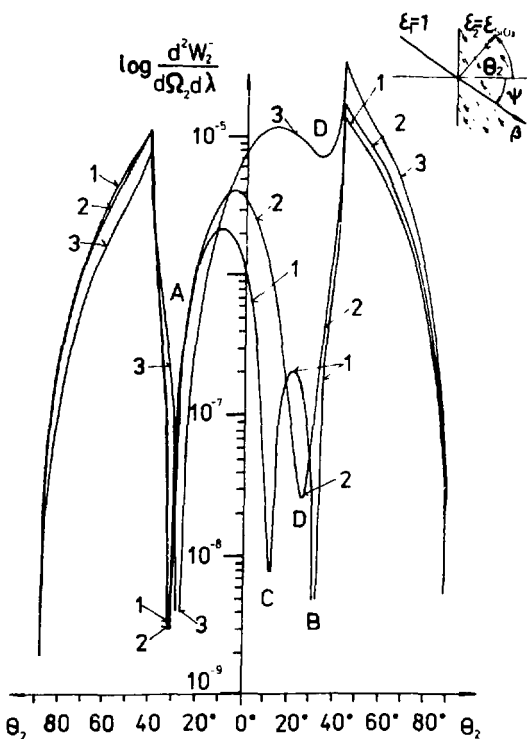


Рис. 17. Угловое распределение квантов ПИ в SiO_2 , испускаемых на границе вакуум - SiO_2 частицами при разных углах падения ψ для $\gamma = 1,2$. 1 - $\psi = 5^\circ$; 2 - $\psi = 10^\circ$; 3 - $\psi = 25^\circ$, отсчет угла ψ на этом рисунке ведется по правой части оси θ_2 .

ния ψ . На рис.17 показаны угловые распределения ПИ в SiO_2 при $\psi = 5^\circ, 10^\circ$ и 25° для $\gamma = 1,2$ /для сравнения см. кривую для $\psi = 0^\circ$ на рис.1/. Минимумы на этом рисунке соответствуют гибриднему излучению от заряда-изображения, отраженному от границы SiO_2 -вакуум в среду и деструктивно проинтерферировавшему с излучением от реального заряда. По положению минимумов

относительно вектора скорости частицы можно приблизительно определить направление скорости заряда-изображения. Так, глубокий минимум при $\theta = 28^\circ$ соответствует правой ветви ГИ /если смотреть по направлению скорости заряда-изображения/, а другой минимум при $\theta = 32^\circ$ - его левой ветви /см. кривую для $\psi = 5^\circ$ /.

Интересно проследить деформацию углового распределения ПИ с изменением угла наклона ψ /рис. 17/. С увеличением ψ глубокие минимумы А и В сближаются, а центральный минимум С следует за частицей.

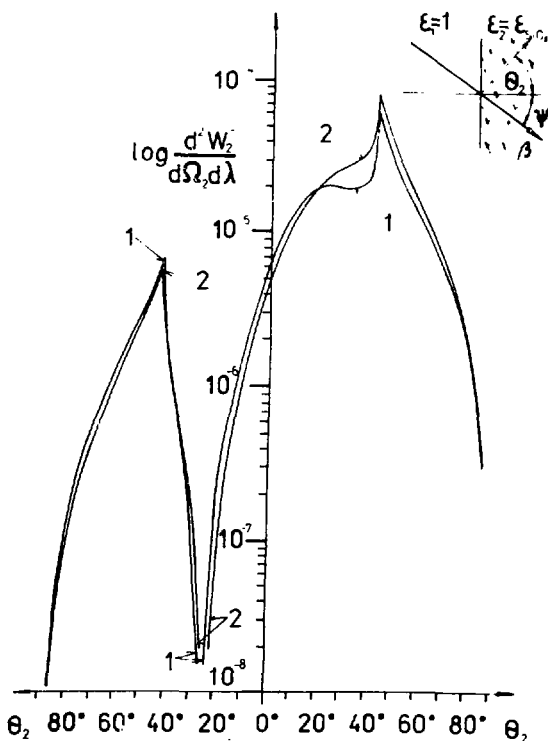


Рис. 18. То же, что и на рис. 17, но для углов $\psi = 25^\circ$.
1 - $\psi = 32^\circ$; 2 - $\psi = 37^\circ$.

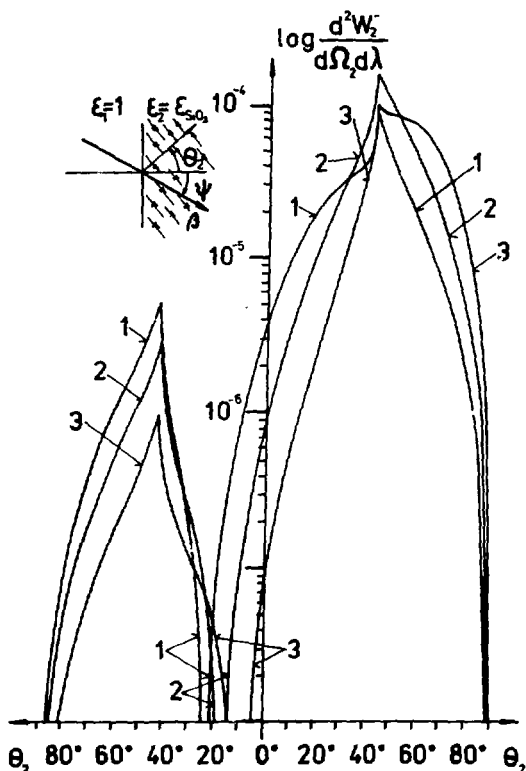


Рис. 19. То же, что и на рис. 17, но для больших углов ψ .
1 - $\psi = 40^\circ$; 2 - $\psi = 55^\circ$; 3 - $\psi = 70^\circ$.

При $\psi = 22^\circ$ минимум С уже сливается с минимумом В, образуя правый минимум D). С дальнейшим увеличением ψ минимум D постепенно исчезает (см. рис. 18 и 19).

В заключение отметим, что при $\gamma = 1,2$ глубокий минимум появляется под углом $\theta = 32^\circ$ при нормальном падении частицы. Тогда казалось бы, что если направить частицу под углом $\psi = 32^\circ$, то минимум одной из ветвей должен быть при $\theta = 0^\circ$. Однако, как показывают расчеты, этого не происходит, минимум появляется при $\theta \approx 8^\circ$. Это говорит о том, что "траектория"

заряда-изображения в среде не является зеркальным отображением траектории реального заряда, движущегося в вакууме, и существенно зависит от характеристик среды, скорости реального заряда и угла входа частицы в среду.

ВЫВОДЫ

1. Впервые показано, что при влете частицы в прозрачный диэлектрик угловые распределения квантов ПИ, испущенных в среду, имеют особенности в виде глубоких интерференционных минимумов.

2. Выявленные особенности ПИ возникают в узкой области энергий частицы вблизи порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова.

3. В этой аномальной области энергий околопороговый интерференционный эффект проявляется также в виде минимума в зависимости полной интенсивности от γ .

4. Эти особенности могут быть интерпретированы на основе двух подходов:

а/ как результат интерференционных эффектов от излучений реального заряда и заряда-изображения;

б/ как ответное когерентное излучение среды на возмущение, наводимое электрическим полем частицы, приближающейся к границе раздела, которое имитирует излучение Вавилова-Черенкова от заряда-изображения, движущегося навстречу реальной частице.

В заключение благодарим академика И.М.Франка и А.П.Кобзева за полезные обсуждения результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зрелов В.П., Ружичка Я. ОИЯИ, P1-11764, Дубна, 1978.

2. Zrel'ov V.P., Ružička J. Nucl. Instr. and Meth., 1978, v.151, p. 395-403,
ОИЯИ, Р1-10915, Дубна, 1977.
3. Зрелов В.П., Павлович П., Ружичка Я. ОИЯИ, Р1-7956, Дубна, 1978.
4. Франк И.М. Препринт ФИАН СССР, А-64, М., 1965.
5. Корхмазян Н.А. Изв. АН АрмССР, 1957, в.10, №4, с.29.
6. Пафомов В.Е. Труды Физ. ин-та им. Лебедева АН СССР, в.44. "Наука", М., 1969, с.63.
7. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1969, с.223.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 октября 1978 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 25703. Тираж 650. Уч.-изд. листов 1,62.
Редактор Н.Н. Зрелова. Подписано к печати 29.11.78 г.
Корректор Т.Е. Жильцова.