

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



*26/11-79*  
P2 - 11963

3-895

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

*734/2-79*

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

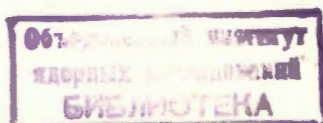
**1978**

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  $\gamma$ ). 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.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Zrelov 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  $\gamma$ ). 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, HR 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 <sup>1/</sup> \* рассмотрение свойств переходного излучения, возникающего на плоской границе металл (Ni) - диэлектрик (SiO<sub>2</sub> - 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 <sup>1/</sup> 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  $\beta$  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/:

$$\frac{d^2 I_2^{\parallel}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \theta_z}{\pi^2 c \sin^2 \theta_z} \left| \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1) \cdot \epsilon_2^{3/4}}{(\epsilon_2 \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_z}) + \epsilon_1 \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_z} \right|^2 \times \quad /1/$$

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

$$\frac{d^2 I_2^{\perp}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta_y^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_x \cos^2 \theta_z}{\pi^2 \cdot c \cdot \sin^2 \theta_z} \times \quad /2/$$

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

где

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

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

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

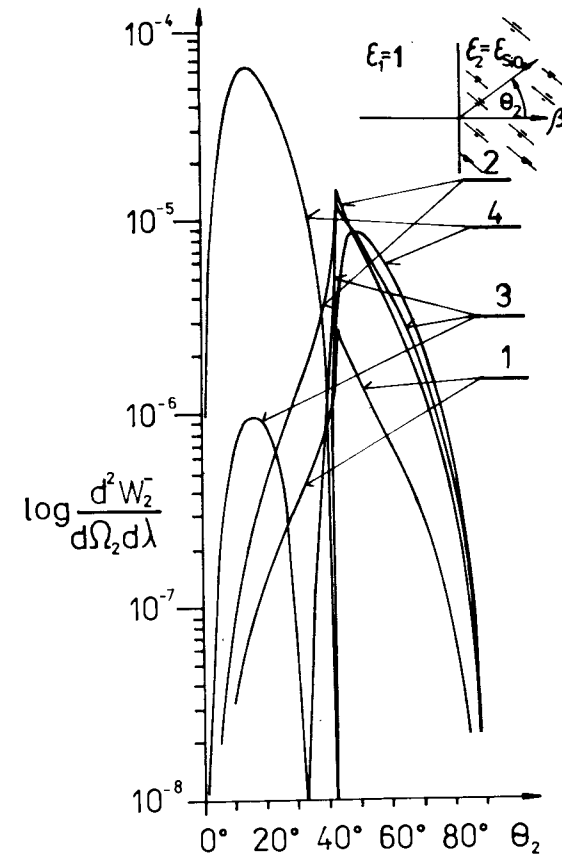


Рис. 1. Угловые распределения квантов переходного излучения в кварце /т.е. "вперед"/ для различных  $\gamma$  и границы вакуум-кварц. 1 -  $\gamma = 1,01$ ; 2 -  $\gamma = 1,1$ ; 3 -  $\gamma = 1,2$ ; 4 -  $\gamma = 1,3$ .

проницаемость  $\epsilon_{\text{SiO}_2}$  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 ( $\text{SiO}_2$ ) 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  $\theta \approx 33^\circ$  и  $\theta = 42^\circ - 43^\circ$  соответственно, а также необычный вид угловых распределений при более низких  $\gamma$  ( $\gamma = 1,1$ ,  $\gamma = 1,01$ ), 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 -  $N_i / 1-3/ /$ .

Как видно из формул /1/ и /2/, эти минимумы /в случае нормального падения частицы,  $\psi = 0/$  могут возникнуть 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  $\theta_{\min}$  от  $\gamma$ , 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  $\beta > n^{-1}$  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

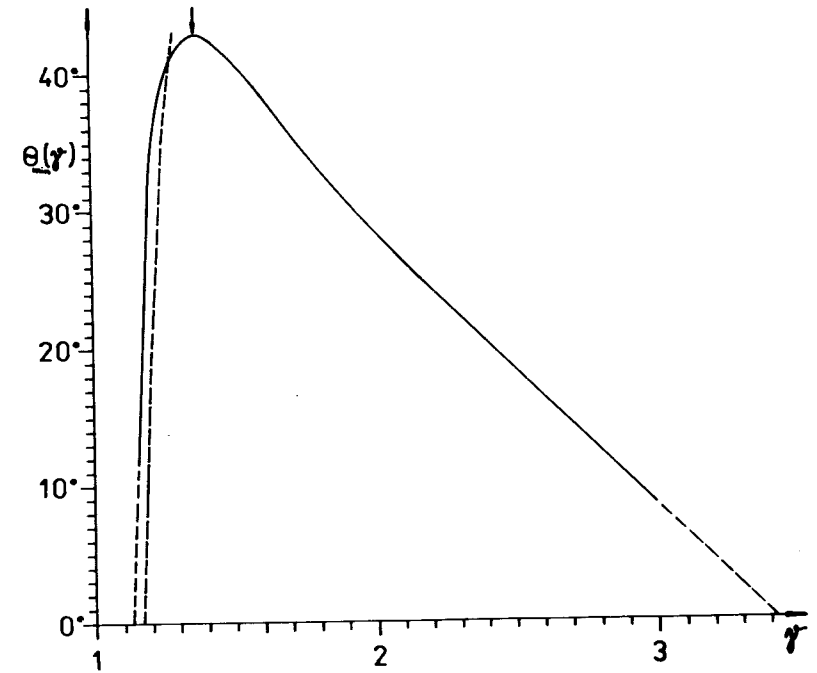


Рис. 2. Зависимость угла перемещения  $\theta_{\min}(\gamma)$  /сплошная кривая/ и зависимости угла "испускания" излучения Вавилова-Черенкова  $\theta^*$  от скорости  $\beta^*$  /пунктирная кривая/. Стрелкой показан порог черенковского излучения.

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:

$$\frac{d^2 I_{\parallel}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2}{4\pi c} \sin^2 \theta |a_1 + a_2 r_{\parallel} - a_3 \frac{f_{\parallel}}{n}|^2, \quad /5/$$

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

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

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

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{1 - \beta \cos \theta}, \\ a_2 &= \frac{1}{1 + \beta \cos \theta}, \\ a_3 &= \frac{1}{1 - \beta \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}. \end{aligned} \quad /6/$$

Члены, входящие в выражение /5/, обычно интерпретируются следующим образом:  $a_1$  есть амплитуда поля частицы, движущейся в вакууме и внезапно остановившейся на границе среды;  $a_2 \cdot \Gamma_{\parallel}$  - амплитуда поля электрического изображения частицы, движущейся из глубины среды и останавливающейся на границе

среда - вакуум;  $a_3 \frac{f_{\parallel}}{n}$  - 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:

$$\frac{d^2 I_{\parallel}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2 n}{4\pi^2 c} \cdot \sin^2 \theta |a_1' + a_2' \cdot \Gamma_{\parallel}' - a_3' \cdot f_{\parallel}' \cdot n|^2, \quad /7/$$

где интерференционные множители для излучения в среде "вперед"  $a_1'$ ,  $a_2'$ ,  $a_3'$  выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} a_1' &= \frac{1}{1 - \beta n \cos \theta}, \\ a_2' &= \frac{1}{1 + \beta n \cos \theta}, \\ a_3' &= \frac{1}{1 - \beta \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}, \end{aligned} \quad /8/$$

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

$$\begin{aligned} r_{\parallel}' &= \frac{\cos \theta - n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}{\cos \theta + n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}, \\ f_{\parallel}' &= \frac{2n \cos \theta}{\cos \theta + n \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}. \end{aligned} \quad /9/$$

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

$$\begin{aligned} \frac{d^2 I_{\parallel}}{d\Omega d\omega} &= \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \theta}{\pi^2 c \sin^2 \theta} \left| \frac{(n^2 - 1) \cdot n^{3/2}}{n^2 \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} + n \cos \theta} \right|^2 \times \\ &\times \left| \frac{(1 - \beta^2 n^2 - \beta \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}) \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 n^2 \cos^2 \theta)(1 - \beta \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta})} \right|^2, \quad /10/ \end{aligned}$$

которая является частным случаем формулы /1/ для  $\psi = 0$  и совпадает с формулой Тер-Микаеляна /7/ при  $\epsilon_1 = 1$ .

Таким образом, на основании формулы /7/ суммарное переходное излучение в среде разбивается на три части с амплитудами  $a_1'$ ,  $a_2' \cdot \Gamma_{\parallel}'$  и  $a_3' \cdot f_{\parallel}' \cdot n$ , 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  $\theta$  для  $\gamma = 1,2$  /скорость частицы ниже порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова/ представлены на рис. 3, из которого видно, что в угловой зависимости члена  $a_2' \cdot \Gamma_{\parallel}' \cdot \sin \theta$  имеется глубокий минимум при угле  $\theta = 43^\circ$ . Вблизи углов  $\theta = 30^\circ$  и  $\theta = 52^\circ$  амплитуды  $a_1 \sin \theta$  и  $a_3 \cdot f_{\parallel}' \cdot n \cdot \sin \theta$  точно равны друг другу /на рис. 3 они пересекаются/, но имеют

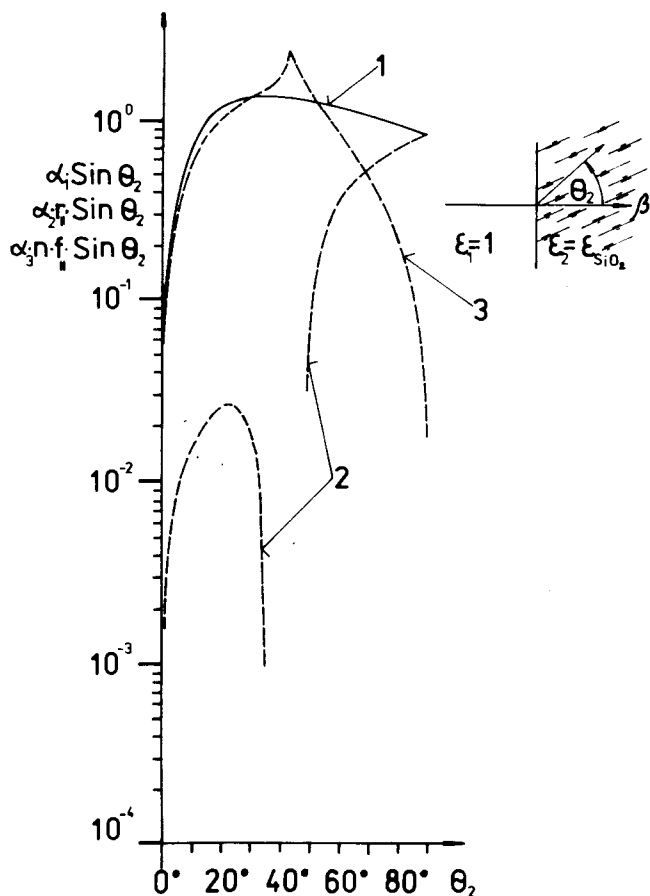


Рис. 3. Угловые зависимости отдельных составляющих реальных частей амплитуд общего выражения для интенсивности ПИ "вперед" /см. выражение /5.1/ для случая излучения в  $\text{SiO}_2$  при  $\gamma = 1,2$ . 1 -  $a_1 \sin \theta_2$ ; 2 -  $a_2 \cdot r_{\parallel} \sin \theta_2$ ; 3 -  $a_3 n_{\parallel}^2 \sin \theta_2$ .

разные знаки, благодаря чему минимум члена  $a_2 \cdot r_{\parallel} \cdot \sin \theta$  отчетливо проявляется. Все особенности в поведении члена  $a_2 \cdot r_{\parallel} \cdot \sin \theta$  обусловлены сложной зависимостью коэффициента отражения Френеля  $r_{\parallel}$  от угла  $\theta$ .

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

При  $\gamma$  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  $a_1 \cdot \sin \theta_2$  претерпела разрыв, образуя большой максимум, соответствующий углу испускания излучения Вавилова-Черенкова. Таким образом, к переходному излучению добавилось черенковское и образовалось гиб-

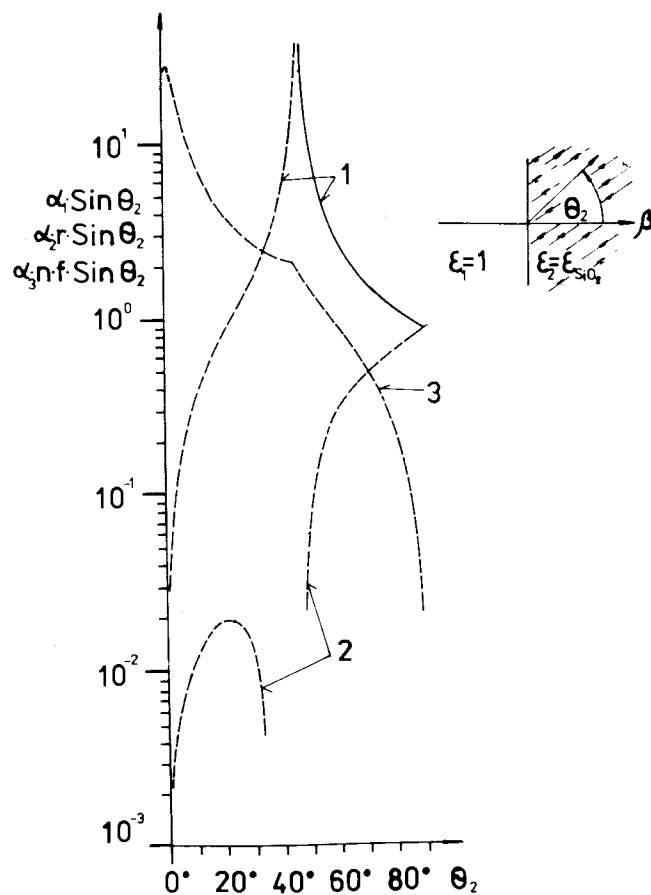


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для  $\gamma = 27,5$ , т.е. для  $\gamma$  выше порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова.

ридное 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  $\alpha_2 \cdot r_{\parallel} \sin \theta$  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  $\alpha_3 \cdot n \cdot f_{\parallel} \cdot \sin \theta$ , а правая ее ветвь осталась без изменений. Из этого следует, что переходное излучение при высоких  $\gamma$ , 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 особенностях 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  $\beta^* = \beta$ . Если  $\beta$  выше порога испускания излучения Вавилова-Черенкова, то и  $\beta^*$  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  $\beta$  и заряда-изображения  $\beta^*$  не является такой простой. Как впервые показал Пафомов /6/,  $\beta$  и  $\beta^*$  связаны зависимостью

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

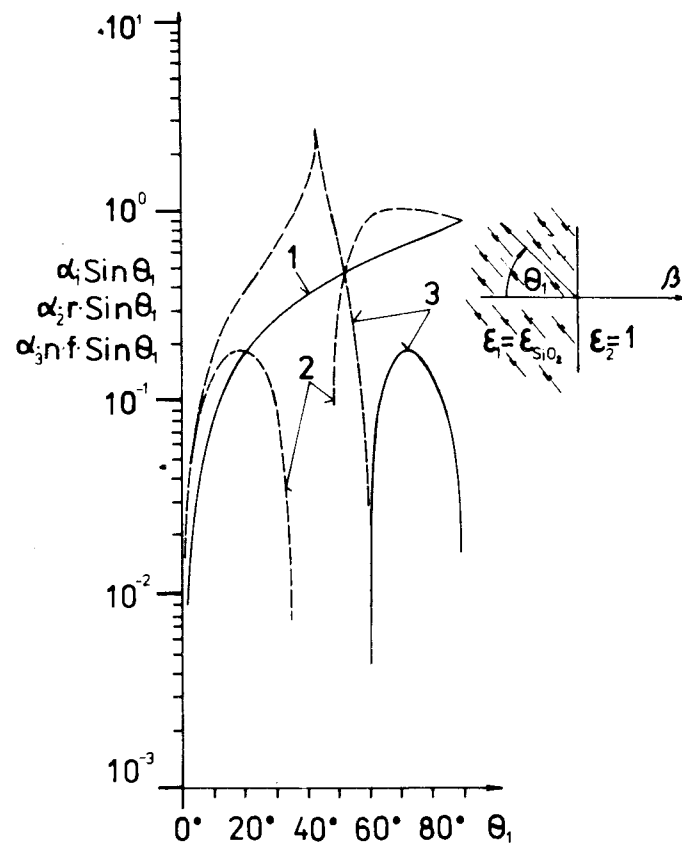


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, но для случая испускания излучения "назад" / в кварц / для  $\gamma = 1,2$ .

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

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



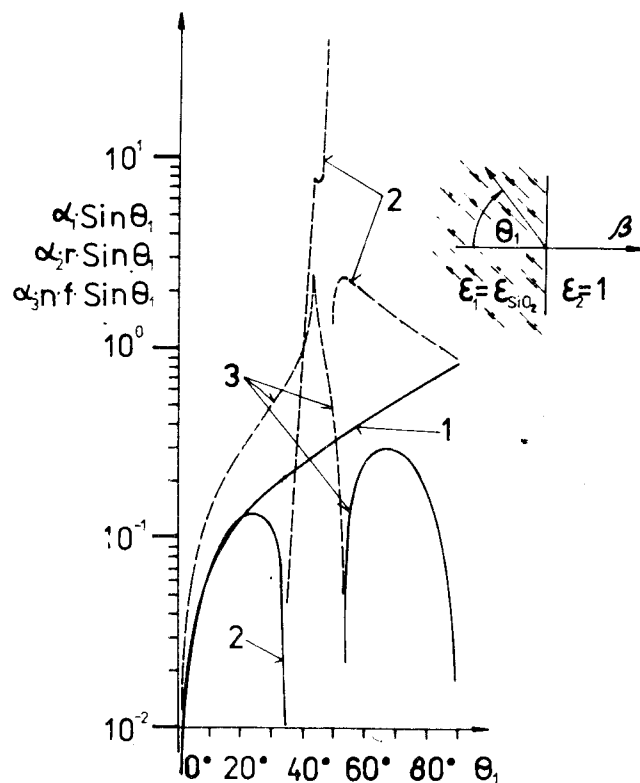


Рис. 6. То же, что и на рис. 3, но для случая испускания излучения "назад" /в кварц/ для  $\gamma = 27,5$ .

Скорость  $\beta_0$  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 /6/.

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  $\text{SiO}_2$ -вакуум, испущенных "назад", т.е. в  $\text{SiO}_2$ , для различных  $\gamma$  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  $\gamma$  перемещаются в сторону меньших углов, следуя зависимости, приведенной на рис. 2 /спадающая часть кривой/. Таким

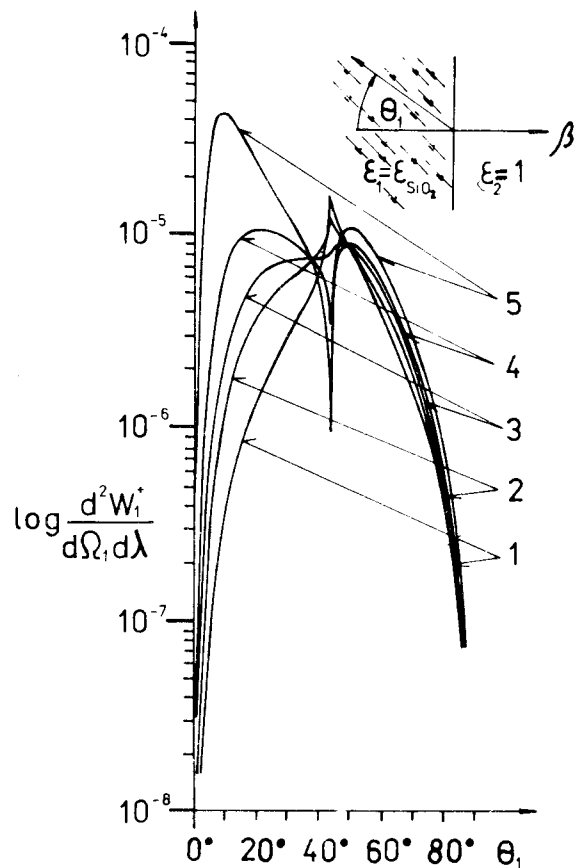


Рис. 7. Вид угловых распределений квантов ПИ, испущенных "назад" /т.е. в  $\text{SiO}_2$  / для различных  $\gamma$ . 1 -  $\gamma = 1,1$ ; 2 -  $\gamma = 1,2$ ; 3 -  $\gamma = 1,25$ ; 4 -  $\gamma = 1,30$ ; 5 -  $\gamma = 1,35$ .

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  $\text{SiO}_2$ .

## 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  $\text{SiO}_2$  / "вперед", на границе вакуум -  $\text{SiO}_2$  при двух значениях  $\gamma$ :  $\gamma = 1,4$ ;  $1,5$ ; а на рис. 9 - то же для границы  $\text{SiO}_2$  - вакуум /т.е. в среде для случая "назад"/.

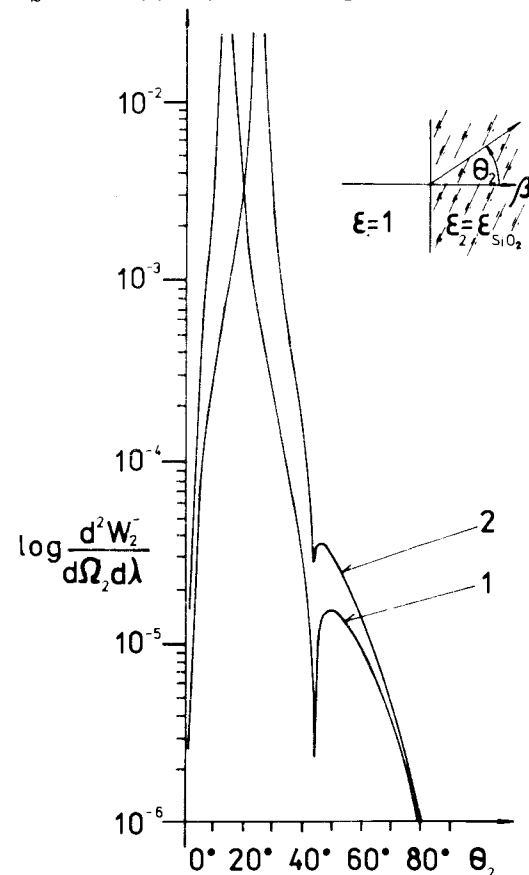


Рис. 8. Угловые распределения квантов ПИ, испущенных в кварц /т.е. "вперед"/ на границе вакуум -  $\text{SiO}_2$  при двух значениях  $\gamma$ . 1 -  $\gamma = 1,4$ ; 2 -  $\gamma = 1,5$ .

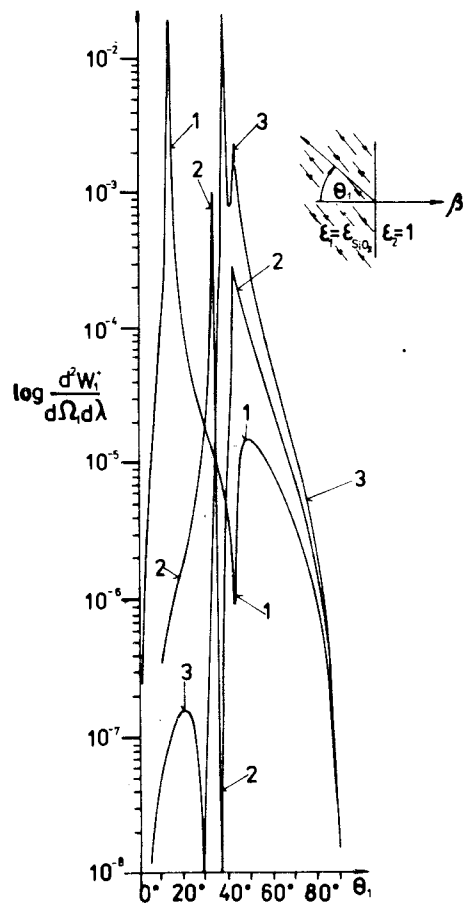


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для случая излучения "назад" и других  $\gamma$ . 1 -  $\gamma = 1,4$ ; 2 -  $\gamma = 1,7$ ; 3 -  $\gamma = 2$ .

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

В случае излучения "вперед" /т.е. в  $\text{SiO}_2$  / при высоких  $\gamma$  пик гибридного излучения, как это видно из рис. 10, перемещается до предельного угла  $\theta_{\text{пред.}} \approx 42^\circ$  /для  $\text{SiO}_2$  /. Начиная примерно с  $\gamma = 5$  в угловом распределении появляется новый пик, который с увеличением  $\gamma$  растет по величине и перемещается по  $\theta$  к направлению скорости частицы. В нем нетрудно опознать пик "чистого" переходного излучения /напомним, что максимум переходного излучения при высоких  $\gamma$  ведет

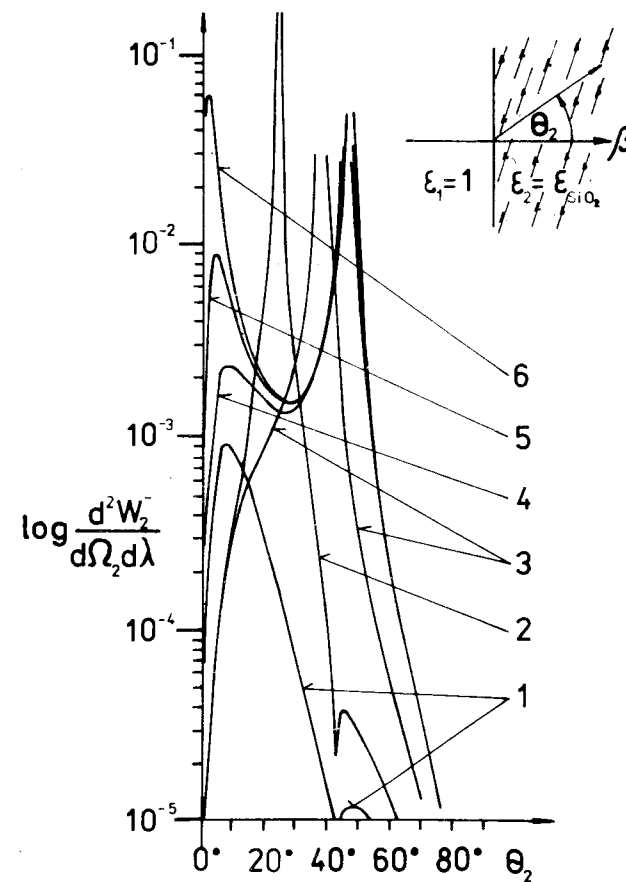


Рис. 10. То же, что и на рис. 8, но для высоких  $\gamma$ . 1 -  $\gamma = 1,35$ ; 2 -  $\gamma = 1,5$ ; 3 -  $\gamma = 2$ ; 4 -  $\gamma = 5$ ; 6 -  $\gamma = 27,5$ .

себя как  $\sim \gamma^{-1}$  /. Следует здесь заметить, что для случая границы Ni - SiO<sub>2</sub> при расчетах угловых распределений пик переходного излучения в кварце в области малых углов и высоких  $\gamma$  не проявляется <sup>17</sup> .

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  $\epsilon_2$  .

### 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  $\theta$ , больших угла полного внутреннего отражения  $\theta^*$ , 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 - С\* /, угол полного внутреннего отражения уменьшается ( $\sin \theta^* = 1/n$ ), поэтому расширяется область углов, больших угла  $\theta^*$ , 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

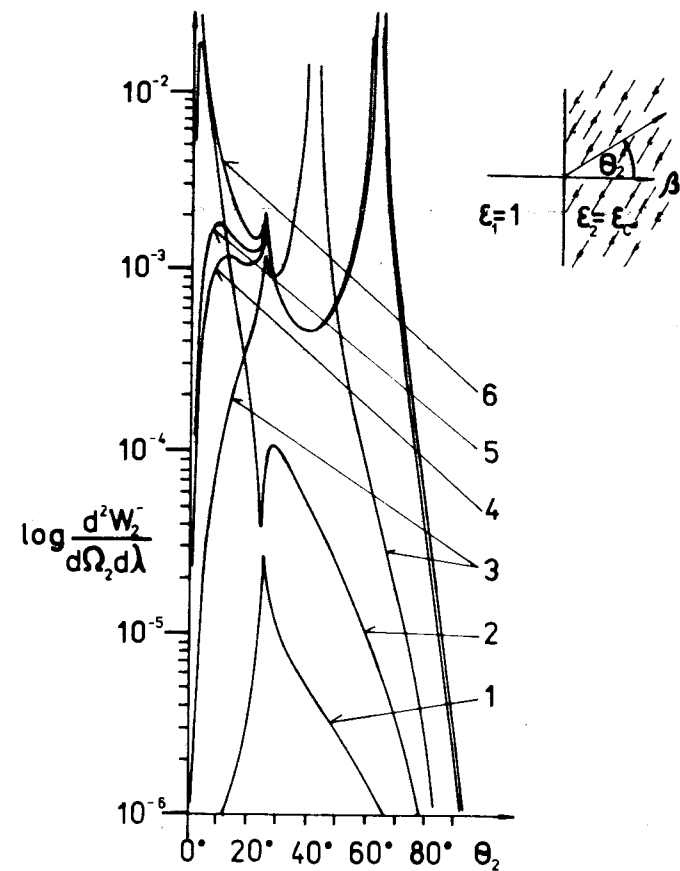


Рис. 11. Угловые распределения квантов ПИ, испущенных "вперед" в среду с высоким  $n$  /алмаз - С\* /, для разных  $\gamma$ . 1 -  $\gamma = 1,01$ ; 2 -  $\gamma = 1,1$ ; 3 -  $\gamma = 1,2$ ; 4 -  $\gamma = 2,4$ ; 5 -  $\gamma = 3$ ; 6 -  $\gamma = 10$ .

заряда-изображения, которое проинтерферировало положительно 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  $\gamma$ /, от-

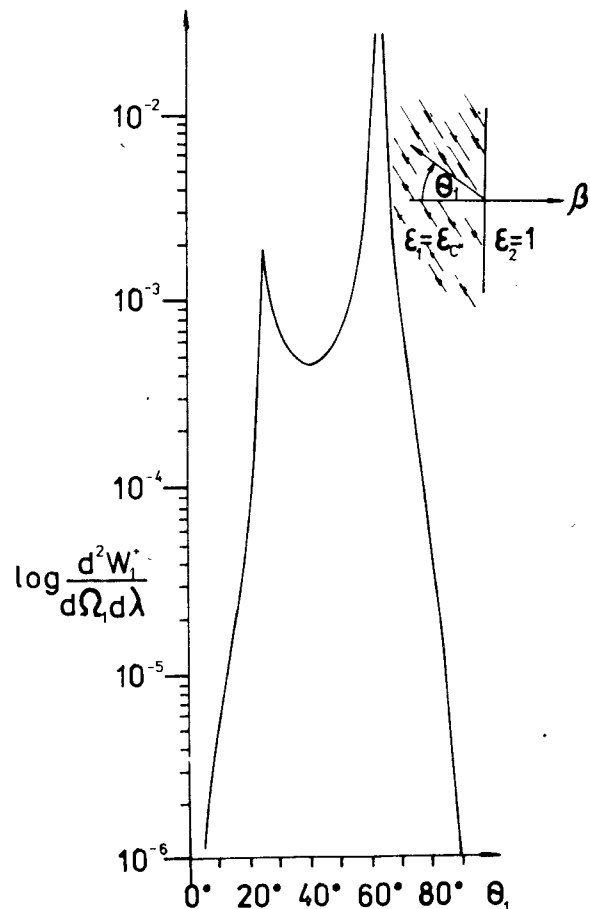


Рис. 12. То же, что и на рис. 11, но для случая излучения "назад" при  $\gamma = 3$ .

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

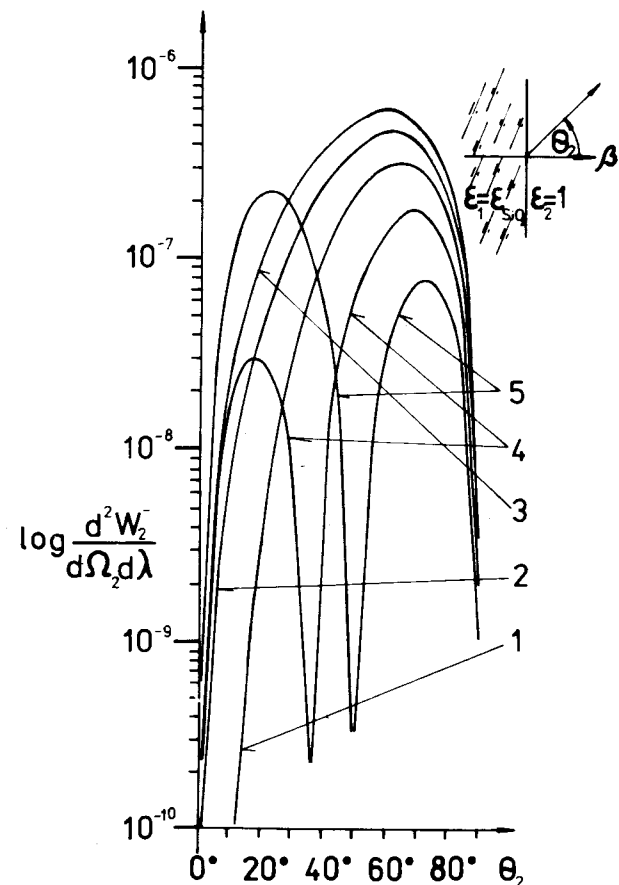


Рис. 13. Угловые распределения квантов ПИ в вакууме для границы кварц-вакуум /т.е. испущенных "вперед"/ при допороговых  $\gamma$ . 1 -  $\gamma = 1,16$ ; 2 -  $\gamma = 1,14$ ; 3 -  $\gamma = 1,12$ ; 4 -  $\gamma = 1,18$ ; 5 -  $\gamma = 1,20$ .

ния ПИ имеют обычный вид с широким максимумом около  $\theta \approx 60^\circ$ . С увеличением  $\gamma$  появляется также глубокий минимум, перемещающийся в сторону больших углов  $\theta$ . 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  $\gamma$  /как обычно, это имеет место для ПИ/, а, наоборот, уменьшается. Эта аномалия так же хорошо видна в поведении полной интенсивности ПИ в зависимости от  $\gamma$ /см. рис. 14/.

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

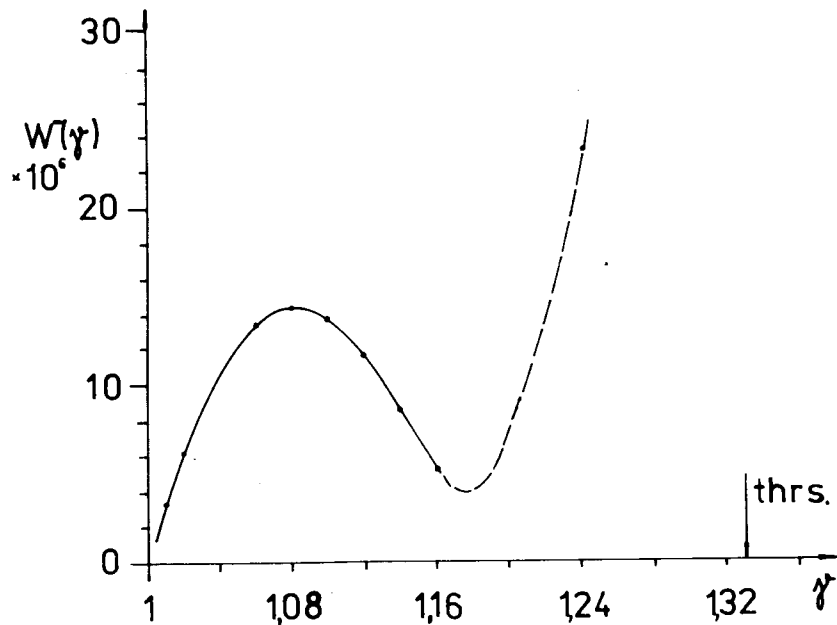


Рис. 14. Зависимость от  $\gamma$  полной интенсивности ГИ, испущенного "вперед" /т.е. в вакуум/ на границе кварц-вакуум.

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 глыбу среды/.

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

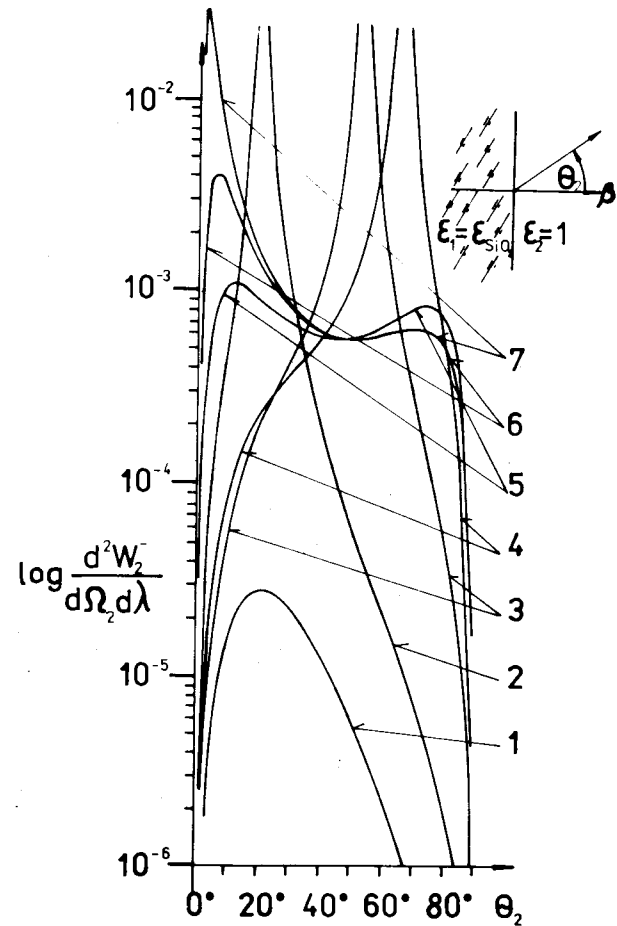


Рис. 15. Угловые распределения квантов ПИ и ГИ, испущенных в вакуум /т.е. "вперед"/ на границе  $\text{SiO}_2$  - вакуум для разных  $\gamma$ . 1 -  $\gamma = 1,3$ ; 2 -  $\gamma = 1,4$ ; 3 -  $\gamma = 1,7$ ; 4 -  $\gamma = 2,0$ ; 5 -  $\gamma = 5$ ; 6 -  $\gamma = 10$ ; 7 -  $\gamma = 27,5$ .

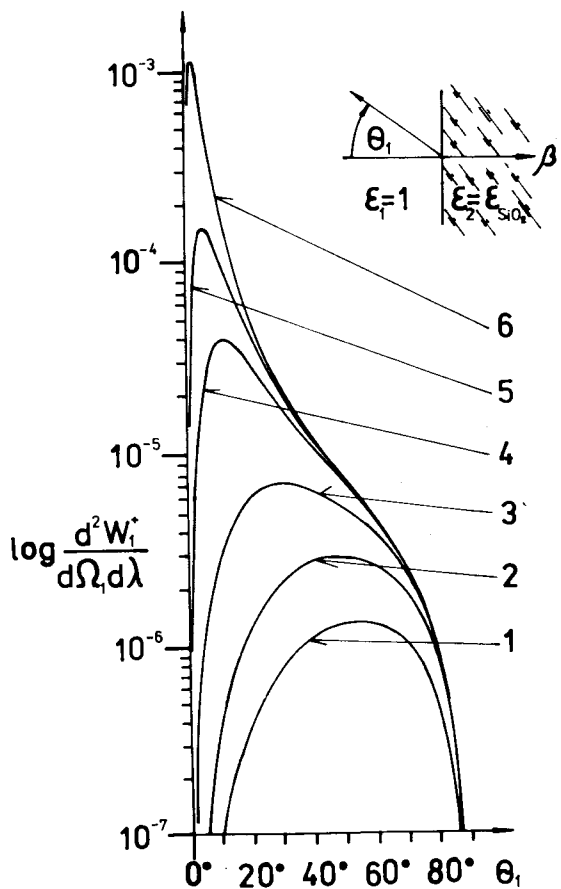


Рис. 16. Угловое распределение квантов ПИ, испускаемых "назад" /т.е. в вакуум/ на границе вакуум -  $\text{SiO}_2$ ; частицами с разными  $\gamma$ . 1 -  $\gamma = 1,1$ ; 2 -  $\gamma = 1,3$ ; 3 -  $\gamma = 2,0$ ; 4 -  $\gamma = 5$ ; 5 -  $\gamma = 10$ ; 6 -  $\gamma = 27,5$ .

**СВОЙСТВА "ПИ" И "ГИ" ИЗЛУЧЕНИЙ  
ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ЧАСТИЦЫ  
НА ГРАНИЦУ  $\text{SiO}_2$  - ВАКУУМ / ВАКУУМ -  $\text{SiO}_2$  /**

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

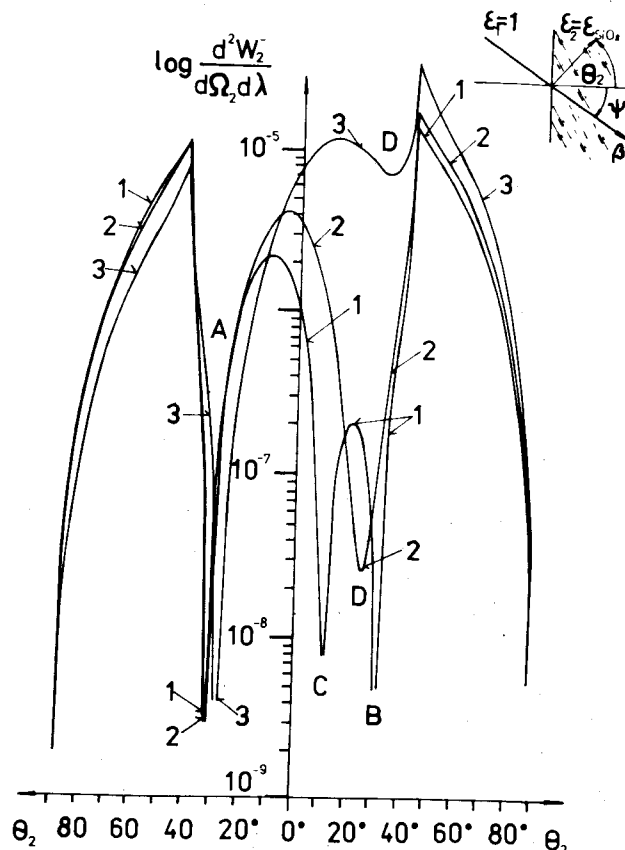


Рис. 17. Угловое распределение квантов ПИ в  $\text{SiO}_2$ , испускаемых на границе вакуум -  $\text{SiO}_2$  частицами при разных углах падения  $\psi$  для  $\gamma = 1,2$ . 1 -  $\psi = 5^\circ$ ; 2 -  $\psi = 10^\circ$ ; 3 -  $\psi = 25^\circ$ , отсчет угла  $\psi$  на этом рисунке ведется по правой части оси  $\theta_2$ .

ния  $\psi$ . На рис.17 показаны угловые распределения ПИ в  $\text{SiO}_2$  при  $\psi = 5^\circ, 10^\circ$  и  $25^\circ$  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  $\text{SiO}_2$  - вакуум в среде 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  $\theta \approx 28^\circ$  соответствует правой ветви ГИ /если смотреть по направлению скорости заряда-изображения/, а другой минимум при  $\theta \approx 32^\circ$  - его левой ветви /см. кривую для  $\psi = 5^\circ$ /.

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

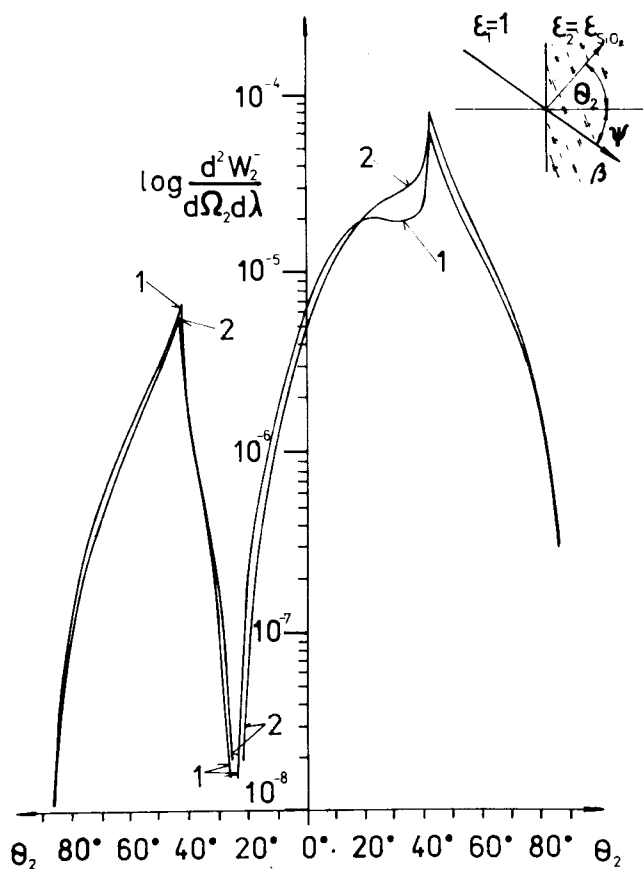


Рис. 18. То же, что и на рис. 17, но для углов  $\psi > 25^\circ$ .  
1 -  $\psi = 32^\circ$ ; 2 -  $\psi = 37^\circ$ .

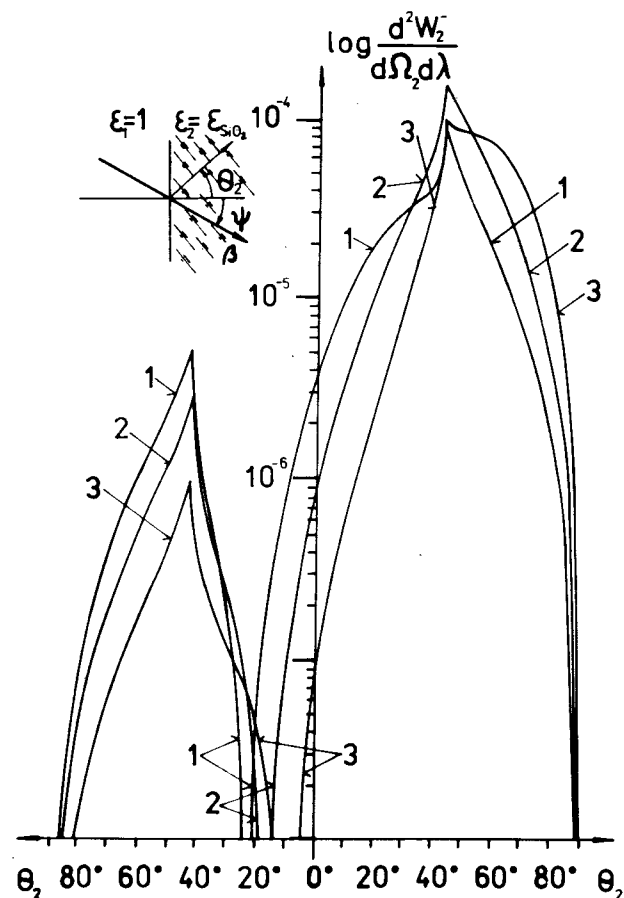


Рис. 19. То же, что и на рис. 17, но для больших углов  $\psi$ .  
1 -  $\psi = 40^\circ$ ; 2 -  $\psi = 55^\circ$ ; 3 -  $\psi = 70^\circ$ .

При  $\psi = 22^\circ$  минимум С уже сливается с минимумом В, образуя правый минимум D. С дальнейшим увеличением  $\psi$  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  $\gamma$ .

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. Zrelov V.P., Ružička J. Nucl. Instr. and Meth., 1978, v.151, p. 395-403, ОИЯИ, P1-10915, Дубна, 1977.
3. Зрелов В.П., Павлович П., Ружичка Я. ОИЯИ, P1-7956, Дубна, 1978.
4. Франк И.М. Препринт ФИАН СССР, А-64, М., 1965.
5. Корхмазян Н.А. Изв. АН АрмССР, 1957, т.10, №4, с.29.
6. Пафомов В.Е. Труды Физ. ин-та им. Лебедева АН СССР, т.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.