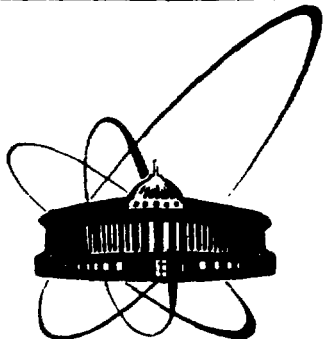


P11 9325122



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P1-92-233

Я.Ружичка, В.П.Зрелов

**ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ  
И ЕГО СВЯЗЬ С ИЗЛУЧЕНИЕМ  
ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА**

Направлено в "Чехословацкий физический журнал"

**1992**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сложилось мнение, что оптическое переходное излучение (ОПИ), возникающее на границе двух сред, по своей интенсивности существенно слабее излучения Вавилова-Черенкова (ИВЧ) и поэтому его влиянием в большинстве экспериментов, где оба излучения присутствуют одновременно (например, в пороговых газовых черенковских счетчиках), можно пренебречь. Действительно, как это следует из формул, полученных впервые Гинзбургом и Франком [1], для ОПИ, испускаемого частицей «назад» в вакуум, при ее влете в металл, а также из формул для ОПИ, испускаемого частицей «вперед» в вакуум [2], при ее вылете из металла, полное число фотонов ОПИ, генерируемых этим способом, исключительно мало. В лучшем случае, для частицы с релятивистской скоростью вероятность испускания фотонов будет порядка  $\alpha$  (где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры), что составляет примерно 1 фотон от 100 частиц, пересекающих границу металл/вакуум.

С другой стороны, ИВЧ, как известно, существенно более вероятный процесс. Например, как приведено в [3], потери на излучение Вавилова — Черенкова электронами с энергией 10 МэВ, в воде на 1 см пути, в диапазоне длин волн от  $\lambda_1 = 350$  нм до  $\lambda_2 = 700$  нм равны 263 фотонам.

ОПИ существенно отличается от ИВЧ и по своему угловому распределению интенсивности. Для релятивистских частиц ОПИ сосредоточено в

узком конусе с углом раствора  $1/\gamma$  (где  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ,  $\beta = v/c$  — скорость частицы). Это означает, что с нарастанием скорости частицы угол максимальной интенсивности уменьшается, то есть конус ОПИ как бы сжимается вокруг направления движения частицы. Угловое распределение ИВЧ, с другой стороны, подчиняется закону  $\cos \theta = 1/\beta n$  ( $n$  — коэффициент преломления среды), из которого следует, что с нарастанием скорости частицы угол испускания излучения увеличивается (конус ИВЧ как бы раскрывается), достигая своего предельного значения (при  $\beta \rightarrow 1$ ), составляющего в случае твердотельных радиаторов десятки градусов. ОПИ и ИВЧ существенно различаются также по другим своим характеристикам, например, спектрам.

На рис. 1 приведена фотография кольца ИВЧ, испускаемого электронами с энергией 350 МэВ в воздухе при атмосферном давлении. Эта фотогра-

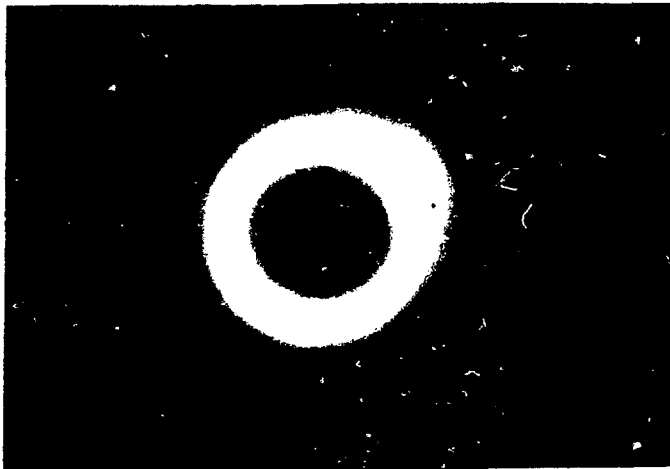


Рис.1. Излучение Вавилова — Черенкова, испускаемое электронами с энергией 350 МэВ в воздухе (длина радиатора 1 м,  $p = 1$  атм). (Увеличено в  $\sim 7,7$  раза)

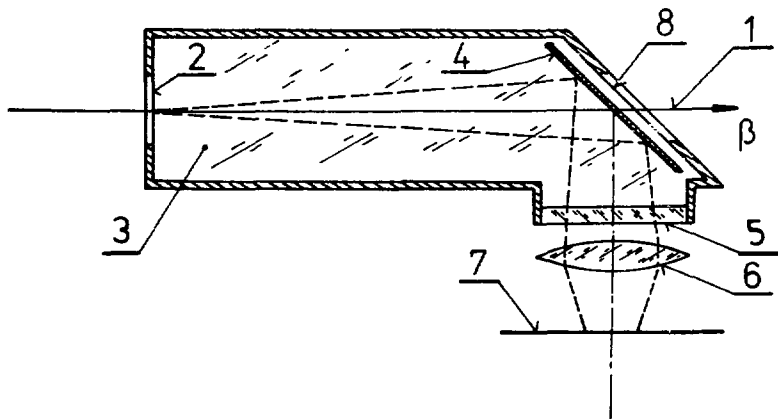


Рис.2. Схема установки для фотографической съемки ИВЧ, испускаемого пучком электронов в газовом радиаторе: 1 — пучок электронов; 2 — входное окно в установку (фольга из  $\text{Cu}$ ); 3 — газовый радиатор ( $l = 1$  м); 4 — плоское зеркало ( $\text{Al}$ , напыленный на стекле); 5 — прозрачное окно из плексигласа; 6 — объектив фотоаппарата, настроенный на бесконечность; 7 — фото-пленка; 8 — выходное окно из установки (фольга из  $\text{Cu}$ )

фия получена в установке, которая отличается от стандартного газового черенковского счетчика лишь тем, что вместо ФЭУ регистрация излучения проводилась с помощью фотоаппарата (см. рис.2). Поскольку в условиях нашего опыта ( $\gamma \approx 700$ ) угол максимальной интенсивности ОПИ, возникающего на входном окне установки (фольга из Cu) и на отражающем зеркале (слой Al, напыленного на стекле), составляет  $\approx 0,08^\circ$ , а угол ИВЧ в воздухе  $\theta_{Ch} \approx 1,33^\circ$ , мы ожидали получить в центре кольца ИВЧ изображение ОПИ в виде точки так, как это видно на фотографии (см. рис.3), полученной в условиях вакуума ( $p \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$  мм Hg).

Расхождение с ожидаемым результатом привело нас к подробному анализу классических формул ОПИ и ИВЧ и предсказываемых ими свойств обоих излучений, в случае наличия границы металл/прозрачная среда при  $\beta n \geq 1$  ( $n$  — коэффициент преломления прозрачной среды). Результаты проведенного нами анализа приведены в данной работе.



Рис.3. Излучение, испускаемое электронами с энергией 350 МэВ ниже порога ИВЧ. Фотография получена при пониженном давлении газа в установке, приведенной на рис.2 ( $p = 0,75$  мм Hg)

## 2. ОПИ В СЛУЧАЕ НАЛИЧИЯ ОДНОЙ ГРАНИЦЫ

### 2.1. ОПИ на границе двух прозрачных сред

Формула для числа фотонов ОПИ  $N_2$ , испускаемых в среду с коэффициентом преломления  $n_2$ , при перпендикулярном влете в нее частицы из среды с коэффициентом преломления  $n_1$ , имеет вид:

$$\lambda \frac{d^2 N_{2\text{ОПИ}}}{d\Omega_2 d\lambda} = - \frac{\alpha \beta^2 n_2 \cos^2 \theta_2 \sin^2 \theta_2 \times}{\pi^2} \times \left| \frac{(n_1^2 - n_2^2) (1 - \beta \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2} - \beta^2 n_2^2)}{(1 - \beta^2 n_2^2 \cos^2 \theta_2) (1 - \beta \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}) (n_1^2 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2})} \right|^2, \quad (1)$$

где  $\beta = v/c$  — скорость частицы,  $\lambda$  — длина волны наблюдаемого излучения,  $d\Omega_2 = \sin \theta_2 d\theta_2 d\varphi$  — элемент телесного угла.

Расчет углового распределения излучения, проведенный по формуле (1), представлен на рис. 4а, 4б. Из них видно, что в случае, когда  $\beta n_{1,2} \geq 1$ , в угловом распределении интенсивности ОПИ, предсказываемом формулой (1), присутствуют бесконечные максимумы на «черенковских» углах ( $\cos \theta_{Ch_2} = 1/\beta n_2$ ,  $\theta_{Ch_2}$  — угол ИВЧ, возникающего в среде наблюдения « $n_2$ »  $\sin \theta_{Ch_1} = (n_1/n_2) \sqrt{1 - (1/\beta n_1)^2}$ ;  $\theta_{Ch_1}$  — угол ИВЧ, возникшего в среде « $n_1$ » и вышедшего через границу в среду наблюдения « $n_2$ »). По этой причине сравнение формулы (1) с результатами опыта становится невозможным.

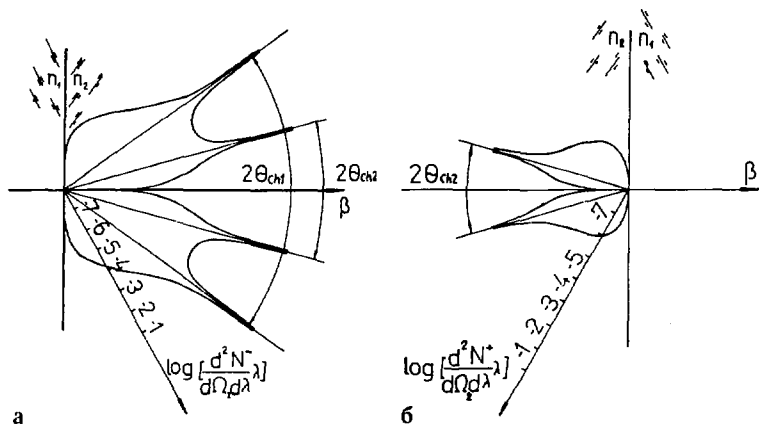


Рис. 4. а) Угловое распределение интенсивности ОПИ<sup>-</sup>, испускаемого «вперед» по направлению скорости частицы, возникающего на границе двух прозрачных сред  $n_1/n_2$  ( $\beta = 0.690184$ ;  $n_1 = 1.685083$ ;  $n_2 = 1.5$ ). б) То же самое, что и на рис. 4а, только для случая ОПИ<sup>+</sup> (испускаемого «назад» против направления движения частицы)

Интересно отметить, что формулу (1) можно представить и в другом, более наглядном для ее интерпретации виде. Как было показано в работе [4], спектральная плотность энергии переходного излучения частицы (с зарядом  $e$  и скоростью  $v$ ), пересекающей границу между средой с показателем преломления  $n$  и вакуумом, при движении по нормали к границе раздела, равна:

$$W(\omega) = \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \left| \alpha_1^0 \sin \theta + \alpha_2^0 r'' \sin \theta - \frac{f''}{n} \sin \theta \alpha_3^0 \right|^2. \quad (2)$$

Величины  $\alpha_1^0 = \frac{1}{1 - \beta \cos \theta}$ ;  $\alpha_2^0 = \frac{1}{1 + \beta \cos \theta}$  и  $\alpha_3^0 = \frac{1}{1 - \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}$  в работе [4] названы «коэффициентами когерентности». Величины  $r'' = \frac{n^2 \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}$  и  $f'' = \frac{2n \cos \theta}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}$  есть коэффициенты Френеля для отраженных и преломленных волн соответственно.

В нашем случае, перпендикулярного движения частицы через границу двух прозрачных сред, формулу (2) можно представить в виде:

$$\lambda \frac{d^2 N^-}{d\Omega_2 d\lambda} = - \frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| (P_2^- + P_{2,r}^-) - P_1^- \right|^2,$$

$$P_2^- = A_2^-(\theta_2); P_{2,r}^- = A_{2,r}^-(\theta_{2,r}) \cdot r_{2,1}''(\theta_2); P_1^- = A_1^-(\theta_{1,f}) f_{1,2}''(\theta_2);$$

$$A_2^-(\theta_2) = \frac{\beta \sin \theta_2}{1 - \beta n_2 \cos \theta_2}; A_{2,r}^- = \frac{\beta \sin \theta_{2,r}}{1 - \beta n_2 \cos \theta_{2,r}}; A_1^-(\theta_{1,f}) = \frac{\beta \sin \theta_{1,f}}{1 - \beta n_1 \cos \theta_{1,f}};$$

$$r_{2,1}'' = \frac{n_1^2 \cos \theta_2 - n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}{n_1^2 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$f_{1,2}'' = \frac{2n_1 n_2 \cos \theta_2}{n_1^2 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}$$

$$\theta_{2,r} = 180 - \theta_2; n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_{1,f}; N^- \text{ — число фотонов.} \quad (3)$$

Сравнивая теперь  $A_2^-(\theta_2)$ ,  $A_{2,r}^-(\theta_{2,r})$  и  $A_1^-(\theta_{1,f})$  с формулой для углового распределения излучения, возникающего при мгновенной остановке (старте) частицы в среде с показателем преломления  $n$ :

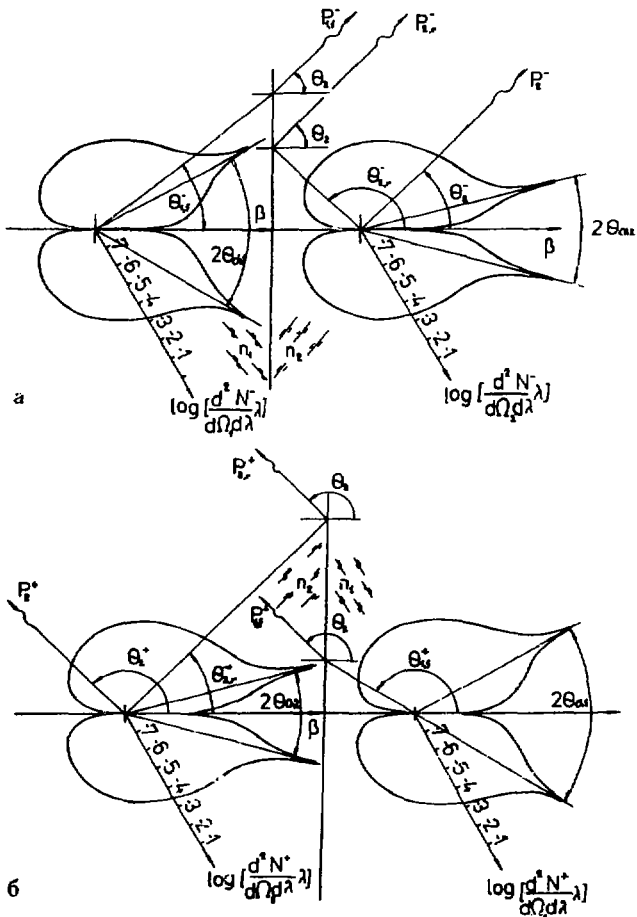


Рис.5. а) Угловые распределения интенсивностей ОТИ<sup>-</sup>, возникающих при мгновенной остановке частицы в среде « $n_2$ » и при ее мгновенном старте в среде « $n_2$ » с той же скоростью. Величины  $P_2^-$ ;  $P_{2,r}^-$ ;  $P_{1,l}^-$  схематически изображают отдельные амплитуды прямого, отраженного и преломленного излучений, входящих в состав ОПИ<sup>-</sup> ( $\beta$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  имеют те же значения, что и на рис. 4а). б) Угловые распределения ОТИ<sup>+</sup> («назад»), возникающих при мгновенной остановке частицы в среде « $n_1$ » и при ее мгновенном старте с той же скоростью, но в среде « $n_1$ ». Величины  $P_2^+$ ,  $P_{2,r}^+$ ,  $P_{1,l}^+$  схематически изображают амплитуды прямого, отраженного и преломленного излучений соответственно, входящих в состав ОПИ<sup>+</sup>

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

мы видим, что величины  $A(\theta)$  представляют собой амплитуды мгновенных тормозных излучений.

Формула (3) получает, таким образом, следующую наглядную интерпретацию. Величина  $P_1$  в формуле (3) есть амплитуда излучения, испускаемого частицей в среде « $n_1$ » при ее мгновенной остановке на границе двух сред  $n_1/n_2$ .  $\theta_{1,f}$  есть тот угол, отсчитываемый от направления частицы, для которого излучение после его преломления на границе  $n_1/n_2$  распространяется в среде  $n_2$  под углом наблюдения  $\theta_2$ . Сумма  $(P_2^- + P_{2,r}^-)$  в формуле (3) представляет собой излучение, возникающее при мгновенном старте частицы с той же скоростью  $v$ , но в среде  $n_2$ . Первый ее член  $P_2^-$  есть амплитуда излучения, испущенного в направлении угла наблюдения  $\theta_2$ . Второй член  $P_{2,r}^-$  представляет собой амплитуду излучения, испущенного в направлении угла  $\theta_{2,r}$ , то есть назад.  $\theta_{2,r}$  есть тот угол, отсчитываемый от направления движения частицы, для которого излучение после его отражения от границы  $n_2/n_1$  распространяется под углом наблюдения  $\theta_2$ .

Формула (3) в целом представляет интерференцию мгновенных тормозных излучений с амплитудами  $P_1^-$  и  $(P_2^-; P_{2,r}^-)$ , возникающих на границе в момент ее пересечения частицей. Амплитуда  $P_1^-$  и амплитуды  $(P_2^-; P_{2,r}^-)$  отличаются в знаке вследствие различных знаков ускорений заряда при его остановке и старте.

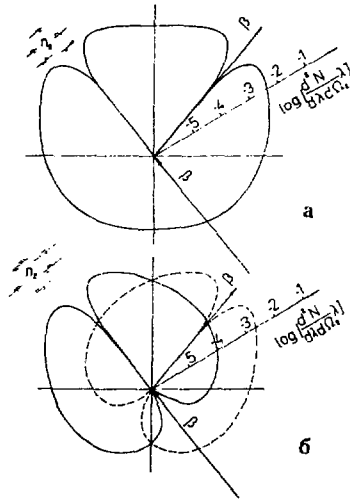


Рис. 6. а) Угловые распределения интенсивности ОТИ, возникающего при мгновенном изменении направления движения частицы на угол  $\Delta\theta = 80^\circ$  ( $\beta = 0.652174$ ;  $n_2 = 1.5$ ). б) Отдельные составляющие ОТИ: излучение, возникающее при мгновенной остановке частицы, двигавшейся в первоначальном направлении (сплошная кривая), и излучение, возникающее при мгновенном старте частицы с той же скоростью, но в другом направлении (пунктирная кривая)



Приведенную выше интерпретацию формулы ОПИ для одной границы иллюстрирует рис. 5а, 5б.

Аналогичную ситуацию мы имеем в случае оптического тормозного излучения (ОТИ), возникающего при мгновенном изменении направления движения частицы в прозрачной среде. Как это было показано в работе [5], угловое распределение излучения, возникающего в этом случае, имеет вид:

$$\frac{d^2 N^{mop,m}}{d\Omega d\lambda} = \frac{c^2}{\pi c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon} \mu}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} \left( \frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - \vec{k}\vec{v}_1} - \frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - \vec{k}\vec{v}_2} \right)^2 \quad (5)$$

Формулу (5) можно также интерпретировать как результат интерференции мгновенных тормозных излучений, возникающих при остановке частицы, двигавшейся со скоростью  $\vec{v}_1$ , и ее старте в тот же момент времени, но уже с другой скоростью  $\vec{v}_2$  [6]. Вид угловых распределений ОТИ для случая мгновенного изменения  $\vec{v}$  показан на рис. 6а и 6б.

Конечно, из приведенных выше интерпретаций формул (3) и (5) не следует, что частица в действительности производит мгновенные скачки скорости. Однако структура формул такова, что их можно интерпретировать указанным способом с помощью интерференции мгновенных излучений.

## 2.2. ОПИ на границе металл/прозрачная среда

Формула (3) в этом случае принимает следующий вид:

$$\lambda \frac{d^2 N^-}{d\Omega_2 d\lambda} = - \frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| (P_2^- + P_{2,r}^-) - P_1^- \right|^2;$$

$$P_1^- = A_1^-(\theta_{1,f}) f_{1,2}''(\theta_2); \quad P_2^- = A_2^-(\theta_2); \quad P_{2,r}^- = A_2^-(\theta_{2,r}) \cdot r_{2,1}''(\theta_2);$$

$$A_i^-(\theta) = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \sqrt{\epsilon_i} \cos \theta}; \quad i = 1, 2;$$

$$r_{2,1}''(\theta_2) = \frac{\epsilon_1 \cos \theta_2 - n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$f_{1,2}''(\theta_2) = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} n_2 \cos \theta_2}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$\theta_{2,r} = 180 - \theta_2; \quad n_2 \sin \theta_2 = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_{1,f};$$

$$\epsilon_1(\lambda) = a_1(\lambda) + ib_1(\lambda), \quad (6)$$

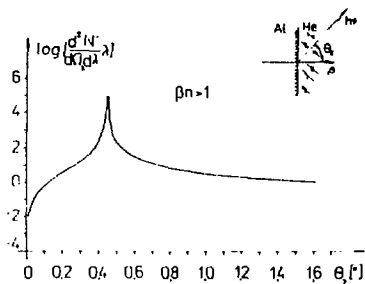


Рис.7. Угловое распределение интенсивности ОПИ<sup>-</sup>, возникающего при пересечении электронами с энергией 350 МэВ границы Al/He ( $\beta = 0.9999989373$ ;  $\lambda = 589$  нм;  $\epsilon_{Al}(\lambda) = a(\lambda) + ib(\lambda)$ ;  $a(\lambda) = -26.2288$ ;  $b(\lambda) = -15.3216$ ;  $n_{He} = 1.00003091$ ).

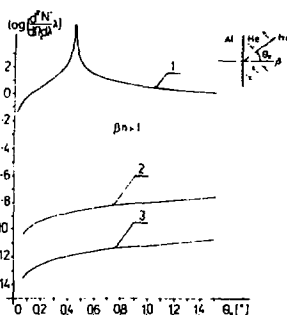


Рис.8. Угловые распределения интенсивности ОПИ<sup>-</sup>, входящих в состав ОПИ<sup>-</sup>, приведенного на рис.7: 1 — прямое излучение (расчет по формуле (9)); 2 — отражение излучение (расчет по формуле (8)); 3 — преломленное излучение (расчет по формуле (7))

где  $a_1(\lambda)$  — реальная и  $b_1(\lambda)$  — мнимая части диэлектрической проницаемости металла  $\epsilon_1(\lambda)$ .

Такая ситуация часто имеет место, например, в газовых черенковских счетчиках, где частица последовательно пролетает: входное окно — обычно из металлической фольги, газовый радиатор и плоское зеркало, отражающее излучение к ФЭУ.

Расчет по формуле (6) для ОПИ «вперед» на границе Al/He для энергии электронов 350 МэВ и для одной длины волны  $\lambda = 589.3$  нм приведен на рис.7 и рис.8.

На рис.8 кривая 3 представляет излучение, рассчитанное по формуле:

$$\lambda \frac{d^2 N_{1,f}^-}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_1^-(\theta_{1,f}) f_{1,2}(\theta_2) \right|^2, \quad (7)$$

т.е. возникающее при мгновенной остановке частицы на границе раздела в среде « $n_1$ » и вышедшее в прозрачную среду « $n_2$ » под углом  $\theta_2$ .

Кривая 2 на рис.8 рассчитана по формуле

$$\lambda \frac{d^2 N_2^-}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_{2,r}^-(\theta_2, r) \cdot r_{2,1}^{11}(\theta_2) \right|^2 \quad (8)$$

и описывает излучение, возникающее при мгновенном старте частицы в среде « $n_2$ », но только ту его часть, которая испускается в направлении к границе раздела, отражается от нее и распространяется под углом наблюдения  $\theta_2$ . Кривая 1 рассчитана по формуле

$$\lambda \frac{d^2 N_2^-}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_2^-(\theta_2) \right|^2 \quad (9)$$

и описывает излучение, возникающее в среде « $n_2$ » при мгновенном старте частицы ( $\beta n_2 > 1$ ) и распространяющееся под углом наблюдения  $\theta_2$ .

Из сравнения кривых 1, 2 и 3 на рис.8 мы видим, что в нашем случае основным является излучение, описанное формулой (9) и представленное кривой 1 (т.е. мгновенное тормозное излучение, возникающее при старте частицы в прозрачной среде « $n_2$ »). Излучением, выходящим из металла « $\epsilon_1$ » (кривая 3), так же как и излучением, испускаемым «назад» в среде « $n_2$ » и отражающимся от границы раздела под углом наблюдения  $\theta_2$ , ввиду их незначительного вклада можно пренебречь.

В случае ОПИ «назад», возникающего на границе прозрачная среда/металл (такая ситуация имеет место, например, при вылете частицы из газового черенковского счетчика), формула для углового распределения интенсивности имеет вид:

$$\lambda \frac{d^2 N^+}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| P_1^+ - (P_2^+ + P_{2,r}^+) \right|^2,$$

$$P_1^+ = A_1^+(\theta_{1,\beta}) \cdot f_{1,2}^{11}(\theta_2); \quad P_2^+ = A_2^+(\theta_2); \quad P_{2,r}^+ = A_{2,r}^+(\theta_2, r) \cdot r_{2,1}^{11}(\theta_2);$$

$$A_i^+(\theta) = \frac{-\beta \sin \theta}{1 + \beta \sqrt{\epsilon_i} \cos \theta}; \quad i = 1, 2;$$

$$r_{2,1}^{11}(\theta_2) = \frac{\epsilon_1 \cos \theta_2 - n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$f_{1,2}'' = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} n_2 \cos \theta_2}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$\theta_{2,r} = 180 - \theta_2; \quad n_2 \sin \theta_2 = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_{1,f};$$

$$\epsilon_1(\lambda) = a_1(\lambda) + ib_1(\lambda). \quad (10)$$

Формулу (10) можно получить из (6), заменив  $\beta$  на  $-\beta$ .

На рис. 9 и 10 представлен расчет, проведенный по формуле (10), для тех же параметров  $\epsilon_1$ ,  $n_2$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$ , что и в случае ОПИ «вперед». Кривая 3 на рис. 10 представляет излучение, описанное формулой:

$$\lambda \frac{d^2 N_{1,f}^+}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_1^+(\theta_{1,f}) f_{1,2}''(\theta_2) \right|^2, \quad (11)$$

т.е. излучение, возникающее в металле при мгновенном старте частицы и вышедшей из него в прозрачную среду « $n_2$ » через границу  $\epsilon_1/n_2$ . Кривая 1 на этом же рисунке рассчитана по формуле

$$\lambda \frac{d^2 N_2^+}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_2^+(\theta_2) \right|^2 \quad (12)$$

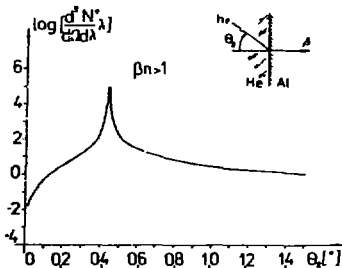
и соответствует излучению, возникающему при мгновенной остановке частицы в среде « $n_2$ » и распространяющемуся под углом наблюдения  $\theta_2$ .

Кривая 2 (рис. 10) рассчитана по формуле

$$\lambda \frac{d^2 N_{2,r}^+}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_{2,r}^+(\theta_{2,r}) \cdot r_{2,1}''(\theta_2) \right|^2, \quad (13)$$

представляет собой излучение, испущенное при мгновенной остановке частицы в среде « $n_2$ » и распространяющееся после отражения от границы  $n_2/\epsilon_1$  в направлении угла наблюдения  $\theta_2$ .

Рис. 9. То же самое, что и на рис. 7, только для случая ОПИ<sup>+</sup> (т.е. излучения, испускаемого «назад» в He на границе He/Al)



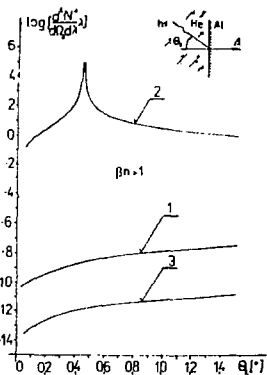


Рис.10. Угловые распределения интенсивности ОПИ, входящих в состав ОПИ\*, представленного на рис.9. Кривая 1 — прямое излучение (расчет по формуле (12)); 2 — отраженное излучение (расчет по формуле (13)); 3 — преломленное излучение (расчет по формуле (11))

Из сравнения кривых 1, 2 и 3 на рис.10 мы видим, что основным в этом случае является излучение, описанное формулой (13) (т.е. излучение, возникающее при мгновенной остановке частицы в прозрачной среде). Остальными двумя излучениями (кривые 1 и 3) можно пренебречь.

### 3. ОПИ В СЛУЧАЕ ПРОЛЕТА ЧАСТИЦЫ ЧЕРЕЗ ДВЕ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА

В случае наличия двух границ раздела, что всегда имеет место в реальном эксперименте, ОПИ, возникающее на первой границе, и ОПИ, возникающее на второй границе, будут взаимно интерферировать, поскольку оба излучения возникают с постоянной разностью фаз  $\chi(\beta, l, \theta, \lambda, n)$ . Отдельные угловые распределения мгновенных тормозных излучений, входящие в состав обоих ОПИ, иллюстрирует рис. 11.

В рассматриваемом выше случае (газовый черенковский счетчик), в ОПИ, испущенном «вперед» на первой границе (металл/прозрачная среда), доминирующим является мгновенное тормозное излучение, возникающее при старте частицы в прозрачной среде. В ОПИ, испущенном «назад» на второй границе, удаленной от первой на расстояние  $l$ , преобладающим является мгновенное тормозное излучение, возникающее при остановке частицы в прозрачной среде.

Такая задача — мгновенный старт частицы в прозрачной среде и мгновенная ее остановка в той же среде после пролета расстояния  $l$  с постоянной скоростью  $v$  — была решена Таммом в работе [7]. Полученная в [7] формула описывает угловое распределение интенсивности излучения частицы при ее движении с постоянной скоростью  $v$  в прозрачной среде по конечной траектории  $l$ . При  $\beta n \geq 1$  и  $l \rightarrow \infty$  эта формула, называемая также формулой Тамма, переходит в формулу Тамма — Франка для ИВЧ.

В работе [8] было показано, что формулу Тамма можно также представить в виде интерференции двух мгновенных излучений, возникающих при старте и при остановке частицы, в начале и в конце ее пути:

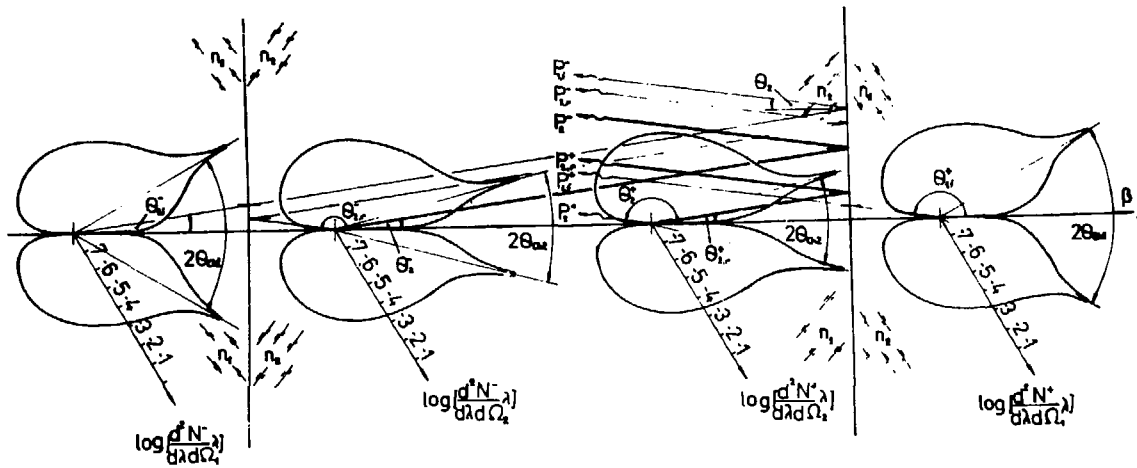


Рис.11. Угловые распределения мгновенных тормозных излучений, входящих в состав ОПИ<sup>-</sup> и ОПИ<sup>+</sup> и возникающих при пересечении заряженной частицей двух границ раздела  $n_1/n_2$  и  $n_2/n_1$ . Параметры расчета те же самые, что и на рис. 4а

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

где  $x = (\pi l / \beta \lambda) (1 - \beta \cos \theta)$  есть взаимная разность фаз обоих интерферирующих тормозных излучений.

Поскольку в рассматриваемом нами случае пролета частицы через две границы раздела — металл/прозрачная среда и прозрачная среда/металл — преобладающими являются два мгновенных тормозных излучения от старта и остановки частицы в прозрачной среде, испускаемые на расстоянии  $l$  друг от друга с постоянной разностью фаз, можно ожидать, что в описании результирующего ОПИ от двух границ будет присутствовать формула Тамма (14). Покажем ниже, что это действительно так.

### 3.1. Интерференция ОПИ, возникающих на двух границах металл/вакуум и вакуум/металл

Явление интерференции двух ОПИ, возникающих при пересечении пучком электронов границ металл/вакуум и вакуум/металл, было впервые обнаружено и экспериментально исследовано в работе [9]. В приведенной работе были получены фотографии интерференционных колец от двух ОПИ, а также проведены измерения этого эффекта, результаты опытов сравнены с предсказанием теории и выдвинуты предложения по использованию интерференционных явлений в ОПИ для диагностики пучков и измерения многократного рассеяния электронов.

Формула для углового распределения энергии излучения, испускаемого на двух параллельных границах, с которой проводились сравнения с экспериментом, получена в [9] в виде:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = F(\psi, \theta, \omega) \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \left| 1 - e^{-j\phi} \right|^2, \quad (15)$$

где  $F(\psi, \theta, \omega)$  — коэффициент Френеля для отраженных волн,  $\phi = (2\pi L / \lambda \beta) (1 - \beta \cos \theta)$  — разность фаз интерферирующих излучений,  $L$  — расстояние между границами раздела,  $\psi$  — угол падения частицы на границу раздела,  $\omega$  — круговая частота излучения,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $\theta$  — угол наблюдения,  $\beta$  — скорость частицы.

В случае перпендикулярного падения частицы ( $\psi = 0$ ) формулу (15) можно представить в виде:

$$\frac{d^2 N_{n=1}^{\text{интерф}}}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{\alpha \sin^2 \theta_2}{\lambda} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \left[\frac{\sin X}{X}\right]^2 \left| r_{2,1}^{11}(\theta_2) \right|^2, \quad (16)$$

$$\text{где } X = \frac{\pi l}{\beta \lambda} (1 - \beta \cos \theta); \quad r_{2,1}^{11}(\theta_2) = \frac{\varepsilon_1 \cos \theta_2 - \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta_2}}{\varepsilon_1 \cos \theta_2 + \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta_2}}.$$

Приняв в формуле Тамма (14)  $n = 1$ , мы видим, что

$$\left( \frac{d^2 N_{n=1}^{\text{интерф}}}{d\Omega_2 d\lambda} \right) = \left( \frac{d^2 N_{n=1}^{\text{Тамм}}}{d\Omega_2 d\lambda} \right) \left| r_{2,1}^{11}(\theta_2) \right|^2. \quad (17)$$

Следует отметить, что результирующая формула (15), описывающая интерференцию двух ОПИ, является приближенной, поскольку использованное в ней выражение для интенсивности ОПИ, испускаемого на одной границе,

$$\frac{d^2 W^{\text{ОПИ}}}{d\Omega d\lambda} = \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (18)$$

справедливо лишь для ультрарелятивистской частицы и в приближении  $|\varepsilon| > 1$ , когда излучением, выходящим из металла, можно пренебречь. Как было отмечено также в [9], интенсивность ОПИ, возникающего на одной границе, в таком случае совпадает с интенсивностью мгновенного тормозного излучения. Как было показано выше (п.2.2.), приближение в данном эксперименте является оправданным.

### 3.2. Интерференция ОПИ, возникающих на двух границах металл/прозрачная среда и прозрачная среда/металл

В случае, когда между двумя границами раздела находится прозрачная среда ( $n \neq 1$ ), например, газ, формула (17) для результирующей интенсивности излучения принимает вид:

$$\left( \frac{d^2 N_{n \neq 1}^{\text{интерф}}}{d\Omega_2 d\lambda} \right) = \left( \frac{d^2 N_{n \neq 1}^{\text{Тамм}}}{d\Omega_2 d\lambda} \right) \left| r_{2,1}^{11}(\theta_2) \right|^2,$$

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{\text{Тамм}}}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{\alpha n}{\lambda} \left( \frac{l}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \theta \left( \frac{\sin X}{X} \right)^2,$$

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

$$r_{2,1}^{11}(\theta_2) = \frac{\varepsilon_1 \cos \theta_2 - n_2 \sqrt{\varepsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}{\varepsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\varepsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}. \quad (19)$$



Экспериментальные исследования излучения, возникающего в подобном случае, были проведены в работе [10]. В этой работе исследовалось излучение Вавилова — Черенкова в газовом черенковском счетчике, вблизи порога возникновения ИВЧ и ниже него. Было показано, что формула (14) описывает оба излучения — нормальное черенковское излучение и излучение, возникающее ниже порога ИВЧ. Выше порога ИВЧ формула (14) правильно описывает дифракционное уширение черенковского максимума, возникающее вследствие конечной траектории частицы, и интенсивность излучения. Ниже порога ИВЧ формула (14) правильно описывает угловое распределение интенсивности результирующего переходного излучения, возникающего при влете и вылете частицы из счетчика.

К аналогичным заключениям пришли также еще в 1963 г. авторы работы [11]. В этой работе экспериментально исследовалось излучение электронов, возникающее в пороговом черенковском счетчике небольших размеров, в области вблизи порога и ниже него. Было показано, что формула Тамма (14) в случае, когда сильноосциллирующую функцию  $(\sin X)^2$  можно заменить на  $1/2$ , полученное выражение

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega d\lambda} = \frac{\alpha n \beta^2}{2\pi^2 \lambda} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^2}, \quad (20)$$

при  $n = 1$ , представляет собой удвоенную формулу Гинзбурга — Франка для ОПИ, возникающего на границе идеальный проводник/вакуум. Следовательно, в условиях эксперимента [11] можно записать:

$$\left( \frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega d\lambda} \right) = 2 \left( \frac{d^2 N_{\text{ОПИ}}}{d\Omega d\lambda} \right). \quad (21)$$

Использованное в [11] приближение возможно лишь ниже порога ИВЧ, когда сильноосциллирующую функцию в формуле Тамма  $(\sin X)^2$  можно усреднить. В остальных случаях необходимо пользоваться полной формулой Тамма (14), что и было показано в данном эксперименте.

Мы теперь видим, что использованное в работе [11] приближение  $(\sin X)^2 \rightarrow 1/2$  сводится фактически к пренебрежению интерференцией излучений, возникающих на входном и выходном окне счетчика, и вследствие этого к суммированию их интенсивностей.

Интерференцией можно пренебрегать всегда, когда взаимная разность фаз интерферирующих источников  $X \gg \pi$ , что в данном случае имеет место ниже порога ИВЧ. В остальных случаях необходимо пользоваться полной формулой Тамма (14), правильно описывающей эту интерференцию при любых  $\beta n$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из приведенного в данной работе анализа, ОПИ, испускаемое заряженной частицей на границе металл/прозрачная среда, при  $\beta n \geq 1$  имеет существенно иные характеристики, чем ОПИ, возникающее на границе металл/вакуум (в этой связи см. также работу [12]).

Сказанное имеет место даже в том случае, когда прозрачной средой является газ, несмотря на то, что его коэффициент преломления при атмосферном давлении лишь незначительно отличается от коэффициента преломления вакуума ( $n = 1$ ).

Формула, описывающая угловое распределение интенсивности ОПИ, возникающего на одной границе, содержит при  $\beta n \geq 1$  бесконечные максимумы (на черенковских углах), и пользоваться ей без учета интерференции с ОПИ, возникающим на второй границе (всегда присутствующей в реальном эксперименте), нельзя. Причиной необходимости учета интерференции является то, что на угле ИВЧ зона формирования излучения стремится к  $\infty$ . Вторая граница, как бы далеко она ни находилась, всегда будет в пределах зоны формирования.

Интерференция ОПИ, испускаемого «вперед» на границе металл/прозрачная среда, с ОПИ, испускаемым «назад» на границе прозрачная среда/металл, приводит к формуле Тамма, описывающей ИВЧ на конечной траектории частицы. Это имеет место для любых  $\beta n$  (в том числе и для  $n = 1$  в вакууме) при условии, что излучением, выходящим из металла через границу раздела в прозрачную среду, можно пренебречь.

В случаях, когда излучением, проходящим через границу в среду наблюдения, пренебрегать нельзя (например, когда вторая среда является тоже прозрачной), взаимная интерференция обоих ОПИ, испущенных на первой и на второй границах, является более сложной (см. [13, 14]). Однако

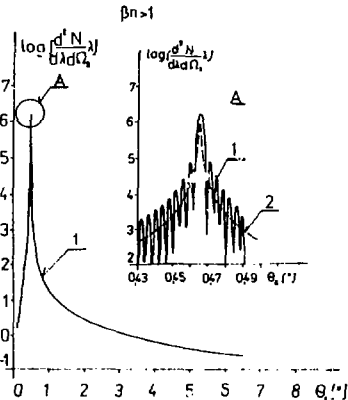


Рис.12. Расчет углового распределения ИВЧ, возникающего при пролете через газовый радиационный слой длиной  $l$ , 1 м электрона с энергией 350 МэВ ( $\beta = 0.99999373$ ;  $n_{\text{He}} = 1.000034019$ ;  $\lambda = 589.3$  нм): 1 — сглаженная кривая (по вертикалям макс. максимумов в угловом распределении, рассчитанном по формуле Тамма (15), см. под А); 2 — угловое распределение ОПИ, рассчитанное по формуле (6), для границы Al/He ( $\epsilon_{\text{Al}} = a + ib$ ;  $a = -26.2288$ ;  $b = -15.3216$ )

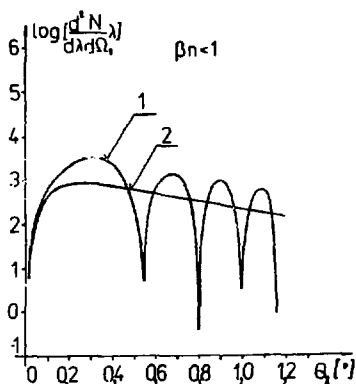


Рис.13. То же самое, что на рис. 12 при  $\beta n_{He} < 1$ .  
 $\varphi = 0.999998473$ ;  $n_{He} = 1.000000964$ ;  $\rho_{He} =$   
 $= 23.07 \text{ mm Hg}$ ;  $t_{He} = 28^\circ\text{C}$

в результирующем излучении, описываемом эту интерференцию, ИВЧ, выражаемое формулой Тамма, также содержится в явном виде.

В работе дана также наглядная интерпретация ОПИ с помощью мгновенных тормозных излучений. ОПИ, возникающее на одной границе, можно представить как результат интерференции двух мгновенных тормозных излучений, возникающих при остановке частицы на границе в одной

среде и ее мгновенном старте с той же скоростью  $v$ , но в другой среде.

Излучение, возникающее в случае наличия двух границ раздела, можно интерпретировать как взаимную интерференцию четырех мгновенных тормозных излучений:

1. излучения от мгновенной остановки частицы на первой границе в первой среде;
2. излучения от мгновенного старта частицы на первой границе, но во второй среде;
3. излучения от мгновенной остановки частицы на второй границе в той же второй среде;
4. излучения от старта частицы на второй границе, в последней — третьей среде.

Когда тормозным излучением, возникающим при мгновенной остановке частицы в первой среде и при ее мгновенном старте в третьей среде, можно пренебречь, оба оставшихся тормозных излучения — возникающее при старте и остановке частицы в той же прозрачной среде между обеими границами, вследствие взаимной интерференции приводят к формуле Тамма для ИВЧ.

Рассмотренный нами во введении этой работы парадоксальный случай — отсутствие изображения ОПИ в виде точки — можно теперь легко объяснить. В действительности, оба излучения, фотографии которых приведены на рис.1 и 3, можно описать той же формулой Тамма (14). В первом случае мы имеем вышестепенную скорость частицы  $\beta n > 1$  и наблюдаем обыкновенное кольцо ИВЧ. Во втором случае наблюдаем излучение, предсказываемое формулой Тамма ниже порога ИВЧ. Угловые распределения излучений, рассчитанные по формуле Тамма для этих двух случаев, приве-

дены на рис.12 и 13. Из рис.12 видно, что в центре кольца ИВЧ не должно быть точечного изображения ОПИ. Из рис.13 видно, что в условиях вакуума, при которых была получена фотография ( $\beta n < 1$ ), формула Тамма правильно описывает положение максимума интенсивности углового распределения ОПИ, ожидаемого нами на угле  $1/\gamma$ .

Авторы выражают благодарность проф. Б.М.Болотовскому и проф. А.А.Тяпкину за полезные обсуждения данной работы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л., Франк И.М. — ЖЭТФ, 1963, 16, с.15.
2. Тер-Микаелян М.Л. — Известия АН Арм.ССР, серия физическая, 1964, т.12, N 4, с.141.
3. Зрелов В.П. — Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий. — М.: Атомиздат, 1968, с.123.
4. Frank I.M. — Acta Physics Polonica A38, 1970, 655.
5. Газазян А.Д. и др. — Известия АН Арм.ССР, XVI, 1963, N 2, с.69.
6. Zrelov V.P., Ružička J. — Czech. J. Phys. B42, 1992, N 1, p.45.
7. Tamm I.E. — J. Phys. USSR, 1939, 1, p.439.
8. Zrelov V.P., Ružička J. — Czech. J. Phys. B39, 1989, p.368.
9. Wartski L. et al. — J. Appl. Phys., 1975, 46, N 8, p.3644.
10. Bodek A. et al. — Z. Phys. C18, 1983, p.741.
11. Aitken D.K. et al. — Proc. Phys. Soc., 1963, 82, p.710.
12. Zrelov V.P., Ružička J. — NIM 160, 1979, p.327.
13. Пафомов В.Е. — Труды ФИАН СССР, 1963, 44, с.90.
14. Zrelov V.P., Lupiltsev V.P., Ružička J. — NIM A270, 1988, p.62.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 июня 1992 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 |
| 19.    | Биофизика  |

Ружицка Я., Зрелов В.П.

P1-92-233

Оптическое переходное излучение в прозрачной среде и его связь с излучением Вавилова — Черенкова

В работе анализируются предсказания теорий ОПИ и ИВЧ, проводится сравнение с известными ранее экспериментальными данными, полученными в условиях, когда оба излучения, действующие совместно, могут влиять друг на друга. Показано, что формулу Тамма, описывающую ИВЧ, испускаемое заряженной частицей на конечном участке ее траектории, можно получить из интерференции ОПИ, возникающей на двух границах раздела.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Preprint Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод М.И.Потапова

Ružička J., Zrelow V.P.

P1-92-233

Optical Transition Radiation in a Transparent Medium and Its Relation to the Vavilov — Cherenkov Radiation

Predictions of OTR and VChR theories are analyzed and compared with the known experimental data obtained under the conditions when both radiations can influence each other. It is shown that the Tamm formula, describing the VChR emitted by a charged particle at the finite length of its trajectory, can be derived from OTR interference occurring at two boundaries.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992

50 коп.

Редактор Е.В.Калиникова. Макет Н.А.Киселевой.

Набор Л.В.Пахомовой, Е.Н.Водоватовой.

Подписано в печать 05.11.92.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,66.

Тираж 450. Заказ 45806.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна Московской области.