

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



3-895

P1 - 11764

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

4706 / 2-78

ГИБРИДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО СВОЙСТВА

IV

1978

P1 - 11764

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

ГИБРИДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО СВОЙСТВА
IV

Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"

Зрелов В.П., Ружичка Я.

PI - 11764

Гибридное излучение и его свойства, IV

В работе проанализированы общие формулы переходного излучения, возникающего при пролете частиц через плоскую границу раздела сред с отличными от нуля диэлектрическими проницаемостями (никель-кварц).

Расчетным путем показано, что излучение, испущенное в прозрачный диэлектрик, обладает свойствами излучения как переходного, так и Вавилова-Черенкова, т.е. является смешанным - гибридным излучением (ГИ).

ГИ, как и излучение Вавилова-Черенкова, носит пороговый характер и возникает при скоростях, превышающих пороговую скорость $\beta_{\text{п}} = \frac{\sqrt{|\text{Re}\epsilon|}}{|\epsilon|}$.

В то же время оно имеет широкое, как и переходное излучение, угловое распределение. Максимум ГИ смещается по углу в зависимости от скорости частицы β в соответствии с формулой $\cos\theta_{\text{max}} = \frac{\sqrt{|\text{Re}\epsilon|}}{\beta|\epsilon|}$. Полная интенсивность ГИ в зависимости от β ведет себя так же, как в случае обычного черенковского излучения, т.е. насыщается при высоких γ . Имеет место сильное влияние гибридного излучения, возникающего в одной среде, на свойства ГИ в граничащей с ней среде.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Zrelov V.P., Ružička J.

PI - 11764

Hybrid Radiation and its Properties. IV.

General formulas for transition radiation which arise when particles cross a plane separation boundary of media having nickel-quartz dielectric permittivities differing from zero are analysed here. Calculations have shown that radiation emitted in a transparent dielectric possesses both transition radiation and Vavilov-Cherenkov radiation properties, i.e. it is a hybrid radiation (HR).

Hybrid radiation, similar to Vavilov-Cherenkov radiation, is of a threshold character and it occurs at velocities exceeding a threshold one $\beta \geq \frac{\sqrt{|\text{Re}\epsilon|}}{|\epsilon|}$. At the same time, it possesses a wide angular distribution, as transition radiation. The maximum of the HR angular distribution is shifted with respect to the particle velocity β according to the formula $\cos\theta_{\text{max}} = \frac{\sqrt{|\text{Re}\epsilon|}}{\beta|\epsilon|}$. The total HR intensity depending upon β behaves similarly to Cherenkov radiation, i.e. it is saturated at high γ . The strong effect of hybrid radiation, arising in a medium, on HR properties in another medium is observed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

На принципиальную возможность интерференции между переходным излучением и излучением Вавилова-Черенкова впервые указал Франк^{/1/}. В работе Франка и Пафмова^{/2/} было показано, что формулы Гинзбурга-Франка-Гарибьяна для переходного излучения содержат в себе и излучение Вавилова-Черенкова.

Один из авторов^{/3/} настоящей работы ранее также обращал внимание на сильную деформацию углового распределения переходного излучения в прозрачной среде за счет излучения Вавилова-Черенкова.

В последнее время ДеРаад и др.^{/4/} получили выражение для интенсивности только переходного излучения и показали, что сумма переходного излучения и излучения Вавилова-Черенкова приводит к интерференционным эффектам, в результате чего возникает своеобразное излучение, которое они назвали синергическим*. Однако анализ формул, произведенный в работе^{/4/}, не дает полного представления о свойствах этого излучения.

В данной статье использован иной подход к этой проблеме. Мы исходили из нашей предыдущей работы^{/5/}, в которой были получены общие формулы для переходного излучения, возникшего при пересечении частицей гра-

* От греческого слова synergos (синергисты - совместно действующие).

ницы раздела сред с различными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Эти формулы дают возможность рассчитывать свойства переходного излучения внутри среды.

На основе этих соображений и формул, приведенных в /5/, расчетным путем были выявлены интересные особенности смешанного излучения, которое мы сочли более правильно назвать "гибридным" излучением (ГИ), а не "синергическим", как это было сделано в работе /4/.

2. РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

Если частица движется из среды с ϵ_1 и пересекает плоскую границу раздела со средой с ϵ_2 под углом Ψ (Ψ отсчитывается от нормали к границе раздела сред по часовой стрелке в среде с ϵ_2), то число фотонов переходного излучения (ПИ) в интервале длин волн $d\lambda$, испущенных "вперед" (т.е. в среду с ϵ_2) в телесном угле $d\Omega_2$, согласно /5/ равно

$$\frac{d^2 W_2^{\parallel}}{d\Omega_2 d\lambda} = \frac{a}{\pi^2 \lambda} \frac{\beta_z^2 \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} \left| \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2) \epsilon_2^{3/4}}{(\epsilon_2 \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_z} + \epsilon_1 \sqrt{\epsilon_2 \cos \theta_z})} \right|^2 \times \quad (1)$$

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

$$\frac{d^2 W_2^{\perp}}{d\Omega_2 d\lambda} = \frac{a}{\pi^2 \lambda} \frac{\beta_y^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_x \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} \times \quad (2)$$

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

где $a = \frac{e^2}{hc}$; $d\Omega_{1,2} = \sin \theta_{1,2} d\theta_{1,2} d\phi$; $\beta_y = \beta \sin \psi$; $\beta_z = \beta \cos \psi$;

$\cos \theta_x = -\sin \theta_{1,2} \cos \phi$; $\cos \theta_y = \sin \theta_{1,2} \sin \phi$; $\cos \theta_z = \cos \theta_{1,2}$;

W_2^{\parallel} - число фотонов ПИ с электрическим вектором, лежащим в плоскости, проходящей через нормаль к границе раздела сред (проведенную из точки пересечения частицей этой границы) и направление испущенного фотона; W_2^{\perp} - число фотонов ПИ с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости падения. Формулы для переходного излучения "назад" получаются заменой β_y и β_z на $-\beta_y$ и $-\beta_z$, ϵ_1 на ϵ_2 , а ϵ_2 на ϵ_1 , угла θ_2 на θ_1 .

При $\Psi = 0$ ($\beta_y = 0$, $\beta_z = \beta$) формула (1) для излучения "вперед" приводится к виду, совпадающему с формулой Тер-Микаеляна /8/:

$$\frac{d^2 W_2^{\parallel}}{d\Omega_2 d\lambda} = \frac{a}{\pi^2 \lambda} \frac{\beta^2 \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} \left| \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2) \epsilon_2^{3/4}}{(\epsilon_2 \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_z} + \epsilon_1 \sqrt{\epsilon_2 \cos \theta_z})} \right|^2 \times \quad (3)$$

$$\times \left| \frac{(1 - \beta^2 \epsilon_2 - \beta \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_z}) \sin^2 \theta_z}{(1 - \beta^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_z) (1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_z})} \right|^2$$

где $\theta_z = \theta_2$.

Из формулы (3) видно, что число фотонов ПИ - W_2^{\parallel} сильно увеличивается при обращении в ноль скобки

$(1 - \beta^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_2)$ в знаменателе второго сомножителя. Это условие напоминает соотношение $\cos^2 \theta = \frac{1}{\beta^2 \epsilon_2}$, характерное для направления излучения Вавилова-Черенкова в среде с ϵ_2 .

Нетрудно также видеть, что обращение другой скобки в ноль этого же сомножителя, а именно: $(1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_2)$ - соответствует конусу излучения Вавилова-Черенкова, возникшего в среде с ϵ_1 , испытывающего преломление на границы раздела сред с ϵ_1, ϵ_2 и прошедшего во вторую среду.

Для понимания и выяснения особенностей излучений, которые ранее при рассмотрении ПИ, испущенного "назад" при пересечении частицей границы вакуум-среда и "вперед" при пересечении границы среда-вакуум, не имели места, были рассчитаны свойства излучения для различных случаев и конкретных сред с ϵ_1 и ϵ_2 .

3. НОРМАЛЬНОЕ ПАДЕНИЕ ЧАСТИЦЫ ($\psi = 0$) НА ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА СРЕД НИКЕЛЬ (ϵ_1) - ПЛАВЛЕННЫЙ КВАРЦ (ϵ_2)

В качестве среды с комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 был взят Ni, а в качестве диэлектрика с ϵ_2 - плавленый кварц. Зависимости $\epsilon_1(\lambda)$ и $\epsilon_2(\lambda)$ выражаются формулами

$$\epsilon_1^{Ni}(\lambda) = \sum_{j=0}^4 A_j \lambda^j + i \sum_{j=0}^4 B_j \lambda^j ;$$

где $A_0 = -13,976$; $A_3 = 0,204$; $B_0 = 23,013$; $B_3 = -1,412$;
 $A_1 = 10,15$; $A_4 = -0,004$; $B_1 = -26,02$; $B_4 = 0,078$;
 $A_2 = -2,666$; $B_2 = 9,089$;

(4)

а λ^j берутся в единицах 10^{-5} см:

$$\epsilon_2^{SiO_2}(\lambda) = \left[n_0 + \frac{C_0}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha} \right]^2 ;$$

(5)

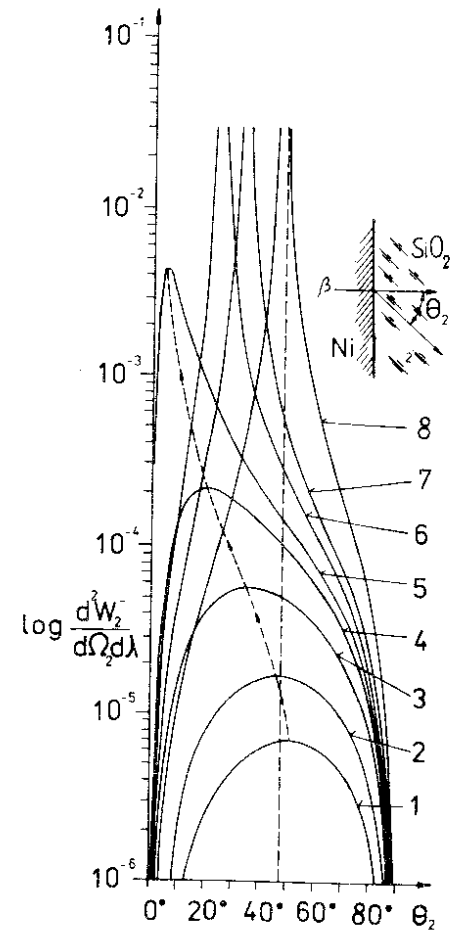


Рис.1. Угловые распределения числа квантов переходного и гибридного излучений с $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, испущенных частицами "вперед", т.е. в SiO_2 на границе Ni- SiO_2 при $\psi = 0^\circ$ и различных $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$:

1 - $\gamma = 1,05$; 2 - $\gamma = 1,1$; 3 - $\gamma = 1,2$; 4 - $\gamma = 1,3$;
 5 - $\gamma = 1,36$; 6 - $\gamma = 1,5$; 7 - $\gamma = 1,7$; 8 - $\gamma = 27,5$.

где $\alpha = 1,1$; $n_0 = 1,444293$; $C_0 = 149,7$; $\lambda_0 = 1374,8\text{Å}$.

При вычислении различных характеристик ПИ при условии, что $\epsilon_1 \neq 1$ и $\epsilon_2 \neq 1$, по формулам (1), (2) и (3), во-первых, была принята одинаковая запись показателей преломления $n_{1,2} = n'_{1,2} - ik_{1,2}$ ($\epsilon_{1,2} = n_{1,2}^2 = (n'_{1,2} - ik_{1,2})^2 = n'^2_{1,2} - 2in'_{1,2}k_{1,2} - k^2_{1,2}$), во-вторых, при извлечении квадратных корней из различных комплексных величин, входящих в эти формулы, из двух возможных брался тот корень, у которого реальная часть больше 0.

Такая запись $\epsilon_{1,2}$, т.е. $\text{Im}\epsilon_{1,2} < 0$, при условии $\text{Re}\sqrt{\epsilon_{1,2}} > 0$ дает правильное направление конуса излучения Вавилова-Черенкова, что особенно наглядно проявляется в случае наклонного падения частицы.

На рис. 1 приведена угловая зависимость числа фотонов переходного излучения с $\lambda = 4000\text{Å}$, испущенных "вперед", $\frac{d^2 W_2^-}{d\Omega_2 d\lambda}$ (т.е. в кварц), приходящихся на телесный угол $d\Omega_2$ и диапазон длин волн $d\lambda$, для различных $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Из этого рисунка видно, что максимум переходного излучения W_2 в диапазоне γ от 1,01 до 1,3 растет по величине и "прижимается" к направлению скорости частицы. При $\gamma = 1,4$ и выше характер максимума резко изменяется не только по форме и величине (достигает бесконечности), но и по направлению перемещения по углу θ_2 . При $\gamma \geq 1,331$ максимум начинает "удаляться" от частицы.

Смещение этого максимума в область больших углов прекращается при $\gamma \sim 10$, где $\theta_2^{\text{max}} \approx 48^\circ$. Этот угол почти совпадает с положением максимума обычного излучения Вавилова-Черенкова (см. пунктир на рис. 1), возникающего в кварце при $\beta = 1$. Кроме этого, следует отметить, что при превышении порога возникновения излучения Вавилова-Черенкова переходное излучение как бы следует за пиком черенковского, который, в свою очередь, претерпевает существенные изменения по сравнению с обычным (чистым) излучением Вавилова-Черенкова: значительно уширяется.

Таким образом, на границе раздела таких сред при скорости частицы выше порога испускания излучения

Вавилова-Черенкова возникает новое излучение, которому присущи свойства излучения как переходного, так и Вавилова-Черенкова, т.е. оно является смешанным, или гибридным излучением (ГИ).

При замене β на $-\beta$, ϵ_1 на ϵ_2 , ϵ_2 на ϵ_1 и θ_2 на θ_1 формула (3) описывает излучение, испущенное "назад", т.е. в Ni (подчеркнем, что тем не менее частица идет из среды с ϵ_1 в среду с ϵ_2). Вид этого излучения при различных γ показан на рис. 2. По мере нарастания γ от 1,05 до 27,5 максимум ПИ непрерывно перемещается от $\theta \approx 44^\circ$ в область больших углов, до $\theta_{\text{max}} \approx 71^\circ$. Поскольку ϵ_{Ni} имеет значительную мнимую часть (~ 4), то эффект ГИ проявляется в этом случае только в том, что максимум переходного излучения отходит от частицы, а не приближается к ней, как это имеет место для обычного переходного излучения (например, в случае границы вакуум-никель).

В полярных координатах угловые распределения переходного и гибридного излучений при различных γ для границы Ni-SiO₂ показаны на рис. 3.

4. НОРМАЛЬНОЕ ПАДЕНИЕ ЧАСТИЦЫ НА ГРАНИЦУ КВАРЦ (ϵ_1)-НИКЕЛЬ (ϵ_2)

В этом случае свойства ГИ, испущенного "вперед" (т.е. в Ni), иллюстрируются рис. 4. Как и в предыдущем случае (т.е. для излучения "вперед" на границе Ni-SiO₂), по мере увеличения γ от 1,05 до $\sim 1,2$ максимум углового распределения переходного излучения, испущенного в Ni, смещается к направлению скорости частицы. При $\gamma \approx 1,33$ максимум уже уменьшается и смещается в обратную сторону, т.е. в сторону больших θ . На рис. 4 эти изменения в положении максимума можно проследить по пунктирной линии. Острый максимум ГИ исчезает полностью при $\gamma \approx 3$, а угловое распределение принимает вид "пьедестала", который при дальнейшем увеличении γ только уширяется.

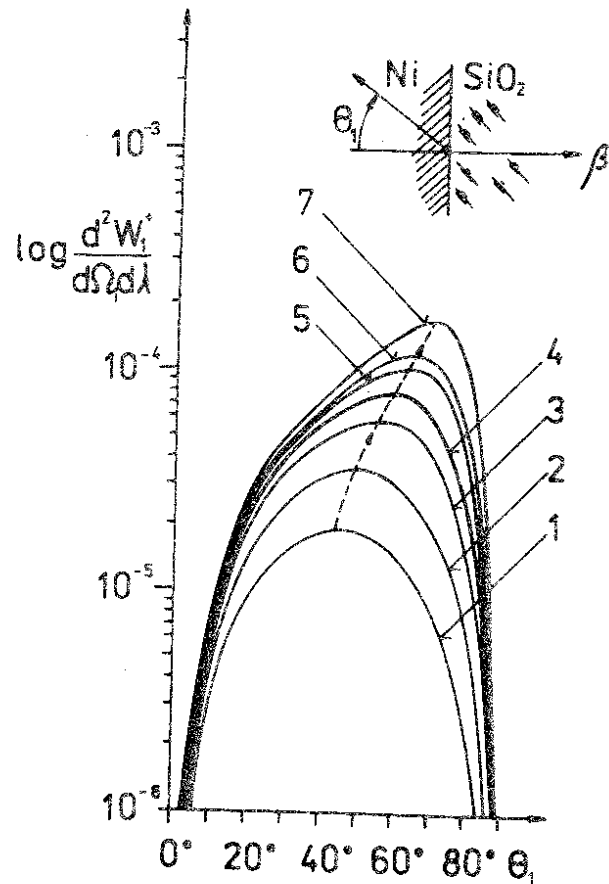


Рис.2. Угловые распределения квантов ПИ и ГИ с $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, испускаемых частицами "назад" на плоской границе $\text{SiO}_2 - \text{Ni}$ при $\psi = 0$ и различных γ :
 1 - $\gamma = 1,05$; 2 - $\gamma = 1,1$; 3 - $\gamma = 1,2$;
 4 - $\gamma = 1,3$; 5 - $\gamma = 1,5$; 6 - $\gamma = 1,7$; 7 - $\gamma = 27,5$.

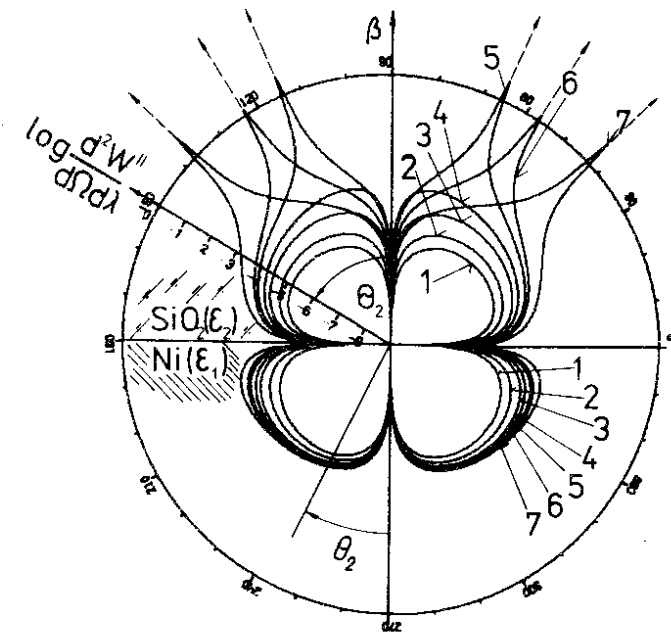


Рис.3. Вид угловых распределений в полярной системе координат квантов ПИ и ГИ "вперед" и "назад" на плоской границе Ni-SiO_2 при $\psi = 0^\circ$ и различных γ :

- 1 - $\gamma = 1,05$; 2 - $\gamma = 1,1$; 3 - $\gamma = 1,2$; 4 - $\gamma = 1,3$;
 5 - $\gamma = 1,5$; 6 - $\gamma = 1,7$; 7 - $\gamma = 27,5$.

Интересным является то, что при уменьшении острого максимума ГИ (т.е. при $\gamma > 1,33$) все графики угловых распределений проходят через точку с $\theta_0 \approx 50^\circ$. Причина этого нам неясна.

Как показывают дополнительные расчеты, произведенные для этого случая, но для границы вакуум-никель (убран SiO_2), все особенности ГИ в Ni (для границы $\text{SiO}_2 - \text{Ni}$) объясняются проникновением излучения из кварца в никель, т.е. гибридное излучение, возникшее в SiO_2 , проникая в Ni, деструктивно

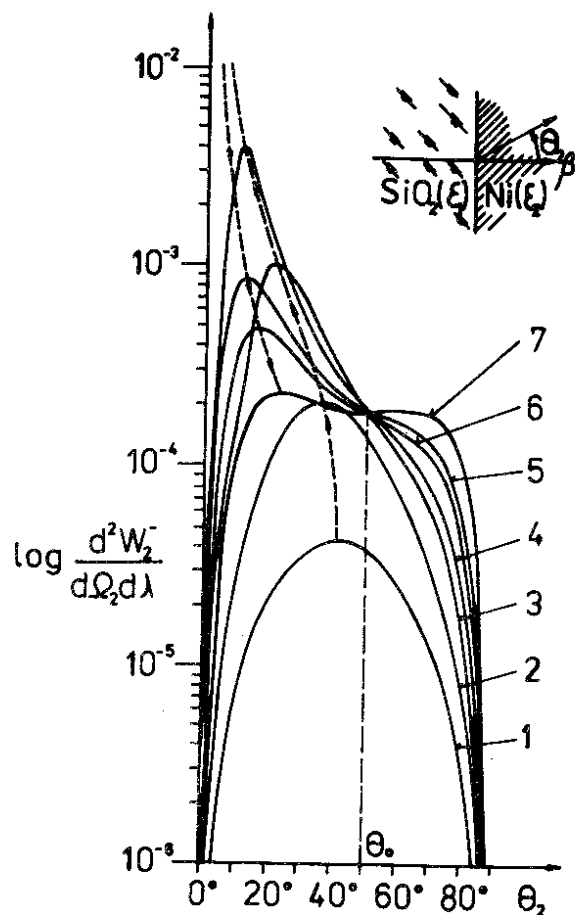


Рис.4. Угловые распределения квантов ПИ и ГИ с $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, испускаемых частицами "вперед" на границе $\text{SiO}_2\text{-Ni}$ при $\psi = 0^\circ$ и различных γ . (Пунктиром показано перемещение максимумов ПИ и ГИ в зависимости от γ и положение точки пересечения угловых распределений θ).

1 - $\gamma = 1,05$; 2 - $\gamma = 1,1$; 3 - $\gamma = 1,2$; 4 - $\gamma = 1,3$;
 5 - $\gamma = 1,5$; 6 - $\gamma = 1,7$; 7 - $\gamma = 27,5$.

интерferирует с переходным излучением, испущенным в Ni. Конечно, наблюдение этого эффекта крайне затруднительно из-за сильного поглощения в металлах.

Угловые распределения ГИ, испущенного "назад" (т.е. в SiO_2), для границы $\text{SiO}_2\text{-Ni}$ показаны на рис. 5, а угловые распределения ГИ как "назад", так и "вперед" в полярных координатах (для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$) показаны на рис. 6.

5. СЛУЧАЙ НАКЛОННОГО ПАДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ГРАНИЦУ Ni-SiO₂

Расчеты для этого случая проводились по формулам (1) и (2). Угловые распределения ГИ, испущенного "вперед" (т.е. в SiO_2) и "назад" (в Ni) в плоскости падения частицы (т.е. с параллельной поляризацией) для трех углов наклона частицы: $\psi_1 = 30^\circ$, $\psi_2 = 50^\circ$ и $\psi_3 = 70^\circ$ показаны на рис. 7, из которого видно, что ГИ в SiO_2 испускается "вперед" по направлению движения частицы, причем угол раствора ГИ (угол между двумя пиками) с увеличением угла наклона ψ уменьшается. Это происходит потому, что правая ветвь ГИ (если смотреть по направлению скорости частицы) при угле $90^\circ - \psi < \theta_{\text{max}}$ испытывает отражение от границы раздела сред (при $\psi = 90^\circ$ в принципе пики должны сливаться).

Отметим здесь еще раз, что естественное направление черенковского конуса излучения в SiO_2 для наклонного падения подтверждает правильность наложения условий на выбор корней из комплексных величин.

Гибридное излучение, испущенное "назад" (т.е. в Ni), имеет тенденцию к сосредоточению к углу $\theta \approx \psi$ (т.е. к направлению зеркального отражения скорости частицы в границе $\text{SiO}_2\text{-Ni}$), однако не так явно, как это имеет место для угловых распределений переходного излучения на границе вакуум-никель (см. работу ^{15/}, рис. 2).

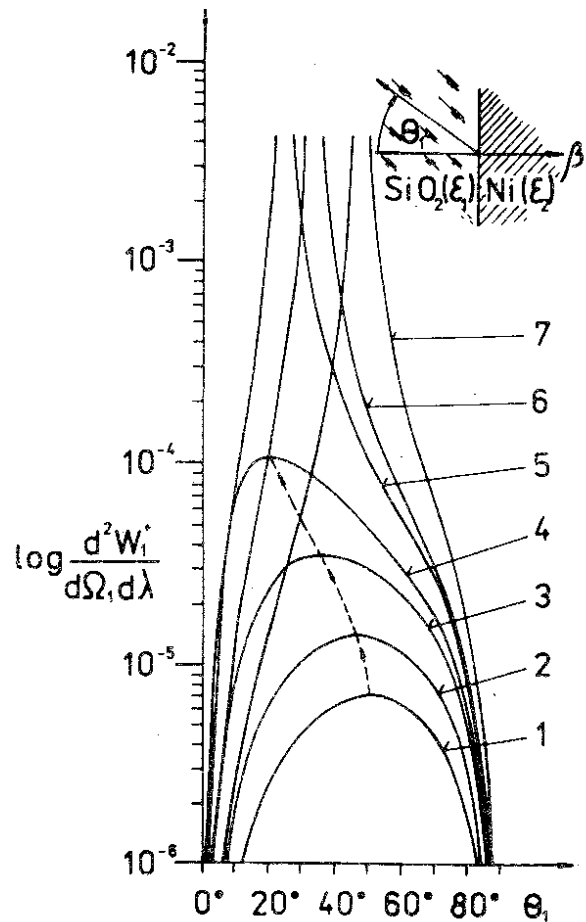


Рис.5. Угловые распределения квантов ПИ и ГИ с $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, испускаемых частицами "назад" на плоской границе при $\psi = 0^\circ$ и различных γ . Пунктиром показано положение максимумов ПИ и ГИ в зависимости от γ :

1 - $\gamma = 1,05$; 2 - $\gamma = 1,1$; 3 - $\gamma = 1,2$; 4 - $\gamma = 1,3$;
5 - $\gamma = 1,5$; 6 - $\gamma = 1,7$; 7 - $\gamma = 27,5$.

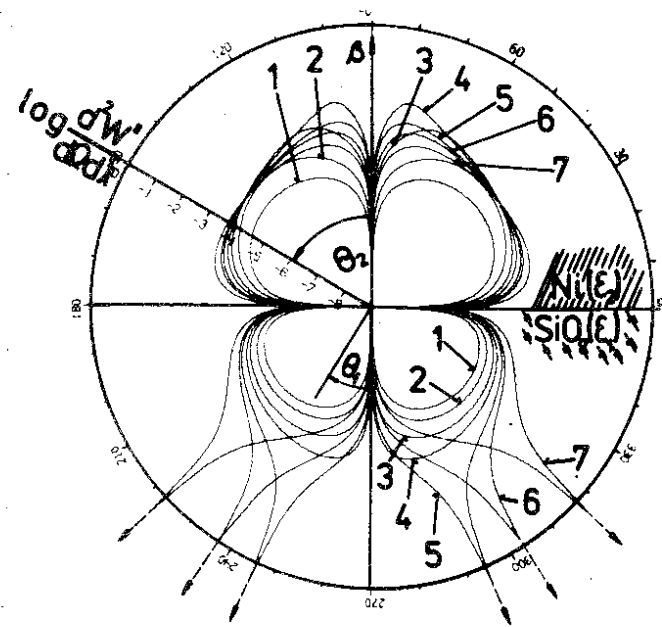


Рис.6. Угловые распределения квантов ПИ и ГИ с $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ (в полярных координатах), испускаемых частицами "вперед" и "назад" на границе $\text{SiO}_2 - \text{Ni}$ при различных γ :

1 - $\gamma = 1,05$; 2 - $\gamma = 1,1$; 3 - $\gamma = 1,2$;
4 - $\gamma = 1,3$; 5 - $\gamma = 1,5$; 6 - $\gamma = 1,7$; 7 - $\gamma = 27,5$.

Угловое распределение ГИ с перпендикулярной поляризацией, т.е. в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, показано на рис. 8.

Свойства ГИ при наклонном падении для обратного движения частиц (т.е. из SiO_2 в Ni) иллюстрируются рис. 9.

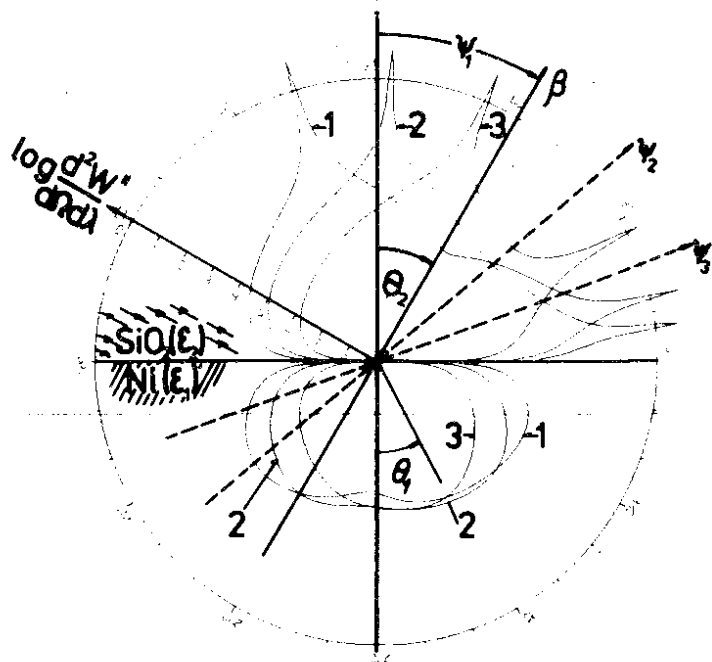


Рис.7. Угловые распределения квантов ПИ и ГИ при $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ с параллельной поляризацией, испускаемых частицами с $\gamma = 27,5$ при пересечении границы Ni-SiO₂ под различными углами: кривая 1 - $\psi = 30^\circ$; кривая 2 - $\psi = 50^\circ$; кривая 3 - $\psi = 70^\circ$.

6. ПОРОГИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГИ И ЕГО НАПРАВЛЕННОСТЬ В СРЕДЕ С КОМПЛЕКСНЫМ ϵ

Из предыдущего ясно, что гибридное излучение возникает тогда, когда скорость частицы начинает превышать порог возникновения излучения Вавилова-Черенкова. Положение максимума гибридного излучения и его перемещение в зависимости от β , как уже

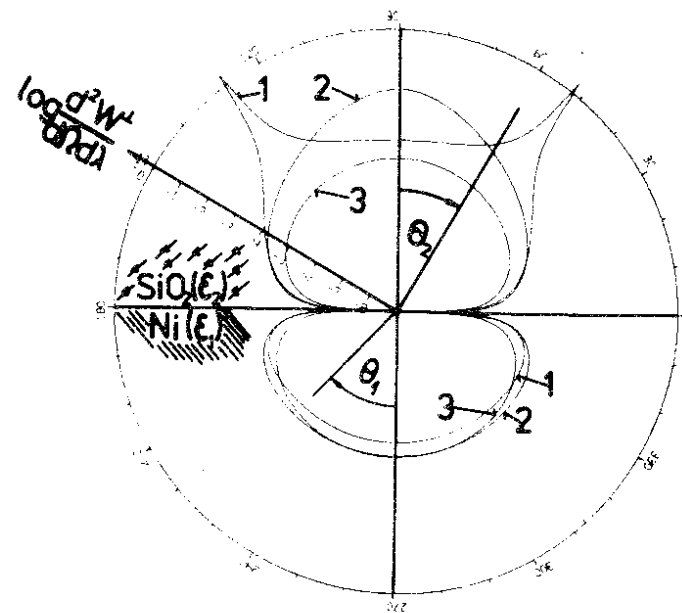


Рис.8. То же, что на рис. 7, но для квантов с перпендикулярной поляризацией.

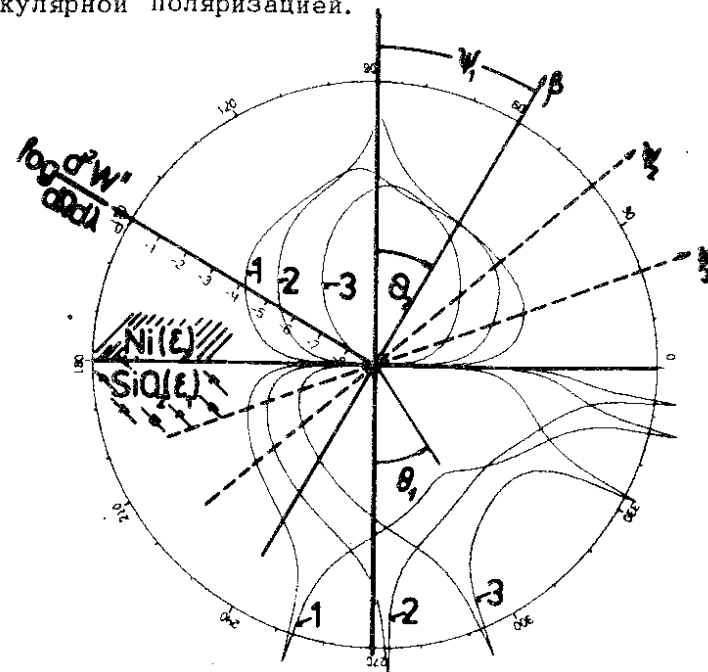


Рис.9. То же, что на рис. 7, но для границы SiO₂-Ni.

отмечалось выше, определяется обращением в ноль в знаменателе формулы (3) скобки

$$|1 - \beta^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_2| = 0, \quad (6)$$

откуда пороговая скорость определяется из условия $\theta_2 = 0$ в виде

$$\beta_{\text{пор}} = \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon_2|}}{|\epsilon_2|}. \quad (7)$$

При

$$n_2 = n_2' - ik_2, \quad \epsilon_2 = n_2'^2 - k_2^2 - 2in_2'k_2 = a - ib$$

$$(n_2'^2 - k_2^2 = a; \quad 2n_2'k_2 = b) \quad \beta_{\text{пор}} = \frac{\sqrt{|a|}}{\sqrt{a^2 + b^2}}.$$

До скоростей $\beta < \beta_{\text{пор}}$ частица испускает только переходное излучение, которое при $\beta > \beta_{\text{пор}}$ должно плавно переходить в гибридное, а затем уже в излучение Вавилова-Черенкова, как это, по-видимому, экспериментально наблюдалось ранее в работе /7/.

Из (7) нетрудно также видеть, что зависимость угла, соответствующего максимальной интенсивности ГИ, от скорости частицы определяется условием

$$\cos \theta_{\text{max}} = \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon_2|}}{\beta |\epsilon_2|}. \quad (8)$$

Отметим, что квадрат выражения (8) совпадает со вторым членом во втором множителе подынтегрального выражения для энергии излучения Вавилова-Черенкова в среде с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$, полученного Будини /8/ в виде

$$\frac{dW}{dx} = \frac{e^2}{c^2} \int \exp\left[-\frac{\omega}{v} \beta^2 \rho \operatorname{Im} \epsilon(\omega)\right] \left(1 - \frac{\operatorname{Re} \epsilon(\omega)}{\beta^2 |\epsilon(\omega)|^2}\right) \omega d\omega, \quad (9)$$

где ρ - расстояние от направления движения частицы, т.е. скобка $\left(1 - \frac{\operatorname{Re} \epsilon(\omega)}{\beta^2 |\epsilon(\omega)|^2}\right)$ в выражении (9) по существу есть $\sin^2 \theta$, где θ - угол излучения Вавилова-Черенкова.

Для того, чтобы посмотреть, как описывает зависимость (8) перемещение максимума ГИ от γ , мы нанесли ее на рис. 10 (кривая 1) совместно с ходом максимума ГИ "назад" в Ni (кривая 2), определяемым формулой (3). Кроме этого, на рис. 10 нанесена зависимость, которая рассчитывалась по формуле

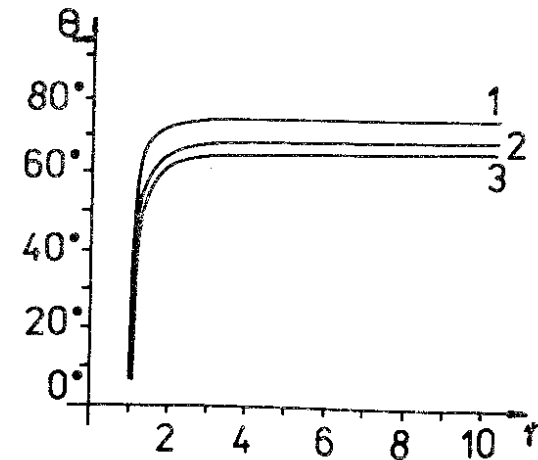


Рис.10. Зависимости $\theta_{\text{max}}(\gamma)$: 1 - формула (8); 2 - ход максимума ГИ в Ni "назад" от γ , рассчитываемый по формуле (3); 3 - формула (10).

$\cos \theta = \frac{1}{n_{Ni} \beta}$,* где n для Ni определялось с учетом комплексности ϵ согласно /9/:

$$n_{Ni}^{-1} = \sqrt{\frac{2}{|\operatorname{Re} \epsilon_{Ni}| + |\epsilon_{Ni}|}}. \quad (10)$$

Как видно из рис. 10, кривые 2 и 3 приблизительно описывают ход зависимости максимума гибридного излучения $\theta_{\max}(\gamma)$.

7. ЗОНА ФОРМИРОВАНИЯ ГИ

Так как гибридное излучение можно трактовать как результат интерференции между переходным излучением и излучением Вавилова-Черенкова, то эффективную длину, на которой они интерферируют (или зону формирования ГИ кванта), можно определить следующим образом.

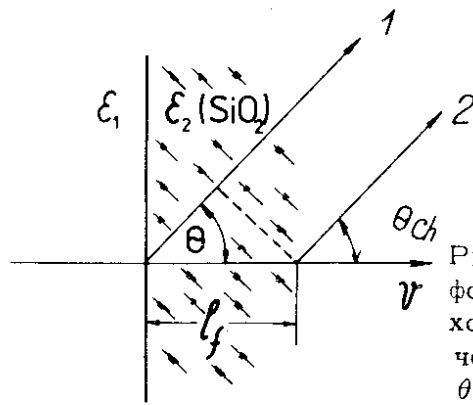


Рис.11. К определению зоны формирования ГИ: 1 - переходное излучение; 2 - излучение Вавилова-Черенкова; θ_{ch} - черенковский угол.

* На такую зависимость угла излучения Вавилова-Черенкова в поглощающей среде обратил внимание одного из авторов ранее Л.И.Лапидус.

Пусть частица пересекает границу раздела сред в момент $t = 0$ и испускает как ПИ, так и излучение Вавилова-Черенкова в среду с ϵ_2 под углом θ_2 (рис. 11), тогда разность фаз этих излучений состав-

ляет $\phi = \omega \left(\frac{l_\phi}{v} - \frac{n_2 l_\phi \cos \theta}{c} \right)$, где $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$. Откуда видно, что ϕ нарастает с увеличением l_ϕ и достигает π при

$$l_\phi^* = \frac{\beta \lambda n}{2 |1 - \beta n \cos \theta|}. \quad (11)$$

где

$$|1 - \beta n \cos \theta| = \sqrt{(1 - \beta n_0 \cos \theta)^2 + \beta^2 \kappa^2 n_0^2 \cos^2 \theta} = \sqrt{1 - 2 \beta n_0 \cos \theta + \beta^2 |n|^2 \cos^2 \theta},$$

если $n = n_0 - i \kappa n_0$. При $\phi = 0$ переходное излучение и излучение Вавилова-Черенкова усиливают друг друга, а при $\phi = \pi$ - гасят. Поэтому l_ϕ можно считать зоной формирования ГИ. Заметим, что (11) для l_ϕ совпадает с формулой для зоны формирования переходного излучения, полученной, например, Гинзбургом /10/

Зависимости $l_\phi(\theta)$, вычисленные по формуле (11) при разных γ , приведены на рис. 12, откуда видно, что l_ϕ сильно возрастает на углах θ , близких к углу черенковского излучения θ_{ch} , т.е. зона формирования ГИ ведет себя иначе, чем зона формирования переходного излучения в вакууме, где она стремится к бесконечности только для частиц ультрарелятивистских энергий.

Сильное возрастание зоны формирования (или делокализация переходного излучения) в среде, как

* В знаменателе выражения l_ϕ скобка $(1 - \beta n \cos \theta)$ взята по модулю для того, чтобы для углов $\theta < \arccos 1/\beta n$ (т.е. для углов внутри конуса излучения Вавилова-Черенкова) $l_\phi > 0$.

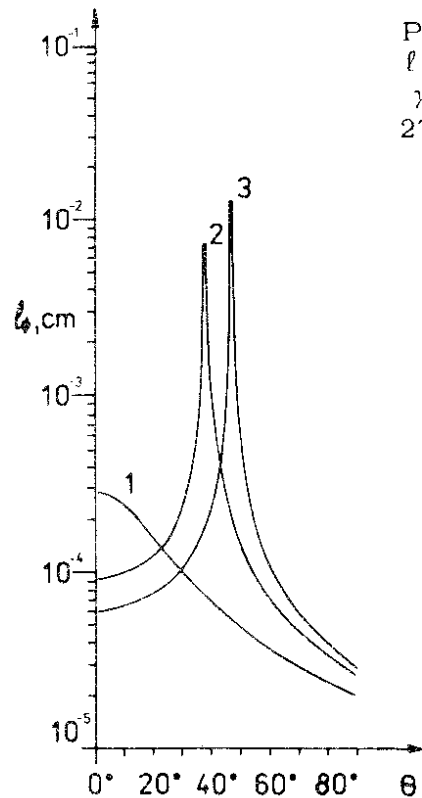


Рис.12. Зоны формирования $I_{\phi}(\theta)$ при разных γ : 1 - $\gamma = 1,3$; 2 - $\gamma = 2$; 3 - $\gamma = 27,5$.

отмечено в работе /4/, создает благоприятные возможности для интерференционных эффектов между этими видами излучений, т.е. для возникновения гибридного излучения.

8. ПОЛНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ГИ И ЕГО СПЕКТР

Так как различные длины волн ГИ могут испускаться под одним и тем же углом, для получения полной интенсивности ГИ сначала по формуле (3) надо произвести интегрирование по $d\lambda$. Угловое распределение ГИ "вперед" для диапазона длин волн от $\lambda_1 = 2540 \text{ \AA}$

до $\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$ в кварце при $\gamma = 27,5$ показано на рис. 13. Для получения полной интенсивности ГИ приведенное угловое распределение необходимо проинтегрировать по $d\Omega_2$.

Однако при интегрировании по углу приходится сталкиваться с трудностями, возникающими из-за обращения подынтегральной функции в выражении (3) в бесконечность при $|1 - \beta^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_2| = 0$.

Для устранения этой бесконечности в интенсивности ГИ в диэлектрическую постоянную ϵ_2 вводилось поглощение κ - аналогично тому, как это было сделано в работе /11/:

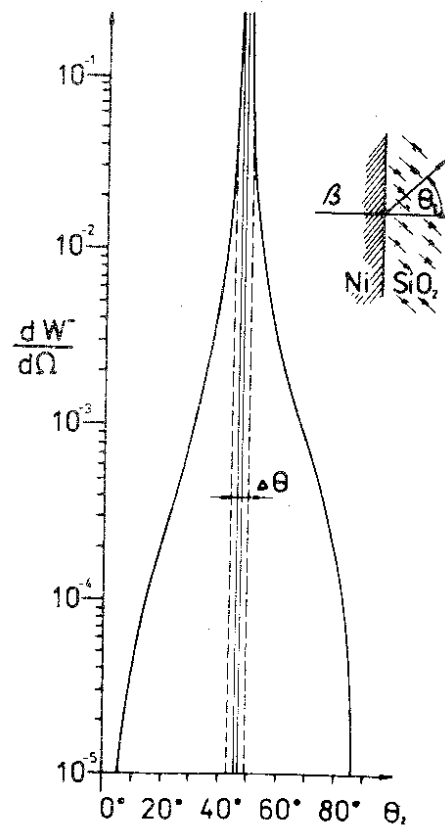


Рис.13. Суммарное угловое распределение квантов ГИ "вперед" (проинтегрированное по длинам волн от $\lambda_1 = 2540 \text{ \AA}$ до $\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$), испускаемое частицей с $\gamma = 27,5$ при пересечении границы Ni-SiO₂ под углом $\psi = 0^\circ$. (Тонкие сплошные линии при $\theta_1 = 46^\circ 34'$ и $\theta_2 = 4827,5'$ соответствуют положению черенковского конуса в указанном диапазоне длин волн).

$$\epsilon_{\text{SiO}_2} = n_{\text{SiO}_2}^2 = n^2 (1 - i\kappa)^2, \quad (12)$$

где величина κ связана с коэффициентом поглощения k_λ , фигурирующим в законе Бугера, соотношением $\kappa = \frac{k_\lambda \lambda}{4\pi n(\lambda)}$.

При $k_\lambda = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ (характерном для области прозрачности кварца), как показывают расчеты, бесконечность в подынтегральной функции устраняется, но интегрирование все же приводит к сильно завышенному результату. Это, по-видимому, происходит потому, что формулы (3) в области черенковского пика несправедливы, т.к. не содержат явно длины пути частицы, к тому же и спектр переходного излучения в соответствии с формулой (3) ведет себя $\sim 1/\lambda$, а не как черенковский спектр фотонов, пропорциональный $1/\lambda^2$.

В связи с этим для оценки полного числа фотонов ГИ мы исключили область углов $\Delta\theta$ под черенковским пиком (см. пунктир на рис. 13) на основании следующих соображений.

Поскольку гибридное излучение по свойствам близко к черенковскому и возникает на характерном расстоянии — зоне формирования, то естественно предположить, что интенсивность ГИ пропорциональна этой зоне в области, прилегающей к пику ГИ.

Поэтому, если поделить интенсивность гибридного излучения, описываемого формулой (3), на зону формирования (11), то это отношение (интенсивность ГИ на единицу длины) с приближением к пику будет сравниваться с интенсивностью на единицу длины обычного черенковского излучения:

$$\frac{dN}{d\ell} = 2\pi\alpha \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right), \quad (13)$$

где $\bar{\lambda} = 2 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$, а зависимость этого отношения от

λ становится $\sim 1/\lambda^2$, т.е. сходной со спектром фотонов черенковского излучения.

В нашем случае для границы Ni-SiO₂ и $\gamma = 27,5$ это выравнивание интенсивностей происходит при углах $\theta_1 \approx 47^\circ$ и $\theta_2 \approx 49^\circ$, т.е. исключаемая область углов $\Delta\theta \approx 2^\circ$ примерно совпадает с удвоенной расходимостью обычного черенковского конуса за счет дисперсии. При меньших γ область исключаемых углов $\Delta\theta$ необходимо увеличить приблизительно в соответствии с выражением $\Delta\theta = \Delta n / n^2 \beta \sin\theta$.

При такой процедуре полная интенсивность ГИ, направленного "вперед" в кварце (W^-) для границы Ni-SiO₂ и направленного "назад" в кварце (W^+) для границы SiO₂-Ni (за вычетом величины ΔW_1^+ , соответствующей области углов $\Delta\theta$, под пиком черенковского излучения) при различных γ приведена в таблице.

Таблица

γ	$\Delta\theta$, градус	$W^- - \Delta W^-(\Delta\theta)$	$W^+ - \Delta W^+(\Delta\theta)$	$W_0^- - \Delta W_0^-(\Delta\theta)$
1,703	31±37	0,01958		0,01910
2,7	39±45	0,02184	0,008029	0,02511
10,0	45±49	0,03334	0,011332	0,04507
27,0	45±49	0,03430	0,011495	0,04993
1066,9	45±49	0,03464	0,011569	0,05419
$5,88 \times 10^8$	45±49	0,03464	0,011570	0,05420

Из данных, приведенных в таблице, следует, что зависимость полного числа фотонов ГИ в SiO₂ от γ при $\gamma \gtrsim 5$ выходит на плато. Это лишнее раз подтверждает, что ГИ в кварце, возникающему на границе Ni-SiO₂, присущи основные свойства черенковского излучения.

Отношение полного числа фотонов ГИ, испущенного "вперед" в диапазоне длин волн от $\lambda_1 = 2540 \text{ \AA}$ до $\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$, к черенковскому излучению с 1 см пути

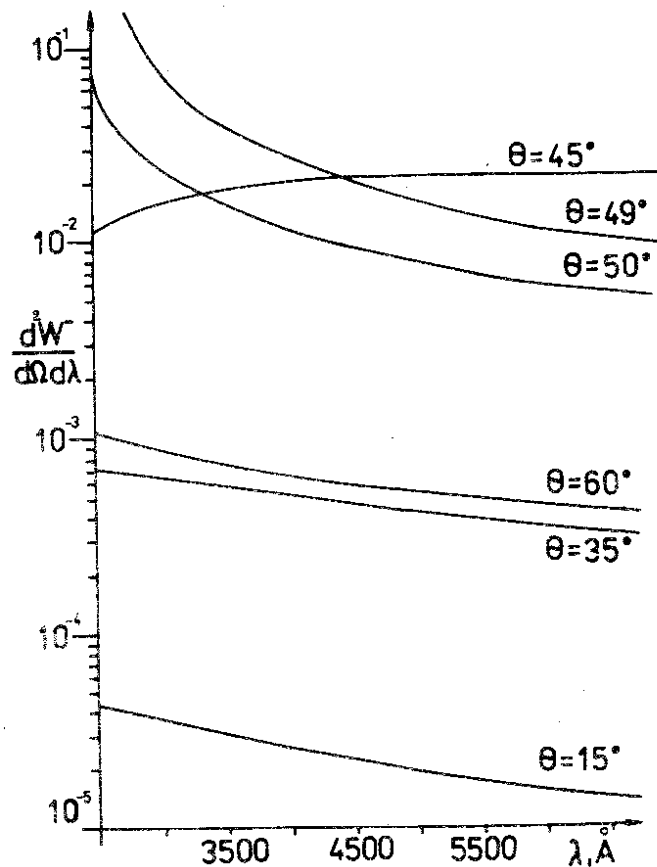


Рис. 14. Спектры ГИ "вперед" в кварце при $\gamma = 27,5$ и различных углах θ .

частицы в том же диапазоне $\Delta\lambda$ (вычисленному по формуле (13)) составляет $\sim 5,6 \times 10^{-5}$. А отношение интенсивностей переходного излучения "вперед" при допороговом γ , равном 1,1, к гибричному ($\gamma = 27,8$ в том же диапазоне $\Delta\lambda$) равно $\sim 8,25 \times 10^{-3}$.

Для оценки взаимного влияния сред на полную интенсивность ГИ в таблице приведены значения W_0 , соответствующие границе вакуум- SiO_2 (убран Ni). Как видно, вторая среда оказывает существенное влияние на интенсивность ГИ. Рассмотрение свойств

ГИ при наличии только одной среды будет нами проведено в отдельной работе.

Спектры ГИ от частицы с $\gamma = 27,5$, пересекающей границу Ni- SiO_2 под углом $\psi = 0$, для различных углов θ_2 приведены на рис. 14, из которого видно, что во всем диапазоне углов в спектре ГИ преобладает коротковолновая часть длин волн за исключением области углов, примыкающей к черенковскому пику со стороны $\theta < \theta_{\text{Ch}}$, где преобладает длинноволновая часть спектра. Таким образом, качественно, по окраске, спектр ГИ внутри черенковского конуса является обращенным к обычному черенковскому спектру, а снаружи конуса оба спектра совпадают.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного в работе анализа общих формул переходного излучения выявлены основные свойства гибридного излучения.*

1) ГИ является промежуточным излучением между переходным излучением и излучением Вавилова-Черенкова и включает в себя черты, присущие как тому, так и другому излучению. Образно говоря, излучение Вавилова-Черенкова рождается в "пути" переходного, от которого оно избавляется по мере углубления частицы в среду на расстояния, превышающие зону формирования.

2) ГИ имеет пороговый характер и возникает в виде широкого конуса при скоростях частиц β , превышающих пороговую $\beta_{\text{пор}} = \frac{\sqrt{|\text{Re}\epsilon|}}{|\epsilon|}$.

3) ГИ имеет широкое угловое распределение, а положение его максимума в зависимости от скорости частицы определяется формулой $\cos\theta = \frac{\sqrt{|\text{Re}\epsilon|}}{\beta|\epsilon|}$.

* Отметим, что ГИ могло быть предсказано около 20 лет назад, т.е. вскоре после получения Тер-Микаеляном^{6/} общих формул переходного излучения для нормального падения частицы на границу раздела сред с $\epsilon_1 \neq 1$ и $\epsilon_2 \neq 1$.

4) Длина пути, на которой частица испускает ГИ, совпадает с зоной формирования переходного излучения в среде: $l_{\Phi} = \frac{\beta n \lambda}{2|1 - \beta n \cos \theta|}$.

5) На свойства ГИ в одной среде оказывает существенное влияние ГИ граничащей с ней среды.

За полезные обсуждения результатов настоящей работы благодарим И.М.Франка, В.Е.Пафомова и А.П.Кобзева.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк И.М. УФН, 1961, т. 75, стр. 231.
2. Пафомов В.Е., Франк И.М. Препринт ФИАН, А-76, 1965.
3. Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Атомиздат, М., 1968, ч. 1, стр. 86.
4. DeRaad L.L., Jr., Wu-yang-Tsai and Erber T. University of California Los Angeles, UCLA/77/TEP/14, 1977.
5. Зрелов В.П., Ружичка Я. ОИЯИ, P1-10915, Дубна, 1977; Nucl.Instr. and Meth., 1978, v.151, p.395-403.
6. Тер-Микаелян М.А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1969, стр. 223.
7. Кобзев А.П. ОИЯИ, P14-10925, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, т. 27, в.5, стр. 1256.
8. Budini P. Zs.f. Naturforschung, 1952, 7a, 722-725.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Гос. изд-во технико-теоретической литературы, М., 1957, стр. 336.
10. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. Изд-во "Наука", М., 1975, стр. 154.
11. Франк И.М. ОИЯИ, P4-4980, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июля 1978 года.