

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

СЗ42а

3-895

14/6-79

P1 - 12254

1809 / 2-79

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

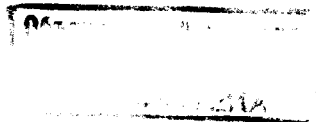
ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
КАК ПРИЧИНА АНОМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В СЛУЧАЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
НА ПОВЕРХНОСТЬ СЕРЕБРА

1979

P1 - 12254

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
КАК ПРИЧИНА АНОМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В СЛУЧАЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
НА ПОВЕРХНОСТЬ СЕРЕБРА



Зрелов В.П., Ружичка Я.

PI - 12254

Излучение Вавилова-Черенкова как причина аномальной интенсивности переходного излучения в случае скользящего падения электронов на поверхность серебра

На основании эффекта Вавилова-Черенкова дается объяснение аномалии в спектре ПИ, наблюдавшейся впервые Боэршем, в случае скользящего падения частиц на поверхность серебра. Дается оценка вклада излучения Вавилова-Черенкова в угловое распределение переходного излучения. Обращается внимание на возможность беспорогового характера излучения Вавилова-Черенкова в такой среде, как серебро, и на необходимость создания полной теории излучения Вавилова-Черенкова для поглощающих сред.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Zrelov V.P., Ružička J.

PI - 12254

Vavilov-Cherenkov Radiation as a Cause of TR Anomalous Intensity in Case of Electron Grazing Incidence on the Silver Surface

On the basis of the Vavilov-Cherenkov effect the anomaly in the TR spectrum is explained which has been first observed by Boersch for grazing particle incidence on the silver surface. The contribution of the Vavilov-Cherenkov radiation to the angle distribution of photons of the transition radiation is estimated. Special attention is drawn to a possibility of the nonthreshold character of Vavilov-Cherenkov radiation in such a medium as silver, and to a necessity of creating a complete theory of Vavilov-Cherenkov radiation for absorbing media.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Еще в 1965 году Боэрш и др.^{1,2/} обнаружили, что при скользящем падении электронов с энергией 30 кэВ на поверхность серебра при углах наклона, близких к 90°, абсолютный выход излучения на 1-2 порядка превышает интенсивность излучения, возникающего при нормальном падении.

Известно, что полная интенсивность ПИ ведет себя, в зависимости от угла наклона частицы Ψ , как $\sim \cos^2 \Psi$ /см., например, рис. 10 в работе^{3/} для случая падения частицы на границу Ni - вакуум/. Эта зависимость для угла наклона $\Psi = 89^\circ$ /скользящее падение/ должна приводить к уменьшению полной интенсивности ПИ примерно на четыре порядка по сравнению со случаем перпендикулярного падения, что находится в прямом противоречии с обнаруженным Боэршем сильным повышением полной интенсивности.

Длина волны, при которой был замечен пик интенсивности в спектре ПИ, равна $\lambda_0 \approx 3500 \text{ \AA}$. Установлено также, что λ_0 не меняется заметно с углом падения электронов Ψ и не совпадает с максимумом прозрачности серебра, который находится при $\lambda \approx 3250 \text{ \AA}$. Ширина наблюдаемого пика в спектре $\Delta \lambda$ равна $\sim 200-300 \text{ \AA}$. Боэрш показал также, что интенсивность в пике наблюдаемого излучения в зависимости от угла скольжения α ведет себя как

$$W_{\lambda_0 \Omega}(\alpha) = \text{const} \frac{1}{\text{tg } \alpha}$$

2. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ СЕРЕБРА

Для вычисления интенсивности излучения Вавилова-Черенкова, возникающего в случае скользящего падения электронов на поверхность раздела вакуум-Ag, воспользуемся формулой Будини /4/:

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

где ρ - расстояние от точки испускания излучения до точки его наблюдения /т.е. длина пути, проходимого излучением в среде/, ω - частота излучения, $v=\beta c$ - скорость частицы и e - ее заряд, $\epsilon(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость среды.

Однако для решения поставленной задачи формула /1/ должна быть дополнена условием для направленности излучения Вавилова-Черенкова в металле, которое, как было показано в работе /5/, имеет вид

$$\cos \theta = \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{|\epsilon| \beta}, \quad /2/$$

Как следует из кривых для направленности излучения Вавилова-Черенкова в Ag, рассчитанных по условию /2/ /см. рис. 1/, для длины волны $\lambda \approx 3400 \text{ \AA}$ имеется особенность. Изменение угла испускания излучения вблизи этой особенности в зависимости от λ и для разных γ показано на рис. 2.

Как видно из этого рисунка, для длины волны $\lambda = 3366 \text{ \AA}$ излучение Вавилова-Черенкова возникает /при всех γ / вблизи угла 90° . Так происходит потому, что реальная часть диэлектрической проницаемости серебра обращается в нуль при этом λ_0 :

$$\operatorname{Re} \epsilon(\lambda_0) = 0. \quad /3/$$

Заметим также, что диапазон длин волн, в котором возникает

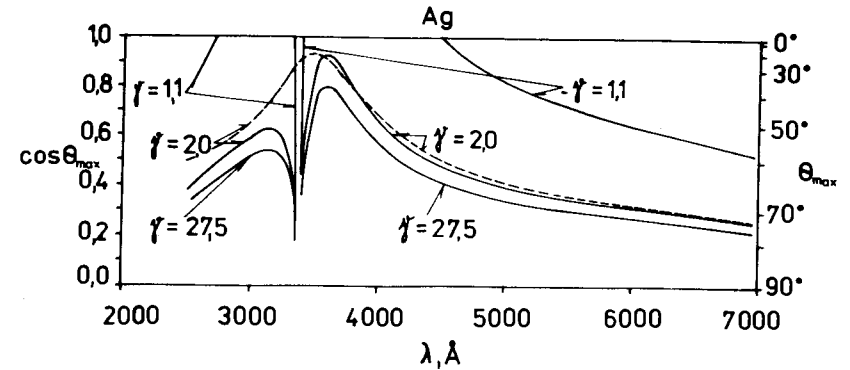


Рис.1. Зависимость $\cos \theta_{\max} = \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{|\epsilon| \beta}$ от длины волны λ для разных $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, рассчитанная для Ag. Пунктирная кривая представляет зависимость $\cos \theta = 1/\beta n$ при $\gamma = 2/$ для Ag, где $n = \sqrt{\frac{|\operatorname{Re} \epsilon| + |\epsilon|}{2}}$.

излучение Вавилова-Черенкова, например для $\gamma = 1,1$, составляет примерно $\Delta \lambda = 100 \text{ \AA}$.

Расстояние ρ , которое проходит квант излучения Вавилова-Черенкова до поверхности раздела сред /в плоскости падения/, выражается через угол наклона частицы Ψ и угол излучения θ_{ch} следующим образом /см. рис. 3/:

$$\rho = \frac{l \cos \Psi}{\sin \theta_{\text{ch}} \sin \Psi - \cos \theta_{\text{ch}} \cos \Psi}, \quad /4/$$

где l - длина пути частицы.

Подставляя /4/ в /1/, получим:

$$\frac{dW}{d\lambda} = (2\pi e)^2 \int_0^{l=d/\cos \Psi} \exp\left\{-\frac{2\pi\beta}{\lambda} \operatorname{Im} \epsilon(\lambda)\right\} \frac{l \cos \Psi}{\left(\sin \Psi \sqrt{1 - \frac{|\operatorname{Re} \epsilon|}{|\epsilon|^2 \beta^2}} - \cos \Psi \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{|\epsilon| \beta}\right)} \left(1 - \frac{|\operatorname{Re} \epsilon(\lambda)|}{\beta^2 |\epsilon(\lambda)|^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^3}, \quad /5/$$

где d - определяет расстояние частицы от поверхности раздела в момент испускания кванта излучения.

Интегрируя /5/ в указанных пределах и учитывая условие /3/ /т.е. рассматривая случай, когда излучение Вавилова-Черенкова испускается перпендикулярно к траектории частицы/, получаем выражение:

$$\frac{dW}{d\lambda} = \frac{2\pi e^2 \sin \Psi}{\lambda^2 \beta \operatorname{Im} \epsilon(\lambda) \cos \Psi} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi\beta}{\lambda} \operatorname{Im} \epsilon(\lambda) \frac{d}{\sin \Psi}\right) \right] \quad /6/$$

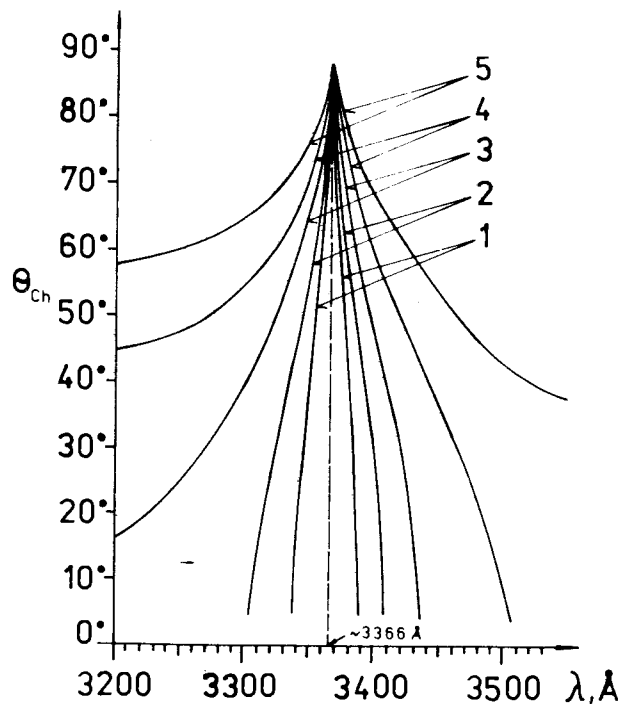


Рис.2. Углы испускания излучения Вавилова-Черенкова в Ag вблизи $\lambda = 3400 \text{ \AA}$ для разных γ : 1 - $\gamma = 1,05$; 2 - $\gamma = 1,1$; 3 - $\gamma = 1,2$; 4 - $\gamma = 1,5$; 5 - $\gamma = 27,5$.

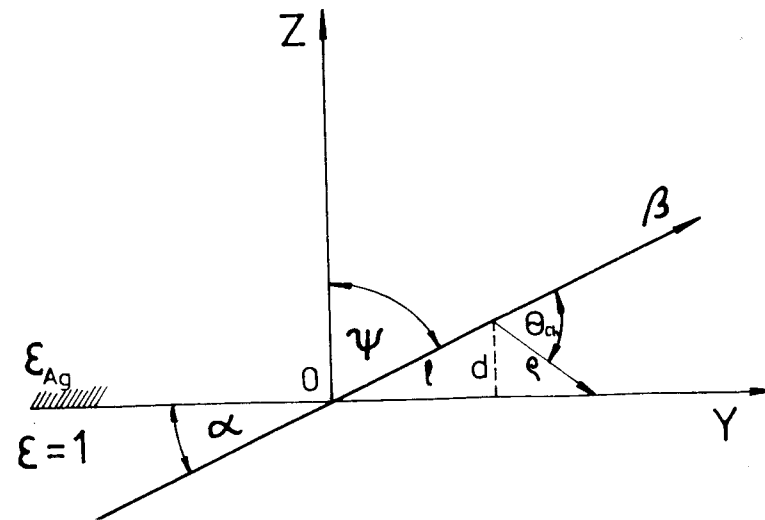


Рис.3. К определению длины пути ρ излучения Вавилова-Черенкова до поверхности раздела / Ψ - угол наклона частицы/, α - угол скольжения, l - длина пути частицы в среде, d - толщина пограничного слоя, θ_{ch} - угол испускания излучения Вавилова-Черенкова/.

Для $\frac{d}{\lambda} \gg 1$ и $\operatorname{Im} \epsilon(\lambda) < 0$ формула /6/ приводится к виду

$$\frac{d^2 W}{d\lambda d\phi} = \frac{e^2 \operatorname{tg} \Psi}{\lambda^2 \beta \operatorname{Im} \epsilon(\lambda)} \quad /7/$$

Учитывая, что $\operatorname{tg} \Psi = 1/\operatorname{tg} \alpha$, где α - угол скольжения, получаем окончательно:

$$\frac{d^2 W}{d\lambda d\phi} \approx \operatorname{const} \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} \quad /8/$$

Таким образом, при $\lambda_0 = 3366 \text{ \AA}$ в серебре возникают условия для испускания излучения Вавилова-Черенкова под углом 90° и скользкое падение электронов в силу последнего создает благоприятные условия для его выхода в вакуум.

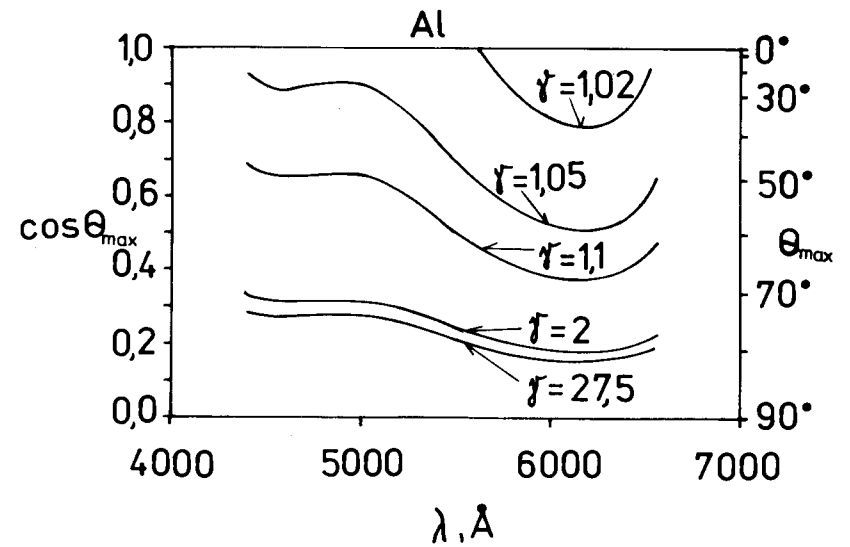
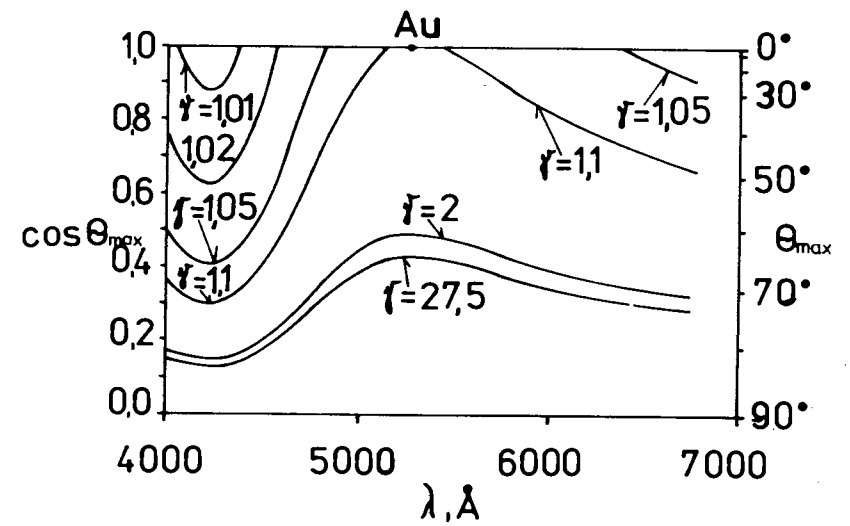
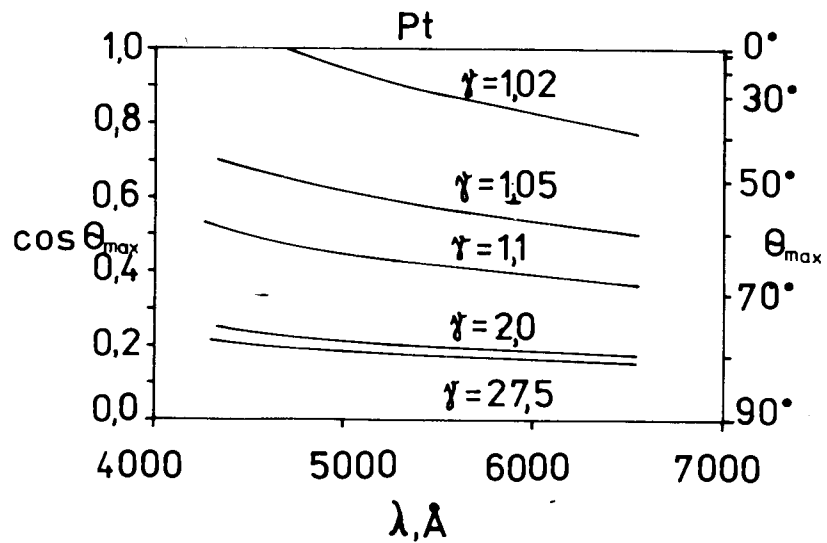
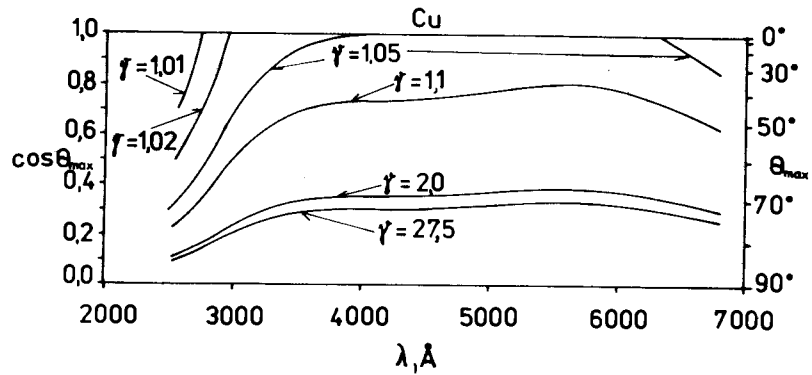
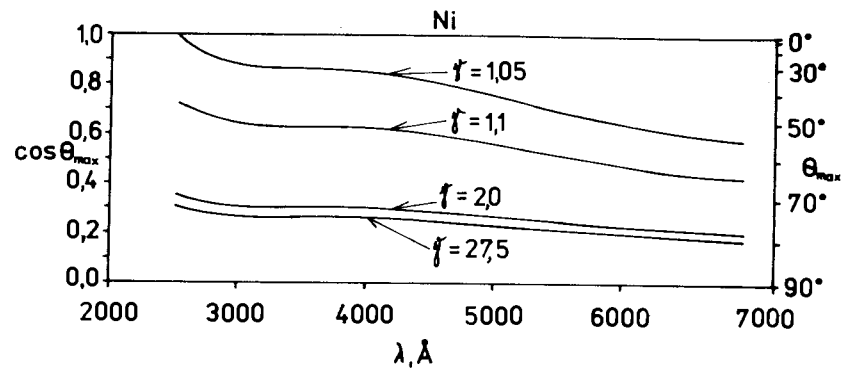


Рис.4-8. То же, что и на рис. 1, только для металлов Ni,Cu,Pt, Au,Al соответственно.

Следует отметить, что длина волны λ_0 является характеристикой среды /в данном случае серебра/ и поэтому не может зависеть ни от угла наклона падающих электронов, ни от их энергии. Серебро в этом смысле является уникальным металлом, поскольку, как это следует из рассмотрения оптических характеристик и направленности излучения Вавилова-Черенкова в других металлах /см. рис. 4.8/*, среди них нет такого, для которого бы в видимой области длин волн выполнялось условие /2/. Для более коротких длин волн аналогичный случай, вероятно, может возникнуть для Ge при $\lambda \approx 2800 \text{ \AA}$ и для Cu при 2200 \AA .

3. ОЦЕНКА ВКЛАДА ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для оценки энергии, теряемой электроном на излучение Вавилова-Черенкова в поглощающей среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , воспользуемся модифицированной формулой Будини /5/. Однако в расчетах по этой формуле будет использовано пороговое условие для возникновения излучения Вавилова-Черенкова не в форме, следующей из теории Тамма-Франка, а в виде:

$$\beta_0 = \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{|\epsilon|} \quad /9/$$

вытекающем из условия /2/.

При больших показателях преломления, характерных для металлов, излучение Вавилова-Черенкова возникает под большими углами даже при низких скоростях. А так как угол полного внутреннего отражения θ^* в металле, естественно, мал, то значительная часть спектра излучения всегда остается в металле. Тем не менее в случае серебра излучение Вавилова-Черенкова может возникать и под малыми углами: $\theta_{ch} < \theta^*$. Так,

* Для удобства пользования рис. 4-8 в конце работы прилагаются графики зависимости $\beta(\gamma)$ и $E_e(\gamma)$ /см. рис. 10 и 11/.

для $\gamma = 1,1$ это происходит вблизи длин волн $\lambda_1 = 3300 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 3400 \text{ \AA}$ /см. рис. 2/.

Интенсивность излучения Вавилова-Черенкова в диапазоне длин волн от $\lambda = 3304 \text{ \AA}$ до $\lambda = 3312 \text{ \AA}$, возникающего в поверхностной зоне толщиной $d = 1000 \text{ \AA}$ при нормальном падении частицы на границу Ag-вакуум и вышедшего в вакуум /с учетом его отражения и преломления/, показана на рис. 9 /кривая 1/.

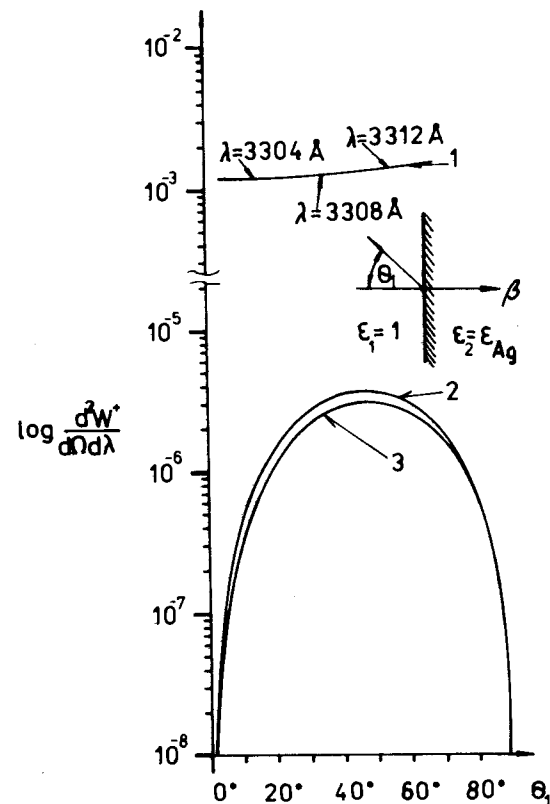


Рис.9. Угловые распределения интенсивности излучения Вавилова-Черенкова /кривая 1/ и переходного излучения /кривые 2 и 3/. Кривая 1 рассчитана по формуле Будини /1/ в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 3304 \div 3312 \text{ \AA}$ для перпендикулярного падения частицы с $\gamma = 1,1$ на поверхность серебра. Кривые 2 и 3 рассчитаны по формулам переходного излучения, испущенного "назад" /т.е. в вакуум/ для $\gamma_1 = 1,1$ и двух длин волн, $\lambda_2 = 3300 \text{ \AA}$ и $\lambda = 3360 \text{ \AA}$ соответственно.

Для сравнения на этом рисунке приведены угловые распределения интенсивности переходного излучения для той же границы раздела, наблюдаемого в вакууме /т.е. для излучения "назад"/ для $\gamma = 1,1$ и двух длин волн, $\lambda = 3300 \text{ \AA}$ и $\lambda = 3360 \text{ \AA}$. Из рисунка видно, что в диапазоне углов θ от 30° до 60° /для которых обычно проводятся измерения интенсивности ПИ/ отношение интенсивностей черенковского и переходного излучений составляет не менее двух порядков. Разумеется, при наблюдении ПИ "назад" в вакууме излучение Вавилова-Черенкова будет только от частиц, испытавших обратное рассеяние. Поэтому соотношение интенсивностей этих излучений, естественно, в реальных условиях эксперимента будет сильно зависеть от этого фактора.

Ввиду трудностей детального учета вклада излучения Вавилова-Черенкова от многократно рассеянных электронов низких энергий мы ограничились здесь лишь указанием на возможный качественный эффект.

В связи с вопросами, затронутыми здесь, мы хотели бы обратить внимание на то, что эффект излучения Вавилова-Черенкова в металлах может также иметь место в экспериментах /6/ по изучению эффекта Смита-Перселла. Действительно, переходное излучение и излучение Вавилова-Черенкова, возникающее

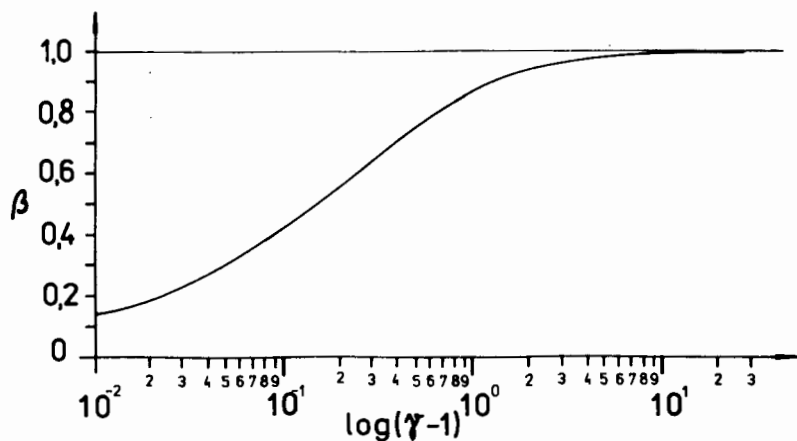


Рис.10. Зависимость скорости частицы $v = \beta c$ от $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

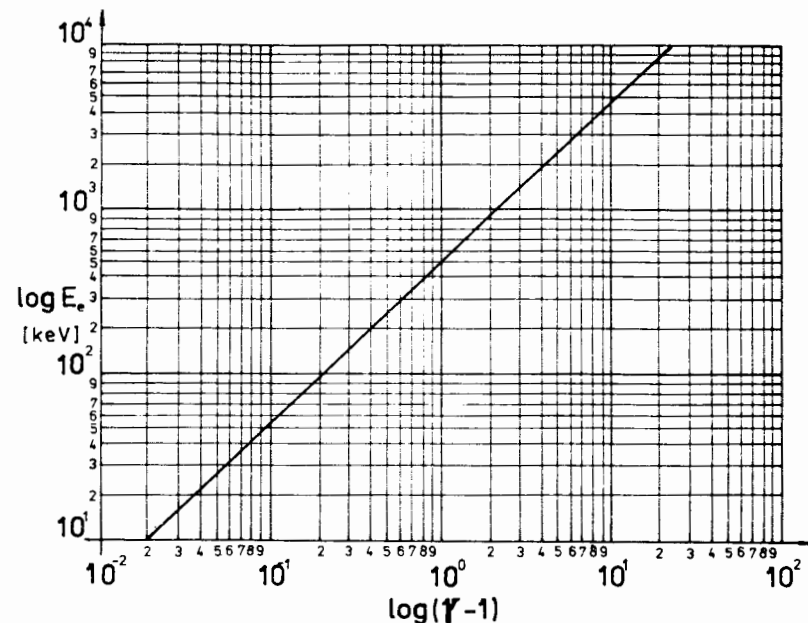


Рис.11. Зависимость кинетической энергии электрона E_e от γ .

на отдельных зубьях дифракционной решетки, может приводить к такому же интерференционному явлению, как эффект Смита-Перселла. Аналогичный эффект интерференция, только для одного ПИ, в настоящее время уже наблюдался в эксперименте Вардского /7/.

4. О БЕСПОРОГОВОМ ХАРАКТЕРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Из вышеприведенного анализа соотношения /1/ для направленности излучения Вавилова-Черенкова был уже сделан один вывод о необычном характере излучения в серебре вблизи $\lambda_0 = 3366 \text{ \AA}$: излучение испускается под всеми углами, вплоть до 90° в узком диапазоне длин волн $\lambda/\lambda_0 \sim 100 \div 200 \text{ \AA}$ и практически при всех γ . Последнее обстоятельство следует из обращения $\text{Re} \epsilon$ в нуль на указанной длине волны. По этой же причине излучение Вавилова-Черенкова должно иметь вблизи этой длины волны беспороговый характер. Действительно, при

$\text{Re}\epsilon \rightarrow 0$ отношение $\frac{|\epsilon|}{\sqrt{|\text{Re}\epsilon|}} \rightarrow \infty$, а β согласно соотношению

/9/ стремится к нулю. В связи с этим интересно заметить, что вследствие беспороговости при замедлении электрона за счет ионизационных потерь он будет испускать излучение под углом $\theta_{\text{ch}} = 90^\circ$ в области длин волн, близких к λ_0 . практически до полной своей остановки.

Отметим здесь, что введение в соотношение $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$

для направленности излучения показателя преломления, опреде-

ляемого формулой $n = \sqrt{\frac{|\text{Re}\epsilon| + |\epsilon|}{2}}$, к беспороговости не приво-

дит /см. пунктирную кривую на рис. 1/.

Несмотря на то, что законность использования формулы /2/ для среды с поглощением даже для излучения Вавилова-Черенкова в оптическом диапазоне требует более убедительной аргументации, мы хотели бы все же обратить внимание и на важность расширения области применимости формулы /2/ в рентгеновскую область спектра. Уже неоднократно /8-11/ обсуждалась возможность испускания релятивистскими частицами однофотонного рентгеновского излучения Вавилова-Черенкова. Однако в этих работах условие для возникновения черенковского излучения /в области поглощения рентгеновских лучей/ автоматически принималось в таком виде, в каком оно справедливо

для прозрачной среды, т.е. $\beta \geq 1/\sqrt{|\text{Re}\epsilon|}$.

Если условие /2/, действительно, является общим условием возникновения и направленности излучения Вавилова-Черенкова в поглощающей среде /как мы понимаем, выражение /2/ экспериментально подтверждается пока лишь наличием пика в спектре излучения, наблюдаемого при скользящем падении электронов на поверхность серебра/, то при тех длинах волн рентгеновской области, где $\text{Re}\epsilon = 0$, излучение должно также возникать и иметь беспороговый характер. В этой связи интересно заметить, что многозарядные ионы, даже нерелятивистские, могли бы быть тогда мощным источником рентгеновского излучения.

В заключение мы хотели бы еще раз подчеркнуть, что выводы о возможности возникновения рентгеновского излучения Вавилова-Черенкова, сделанные в этом разделе, не являются категоричными и основаны, скорее, на косвенных рассуждениях, так как строгой теории /такой, как теория Тамма-Франка для прозрачной среды/ излучения Вавилова-Черенкова в поглощающей среде в настоящее время не существует.

Создание такой теории помогло бы не только правильно определить пороговое условие возникновения излучения Вавилова-Черенкова в поглощающей среде, но и, возможно, выявить особенности таких свойств, как направленность излучения и его поляризация.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boersch H. et al. *Zs.Phys.*, 1965, 187, p. 97.
2. Von Banckenhagen P. et al. *Phys.Lett.*, 1964, 11, p. 296.
3. Zrelow V.P., Pavlović P., Ruzička J. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1975, 130, pp. 513-525.
Зрелов В.П., Павлович П., Ружичка Я. ОИЯИ, P1-7956, Дубна, 1974.
4. Budini P. *Nuovo Cimento*, 1953, 10, p. 236.
5. Зрелов В.П., Ружичка Я. ОИЯИ, P1-12253, Дубна, 1979.
6. Bachheimer J.P., Bret J.L., *C.R.Acad., Sc.Paris*, 1968, t. 266, 902B.
7. Wartski L. et al. *J.Appl. Phys.*, 1975, 46, p. 3644.
8. Базылев В.А., Варфоломеев А.А., Жеваго Н.К. *ЖЭТФ*, 1974, 66, с. 464.
9. Базылев В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 24, вып. 7, с. 406-409.
10. Федоров В.В., Смирнов А.И. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 23, вып. 4, с. 34-36.
11. Самсонов В.М. *ЛИЯФ*, 1978, № 393.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1979 года.