

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Рентгеновское черенковское излучение
вблизи края фотопоглощения

А.П. Потылицын, А.В. Вуколов, С.Р. Углов, М.В. Шевелев

В работе рассматривается радиационный механизм — излучение Вавилова–Черенкова (ИВЧ) в области "мягкого" рентгена. Вблизи краёв фотопоглощения ряда материалов существует область аномальной дисперсии, в которой действительная часть диэлектрической проницаемости превышает единицу. В этом узком диапазоне частот реализуется механизм ИВЧ. Получены аналитические выражения для спектрально-углового распределения ИВЧ из мишени в виде наклонной пластины. Проведена оценка длины формирования ИВЧ с учётом поглощения в материале мишени (радиатора). Обсуждается эксперимент по исследованию ИВЧ в диапазоне энергий фотонов 100 эВ, выполненный на пучке электронов с энергией 5,7 МэВ микротрона Томского политехнического университета. Показано удовлетворительное согласие экспериментальных данных с теорией.

Ключевые слова: эффект Вавилова–Черенкова, длина формирования, аномальная дисперсия, рентгеновское излучение, скользящее падение

PACS numbers: 41.60 Bq, 41.60. –m, 78.20.Ci

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.05.039926>

Содержание

1. Введение (1340).
 2. Модель поляризационных токов (1341).
 3. Излучение Вавилова–Черенкова и переходное излучение в "мягком" рентгеновском диапазоне (1344).
 4. Длина формирования излучения Вавилова–Черенкова в поглощающей среде (1344).
 5. Угловое распределение рентгеновского излучения Вавилова–Черенкова (1346).
 6. Спектральное распределение излучения Вавилова–Черенкова (1347).
 7. Измерение спектра излучения Вавилова–Черенкова от Be и Si радиаторов (1348).
 8. Излучение Вавилова–Черенкова в геометрии скользящего падения (1351).
 9. Заключение и выводы (1352).
- Список литературы (1354).

1. Введение

В работе [1] авторы теоретически и экспериментально исследовали характеристики излучения в диапазоне

частот вблизи L -края фотопоглощения углерода ($\hbar\omega \approx 282$ эВ), где реальная часть диэлектрической восприимчивости становится положительной ($\chi' > 0$) в очень узком интервале частот.

Если реальная часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega) = 1 + \chi'(\omega) + i\chi''$ в некоторой области частот принимает значение $1 + \chi'(\omega) > 1$, то в этом диапазоне частот реализуется механизм излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ) [2, 3] с испусканием фотонов под "черенковским" углом $\cos\theta_{\text{ch}} = 1/\beta\sqrt{\varepsilon}$. Исходя из теории излучения заряда, проходящего через пластину толщиной L , испускающего фотоны с частотой ω [4], авторы цитируемой работы оценили угол черенковского конуса в среде следующим образом:

$$\theta_{\text{ch}}^{\text{m}} = \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}, \quad (1)$$

где γ — лоренц-фактор.

Авторы показали, что в данном диапазоне частот поглощение излучения в материале радиатора достаточно велико, и это приводит к отсутствию зависимости выхода ИВЧ от толщины радиатора, в отличие от ИВЧ в световом диапазоне. Спектральное распределение ИВЧ под фиксированным углом излучения $\theta \sim \theta_{\text{ch}}^{\text{m}}$ обусловлено интервалом энергий $\hbar\omega$, в котором диэлектрическая восприимчивость остаётся положительной и, как правило, не превышает величины $\Delta\hbar\omega \sim 1-2$ эВ. Таким образом, спектр ИВЧ представляет собой узкую спектральную линию, монохроматичность которой $\Delta\hbar\omega/\hbar\omega \sim 1\%$.

Дополнительным преимуществом рассматриваемого механизма является тот факт, что, как и в световом диапазоне ИВЧ, характеристики излучения практически не зависят от лоренц-фактора заряженной частицы, если скорость заряда превышает пороговую.

А.П. Потылицын^(*), А.В. Вуколов, С.Р. Углов, М.В. Шевелев
Национальный исследовательский
Томский политехнический университет,
просп. Ленина 30, 634050 Томск, Российская Федерация
E-mail: ^(*) potylitsyn@tpu.ru

Статья поступила 22 февраля 2025 г.,
после доработки 25 апреля 2025 г.

где векторная часть поля $\mathbf{H}_0$ записывается в виде

$$\mathbf{H}_0 = \{ \beta_z (\beta_z n_y - \beta_y n_z) - n_y (1 - (\beta_y n_y + \beta_z n_z) \sqrt{\varepsilon}) , \\ - \beta_z^2 n_x + n_x (1 - (\beta_y n_y + \beta_z n_z) \sqrt{\varepsilon}) , \beta_z \beta_y n_x \} . \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) через β_y, β_z обозначены компоненты скорости заряда в единицах скорости света в системе координат, показанной на рис. 1:

$$\beta_y = \beta \sin \psi; \quad \beta_z = \beta \cos \psi; \quad \beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}} .$$

По известному магнитному полю излучения в среде $\mathbf{H}^R$ находится электрическое $\mathbf{E}^R$

$$\mathbf{E}^R = - \frac{[\mathbf{n}_m \mathbf{H}^R]}{\sqrt{\varepsilon}} . \quad (7)$$

Как показано в работе [17], электрическое поле излучения в вакууме $\mathbf{E}^V$ определяется магнитным полем в среде и коэффициентами преломления Френеля F_p, F_s :

$$E_{\parallel}^V = \sqrt{\varepsilon} F_p E_{\parallel}^R = F_p H_{\perp}^R , \quad (8)$$

$$E_{\perp}^V = F_s E_{\perp}^R = \frac{F_s H_{\parallel}^R}{\sqrt{\varepsilon}} ,$$

где компоненты поля $\mathbf{E}_{\parallel}^R$ и $\mathbf{E}_{\perp}^R$ соответствуют параллельной и перпендикулярной поляризации. В первом случае плоскость поляризации совпадает с плоскостью, проходящей через волновой вектор и перпендикуляр к грани радиатора, через которую выводится излучение в вакуум. Во втором случае плоскость поляризации перпендикулярна указанной плоскости.

Чтобы найти эти компоненты, введём единичный вектор $\mathbf{n}_v$ вдоль волнового вектора в вакууме и поляризационные орты через нормаль к выходной поверхности радиатора $\mathbf{b} = \{0, 0, 1\}$:

$$\mathbf{n}_v = \{ \mathbf{n}_{vx}, \mathbf{n}_{vy}, \mathbf{n}_{vz} \} = \frac{\{ \sin \theta \sin \varphi, \sin \theta \cos \varphi, Z \}}{\sqrt{\varepsilon}} , \\ Z = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} , \\ \mathbf{e}_1 = \frac{[\mathbf{n}_v, \mathbf{b}]}{|\mathbf{n}_v, \mathbf{b}|} = \{ \cos \varphi, -\sin \varphi, 0 \} , \\ \mathbf{e}_2 = [\mathbf{e}_1, \mathbf{n}_v] = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \{ -Z \sin \varphi, -Z \cos \varphi, \sin \theta \} . \quad (9)$$

При таком выборе орт $\mathbf{e}_1$ будет перпендикулярен плоскости $(\mathbf{n}_v, \mathbf{b})$, а орт $\mathbf{e}_2$ — параллелен.

Таким образом, компоненты $E_{\parallel}^V, E_{\perp}^V$ находятся из выражения

$$E_{\parallel}^V = F_p (\mathbf{H}^R \mathbf{e}_1), \quad E_{\perp}^V = \frac{F_s (\mathbf{H}^R \mathbf{e}_2)}{\sqrt{\varepsilon}} . \quad (10)$$

Чтобы описать поле излучения E^V в вакууме, необходимо в выражениях (5), (6) сделать замену $\mathbf{n}_m \rightarrow \mathbf{n}_v$, одновременно выразив коэффициенты Френеля через вакуумные углы θ, φ (т.е. учесть закон Снеллиуса):

$$F_s = 2 \frac{\cos \theta_m \sin \theta}{\sin (\theta_m + \theta)} = \frac{2Z}{\cos \theta + Z} , \quad (11)$$

$$F_p = \frac{\sin 2\theta_m}{\sin (\theta_m + \theta) \cos (\theta_m - \theta)} = \frac{2Z}{\varepsilon \cos \theta + Z} . \quad (12)$$

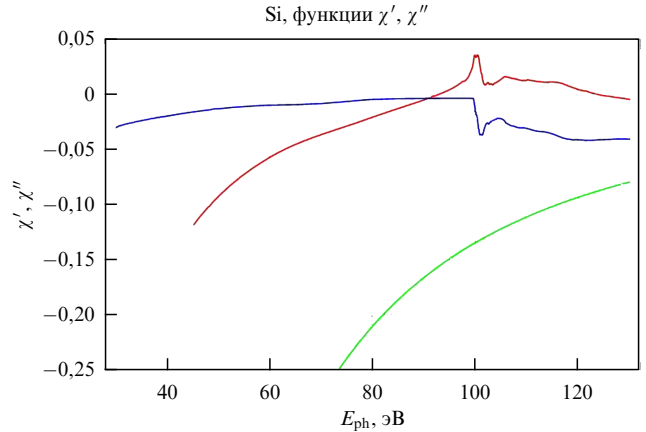


Рис. 2. Функции χ' и χ'' , характеризующие диэлектрическую проницаемость кремния (красная и синяя кривые) и зависимость $\chi'(\omega) - 1 = -\omega_p^2/\omega^2$ (зелёная кривая).

Отметим, что при преломлении азимутальный угол остаётся неизменным ($\varphi_m = \varphi$).

По известному полю излучения находится спектрально-угловое распределение интенсивности излучения:

$$\frac{d^2 W}{\hbar d\omega d\Omega} = c(|E_{\parallel}|^2 + |E_{\perp}|^2) = \frac{\alpha}{\pi^2} G_0 G_{\text{int}} (G_{\parallel} + G_{\perp}) , \quad (13)$$

где

$$G_0 = \frac{\beta_z^2}{[(1 - \beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta]^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 , \\ G_{\text{int}} = \left| \frac{1 - \exp[iL\omega/\beta_z c(1 - \beta_z Z - \beta_y n_y)]}{1 - \beta_z Z - \beta_y n_y} \right|^2 , \quad (14) \\ G_{\parallel} = |(\beta_z^2 + \beta_y n_y + \beta_z Z - 1) \sin \theta - \beta_y \beta_z \cos \varphi Z|^2 \times \\ \times \left| \frac{Z\varepsilon}{\varepsilon \cos \theta + Z} \right|^2 , \\ G_{\perp} = |\beta_z \beta_y \sin \varphi \varepsilon|^2 \left| \frac{Z}{\cos \theta + Z} \right|^2 .$$

Формулы (13), (14) описывают излучение "вперёд", т.е. в переднюю полусферу. Выражение (13) в работе [19] успешно использовалось для описания спектра оптического черенковского излучения в радиаторе с частотной дисперсией (кварце).

Отметим, что в МПТ черенковское излучение и переходное излучение (ПИ) рассматриваются как проявление единого механизма возбуждения среды, т.е. являются различными типами поляризационного излучения [14]. Таким образом, выражение (13) описывает как ИВЧ, так и ПИ для соответствующей геометрии. В последнем случае из (13) получаем характеристики так называемого ПИ "вперёд" (forward transition radiation в англоязычной литературе).

Ниже рассматривается рентгеновское ИВЧ вблизи L -края кремния ($\hbar\omega \leq 100$ эВ), где диэлектрическая проницаемость записывается в виде [20]

$$\varepsilon(\omega) = z_1 + iz_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{z_{\text{Si}} \omega^2} (f_1 + if_2) = \\ = 1 + \chi' + i\chi'' , \quad |\chi'|, |\chi''| \ll 1 . \quad (15)$$

На рисунке 2 приведены зависимости $\chi'(\omega), \chi''(\omega)$ в диапазоне $40 < \hbar\omega < 120$ эВ. На этом же рисунке для

сравнения приведена зависимость $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ ($\omega_p = 32$ эВ), которая широко используется для расчёта характеристик ПИ в более жёстком рентгеновском диапазоне ($\omega > 5$ кэВ) [13]. Для кремния $z_{Si} = 14$, $\omega_p = 32$ эВ, функции f_1, f_2 табулированы в [20].

Рассмотрим основные характеристики интерференционной функции G_{int} . После ряда алгебраических вычислений для интерференционной функции G_{int} можно получить более простое и наглядное выражение:

$$G_{int} = \frac{1 - 2 \cos p \exp(q) + \exp(2q)}{p_0^2 + q_0^2},$$

$$p_0 = 1 - \beta_y n_y - \beta_z \operatorname{Re}(Z(\omega)) = 1 - \beta_y n_y - \beta_z \times$$

$$\times \left[\frac{1}{2} \left(z_1 - \sin^2 \theta + \sqrt{(z_1 - \sin^2 \theta)^2 + z_2^2} \right) \right]^{1/2},$$

$$q_0 = -\beta_z \operatorname{Im}(Z(\omega)) =$$

$$= -\beta_z \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{(z_1 - \sin^2 \theta)^2 + z_2^2} - (z_1 - \sin^2 \theta) \right) \right]^{1/2},$$

$$p = \frac{L\omega}{\beta_z c} p_0 = \frac{2\pi L}{\beta_z \lambda} p_0, \quad (16)$$

$$q = \frac{L\omega}{\beta_z c} q_0 = \frac{2\pi L}{\beta_z \lambda} q_0.$$

В (16) λ — длина волны излучения.

Зависимость функции G_{int} от толщины радиатора L определяется величинами p, q .

В пренебрежении поглощением излучения в материале радиатора ($q_0 \rightarrow 0$) из условия $p_0 = 0$ вытекает формула для "черенковского" угла θ_{ch} в вакууме (см. рис. 1)

$$1 - \beta \sin \psi \sin \theta_{ch} - \beta \cos \psi \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_{ch}} = 0, \quad (17)$$

если $\varphi = 0$.

В этом приближении из (16) получаем выражение:

$$G_{int,0} = \frac{2(1 - \cos p)}{p_0^2} = \frac{4 \sin^2(p/2)}{p_0^2} = 4 \left(\frac{\pi L}{\beta_z \lambda} \right)^2 \frac{\sin^2(p/2)}{(p/2)^2}. \quad (18)$$

Рассмотрим далее геометрию перпендикулярного пролёта ультрарелятивистского электрона через радиатор с учётом поглощения ($\gamma \gg 1$, $\psi = 0$, $\beta_y = 0$, $\beta_z = \beta$). В малоугловом приближении ($\theta^2 \sim \chi' < 1$) получим следующее выражение:

$$p_0 = 1 - \beta \sqrt{1 + \chi' - \theta^2 + \frac{\chi''^2}{4}} = \frac{1}{2} \left(\chi' - \gamma^{-2} - \theta^2 + \frac{\chi''^2}{4} \right),$$

$$q_0 = \frac{\chi''}{2}.$$

Из условия $p_0 = 0$ получаем выражение для угла θ_{ch} (при $\chi''^2 \ll \chi'$):

$$\theta_{ch} = \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}},$$

совпадающее с результатом, полученным в [1].

В среде с поглощением формула для черенковского угла θ_{ch}^m была получена в [21, 22] исходя из выражения для потерь энергии

$$\cos^2 \theta_{ch}^m = \frac{\operatorname{Re} \varepsilon}{\beta^2 |\varepsilon|^2}. \quad (19)$$

В рентгеновском диапазоне с точностью до членов второго порядка малости из (19) получаем оценку:

$$\cos^2 \theta_{ch}^m = \frac{1 + \chi'}{(1 - \gamma^{-2})[(1 + \chi')^2 + \chi''^2]} \approx 1 + \gamma^{-2} - \chi'. \quad (20)$$

Для углов $\theta_{ch}^m \ll 1$ отсюда следует соотношение:

$$(\theta_{ch}^m)^2 \approx \chi' - \gamma^{-2}.$$

Полученный результат совпадает с формулой (1), что не удивительно, поскольку из-за близости коэффициента преломления $\sqrt{1 + \chi'}$ к единице угловое распределение ИВЧ в вакууме уширяется на величину второго порядка малости. Таким образом, в используемом приближении $\theta_{ch}^m \approx \theta_{ch}$.

В пренебрежении поглощением излучения в материале радиатора ($q_0 = 0$), что приближённо выполняется в оптическом диапазоне, вместо (16) имеем формулу (при $p \rightarrow 0$):

$$G_{int,0} = 4 \left(\frac{\pi L}{\beta \lambda} \right)^2 \frac{\sin^2(p/2)}{p^2/4} = 4 \left(\frac{\pi L}{\beta \lambda} \right)^2. \quad (21)$$

Квадратичная зависимость интенсивности ИВЧ от толщины радиатора после интегрирования по угловым переменным переходит в стандартную линейную зависимость. В исследуемом диапазоне ($\hbar\omega \leq 1$ кэВ) сильное поглощение излучения, характеризуемое параметром q , приводит к отсутствию зависимости функции G_{int} от толщины L . Действительно, с точностью до членов второго порядка малости легко получить простую формулу

$$q \approx -\frac{\pi L \chi''}{\lambda} = -\frac{L}{2\ell_{abs}}, \quad (22)$$

где $\ell_{abs} = \lambda/2\pi\chi''$ — длина поглощения [11].

Для толщин радиатора $L > 5$ мкм $|q| \gg 1$ и, следовательно, при $\exp(q) = \exp(-L/2\ell_{abs}) \ll 1$ имеем

$$G_{int} = \frac{1}{p_0^2 + q_0^2} = \frac{4}{(\chi' - \gamma^{-2} - \theta^2)^2 + \chi''^2},$$

и, соответственно,

$$\frac{d^2 W}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{\alpha \theta^2}{\pi^2} \frac{\chi'^2 + \chi''^2}{(\gamma^{-2} + \theta^2)^2 [(\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi')^2 + \chi''^2]}. \quad (23)$$

Полученное выражение совпадает с формулой (2.85) работы [1] и является более точным по сравнению с формулой (2).

Для переходного излучения в более жёстком диапазоне ($\hbar\omega > 5$ кэВ), где поглощение существенно меньше,

из (16) получаем:

$$G_{\text{int}} = \frac{(1 - \exp(q))^2 + 4 \sin^2(p/2) \exp(q)}{p_0^2 + q_0^2} =$$

$$= 4 \left\{ \left[1 - \exp\left(-\frac{L}{2\ell_{\text{abs}}}\right) \right] + \right.$$

$$+ 4 \sin^2 \left[\frac{\pi L}{2\lambda} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} + \theta^2 \right) \right] \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{L}{2\ell_{\text{abs}}}\right) \left. \times \left\{ \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} + \theta^2 \right)^2 + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \left(\frac{\lambda}{\pi \ell_{\text{abs}}} \right)^2 \right\}^{-1} \right\}. \quad (24)$$

Здесь использована стандартная зависимость для жёсткого рентгеновского диапазона $\chi' = -\omega_p^2/\omega^2$. Числитель полностью совпадает с результатом, полученным Г.М. Гарибяном для переходного излучения в [4].

3. Излучение Вавилова – Черенкова и переходное излучение в "мягком" рентгеновском диапазоне

Для перпендикулярной геометрии выражение (23) описывает как ИВЧ, так и переходное излучение в диапазоне $\hbar\omega \leq 1$ кэВ. При выполнении черенковского условия (1), т.е. при условии $\theta^2 = \chi' - \gamma^{-2}$, выражение (23) сводится к следующему:

$$\frac{d^2 W}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{(\chi' - \gamma^{-2})(\chi'^2 + \chi''^2)}{\chi'^2 \chi''^2}. \quad (25)$$

Поскольку $\gamma^{-2} < \chi'$, интенсивность излучения в максимуме (25) плавно возрастает от минимального значения при пороговом значении лоренц-фактора до максимального при $\gamma^{-2} \ll \chi'$. Для порогового значения лоренц-фактора $\gamma^{-2} = \chi'$ черенковский механизм излучения отсутствует, а характеристики излучения описываются механизмом переходного излучения, для которого максимум интенсивности излучения достигается для угла $\theta = \gamma^{-1}$. В этом случае из (23) имеем ($\theta^2 = \gamma^{-2} = \chi'$):

$$\frac{d^2 W}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{1}{4\chi'(\chi'^2 + \chi''^2)}. \quad (26)$$

Так же как для черенковского излучения, для рассматриваемого умеренно релятивистского случая ($\gamma < 10$) зависимость ПИ от лоренц-фактора отсутствует.

В ультрарелятивистском случае интенсивность ИВЧ достигает максимума при $\theta = \sqrt{\chi'}$:

$$\frac{d^2 W_{\text{max}}}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{\chi'^2 + \chi''^2}{\chi' \chi''^2}. \quad (27)$$

В этом случае в области углов $\theta \sim \gamma^{-1}$ интенсивность излучения квадратично зависит от лоренц-фактора и определяется стандартным механизмом ПИ [23]:

$$\frac{d^2 W}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{\gamma^2}{4(\chi'^2 + \chi''^2)}.$$

На рисунке 3а приведено угловое распределение интенсивности рентгеновского ИВЧ электронов с лоренц-фактором $\gamma = 10, 20, 150$ при перпендикулярном пролёте через кремниевый радиатор толщиной 10 мкм, рассчитанное по формуле (18), в сравнении с приближением малых углов (см. формулу (23)). Во всём диапазоне изменения γ различие не превышает 5%. Отметим, что интенсивность ПИ ультрарелятивистских электронов в области углов $\theta \sim \gamma^{-1}$ существенно превышает интенсивность ИВЧ, тогда как для умеренно релятивистских электронов ($\gamma \leq 20$) наблюдается противоположная ситуация. Аналогичные зависимости для энергии $\hbar\omega = 130$ эВ, т.е. в отсутствие черенковского механизма, приведены на рис. 3б.

Для сравнения угловое распределение интенсивности ПИ для $\gamma = 10$ умножено на величину $(\gamma_1/\gamma_2)^2 = (150/10)^2 = 225$.

Как и ожидалось, максимум интенсивности соответствует углу $\theta = \gamma^{-1}$. В ультрарелятивистском случае ($\gamma = 150$) МПТ и приближение малых углов дают совпадающие результаты с точностью до $\sim 10^{-3}$. Для $\gamma = 10$ остаётся 5%-ное различие. Как и в случае стандартного ПИ, наблюдается зависимость, близкая к γ^2 .

4. Длина формирования излучения Вавилова – Черенкова в поглощающей среде

В литературе существует несколько определений длины формирования излучения движущимся зарядом [24–26].

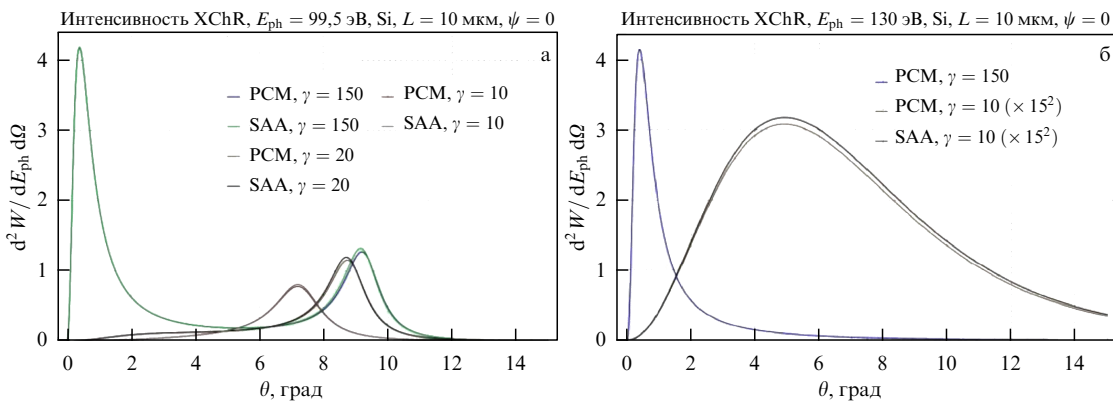


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности излучения электронов с различными значениями лоренц-фактора при перпендикулярном пролёте через кремниевую пластину толщиной 10 мкм (PCM — модель поляризационных токов, SAA — малоугловое приближение): (а) $\hbar\omega = 99,5$ эВ — ИВЧ, (б) $\hbar\omega = 130$ эВ — ПИ.

Представляется, что определение длины формирования (пути формирования, длины когерентности) как расстояния, на котором заряд отстаёт от фронта волны на длину волны, обладает ясным физическим смыслом [25, 26] (в отличие от определения Б.М. Болотовского [24], дающего значение в 2 раза меньше). Данное определение и будет использоваться далее.

В той же работе Б.М. Болотовский даёт ещё одно определение: "...путь формирования — это расстояние, которое должна пройти частица после процесса излучения для того, чтобы прекратилась интерференция её с полем излучения" (см. с. 100 в [24]). Указанное требование как раз выполняется при определении длины формирования в среде формулой (28):

$$L_f = \frac{\lambda}{1/\beta - \sqrt{\varepsilon} \cos \theta}. \quad (28)$$

Очевидно, что в такой среде длина формирования ИВЧ стремится к бесконечности ($\cos \theta = 1/\beta\sqrt{\varepsilon}$). В случае поглощающей среды ($\varepsilon = z_1 + iz_2$) В.М. Гришин предлагает исходить из комплексной длины формирования (см. формулу (25) в [22]):

$$Z^G(\omega, \theta) = \frac{\pi\beta c}{\omega} \frac{1}{1 - \beta\sqrt{\varepsilon} \cos \theta}, \quad (29)$$

что приводит к формуле

$$L_f^G = \operatorname{Re} Z^G(\omega, \theta).$$

Отметим, что формула (29) была получена исходя из критерия Б.М. Болотовского [24], поэтому ниже используется более распространённый критерий М.Л. Тер-Микаеляна [25].

В этом случае

$$L_f^G = \operatorname{Re} \left| \frac{2\pi\beta c}{\omega} \frac{1}{1 - \beta\sqrt{\varepsilon} \cos \theta} \right| = \frac{\beta\lambda}{\operatorname{Re} |1 - \beta\sqrt{\varepsilon} \cos \theta|}. \quad (30)$$

Если взять в качестве угла θ_{ch}^m значение по формуле (12) из цитируемой статьи

$$\cos^2 \theta_{\text{ch}}^m = \frac{\operatorname{Re} \varepsilon}{\beta^2 |\varepsilon|^2}, \quad (31)$$

то после стандартных преобразований получим следующее выражение:

$$L_f^G = \frac{\beta\lambda}{1 - \sqrt{\frac{1}{2} \left[\frac{z_1^2}{z_1^2 + z_2^2} + \frac{z_1}{\sqrt{z_1^2 + z_2^2}} \right]}}. \quad (32)$$

Как правило, в прозрачных средах выполняется соотношение

$$\frac{z_2^2}{z_1^2} \ll 1, \quad (33)$$

что позволяет пренебречь следующими порядками малости в разложении последнего выражения:

$$L_f^G \approx \frac{\lambda}{(3/8) z_2^2 / z_1^2} = \frac{8}{3} \frac{z_1^2}{z_2^2} \lambda. \quad (34)$$

Для рассматриваемого рентгеновского диапазона найденная длина формирования намного превышает длину поглощения:

$$L_f^G \approx \frac{8}{3} \frac{\lambda}{\chi''^2} \gg \frac{\lambda}{2\pi\chi''}, \quad (35)$$

что, безусловно, является завышенной оценкой.

Если определить длину формирования исходя из следующего выражения:

$$L_f = \frac{\beta\lambda}{|1 - \beta\sqrt{\varepsilon} \cos \theta|}, \quad (36)$$

где "черенковский" угол θ_{ch}^m определяется из условия равенства нулю знаменателя (т.е. $L_f \rightarrow \infty$):

$$\operatorname{Re} |1 - \beta\sqrt{\varepsilon} \cos \theta_{\text{ch}}^m| = 0, \quad (37)$$

то, как будет показано ниже, длина формирования будет превышать длину поглощения, но будет сопоставима с ней по величине.

Из (37) получаем формулу для черенковского угла в поглощающей среде

$$\cos \theta_{\text{ch}}^m = \frac{1}{\beta\sqrt{1/2(z_1 + \sqrt{z_1^2 + z_2^2})}}. \quad (38)$$

При выполнении условия (33) полученное выражение сводится к следующему:

$$\cos \theta_{\text{ch}}^m = \frac{1}{\beta\sqrt{z_1}} \left(1 - \frac{z_2^2}{8z_1^2} \right). \quad (39)$$

В том же приближении из (31) следует формула:

$$\cos \theta_{\text{ch}}^{mG} \approx \frac{1}{\beta\sqrt{z_1}} \left(1 - \frac{z_2^2}{2z_1^2} \right), \quad (40)$$

которая достаточно близка к предыдущей, но даёт несколько меньшие значения.

Подставляя значение (40) в формулу (36) с учётом соотношения (37), получим (при выполнении условия (33)):

$$L_f = \frac{\lambda}{z_2} \sqrt{2z_1^2 + 2z_1\sqrt{z_1^2 + z_2^2} + z_2^2} \approx 2\lambda \frac{z_1}{z_2} \left(1 + \frac{z_2^2}{4z_1^2} \right). \quad (41)$$

В нашем случае $z_1 = 1 + \chi'$, $z_2 = \chi''$, $\chi', \chi'' \ll 1$, поэтому из (41) в пренебрежении, как и ранее, квадратичными и выше степенями, следует простое выражение

$$L_f = 2 \frac{\lambda}{\chi''}. \quad (42)$$

Полученный результат представляется более "физичным", поскольку, как и длина поглощения, определяется величиной λ/χ'' , тогда как оценка В.М. Гришина (35) даёт зависимость λ/χ''^2 , что более чем на порядок превышает длину поглощения.

5. Угловое распределение рентгеновского излучения Вавилова – Черенкова

Модель поляризационных токов позволяет рассчитывать характеристики излучения для произвольной ориентации мишени (радиатора). Для геометрии наклонного пролёта электрона запишем уравнение, вытекающее из общего выражения для черенковского полюса $p_0 = 0$:

$$1 - \beta \sin \psi \sin \theta \cos \varphi = \beta \cos \psi \operatorname{Re}(Z(\omega)). \quad (43)$$

После возведения в квадрат обеих частей уравнения (43) (здесь рассматривается геометрия $\varphi = 0$) в пренебрежении величиной $(\chi'')^2$ получаем квадратное уравнение для $\sin \theta_{\text{ch}}$, два решения которого записываются в виде:

$$\sin \theta_{\text{ch}1,2} \approx \frac{\sin \psi}{\beta} \pm \cos \psi \theta_{\text{ch}}^0 \approx \sin(\psi \pm \theta_{\text{ch}}^0). \quad (44)$$

Для углов наклона $\psi > \theta_{\text{ch}}^0$ в угловой зависимости выхода фотонов ИВЧ от полярного угла θ будут наблюдаться два максимума, соответствующих наблюдению ИВЧ вдоль образующих конуса, расположенных по обе стороны от направления импульса электрона в плоскости $\varphi = 0$.

На рисунке 4а показано угловое распределение интенсивности ИВЧ для угла наклона радиатора $\psi = 30^\circ$, а на рис. 4б — для $\psi = 60^\circ$. Вдоль направления импульса электрона ($\theta = \psi$) наблюдается нулевой минимум.

Выход ИВЧ характеризуется двумя максимумами, расположение которых достаточно хорошо описывает формула (26) для угла $\psi = 30^\circ$, тогда как для угла $\psi = 60^\circ$ увеличивается расхождение. В последнем случае для $\hbar\omega = 99,5$ эВ по формуле (18) имеем $\theta_1^m = 31,8^\circ$, $\theta_2^m = 49,6^\circ$ (рис. 4б), тогда как $\theta_{\text{ch}}^0 = 8,9^\circ$. Для энергии фотона $\hbar\omega = 99,8$ эВ это расхождение достигает 10 % ($|\theta_{1,2}^m - (\arcsin(\psi \pm \theta_{\text{ch}}^0))| \sim 1^\circ$).

Следует отметить, что с увеличением угла наклона ψ возрастает интенсивность ИВЧ в максимумах. На этих же рисунках приведены расчётные зависимости ПИ для энергии $\hbar\omega = 130$ эВ — типичные зависимости для ПИ [23].

Угловая "ширина" конуса ИВЧ в рассматриваемом случае определяется величиной θ_{ch}^0 и не зависит от толщины радиатора, в отличие от оптического диапазона,

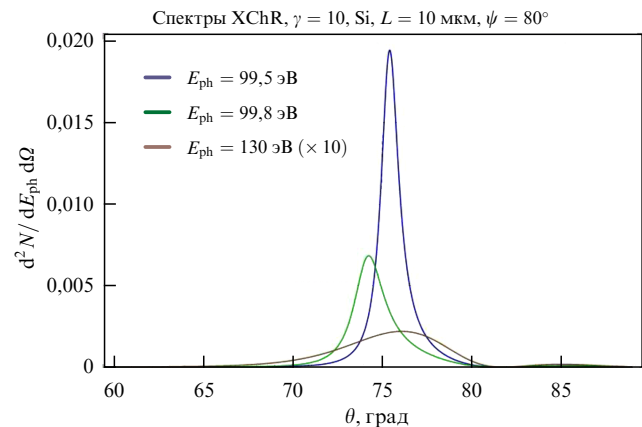


Рис. 5. То же самое, что на рис. 4, для $\psi = 80^\circ$.

где данный параметр оценивается как [3]:

$$\Delta\theta \approx \frac{2\lambda}{\pi L \sin \theta_{\text{ch}}}. \quad (45)$$

В рентгеновском диапазоне зависимость этого параметра от длины волны определяется величиной $\chi'(\omega)$. При увеличении угла наклона ψ возрастает асимметрия конуса ИВЧ — выход фотонов под углом $\theta_{\text{ch}}^0 < \psi$ растёт, тогда как для $\theta_{\text{ch}}^0 > \psi$ подавляется (рис. 5). Отметим также, что для геометрии, близкой к геометрии скользящего падения, в вакуум выходит только часть конуса ИВЧ под углами $\theta < \psi$, а излучение под большими углами ($\theta > \psi$) практически полностью подавлено.

Возрастание интенсивности и асимметрии конуса ИВЧ с увеличением угла наклона ψ иллюстрируется на рис. 6а. Как следует из рисунка, для ориентации радиатора $\psi = 80^\circ$ отсутствует правый пик.

На рисунке 6б показаны зависимости максимальной интенсивности ИВЧ $d^2W/d\hbar\omega d\Omega$ для энергии $\hbar\omega = 99,5$ эВ для обоих максимумов при увеличении угла наклона радиатора. Как следует из рисунка, по мере приближения к геометрии скользящего падения выход ИВЧ в "левом" максимуме возрастает более чем в 3 раза по сравнению с перпендикулярным пролётом. Подобный эффект обсуждался в работах [27, 28], однако авторы ограничились оценками. В работе [29] для расчётов характеристик ИВЧ и ПИ в области энергий $\hbar\omega \sim 450$ эВ авторы также использовали модель поляризационных

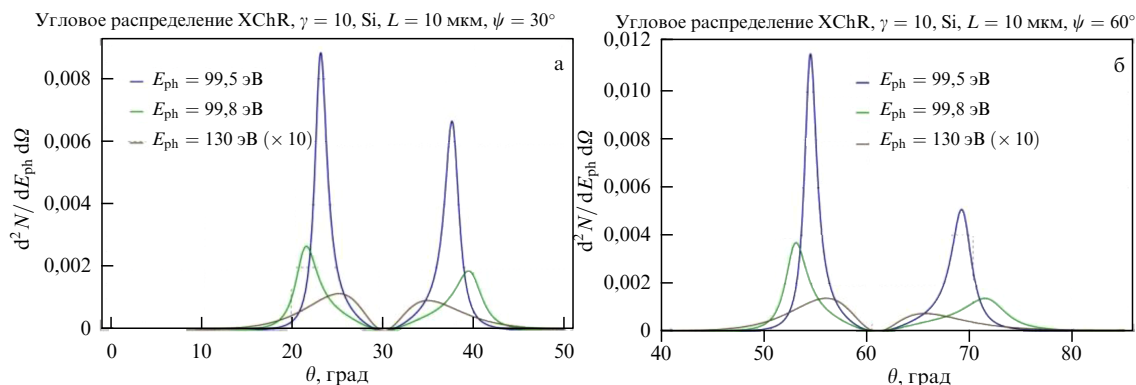


Рис. 4. Угловое распределение излучения электронов с $\gamma = 20$, пересекающих наклонную кремниевую мишень толщиной 10 мкм. (а) Угол наклона $\psi = 30^\circ$, (б) $\psi = 60^\circ$. Синий и зелёный цвет — ИВЧ, коричневый — ПИ.

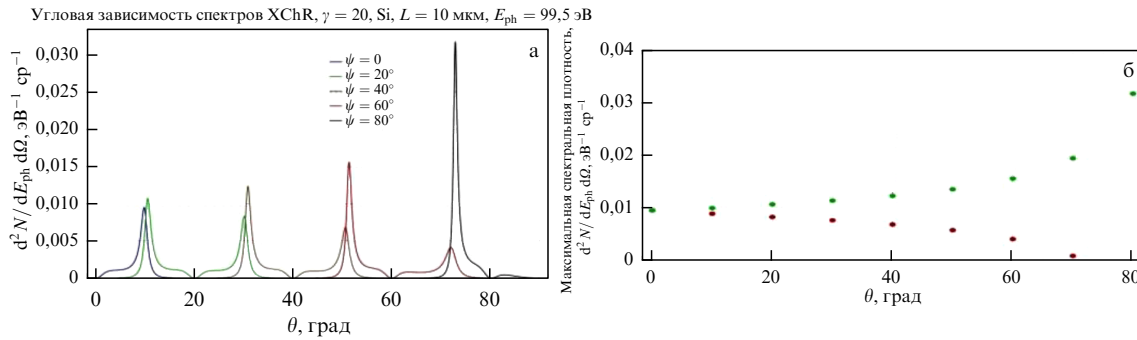


Рис. 6. (а) Эволюция углового распределения ИВЧ с $\hbar\omega = 99,5$ эВ по мере изменения угла наклона ψ (от 0° до 80°). (б) Изменение интенсивности ИВЧ в максимуме при увеличении угла наклона (зелёные точки — левый пик, красные точки — правый пик).

токов, однако не получили столь резкой зависимости выхода ИВЧ от угла наклона радиатора, возможно, из-за малости угла $\theta_{ch}^0 (\sqrt{\chi'(450 \text{ эВ})} - \gamma^{-2} \approx 4,3^\circ)$.

6. Спектральное распределение излучения Вавилова – Черенкова

Спектрально-угловое распределение выхода фотонов ИВЧ $d^2N/\hbar d\omega d\Omega$ рассчитывается по известной формуле:

$$\frac{d^2N}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{d^2W}{\hbar d\omega d\Omega}, \quad (46)$$

где $d^2W/\hbar d\omega d\Omega$ определяется формулой (14).

На рисунке 7а представлены фотонные спектры при перпендикулярном пролёте электронов с $\gamma = 10$ через Si радиатор для углов вылета фотонов вблизи $\theta_{ch}^0 = 7,2^\circ$. Отметим, угол наблюдения $\theta = 6^\circ$ приблизительно соответствует максимуму в угловом распределении ПИ ($\theta = 1/\gamma$), однако для умеренно релятивистских электронов ($\gamma = 10$) доминирует вклад ИВЧ. На рисунке 7б приведены аналогичные зависимости для ориентации радиатора $\psi = 70^\circ$.

Метод поляризационных токов, используемый в статье, позволяет найти число фотонов в конусе черенковского излучения для любой ориентации радиатора. С увеличением угла наклона ψ угол раствора конуса θ_{max} уменьшается (рис. 6а). Следует отметить, что в рассматриваемом диапазоне частот под термином "конус ИВЧ"

подразумевается конус, практически полностью заполненный излучением ($\theta \leq \theta_{max}$, $\theta_{max} > \theta_{ch}^0$). В оптическом диапазоне под конусом ИВЧ [30] понимается пространство, ограниченное двумя коническими поверхностями с углами раствора

$$\theta_{1,2} = \theta_{ch} \pm \Delta\theta = \theta_{ch} \pm \frac{2\lambda}{\pi L} \frac{\sin \theta_{ch}}{\cos \theta_{ch}}.$$

На рисунке 3а показано угловое распределение ИВЧ от кремниевой мишени для перпендикулярного пролёта. Фотонный спектр получается при вычислении интеграла:

$$\frac{dN}{d\hbar\omega} = 2\pi \int_0^{\theta_{max}} \frac{d^2N}{\hbar d\omega d\Omega} \sin \theta d\theta, \quad (47)$$

где $\theta_{max} \approx 13^\circ$ (рис. 3а).

На рисунке 8 показано спектральное распределение ИВЧ в конус с углом раствора $\theta_{max} = 13^\circ$.

Число фотонов, испускаемых в этот конус, определяется выражением

$$\Delta N = \int_{\hbar\omega_{min}}^{\hbar\omega_{max}} d\hbar\omega \frac{dN}{d\hbar\omega}. \quad (48)$$

Спектр ИВЧ электронов с $\gamma = 10$ в полный конус остаётся монохроматическим (см. рис. 8), но "след" конуса ИВЧ на детекторе, расположенном на расстоянии $D = 500$ мм от радиатора, представляет собой кольцо радиусом $R = D \sin 7,2^\circ = 62,5$ мм шириной $\sim 3,5$ мм.

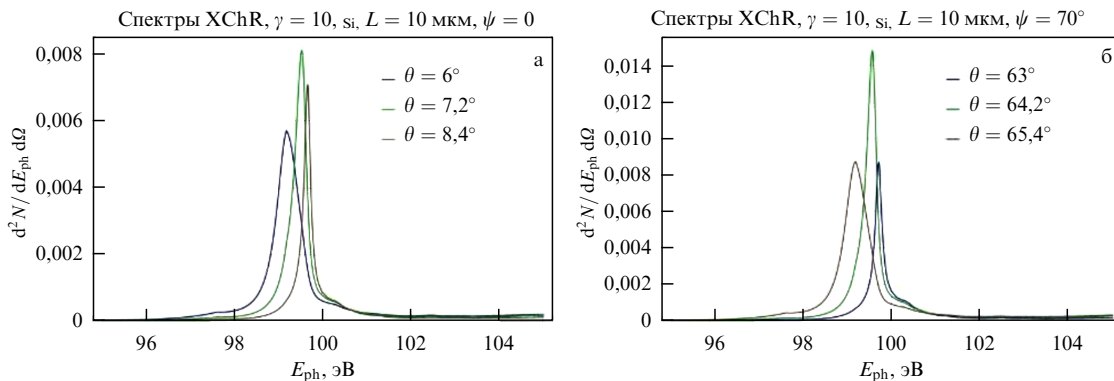


Рис. 7. (а) Фотонные спектры при перпендикулярном пролёте электронов с $\gamma = 10$. (б) Аналогичные зависимости для ориентации радиатора $\psi = 70^\circ$.

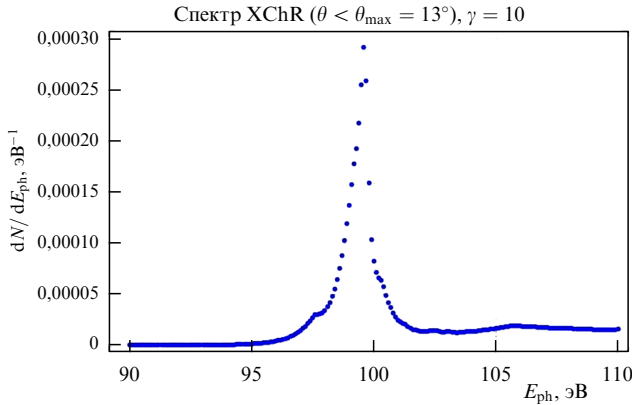


Рис. 8. Спектральное распределение ИВЧ, испускаемое в конус $\theta_{\max} = 13^\circ$ электронами с $\gamma = 10$, для геометрии нормального падения.

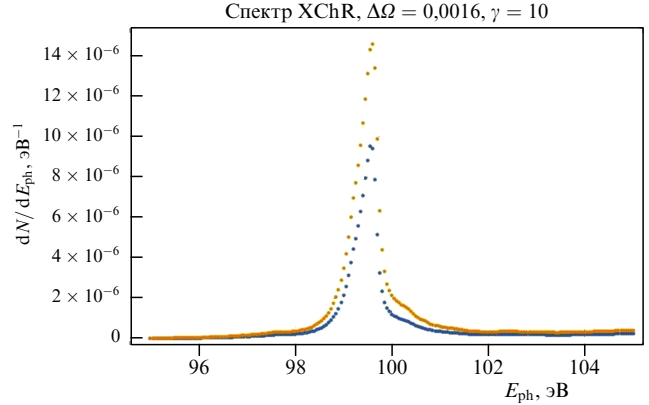


Рис. 9. Спектры коллимированного излучения ИВЧ для углов наблюдения $\theta_D = 7,2^\circ$ (синие точки) и $\theta_D = 5,7^\circ$ (жёлтые).

В рассматриваемом случае выход фотонов $\Delta N = 0,00037$ фот/электрон.

Представляет интерес оценить выход фотонов и ширину спектральной линии ИВЧ при формировании пучка фотонов коллиматором с заданной апертурой, расположенном на расстоянии D под углом $\theta_D \approx \psi - \theta_{\text{ch}}^0$. В простейшем случае квадратной апертуры со стороной a спектр излучения определяется интегрированием выражения (14) по телесному углу $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$.

В эксперименте, как правило, выполняется условие

$$\frac{a}{D} \ll 1. \quad (49)$$

Ниже приводятся результаты расчётов для квадратной апертуры с размерами $a = 2$ см, расположенной на расстоянии $D = 50$ см.

Для получения спектра коллимированного ИВЧ необходимо вычислить интеграл

$$\begin{aligned} \frac{dN}{\hbar d\omega} &= 2 \int_0^{\varphi_{\max}} d\varphi \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \sin \theta d\theta \frac{d^2 N}{\hbar d\omega d\Omega}, \\ \varphi_{\max} &= \frac{a}{2D} \sin \theta_D, \\ \theta_{\min} &= \theta_D - \frac{a}{2D}, \\ \theta_{\max} &= \theta_D + \frac{a}{2D}. \end{aligned} \quad (50)$$

На рисунке 9 показана форма спектральной линии коллимированного ИВЧ для перпендикулярной геометрии и угла наблюдения $\theta_D = 1/\gamma = 5,7^\circ$ ($\gamma = 10$, как и в предыдущих примерах).

Как отмечалось выше, для умеренно релятивистских электронов вклад ПИ в результирующий выход фотонов пренебрежимо мал, а в спектре излучения под углом $\theta_D = 1/\gamma$ проявляется максимум, соответствующий ИВЧ, вместо монотонно убывающего спектра, типичного для ПИ. Этот тип излучения в [29] назван "гибридным".

Для коллимированного излучения, когда из конуса ИВЧ "вырезается" только часть излучения вблизи угла θ_D коллиматором с раствором $\Delta\theta \approx a/D$, $\Delta\varphi \approx a/D \sin \theta_D$, монохроматичность которого можно определить через ширину спектральной линии на её полувысоте, и для показанной линии ИВЧ эта величина составляет (при $\theta_D = 7,2^\circ$)

$$\Delta\hbar\omega = \text{FWHM} = 0,48 \text{ эВ}.$$

Очевидно, что перпендикулярная геометрия наименее выгодная. Выход фотонов заметно возрастает при повороте радиатора (см. рис. 6). В разделе 8 будет рассмотрена так называемая геометрия скользящего падения.

7. Измерение спектра излучения Вавилова – Черенкова от Be и Si радиаторов

Как отмечалось выше, при генерации ИВЧ в мягком рентгеновском диапазоне умеренно релятивистскими электронами в спектрально-угловом распределении излучения практически отсутствует вклад переходного излучения.

На пучке электронов микротрона Томского политехнического университета [31] с энергией 5,7 МэВ были проведены экспериментальные исследования спектрального состава излучения Вавилова – Черенкова от Be и Si радиаторов. Схема эксперимента изображена на рис. 10. Коллимированный электронный пучок (поперечный размер 2,5 мм, расходимость 10^{-4} рад) с частотой следования макроимпульсов 50 Гц (длительность макроимпульса 0,5 мкс) проходил через радиатор и попадал в цилиндр Фарадея. Среднее число электронов в макроимпульсе составляло $2,5 \times 10^7$. В качестве радиаторов использовали образцы из Be 20×20 мм и Si 6×8 мм толщиной 26 мкм и 4 мкм соответственно. В обоих случаях толщина радиатора была много больше длины поглощения излучения в материале мишени в исследуемом интервале энергий фотонов. Для измерения спектра излучения использовалось многослойное рентгеновское зеркало [32] на основе $[\text{Mo}/\text{V}_4\text{C}]_{100}$, которое размещалось на расстоянии 200 мм от радиатора. Для исключения генерации излучения электронами, рассеянными коллиматором, верхний край зеркала был расположен ниже траектории пучка на 20 мм.

Рабочий размер зеркала был сформирован прямоугольной вертикальной диафрагмой из майлара размером 10×35 мм². Зеркало состоит из 100 пар слоёв Mo и V₄C, расположенных на кремниевой подложке. Период зеркала равен 7,56 нм, отношение толщины слоя V₄C к периоду составляло 0,5. Состав переходных слоёв оценивался как смесь ⁵Mo + V₄C толщиной 0,9–0,95 нм. Коэффициент отражения зеркала, рассчитанный в пакете IMD-5 [33] в приближении зеркального рассеяния, составлял 30–35 % в интервале энергии фотонов $\Delta E = 80–120$ эВ.

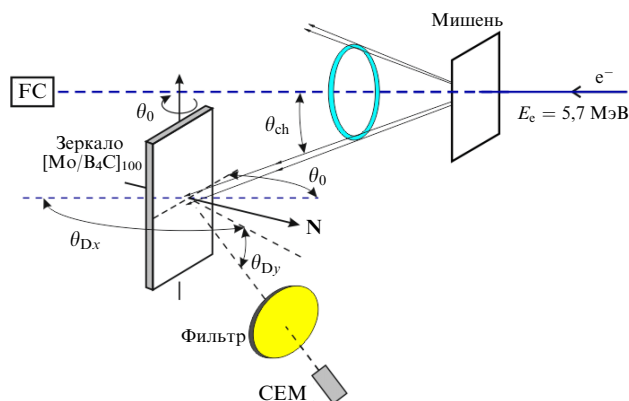


Рис. 10. Схема эксперимента. FC — цилиндр Фарадея.

В качестве детектора отражённого зеркалом излучения использовался спиральный каналный электронный умножитель (СЕМ) с растробом (модель — ВЭУ-6) [34], расположенный на расстоянии 144 мм от зеркала. Канальный электронный умножитель работал в счётном режиме, сохраняя линейность при загрузке до 2 импульсов за один макроимпульс. Степень загрузки ВЭУ-6 контролировалась за каждые 100 сбросов ускорителя и составляла 10–20 импульсов за 100 сбросов. Эффективность регистрации детектора, усредненная по входному окну диаметром 9 мм, составляла 6,9 % при энергии фотонов 96,7 эВ и 6,5 % при энергии фотонов 77,1 эВ. Нижний порог регистрации фотонов по энергии равен 12 эВ [35–37]. Расстояние от многослойного зеркала до СЕМ составляло 144 мм. Между детектором и зеркалом были установлены блок из постоянных редкоземельных магнитов для защиты детектора от рассеянных электронов и пластиковый фильтр из нитроцеллюлозы толщиной 0,2 мкм. Данный фильтр позволял подавить мягкую часть фонового излучения ($E < 50$ эВ). Блок помещён внутри стального корпуса со сквозным отверстием диаметром 15 мм, выступающим в роли предварительного коллиматора. Внутри стального корпуса в центре и на выходе были установлены две дополнительные щели с ширинами 7 мм и 8 мм для формирования пучка регистрируемого излучения. Таким образом, оптическая ось системы регистрации излучения между зеркалом и детектором была сформирована диафрагмами в направлении зеркального отражения части конуса излучения Вавилова–Черенкова, соответствующего $\theta_{ch} = 6,5^\circ$ ($\theta_{Dy} = 6,5^\circ$, см. рис. 10). Угловые размеры и телесный угол детектируемого излучения составили $\Delta\theta_{ch}^x = \pm 0,67^\circ$, $\theta_{ch}^y = \pm 0,74^\circ$ и $\Omega = 6 \times 10^{-4}$ ср соответственно. Ось вращения детектирующей системы совпадала с осью вращения многослойного зеркала.

В эксперименте для каждого значения угла θ_0 интенсивность излучения, отражённого от многослойного зеркала в брэгговском направлении, определялась из измерений зависимости интенсивности излучения от угла наблюдения θ_{Dx} при соответствующем перемещении детектора (см. рис. 10).

Максимальные значения в угловом распределении интенсивности излучения после вычитания фона использовались для построения зависимостей интенсивности излучения от угла ориентации многослойного зеркала θ_0 .

Результаты расчётов интенсивности излучения от Be и Si радиаторов, отражённого многослойным зеркалом в

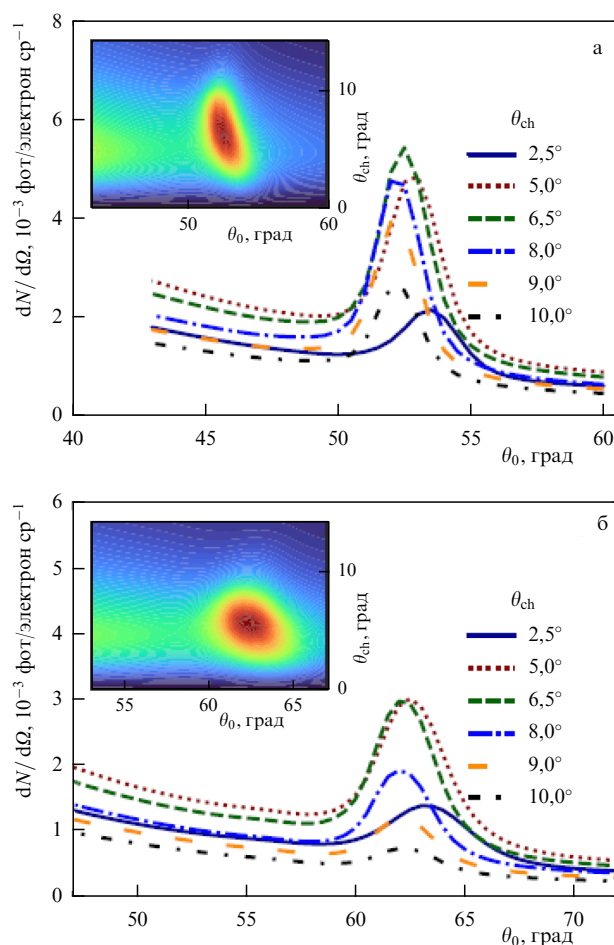


Рис. 11. Расчётная зависимость интенсивности излучения, отражённого многослойным зеркалом $[Mo/B_4C]_{100}$, от угла ориентации зеркала θ_0 для мишеней Be (а) и Si (б).

брэгговском направлении, в зависимости от угла ориентации зеркала θ_0 приведены на рис. 11.

Расчёты выполнены для ИВЧ, испускаемого под различными углами θ_{ch} . В расчётах были учтены энергия электронов и показатель отражения многослойного зеркала, рассчитанный методом рекуррентных соотношений [38–40], для фотонов переходного и черенковского излучений в спектральном интервале $\Delta E = 30–400$ эВ. Поскольку максимальное значение интенсивности излучения Вавилова–Черенкова как от Be, так и от Si радиатора соответствует углу наблюдения $\theta_{ch} = 6,5^\circ$, то измерения были выполнены для данного значения угла.

На рисунке 12 представлены измеренные и расчётные зависимости интенсивности излучения, отражённого многослойным зеркалом, от угла наклона зеркала θ_0 для Be и Si радиаторов. Расчёт выполнен для случая идеального многослойного зеркала. Поведение измеренных зависимостей и положения максимальных значений хорошо согласуются с результатами расчётов. Максимальные значения интенсивностей при углах $\theta_0 = 62^\circ$ и $\theta_0 = 52^\circ$ соответствуют энергии $E_{Si} = 99,8$ эВ и $E_{Be} = 111,5$ эВ.

Значения E_{Si} и E_{Be} хорошо согласуются с L - и K -краями поглощения кремния и бериллия соответственно. Таким образом, можно сделать вывод о регистрации рентгеновского излучения Вавилова–Черенкова от Be и Si радиаторов.

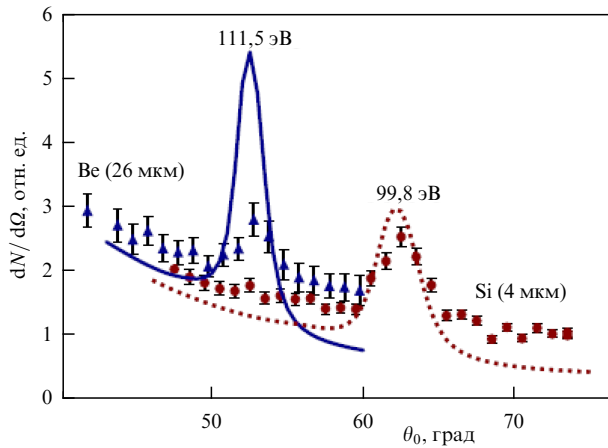


Рис. 12. Зависимость интенсивности излучения, отражённого многослойным зеркалом, от угла наклона зеркала θ_0 для Be и Si радиаторов. Кривые — теоретический расчёт; точки — экспериментальные данные.

Следует отметить, что при детальном сравнении результатов наблюдается некоторое отличие экспериментальных данных от расчётных в области пика, в том числе наличие фонового пьедестала. Можно предположить, что причиной различия теоретических расчётов и результатов измерений является оксидный слой и наличие примесей на поверхности радиаторов. Оксидный слой может оказывать разное влияние на процесс генерации излучения: во-первых, черенковское излучение будет поглощаться оксидным слоем; во-вторых, интенсивность переходного излучения будет зависеть от диэлектрической проницаемости оксидного слоя.

Влияние оксидного слоя на расчётные характеристики излучения учитывалось по модели В.Е. Пафомова [13] для спектрально-углового распределения интенсивности излучения заряда, пролетающего через мишень, состоящую из трёх слоёв. Этот этап расчётов был выполнен для однородного слоя оксидов BeO или SiO₂ в качестве дополнительного слоя на поверхности мишени. При расчётах для BeO учитывался химический сдвиг, который приводит к смещению края поглощения бериллия в сочетании с кислородом на 2,8 эВ в сторону большей энергии [41–43]. Химический сдвиг края поглощения в SiO₂ составляет 4,5 эВ.

Как показали оценки, интенсивность излучения фонового пьедестала намного выше вклада тормозного излучения. Наиболее правдоподобным объяснением пьедестала является наличие отверстий в пластиковом фильтре. В таком случае высокая интенсивность пьедестала обусловлена вкладом от обычного отражения мягкой части спектра переходного излучения ($E < 60$ эВ), прошедшего через отверстия в пластиковом фильтре. Для "обрезания" этого фона спектры ИВЧ от Be и Si рассчитывались для пороговой энергии фотонов $E = 12$ эВ, которая была принята за нижний порог эффективности детектора.

На рисунке 13 представлены экспериментальные результаты в сравнении с результатами расчётов, полученными для многослойного радиатора с учётом эффективности детектора, прозрачности пластикового фильтра, эффективности отражения излучения зеркалом и толщи-

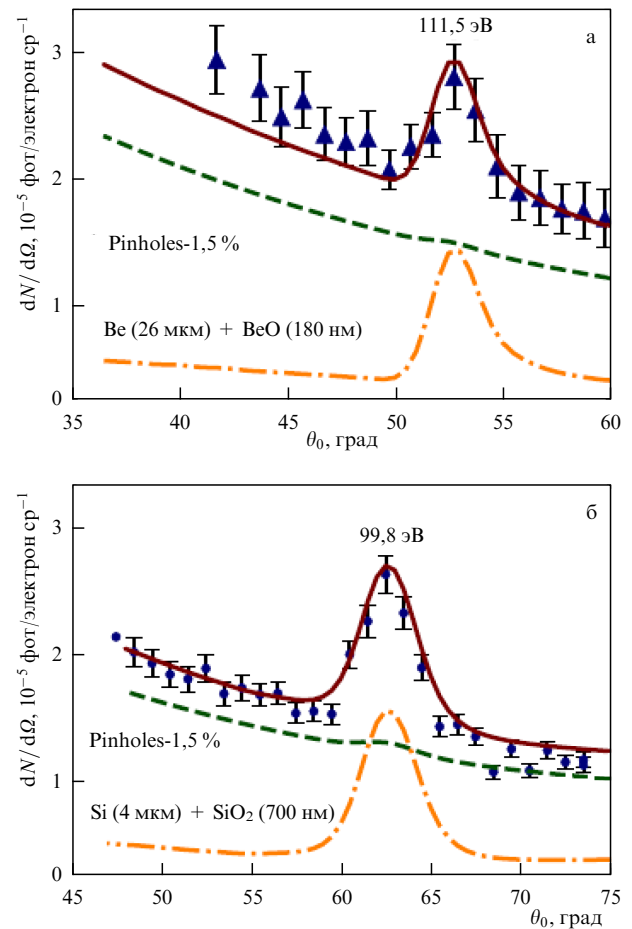


Рис. 13. Сравнение расчётов и экспериментальных результатов.

ны оксидной плёнки. Хорошее совпадение результатов расчёта и эксперимента получено за счёт подбора толщины оксидного слоя и доли излучения, прошедшего через отверстия. Результаты расчёта, представленные сплошными линиями, получены при толщине оксидного слоя 180 нм и 70 нм для Be и Si соответственно, с учётом того что общая апертура отверстий в пластиковом фильтре составляла 1,5 % от общей апертуры детектора. Штриховая кривая на рис. 13 показывает вклад, связанный с излучением, прошедшим через отверстия пластикового фильтра.

Как показано в работе [44], длина волны спектральной линии отражённого многослойным рентгеновским зеркалом излучения рассчитывается по модифицированной формуле Вульфа – Брэггов:

$$m\lambda = 2d \sin \theta \sqrt{1 - \frac{2\bar{\delta} - \bar{\delta}^2}{\sin^2 \theta}}, \quad (51)$$

где m — порядок дифракции, d — период структуры, θ — угол падения. Усреднённый коэффициент преломления для многослойного зеркала имеет вид

$$\text{Re} \bar{n} = 1 - \bar{\delta}, \quad \bar{\delta} = \frac{t_A \delta_A + t_B \delta_B}{t_A + t_B},$$

t_A, t_B — толщина слоёв из материала A, B; $\delta_{A,B} = 1 - \text{Re} n_{A,B}$; $n_{A,B}$ — коэффициент преломления в слое A, B.

Таблица 1. Характеристики спектральных линий ИВЧ в Be и Si радиаторах ($\gamma = 10$)

	θ	E_{ph}	$\Delta\theta$	$\Delta E_{ph}/E_{ph}$
Be	52°	111,5 эВ	3°	0,04
Si	62°	99,8 эВ	4°	0,03

Зная угловую ширину ориентационной зависимости выхода рассеянных фотонов (см. рис. 13), можно оценить монохроматичность пучка излучения, отражённого зеркалом. Из формулы (51) получаем:

$$\Delta\lambda = \frac{2d\cos\theta}{m} \sqrt{1 - \frac{(2\bar{\delta} - \bar{\delta}^2)}{\sin^2\theta}} \times \left\{ 1 + \frac{2\bar{\delta} - \bar{\delta}^2}{\sin^2\theta} - \frac{(2\bar{\delta} - \bar{\delta}^2)^2}{\sin^4\theta} \right\}. \quad (52)$$

Пренебрегая последними слагаемыми в фигурных скобках (в нашем случае $\sin\theta \gg \bar{\delta}$), в результате имеем:

$$\frac{\Delta E_{ph}}{E_{ph}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \coth\theta\Delta\theta.$$

Выбрав в качестве $\Delta\theta$ величину FWHM измеренной ориентационной зависимости, получим результат, приведённый в табл. 1.

Монохроматичность отражённого пучка несколько хуже, чем монохроматичность начального ($\Delta E_{ph}/E_{ph} \sim 0,01$) из-за конечного числа слоёв зеркала и несовершенства структуры, однако остаётся достаточно высокой.

8. Излучение Вавилова – Черенкова в геометрии скользящего падения

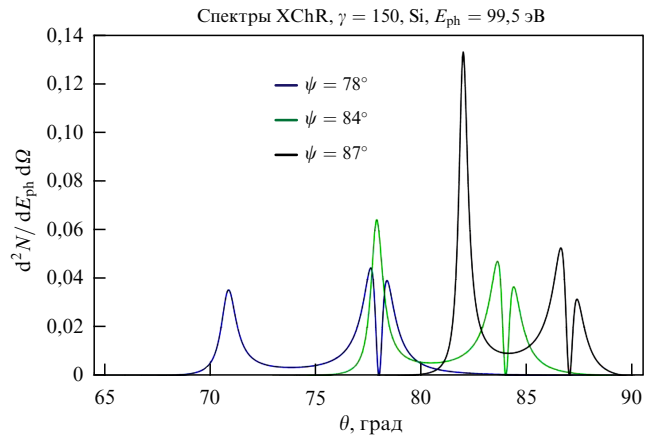
В работе [27] авторы рассматривали геометрию скользящего падения (grazing incidence), т.е. такую, при которой асимметричный конус ИВЧ "вырождается" в единственный максимум. В наших обозначениях предложенный в [27] оценочный критерий для углов скользящего падения записывается в виде

$$\frac{\pi}{2} - (\sqrt{\chi'} + \sqrt{\chi' - \gamma^2}) \leq \psi_{gr}. \quad (53)$$

Для кремниевого радиатора ($\chi' \approx 0,036$) и $\gamma = 10$ из (53) имеем $\psi_{gr} \geq 74^\circ$, как показано на рис. 6а, для угла наклона радиатора $\psi = 80^\circ$ второй максимум для $\theta > \psi$ практически подавлен полностью.

В приближении $(\pi/2 - \psi_{gr}) \ll 1$ авторы в статье [28] рассчитали спектр интенсивности ИВЧ для коллимации $\Delta\theta = 0,3\sqrt{\chi'}$ и показали, что выход фотонов для бериллиевой мишени при ориентации радиатора $\psi = 89,4^\circ$ (в наших обозначениях) превышает на порядок выход фотонов для угла $\psi = 26^\circ$.

Геометрия скользящего падения исследовалась в эксперименте [11], в котором авторы измерили выход фотонов ИВЧ из кремниевой мишени. Эксперимент проводился для углов наклона радиатора $\psi = 78^\circ, 84^\circ, 87^\circ$, а также для перпендикулярной геометрии на пучке электронов с энергией 75 МэВ ($\gamma = 150$). В качестве детектора использовался пропорциональный счётчик с разрешением $\sim 50\%$ вблизи линии ИВЧ с $\hbar\omega \approx 100$ эВ, перемещаемый относительно электронного пучка, что

**Рис. 14.** Увеличение спектральной плотности ИВЧ при различных углах наклона в геометрии скользящего падения.

позволило измерить угловое распределение ИВЧ. Детектор с горизонтальной апертурой 6,4 мм, расположенный на расстоянии 75 см от радиатора, обеспечивал "захват" по полярному углу $\Delta\theta = \pm 4,5$ мрад, вертикальная апертура была 1,6 мм.

На рисунке 14 приведены фотонные спектры ИВЧ для электронов с лоренц-фактором $\gamma = 150$ от кремниевого радиатора для углов наклона $\psi = 78^\circ, 84^\circ, 87^\circ$.

Во всех случаях в ориентационных зависимостях авторы наблюдали минимум при размещении детектора на оси электронного пучка, отклоняемого магнитом, и симметричные максимумы вблизи углов наблюдения $\theta_D = \pm 7$ мрад, которые соответствуют механизму ПИ. Для перпендикулярной геометрии, кроме указанных максимумов, в исследуемом диапазоне углов ($-0,06 \leq \theta_D \leq 0,06$) других особенностей не наблюдалось, но для геометрии скользящего падения для всех углов ориентации ($\psi = 78^\circ, 84^\circ, 87^\circ$) в угловых распределениях наблюдались симметричные максимумы для углов $\theta_D^{\text{exp}} \approx \pm 0,04$. Оценка (26) для кремния даёт значение $\theta_D \approx 0,18 \gg \theta_D^{\text{exp}}$.

Авторы предположили, что наблюдаемые максимумы обусловлены механизмом ИВЧ, и объяснили это расхождение тем фактором, что при усреднении по энергетическому интервалу, определённом энергетическим разрешением (~ 100 эВ), величина $\langle\chi'\rangle$ существенно уменьшается, что приводит к уменьшению угла θ_D .

По гипотезе авторов цитируемой статьи, следует ожидать, что усреднение по энергетическому интервалу $\hbar\omega_{\min} = \hbar\omega_{ch}(\text{Si})(1 - 0,5)$, $\hbar\omega_{\max} = \hbar\omega_{ch}(\text{Si})(1 + 0,5)$ должно сузить черенковский конус в несколько раз.

Результаты проведённого моделирования измеренной угловой зависимости для $\psi = 78^\circ$ с учётом интегрирования по апертуре детектора ($\Delta\Omega = 0,000018$ ср) (см. формулу (50)) с последующим интегрированием по спектру (в пределах $\hbar\omega = 70 - 162$ эВ, см. рис. 2 цитируемой статьи) показаны на рис. 15 (красные точки). Результаты нормировались на телесный угол и энергетический интервал ($\hbar\Delta\omega = 92$ эВ).

На этом же рисунке для сравнения приведены расчётные угловые распределения ИВЧ в зависимости от угла $\theta_e = \psi - \theta$ (угол между осью электронного пучка и осью детектора).

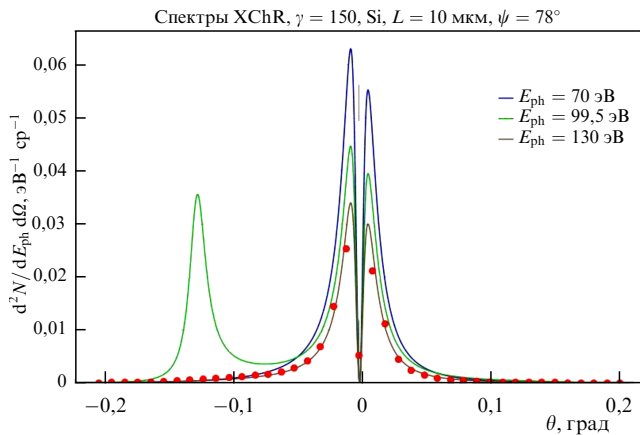


Рис. 15. Результаты моделирования эксперимента [11] (красные точки) в сравнении с расчётными угловыми зависимостями выхода фотонов ИВЧ ($\hbar\omega = 99,5$ эВ — зелёная линия) и ПИ ($\hbar\omega = 70$ эВ — синяя линия, $\hbar\omega = 130$ эВ — коричневая линия).

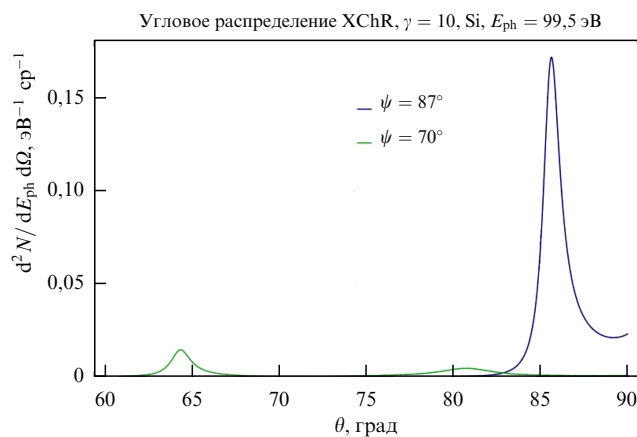


Рис. 16. Спектрально-угловое распределение выхода фотонов ИВЧ для углов наклона кремниевого радиатора $\psi = 70^\circ$ (зелёная линия) и $\psi = 87^\circ$ (синяя).

Как следует из рисунка, кроме максимумов в области углов $\theta_e \sim 1/\gamma \sim 7$ мрад, максимумы, обусловленные ИВЧ, отсутствуют.

Отметим, что авторы [11] на рис. 2 приводят результаты абсолютных измерений выхода фотонов ($\Delta N \sim 0,6$ фот/е $^{-}\Delta\Omega\Delta\hbar\omega$ для $\psi = 78^\circ$, $\theta_e \sim 0,007$). Результаты моделирования для этого диапазона углов, где основной вклад обусловлен механизмом ПИ, дают значение $\Delta N \sim 0,025$ фот/е $^{-}\Delta\Omega\Delta\hbar\omega$ (см. рис. 3), что более чем на порядок меньше.

По-видимому, объяснение измеренного выхода фотонов с энергией $70 < \hbar\omega < 162$ эВ в эксперименте [11], где зафиксированы отчётливые симметричные максимумы при $\theta = \pm 0,04$ для углов скользящего падения, требует другой интерпретации.

Представляет интерес выяснить перспективность использования геометрии скользящего падения для умеренно релятивистских энергий электронов ($\gamma = 10$), опираясь на МПТ. На рисунке 16 приведены угловые зависимости выхода фотонов ИВЧ с энергией $\hbar\omega = 99,5$ эВ для углов наклона кремниевого радиатора $\psi = 70^\circ$ (вне геометрии скользящего падения) и $\psi = 87^\circ$. В последнем случае спектрально-угловое распределение ИВЧ примерно на порядок превышает аналогичную характеристику для $\psi = 70^\circ$.

Таблица 2. Характеристики спектральных линий ИВЧ в кремниевом радиаторе ($\gamma = 10$)

ψ	$\Delta\hbar\omega$, эВ	Монохроматичность, %	ΔN , фотон/е $^{-}$
0	0,48	0,48	$6,3 \times 10^{-6}$
70°	0,53	0,53	$10,3 \times 10^{-6}$
87°	0,57	0,57	128×10^{-6}

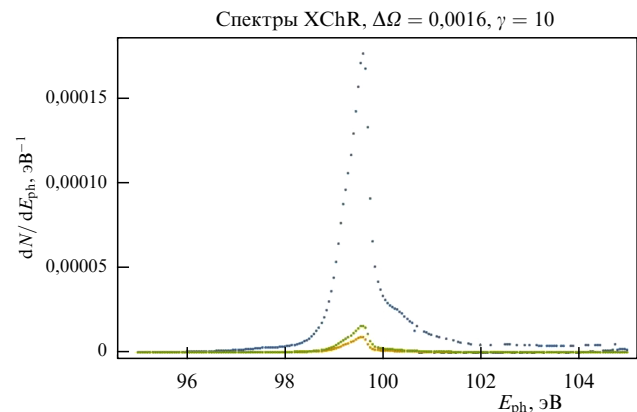


Рис. 17. Спектры коллимированного ИВЧ для наклонного радиатора ($\psi = 70^\circ$ — зелёный цвет, $\psi = 87^\circ$ — синий) в сравнении с аналогичным спектром для перпендикулярной геометрии (жёлтый).

На рисунке 17 представлены спектры коллимированного излучения для различных углов наклона $\psi = 0$ ($\theta_D = 7,2^\circ$); $\psi = 70^\circ$ ($\theta_D = 64,2^\circ$); $\psi = 87^\circ$ ($\theta_D = 85,6^\circ$).

Расчёты проводились по формуле (50) для квадратной апертуры ($a = 2$ см) детектора, расположенного под углом θ_D на расстоянии 50 см от радиатора.

Данные в табл. 2 иллюстрируют характеристики спектральной линии ИВЧ для различных углов наклона радиатора.

В работе [28] авторы предсказали, что для углов наклона, близких к 90° (см. выражение (51)), выход фотонов ИВЧ возрастает на порядок по сравнению с перпендикулярной геометрией (геометрией нормального падения).

Результаты в табл. 2 подтверждают этот вывод (превышение выхода фотонов для скользящей геометрии достигает ~ 20). Спектральная ширина линии увеличивается незначительно.

К сожалению, экспериментальные исследования ИВЧ для скользящей геометрии (кроме раннего эксперимента [11]) отсутствуют.

9. Заключение и выводы

Выражения (14), полученные в рамках МПТ, для спектрально-углового распределения интенсивности излучения заряда, пересекающего радиатор с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$, адекватно описывают характеристики рентгеновского излучения (в том числе в области аномальной дисперсии) для произвольной ориентации радиатора. Для перпендикулярного пролёта заряда МПТ даёт результаты, совпадающие с точностью в несколько процентов с моделью, основанной на малоугловом приближении теории переходного излучения [5, 6, 10]. Для больших углов разориентации, близких к геометрии скользящего

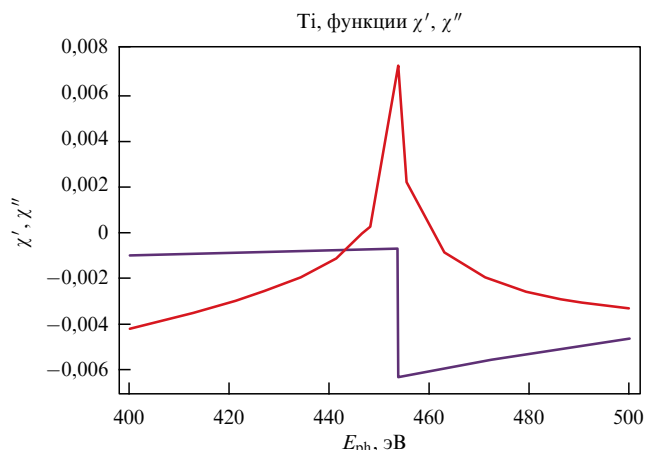


Рис. 18. Функции χ' (красная линия) и χ'' (синяя), характеризующие диэлектрическую проницаемость титана.

падения, результаты, полученные на основе МПТ без привлечения малоуглового приближения, в целом согласуются с результатами, опубликованными в работе [29]. Результаты расчёта показывают заметное возрастание интенсивности рентгеновского ИВЧ для углов ориентации, удовлетворяющих условию (53).

В. Кнулст в своей диссертации [12] оценил выход фотонов монохроматического излучения для различных материалов и нашёл корреляцию между величиной χ' и числом фотонов ΔN . Так, например, из [45] следует, что $\Delta N(\text{Si}) = 1,7 \times 10^{-3}$ и $\Delta N(\text{Ti}) = 2,4 \times 10^{-4}$, поскольку соответствующие восприимчивости отличаются примерно на порядок $\chi'(\text{Si}) = 4 \times 10^{-2}$, $\chi'(\text{Ti}) = 7 \times 10^{-3}$.

Как отмечалось ранее, для геометрии, близкой к геометрии скользящего падения, спектрально-угловая плотность излучения заметно возрастает. Размещая коллиматор под необходимым углом, можно ожидать, что выход фотонов будет возрастать.

Представляет интерес найти интенсивность спектральных линий (число фотонов на начальный электрон) для титанового радиатора в области энергий фотонов ИВЧ около 450 эВ, используя МПТ, и сравнить с оценками [6, 7]. Интерполируя табличные данные из [20] и вычислив плазменную частоту [4]

$$\omega_p = 21 \sqrt{\frac{2Z}{A}} \rho, \quad (54)$$

Таблица 3. Характеристики спектральных линий ИВЧ в титановом радиаторе ($\gamma = 20$)

ψ	θ_D	θ_D	$\hbar\omega$, эВ	Монохроматичность, %	ΔN , фотонов/ e^-
0	0	6°	1,1	0,2	0,00021
0	3°	$\pm 1,15^\circ$	1,0	0,2	0,000020
87°	85,3°	$\pm 1,15^\circ$	1,0	0,2	0,000042

где Z — атомный номер материала радиатора, A — атомный вес, ρ — плотность, можно найти функции χ' и χ'' для Ti при $\omega_p = 42,8$ (рис. 18).

На рисунке 19а приведены угловые распределения выхода фотонов с энергией вблизи $\hbar\omega = 452$ эВ, из которых можно выбрать угол $\theta_D = 85,2^\circ$ для размещения коллиматора. Спектры коллимированного излучения ($a = 2$ см, $D = 50$ см) для электронов с энергией $E_e = 10$ МэВ для различных ориентаций радиатора ($\psi = 0$, $\psi = 87^\circ$) приведены на рис. 19б. На этом же рисунке показан спектр излучения в полный конус ($\theta_{\max} = 6^\circ$).

В таблице 3 приведены характеристики спектральных линий ИВЧ из титанового радиатора.

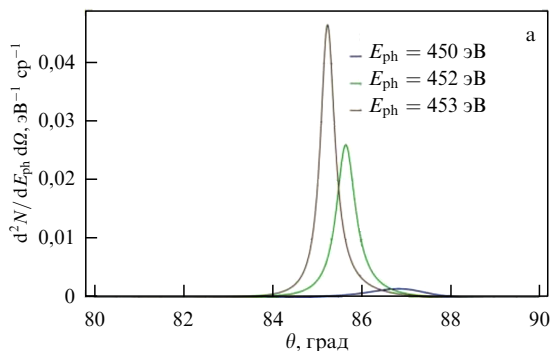
Выход фотонов в полный конус ($\theta < \theta_{\max} = 6^\circ$) практически совпадает с оценкой Кнулста, тогда как для Si радиатора аналогичная величина (для $\theta < 13^\circ$) хотя и превышает выход фотонов для Ti ($\Delta N = 0,00037$), но значительно ниже оценки Кнулста [12].

Следует указать, что для Ti радиатора выход фотонов для геометрии скользящего падения возрастает, но не так сильно, как для Si радиатора.

Авторы статьи [29] также использовали МПТ для расчёта характеристик ИВЧ из титанового радиатора, однако расчёты проводились для угла ψ , для которого заметного увеличения выхода фотонов не наблюдалось (из-за того что для Ti по критерию (53) геометрия скользящего падения начинается с угла $\psi = 81^\circ$). Если рассматривать интенсивность коллимированного излучения, то, сравнивая данные в табл. 2 и 3 для перпендикулярного пролёта, можно прийти к выводу, что корреляция, предложенная Кнулстом, полностью отсутствует и проявляется только для геометрии скользящего падения.

Как отмечалось выше, МПТ, рассматривая процессы ИВЧ и ПИ как проявление одного и того же механизма поляризационного излучения, описывает характери-

Угловая зависимость выхода XChR, $\gamma = 20$, Ti, $L = 10$ мкм, $\psi = 87^\circ$



Спектры XChR, $\gamma = 20$, Ti, $L = 10$ мкм

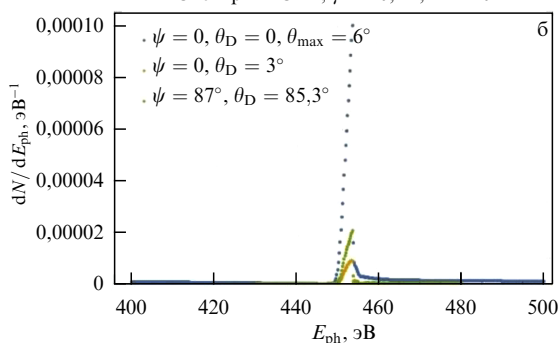


Рис. 19. (а) Угловое распределение выхода фотонов различной энергии из титанового радиатора в геометрии скользящего падения. (б) Спектр ИВЧ в "полный" конус ($\theta_{\max} = 6^\circ$) для геометрии нормального падения (синие точки) и спектральные линии коллимированного излучения ($\Delta\Omega = 0,0016$). Жёлтые точки — геометрия нормального падения, зелёные — геометрия скользящего падения ($\psi = 81^\circ$).

ки ИВЧ и ПИ универсальным выражением (14), справедливым для произвольной ориентации радиатора, в отличие от подхода [1, 5]. Рассмотренные характеристики излучения умеренно релятивистских электронов обладают признаками как ИВЧ, так и ПИ, поскольку конусы обоих типов излучения в значительной степени перекрываются (гибридное излучение). Однако по мере увеличения энергии электронов конусы "разделяются", что позволяет угловой селекцией выделить механизм ИВЧ и подавить вклад ПИ.

Приведённые выше примеры теоретических расчётов и результатов измерений показывают, что спектрально-угловые характеристики рентгеновского излучения Вавилова – Черенкова умеренно релятивистских электронов будут в основном определяться диэлектрическими свойствами радиатора. Резонансное поведение диэлектрической проницаемости вблизи края фотопоглощения обуславливает монохроматичность излучения, а отношение реальной части диэлектрической проницаемости к мнимой, характеризующей поглощающие свойства радиатора, будет определять интенсивность и монохроматичность излучения. Полученные результаты хорошо согласуются с критерием, предложенным В.А. Базылевым для рентгеновского излучения Вавилова – Черенкова [1, 5, 46]: $\text{Re } \varepsilon - 1 > \text{Im } \varepsilon$.

Наклонное пересечение заряженной частицей радиатора способствует возникновению асимметрии интенсивности излучения в угловом распределении. Явление угловой асимметрии обусловлено наличием мнимой компоненты диэлектрической проницаемости, поскольку увеличение угла ориентации радиатора относительно траектории заряженной частицы будет приводить к изменению пути излучения Вавилова – Черенкова в поглощающей среде. Таким образом, происходит изменение эффективного размера источника излучения для различных углов наблюдения. Результаты расчёта показывают заметное возрастание интенсивности рентгеновского ИВЧ для углов ориентации, удовлетворяющих условию (51). Несмотря на то что в геометрии скользящего падения угол между излучением Вавилова – Черенкова и электронным пучком остаётся малым, применение многослойных рентгеновских зеркал позволяет обеспечить отклонение монохроматического пучка рентгеновского излучения на большие углы и использовать такой пучок в прикладных целях.

Настоящий обзор подготовлен при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы развития Томского политехнического университета № FSWW-2023-0003.

Список литературы

- Базылев В А и др. *ЖЭТФ* **81** 1664 (1981); Bazylev V A et al. *Sov. Phys. JETP* **54** 884 (1981)
- Черенков П А *УФН* **93** 385 (1967); *ДАН СССР* **2** 451 (1934); Cerenkov P A *C.R. Acad. Sci. USSR* **2** 451 (1934)
- Тамм И Е, Франк И М *ДАН СССР* **14** 107 (1937); Frank I, Tamm I *C.R. Acad. Sci. USSR* **14** 109 (1937); Тамм И Е, Франк И М *УФН* **93** 388 (1967)
- Гарибян Г М, Ши Я *Рентгеновское переходное излучение* (Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1983)
- Базылев В А, Жеваго Н К *УФН* **137** 605 (1982); Bazylev V A, Zhevago N K *Sov. Phys. Usp.* **25** 565 (1982)
- Knulst W et al. *Appl. Phys. Lett.* **79** 2999 (2001)
- Knulst W et al. *Appl. Phys. Lett.* **83** 4050 (2003)
- Gary C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **227** 95 (2005)
- Uglov S et al. *Europhys. Lett.* **118** 34002 (2017)
- Uglov S R, Vukolov A V *JINST* **16** P07043 (2021) DOI:10.1088/1748-0221/16/07/P07043
- Moran M J et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **48** 287 (1990)
- Knulst W "Cherenkov radiation in the soft X-ray region: towards a compact narrowband source", PhD Thesis (Eindhoven: Technische Univ., 2004) DOI:10.6100/IR572080
- Пафомов В Е *Труды ФИАН* **44** 28 (1969)
- Karlovets D V, Potylitsyn A P "Universal description for different types of polarization radiation", arXiv:0908.2336v2
- Shevelev M, Konkov A, Aryshev A *Phys. Rev. A* **92** 053851 (2015)
- Потылицын А П, Гоголев С Ю *Письма в ЭЧАЯ* **16** 147 (2019); Potylitsyn A P, Gogolev S Yu *Phys. Part. Nucl. Lett.* **16** 127 (2019)
- Карловец Д В *ЖЭТФ* **140** 36 (2011); Karlovets D V *J. Exp. Theor. Phys.* **113** 27 (2011)
- Амусья М Я и др. *Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов* (Отв. ред. В Н Цытович, И М Ойрингель) (М.: Наука, 1987)
- Potylitsyn A et al. *Phys. Lett. A* **417** 127680 (2021)
- Henke B L, Gullikson E M, Davis J C *Atom. Data Nucl. Data Tables* **54** (2) 181 (1993)
- Болотовский Б М *УФН* **62** 201 (1957)
- Гришин В М *УФН* **192** 689 (2022); Grishin V M *Phys. Usp.* **65** 641 (2022)
- Cherry M L et al. *Phys. Rev. D* **10** 3594 (1974)
- Болотовский Б М *Труды ФИАН* **140** 95 (1982)
- Тер-Микаелян М Л *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях* (Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1969); Ter-Mikaelian M L *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (New York: Wiley-Intersci., 1972)
- Baier V N, Katkov V M *Phys. Rep.* **409** 261 (2005)
- Kubankin A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **252** 124 (2006)
- Kubankin A et al. *Radiat. Phys. Chem.* **75** 913 (2006)
- Shevelev M V et al. *Quantum Beam Sci.* **8** (1) 6 (2024)
- Mather R L *Phys. Rev.* **84** 181 (1951)
- Gridnev V I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **28** (1) 128 (1987)
- Инновационные технологии в рентгеновской оптике. ООО "Интероптик", <http://www.interoptics.ru>
- ХОР. X-ray Oriented Programs, <http://www.esrf.eu/Instrumentation/software/data-analysis/xop2.3>
- Вторично-электронный умножитель ВЭУ-6. ООО ВТЦ "Баспик", <https://baspik.com/products/detectors/kanaltrony-veu/vtorichno-elektronnyj-umnozhitel-veu-6/>
- Айнбунд М Р, Поленов Б В *Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение* (М.: Энергоиздат, 1981)
- Mack J E, Paresce F, Bowyer S *Appl. Opt.* **15** 861 (1976)
- Легкодимов А А и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* (5) 31 (2012); Legkodymov A A et al. *J. Surf. Investig. X-ray Synchrotron Neutron Tech.* **6** 404 (2012)
- Parratt L G *Phys. Rev.* **95** 359 (1954)
- Виноградов А В, Кожевников И В *Труды ФИАН* **196** 62 (1989)
- Кон В Г *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* (1) 23 (2003)
- Нефедов В И *Рентгеноэлектронная спектроскопия химических соединений* (М.: Химия, 1984) Справочник
- Palik E D (Ed.) *Handbook of Optical Constants of Solids* Vol. 3 (San Diego, CA: Academic Press, 1998)
- Wagner C D et al. *Handbook of X-ray Photoelectron Spectroscopy* (Eden Prairie, MN: Perkin-Elmer, 1979)

44. Coppens P et al. *Synchrotron Radiation Crystallography* (London: Academic Press, 1992)
45. Knulst W et al. *Proc. SPIE* **5196** 393 (2004)
46. Базылев В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 406 (1976); Bazylev V A et al. *JETP Lett.* **24** 371 (1976)

X-ray Cherenkov radiation near photoabsorption edge

A.P. Potylitsyn^(*), A.V. Vukolov, S.R. Uglov, M.V. Shevelev

National Research Tomsk Polytechnic University, prosp. Lenina 30, 634050 Tomsk, Russian Federation

E-mail: ^(*) potylitsyn@tpu.ru

A radiation mechanism — Vavilov–Cherenkov radiation (VCR) in the soft X-ray region — is considered. A region of anomalous dispersion exists near the photoabsorption edges of some materials where the real part of the permittivity exceeds unity. It is in this narrow frequency range that the VCR mechanism is realized. Analytical expressions for spectral and angular distributions of VCR from a target, an inclined plate, are derived. The VCR formation length is estimated taking into account absorption in the target (radiator) material. An experiment is discussed in which VCR in the 100-eV photon energy range was examined using a 5.7-MeV electron beam from the Tomsk Polytechnic University microtron. Experimental data and theory are shown to be in satisfactory agreement.

Keywords: Vavilov–Cherenkov effect, formation length, anomalous dispersion, X-ray radiation, grazing incidence

PACS numbers: 41.60 Bq, **41.60. – m**, 78.20.Ci

Bibliography — 46 references

Received 22 February 2025, revised 25 April 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (12) 1340–1355 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (12) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.05.039926>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.05.039926>