

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Дифракционное излучение заряда как излучение сверхсветового источника в вакууме

А.П. Потылицын, Д.Ю. Сергеева, М.Н. Стриханов, А.А. Тищенко

Проведён анализ спектрально-угловых характеристик некогерентного и когерентного дифракционного излучения в вакууме. Показано, что рассматриваемые процессы излучения можно трактовать как излучение Вавилова – Черенкова (ИВЧ), возникающее при сверхсветовой скорости перемещения v_{SL} области динамической поляризации вдоль края мишени. Продемонстрировано, что для любой геометрии такое излучение появляется только при условии $v_{SL} > c$ — стандартном пороговом условии возникновения ИВЧ.

Ключевые слова: дифракционное излучение, переходное излучение, сверхсветовой источник, диагностика пучков, терагерцевое излучение

PACS numbers: 41.60. – m, 42.25. – p, 42.25.Kb

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.10.038667>

Содержание

1. Введение (329).
 2. Дифракционное излучение как излучение Вавилова – Черенкова (330).
 3. Дифракционное излучение заряда для произвольной геометрии (331).
 4. Когерентное дифракционное излучение коротких электронных сгустков (332).
 5. Пороговое условие возникновения "сверхсветового" излучения Вавилова – Черенкова в вакууме (333).
 6. Заключение (334).
- Список литературы (335).

1. Введение

Характеристики излучения Вавилова – Черенкова (ИВЧ), возникающего при сверхсветовой скорости движения источника в вакууме, и возможные реализации подоб-

ных источников детально проанализированы авторами работ [1–3].

В статье [4], где рассматривалось излучение заряженной частицы, пересекающей диэлектрическую нить, показано, что для малых углов ψ_0 между траекторией частицы и нитью угловое распределение излучения концентрируется вдоль образующих конуса с осью, совпадающей с нитью, и половинным углом раствора $\theta_{ch} = \psi_0$. Такое излучение описывалось в терминах переходного излучения (ПИ), однако с не меньшим успехом оно может быть интерпретировано как ИВЧ, источником которого является возмущение электронных оболочек материала мишени, перемещающееся вдоль нити со сверхсветовой скоростью.

В следующей статье [5] авторы показали, что процесс дифракционного излучения (ДИ), возникающего при пролёте заряда вблизи нитевидной мишени, также можно трактовать как ИВЧ сверхсветового источника. Для углов ориентации $\psi_0 \sim \gamma^{-1}$ (где γ — лоренц-фактор заряженной частицы) излучение концентрируется вдоль образующих конуса и является практически изотропным по азимуту, как и следовало ожидать для симметричной задачи.

В работах [6, 7] показано, что процесс когерентного переходного излучения электронного сгустка (ПИ с длиной волны λ , меньшей длины сгустка) в некоторых случаях может рассматриваться как сверхсветовое ИВЧ, генерируемое движущейся со сверхсветовой скоростью областью пересечения сгустка с наклонной мишенью. В рассматриваемом случае, как отмечалось в [3], эффект "состоит в том, что излучающая область перемещается со сверхсветовой скоростью, но каждый импульс излучения вызывается новой частицей". Речь, конечно, идёт не о числе частиц пучка, а о числе частиц мишени — атомов, молекул, участие которых в процессе излучения синхронизируется полем пролетающей заряженной частицы. Как отмечено В.Л. Гинзбургом [2], именно многочастич-

А.П. Потылицын<sup>(1,2,*), Д.Ю. Сергеева^{(2,3,4),}
М.Н. Стриханов^{(2), А.А. Тищенко^(2,3,4)}</sup>

⁽¹⁾ Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
просп. Ленина 30, 634050 Томск, Российская Федерация

⁽²⁾ Национальный исследовательский ядерный университет
"МИФИ", Каширское шоссе 31, 115409 Москва,
Российская Федерация

⁽³⁾ Национальный исследовательский центр
"Курчатовский институт",
пл. Академика Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Международная научно-образовательная лаборатория
радиационной физики, Белгородский государственный
национальный исследовательский университет,
ул. Победы 85, 308015 Белгород, Российская Федерация
E-mail: ^(*) potylitsyn@tpu.ru

Статья поступила 24 апреля 2019 г.,
после доработки 1 октября 2019 г.

ность, т.е. участие в данном процессе большого числа частиц, позволяет избежать противоречия с положением специальной теории относительности о том, что скорость света в вакууме является наивысшей скоростью передачи сигнала.

В настоящей статье мы рассматриваем характеристики сверхсветового ИВЧ, обусловленного взаимодействием кулоновского поля заряженных частиц с атомами мишени, а именно дифракционного излучения [8–10], оставляя вне рамок статьи такие экзотические сверхсветовые источники, как "световые зайчики", т.е. источники, создаваемые световым пятном, движущимся вдоль поверхности мишени [11, 12]. Нами исследуются характеристики ДИ от идеально проводящей мишени для любых углов ориентации между импульсом частицы и мишенью, т.е. для геометрий, представляющих интерес для экспериментаторов.

2. Дифракционное излучение как излучение Вавилова – Черенкова

Дифракционным называют излучение, возникающее при пролёте заряда вблизи мишени. Прежде чем рассматривать излучение сгустков, рассмотрим дифракционное излучение одиночной частицы, когда импакт-параметр h (минимальное расстояние между траекторией частицы и краем мишени) удовлетворяет условию

$$h \leq \gamma\lambda, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения. Это неравенство обусловлено особенностями спектрального распределения, присущими дифракционному излучению.

Для металлов с хорошей точностью применимо приближение идеальной проводимости, согласно которому спектр дифракционного излучения, подобно спектру переходного, не зависит от частоты в широком диапазоне частот — от нулевых вплоть до ультрафиолетовых. В рентгеновском диапазоне отклик всех веществ, включая металлы, описывается универсальной асимптотикой диэлектрической проницаемости (см., например, [13, § 78]). В переходном излучении это приводит к тому, что максимальная частота спектра определяется произведением $\gamma\omega_p$; величину ω_p в физике излучения заряженных частиц называют плазменной частотой (которую следует отличать от ленгмюровской частоты, нередко в оптике также называемой плазменной). В дифракционном излучении появляется новый, отсутствующий в переходном излучении, элемент: убывающая экспонента, максимальная величина показателя которой определяется законом спадания фурье-образа собственного поля движущегося заряда в поперечном движению направлении:

$$\exp\left(-\frac{2\omega h}{\gamma\beta c}\right). \quad (2)$$

Таким образом, максимальная частота ω_c (частота обрезания спектра) дифракционного излучения определяется минимальной из двух величин:

$$\omega_c = \min\left\{\frac{\gamma\beta c}{2h}, \gamma\omega_p\right\}. \quad (3)$$

Импакт-параметр h ограничен поперечными размерами пучка, которые для существующих установок состав-

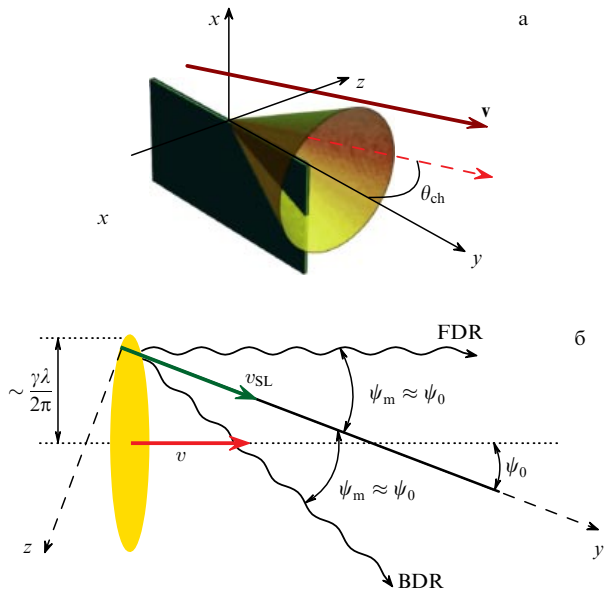


Рис. 1. Схема генерации дифракционного излучения и конус излучения Вавилова – Черенкова (а); две ветви дифракционного излучения (FDR и BDR), распространяющиеся вдоль образующих конуса (б).

ляют не менее 10 мкм. Поэтому на практике обычно выполняется неравенство

$$\omega_p \gg \frac{\beta c}{2h}, \quad (4)$$

так что основную роль в спектре дифракционного излучения играет величина импакт-параметра, что отличает дифракционное излучение от излучения переходного.

На рисунке 1а представлена типичная геометрия дифракционного излучения, в которой вектор скорости заряда ориентирован под некоторым углом относительно края мишени. Как показано в статьях [14, 15], ДИ для такой геометрии испускается в виде конуса, характерного для ИВЧ, половинный угол раствора которого θ_{ch} определяется углом между импульсом частицы и краем мишени (осью y на рис. 1а).

Отметим, что часто, по аналогии с переходным излучением, принято считать, что в релятивистском случае ДИ генерируется в виде двух ветвей: ДИ "вперёд" (Forward Diffraction Radiation, FDR) и ДИ "назад" (или обратное ДИ) (Backward Diffraction Radiation, BDR), — первая из которых испускается в направлении скорости заряда, а вторая — в направлении зеркального отражения [16] (рис. 1б). Угол ψ_m , соответствующий максимальной интенсивности FDR и BDR, с точностью до γ^{-2} совпадает с углом ψ_0 между импульсом частицы и краем мишени. Однако, как хорошо видно из сравнения рис. 1а и б, фактически испускается именно конус, а указанные направления ДИ вперёд и назад — не более чем две образующие при сечении конуса плоскостью, которым соответствуют максимумы излучения.

ДИ генерируется в области вблизи края мишени, которую пересекает кулоновское поле заряда. Для ультрарелятивистского заряда кулоновское поле является дискообразным с эффективным радиусом $\gamma\lambda/(2\pi)$. При "косом" пересечении края мишени область, возбуждаемая полем частицы, будет двигаться вдоль края мишени

со скоростью v_{SL} , которая определяется из элементарных соотношений:

$$v_{SL} = \frac{2\gamma\lambda}{2\pi\Delta t \sin \psi_0}, \quad \Delta t = \frac{2\gamma\lambda}{2\pi\beta c \tan \psi_0}, \quad (5)$$

где $v = \beta c$ — скорость заряда.

Как следует из (5), скорость источника излучения v_{SL} зависит от скорости заряда и угла наклона мишени и для реализации механизма ИВЧ необходимо выполнение условия

$$v_{SL} \equiv \frac{\beta c}{\cos \psi_0} > c, \quad (6)$$

откуда вытекают "пороговое" условие возникновения ИВЧ

$$\beta > \cos \psi_0 \quad (7)$$

и соотношение, определяющее раствор конуса ИВЧ,

$$\cos \theta_{ch} = \frac{c}{v_{SL}} = \frac{\cos \psi_0}{\beta}. \quad (8)$$

В ультрарелятивистском приближении из (8) с точностью до членов порядка γ^{-2} следует связь между половинным углом раствора конуса и ориентацией мишени:

$$\theta_{ch} = \psi_0, \quad (9)$$

т.е. "сверхсветовой" источник со скоростью v_{SL} , направленной вдоль края мишени, генерирует ИВЧ вдоль образующих конуса с раствором ψ_0 (рис. 16). С этой точки зрения угловое распределение ДИ, включающее в себя FDR и BDR, можно рассматривать как проявление "сверхсветового" ИВЧ.

3. Дифракционное излучение заряда для произвольной геометрии

Соотношение (8) можно получить из строгой модели ДИ для идеально проводящей мишени.

На рисунке 2 показана схема генерации ДИ для произвольной ориентации мишени относительно скорости заряженной частицы. В дальнейшем используется следующая геометрия: ось z направлена перпендикулярно

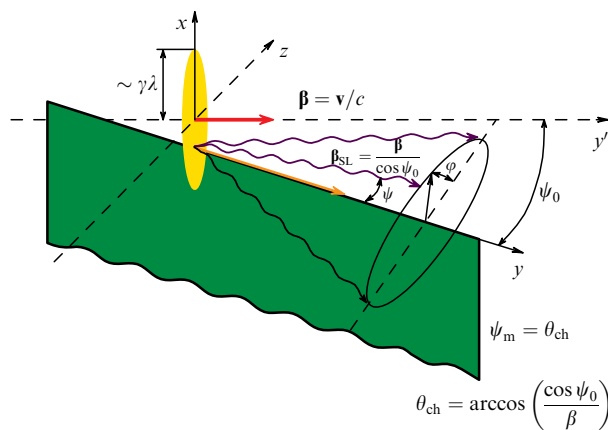


Рис. 2. Геометрия и используемые угловые переменные для описания процесса ДИ.

поверхности мишени, ось y — вдоль края мишени, ψ — угол между волновым вектором и осью y , φ — азимутальный угол. Характеристики ДИ определяются тремя компонентами вектора скорости:

$$\mathbf{v} = c\boldsymbol{\beta} = c\{\beta_x, \beta_y, \beta_z\} = c\beta\{\sin \psi_0 \cos \varphi_0, \cos \psi_0, \sin \psi_0 \sin \varphi_0\},$$

где ψ_0 — угол между вектором скорости и осью y , φ_0 — азимутальный угол вектора скорости. Спектрально-угловое распределение ДИ выражается следующей формулой (см. выражение (3.76) в книге [16]):

$$\begin{aligned} \frac{d^3 W}{\hbar d\omega d\psi d\varphi} &= \frac{\alpha}{4\pi^2} \beta_{\perp} (1 - \beta_y \cos \psi) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{4\pi h}{\lambda \beta_{\perp}} \sqrt{(1 - \beta_y \cos \psi)^2 - \beta_{\perp}^2 \sin^2 \psi}\right) \times \\ &\times \frac{1}{(1 - \beta_y \cos \psi)^2 - \beta_{\perp}^2 \sin^2 \psi} \times \\ &\times \left[(1 - \beta_y \cos \psi - \beta_x \sin \psi \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \sin^2 \psi \sin^2 \varphi \right]^{-1} \times \\ &\times \left\{ \left[(1 - \beta_y \cos \psi)^2 - \beta_{\perp}^2 \sin^2 \psi \right] \times \right. \\ &\times \left(1 + \frac{\beta_x \sin \psi}{1 - \beta_y \cos \psi} \right) (1 - \cos \varphi) + (\cos \psi - \beta_y)^2 \times \\ &\times \left. \left(1 - \frac{\beta_x \sin \psi}{1 - \beta_y \cos \psi} \right) (1 + \cos \varphi) \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, $\beta_{\perp} = (\beta_x^2 + \beta_z^2)^{1/2}$.

Для наглядности рассмотрим две частные геометрии: перпендикулярную ($\varphi_0 = \pi/2$, т.е. $\beta_x = 0$) и параллельную ($\varphi_0 = 0$, т.е. $\beta_z = 0$).

На рисунках 3, 4 показаны угловые распределения ДИ в перпендикулярной геометрии для следующих условий:

$$\gamma = 10, \quad h = 1 \text{ мм}, \quad \lambda = 0,5 \text{ мм}, \quad \varphi_0 = 90^\circ,$$

при углах наклона $\psi_0 = \pi/3$ и $\psi_0 = \pi/4$. Для наглядности распределения ДИ приведены в зависимости от направляющих косинусов

$$\begin{aligned} n_x &= \sin \psi \cos \varphi, \\ n_y &= \cos \psi, \\ n_z &= \sin \psi \sin \varphi. \end{aligned} \quad (11)$$

Аналогичные распределения для параллельной ($\varphi_0 = 0$) геометрии представлены на рис. 5, 6. На рисунках отчетливо прослеживается, что интенсивность ДИ достигает максимума при полярном угле ψ_m :

$$\psi_m \approx \psi_0, \quad \psi_0 = \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4},$$

т.е. вдоль конической поверхности с углом при вершине ψ_0 .

Полученное ранее из наглядных соображений соотношение (8) можно вывести из строгой формулы (10). Как показано в [15], угловое распределение ДИ в основном определяется экспоненциальным множителем в формуле (10). Нетрудно увидеть, что для перпендикулярной геометрии ($\beta_x = 0$) показатель этой экспоненты имеет

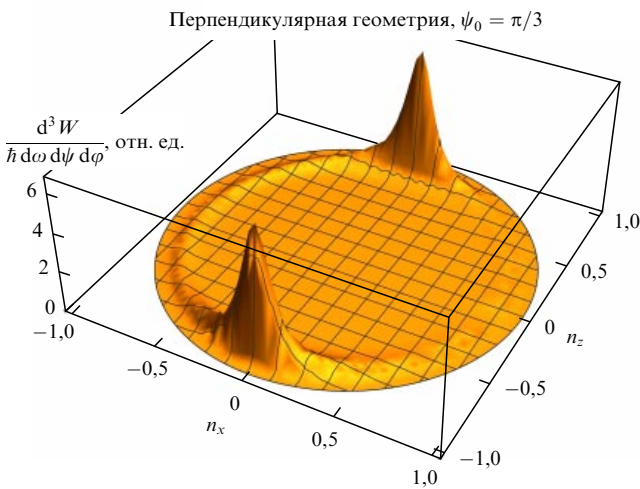


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности ДИ для перпендикулярной геометрии для угла наклона мишени относительно скорости электрона $\psi_0 = \pi/3$. Остальные параметры: $\gamma = 10$, $h = 1$ мм, $\lambda = 0,5$ мм.

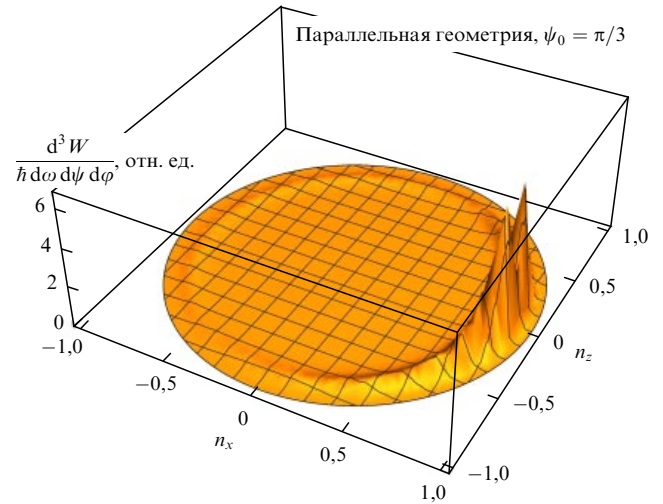


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для параллельной геометрии и угла $\psi_0 = \pi/3$.

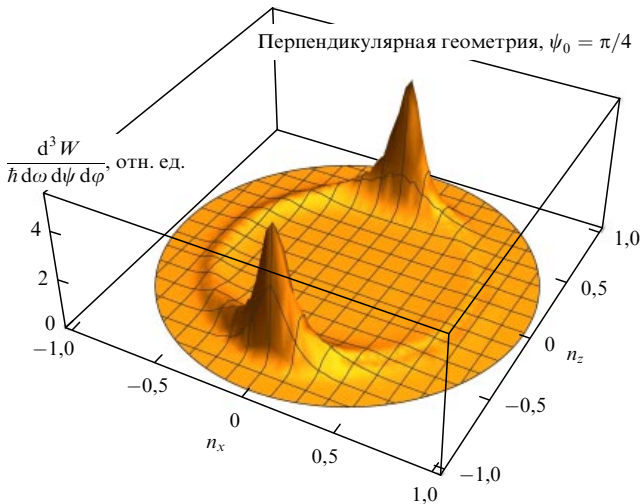


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для угла $\psi_0 = \pi/4$.

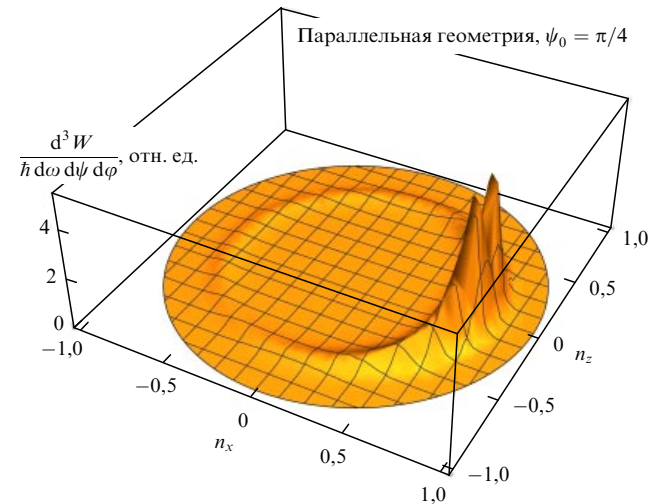


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для угла $\psi_0 = \pi/4$.

минимальное значение $-4\pi h/(\gamma\beta\lambda)$ при условии

$$\cos \psi = \beta^{-1} \cos \psi_0, \quad (12a)$$

которое с учётом переменных (11) принимает вид

$$n_y = \beta^{-1} \cos \psi_0 = \frac{\beta_y}{\beta^2}, \quad (12б)$$

что в точности совпадает с соотношением (8), полученным из наглядных соображений. Условие (12б) было получено ещё в статье [9], однако только в работах [14, 15] было выявлено, что оно приводит к так называемому коническому эффекту в дифракционном излучении и излучении Смита – Парселла.

4. Когерентное дифракционное излучение коротких электронных пучков

Угловые характеристики когерентного дифракционного излучения, генерируемого электронным пучком, про-

долный размер которого существенно превышает поперечный, не отличаются от приведённых на рис. 3–6.

В последние годы лазерно-плазменные ускорительные технологии позволяют получать и ускорять электронные пучки с продольным размером, существенно меньшим поперечного (см., например, [17–19]). Когерентное дифракционное излучение таких пучков можно рассматривать по аналогии с когерентным переходным излучением подобных пучков [7], если поперечный размер пучка существенно меньше импакт-параметра h . В этом случае характеристики излучения определяются фактором $F(\lambda, \mathbf{n})$:

$$\frac{d^2 W_{\text{CDR}}}{\hbar d\omega d\Omega} = N_e (1 + F(\lambda, \mathbf{n}) N_e) \frac{d^2 W}{\hbar d\omega d\Omega}, \quad (13)$$

N_e — число частиц в пучке.

Фактор обычно определяется через распределение заряда в пучке $\rho(x, y, z)$:

$$F(\lambda, \mathbf{n}) = \left| \int \mathbf{dr} \rho(\mathbf{r}) \exp(-i\Delta\varphi) \right|^2, \quad (14)$$

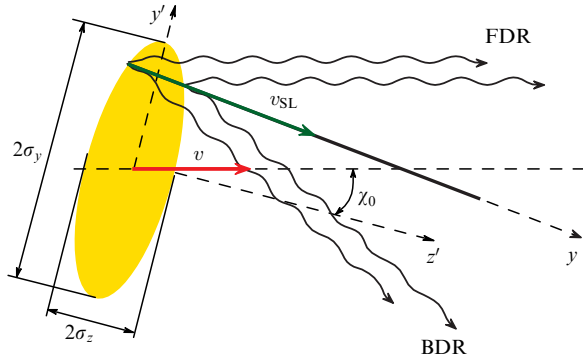


Рис. 7. Схема генерации когерентного ДИ ультракоротким электронным сгустком.

где $\Delta\varphi$ — фазовый множитель, который для процесса ДИ по аналогии с процессом ПИ [7] можно представить в виде

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(-yn'_y + \frac{z'}{\beta} \right), \quad n'_y = \frac{n_y - \beta^{-1} \cos \psi_0}{\sin \psi_0}. \quad (15)$$

Фазовый множитель (15) для сгустка зависит как от координаты y (вдоль края), так и от расстояния z между электронами сгустка.

В отличие от характеристик рассмотренного ранее дифракционного излучения одиночного заряда, в случае которого характеристики сверхсветового ИВЧ определяются скоростью заряда βc и углом наклона мишени ψ_0 , характеристики когерентного дифракционного излучения ультракоротких сгустков будут зависеть также от угла χ_0 между малой осью эллипсоида, описывающего распределение заряда в сгустке, и его скоростью (рис. 7).

Для такого сгустка скорость перемещения области, возбуждаемой сгустком, вдоль края мишени легко найдется из геометрических соображений:

$$\Delta t = \frac{2\sigma_y}{\beta c} \left(\sin \chi_0 + \frac{\cos \chi_0}{\tan \psi_0} \right), \quad (16)$$

$$v_{SL} = \frac{2\sigma_y \cos \chi_0 / \sin \psi_0}{\Delta t} = \beta c \frac{\cos \chi_0}{\cos(\psi_0 - \chi_0)}.$$

Последнее соотношение определяет раствор конуса сверхсветового ИВЧ:

$$\cos \theta_{ch} = \frac{c}{v_{SL}} = \frac{\cos(\psi_0 - \chi_0)}{\beta \cos \chi_0}. \quad (17)$$

С использованием подхода, предложенного в [7], формфактор для сгустка, описываемого трёхмерным гауссианом с параметрами $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$, повернутым на угол χ_0 относительно оси z' (см. рис. 7) с фазой (15), вычисляется аналитически:

$$F(\lambda, \mathbf{n}) = \exp \left\{ -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \left[\sigma_y^2 (\sin \chi_0 - n'_y \cos \chi_0)^2 + \sigma_z^2 (\cos \chi_0 + n'_y \sin \chi_0)^2 \right] \right\}. \quad (18)$$

В ультрарелятивистском случае при выполнении соотношения $\sigma_y^2 \gg \sigma_z^2$ формфактор (18) достигает максимума

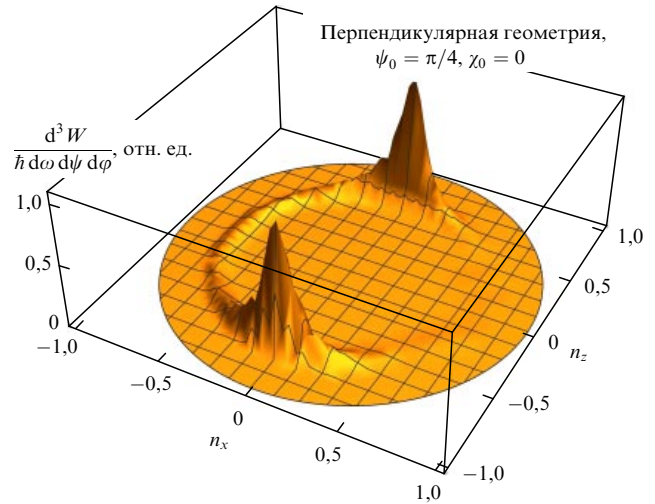


Рис. 8. Угловое распределение интенсивности когерентного ДИ для перпендикулярной геометрии и угла наклона сгустка χ_0 . Остальные параметры: $\gamma = 10$, $h = 1$ мм, $\lambda = 0,5$ мм, $\psi_0 = \pi/4$, $\sigma_y = 1$ мм, $\sigma_z = 0,1$ мм.

при условии

$$n'_y = \frac{\sin \chi_0}{\cos \chi_0}, \quad (19)$$

при котором обращается в нуль первое (основное) слагаемое в аргументе экспоненты.

Для сгустка с $\chi_0 = 0$ (малая ось эллипсоида направлена вдоль скорости) из (19) имеем

$$n'_y = 0, \quad \text{или} \quad \cos \psi - \frac{\cos \psi_0}{\beta} = 0, \quad (20)$$

что совпадает с условием возникновения ИВЧ от одиночного заряда (8), которое остаётся справедливым и в рассматриваемом случае для сгустка. В общем случае, когда $\chi_0 \neq 0$, условие (19) сводится к следующему:

$$\cos \theta_{ch} = \cos \psi_m = \frac{\sin \chi_0}{\cos \chi_0} \sin \psi_0 + \frac{\cos \psi_0}{\beta} \approx \frac{\cos(\psi_0 - \chi_0)}{\beta \cos \chi_0}. \quad (21)$$

Таким образом, для наклонного сгустка изменяется раствор конуса ИВЧ. При $\chi_0 > 0$ конус сужается, при $\chi_0 < 0$ — расширяется.

На рисунках 8–10 показаны угловые распределения когерентного дифракционного излучения для перпендикулярной геометрии, которые иллюстрируют деформацию конуса ИВЧ в соответствии с формулой (21).

5. Пороговое условие возникновения "сверхсветового" излучения Вавилова – Черенкова в вакууме

В недавней статье [20] рассмотрено излучение, генерируемое при прохождении фронта ленточного электронного пучка над цепочкой отверстий, которая ориентирована под углом α относительно импульса электронов. Авторы [20] пришли к заключению, что рассматриваемый механизм излучения для нулевого порядка является черенковским, и получили формулу для черенковского угла

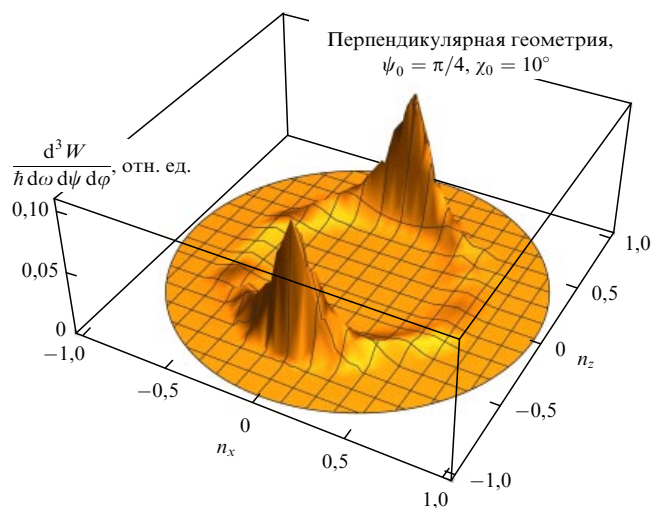


Рис. 9. То же, что на рис. 8, для угла наклона сгустка $\chi_0 = 10^\circ$.

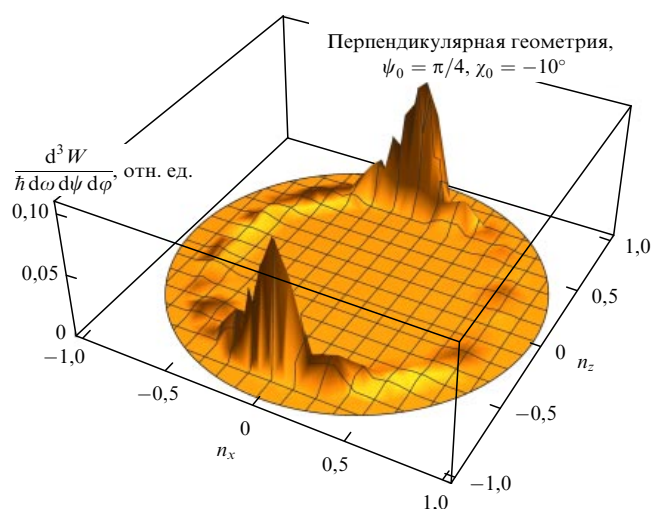


Рис. 10. То же, что на рис. 9, для угла наклона сгустка $\chi_0 = -10^\circ$.

излучения (см. формулу (3) в [20]), которая, как и следовало ожидать, совпадает с формулами (8), (12), полученными нами ранее (см. [14, 15]).

Однако основной тезис статьи [20]: "Здесь мы проиллюстрировали беспороговое черенковское излучение в вакууме, возбуждаемое ленточным пучком свободных электронов при прохождении косо направленного линейного ряда субволновых отверстий"¹, — является некорректным. По своему физическому смыслу ИВЧ представляет собой "пороговый эффект", т.е. возникает только тогда, когда скорость источника излучения превышает скорость света, и именно поэтому соотношениями (8), (12), так же как формулой (3) в [20], определяется пороговая скорость источника — при меньших скоростях эффект просто не существует.

Авторы работы [20] провели моделирование характеристик излучения при очень низкой кинетической энергии электронов, $E_{\text{kin}} = 5$ кэВ, и угле наклона цепочки отвер-

стий $\psi_0 = 85^\circ$ и продемонстрировали выход ИВЧ под углом $\psi_m = 51^\circ$ в соответствии с формулой (8), на основании чего они заявили об отсутствии порога для изучаемого эффекта. Однако при данной кинетической энергии относительная скорость электронов накладывает "пороговое" условие на угол наклона ψ_0 :

$$\cos \psi_0 < \beta \text{ или } \psi_0 > 81,95^\circ. \quad (22)$$

Таким образом, пороговое условие, хотя и "слабое", с необходимостью существует.

С нашей точки зрения, название статьи [20] "Беспороговое сфокусированное черенковское излучение, генерируемое ленточным электронным пучком при прохождении линейного ряда субволновых отверстий"² вводит читателя в заблуждение. Выше мы провели детальный анализ эффекта, аналогичного рассмотренному в [20], и показали безосновательность утверждения авторов [20] о "беспороговости" черенковского механизма.

6. Заключение

Мы показали, что как ДИ одиночного заряда, так и когерентное ДИ коротких сгустков можно трактовать как "сверхсветовое" ИВЧ, которое испускается областью динамически поляризованных атомных оболочек, перемещающейся вдоль края мишени со сверхсветовой скоростью. В задаче отсутствует азимутальная симметрия, поэтому распределение ДИ вдоль образующих конуса ИВЧ также асимметрично.

Во всех известных экспериментах, в которых исследовалось как некогерентное [21–23], так и когерентное [24, 25] ДИ, угол испускания фотонов ДИ ψ_m , соответствующий максимальной интенсивности, совпадает с половинным углом раствора конуса ИВЧ θ_{ch} и определяется компонентой скорости электронов вдоль края мишени (или вдоль стрипа решётки [26]) согласно формуле (126). Отметим, что в случае, когда фронт сгустка скошен по отношению к поверхности мишени/линии грани экрана, что имеет место для когерентного ДИ ультракоротких электронных сгустков, $\sigma_{x,y} \gg \sigma_z$, конус ИВЧ будет формироваться также за счёт угла наклона сгустка χ_0 (см. выражение (21)). Подобная характеристика может использоваться при неинвазивной диагностике фемто-секундных электронных сгустков. В работе [19] для этой цели предлагалось использовать когерентное переходное излучение, которое с неизбежностью приводит к ухудшению параметров пучка, проходящего через материал мишени.

Подход к описанию ДИ, так же как и резонансного ДИ (в частности, излучения Смита–Парселла), основанный на концепции сверхсветового ИВЧ, позволяет легко определять направление максимального выхода излучения для заданной геометрии (угол ψ_m), не прибегая к трудоёмкому моделированию процесса, как предлагается в [20].

Авторы пользуются приятной возможностью поблагодарить В.В. Сыщенко за стимулирующие дискуссии. Работа финансово поддержана грантом 18-52-50002/18 Российского фонда фундаментальных исследований.

¹ "Here we illustrated a threshold-less Cherenkov radiation (CR) in vacuo by using a sheet free-electron beam to excite an oblique-lined sub-wavelength hole array" [20].

² "Threshold-less and focused Cherenkov radiations using sheet electron beams to drive sub-wavelength hole arrays".

Список литературы

1. Болотовский Б М, Гинзбург В Л *УФН* **106** 577 (1972); Bolotovskii В М, Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **15** 184 (1972)
2. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы* (М.: Наука, 1975); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L *Theoretical Physics and Astrophysics* (Oxford: Pergamon Press, 1979)
3. Болотовский Б М, Серов А В *УФН* **175** 943 (2005); Bolotovskii В М, Serov A V *Phys. Usp.* **48** 903 (2005)
4. Shul'ga N F, Syshchenko V V *Phys. Lett. A* **313** 307 (2003)
5. Шульга Н Ф, Сыщенко В В, Соболева Н В *Поверхность* (11) 83 (2009)
6. Болотовский Б М, Серов А В *ЖТФ* **72** (1) 3 (2002); Bolotovskii В М, Serov A V *Tech. Phys.* **47** 1 (2002)
7. Потылицын А П *Письма в ЖЭТФ* **103** 762 (2016); Potylitsyn A P *JETP Lett.* **103** 669 (2016)
8. Болотовский Б М, Галст'ян Е А *УФН* **170** 809 (2000); Bolotovskii В М, Galst'yan E A *Phys. Usp.* **43** 755 (2000)
9. Tishchenko A A, Potylitsyn A P, Strikhanov M N *Phys. Rev. E* **70** 066501 (2004)
10. Karlovets D V, Potylitsyn A P *Phys. Lett. A* **373** 1988 (2009)
11. Барсуков К А, Попов В Н *УФН* **166** 1245 (1996); Barsukov K A, Popov V N *Phys. Usp.* **39** 1181 (1996)
12. Arkhipov R M et al. *Phys. Rev. A* **89** 043811 (2014)
13. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1992); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1993)
14. Sergeeva D Yu, Tishchenko A A, Strikhanov M N *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18** 052801 (2015)
15. Sergeeva D Yu, Tishchenko A A, Strikhanov M N *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **355** 155 (2015)
16. Potylitsyn A P et al. *Diffraction Radiation from Relativistic Particles* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 239) (Heidelberg: Springer, 2010)
17. England R J et al. *Rev. Mod. Phys.* **86** 1337 (2014)
18. Dorda U et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **829** 233 (2016)
19. Tsarev M V, Baum P *New J. Phys.* **20** 033002 (2018)
20. Liu Y et al. *Opt. Express* **26** 34994 (2018)
21. Karataev P et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 244802 (2004)
22. Lumpkin A H et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10** 022802 (2007)
23. Chiadroni E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **266** 3789 (2008)
24. Castellano M et al. *Phys. Rev. E* **63** 056501 (2001)
25. Алейник А Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 397 (2002); Aleinik A N et al. *JETP Lett.* **76** 337 (2002)
26. Naumenko G A et al. *Письма в ЖЭТФ* **105** 531 (2017); *JETP Lett.* **105** 553 (2017)

Diffraction radiation from a charge as radiation from a superluminal source in a vacuum

A.P. Potylitsyn^{(1,2,*), D.Yu. Sergeeva^{(2,3,4), M.N. Strikhanov^{(2), A.A. Tishchenko^(2,3,4)}}}⁽¹⁾ National Research Tomsk Polytechnic University, prosp. Lenina 30, 634050 Tomsk, Russian Federation⁽²⁾ National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation⁽³⁾ National Research Center 'Kurchatov Institute', pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation⁽⁴⁾ Laboratory of Radiation Physics, Belgorod State National Research University, ul. Pobedy 85, 308015 Belgorod, Russian Federation
E-mail: ^(*)potylitsyn@tpu.ru

An analysis of spectral-angular characteristics of diffraction radiation, both incoherent and coherent, has been performed. It is shown that radiation processes can be interpreted as Cherenkov radiation, which is produced by a region of dynamic polarization moving along a target edge with superluminal velocity v_{SL} . Such radiation is generated if the condition $v_{SL} > c$ is fulfilled, which is the conventional 'threshold' Cherenkov condition.

Keywords: diffraction radiation, transition radiation, superluminal source, beam diagnostics, THz radiationPACS numbers: **41.60.** – m, **42.25.** – p, 42.25.Kb

Bibliography — 26 references

Received 24 April 2019, revised 1 October 2019

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (3) 329–335 (2020)*Physics – Uspekhi* **63** (3) (2020)DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.10.038667>DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.10.038667>