

## ХАРАКТЕРИСТИКИ КОГЕРЕНТНОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРЕДВОЛНОВОЙ ЗОНЕ ОТ МИШЕНИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

*А. П. Потылицын<sup>а</sup>, А. А. Балдин<sup>б, в</sup>, В. В. Блеко<sup>г</sup>, А. В. Вуколов<sup>а</sup>,  
Г. А. Науменко<sup>а</sup>, П. В. Каратаев<sup>д</sup>, В. В. Кобец<sup>б</sup>, В. Р. Кочарян<sup>е</sup>,  
А. С. Кубанкин<sup>ж</sup>, Р. М. Нажмутдинов<sup>ж</sup>, М. М. Тогтаганова<sup>а</sup>,  
М. В. Шевелёв<sup>а</sup>, Д. А. Шкитов<sup>а</sup>, В. В. Блеко<sup>б, в, 1</sup>, Д. С. Коровкин<sup>б</sup>,  
И. А. Кищин<sup>ж</sup>, Е. Ю. Киданова<sup>ж</sup>*

<sup>а</sup> Томский политехнический университет, Томск, Россия

<sup>б</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>в</sup> Институт перспективных исследований «Омега», Дубна, Россия

<sup>г</sup> МИРЭА — Российский технологический университет, Москва

<sup>д</sup> John Adams Institute at Royal Holloway, University of London, Egham, Surrey, UK

<sup>е</sup> Институт прикладных проблем физики НАН Республики Армении, Ереван

<sup>ж</sup> Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования когерентного переходного излучения от мишени конечных размеров в предволновой зоне. Измерения проводились в субтерагерцевом диапазоне на выведенном пучке электронов с энергией 100 МэВ ускорителя ЛИНАК-200 (ОИЯИ). Получено выражение спектрально-угловой плотности когерентного переходного излучения. Проведен анализ результатов моделирования для условий эксперимента и экспериментальных данных. Оценка длительности сгустка ускорителя, выполненная на основе экспериментальных данных и используемой теоретической модели, показала отклонение от ожидаемого значения.

We present the results of experimental and theoretical investigation of coherent transition radiation from the finite-size target in the prewave zone. The measurements were conducted in sub-terahertz frequency range at the extracted electron beam of LINAC-200 (JINR) with an energy of 100 MeV. The expression for the spectral-angular density of coherent transition radiation is obtained. The joint analysis of simulation results for experimental conditions and experimental data was carried out. Estimation of the bunch length based on experimental data and obtained theoretical model showed a deviation from the expected value.

PACS: 41.60.Dk; 41.75.Ht; 41.60.-m; 29.00.00

---

<sup>1</sup>E-mail: vbleko@jinr.ru

## ВВЕДЕНИЕ

Механизм когерентного переходного излучения (КПИ) изучен сравнительно хорошо [1, 2] и используется, например, для диагностики коротких электронных сгустков [3, 4]. Этот же механизм использовался в работах [5, 6] для формирования эксплуатационных пучков электромагнитного излучения терагерцевого диапазона на ускорителях с энергией электронов  $E_e > 100$  МэВ. Следует указать, что в работах [5, 6] оптимизация параметров мишени, геометрии процесса генерации КПИ и оптики формирования пучка КПИ не проводилась. Угловое распределение КПИ относительно направления зеркального отражения имеет «воронкообразный» характер с нулевым минимумом по оси. Как известно, в «дальней зоне» угловое распределение не зависит от длины волны и определяется обратным лоренц-фактором ( $\theta_m \sim \gamma^{-1}$ ). В так называемой «предволновой зоне» [7, 8] угловое распределение КПИ также имеет «воронкообразный» характер, однако полярный угол  $\theta_m$ , соответствующий максимуму распределения, зависит от длины волны и размеров мишени, и, как правило,  $\theta_m \gg \gamma^{-1}$ .

Стандартное определение дальней зоны [9]

$$D \gg \ell_f = \gamma^2 \lambda, \quad (1)$$

где  $\ell_f$  — длина формирования излучения, остается справедливым только в случае, если характерный размер мишени (радиус  $R_T$ ) намного превышает радиус кулоновского поля заряда

$$R_T \gg \gamma \lambda. \quad (2)$$

При нарушении условия (2) концепция «дальней зоны», определяющая расстояние до мишени, на котором источник излучения рассматривается как точечный (угол  $\theta_m$  не зависит от расстояния), изменяется и соотношение (1) теряет справедливость. В терагерцевом диапазоне ( $\lambda \leq 1$  мм) процесс переходного излучения (ПИ) соответствует предволновой зоне, т. е. угловой «раствор» конуса КПИ релятивистских электронов определяется расстоянием между мишенью и детектором  $D$ , радиусом мишени  $R_T$  и зависит от длины волны  $\lambda$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент по исследованию характеристик КПИ проводился на электронном пучке ускорителя ЛИНАК-200 [10, 11]. Основные параметры электронного пучка приведены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики ускорителя ЛИНАК-200

Параметр	Значение
Энергия электронов $E_e$ , МэВ	26–200
Длительность макроимпульса, нс	30–3000
Длина микроимпульса, мм	$\sigma_z = 0,3$
Ускоренный ток, мА	0–60
Частота ВЧ, МГц	2865

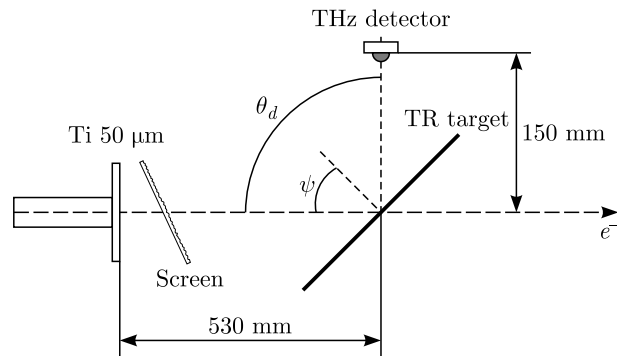


Рис. 1. Схема эксперимента

Измерения проводились с энергией электронов  $E_e = 100$  МэВ и токе 16 мА. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

Пучок выводился через титановую фольгу толщиной 50 мкм, проходил через рассеивающий экран из пенополиэтилена суммарной толщины 0,028 г/см<sup>2</sup>, обращенный металлизированной стороной к патрубку (толщина алюминиевого напыления — 10 мкм) и попадал на мишень переходного излучения (фольгированный текстолит, толщина металлического покрытия — 18 мкм). Внешний вид рассеивающего экрана представлен на рис. 2.

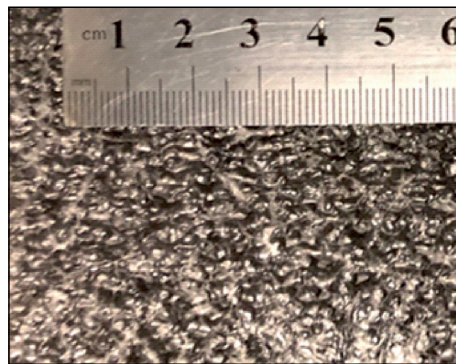


Рис. 2. Фотография рассеивающего экрана

Мишень размером 200 × 200 мм помещалась в гониометр, позволяющий вращать ее вокруг вертикальной оси, совпадающей с электронным пучком, с точностью 0,1°. Под фиксированным углом  $\theta_d = 90^\circ$  относительно электронного пучка располагался детектор (диод Шоттки, рис. 3) на расстоянии 150 мм. Паспортная полоса чувствительности детектора [12] — 50–700 ГГц с чувствительностью 10 В/Вт.

Рассеивающий экран «отсекал» переходное излучение от выходного титанового окна. Измерения выхода переходного излучения в видимом диапазоне непосредственно из экрана показали, что его интенсивность ниже порога чувствительности нашей аппаратуры. Длительность сброса электронов на мишень составляла 2 мкс при частоте сбросов 10 Гц.

Ускоренный ток измеряли индукционным датчиком, сигнал с которого анализировался одновременно с сигналом с детектора. В каждой точке измерения ориентационной зависимости выхода КПИ проводился набор информации за 3 макроимпульса.

На рис. 4 показана измеренная детектором зависимость выхода КПИ при изменении угла ориентации мишени  $\psi$ . Как и ожидалось, при выполнении условия  $\theta_d = 2\psi$  (т.е. при  $\psi = 45^\circ$ ) наблюдается минимум интенсивности излучения. Следует отметить, что положение максимума в измеренной ориентационной зависимости  $\psi_m = (3,55 \pm 0,40)^\circ$  соответствует углу  $\theta_m = 2\psi_m = 7,1^\circ$  в угловом распределении

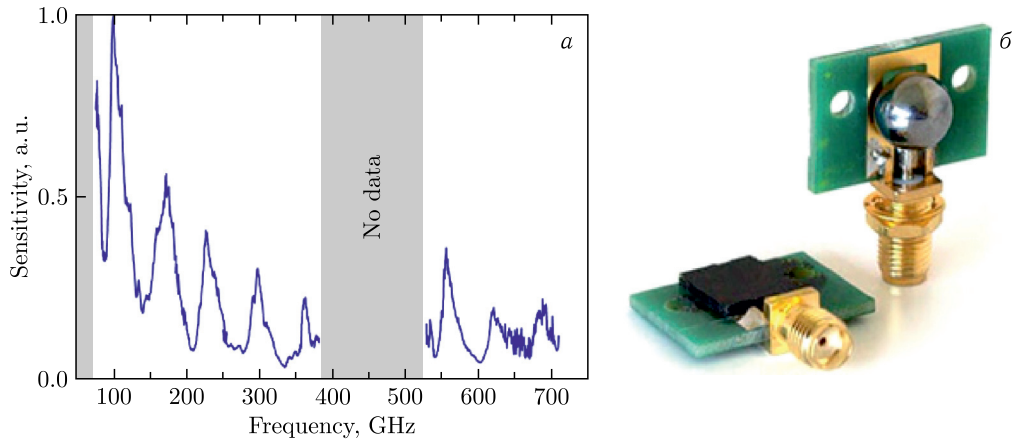


Рис. 3. Детектор на основе диода Шоттки. а) Спектральный диапазон чувствительности; б) внешний вид детектора [12], диаметр входной линзы (апертуры) — 9 мм

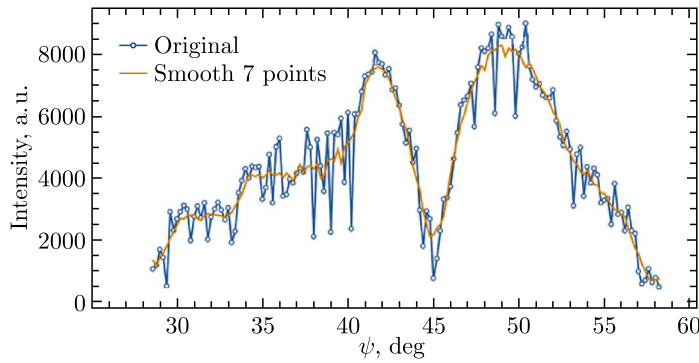


Рис. 4. Результаты измерений интенсивности КПИ детектором, размещенным под углом  $\theta_d = 90^\circ$  относительно электронного пучка, в зависимости от угла поворота мишени

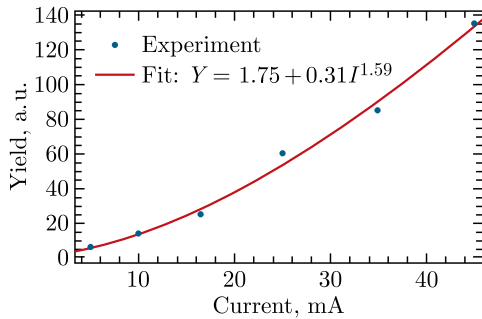


Рис. 5. Зависимость сигнала с детектора от ускоренного тока

переходного излучения [13]. Очевидно, что формирование апертурой, ось которой совпадает с осью конуса КПИ, где интенсивность излучения минимальна, как выполнялось в работе [5], является неоптимальным.

На рис. 5 приведена измеренная зависимость выходного сигнала детектора  $Y$  от ускоренного тока  $I$ , которая аппроксимируется выражением

$$Y = 1,75 + 0,31I^{1,59}. \quad (3)$$

Полная когерентность, соответствующая показателю степени  $n = 2$ , в нашем случае не достигнута, скорее всего, из-за значительного поперечного размера электронного пучка ( $d \sim 4,5 \text{ мм} \gg \sigma_z$ ), см., напри-

мер, [14, 15]. Другая возможная причина — полоса детектора не полностью «перекрывает» область когерентности излучения.

## МОДЕЛЬ

Спектр КПИ, в первую очередь, определяется так называемым «продольным фактором»

$$F_L = \left| \int dz S_L(z) \exp(-i\omega z/c) \right|^2, \quad (4)$$

где  $S_L(z)$  — распределение электронов в сгустке вдоль скорости распространения. Как правило, это распределение хорошо описывается гауссианом с параметром  $\sigma_z$ . В этом случае из (4) получаем

$$F_L(\omega) = \exp[-\omega^2 \sigma_z^2]. \quad (5)$$

Спектральное распределение КПИ сгустка с заселенностью  $N_e$  записывается в виде [14]:

$$\frac{d^2 W_{CTR}}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 W_{TR}}{d\omega d\Omega} [N_e + N_e(N_e - 1)] F_L(\omega), \quad (6)$$

где  $(d^2 W_{TR})/(d\omega d\Omega)$  — спектрально-угловое распределение ПИ одиночного электрона (некогерентное ПИ). В используемом далее приближении пренебрегается вкладом поперечного фактора, а также пренебрегается отличием реальных оптических характеристик мишени от идеального проводника. В этом приближении характеристики переходного излучения «назад» (BTR) и «вперед» (FTR) совпадают [15], если угловые характеристики BTR выражаются через углы, отсчитываемые от направления зеркального отражения.

Характеристики некогерентного ПИ будем вычислять по модели [8], основанной на модели псевдофотонов. Поле ПИ, генерируемое релятивистским электроном в мишени конечных размеров  $2x_m \times 2y_m$  (см. схему на рис. 6) после интегрирования по

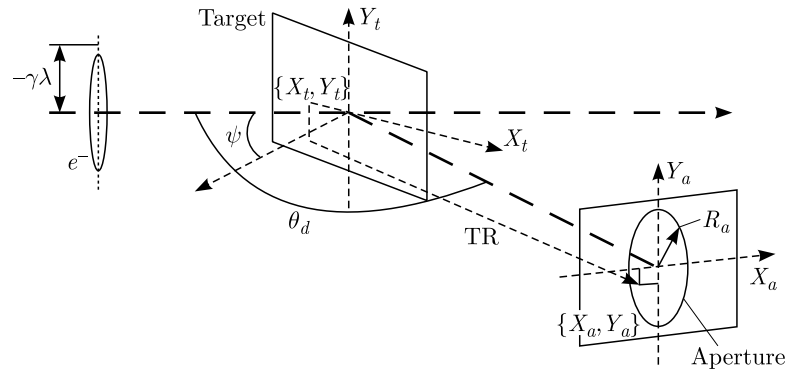


Рис. 6. Схема формирования пучка КПИ апертурой диаметром  $2R_a$ , расположенной на расстоянии  $D$  от центра мишени

площади  $S_T$  записывается в виде

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} E_x(\theta_x, \theta_y) \\ E_y(\theta_x, \theta_y) \end{Bmatrix} &= A_1 \int_{S_T} d\sigma \begin{Bmatrix} x_T \\ y_T \end{Bmatrix} \frac{K_1(k\sqrt{x_T^2 + y_T^2})}{\sqrt{x_T^2 + y_T^2}} \times \\ &\times \exp \left\{ i\pi \left[ \frac{x_T^2 + y_T^2}{D\lambda} - 2 \frac{x_T \gamma \theta_x + y_T \gamma \theta_y}{\lambda} \right] \right\} = A_1 \begin{Bmatrix} I_x^{\text{TR}}(\theta_x, \theta_y) \\ I_y^{\text{TR}}(\theta_x, \theta_y) \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $S_T$  — площадь мишени;  $d\sigma = dx_T dy_T$ ;  $x_T, y_T$  — координаты на поверхности мишени ( $-x_m < x_T < x_m, -y_m < y_T < y_m$ );  $\theta_x = x_a/D, \theta_y = y_a/D$  ( $x_a, y_a$  — координаты на плоскости апертуры, расположенной на расстоянии  $D$  от мишени),  $k = 2\pi/\lambda, \lambda$  — длина волны;  $K_1(x)$  — функция Бесселя.

Результирующее выражение для спектрально-углового распределения ПИ в рассматриваемом случае имеет вид ( $A_1^2 = e^2\gamma^2/\pi^2c^2 \cdot 1/8\pi\sqrt{2}$ ):

$$\begin{aligned} \frac{d^2W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega} &= c \left( |E_x(\theta_x, \theta_y)|^2 + |E_y(\theta_x, \theta_y)|^2 \right) = \\ &= \frac{e^2\gamma^2}{\pi^2c} \frac{1}{8\pi\sqrt{2}} \left( |I_x^{\text{TR}}(\theta_x, \theta_y)|^2 + |I_y^{\text{TR}}(\theta_x, \theta_y)|^2 \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Чтобы проиллюстрировать зависимость углового распределения некогерентного ПИ от конечной мишени при изменении расстояния  $D$  между мишенью и апертурой, рассмотрим мишень в виде диска с конусом  $R_T$ . При переходе к полярным координатам вместо (7) имеем

$$\frac{d^2W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega} = c A_2^2 \left| \int_0^{R_T} K_1(k r_T) \exp \left\{ i\pi \left[ \frac{r_T^2}{D\lambda} - 2 \frac{r_T r_a}{D\lambda} \cos(\varphi_T - \varphi_a) \right] \right\} r_T dr_T d\varphi_T \right|^2, \quad (9)$$

где  $r_a = D \sin \theta \approx D\theta, c A_2^2 = e^2\gamma^2/\pi^2c$ .

На рис. 7 показано «уширение» углового распределения ПИ по мере уменьшения расстояния  $D$ . Так, например, для расстояния  $D = 150$  мм угловое распределение ПИ достигает максимума при  $\gamma\theta_{\text{max}} = 4$  для  $\gamma = 100, \lambda = 0,3$  мм и  $R_T = 50$  мм.

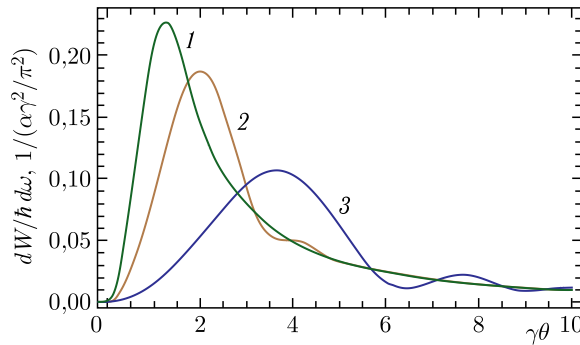


Рис. 7. Угловые распределения переходного излучения с фиксированной длиной волны  $\lambda = 0,3$  мм на различных расстояниях от мишени в предволновой зоне для  $\gamma = 100$ : кривая 1 —  $D = 1500$  мм; кривая 2 —  $D = 500$  мм; кривая 3 —  $D = 150$  мм

С увеличением длины волны ПИ наблюдается дальнейшее «уширение» распределения (рис. 8). Как следует из полученных результатов, измеряя угловое распределение КПИ, можно оценить «среднюю» длину волны детектируемого спектрального диапазона из величины  $\theta_{\max}$ . Действительно, эта величина не зависит от продольного формфактора.

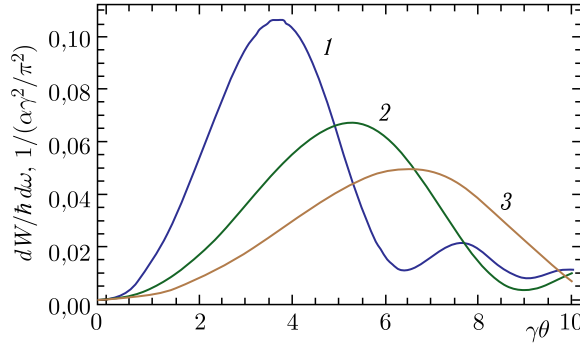


Рис. 8. Угловые распределения переходного излучения с различной длиной волны для фиксированного расстояния между мишенью и апертурой  $D = 150$  мм при  $\gamma = 100$ : кривая 1 —  $\lambda = 0,3$  мм; кривая 2 —  $\lambda = 0,6$  мм; кривая 3 —  $\lambda = 0,9$  мм

Как показано в работах [13, 15], ту же информацию можно извлечь из измерений ориентационной зависимости выхода ПИ при фиксированном положении детектора  $\theta_d = \text{const}$ . Ориентационная зависимость рассчитывается по тем же формулам (8) при замене

$$\theta_x = 2\Delta\psi, \quad \Delta\psi = \psi - \theta_d/2. \quad (10)$$

Замена (10) соответствует «отражению» луча ПИ от мишени при ее вращении вокруг вертикальной оси.

На рис. 9 приведены типичные ориентационные зависимости ПИ от мишени размером  $2x_m \times 2y_m = 150 \times 100$  мм на расстоянии  $D = 150$  мм. Нулевое значение угла  $\psi$  соответствует углу поворота мишени  $45^\circ$ . Как следует из рис. 9, для длины волны  $\lambda = 3$  мм ( $\nu = 100$  ГГц) угловое расстояние между максимумами равно  $7,2^\circ$ , что близко к экспериментальному значению, тогда как аналогичные величины для  $\lambda = 1,5$  мм и  $\lambda = 5$  мм не совпадают с экспериментом. Отметим, что представленные зависимости получены для точечного детектора, расположенного в точке  $\{0, 0\}$  (см. рис. 6).

В случае, когда пучок КПИ формируется конечной апертурой (в нашем случае апертурой входной линзы детектора диаметром 9 мм, или, как в эксперименте [5], размером выходного окна вакуумной камеры), необходимо проинтегрировать выражения (8), (9) по апертуре (с учетом формфактора), чтобы получить спектр пучка КПИ. Для расположения апертуры под углом  $\theta_d$  в силу азимутальной симметрии искомый результат сводится к однократному интегралу:

$$\frac{d^2W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega} \rightarrow \frac{dW_{\text{TR}}}{d\omega} = 2\pi \int_0^{\theta_{\max}} \theta d\theta \frac{d^2W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega}, \quad (11)$$

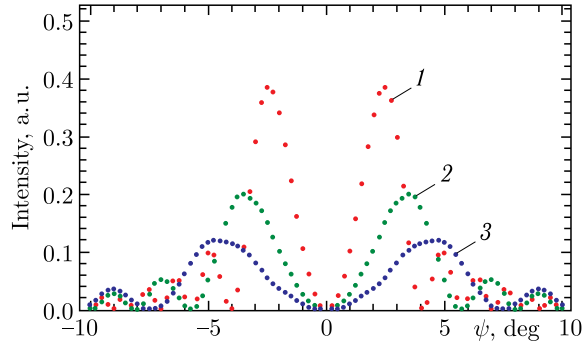


Рис. 9 (цветной в электронной версии). Зависимость интенсивности ПИ от угла поворота мишени для  $\gamma = 100$  и  $D = 150$  мм при фиксированном угле наблюдения  $\theta_d = 90^\circ$  для различных длин волн: красные точки (1) —  $\lambda = 1,5$  мм; зеленые точки (2) —  $\lambda = 3$  мм; синие точки (3) —  $\lambda = 5$  мм

где  $\theta_{\max} = R_a/D$  и, соответственно,

$$\frac{dW_{CTR}}{d\omega} = \frac{dW_{TR}}{d\omega} F_L(\omega). \quad (12)$$

Если пучок формируется апертурой, расположенной вблизи угла  $\theta_{\max}$ , соответствующего максимальной интенсивности излучения (см. рис. 8), или, другими словами, при ориентации мишени под углом  $\psi = \theta_d/2 + \theta_{\max}/2$  (см. рис. 9), азимутальная симметрия нарушается и необходимо выполнять двукратное интегрирование выражения (8) по углам  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  при выполнении условия  $\theta_x^2 + \theta_y^2 \leq (R_a/D)^2$ .

На рис. 10 приведены спектры КПИ для случая  $\psi = \theta_d/2$ , т.е. когда апертура  $R_a = 4,5$  мм расположена симметрично относительно направления зеркального отражения на расстоянии  $D = 150$  мм. Как следует из рисунка, спектр КПИ для сгустка с  $\sigma_z = 0,3$  мм сосредоточен вблизи частоты 160 ГГц, т.е. в диапазоне, где чувствительность детектора достигает 50% от максимальной (см. рис. 3). На рис. 11 показаны аналогичные спектры для той же апертуры, но мишень повернута на угол  $\Delta\psi = 3,5^\circ$ , т.е. расположение апертуры соответствует максимальному значению выхода КПИ.

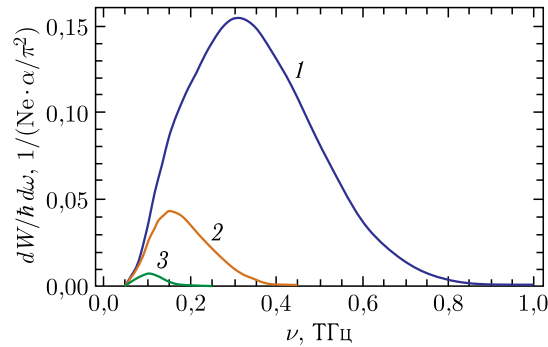


Рис. 10. Спектры КПИ для апертуры  $R_a = 4,5$  мм, размещенной под углом  $\theta_d = 2\psi$  ( $\psi = 45^\circ$ ) при  $\gamma = 200$  и  $D = 150$  мм: кривая 1 — длина сгустка  $\sigma_z = 0,15$  мм; кривая 2 —  $\sigma_z = 0,3$  мм; кривая 3 —  $\sigma_z = 0,6$  мм



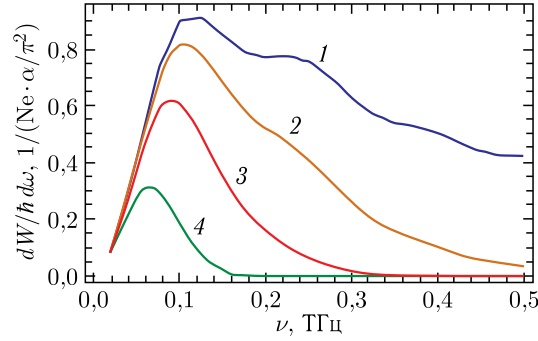


Рис. 11. То же самое, что и на рис. 10, для угла поворота мишени  $\psi = 48,5^\circ$ : кривая 1 — спектр некогерентного переходного излучения; кривая 2 — длина сгустка  $\sigma_z = 0,15$  мм; кривая 3 —  $\sigma_z = 0,3$  мм; кривая 4 —  $\sigma_z = 0,6$  мм

В этом случае максимум в спектре пучка КПИ для  $\sigma_z = 0,3$  мм лежит в области 100 ГГц, но интенсивность существенно выше.

На этом же рисунке показан спектр некогерентного ПИ (кривая 1) для тех же условий.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Как указывалось выше, для пучков релятивистских электронов ( $\gamma \gg 100$ ) геометрический размер мишени для генерации ПИ, как правило, существенно меньше поперечного размера кулоновского поля при  $\lambda \sim 1$  мм. Для такой геометрии угловое распределение ПИ определяется величинами  $R_T$ ,  $D$  и  $\lambda$  и не зависит от лоренц-фактора. Поэтому для формирования пучка излучения в терагерцевом/субтерагерцевом диапазоне, используя механизм КПИ, необходимо оптимизировать как указанные параметры, так и геометрию расположения апертуры (см. рис. 10 и 11). Выбирая соотношение между размером мишени и величиной  $\gamma\lambda$ , можно регулировать «обрезание» спектра КПИ в «мягкой» части. В «жесткой» части спектра «обрезание» обусловлено формфактором, что приводит к появлению эффективной спектральной «полосы» (см. рис. 11). Изменяя ориентационную зависимость выхода КПИ, можно определить центральную частоту этой полосы.

Исходя из спектров КПИ, вычисленных в расчете на 1 электрон (см. рис. 11), можно оценить энергию, излучаемую одним сгустком, состоящим из  $N_e$  электронов и, следовательно, энергию всех сгустков в макроимпульсе  $N_b$ :

$$\Delta W_B = N_b (N_e)^2 \frac{\alpha}{\pi^2} 2\pi\hbar \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{dW_{\text{CTR}}}{\hbar d\omega} dv. \quad (13)$$

В формуле (13)  $(dW_{\text{CTR}})/(\hbar d\omega)$  — спектры, приведенные на рис. 11;  $v_{\min}, v_{\max}$  — полоса чувствительности детектора ( $v_{\min} = 100$  ГГц,  $v_{\max} = 700$  ГГц). Мы проводили измерения при ускоренном токе 16 мА, что при длительности макроимпульса 2 мкс и частоте ВЧ-поля 2865 МГц соответствует параметрам  $N_e = 0,37 \cdot 10^8$ ;  $N_b = 5,4 \cdot 10^3$ .

**Таблица 2. Значения энергии, испускаемой электронным сгустком за один микроимпульс, и мощности излучения в течение макроимпульса длительностью 2 мкс**

$\sigma_z$ , мм	$\Delta W_B$ , эВ	$P$ , Вт
0,15	$5,6 \cdot 10^8$	$240 \cdot 10^{-3}$
0,30	$1,8 \cdot 10^8$	$80 \cdot 10^{-3}$
0,60	$2,4 \cdot 10^7$	$10 \cdot 10^{-3}$

Проверялась при оценке энергии пучка КПИ в приведенной в работе [5] (см. рис. 13 в [5])  $\Delta W_B \sim 25 \cdot 10^{-6}$  Дж. Оценка по используемой модели для параметров эксперимента [5] ( $\sigma_z = 15$  фс,  $Q = 0,1$  нКл,  $\gamma = 1000$ ,  $R_T = 12,5$  мм,  $D = 40$  мм,  $R_a = 10$  мм) дает значение  $\Delta W_B \sim 40 \cdot 10^{-6}$  Дж, что достаточно близко к экспериментальному значению.

В заключение отметим, что при имеющихся параметрах ускорителя ЛИНАК-200 можно проводить калибровочные измерения аппаратуры в субтерагерцевом диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (программа «Наука» № FSWW-2023-0003).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Castellano M., Cianchi A., Orlandi G., Verzilov V. A.* Effects of Diffraction and Target Finite Size on Coherent Transition Radiation Spectra in Bunch Length Measurements // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 435, No. 3. P. 297.
2. *Schroeder C. B., Esarey E., van Tilborg J., Leemans W. P.* Theory of Coherent Transition Radiation Generated at a Plasma-Vacuum Interface // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016501.
3. *Wesch S., Schmidt B., Behrens C., Delsim-Hashemi H., Schmäser P.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 665. P. 40.
4. *Nozawa I., Kan K., Yang J. et al.* Measurement of  $< 20$  fs Bunch Length Using Coherent Transition Radiation // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2014. V. 17. P. 072803.
5. *Casalbuoni S., Schmidt B., Schmäser P., Arsov V., Wesch S.* Ultrabroadband Terahertz Source and Beamline Based on Coherent Transition Radiation // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2009. V. 12. P. 030705.
6. *Chiadroni E., Anania M. P., Artioli M. et al.* Two Color FEL Driven by a Comb-Like Electron Beam Distribution // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 022703.
7. *Verzilov V.* Transition Radiation in the Pre-Wave Zone // Phys. Lett. A. 2000. V. 273. P. 135.
8. *Potylytsyn A. P.* Image of Optical Diffraction Radiation (ODR) Source and Spatial Resolution of ODR Beam Profile Monitor // Advanced Radiation Sources and Applications. NATO Sci. Ser. II: Math. Phys. Chem. 2006. V. 199. P. 149.
9. *Artru X., Chehab R., Honkavaara K., Variola A.* Resolution Power of Optical Transition Radiation: Theoretical Considerations // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 145. P. 160.
10. *Baldin A. A. et al.* FLAP Collaboration: Tasks and Perspectives. Study of Fundamentals and New Applications of Controllable Generation of Electromagnetic Radiation by Relativistic Electrons Using Functional Materials // Part. Nucl., Lett. 2021. V. 18, No. 3(235). P. 281.

Оценка энергии, испускаемой одним сгустком, и мощность излучения за макроимпульс (число сгустков  $N_b = 5,4 \cdot 10^3$ ) приведены в табл. 2.

Паспортная эффективность нашего детектора  $\sim 10$  В/Вт, уровень сигнала, измеренный в эксперименте,  $\sim 20$  мВ, что соответствует уровню мощности  $\sim 2$  мВт. Из сравнения с оценками в табл. 2 видно, что длительность сгустка ускорителя ЛИНАК-200 превышает ожидаемое значение ( $\sigma_z > 0,3$  мм).

Корректность используемой модели про-

11. *Balalykin N. I. et al.* Status of the LINAC-800 Construction at JINR // Proc. of LINAC08, Victoria, BC, Canada, 2008. P. 480–482.
12. <https://terasense.com/products/detectors/>
13. *Aleinik A. N., Chefonov O. V., Kalinin B. N. et al.* Low-Energy Electron-Beam Diagnostics Based on the Optical Transition Radiation // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 201. P. 34.
14. *Shibata Y., Ishi K., Takahashi T. et al.* Coherent Transition Radiation in the Far-Infrared Region // Phys. Rev. E. 1994. V. 49. P. 785.
15. *Potylitsyn A. P.* Transition Radiation and Diffraction Radiation. Similarities and Differences // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 145. P. 169.

Получено 7 апреля 2023 г.