

## Спектр когерентного переходного излучения, генерируемого модулированным электронным пучком

Г. А. Науменко<sup>1)†</sup>, А. П. Потылицын<sup>†</sup>, П. В. Каратаев\*, М. А. Шипуля<sup>#</sup>, В. В. Блеко<sup>#</sup>

<sup>†</sup>Томский политехнический университет, 634050, Томск, Россия

\*Институт Джона Адамса при Колледже Роял Холлоуэй, Лондонского Университета, Эгхам, Суррей, TW20 0EX, Великобритания

<sup>#</sup>RASA центр при Томском политехническом университете, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 13 июня 2017 г.

В работе приведены результаты измерений спектра когерентного переходного излучения с использованием интерферометра Мартна–Паплетта. Показано, что в спектре наблюдаются монохроматические линии, обусловленные модуляцией электронного пучка с частотой ускоряющего ВЧ-поля  $\nu_{RF}$  и соответствующие резонансам при  $\nu_k = k \cdot \nu_{RF}$ ,  $k \leq 10$ . Для диагностики длины электронного сгустка, основанной на измерении спектра от одиночного сгустка, необходимо использовать спектрометр с разрешением  $\Delta\nu_{sp} > \nu_{RF}$ .

DOI: 10.7868/S0370274X17140119

Когерентное переходное излучение (КПИ), возникающее при пересечении электронными сгустками границы раздела между двумя средами с различными диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_{1,2}$  [1], к настоящему времени достаточно хорошо изучено как теоретически, так и экспериментально. Данное явление широко используется, например, для диагностики релятивистских пучков (см., например, [2]).

В работах [3, 4] авторами предложено использовать обратное КПИ в качестве источника терагерцевого излучения, которое генерируется зарядом, падающим из вакуума ( $\varepsilon_1 = 1$ ) на проводящую мишень ( $\varepsilon_2 \rightarrow \infty$ ) и испускается в конусе углов  $\theta_x, \theta_y \leq \gamma^{-1}$  ( $\gamma$  – Лоренц-фактор, проекционные углы  $\theta_x, \theta_y$  отсчитываются от направления зеркального отражения).

Кроме цитированных работ, в ряде других (например, в [5]) исследован процесс генерации КПИ модулированным электронным пучком ускорителя, состоящим из периодической последовательности сгустков. Период  $\Lambda$  прохождения сгустков через мишень, определяемый ВЧ-полем, как правило, намного превышает длину сгустка  $\sigma_z$ . Тем не менее, как показано в [5], в спектре КПИ наблюдаются монохроматические линии, соответствующие высоким резонансам ВЧ-поля.

В работе [6] авторы измерили спектр КПИ, полученный при прохождении через мишень шести ультракоротких электронных сгустков ( $\sigma_z \leq 20$  мкм) с

периодом  $\Lambda = 700$  мкм, и показали, что в спектре наблюдается основная гармоника с частотой  $\nu_1 = c/\Lambda = 0.43$  ТГц и вторая гармоника ( $\nu_2 = 2c/\Lambda = 0.86$  ТГц).

Спектр некогерентного обратного переходного излучения (т.е. испускаемый одиночным зарядом) в хорошем приближении можно считать постоянным ( $dW_{inc}/d\omega = \text{const}$ ) в области частот  $2\pi ca/\gamma \ll \omega \ll \omega_p$ , где  $a$  – поперечный размер мишени,  $\omega_p$  – частота плазмона материала мишени [7, 8]. Спектр КПИ, генерируемого сгустком электронов длительностью  $\sigma_z$ , в области высоких частот будет определяться формфактором  $F_e(\omega) = \exp(-\omega^2 \sigma_z^2 / c^2) = \exp(-(2\pi\nu/\nu_0)^2)$ :

$$\frac{dW_{coh}}{d\omega} \approx N_e^2 F_e(\omega) \frac{dW_{inc}}{d\omega}, \quad (1)$$

где  $\nu_0 = c/\sigma_z$ ,  $N_e$  – число электронов в сгустке.

В пренебрежении влиянием размеров мишени на низкочастотную часть спектр КПИ показан на рис. 1.

Спектр КПИ от последовательности идентичных сгустков представляет собой набор квазимонохроматических линий [3]:

$$\frac{dW_{train}}{d\omega} \approx N_e^2 F_e(\omega) G_{train}(\omega) \frac{dW_{inc}}{d\omega}, \quad (2)$$

где  $G_{train}(\omega) = [\sin(N_b \omega \Lambda / 2c) / \sin(\omega \Lambda / 2c)]^2$  – формфактор последовательности  $N_b$  сгустков.

На рис. 2 показан пример нормированного спектра КПИ от последовательности сгустков с  $N_b = 8$  и

<sup>1)</sup>e-mail: naumenko@tpu.ru

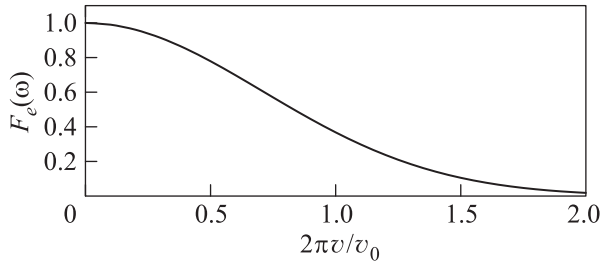


Рис. 1. Типичный спектр когерентного переходного излучения

$\Lambda = 50\sigma_z$ . Следует иметь в виду, что значения макси-

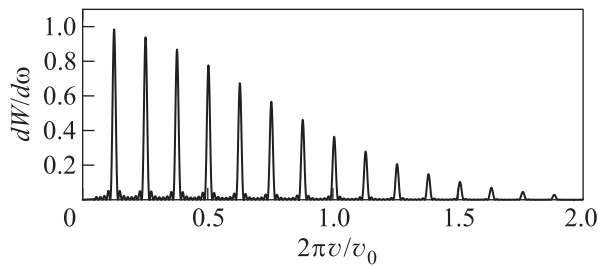


Рис. 2. Спектр когерентного переходного излучения от последовательности сгустков с  $N_b = 8$  и  $\Lambda = 50\sigma_z$

мумов в спектре определяются величиной  $N_b^2 \cdot F_e(\omega)$ . Частотный интервал между двумя последующими спектральными пиками зависит от межсгустковых расстояний  $\Lambda$ :  $\Delta\nu = c/\Lambda$ , или, для традиционных ускорителей  $\Delta\nu = \nu_{RF}$  ( $\nu_{RF}$  – частота ВЧ-поля).

В диагностике пучков заряженных частиц спектры КПИ, измеренные экспериментально, используют для определения длины или продольного профиля электронных сгустков [9, 2] с помощью соотношения Крамерса–Кронига [10]. Однако, как правило, точность спектральных измерений не позволяет получить продольный профиль сгустка. В этом случае в эксперименте измеряют параметр  $\nu_0$  при исследовании высокочастотной части спектра.

Как следует из рис. 2, спектральные измерения с разрешением  $\Delta\nu_{\text{exp}} \leq \Delta\nu$  не позволяют получить необходимую информацию. Интенсивность измеряемых линий зависит от эффективного числа сгустков, излучающих синфазно. Эта величина определяется практически неконтролируемыми параметрами пучка (стабильностью ВЧ-поля, заселенности сгустков и проч.), что делает невозможным нахождение параметра  $\nu_0$  из огибающей кривой, описывающей интенсивности спектральных максимумов.

В данной работе спектральные измерения проводили с использованием интерферометра Мартина–Паплетта [11–13] (см. IV на рис. 3), параметры ко-

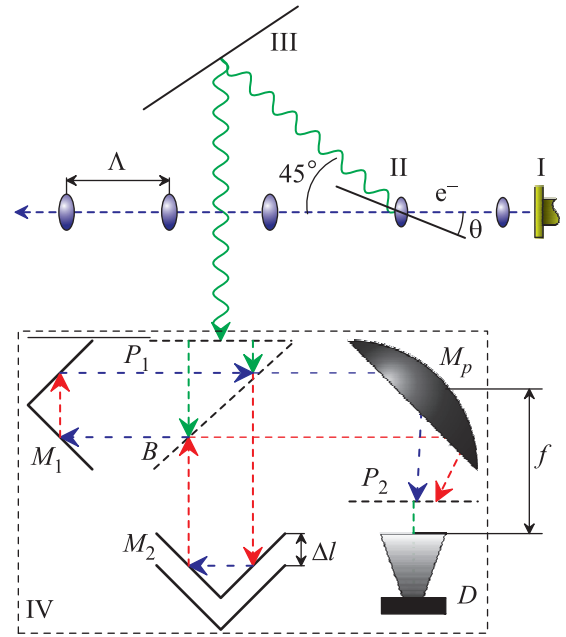


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема эксперимента. I – патрбук микротрона, II – мишень переходного излучения, III – зеркало, IV – интерферометр Мартина–Паплетта

торого представлены в табл. 1. При этом разрешение интерферометра по частоте  $\Delta\nu_{\text{exp}} \leq \Delta\nu$ . Эксперимент проводили на выведенном пучке релятивистских электронов микротрона ФТИ ТПУ с параметрами пучка, указанными в табл. 2. Схема эксперимента представлена на рис. 3.

Таблица 1. Параметры интерферометра (см. обозначения на рис. 3)

Параметр	Значение (мм)
Габаритные размеры	550 × 550
Размеры зеркал $M_1$ и $M_2$	170 × 170
Диаметр зеркала $M_p$	210
Фокусное расстояние $M_p$ , $f$	95
Диаметр поляризатора $P_1$	230
Размеры поляризатора $P_2$	70 × 70
Проекционный диаметр делителя $B$	210
Перемещение зеркала $M_2$ , $\Delta l$	150
Точность перемещения $M_2$	0.1

В этих условиях при длине волны  $\lambda > 9$  мм ( $\nu \leq 33.3$  ГГц) излучение электронного сгустка имеет когерентный характер [14]. Из-за когерентности процесса интенсивность излучения возрастает в  $N_e$  раз, что делает ее доступной для измерений существующими детекторами при комнатной температуре.

**Таблица 2.** Свойства (параметры) выведенного пучка релятивистских электронов

Наименование параметра	Значение
Энергия электронов, $E$ (МэВ)	6.1
Лоренц-фактор, $\gamma$	12
Длительность макро-импульса	$\approx 4\mu$
Частота макро-импульсов, Гц	$1 \sim 10$
Длина электронного сгустка, $\sigma_z$	2.4 мм
Количество электронов в сгустке, $N_e$	$\approx 10^8$
Число сгустков в макроимпульсе, $N_b$	$\approx 10^4$
Расстояние между сгустками, $\Lambda$ (мм)	114
Частота ВЧ-поля, $\nu_{RF}$ (ГГц)	2.63
Поперечное сечение пучка (мм)	$4 \times 2$
Угловая расходимость пучка (рад)	0.08

Для регистрации излучения использован детектор  $D$  (см. рис. 3), разработанный в НИИ полупроводниковых приборов г. Томска на базе широкополосной антенны с беспороговым диодом, который обеспечивает регистрацию излучения при комнатной температуре с чувствительностью  $\approx 0.3$  мВ/Ватт. Изменение спектральной чувствительности детектора в спектральном диапазоне  $5 \text{ мм} < \lambda < 30 \text{ мм}$  по паспортным данным не превышает 20%. Детектор установлен в фокусе параболы  $M_p$ . Для обрезания низкочастотного фона на детектор установлены запрельные волноводы диаметром 15 и 20 мм (что соответствует детектированию излучения в диапазонах  $\lambda < 25.5 \text{ мм}$  и  $\lambda < 34 \text{ мм}$  соответственно). Поляризатор  $P_1$  и делитель излучения  $B$  представляют собой периодические проволочные структуры с шагом 0.5 мм и коэффициентом заполнения 1/2.

Для указанных выше параметров интерферометра угловой захват составляет 0.08 рад при запрельном волноводе диаметром 15 мм и 0.1 рад при диаметре 20 мм. Разрешение спектрометра определяется длиной перемещения  $\Delta l$  подвижного зеркала  $M_2$ :  $\delta\nu \sim c/(2\Delta l)$ , и соответствует  $\delta\nu \approx 3 \cdot 10^{10}/30 = 1 \text{ ГГц} < \nu_{RF}$ .

Мишень II и зеркало III (см. рис. 3) представляют собой металлические пластины размером  $300 \times 200$  мм. При повороте мишени II в пределах  $\theta = (10^\circ \sim 35^\circ)$  регистрируют ориентационную зависимость переходного излучения. В этих измерениях интерферометр был установлен в “нулевое” положение, т.е. оптические пути для обоих плеч были равны. Нормированная на максимальное значение, данная зависимость представлена на рис. 4. Статистическая погрешность измерений в каждой точке представленной зависимости не превышает уровня 3%. Как следует из рис. 4, ориентационная зависимость имеет два четких максимума для  $\theta_1 = 18.5^\circ$  и  $\theta_2 = 26.5^\circ$ .

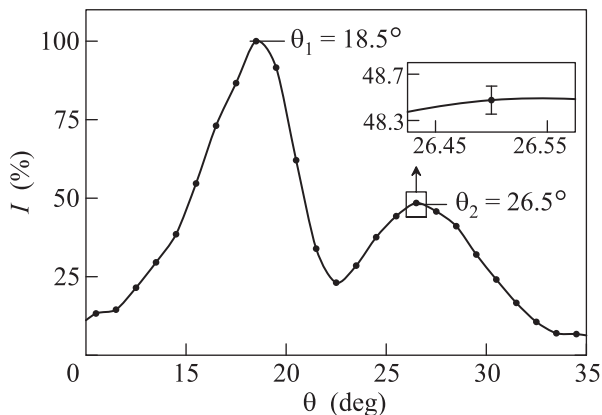


Рис. 4. Ориентационная зависимость когерентного переходного излучения

Интерферограмма излучения была измерена в положении левого максимума, а фона – в точке  $\theta = 35^\circ$ . Типичный вид интерференционной картины при значении  $\theta_1 = 18.5^\circ$  представлен на рис. 5.

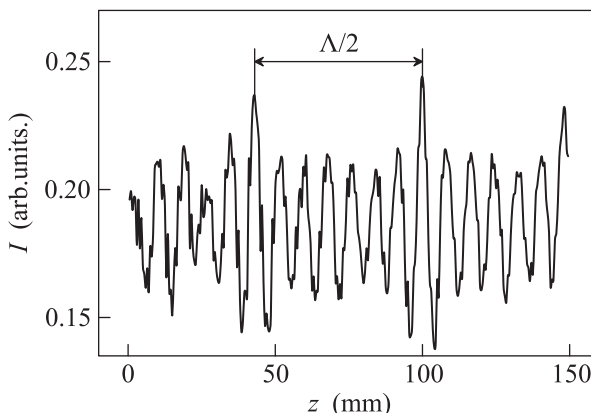


Рис. 5. Типичная интерферограмма в левом максимуме ориентационной зависимости

Следует отметить, что интерферограмма имеет вид периодического сигнала с выделенными максимумами, разнесенными на величину  $\Lambda/2$ , т.е. наблюдается интерференция излучения от двух соседних электронных сгустков.

Для восстановления спектров по данным интерферограммам использована методика на основе обратного преобразования Фурье с гауссовой аподизацией, описанная, например, в [10]. Восстановленные спектры излучения представлены на рис. 6.

Измеренный спектр имеет вид последовательности узких пиков. В табл. 3 приведены значения частот  $\nu_{exp}$  в максимумах этих пиков и расчетные частоты  $\nu_k = k \times \nu_{RF}$  для номера  $k$  – порядка резонанса от базовой частоты  $\nu_{RF} = c/\Lambda = 2.63 \text{ ГГц}$  (см. табл. 1).

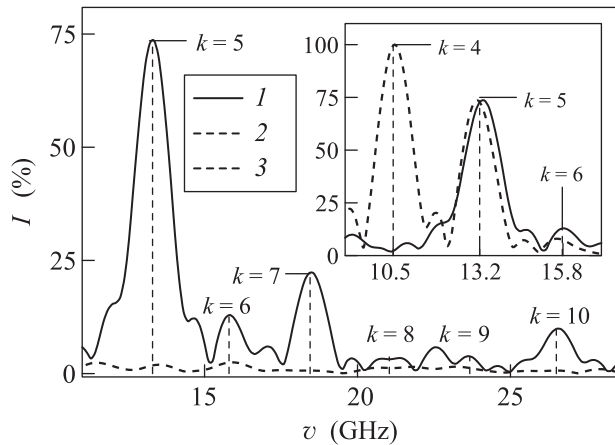


Рис. 6. Спектры когерентного переходного излучения, восстановленные из интерферограмм для  $\theta = 18.5^\circ$ : 1 – с запредельным волноводом  $\varnothing 15$  мм, 2 – фоновый спектр (вне пиков углового распределения), 3 – с запредельным волноводом  $\varnothing 20$  мм

Таблица 3. Частоты в спектрах переходного излучения

Вид частоты	Значение частоты (ГГц) для разных спектров $k$						
	4	5	6	7	8	9	10
$\nu_k$	10.5	13.2	15.8	18.4	21.0	23.6	26.3
$\nu_{\text{exp}}$	10.5	13.3	15.8	18.5	–	–	26.3

Следует отметить, что в табл. 3 значения частот  $\nu_{\text{exp}}$  и  $\nu_k$  отличаются лишь в третьем знаке. Это говорит о большом вкладе в результирующий спектр интерференции излучения от последовательности электронных сгустков с  $N_b \gg 10$ .

Как следует из рис. 6 и из табл. 3, наблюдаемые в данной работе монохроматические спектральные линии в спектре КПИ соответствуют частотам, существенно превышающим  $\nu_{\text{RF}}$ . Следует ожидать, что, формируя пучок КПИ для прикладных исследований [4], используя коллиматоры, возможно “обрезать” вклад низких частот и получить узкую спектральную линию (см. врезку на рис. 6).

Для определения параметра  $\nu_0(\sigma_z)$  необходимо проводить спектральные измерения с разрешением  $\Delta\nu \gg c/\Lambda$ . На рис. 7 показаны спектры, полученные сверткой спектра, приведенного на рис. 2, с гауссовой функцией отклика спектрометра с разрешением  $\Delta\nu_{\text{sp}} = \nu = c/\Lambda$  и  $\Delta\nu_{\text{sp}} = 2\nu = 2c/\Lambda$ . Очевидно, что при

$$\Delta\nu_{\text{sp}} > \nu_{\text{RF}} \quad (3)$$

спектр близок к спектру КПИ от одиночного сгустка (см. рис. 1) и можно ожидать, что для корректного определения длины сгустка необходимо проводить

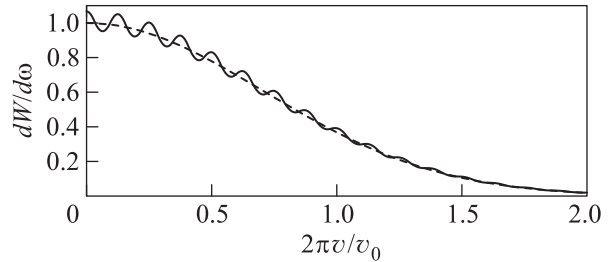


Рис. 7. Свертка спектра когерентного переходного излучения (см. рис. 2) с гауссовой функцией отклика спектрометра с разрешением  $\Delta\nu_{\text{sp}} = \nu = c/\Lambda$  (сплошная линия) и  $\Delta\nu_{\text{sp}} = 2\nu = 2c/\Lambda$  (пунктирная линия)

спектрометрические измерения с учетом вклада высших резонансов, т.е. при выполнении условия (3).

Работа выполнена по гранту Министерства РФ Государственное Задание “Наука”, базовая часть и Leverhulme Trust Foundation, Международная научная сеть, # IN-2015-012.

1. P.-V. L. Ginzburg and V. N. Tsytovich, *Transition Radiation and Transition Scattering*, Adam Hilger, Bristol and N.Y. (1990).
2. D. Mihalcea, C. L. Bohn, U. Happek, and P. Piot, *Phys. Rev. ST-AB* **9**, 082801 (2006).
3. T. Takahashi, T. Matsuyama, K. Kobayashi, Y. Fujita, Y. Shibata, K. Ishi, and M. Ikezawa, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 3770 (1998).
4. S. Casalbuoni, B. Schmidt, P. Schmsler, V. Arsov, and S. Wesch, *Phys. Rev. ST-AB* **12**, 030705 (2009).
5. R. A. Marsh, A. S. Kesar, and R. J. Temkin, *Phys. Rev. ST-AB* **10**, 082801 (2007).
6. P. Piot, Y. E. Sun, T. J. Maxwell, J. Ruan, A. H. Lumpkin, M. M. Rihaoui, and R. Thurman-Keup, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 261501 (2011).
7. A. P. Potylitsyn, *Nucl. Instrum. and Methods B* **145**, 259 (1998).
8. N. F. Shulga and S. N. Dobrovolsky, *Phys. Lett. A* **259**, 291 (1999).
9. U. Hapek, A. Sievers, and E. Blum, *Phys. Rev. Lett. A* **67**, 2962 (1991).
10. L. Frolich, *DESY-Thesis* (2005).
11. D. H. Martin and E. Puppelt, *Infrared Phys.* **10**, 105 (1970).
12. D. K. Lambert and P. L. Richards, *Appl. Opt.* **17**, 1595 (1978).
13. V. M. Da Costa and L. B. Coleman, *Appl. Spectroscopy* **44**, 1301 (1990).
14. A. N. Aleinik, A. S. Aryshev, B. N. Kalinin, G. A. Naumenko, A. P. Potylitsyn, G. A. Saruev, A. F. Sharafutdinov, O. Yu. Malakhovskii, and E. A. Monastyrev, *JETP Lett.* **76**(6), 337 (2002).