

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПО ОПТИЧЕСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

А. В. Вуколов¹, А. П. Потылицын², М. В. Шевелев, С. Р. Углов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Предложена и реализована оптическая схема диагностики умеренно релятивистских электронных пучков, основанная на регистрации оптического переходного излучения (ОПИ). Данная схема позволяет измерять профиль пучка, его угловую расходимость и энергию, не прибегая к расщеплению пучка ОПИ на два, а используя единственный оптический тракт. Применяемая коммерческая ССД-камера с рабочим полем 6×20 мм и размерами пикселя 26×26 мкм позволила измерять угловое распределение ОПИ и, соответственно, энергию электронов с точностью около 7%.

We propose and implement the optical scheme for diagnostics of moderately relativistic electron beams based on detection of the optical transition radiation (OTR). Using a single optical path, the scheme allows measuring the electron energy, the transverse profile and angular divergence of beam without splitting OTR beam into two parts. The commercial CCD camera with an image area of 6×20 mm and a pixel size of 26×26 μm allowed us to measure the angular distribution of OTR and, accordingly, the electron energy with an accuracy of about 7%.

PACS: 41.60-m; 7.60.-j; 41.75.Ht; 29.00.00

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] авторы предложили использовать оптическое переходное излучение (ОПИ) пучка релятивистских электронов для измерения средней энергии одного сгустка («single shot model»). В оптической схеме авторы работы [2] применяли набор микролинз для так называемой фокусировки на бесконечность, при которой детектировалось 2D-изображение углового распределения ОПИ (с помощью ССД-камеры). Авторы продемонстрировали, что угловое расстояние между максимумами в угловом распределении ОПИ $\Delta\theta \approx 2/\gamma$ (γ — лоренц-фактор), несмотря на наличие угловой расходимости электронного пучка. С помощью программы ZEMAX авторы цитируемой работы промоделировали используемую оптическую схему с известными оптическими характеристиками (фокусными расстояниями) и получили калибровку, позволяющую перевести результаты координатных измерений изображения ОПИ в угловое распределение (миллиметры в радианы). Погрешность такой калибровки определяется точностью установки расстояния между ССД-камерой, линзами и знанием фокусного расстояния.

¹E-mail: vukolov@tpu.ru

²E-mail: potylitsyn@tpu.ru

В настоящей работе предлагается метод калибровки непосредственно в эксперименте, который не требует моделирования ZEMAX и пригоден для оптических схем с использованием объектива с изменяемым фокусом.

МОДЕЛЬ

Работоспособность предлагаемого метода проиллюстрируем простейшей схемой (рис. 1).

Основная проблема схемы с единственной ССD-камерой связана с тем, что такая камера с фиксированным «рабочим полем» и заданными размерами пикселей должна регистрировать с достаточным пространственным разрешением изображение профиля пучка, а при изменении фокусировки — угловое распределение ОПИ, которое сводится к двумерному изображению на ССD-камере.

Рассмотрим поле ОПИ на детекторе, который расположен на фиксированном расстоянии b от линзы, а сама линза с изменяющимся фокусным расстоянием — на расстоянии a (т. е. коэффициент увеличения $M = b/a$). Радиальную компоненту E_D поля ОПИ на детекторе запишем следующим образом [4, 5]:

$$E_D(R_D) = \text{const} \int_0^{R_L \max} R_L dR_L \frac{R_L}{(a^2/\gamma^2 + R_L^2)} J_1 \left(\frac{2\pi}{a\lambda} \frac{R_L R_D}{M} \right) \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{\pi R_L^2}{a\lambda} \left[1 + \frac{1}{M} - \frac{a}{f} \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь λ — длина волны ОПИ, интегрирование ведется по апертуре линзы $0 \leq R_L \leq R_L \max$; J_1 — функция Бесселя; a — расстояние между мишенью и линзой; f — фокусное расстояние.

Для фокусного расстояния $f = M a / (M + 1)$ аргумент в экспоненте в (1) обращается в нуль, что соответствует фокусировке на мишень.

При $f \rightarrow \infty$, т. е. при фокусировке на бесконечность, детектор регистрирует изображение, описывающее распределение, зависящее от полярного угла $\theta = R_D / (a + b)$.

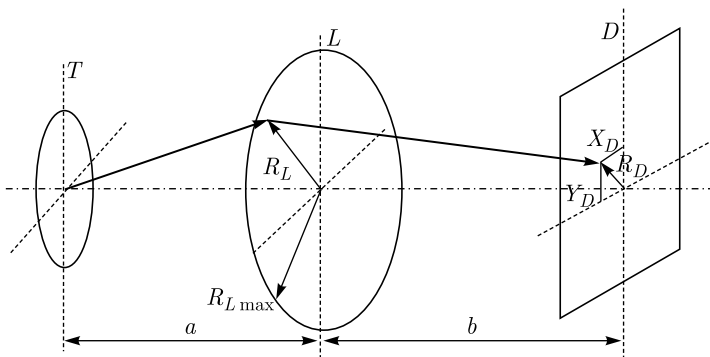


Рис. 1. Схема регистрации ОПИ: T — мишень, L — линза, D — координатно-чувствительный детектор ССD-камера

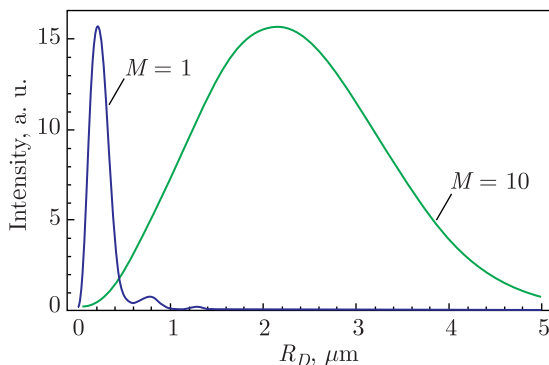


Рис. 2. Радиальное распределение изображения ОПИ одиночного электрона на поверхности детектора

Далее рассмотрим конкретный пример:

$$\gamma = 10, \quad \lambda = 0,5 \text{ мкм}, \quad a = 25 \text{ мм}, \quad R_{L \text{ max}} = 25 \text{ мм}.$$

На рис. 2 показано радиальное распределение интенсивности ОПИ на поверхности детектора

$$W_D(R_D) = |E_D(R_D)|^2 \quad (2)$$

при фокусировке на мишень для двух значений коэффициента увеличения ($M = 1$ и $M = 10$).

Как известно, при фокусировке на мишень детектор регистрирует изображение профиля пучка, испускающего ОПИ. Для единственного электрона, как показано на рис. 2, подобное изображение (так называемое point spread function) характеризует пространственное разрешение оптической схемы, которое определяется длиной волны ОПИ, усилением и апертурой линзы [4–6]:

$$\Delta R_D \sim \frac{\lambda}{\theta_{\text{max}}} M = \frac{\lambda}{R_{L \text{ max}}/a} M. \quad (3)$$

В рассматриваемом случае ($M = 10$) поперечный размер пучка $\sigma_b \sim 1$ мм отображается на детекторе пятном размером $\sigma_b \sim 10$ мм. Подобная схема позволяет использовать коммерчески доступные ССД-камеры с достаточно большим размером пикселей.

На рис. 3 приведено распределение $W_D(R_D)$ при $M = 10$ для фокусировки на бесконечность ($f \rightarrow \infty$) (точки). Сплошной линией показана функция, описывающая угловое распределение ОПИ:

$$F_{\text{ang}}(R_D, R_0) = \text{const} \frac{R_D^2}{(R_D^2 + R_0^2)^2} = \text{const} (b + a)^2 / \left(\frac{(b + a)^2}{\gamma^2} + \theta^2 (b + a)^2 \right)^2 \quad (4)$$

при $R_0 = (a + b)/\gamma = 5000 \text{ мкм} = 5 \text{ мм}$.

Следует указать, что в реальном случае любой длиннофокусный объектив может быть сфокусирован на определенное конечное расстояние, но не на бесконечность.

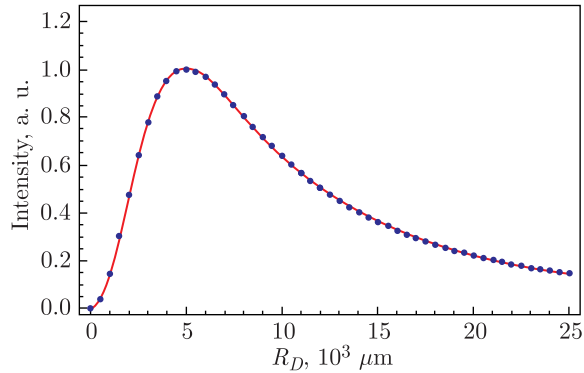


Рис. 3. Радиальное распределение пятна ОПИ на детекторе при фокусировке на бесконечность (точки). Сплошная кривая — аппроксимация (4)

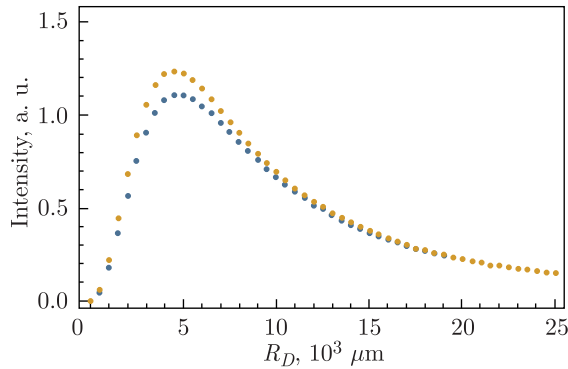


Рис. 4. Влияние конечного фокусного расстояния на регистрируемые распределения ОПИ

На рис. 4 показано аналогичное распределение $W_D(R_D)$ для фокусного расстояния $f = 10a$ (нижнее распределение). Верхнее распределение соответствует фокусному расстоянию $f = 5a$.

Как и ожидалось, в обоих случаях распределения $W_D(R_D)$ описывают угловое распределение ОПИ, но максимум, соответствующий углу $\theta = 1/\gamma$, приходится на другое значение радиуса R_0 по сравнению с идеальным случаем (см. рис. 3).

В реальной экспериментальной ситуации с использованием длиннофокусного объекта значение f может быть известно с некоторой долей неопределенности. Поэтому необходима процедура независимой калибровки оптической схемы, которая описана далее.

ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 5 показана схема экспериментальной установки [7]. Электронный пучок с энергией 5,7 МэВ, импульсным током ≈ 230 мкА, длительностью макроимпульса 0,5 мкс, с частотой следования макроимпульсов 50 Гц был получен на микротроне Ми-6 Томского политехнического университета. Для формирования профиля пучка электронов вакуумный канал оборудован системой магнитных линз и коллиматоров.

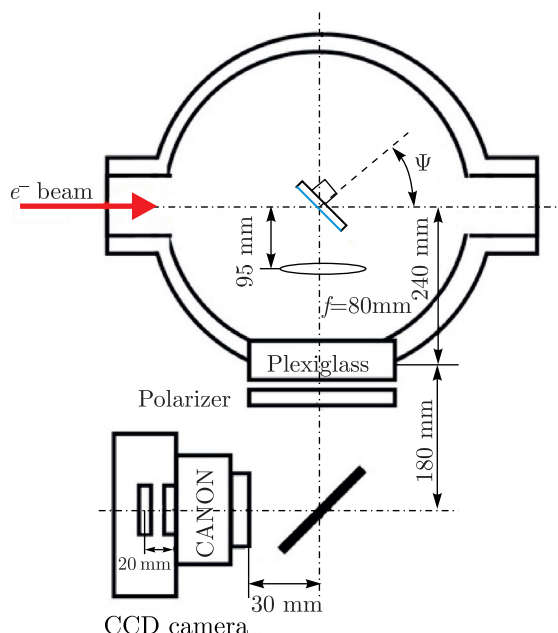


Рис. 5. Схема эксперимента

Оптический тракт для регистрации ОПИ включает регулирующую линзу CANON MACRO LENS EF-S, расположенную перед CCD-камерой Arpegge Alta U30, а также линзу с фокусным расстоянием $f = 80$ мм, размещенную в вакуумной камере, как показано на рис. 5. Ориентация оси оптического тракта соответствовала углу $(90,0 \pm 0,5)^\circ$ относительно электронного пучка. Основные характеристики CCD-камеры приведены в таблице.

Характеристики CCD-камеры Arpegge Alta U30

Параметр	Значение
Размер массива матрицы, пиксель	1024 × 256
Размер пикселя, мкм	26 × 26
Область визуализации, мм	26,6 × 6,6 (177 мм ²)
Диагональ, мм	27,4
Размер видеоизображения, дюйм	1,7
Квантовая эффективность на 400 нм, %	57
Пик квантовой эффективности, %	65
Тип чувствительности к цвету	Черно-белая
Динамический диапазон, дБ	96

На рис. 6 показан профиль пучка, полученный по потемнению стеклянной мишени в сравнении с профилем, полученным при измерении ОПИ от мишени из полированного алюминия. Оптическая схема линз и CCD-камеры настраивалась как фокусировка на мишень. Градуировка измерений (получение соотношения мм/пиксель)

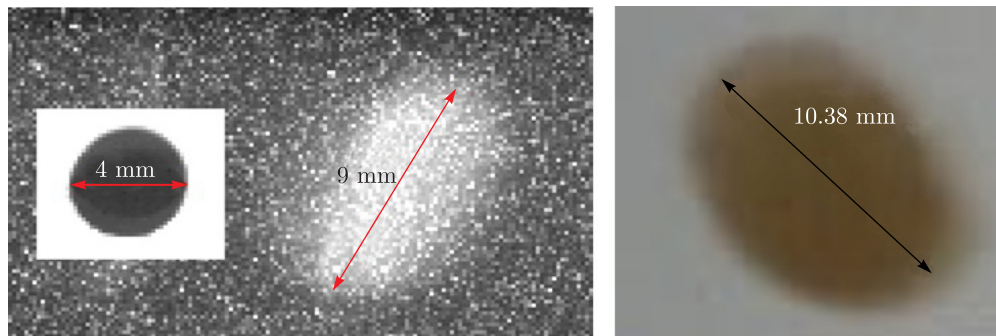


Рис. 6. Сравнение результатов измерения профиля пучка с помощью ОПИ (слева) и по потемнению стекла (справа)

проводилась с детектированием (по той же схеме) круга диаметром 4 мм, размещенного на мишени (см. рис. 6). Максимальный размер пучка составил около 9 мм. Некоторое расхождение измерений по ОПИ и потемнению стекла объясняется вкладом рассеянных электронов. Следует отметить, что экспозиция стеклянной пластинки соответствовала 10 мин, тогда как профиль ОПИ измерялся за 10–60 с в зависимости от тока пучка.

На рис. 7, а показано пространственное распределение интенсивности ОПИ, измеренное по той же оптической схеме, которая была сфокусирована на бесконечность. Для доказательства регистрации углового распределения ОПИ были получены при помощи поляризатора Vitacon 62 мм пространственные распределения для горизонтальной и вертикальной компонент поляризации.

Следует отметить, что угловое распределение горизонтальной компоненты ОПИ (см. рис. 7, б) является асимметричным из-за малого значения лоренц-фактора ($\gamma \approx 10$) [3]. Вертикальная компонента ОПИ остается симметричной (см. рис. 7, в). Как известно, угловое расстояние между максимумами в угловом распределении ОПИ определяется с удвоенным обратным лоренц-фактором:

$$\Delta\theta \approx 2/\gamma. \quad (5)$$

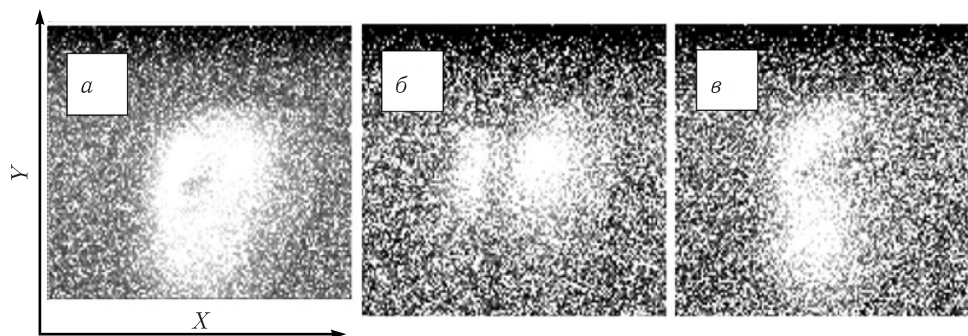


Рис. 7. Пространственное распределение ОПИ при $\Psi = 45^\circ$: а) изображение, полученное без поляризатора; б) горизонтальная компонента поляризации; в) вертикальная компонента поляризации

Как показано в [2], расходимость начального электронного пучка вплоть до $0,5/\gamma$ приводит к сдвигу максимума в угловом распределении ОПИ не более чем на 5%. Для независимой калибровки («привязки» номера пикселя ССD-камеры к угловым переменным) использовался следующий метод. При изменении угла поворота мишени на $\Delta\Psi$ изображение на ССD-камере сдвигается на угол $\Delta\theta = 2\Delta\Psi$.

Найденная зависимость сдвига минимума интенсивности кольцевого распределения ОПИ от угла вращения мишени (рис. 8) дает связь между углом вращения и пикселями ССD-камеры. Используя соотношение $\Delta\theta = 2\Delta\Psi$, можно получить исходную градуировку $\Delta\theta/\Delta N = (0,075 \pm 0,09)^\circ/\text{пиксель}$.

Как следует из рис. 9, раствор конуса ОПИ (угол между максимумами) составляет $2\theta m = (9,75 \pm 0,7)^\circ = 0,17$ рад, что позволяет определить лоренц-фактор $\gamma = 1/\theta m = 11,7 \pm 0,84$ ($E = (6,0 \pm 0,4)$ МэВ).

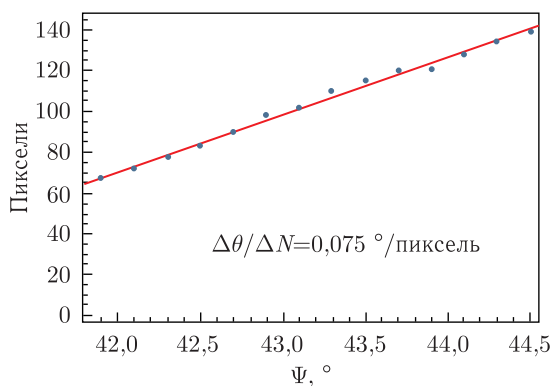


Рис. 8. Зависимость сдвига оси конуса ОПИ от угла поворота мишени

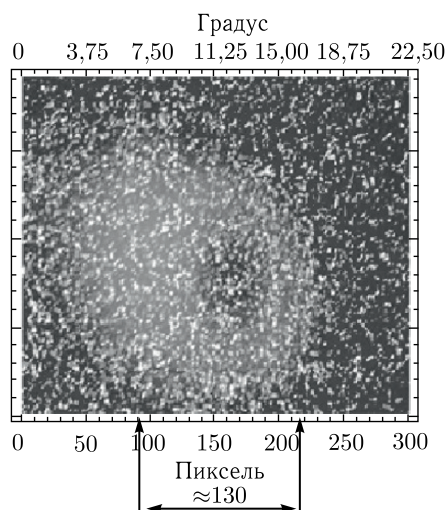


Рис. 9. Угловое распределение ОПИ для ориентации мишени на $\Psi = 45,3^\circ$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что, используя длиннофокусный объектив и ССД-камеру, можно измерять угловое распределение ОПИ при независимой калибровке по угловым переменным. Оптическая схема с фиксированным расположением всех элементов и объективом с регулируемым фокусным расстоянием позволяет измерять как поперечный профиль электронного пучка, так и его угловое распределение, которое «несет» информацию об энергии электронного пучка.

В эксперименте измерена энергия умеренно релятивистского электронного пучка по угловому распределению ОПИ при наборе статистики, соответствующей прохождению через мишень $N_e = 2 \cdot 10^{12}$ электронов, поскольку расходимость конуса ОПИ определяется величиной γ^{-1} . Увеличение светосилы оптической схемы с использованием ССД-камеры с меньшим размером пикселей позволит существенно повысить точность измерений при уменьшении необходимой статистики.

Предлагаемая схема позволяет измерить размер и расходимость электронного пучка, что дает информацию для оценки эмиттанса пучка без использования двух оптических трактов, как предлагалось в [2].

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sakamoto F., Iijima H., Dobashi K. et al. Emittance and Energy Measurements of Low-Energy Electron Beam Using Optical Transition Radiation Techniques // Jpn. J. Appl. Phys. Part 1. 2005. V. 44, Iss. 3. P. 1485; doi: 10.1143/JJAP.44.1485.
2. Cianchi A., Anania M. P., Bellaveglia M., Bisesto F. et al. Transverse Emittance Diagnostics for High Brightness Electron Beams // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 865. P. 63; doi:10.1016/j.nima.2016.11.063.
3. 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, Iss. 3. P. 297; doi:org/10.1016/S0168-9002(99)00566-5.
4. Potylitsyn A. P. Image of Optical Diffraction Radiation (ODR) Source and Spatial Resolution of ODR Beam Profile Monitor // Advanced Radiation Sources and Applications / Ed. H. Wildemann, 2006. P. 149; doi:10.1007/1-4020-3450-4_12.
5. Lebedev V. A. Diffraction-Limited Resolution of the Optical Transition Radiation Monitor // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 372, Iss. 3. P. 344; doi.org/10.1016/0168-9002(95)01400-4.
6. Karataev P., Aryshev A., Boogert S. et al. First Observation of the Point Spread Function of Optical Transition Radiation // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 174801; doi:10.1103/PhysRevLett.107.174801.
7. Алексеев Б. А., Вуколов А. В., Конусов Ф. В. и др. Черенковские радиаторы на основе кристаллов алмаза и корунда // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 1(246). С. 34–38.

Получено 7 февраля 2023 г.