

Монохроматичность оптического излучения Смита–Парселла, генерируемого пучком электронов с энергией 75 кэВ

Ю. Н. Адисhev, А. В. Вуколов¹⁾, Д. В. Карловец, А. П. Потылицын, Г. Кубе²⁾+

Томский политехнический университет, 634034 Томск, Россия

+DESY, 22603 Hamburg, Germany

Поступила в редакцию 16 июня 2005 г.

Исследовалась монохроматичность оптического излучения Смита–Парселла (ИСП), которое генерировалось пучком электронов с энергией 75 кэВ и конечным эмиттансом $\epsilon = 0.65 \cdot 10^{-4}$ мм·рад, пролетающим над оптической решеткой с периодом $D = 0.833 \mu\text{м}$. Показано, что монохроматичность (ширина линии) ИСП определяется не только угловой апертурой монохроматора, но и расходимостью электронного пучка.

PACS: 41.60.–m, 41.85.Qg

В последние годы были созданы и успешно эксплуатируются лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) для генерации интенсивного монохроматического излучения в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах [1]. Подобные ЛСЭ используют пучок электронов с энергией порядка 50–200 МэВ, проходящий через ондулятор с периодом в несколько сантиметров. Одной из перспективных схем является ЛСЭ, основанный на эффекте Смита–Парселла, который позволит получать излучение в указанном диапазоне на пучке электронов с энергией < 1 МэВ [2]. Излучение Смита–Парселла (ИСП) генерируется при прохождении заряженной частицы параллельно поверхности периодической структуры (например, дифракционной решетки). Механизм излучения был предсказан Франком [3] и впервые экспериментально наблюдался Смитом и Парселлом [4] на пучке электронов с энергией ~ 300 кэВ в оптическом диапазоне. В работах [5–9] исследовалась интенсивность ИСП в оптическом диапазоне на пучках электронов с энергией от 20 кэВ [9] до 855 МэВ [8]. Однако монохроматичность излучения до сих пор экспериментально не исследовалась.

Для мононаправленного электронного пучка положение линии в спектре излучения определяется углом излучения и периодом решетки по известному дисперсионному соотношению [4]

$$\lambda_n = \frac{D}{|n|} \left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi \right), \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения, D – период решетки, n – порядок дифракции, $\beta = v/c$ – отношение скорости

электрона к скорости света, θ и Φ – углы вылета фотонов ИСП, показанные на рис.1.

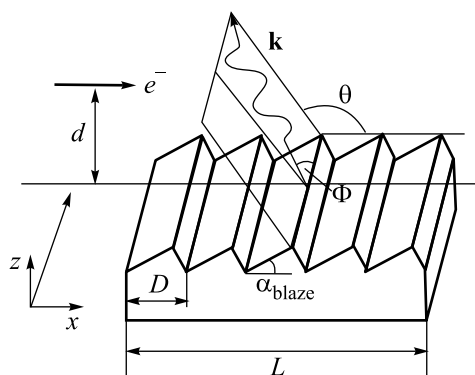


Рис.1. Схема генерации ИСП: \mathbf{k} – волновой вектор, α_{blaze} – угол зуба решетки, d – расстояние между траекторией электрона и решеткой (прицельный параметр)

Монохроматичность ИСП для мононаправленного пучка и для фиксированного угла вылета фотонов ИСП определяется числом периодов решетки N :

$$\Delta\lambda/\lambda \approx 1/N.$$

Угловое распределение энергии излучения для n -го порядка дается выражением [8]:

$$\frac{dW_n}{d\Omega} = 2\pi\alpha\hbar c \frac{n^2}{D} N \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \Phi}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi\right)^3} \times |R_n|^2 \exp\left(-\frac{4\pi d}{\lambda\beta\gamma} \sqrt{1 + (\beta\gamma \sin \theta \cos \Phi)^2}\right), \quad (2)$$

где α – постоянная тонкой структуры, $|R_n|^2$ – радиационный фактор, который определяется профилем решетки, γ – лоренц-фактор.

¹⁾ e-mail: vukolov@interact.phtd.tpu.edu.ru

²⁾ G. Kube.

Для нерелятивистских электронов фактор $|R_n|^2$ определяется профилем решетки и углами вылета фотона θ, Φ . Для расчета этой величины используются различные модели, которые дают результат, отличающийся более чем на порядок. Для оценок, в соответствии с моделью Ван-ден-Берга [10], для наших экспериментальных условий можно положить $|R_n|^2 = \text{const} = 1$. Интенсивность ИСП падает экспоненциально с увеличением прицельного параметра d . Параметр взаимодействия

$$h_{\text{int}} = \lambda\beta\gamma/4\pi,$$

определяет эффективность “связи” между пучком и решеткой. В эксперименте [4] размер пучка электронов ($150 \mu\text{m}$) был много больше, чем параметр взаимодействия $h_{\text{int}} \approx 0.1 \mu\text{m}$.

Экспериментальная установка для получения и исследования излучения Смита–Парселла в оптическом диапазоне длин волн была создана на основе электронного микроскопа ЭММА-2. Схема установки показана на рис.2. Электронный микроскоп генерирует

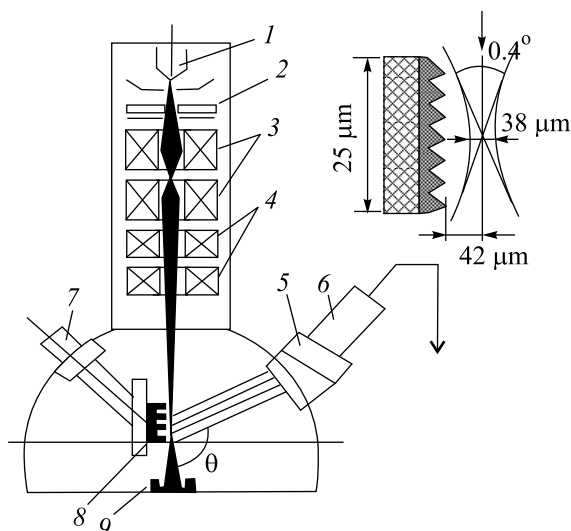


Рис.2. Геометрия эксперимента: 1 – катод, 2 – анод, 3 – конденсоры, 4 – система перемещения пучка, 5 – монохроматор, 6 – ФЭУ, 7 – микровинт, 8 – решетка, 9 – цилиндр Фарадея

пучок электронов энергией 25–100 кэВ и током около 1–3 мкА. Поперечное сечение пучка в фокусе на уровне центра дифракционной решетки составило $\leq 38 \pm 2 \mu\text{m}$. Расстояние между осью электронного пучка и решеткой в фокусе составляло $\approx 42 \mu\text{m}$, что практически исключало взаимодействие частиц пучка с решеткой. Для нашего эксперимента $h_{\text{int}} \approx 0.03 \mu\text{m}$. Следует отметить, что в эксперименте [5] диаметр пучка составлял $\sim 200 \mu\text{m}$, а в эксперименте [6] –

5 мм. Разброс по энергии электронов мы оценивали как $\Delta E/E < 1\%$. Эмиттанс пучка, который измерялся по размерам пучка в четырех точках по току вторичной электронной эмиссии с четырех перемещаемых пластин зарядово-чувствительным электрометром, составил $0.65 \cdot 10^{-4} \text{ мм}\cdot\text{рад}$ [11]. Пластины перемещались с помощью микрометрического винта, что позволило измерить диаметр пучка с пространственным разрешением $\approx 2 \mu\text{m}$ и получить эмиттанс из простого геометрического построения. Расходимость пучка мы оценивали как $\Delta\theta \approx 0.4^\circ$.

В эксперименте использовалась решетка с треугольным профилем (см. рис.1) с периодом 833 нм и углом $\alpha_{\text{blaze}} = 26.44^\circ$. Для длины решетки $L = 25 \text{ мм}$ число периодов N составляло ~ 30000 . Решетка была выполнена из стекла и напылена алюминием толщиной $700 \pm 50 \text{ нм}$. Наблюдение ИСП проводилось под углом $\theta = 135^\circ$, что соответствует длине волны излучения $\lambda = 745 \text{ нм}$ для $n = 3$ и энергии электронов $E = 75 \text{ кэВ}$ ($\beta = 0.49$).

В эксперименте с помощью оптического монохроматора с фотоумножителем, работавшим в счетном режиме, измерялся спектр излучения в диапазоне 500–760 нм. Разрешение монохроматора регулировалось шириной входной щели. Для выбранной ширины щелей монохроматора 2 мм разрешение было измерено с помощью лазера с длиной волны $\lambda_{\text{лаз}} = 634 \text{ нм}$ и шириной линии $\approx 10^{-2} \text{ нм}$ и составляло $\Delta\lambda \approx 3.5 \text{ нм}$ ($\Delta\lambda$ – полная ширина на полувысоте измеренного спектра) (см. рис.3а). Для калибровки оптической системы, кроме указанного лазера, использовались лазерный диод ($\lambda = 655 \text{ нм}$), красный ($\lambda = 665 \text{ нм}$) и синий ($\lambda = 490 \text{ нм}$) светодиоды. На рис.3б показан спектр излучения лазерного диода, измеренный монохроматором. Мощность лазера измерялась калориметром и составила 0.37 мВт. Два последовательных нейтральных фильтра ослабляли лазерный пучок с коэффициентом ослабления $k = 1.3 \cdot 10^{-6}$, что позволило использовать в качестве детектора ФЭУ с тем же самым коэффициентом усиления, что и в измерениях спектра ИСП. Результаты измерений позволили получить коэффициент пересчета числа отсчетов ФЭУ в ватты.

Для нормального положения решетки ($\Phi = 90^\circ$) мы наблюдали яркий пик на длине волны $\lambda_3 = 745 \text{ нм}$, что хорошо согласуется с теорией ($\lambda_3^{\text{теор}} = 745.2 \text{ нм}$) с шириной $\Delta\lambda/\lambda \approx 1.4\%$ (см. рис.4).

Выход фотонов с учетом апертуры монохроматора и эффективности ФЭУ составляет $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ фотон/ e^- . Для пучка с током $I = 1 \text{ мкА}$ под углом наблюдения $\theta = 130^\circ \pm 1.5^\circ$, для порядка дифракции $n = 3$, экспериментальное значение мощ-

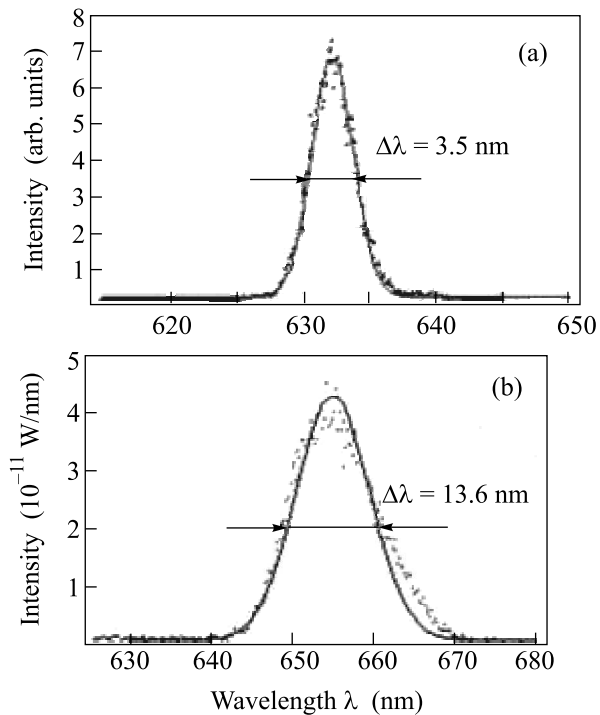


Рис.3. Спектр излучения лазера и лазерного диода

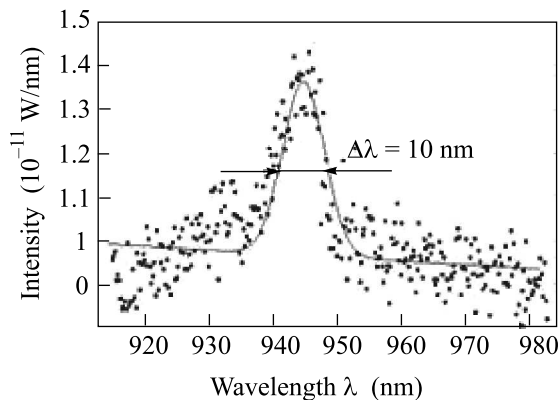


Рис.4. Измеренный спектр излучения Смита-Парселла (точки); сплошная кривая – подгонка гауссианом плюс постоянная подложка

ности полезного сигнала (мощности ИСП) составляло $\Delta P \approx 3.2 \cdot 10^{-12}$ Вт.

Телесный угол, вырезаемый щелью монохроматора и фотокатодом ФЭУ, в нашем эксперименте оценивался как $\Delta\Omega = 5 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, мы зарегистрировали яркость излучения (угловое распределение мощности на единицу тока, которое с точностью до константы совпадает с энергией ИСП в единичный телесный угол)

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} &= \frac{\Delta W}{\Delta\Omega} = 6.4 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Вт}}{\text{мкА} \cdot \text{стерад}} = \\ &= 6.4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эВ}}{\text{e}^- \cdot \text{стерад}} \end{aligned}$$

Суммарная ошибка измерений не превышает 50%. В эксперименте [5] измеренная мощность ИСП для порядка дифракции $n = 2$ и пучка с током 0.25 мкА и энергией 100 кэВ, составляла $\Delta P \approx 3 \cdot 10^{-11}$ Вт, а яркость на единицу тока

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} = 16 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Вт}}{\text{мкА} \cdot \text{стерад}}$$

В работе [6] получена мощность ИСП в оптическом диапазоне 34 мкВт/см²·стерад для пучка с током 3 мА и энергией 120 кэВ. В цитируемом эксперименте детектор просматривал площадь решетки 0.5 мм², что соответствует уровню яркости:

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} = 5.7 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Вт}}{\text{мкА} \cdot \text{стерад}}$$

Наши данные несколько меньше, чем в эксперименте [5], однако значительно выше (примерно на 2 порядка), чем результат, полученный в эксперименте [6].

Мы провели дополнительный эксперимент с небольшим касанием пучка электронов поверхности на начальном и конечном участках решетки, что сопровождалось наблюдаемым свечением этих участков. На рис.5 показан измеренный спектр излучения. Ин-

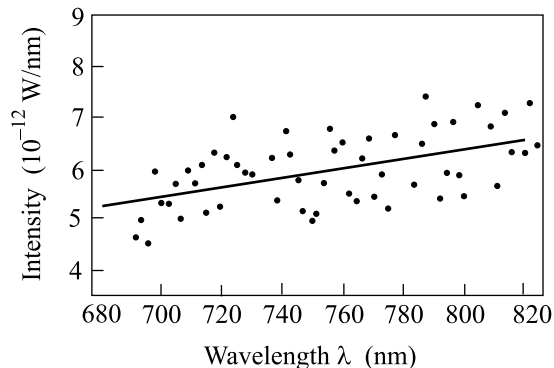


Рис.5. Спектр излучения при касании пучка решетки (точки); сплошная линия – подгонка прямой

тенсивность излучения в этом случае значительно возросла, но никаких линий в спектре не наблюдается. По-видимому, при касании пучка решетки генерируется переходное излучение со сплошным спектром. Влияние горизонтальной угловой расходимости на положение и форму линии ИСП ранее рассматривалось в работе [12]. Было показано, что положение

линии в спектре в этом случае определяется формулой Смита–Парселла при замене D -периода решетки на $D/\cos \Psi$, где Ψ – угол между проекцией вектора скорости пучка на плоскости решетки и перпендикуляром к “гребню” зуба. В нашем случае эффектами, связанными с горизонтальной расходимостью пучка, на форму линии можно пренебречь.

Однако влияние вертикальной угловой расходимости и конечной угловой апертуры детектора $\Delta\theta$ на положение и форму линии ИСП даже в простейшей модели [13], в которой реальная решетка заменяется набором идеально проводящих полосок (стрипов), разделенных вакуумными промежутками, будет значительным. Для нулевого эмиттанса и апертуры $\Delta\theta = 3^\circ$ мы получили оценку монохроматичности $\Delta\lambda/\lambda = 0.7\%$. На рис.6 приведен расчет линии ИСП

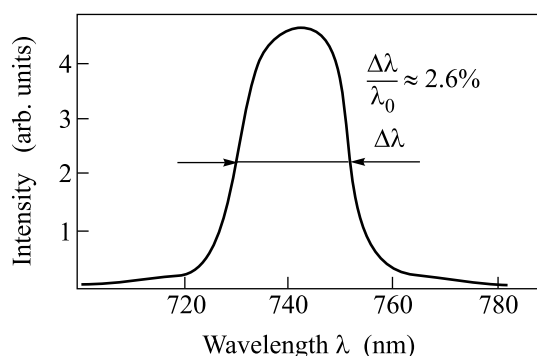


Рис.6. Форма линии ИСП после усреднения по вертикальному эмиттансу для экспериментальных значений апертуры монохроматора

для нашей апертуры при усреднении по вертикальному угловому распределению, которое аппроксимировалось гауссианом, с дисперсией $\sigma^2 = 1.96$ мрад². Как следует из рисунка, линия ИСП уширяется до значения $\Delta\lambda/\lambda = 2.6\%$. Геометрия выбиралась таким образом, чтобы на краю решетки траектория частицы касалась последней для максимального угла пролета $\theta_{0\max} = 3\sigma$. Уширение линии происходит, в первую очередь, из-за увеличения расстояния между пролетающим электроном и решеткой для ненулевого угла пролета θ_0 . При удалении электрона от решет-

ки на расстояние больше, чем h_{int} , остальная часть решетки практически не дает вклада, то есть вместо N периодов линия ИСП формируется при излучении от $N_{\text{eff}} \ll N$, где эффективное число периодов N_{eff} как раз и определяется начальным участком решетки. Исходя из экспериментальных значений ширины линии, можно оценить эффективное число периодов, дающих вклад в линию ИСП, $N_{\text{eff}} \approx \lambda/\Delta\lambda \approx 70$.

Уширение линии ИСП было вычислено с использованием простейшей модели ИСП, где профиль реальной решетки не учитывается. Однако данное приближение дает значение, близкое к экспериментальному, что позволяет получить полуколичественные оценки для учета влияния конечного эмиттанса пучка на характеристики ИСП. Это, в свою очередь, позволяет использовать полученные результаты для оценки возможности создания нового типа ЛСЭ на основе ИСП [7], где монохроматичность линии в спектре играет определяющую роль.

1. W. B. Colson, Nucl.Instr. Meth. A **375**, 669 (1996).
2. A. Friedman, A. Gover et al., Rev. Mod. Phys., Vol. **60**, No. 2, April 1988.
3. M. Frank, Izv. Nauk. SSSR Ser. Fiz. **6**, 3 (1942).
4. S. J. Smith and E. M. Purcell, Phys. Rev. **92**, 1069 (1953).
5. A. Gover et al., J. Opt. Soc. Am. B **1**, 723 (1984).
6. I. Shih et al., J. Opt. Soc. Am. B **1**, 345 (1989).
7. J. Urata, M. Goldstein, M. F. Kimmitt et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 516 (1998).
8. G. Kube, *Observation of optical Smith-Purcell radiation at an electron beam energy of 855 MeV*, Dissertation, Institute of a nuclear physics, University Mainz, 1998, Germany.
9. H. Ishizuka et al., Nucl.Instr. Meth. A **445**, 276 (2000).
10. P. M. Van den Berg, J. Opt. Soc. Am. **63**, 1588 (1973).
11. Ю. Н. Адищев, А. В. Вуколов, А. П. Потылицын, Изв. ТПУ, Физика **307**, №6, 48 (2004).
12. O. Haerberle, P. Rullhusen, J.-M. Salome, and N. Maene, Phys. Rev. E **55**, 4675 (1997).
13. A. P. Potylitsyn, P. V. Karataev, and G. A. Naumenko, Phys. Rev. E **61**, 7039 (2000).