

Измерения поляризационных характеристик когерентного дифракционного излучения в субтерагерцовом диапазоне

Д. А. Шкитов⁺¹⁾, А. П. Потылицын⁺, Г. А. Науменко⁺, М. В. Шевелев⁺, А. Арышев*, Н. Терунума^{*2)},
Дж. Уракава^{*2)}

⁺Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

^{*}High Energy Accelerator Research Organization, 305-0801 Tsukuba, Japan

Поступила в редакцию 3 апреля 2019 г.

После переработки 26 апреля 2019 г.

Принята к публикации 30 апреля 2019 г.

Проведен цикл измерений поляризационных характеристик когерентного переходного излучения и когерентного дифракционного излучения на ускорителе LUCX. Показано, что результаты измерений линейной компоненты поляризации в обоих случаях хорошо описываются теоретической моделью, по которой степень эллиптической поляризации дифракционного излучения близка к 100 %. Этот факт указывает на значительный вклад (до 90 %) циркулярно поляризованной компоненты дифракционного излучения для углов излучения, превышающих величину γ^{-1} (γ – Лоренц-фактор) относительно направления зеркального отражения.

DOI: 10.1134/S0370274X19120014

Введение. Область применения источников электромагнитного излучения в субтерагерцовом и терагерцовом (ТГц) диапазонах расширяется с каждым годом [1]. Широкое распространение получили методы генерации ТГц излучения, основанные на лазерных технологиях [2]. Альтернативные методы, использующие релятивистские электронные пучки субпикосекундной/фемтосекундной длительности, развиваются не менее успешно [3–5].

Дальнейшее расширение областей применения ТГц/суб-ТГц излучения связывается с возможностью получения поляризованных импульсов излучения с регулируемыми характеристиками, в первую очередь, такими, как тип поляризации – линейная, круговая или эллиптическая. Например, циркулярно поляризованное ТГц излучение используется для изучения киральной структуры белков [6], спиновой динамики в твердых телах [7], и др. В работе [8] авторы предложили использовать двухчастотный лазерный импульс, генерирующий в плазме ТГц излучение, круговая поляризация которого определяется соотношением между интенсивностями лазерного импульса на каждой частоте и задержкой между ними.

Более распространенный метод получения циркулярно поляризованного излучения основан на стан-

дартной оптической технике – например, трансформация линейной компоненты поляризации в круговую при пропускании излучения через пластинку в четверть длины волны [9] или через структуру из метаматериала [10].

В статье [11] описан источник ТГц излучения, генерируемого модулированным электронным пучком через механизм когерентного переходного излучения (КПИ), которое обладает только линейной поляризацией [12]. В эксперименте [13] авторы получили циркулярно поляризованное излучение в результате интерференции КПИ, которое генерировалось электронным сгустком, пересекающим две мишени, расположенные на расстоянии L . Если это расстояние выбирается из условия $L/z_f = \pi/2$, где $z_f = 2\pi\gamma^2\lambda$ – длина формирования переходного излучения (γ – Лоренц-фактор электрона, λ – длина волны излучения), то результирующее излучение будет циркулярно поляризованным. Авторы работы [14] предложили схему генерации циркулярно поляризованного переходного излучения при пропускании электронного пучка через две мишени, которые представляют собой одномерную проволочную сетку с шагом, существенно меньшим, чем длина волны. Если эти сетки будут развернуты друг относительно друга на 90° и расположены на расстоянии, равном четверти длины формирования z_f , то линейно поляризованное переходное излучение трансформируется в циркулярно поляризованное. В качестве альтернативного меха-

¹⁾e-mail: shkitovda@tpu.ru

²⁾N. Terunuma, J. Urakawa.

низма когерентного излучения можно предложить дифракционное излучение (ДИ) [15], которое возникает при пролете электронов вблизи проводящей мишени. Как показано в [16], ДИ обладает круговой компонентой поляризации.

В нашей работе представлены первые результаты измерений поляризационных характеристик когерентного дифракционного излучения (КДИ) от плоской прямоугольной мишени, которые хорошо согласуются с теорией, предсказывающей высокую круговую поляризацию ДИ (до 90 %).

Описание эксперимента. Эксперимент был проведен на пучке линейного ускорителя электронов LUCX [17] с параметрами, приведенными в табл. 1. Экспериментальная станция подробно описана в статье [18], а блок-схема эксперимента представлена на рис. 1.

Таблица 1. Параметры пучка электронов и мишени

Энергия электронов, E	8 МэВ
Заряд сгустка	25 пК
Длина сгустка (СКО), σ_z	0.15 мм
Поперечный размер сгустка, $\sigma_{x,y}$	0.3 мм
Поперечный эмиттанс	0.3л мм·мрад
Размер мишени	30 мм × 60 мм
Материал мишени	Полированный алюминий

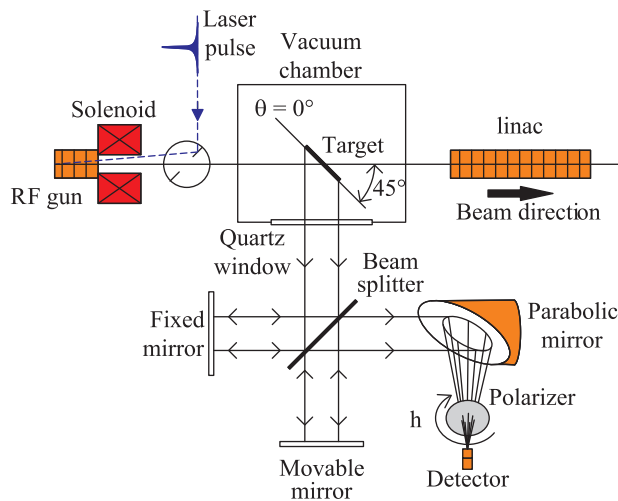


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента

Спектральные измерения были проведены с помощью интерферометра Майкельсона [19]. Ориентационные зависимости излучения измерялись при “равноплечном” положении зеркал интерферометра. Под ориентационной зависимостью мы понимаем зависимость интенсивности излучения от угла накло-

на мишени θ (см. рис. 1) относительно траектории электронного пучка. Далее нулевое значение θ соответствует углу наклона мишени 45° (как показано на рис. 1). Интерферометр был расположен под углом зеркального отражения (90° относительно пучка ускорителя). В наших измерениях мы использовали детектор, расположенный в фокусе параболического зеркала, на основе барьерного диода Шоттки с паспортной полосой чувствительности 90–140 ГГц ($\lambda = 2.14\text{--}3.33$ мм). При проведении поляризационных измерений перед входной апертурой детектора был установлен и жестко соединен с ним поляризатор. Поляризатор представлял собой сетку с шагом проволочек 75 мкм и диаметром, равным 15 мкм [19]. Таким образом, вращение поляризатора вокруг своей оси по углу η позволило измерять линейную компоненту поляризации излучения.

Результаты и их обсуждение. Для проверки работоспособности аппаратуры были проведены измерения характеристик хорошо изученного переходного излучения (ПИ). Перед проведением измерений мишень ПИ была выставлена так, чтобы электронный пучок проходил через центр мишени. Как показано в статье [20], угловое распределение когерентного ПИ искажается по сравнению с ПИ одиночного заряда в случае, если поперечный размер сгустка сравним с величиной $\gamma\lambda$. В нашем случае эффекты когерентности пренебрежимо малы.

В работе [12] развита строгая теория переходного излучения заряженной частицы произвольной энергии, которая пересекает наклонную границу двух сред. Громоздкие формулы, полученные в цитируемой работе, существенно упрощаются для релятивистской частицы ($\gamma \gg 1$) и в случае идеально проводящей мишени. Рассматривая так называемую геометрию “переходного излучения назад”, т.е. под углами, близкими к углу зеркального отражения относительно импульса частицы, и вводя проекционные углы вылета фотонов $\theta_x, \theta_y \sim \gamma^{-1}$ относительно направления зеркального отражения, можно получить сравнительно простые формулы (1), (2) и (3), описывающие характеристики ПИ [21]:

$$E_x^{\text{TR}} = \frac{e}{\pi^2} \cdot \frac{\theta_x + (\gamma^{-2} + \theta_x^2 + \theta_y^2)/2}{\gamma^{-2} + \theta_x^2 + \theta_y^2}, \quad (1)$$

$$E_y^{\text{TR}} = \frac{e}{\pi^2} \cdot \frac{\theta_y}{\gamma^{-2} + \theta_x^2 + \theta_y^2},$$

$$I_{\text{HP}}^{\text{TR}}(\theta) = |E_x^{\text{TR}}(\theta_x = 2\theta)|^2, \quad (2)$$

$$I_{\text{VP}}^{\text{TR}}(\theta) = |E_y^{\text{TR}}(\theta_x = 2\theta)|^2,$$

$$\langle I_{\text{HP}}^{\text{TR}}(\theta) \rangle = \int_{\Delta\Omega} I_{\text{HP}}^{\text{TR}}(\theta) d\theta_x d\theta_y. \quad (3)$$

где E_x^{TR} и E_y^{TR} – компоненты напряженности электрического поля переходного излучения, $I_{\text{HP}}^{\text{TR}}$ – интенсивность горизонтальной компоненты ПИ, $\Delta\Omega = \Delta\theta_x\Delta\theta_y$ – апертура детектора.

На рисунке 2 приведена ориентационная зависимость интенсивности КПИ с горизонтальной поля-

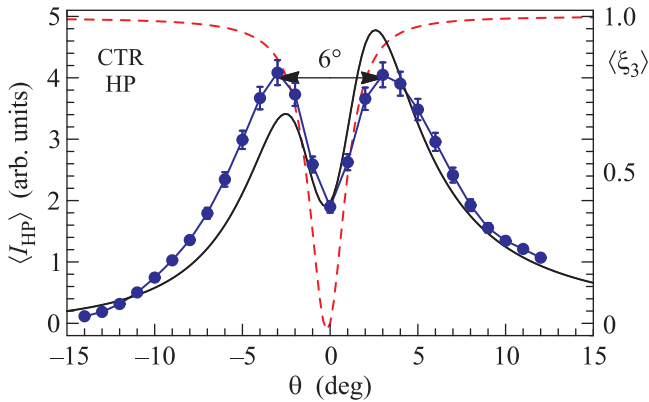


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сравнение измеренной и расчетной ориентационной зависимости КПИ (CTR) для горизонтальной поляризации (HP), точки – экспериментальные данные, сплошная линия – результаты моделирования с учетом апертуры детектора, пунктирная линия – степень линейной поляризации с учетом апертуры детектора

ризацией в сравнении с результатами расчета по используемой модели, где угол наклона мишени θ выражается через проекционный угол $\theta = \theta_x/2$. При моделировании апертура детектора выбиралась в соответствии с оценками, приведенными в работе [18], и составляла $\Delta\theta_x = \Delta\theta_y \approx 0.03 \sim \gamma^{-1}/2$. Расчетная кривая ориентационной зависимости, учитывающая апертуру детектора, удовлетворительно описывает результаты измерений. В моделировании мы предполагали постоянную эффективность детектора в рабочем спектральном диапазоне. На рисунке 3 представлены спектр КПИ, измеренный в левом максимуме интенсивности ориентационной зависимости ($\theta = -3^\circ$), и рассчитанный формфактор электронного сгустка с длиной σ_z и поперечными размерами σ_x, y (см. табл. 1). Восстановление спектра из интерферограммы проводилось на основе метода, изложенного в работе [22]. На рисунке 4 показана зависимость интенсивности КПИ от угла поворота поляризатора η в правом максимуме интенсивности ориентационной зависимости ($\theta = 3^\circ$). Экспериментальное значение степени линейной поляризации определялось по формуле $P_{\text{lin}} = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$, где значения интенсивностей I_{max} и I_{min} указаны на рис. 4 вертикальными стрелками и смещены друг от

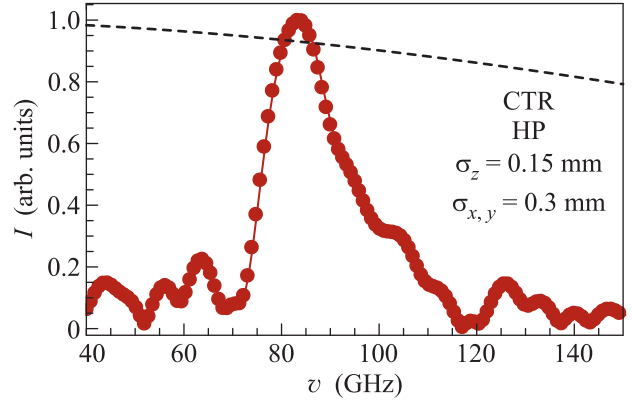


Рис. 3. (Цветной онлайн) Нормированный спектр КПИ, зарегистрированный детектором (точки), и рассчитанный формфактор сгустка с учетом всех трех размеров (пунктирная линия)

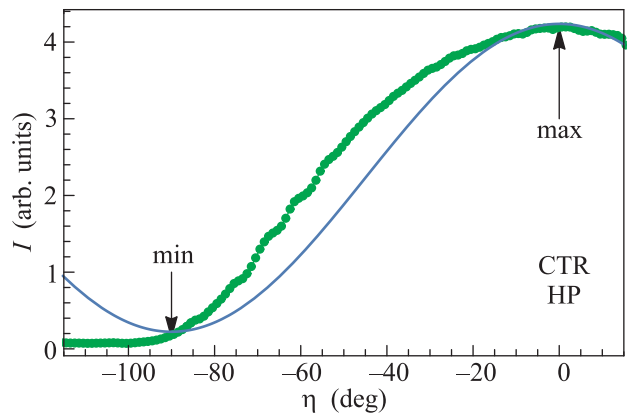


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость интенсивности КПИ от угла поворота поляризатора η (см. рис. 1) для правого максимума интенсивности ориентационной зависимости (см. рис. 2), точки – измерения, линия – теоретическая зависимость

друга на 90° . Значение угла η , соответствующее максимальному значению интенсивности горизонтальной компоненты, было выбрано за нулевое. Измеренное значение степени линейной поляризации $P_{\text{lin}} = 92\% \pm 4\%$ хорошо согласуется с результатом моделирования $P_{\text{mod}} = 90\%$ (см. рис. 2). При измерениях характеристик ДИ мы выбрали расстояние между краем мишени и пучком электронов (прицельный параметр) $h = 0.5 \text{ mm}$, что гарантирует прохождение пучка без взаимодействия с материалом мишени. С другой стороны, выполнение условия $h \ll \gamma\lambda/2\pi$ обеспечивает практически полное совпадение спектра ДИ со спектром ПИ в указанном диапазоне длин волн [16]. Ориентационная зависимость КДИ, измеренная для вертикальной поляризации, представлена на рис. 5. Также на этом рисунке показано рас-

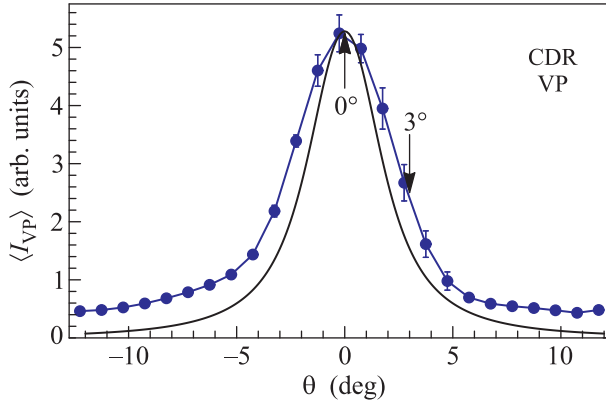


Рис. 5. (Цветной онлайн) Сравнение измеренной и расчетной ориентационной зависимости КДИ (CDR) для вертикальной поляризации (VP), точки – экспериментальные данные, сплошная линия – результаты моделирования с учетом апертуры детектора

четное распределение интенсивности КДИ с учетом апертуры, рассчитанное по формулам (4) и (5) в пренебрежении слагаемыми $\sim \gamma^{-2}$ [16]:

$$E_x^{\text{DR}} = \frac{ie}{4\pi^2} \cdot \frac{\theta_x}{\sqrt{\gamma^{-2} + \theta_x^2}} \cdot \frac{\exp(-\kappa)}{\sqrt{\gamma^{-2} + \theta_x^2 + i\theta_y}},$$

$$E_y^{\text{DR}} = \frac{e}{4\pi^2} \cdot \frac{\exp(-\kappa)}{\sqrt{\gamma^{-2} + \theta_x^2 + i\theta_y}},$$

$$\kappa = \frac{2\pi h}{\lambda} \sqrt{\gamma^{-2} + \theta_x^2},$$

$$\langle I_{VP}^{\text{DR}}(\theta) \rangle = \int_{\Delta\Omega} I_{VP}^{\text{DR}}(\theta) d\theta_x d\theta_y, \quad (5)$$

где E_x^{DR} и E_y^{DR} – компоненты напряженности электрического поля дифракционного излучения, I_{VP}^{DR} – интенсивность вертикальной компоненты ДИ и h – прицельный параметр. Расчет проводился для частоты $\nu = 85$ ГГц.

Исчерпывающее описание поляризационных характеристик дифракционного излучения можно получить, вычислив параметры Стокса [23]. Расчет параметров Стокса с учетом апертуры детектора производился по формулам (6), которые справедливы как для ПИ, так и для ДИ:

$$\langle \xi_1 \rangle = \frac{\langle E_x^* E_y \rangle + \langle E_x E_y^* \rangle}{\langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle},$$

$$\langle \xi_2 \rangle = \frac{i(\langle E_x^* E_y \rangle - \langle E_x E_y^* \rangle)}{\langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle},$$

$$\langle \xi_3 \rangle = \frac{\langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle}{\langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle},$$

где символ $*$ означает комплексное сопряжение, усреднение $\langle E_i^* E_j \rangle$ ведется по формуле (7):

$$\langle E_i^* E_j \rangle = \int_{\Delta\Omega} E_i^* E_j d\theta_x d\theta_y. \quad (7)$$

Зависимость линейной поляризации от угла поворота мишени (параметр Стокса $\langle \xi_3 \rangle$, см. [16], показана на рис. 6. Как видно, эффект конечной апертуры

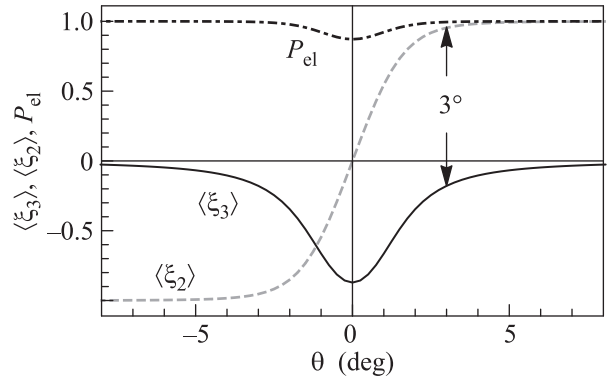


Рис. 6. Зависимость приведенных параметров Стокса от угла наклона мишени θ с учетом апертуры ($\langle \xi_3 \rangle$ – сплошная линия, $\langle \xi_2 \rangle$ – пунктирная линия, P_{el} – штрихпунктирная линия)

не приводит к заметному уменьшению степени линейной поляризации в максимуме – $\langle \xi_3 \rangle \approx 87\%$ при $\theta = 0^\circ$. Также на рис. 6 приведена зависимость параметра Стокса $\langle \xi_2 \rangle$, характеризующего круговую поляризацию. Эффект конечной апертуры практически не изменяет степень круговой поляризации, которая равна нулю для $\theta = 0^\circ$, где линейная поляризация достигает максимума, и стремится к 100% при $\theta > 3^\circ$ ($\theta_x > \gamma^{-1}$). Компонента $\langle \xi_1 \rangle$ тождественно равна нулю. Следует отметить, что “полная” степень эллиптической поляризации [24] $P_{el} = \sqrt{\langle \xi_1 \rangle^2 + \langle \xi_2 \rangle^2 + \langle \xi_3 \rangle^2}$ остается высокой ($> 90\%$) для любой ориентации мишени.

На рисунках 7 и 8 представлены измеренные зависимости интенсивности КДИ от угла η для двух значений угла наклона мишени в максимуме интенсивности ориентационной зависимости при $\theta = 0^\circ$ и для угла наклона $\theta = 3^\circ$ (указано стрелками на рис. 5). Измерение степени линейной поляризации P_{lin} для направления максимума излучения КДИ дает величину $\langle \xi_3 \rangle_{\text{exp}} = 83\% \pm 4\%$, хорошо согласующуюся с расчетом. При наклоне мишени на угол $\theta = 3^\circ$ полученное экспериментальное значение $\langle \xi_3 \rangle_{\text{exp}} = 11\% \pm 4\%$, которое также хорошо согласуется с расчетом $\langle \xi_3 \rangle \approx 18\%$. На рисунке 7 и 8 представлено сравнение экспериментальных данных с теоре-

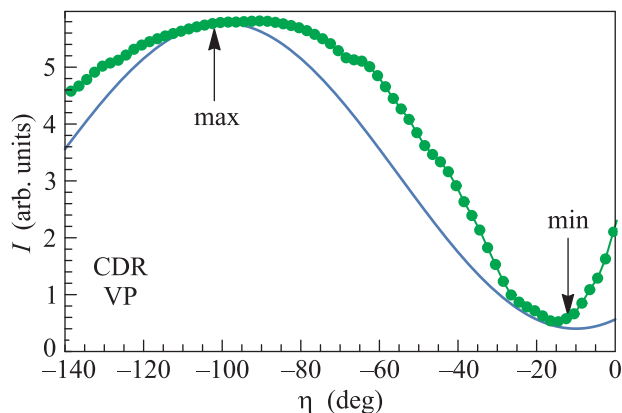


Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость интенсивности вертикальной компоненты КДИ от угла поворота поляризатора η в максимуме пика (см. рис. 5), точки – измерения, линия – теоретическая зависимость

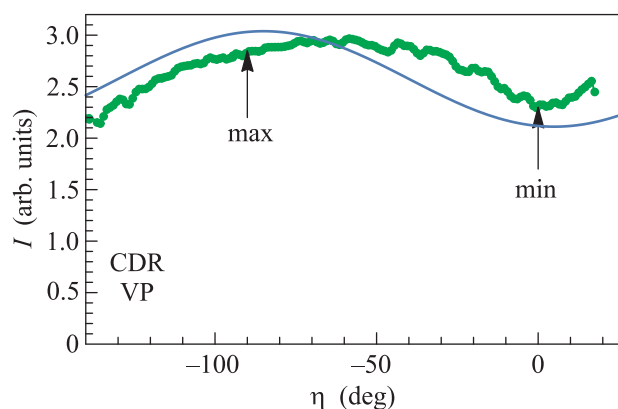


Рис. 8. (Цветной онлайн) Зависимость интенсивности вертикальной компоненты КДИ от угла поворота поляризатора η при смещении на 3° от максимума пика (см. рис. 5), точки – измерения, линия – теоретическая зависимость

тической кривой для степени линейной поляризации (параметр $\langle \xi_3 \rangle$).

Заключение. Полученные результаты измерений демонстрируют практически 100 % линейную поляризацию КПИ (горизонтальную) и КДИ (вертикальную) вдоль направления зеркального отражения, что хорошо согласуется с теорией [16]. Экспериментальные результаты подтверждают высокую степень когерентности ПИ и ДИ. Степень поляризации когерентного излучения при регистрации его детектором с конечной апертурой заметно не изменяется. Для случая КДИ при измерениях для угла наклона мишени $\theta = 3^\circ$ (что означает для угла наблюдения $\theta_x = 6^\circ \sim 1/\gamma$) мы наблюдали уменьшение линейной поляризации до 11 %. Отсюда можно сделать вывод, что в этом направлении излучение является

поляризованным с круговой компонентой поляризации ($\langle \xi_2 \rangle \approx 95\%$). Таким образом, механизм ДИ может быть использован для генерации терагерцового излучения с возможностью изменения типа поляризации (линейная или круговая).

Работа поддержана программой “Наука” Министерства образования и науки РФ, грант # 3.1903.2017, совместной российско-японской программой Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 18-52-50002 ЯФ_а и программой развития Национального исследовательского Томского политехнического университета по проекту ведущих университетов мира.

1. M. Tonouchi, Nat. Photonics **1**, 97 (2007).
2. D. Mittleman, IEEE Photonics Journal **2**, 232 (2010).
3. D. Daranciang, J. Goodfellow, M. Fuchs, H. Wen, S. Ghimire, D.A. Reis, H. Loos, A.S. Fisher, and A.M. Lindenberg, APL **99**, 141117 (2011).
4. E. Chiadroni, M. Bellaveglia, P. Calvani et al. (Collaboration), Rev. Sci. Instrum. **84**, 022703 (2013).
5. N. Sei and T. Takahashi, Sci. Rep. **7**, 17440 (2017).
6. X. Yang, X. Zhao, K. Yang, Y. Liu, Y. Liu, W. Fu, and Y. Luo, Trends in Biotechnology **34**, 810 (2016).
7. А.С. Прохоров, В.Б. Анзин, Д.А. Витухновский, Е.С. Жукова, И.Е. Спектор, Б.П. Горшунов, S. Vontragool, M.B.S. Hesselberth, J. Aarts, G.J. Nieuwenhuys, M. Dumm, D. Faltermeier, S. Kaiser, S. Yasin, M. Dressel, and N. Drichko, ЖЭТФ **130**, 1027 (2006).
8. H. Wang, N. Li, Y. Bai, P. Liu, Z. Wang, and C. Liu, Opt. Express **25**, 30987 (2017).
9. N. Amer, W.C. Hurlbut, B.J. Norton, Y.S. Lee, and T.B. Norris, Appl. Phys. Lett. **87**, 221111 (2005).
10. N. Yogesh, T. Fu, F. Lan, and Z. Ouyang, IEEE Photonics J. **7**, 4600212 (2015).
11. E. Chiadroni, A. Bacci, M. Bellaveglia et al. (Collaboration), APL **102**, 094101 (2013).
12. В.Е. Пафомов, Труды ФИАН **44**, 28 (1969).
13. Y. Shibata, S. Sasaki, K. Ishi, T. Takahashi, T. Matsuyama, and K. Kobayashi, Rev. Sci. Instrum. **72**, 3221 (2001).
14. Б.М. Болотовский, А.В. Серов, Краткие сообщения по физике ФИАН **7**, 29 (2003).
15. Б.М. Болотовский, Г.В. Воскресенский, УФН **88**, 209 (1966).
16. A.P. Potylitsyn, M.I. Ryazanov, M.N. Strikhanov, and A.A. Tishchenko, *Diffraction Radiation from Relativistic Particles*, Springer, Berlin (2010).
17. A. Aryshev, M. Shevelev, Y. Honda, N. Terunuma, and J. Urakawa, APL **111**, 033508 (2017).

18. A. Aryshev, A. Potylitsyn, G. Naumenko, M. Shevelev, K. Lekomtsev, L. Sukhikh, P. Karataev, Y. Honda, N. Terunuma, and J. Urakawa, *Phys. Rev. Accel. Beams* **20**, 024701 (2017).
19. M. Shevelev, A. Aryshev, S. Araki, M. Fukuda, P. Karataev, N. Terunuma, and J. Urakawa, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **771**, 126 (2015).
20. А. П. Потылицын, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 762 (2016).
21. A. Potylitsyn, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B* **145**, 169 (1998).
22. L. Frolich, *DESY-Thesis* **011**, 13 (2005).
23. Г. В. Розенберг, *УФН* **56**, 77 (1955).
24. М. М. Бредов, В. В. Румянцев, И. Н. Топтыгин, *Классическая электродинамика*, Физматлит, М. (1985).