

07;09;12

Особенности генерации когерентного перестраиваемого гамма-излучения в перекрестном желобковом резонаторе лазера на свободных электронах

© Ф.Ф. Барышников, В.В. Перебейнос, Н.В. Чебуркин

ГУП ОКБ "Гранат", Москва

Поступило в Редакцию 27 ноября 1998 г.

Предложен новый способ генерации мощного перестраиваемого когерентного гамма-излучения в перекрестном желобковом резонаторе лазера на свободных электронах. Гамма-кванты генерируются при обратном комптоновском рассеянии внутрирезонаторного излучения на электронном пучке лазера на свободных электронах. Использование перекрестного желобкового резонатора позволяет существенно повысить внутрирезонаторную мощность и тем самым мощность гамма-излучения, а также решить проблему вывода жесткого излучения, устранив неизбежные ранее потери в толще зеркала резонатора.

Введение

Для различных приложений необходим когерентный, перестраиваемый по частоте источник гамма- и рентгеновских квантов. Такие источники могут найти применение при проведении исследовательских работ в физике твердого тела, ядерной физике, в медицине для диагностических целей (томография) и для прецизионного облучения опухолей, поскольку когерентное излучение легче фокусируется и лучше поглощается в нужном месте.

В работах [1,2] впервые была проанализирована возможность генерации когерентного гамма- и рентгеновского излучения при обратном комптоновском рассеянии лазерных квантов на пучке релятивистских электронов. Для длины волны жесткого излучения λ_X при $\gamma \gg 1$

имеем [3]

$$\lambda_x \approx \frac{\lambda_L}{4\gamma^2} (1 + \gamma^2 \theta^2), \quad (1)$$

где λ_L — длина волны лазерного излучения; γ — энергия электронов в единицах mc^2 ; m , c — масса электрона и скорость света соответственно; θ — угол наблюдения, отсчитываемый от направления движения электронного пучка.

В работе [4] впервые было предложено для генерации перестраиваемых по частоте гамма-квантов использовать внутрирезонаторное обратное комптоновское рассеяние излучения лазера на свободных электронах (ЛСЭ) на собственном электронном пучке. Жесткое излучение при этом не только может перестраиваться по частоте в широком диапазоне, но и является поляризованным. Для частоты излучения гамма-квантов имеем соотношение, обобщающее формулу (1):

$$\lambda_x \approx \frac{L}{8\gamma^4} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) (1 + \gamma^2 \theta^2), \quad (2)$$

где L — период ондулятора, а K — ондуляторный параметр.

С тех пор был проведен ряд демонстрационных экспериментов, подтвердивших основные теоретические оценки. Остановимся подробнее на одном из последних экспериментов подобного рода [5], в котором использовался ЛСЭ инфракрасного диапазона с возможностью перестройки длины волны в диапазоне 3.5–7.0 μm . Пиковый ток линейного ВЧ-ускорителя в электронном микроимпульсе длительностью 8 ps был равен 100 А. Макроимпульс длительностью 11 μs заполнялся микроимпульсами, разделенными 16 ns, при этом в оптическом резонаторе длиной 4.8 m помещалось 2 микроимпульса электронного и соответственно светового пучков. Столкновение электронного ($\gamma \approx 100$) и обратного светового микроимпульсов в центре резонатора приводило к генерации рентгеновских квантов с энергией в диапазоне 7–14 keV.

Для уменьшения поглощения жесткого излучения одно из зеркал резонатора изготавливалось из бериллия, причем центральная площадка зеркала диаметром 12 mm дополнительно утончалась до 1.7 mm. Для уменьшения потерь инфракрасного излучения поверхность бериллиевого зеркала дополнительно покрывалась слоем золота толщиной 100 μm .

Для определения числа гамма-квантов N_x в работе [5] использовалась следующая оценочная формула:

$$N_x \approx 22.7NK^2\gamma^2\theta^2q, \quad (3)$$

где $K = 0.934B_0[T]\lambda_{FEL}$ (см), B_0 — пиковое поле электромагнитной волны, λ_{FEL} — длина волны ЛСЭ, N — число периодов электромагнитной волны, θ — угол наблюдения в mrad, q — заряд электронов в пС. Так как $K^2 \propto J_{FEL}$ (W/cm²), $N \propto$ продолжительности волны, то $N_x \propto$ лазерной энергии, а не пиковой мощности.

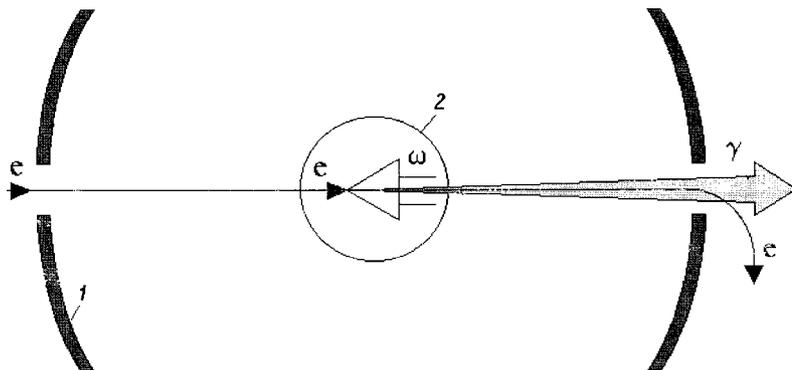
Для приведенных параметров расчет по формуле (3) дает для числа квантов жесткого излучения следующие значения [5]: $4 \cdot 10^2$ для микроимпульса, $2 \cdot 10^5$ для макроимпульса, $5 \cdot 10^6/s$ для 25 Hz частоты повторения макроимпульсов.

Экспериментальные результаты, полученные в работе [5], оказались примерно на порядок ниже приведенных цифр, что, по мнению авторов, связано главным образом с уменьшением внутрирезонаторной интенсивности вследствие повреждения золотого покрытия мощным инфракрасным излучением (потери на проход доходили до 6%), а также из-за частичного поглощения жестких квантов в зеркале резонатора. Отметим также, что при длительной работе неизбежной становится дополнительная деградация поверхности зеркала жестким излучением в области максимума лазерного поля, то, очевидно, еще больше увеличит внутрирезонаторные потери.

Основные положения

В настоящем сообщении предлагается для генерации гамма-квантов при внутрирезонаторном обратном комптоновском рассеянии в лазере на свободных электронах в качестве оптического резонатора использовать перекрестный желобковый резонатор [6,7]. При этом устраняются отмеченные в работе [5] затруднения, появляется возможность существенно повысить внутрирезонаторную мощность и интенсивность жесткого излучения и избежать потерь гамма-квантов в толще резонаторного зеркала (см. рисунок).

Напомним вкратце устройство ПЖР [7]. В отличие от обычных желобковых резонаторов образующая, которая формирует вогнутое зеркало при вращении вокруг оси симметрии ПЖР, наклонена под



Схематическое изображение генерации гамма-квантов при обратном комптоновском рассеянии в перекрестном желобковом резонаторе лазера на свободных электронах: 1 — зеркало; 2 — область взаимодействия.

небольшим углом к этой оси. В результате лучи, распространяющиеся между зеркалами, взаимно пересекаясь, заполняют в ПЖР центральную область значительной длины, которая ограничена внешней каустической поверхностью. На зеркалах же эти лучи однородно заполняют кольцевую область. При такой структуре поля наличие центрального отверстия в зеркале не оказывает существенного влияния на параметры колебания. Кроме того, описанная геометрия поля делает ПЖР особенно привлекательными для применения в мощных лазерах на свободных электронах [8].

В работах [9,10], а также [11–13] показано, что в описанных геометрических структурах могут существовать устойчивые колебания, а основная мода резонатора действительно имеет кольцевое распределение поля на зеркалах и сфокусированное распределение поля в центре резонатора в месте предполагаемого расположения ондулятора ЛСЭ. В работе [14] было проведено экспериментальное моделирование работы ПЖР в миллиметровом диапазоне длин волн, подтвердившее основные теоретические и расчетные результаты.

Таким образом, как это следует из описанных свойств ПЖР и приведенного рисунка, использование ЛСЭ с ПЖР для генерации когерентного перестраиваемого излучения позволяет:

— ввести центральное отверстие в зеркале резонатора (на оси симметрии) для вывода квантов жесткого излучения без потерь в толще зеркала. При этом введение центрального отверстия не влияет на интенсивность внутррезонаторного излучения, поскольку не увеличивает потерь основной моды, вследствие ее кольцевого распределения на поверхности зеркала;

— резко увеличить внутррезонаторную интенсивность излучения, а следовательно и интенсивность жесткого излучения за счет использования, например, охлаждаемой оптики, при этом толщина и конструкция зеркала не влияют на интенсивность жесткого излучения, выходящего из резонатора, как это было в случае традиционных резонаторов;

— устранить деградацию поверхности зеркала жестким излучением, поскольку кванты жесткого излучения не касаются поверхности зеркала, и тем самым сделать практически неограниченным ресурс работы установки.

Заключение

Подчеркнем, что отмеченные выше особенности использования ПЖР в мощном ЛСЭ (относительно высокая интенсивность жесткого излучения и большой ресурс работы) делают вероятным создание источника когерентного перестраиваемого источника жесткого излучения для решения конкретных задач как фундаментальной и прикладной физики, так и в новейших медицинских приложениях.

Авторы благодарны Дж. Мэйди и Е. Цармесу, Гавайский университет, за интерес к работе и стимулирующее обсуждение.

Список литературы

- [1] *Arutyunian F.R., Tumanian V.A.* // *Physics Letters*. 1963. V. 4. N 3. P. 176–178.
- [2] *Milburn R.H.* // *Physical Reviews Letters*. 1963. V. 10. N 3. P. 75–77.
- [3] *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980.
- [4] *Litvinenko V.N., Burnham Y.Wu B., Barnett G., Madey J.M.J.* // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 1995. V. A358. N 1–3. P. 345–348.
- [5] *Glotin F., Ortega J.-M., Prazeres R., Devanz G., Marcouille O.* // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 1997. V. A393. N 1–3. P. 519–524.

- [6] Bogatova G.A., Perebejnos V.V., Cheburkin N.V. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1995. V. A359. P. 61–62.
- [7] Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Перебийнос В.В. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 16. С. 67–70.
- [8] Kulipanov G.N., Sokolov A.S., Vinokurov N.A. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. V. A375. N 1–3. P. 576–579.
- [9] Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Перебийнос В.В. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. В. 4. С. 349–352.
- [10] Vinokurov N.V., Serednyakov S.S. // Proceedings, II Asian Symposium on Free Electron Lasers. Novosibirsk, June 13–16, 1995. 1996. P. 141–149.
- [11] Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Перебийнос В.В., Чебуркин Н.В. // Оптика и спектроскопия. 1996. Т. 81. В. 1. С. 156–163.
- [12] Varyshnikov F.F., Bogatova G.A., Cheburkin N.V., Perebejnos V.V. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1998. V. A405. P. 242–247.
- [13] Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Богомолов Г.Д., Клеев А.И., Перебийнос В.В., Чебуркин Н.В. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. В. 3. С. 230–234. Quantum Electronics (UK). 1997. V. 27. N 3. P. 224–228.
- [14] Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Богомолов Г.Д., Завялов В.В., Ипатов В.А., Клеев А.И., Перебийнос В.В., Чебуркин Н.В., Шампаров Е.Ю. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 19. С. 69–75.