

Сентябрь 1989 г.

Том 159, вып. 1

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

**НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ**

21.378.325

**ОНДУЛЯТОРНЫЕ И ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ  
МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

***Е. Г. Бессонов, А. В. Виноградов***

(Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР)

**СОДЕРЖАНИЕ**

1 . Ондуляторное излучение . . . . .	143
2 . Лазеры на свободных электронах . . . . .	145
3 . Рентгеновские лазеры . . . . .	150
Список литературы . . . . .	153

Создание источников когерентного излучения в новых спектральных диапазонах — одна из фундаментальных задач физики. Если говорить о мягком рентгеновском диапазоне, то решение ее сулит появление мощных методов исследования, инструментов, а по некоторым прогнозам — и технологий для физики твердого тела, физики плазмы, биологии, медицины, материаловедения, микролитографии. Публикуемую выше статью Д. Эттвуда, К. Холбака и Кванг-Дже Кима [1] можно рекомендовать как хорошее введение в круг вопросов, связанных с получением и применением пучков мягкого рентгеновского излучения. Статья написана четыре года назад. Однако последующий ход событий показал, что авторам удалось верно уловить основные тенденции развития физики мягкого рентгеновского диапазона. Рентгеновская оптика, рентгеновские лазеры, лазеры на свободных электронах — во всех этих областях за прошедшие четыре года достигнуты новые успехи. Одновременно в СССР, европейских странах, США, Японии, Китае продолжается сооружение и модернизация уникальных специализированных источников мягкого рентгеновского излучения. Для работы на них создаются кооперации ученых и разрабатываются научные программы, направленные на получение результатов как для физики, так и для других дисциплин. В этом смысле обзор Д. Эттвуда, К. Холбака и Кванг-Дже Кима [1] сохраняет свою актуальность. Цель же настоящей заметки — дать представление о современных возможностях источников и в особенности об успехах, достигнутых в области генерации когерентных пучков мягкого рентгеновского излучения, достигнутых после выхода в свет работы [1].

**1. Ондуляторное излучение.** Для получения пучков перестраиваемого пространственно-когерентного излучения в области от 100 до 0,1 Å и меньше предполагается использовать Ондуляторное излучение (ОИ). В настоящее время во многих развитых и в ряде развивающихся стран построены и строятся около сорока специализированных источников син-

хротронного излучения (СИ) и ОИ на энергии от нескольких сотен МэВ до нескольких ГэВ [2, 3]. Число работ, выполненных на этих источниках, резко возрастает. С 1988 г. начал выходить специализированный международный журнал «Synchrotron Radiation News», в котором освещаются вопросы, связанные с проведением работ на пучках СИ и ОИ в различных центрах, новые идеи, проекты и ход сооружения новых источников излучения. В частности, строительство обсуждавшегося в [1] накопительного кольца АЛС, начатое в 1988 г., будет закончено в 1992 г., [4, 5]. Это кольцо будет перекрывать диапазон энергий 1–1,9 ГэВ. Его стоимость оценивается в 98,7 млн долларов и включает 5 ондуляторов для генерирования высокоярких и интенсивных пучков ОИ в РУФ диапазоне и соответствующих им каналов транспортировки ОИ до экспериментальных станций. В дальнейшем планируется строительство еще нескольких ондуляторов и каналов ОИ.

Отличительной особенностью источников спонтанного некогерентного ОИ является быстрый ( $\sim \gamma^2$ ), не ограниченный механизмами излучения рост полной интенсивности и жесткости испускаемого излучения. Это обстоятельство позволяет, повышая энергию частиц пучка, перекрыть весь диапазон рентгеновского излучения и перейти в диапазон  $\epsilon_i > 100$  кэВ, используемый в ядерной физике.

Величина интенсивности и длина волны ОИ, испускаемого в направлении оси ондулятора, определяются выражениями

$$I^{hk} = \frac{2e^2}{3m^2c^4} K \lambda_0 \bar{H}^2 \gamma^2 i, \quad \lambda_i = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} (1 + \bar{p}_\perp^2), \quad (1)$$

где  $\bar{H}^2$  — среднеквадратичное значение магнитного поля ондулятора,  $\bar{p}_\perp^2 = \bar{H}^2/H_c^2$ ,  $p_\perp$  — относительный поперечный импульс частицы (в единицах  $mc$ ),  $H_c = 2\pi mc^2/e\lambda_0 \approx 10\,700$  Э·см/ $\lambda_0$ ,  $K$  — число периодов ондулятора,  $i$  — ток пучка частиц,  $2e^2/3m^2c^4 \approx 3,2 \cdot 10^{-14}$  Вт/см·э<sup>2</sup>А. Здесь мы переобозначили введенные в [1] величины  $N$  на  $K$ ,  $k^2/2$  на  $\bar{p}_\perp^2$ . В (1) входят мгновенные значения величин  $I^{hk}$  и  $i$ . Тем же соотношением связаны и средние значения этих величин  $\bar{I}^{hk}$  и  $\bar{i}$ .

При  $\bar{p}_\perp^2 \leq 1$  основная часть энергии ОИ приходится на первую гармонику  $n=1$ . При этом энергия фотона и число эквивалентных фотонов, испускаемых одним электроном при пролете ондулятора, согласно (1) равны  $\hbar\omega_1 = 2\pi c \hbar \gamma^2 / \lambda_0$ ,  $n_{eff} \approx \alpha K$ , где  $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ . С ростом энергии электронов растет энергия фотона ОИ и интенсивность ОИ. Поток же фотонов  $\dot{n}_i = n_{eff} i / e$  остается неизменным.

Отмеченные выше особенности источников ОИ способствуют продвижению их в сторону увеличения энергии ускоренных частиц.

Представление о возможностях источников ОИ, использующих накопительные кольца на энергию ~5 ГэВ, можно получить на следующем характерном примере. Источник спонтанного некогерентного ОИ основан на электронном накопителе и спиральном ондуляторе, формирующем винтовое магнитное поле. Энергия, средний ток, радиус пучка частиц в накопителе, а также период, число периодов и величина магнитного поля ондулятора соответственно равны:

$$\epsilon = 5 \text{ ГэВ} \quad (\gamma \approx 10^4), \quad i = 0,1 \text{ А}, \quad r_p = 10^{-2} \text{ см},$$

$$\lambda_0 = 2 \text{ см}, \quad K = 250, \quad H_\perp = 3800 \text{ э} \left( p_\perp = \frac{1}{\sqrt{2}} \right).$$

В этом случае в направлении оси ондулятора испускается одна первая гармоника ОИ на длине волны  $\lambda_i \approx 1,5 \text{ \AA}$  (10 кэВ — 1,24 \AA), а средняя интенсивность ОИ  $I^{hk} \approx 2,5 \text{ кВт}$ . Основная часть энергии некогерентного ОИ сконцентрирована в диапазоне углов  $\Delta\theta^{hk} \approx 1/\gamma \approx 10^{-4}$ . Про-

странственно-когерентное ОИ сконцентрировано в диапазоне углов

$$\Delta\theta^{\text{пр.ког}} = \frac{\lambda_1}{r_{\text{п}}} \approx 1,5 \cdot 10^{-6},$$

имеет длину когерентности

$$l_{\text{ког}} = K\lambda_1 = 3,8 \cdot 10^{-6} \text{ см}$$

и в случае пучка, обладающего малым угловым ( $\theta_{\text{п}} < 1/\gamma K^{1/2} \approx 10^{-5}$ ) и энергетическим разбросом ( $\Delta\gamma/\gamma \ll 1/K \approx 10^{-2}$ ), достигает интенсивности  $I^{\text{пр.ког}} = 2Kei\lambda_0 p_{\perp}^2 / (1 + p_{\perp}^2) r_{\text{п}}^2 \approx 0,05 \text{ Вт}$  [6].

В настоящее время сооружаются два накопительных кольца с подобными параметрами. Это европейский накопитель ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) в Гренобле (Франция) [3] и американская установка APS (Advanced Photon Source) в Аргоннской Национальной лаборатории (см. [4], с. 32). Накопитель ЕСРФ (энергия 6 ГэВ, ток ~400 мА, 29 прямолинейных промежутков длиною 5 м каждый) будет сооружен в 1994 г. Его стоимость оценивается в 3,6 млн. французских франков. Строительство накопителя АПС (энергия ~7 ГэВ, ток ~400 мА) начинается в 1989 г. и рассчитано на 7,5 лет. Его стоимость оценивается в 456 млн долларов. Разрабатывается проект накопителя на энергию 6 ГэВ в Японии.

Параллельно со строительством этих двух накопителей в ближайшее время планируется проведение работ в так называемом «паразитном» (совмещенном с работами по физике высоких энергий) режиме на пучках синхротронного и ондуляторного излучения на американском накопительном кольце PEP (ПЭП) в Стэнфорде и на японском накопительном кольце «Tristan» (см. [3], с. 14). Эти накопители сейчас работают в режиме встречных  $e^{\pm}$ -пучков при энергиях  $\leq 16 \text{ ГэВ}$  и  $\leq 30 \text{ ГэВ}$  соответственно. Первые эксперименты, проведенные на накопителе PEP, выявили заложенные в нем уникальные возможности для генерирования синхротронного и ондуляторного излучения. При энергии 8 ГэВ накоплен ток более 100 мА. Вследствие малости отклоняющих магнитных полей (~3200 Э при энергии 16 ГэВ) эмиттанс пучка при этой энергии оказался очень низким (~0,12 мм·мрад). На этом накопителе существуют 6 длинных (117 м) прямолинейных промежутков. В некоторые из них можно установить ондуляторы с числом периодов  $K \geq 10^3$ . Развиваются работы в «паразитном» режиме на американском накопительном кольце CESR (Cornell Electron-Positron Storage Ring), обладающем максимальной энергией 8 ГэВ (см. [2], с. 15). Это кольцо имеет также название CHESS (Cornell High Energy Synchrotron Source). Сейчас здесь имеются три шестиполюсных ондулятора с большими (~20 кэ) магнитными полями. Генерация ОИ идет на высших гармониках. Используется излучение с длинами волн  $\lambda \sim 0,1 \text{ \AA}$ .

**2. Лазеры на свободных электронах.** Существенно улучшить основные характеристики источников ОИ можно на пути использования индуцированных и спонтанных когерентных механизмов излучения частиц в ондуляторах, т. е. переведя их путем некоторых модернизаций в режим работы лазеров на свободных электронах (ЛСЭ).

В ЛСЭ излучение испускается сгруппированными пучками частиц. Группировка может осуществляться в специальном группирователе на входе в линейный ускоритель (ЛУ), в процессе ускорения частиц пучка в ЛУ, в ондуляторном группирователе ускоренных пучков частиц, а также усиливаемой волной в ондуляторе ЛСЭ.

Если на вход ондулятора ЛСЭ подаются заранее сгруппированные пучки частиц, то в этом случае мы имеем дело с параметрическими ЛСЭ, называемыми также источниками спонтанного когерентного ОИ.

Интенсивность излучения параметрического ЛСЭ, использующего пучок частиц в виде одного или серии микросгустков, идущих один за другим с интервалом, равным или кратным длине испускаемой волны  $\lambda_u$ , определяется выражением

$$I_{\text{п}}^{\text{кор}} = SN_1 I^{\text{нк}}, \quad (2)$$

где  $S$  — интегральный фактор когерентности,  $N_1 = \lambda_B i / eC \approx (2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1} \cdot \text{A}^{-1})$ ,  $\lambda_B i$  — число матриц в микросгустке,  $\lambda_B$  — период модуляции плотности пучка частиц [7].

Излучение испускается в минимально возможный (разрешенный условием дифракционной расходимости) интервал углов

$$\begin{aligned} \Delta\theta &\approx \frac{1}{\gamma} \left( \frac{1 + p_{\perp}^2}{nK} \right)^{1/2}, \quad r_{\text{п}} \ll r_{\text{nc}}, \\ &\approx \frac{\lambda_u}{r_{\text{п}}}, \quad r_{\text{п}} \gg r_{\text{nc}}, \end{aligned} \quad (3)$$

в интервал частот (с длиной когерентности  $l_{\text{кор}}$ )

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{1}{K + M} \quad (l_{\text{кор}} \approx l_0), \quad (4)$$

где  $r_{\text{nc}} = \lambda_u \gamma [nK/(1 + p_{\perp}^2)]^{1/2}$ ,  $M$  — число микросгустков в пучке или в сгустке (банче) пучка, если пучок состоит из последовательности сгустков,  $l_0 = M \lambda_B$  — длина сгустка пучка.

Параметр вырождения излучения, испускаемого источниками ОИ и ЛСЭ, определяется выражением

$$\delta = \frac{\lambda^3}{2\pi c\sigma} \frac{\partial^2 I}{\partial\omega \partial\theta}, \quad (5)$$

где  $\sigma$  — сечение электронного пучка,  $\partial^2 I / \partial\omega \partial\theta$  — спектрально-угловая интенсивность излучения источника.

В частном случае параметр вырождения источников спонтанного некогерентного ОИ и параметрических ЛСЭ, использующих спиральные ондуляторы, определяются выражениями

$$\delta_{\text{OU}} \approx \frac{\lambda^3 K^2 i}{2\Lambda \sigma i_A} \frac{p_{\perp}^2}{1 + p_{\perp}^2}, \quad \delta_{\text{ЛСЭ}} = SN_1 M \delta_{\text{OU}}, \quad (6)$$

где  $\Lambda = \hbar/mc \approx 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ ,  $i_A = mc^3/e \approx 17 \text{ кА}$ ,  $1/2\Lambda i_A \approx 7 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1} \text{ A}^{-1}$  [8].

Множитель  $SN_1 M$  в (6) отражает тот факт, что излучение параметрического ЛСЭ в сравнении со спонтанным некогерентным ОИ, испускаемым тем же ЛСЭ, но использующим однородный пучок, более интенсивно в  $SN_1$  раз, сконцентрировано в  $\max\{K, r_{\text{п}}^2 / \lambda_u^2 \gamma^2\}$  раз меньшем телесном угле и более монохроматично в  $M/K$  раз ( $M \gg K$ ).

Величина  $S$  определяется размерами, угловым и энергетическим разбросом сгустков частиц, а также типом ондулятора. Для одного точечного моноэнергетического сгустка с малым угловым разбросом, движущегося в спиральном ондуляторе, величина  $S = 1/(1 + p_{\perp}^2)$  на длине волны излучения, испускаемого на первой гармонике  $\lambda_1$ . Множитель  $(1 + p_{\perp}^2)^{-1}$  здесь появляется вследствие того, что в рассмотрение берется одна первая гармоника, а при  $p_{\perp}^2 \gg 1$  начинают эффективно испускаться высшие гармоники. Для серии  $M \gg K$  точечных сгустков, расположенных на расстоянии  $\lambda_B \gg \lambda_u + K^{-1}$ , фактор когерентности может достигнуть в три раза больших значений  $S = 3/(1 + p_{\perp}^2)$ . Если радиус пуч-

когда  $r_n \gg r_{nc}$ ,  $M \gg K$ ,  $n=1$ , то

$$S \approx \frac{3\lambda^2 K \gamma^2}{\pi^2 r_n^2 (1 + p_\perp^2)^2} \operatorname{sinc}^2 \xi, \quad (7)$$

где  $\xi = \pi h/\lambda$ ,  $h$  — длина микросгустка.

Уменьшение величины  $S$  при увеличении размеров пучка становится заметным при превышении продольных и поперечных размеров пучка величин  $l_\parallel = \lambda_u/4$  и  $r_{nc}$ , а также при превышении углового и энергетического разброса пучка величин  $\Delta\theta_n = (1 + p_\perp^2)/\gamma(nK)^{1/2}$  и  $\Delta\gamma/\gamma = 1/nK$  соответственно.

Обратим внимание на сравнительно слабые требования к поперечным размерам пучка частиц. Этот факт является следствием того, что каждый сгусток широкого ( $r_n \gg \lambda\gamma/(1 + p_\perp^2)^{1/2}$ ) пучка частиц испускает ОИ в узкий интервал углов  $\Delta\theta \leq \lambda/r_n$ , определяющийся дифракционным пределом. Он расходитя на величину  $\sim r_n$  на длине  $\sim l_c = K_B r_n^2$ , где  $K_B = 2\pi/\lambda_B$ . Каждый сгусток пучка эффективно тормозится не только собственным полем этого сгустка, но и полем предыдущих сгустков, находящихся от него на расстоянии  $\ll l_c \lambda_B / \lambda_0 \gg \lambda_B$ .

Заметим также, что угол, в который испускается пространственно-когерентное излучение источника спонтанного некогерентного ОИ, определяется тем же выражением (3), что и излучение параметрического ЛСЭ.

Параметрические ЛСЭ могут эффективно работать без зеркал. Использование высокодобротных резонаторов в длинноволновом диапазоне, где такие резонаторы существуют, позволит поднять интенсивность излучения малоэффективных параметрических ЛСЭ в  $Q \gg 1$  раз, где  $Q \approx 2\pi/(1 - k_1 k_2)$  — добротность резонатора,  $k_{1,2}$  — коэффициенты отражения зеркал [9, 10].

Представление о возможностях параметрических ЛСЭ, основанных на накопительных кольцах, можно получить на примере параметрического ЛСЭ, в котором используются спиральный ондулятор и пучки частиц со следующими параметрами:  $\varepsilon = 1$  ГэВ ( $\gamma = 2 \cdot 10^3$ ),  $i_0 = 1$  А,  $\bar{i} = 0,1$  А,  $r_n = 10^{-2}$  см,  $l_0 = 10$  см,  $\lambda_0 = 2$  см,  $K = 250$ ,  $H_\perp = 5360$  Э ( $p_\perp = 1$ ), где  $i_0$  — ток в сгустке пучка.

В этом случае излучение испускается на длине волны  $\lambda = 50$  Å, с интенсивностью в банде  $I_0^{\text{кор}} \approx 14$  кВт ( $J_0^{\text{ик}} = 1,84$  кВт,  $S = 7,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $N_i = 10^2$ ), со средней интенсивностью  $\bar{I}^{\text{кор}} = 1,4$  кВт, с монохроматичностью  $\Delta\omega/\omega \approx M^{-1} = 5 \cdot 10^{-8}$  с длиной когерентности  $l_{\text{кор}} = l_0 = 10$  см, с параметром вырождения  $\delta \approx 4,5 \cdot 10^3$ . Эффективность ЛСЭ в данном случае не превышает величины  $\eta = 1/K = 4 \cdot 10^{-3}$ . В накопительных кольцах в настоящее время достижимы токи пучка  $i_0 \approx 10^2$  А,  $i \approx 1$  А. Более высокие значения тока пучка получаются в резонансных ЛУ ( $i_0 \approx 10^2 - 10^3$  А,  $i \approx 1$  А) и в индукционных ЛУ ( $i \leq 10^4$  А) при длительности импульса тока пучка  $\sim 0,1 - 10$  мкс.

Эффективность параметрических ЛСЭ можно поднять до величин  $\eta > 0,5$ , если в них использовать ондуляторы с переменными параметрами, т. е. если ввести определенную зависимость периода  $\lambda_0(y)$  и амплитуды  $H_0(y)$  магнитного поля ондуляторов от продольной координаты  $y$ . Темп потерь энергии каждой частицы широкого пучка частиц в данном случае может достигать значений [8]

$$\frac{de}{dy} = \frac{2}{\pi} \left( \frac{de}{dy} \right)_{\max} \arcsin \frac{y}{(y^2 + l_c^2)^{1/2}}, \quad (8)$$

где

$$\left( \frac{de}{dy} \right)_{\max} = \frac{\pi^2 mc^2}{2\lambda_{0n}} \frac{p_{\perp n}^2}{1 + p_{\perp n}^2} \frac{i}{i_A} \approx 2,5 \text{ (МэВ · см)} \frac{p_{\perp n}^2 i}{(1 + p_{\perp n}^2) \lambda_{0n} i_A} ,$$

индекс «н» относится к начальным значениям соответствующих величин.

Представление о возможностях параметрических ЛСЭ, основанных на линейных ускорителях, можно получить на примере ЛСЭ, в котором используются спиральный ондулятор и пучки частиц со следующими параметрами:

$$e = 200 \text{ МэВ} (\gamma = 4 \cdot 10^2), \quad i_0 = 700 \text{ А}, \quad r_n = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см},$$

$$\lambda_{0n} = 2 \text{ см}, \quad H_{\perp} = 5360 \text{ Э} \quad (p_{\perp n} = 1), \quad K\lambda_0 = 40 \text{ м.}$$

В этом случае излучение испускается на длине волны  $\lambda = 600 \text{ \AA}$  с интенсивностью  $I_0 = 140 \text{ ГВт}$  при эффективности  $\eta = 0,5$ . Темп потерь энергии частицами пучка устанавливается на длине  $l_c \approx 25 \text{ м}$ . На этой длине амплитуда напряженности электрического поля волны успевает нарасти до таких значений, при которых размер рабочей области устойчивых фазовых колебаний частиц превышает значения, необходимые для захвата в нее всех частиц пучка. Требования к разбросу частиц пучка по углам и энергии здесь сравнительно невелики:

$$\theta_n < \frac{1}{\gamma} \left( \frac{1 + p_{\perp}^2}{K_{\text{eff}}} \right)^{1/2}, \quad \frac{\Delta e}{e} < \frac{1}{K_{\text{eff}}},$$

где  $K_{\text{eff}} = l_3 / \lambda_{0n} \ll K$ ,  $l_3 = \gamma (\pi r_n^2 \lambda_0 i_A / p_{\perp}^2 i)^{1/3}$  — длина, на которой происходит полный (100%) захват однородного по плотности пучка частиц в область устойчивых фазовых колебаний в линейно нарастающем по величине электромагнитном поле волны [8]. В рассматриваемом случае  $l_3 = 4 \text{ м}$ .

Заметим, что темп потерь энергии частицами пучка (8) не зависит от энергии частиц пучка, а следовательно, и от длины испускаемой волны. Это означает, что, поднимая энергию ускорителя и увеличивая пропорционально энергию его длину, можно переходить во все более коротковолновые диапазоны длин волн с увеличением пропорционально энергии интенсивности ЛСЭ. Важно только иметь на входе в ондулятор промодулированные по плотности пучки частиц и выполнить условие  $N_i \gg 1$ . Ссылки на различные схемы модуляции пучков можно найти в [7].

Наиболее перспективной схемой модуляции пучков частиц для РУФ ЛСЭ является, по-видимому, схема ондуляторного группирователя — системы из ондулятора, называемого «модулятором», и внешней электромагнитной волны. Если волна сходящаяся или если поле ондулятора плавно нарастает, то в такой системе непрерывный пучок частиц можно преобразовать в последовательность микросгустков, отстоящих от соседних сгустков на расстояние, равное длине волны группирующей волны с протяженностью  $\leq \lambda_B/4$ . Далее промодулированный пучок частиц подается на вход ондулятора ЛСЭ, называемого «радиатором», где излучение и дальнейшая группировка пучка идут на основной или на высших гармониках частоты модуляции пучка, т. е. на длинах волн  $\lambda_{Bm} = \lambda_B/m$ , где  $m = 1, 2, 3, \dots$  — целое число [7]. Параметры модулятора и радиатора в общем случае могут различаться (длина, период, ...).

Желательно, чтобы внешняя волна плавно перестраивалась по частоте. Источниками таких волн могут служить ЛСЭ меньшей мощности (в настоящее время в ЛСЭ достигнута достаточная для ондуляторных группирователей мощность  $\sim 30 \text{ МВт}$  в банде на оптических длинах волн  $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$ ). Продвижение в РУФ диапазон может идти по пути «каскадирования» ЛСЭ с умножением частоты.

В обычных ЛСЭ и ЛСЭ-усилителях используются пучки частиц, представляющие из себя один или серию сгустков большой ( $\gg \lambda$ ) протяженности. Эти сгустки всегда сопровождают электромагнитные волны спонтанного некогерентного ОИ. Кроме того, их могут сопровождать волны излучения внешнего источника или, при наличии обратной связи, волны, возбуждаемые в резонаторе ЛСЭ предшествующими сгустками. Эти волны модулируют пучок на своей частоте. Степень модуляции пучка в направлении его движения сначала экспоненциально быстро растет, а затем насыщается. Пучок частиц вследствие появившейся в нем модуляции плотности начинает генерировать когерентное излучение как на основной, так и на высших гармониках внешней волны. Максимальный коэффициент усиления  $\alpha_m$  ЛСЭ, использующего спиральный ондулятор с постоянными параметрами, в случае  $\alpha_m \ll 1$  определяется выражением

$$\alpha_m \approx 30K^3 p_{\perp}^2 (1 + p_{\perp}^2)^{-3/2} \frac{\lambda_0^{1/2} \lambda^{3/2}}{\sigma} \frac{i}{i_A}. \quad (9)$$

Если ЛСЭ обладает малым ( $\sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ ) коэффициентом усиления, то в нем для осуществления обратной связи необходимо использовать резонаторы с высокой добротностью  $Q \gg 10^2$ . Без резонаторов такие ЛСЭ являются источниками спонтанного некогерентного ОИ. При высоком коэффициенте усиления  $\alpha_m \gg 1$  спонтанное некогерентное ОИ в безрезонаторных ЛСЭ усиливается за счет индуцированных процессов в  $(1/3)\exp(i/i_{cn})^{1/3}$  раз, где  $i_{cn}$  соответствует току, при котором определяемая (9) величина  $\alpha_m \approx 32\sqrt{3}/270 \approx 0.2$ . В этом случае ЛСЭ работает в режиме суперлюминесценции или самоусиления (self-amplified spontaneous emission). Напомним в этой связи, что параметрический ЛСЭ – это ЛСЭ, работающий в режиме сверхизлучения (излучения Дики).

Заметим, что в высокоэффективных ЛСЭ и ЛСЭ-усилителях необходимо использовать ондуляторы с переменными параметрами. В начальной части ондуляторов частицы пучка модулируются по плотности внешней волнной и захватываются в область устойчивых фазовых колебаний. В остальной, наиболее протяженной части ондулятора происходит торможение сгустков по приведенной выше схеме параметрического ЛСЭ. Поэтому для обычных, но высокоэффективных ЛСЭ справедливы соотношения (2) – (9), описывающие работу и характеристики параметрических ЛСЭ. В параметрических ЛСЭ заложены предельные возможности ЛСЭ.

К настоящему времени создано и испытано более десятка опытных образцов ЛСЭ, основанных на различных ускорителях и накопителях заряженных частиц. Перекрыт широкий диапазон длин волн, начинающийся с дециметровых и оканчивающийся ультрафиолетовыми волнами. На пучках ЛСЭ начаты работы по физике. Общее представление о состоянии и перспективах развития ЛСЭ можно получить по работам, опубликованным в трудах 9-й Международной конференции по ЛСЭ, состоявшейся в Вирджинии (США) в сентябре 1987 г. [11]. Остановимся на некоторых достижениях в этой области.

В США по программе СОИ [12, 13] созданы два мощных ЛСЭ инфракрасного и оптического диапазонов.

В Ливерморской Национальной лаборатории им. Лоренса (Калифорния) на основе линейного индукционного ускорителя ATA (Advanced Test Accelerator) запущен ЛСЭ-усилитель «Palladine» на длину волны 10,6 мкм [14]. На этом ЛСЭ получена мощность 1 ГВт в импульсе длительностью  $\sim 50$  нс при эффективности  $\eta \approx 5\%$ . На вход подавалась мощность  $\sim 2$  МВт. Коэффициент усиления составлял 27 децибелл ( $10^3$ ). Работы велись при полной энергии ускорителя ATA 45–50 МэВ, а ток

был снижен с 10 кА до 700 А с целью уменьшения углового разброса пучка частиц.

Фирмой «Боинг» запущен ЛСЭ оптического диапазона на длине волны 5000 Å [15]. Получена импульсная мощность  $\sim 1$  ГВт при средней мощности 30 кВт и при эффективности  $\eta \approx 7\%$ . В ЛСЭ использован резонансный ЛУ на энергию 120 МэВ, ток в банче 100 А, длительность банча 20 псек ( $\sim 6$  мм). Структура ЛУ записывалась СВЧ мощностью на длине волны 1,3 ГГц. Ондулятор имел период 2,5 см, длину 5 м, поле  $\sim 10$  кЭ с модуляцией его величины  $\sim 12\%$ . Расстояние между зеркалами резонатора ЛСЭ составляло 55 м. Таким большим расстоянием при скользящей схеме падения обеспечивался теплосъем с зеркал  $\sim 300$  кВт/см<sup>2</sup>. Проблема нагрева зеркал в данном случае ограничивала мощность ЛСЭ. В дальнейшем этот ЛСЭ будет использован в качестве задающего генератора к ЛСЭ-усилителю мощности, который планируется построить в 1990 г. (еще один ЛУ и ондулятор с переменными параметрами длиною  $\sim 10$  м). В такой двухкаскадной схеме ЛСЭ среднюю мощность излучения можно будет поднять до уровня нескольких МВт.

На программы по ЛСЭ в США на 1989 г. выделяется  $\sim 225 \cdot 10^6$  долларов. Заметная часть из них пойдет по программе «Боинг» [35].

В Советском Союзе в Институте ядерной физики АН СССР (г. Новосибирск) на накопительном кольце ВЭПП-3 запущен ЛСЭ типа оптический клистрон [16]. Им перекрыт интервал длин волн  $10\,000 \div 370$  Å, т. е. оптический и ультрафиолетовый диапазоны. Эксперименты велись при энергии 350 МэВ (максимальная энергия 2 ГэВ), среднем токе 10(80) мА, импульсном токе 10—100 А. В ЛСЭ использовались два одинаковых ондулятора длиною 3,4 м, разделенных дисперсионными магнитами. Период ондулятора составлял  $\lambda_0 = 10$  см, амплитуда магнитного поля изменялась от 0 до 5,4 кЭ, что позволяло осуществлять плавную перестройку ЛСЭ по частоте. На длинах волн  $\lambda \approx 6000$  Å достигнута средняя мощность  $\sim 10$  мВт. Импульсная мощность в зависимости от рабочих условий изменялась от 10 Вт до 1 кВт.

**3. Рентгеновские лазеры.** В популярной литературе последних лет под этим термином понимают рентгеновский лазер с ядерной накачкой — компонент стратегической оборонной инициативы (СОИ), предназначенный для поражения объектов в космосе (см. [12, 13]). В отличие от него лабораторные рентгеновские лазеры, которые упоминаются в обзоре [1], естественно, не имеют такого предназначения и не используют ядерной накачки.

Идея распространения лазерного действия в рентгеновский диапазон начала обсуждаться еще в начале 60-х годов — сразу после создания первых лазеров. Основные представления о принципах работы рентгеновских лазеров и путях их реализации сложились в 70-е — начале 80-х годов. В настоящее время в 4—5 научных центрах созданы рентгеновские лазеры и на них регулярно ведутся эксперименты. Сделаны первые попытки использования рентгеновского лазера как лабораторного прибора для получения интерферограмм микрообъектов и изображений биологических образцов.

Активная среда рентгеновского лазера представляет собой вытянутый плазменный объем длиной несколько сантиметров и сечением 0,01—0,1 см. Плазма создается путем фокусирования излучения мощного лазера видимого или ИК диапазона на поверхность специальной мишени (или вблизи нее). Она имеет температуру в несколько сотен электрон-вольт. Лазерный эффект возникает на переходах многократно ионизованных атомов элементов, входящих в состав мишени. Генерация идет либо в однопроходном режиме (без зеркал), либо в 2—3-проходном.

(при использовании многослойных рентгеновских зеркал). Длительность импульса генерации составляет  $10^{-10} \div 10^{-8}$  с и обычно определяется временем жизни плазмы. Максимальная энергия в импульсе, достигнутая к настоящему времени, составляет  $\sim 10$  мДж и расходимость  $\sim 10$  мрад. Длины волн генерации и элементы, на которых они получены, указаны в таблице (см. также [34]).

**Рентгеновские лазеры.** Генерация наблюдается, как правило, без резонатора в режиме сверхизлучения. В работах [35–37] осуществлена двухпроходная генерация на длинах волн 182, 206 и 132 Å с использованием многослойных рентгеновских зеркал

$\lambda$ , Å	Ион, изозелектронная последовательность	Переход	$g$ , см $^{-1}$	$gl$	Литература
284,67	Cu XX, [Ne]	3p—3s	1,7		[18]
279,31			1,7		
221,11			2		
232,24	Ge XXIII, [Ne]	3p—3s	4,1	6	[18]
196,08			3,1		
209,6	Se XXV, [Ne]	3p—3s	5,5	16	[19]
206,3					
157,1	Y XXX, [Ne]	3p—3s			[20, 21]
155,0					
141,6	Mo XXXIII, [Me]	3p—3s	0,16		[22]
139,4			0,16		
132,7			1,3		
131,0			2,0	12	
106,4			0,8	6	
71,00	Eu XXXVI, [Ni]	4d—4p	1,1	4	[23]
65,83			0,6		
56,09	Yb XVII, [Ni]	4d—4p	1	4	[23]
50,26			1		
182	C VI, [H]	3—2		6,5	[24]
182	C VI, [H]	3—2	3	4	[25]
182	C VI, [H]	3—2	3	3,5	[26]
80,91	F IX, [H]	3—2	5,5		[27]
154,7	Al XI, [Li]	4f—3d	2,5		[28]
154,7	Al XI, [Li]	4f—3d		3—4	[29]
129	Si XII, [Li]	4f—3d		1—2	[29]
105,7	Al XI, [Li]	5f—3d	0,5—1		[30]
65,2	S XIV, [Li]	5f—3d			[31]
305	Al XII, [He]	5'D—4'P			[32]
130,5		4'D—3'P			
46	Al XII, [He]	3'P—2'P	9,8		[33]
45		3'P—2'P	7		
42,4		3'P—2'S	4,4		

В таблице указаны:  $\lambda$  — длина волны генерации; тип иона и переход, на котором получена генерация;  $g$  (см $^{-1}$ ) — коэффициент усиления;  $gl$  — произведение коэффициента усиления на длину активной среды. Во всех работах [18–33] активной средой служит плазма, создаваемая с помощью мощных лазеров видимого и ИК диапазонов

Рентгеновские лазеры, как и пучки ондуляторного излучения, предполагается использовать для микроскопии, микролитографии, для воздействия на материалы и вещества на микроскопическом уровне.

В Принстонском университете на основе рентгеновского лазера с длиной волны  $\lambda=182$  Å создан контактный рентгеновский микроскоп 17 (см. рис. 1). Активной средой рентгеновского лазера служит плазма, образующаяся при фокусировке излучения коммерческого CO<sub>2</sub> лазера (энергия  $\sim 1$  кДж, длительностью 80 нс) на поверхность углеродного диска. Вдоль оси диска приложено сильное ( $\sim 90$  кГц) магнитное поле, которое замедляет боковое растекание испаряющейся плазмы. В результате вблизи диска вдоль его оси образуется цилиндрический плазменный объем длиной  $\sim 2$  см, содержащий многозарядные ионы углерода. Эта плазма остывает за счет расширения поперек магнитного поля

и радиационных потерь. В ней развивается процесс неравновесной рекомбинации, что и приводит к образованию инверсии на переходе 3–2 ( $\lambda=182$  Å) водородоподобного иона CuI. Согласно расчетам максимум коэффициента усиления достигается на расстоянии 1–2 мм от оси в полоске толщиной ~0,5 мм, что качественно подтверждается трубчатой формой пучка генерируемого излучения. Максимальная энергия рентгеновского импульса достигается при энергии CO<sub>2</sub>-лазера ~300 дж и равна 1–3 мдж, длительность—10–30 нсек, расходимость — 5 мрад. Таким образом, если говорить о коэффициенте преобразования лазерного

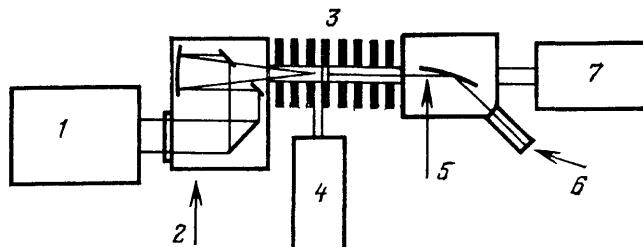


Рис. 1. Использование рентгеновского лазера для контактной микроскопии (Принстонский университет). 1 — CO<sub>2</sub>-лазер (1 кДж, 10–20 ГВт), 2 — вакуумная камера с управляемыми зеркалами, 3 — магнит (100 кГс), 4 — радиальный спектрометр, 5 — пучок рентгеновского лазера, 6 — контактный рентгеновский микроскоп, 7 — аксиальный спектрометр

излучения в рентгеновский диапазон, то он не превышает  $\sim 10^{-5}$ . Однако уже этого достаточно для проведения физических и биологических экспериментов. В работе [17] за один импульс получены контактные изображения микроаблана (сетки) на рентгеновской фотопленке и на рентгенорезисте, имеющем разрешение лучше 0,1 мкм. Сетка размещалась между фотопленкой (или резистом) и вакуумно-плотным фильтром, отсекающим ультрафиолетовое излучение. Фильтр представляет собой пленку нитрида кремния толщиной 120 нс с напыленным на нее слоем алюминия толщиной 100 нм. Коммерческий CO<sub>2</sub>-лазер имеет частоту повторения  $\sim 10^{-1}$ – $10^{-2}$  Гц. Таким образом, принстонский лабораторный рентгеновский лазер уже сейчас обладает многими необходимыми для приложений параметрами. Используя многослойную рентгеновскую оптику, которая в этой области имеет коэффициент отражения около 40%, авторы надеются существенно улучшить расходимость и повысить яркость пучка.

Первый лабораторный рентгеновский лазер был создан в Лоуренс-Ливерморской лаборатории в рамках программы работ по мощным лазерам на неодимовом стекле, предназначенных для лазерного термоядерного синтеза (см. [18, 29], а также статью [1]). В настоящее время ливерморский рентгеновский лазер действует на базе одного из каналов лазерной установки «Nova», имеющей полную энергию ~100 кДж. Его параметры и оснащение постоянно совершенствуются. Благодаря этому за последние несколько лет, переходя к неоноподобным и никелеподобным ионам все более высоких кратностей ионизации, удалось продвинуться в коротковолновую область спектра от 206 Å ([Ne]-подобный ион Se XXV) до 50 Å ([Ni]-подобный ион Yb) (см. таблицу). Кроме того, «селеновый» лазер регулярно используется для физических экспериментов. Основные его характеристики в настоящее время таковы. Активная среда — плазма [Ne]-подобных ионов Se — образуется при фокусировке второй гармоники Nd-лазера на поверхности алюминиевой фольги, покрытой тонким (~100 Å) слоем селена. Плотность потока излучения 2-й гармоники у поверхности —  $q \sim 6 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность импульса —  $10^{-10}$  с, энергия — 1–3 кДж. Длина активной среды  $l=4$  см, электронная плотность  $n_e \approx 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, температура  $T_e \approx 1$  кэВ.

Наиболее эффективно рентгеновское излучение генерируется на двух длинах волн  $\lambda=206 \text{ \AA}$  и  $\lambda=209 \text{ \AA}$ ; энергия импульсов  $\sim 10 \text{ мДж}$ , длительность  $\sim 0,2 \text{ нс}$ , мощность излучения  $0,5\text{--}5 \text{ МВт}$ . То есть коэффициент преобразования лазерного излучения накачки в излучение рентгеновского лазера порядка  $\sim 10^{-5}$  такой же, как и у принстонского лазера. Измеренное усиление за проход составило  $e^{16}$ . С помощью резонаторов, построенных на многослойных рентгеновских глухих и полупрозрачных зеркалах, получены двух- и трехпроходная генерация. Расходимость рентгеновского пучка составляет 6 мрад. На этой установке был проведен голограммический эксперимент [20] (см. рис. 2). Предварительно измерялись корреляционные параметры пучка. Длины продольной и поперечной когерентности составят соответственно  $l_{\parallel} = \lambda^2/\delta\lambda = 100 \text{ мкм}$ ,  $l_{\perp} = \lambda/\Delta\theta = 3,5 \text{ мкм}$ , а эффективный размер источника  $a \sim 70 \text{ мкм}$ . На расстоянии 5 м от выходного торца лазера под углом  $60^\circ$  к пучку помещалось многослойное рентгеновское зеркало, которое направляло пучок на углеродную нить диаметром 8 мкм. На фотопленке, расположенной за нитью на расстоянии 5,08 см, в результате когерентного сложения прошедшего и рассеянного нитью пучков получалась интерференционная картина, содержащая 5–6 колец диаметром от 50 до 400 км. Зеркало, обладая селективным поглощением  $\lambda/\delta\lambda \sim 10$ , позволяло отсечь значительную часть спонтанного излучения плазмы и повысить когерентность пучка.

Оно изготовлено из 20 пар чередующихся слоев Mo (толщина слоя 98  $\text{\AA}$ ) и Si (30  $\text{\AA}$ ) и имеет коэффициент отражения  $R = 20\%$  при  $\lambda \approx 206 \text{ \AA}$ . Поверхность подложки зеркала имела высоту среднеквадратичной шероховатости  $\sigma$  около двух ангстрем. По оценкам, чтобы не нарушить поперечной когерентности пучка, достаточно было бы иметь  $\sigma \approx \lambda/10 \approx 20 \text{ \AA}$ . Пленки защищались от водимого света алюминиевым фильтром толщиной  $\sim 2,3 \text{ мкм}$  и имеющим высоту шероховатости  $\sim 6 \text{ \AA}$ . Авторы делают следующие выводы. 1. Лабораторные рентгеновские лазеры имеют достаточную яркость, чтобы за один выстрел ( $t \approx 0,2 \text{ нс}$ ) получать голограммы микрообъектов. 2. Рентгеновские зеркала имеют достаточную гладкость, плоскость и коэффициент отражения, чтобы применяться в интерференционных и голограммических экспериментах. 3. Дальнейшее направление исследований — повышение когерентности и укорочение длины волны лазерного излучения.

В заключение отметим, что лабораторные рентгеновские лазеры безусловно обладают наиболее высокой импульсной яркостью по сравнению с любым другим источником. Однако для многих задач важнейшим фактором является усредненная по времени яркость (или плотность потока). Предпочтение в этих задачах будет отдано ондуляторам, которые к тому же предоставляют возможность перестройки по спектру и перекрывают более широкий диапазон длин волн.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Attwood D., Halbach K., Kwang-He Kim // Science. 1985. V. 228, No. 4705, P. 1265; перевод://УФН. 1989. Т. 159. С. 125 (в данном номере).
- 2 Synchrotron Rad. News 1988. V. 1, No. 1. P. 30.
- 3 Elleume P.//Ibidem. V. 18, No. 45. P. 21.
4. Elleume P.//Ibidem. No. 2. P. 34.

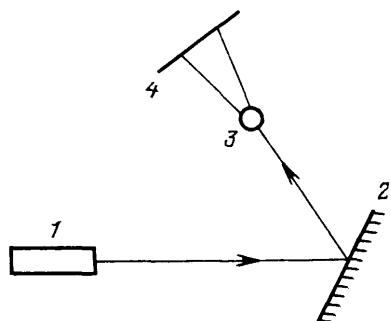


Рис. 2. Интерференционный эксперимент с рентгеновским лазером (Ливерморская лаборатория им. Лоренса). 1 — селеновый рентгеновский лазер, 2 — многослойное зеркало, 3 — объект, 4 — фотопленка

- 5 Robinson A L //Ibidem No 3 P 19  
 6 Бессонов Е Г //ЖТФ 1988 Т 58 С 498  
 7 Бессонов Е Г, КЭ 1986 Т 13 С 1617  
 8 Бессонов Е Г Автореферат диссертации дра физ мат наук — М ФИАН СССР 1987  
 9 Бессонов Е. Г //Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках — М Изд во Моск университета, 1987 — С 45  
 10 Алексеев В И, Бессонов Е Г, Серов А В //КЭ 1988 Т 15 С 2550  
 [11] Nucl Instr and Meth Ser A 1988 V 272  
 12 Rev Mod Phys 1987 V 59 No 3, pt I, P S1 S202  
 13 УФН 1988 Т 155 С 659—679  
 14 Orzechowski T J et al //Proc of the Intern Conference on Lasers 88 Lake Tahoe Nevada USA December 4—9, 1988  
 15 Shoffstall D R //Ibidem Klass P J //Aviation Week and Space Techn November 14 1988 P 113  
 16 Litvinenko V N Synchrotron Rad News 1988 V 1, No 5 P 18  
 17 Dicicco D, Meixler L, Skinner C, Suckewer S, Hirschberg J, Cohen E Contributed talk at Intern Symposium on X ray Microscopy Brookhaven, August 1987  
 18 Lee T N, McLean E A, Elton R C //Phys Rev Lett 1987 V 59 P 185  
 19 Trebes J E et al //Science 1987 V 238 P 517  
 20 Matthews D L et al //Phys Rev Lett 1985 V 54 P 110  
 [21] Rosen M D et al //Ibidem P 106  
 22 McGowan B J, Rosen M D, Eckart M J et al //J Appl Phys 1987 V 61 P 5243  
 23 McGowan B J, Maxon S, Hagelstein P L et al //Phys Rev Lett 1987 V 59 P 2157  
 24 Suckewer S et al //Ibidem 1986 V 57 P 1004  
 25 Seely J Г, Brown C M, Feldman U, Richardson M, Yaakobi B, Behring W E //Opt Commun 1985 V 54 P 289  
 26 Pert G J et al //Phys Rev Lett 1987 V 59 P 2161  
 27 Smith R A et al Rutherford Appl Lab Annual Report 1988  
 28 Carillon H, Jaegle P, Jamelot G, Key M et al Invited paper at ECLIM Conference Prague May 1987  
 29 Skinner C H, Kim D, Wonters A, Voorhees D, Suckewer S //Proc SPIE 1987 V 831 P 262  
 30 Jaegle P et al //Europhys Lett 1988 V 7 P 337  
 [31] Carillon A et al //J de Phys 1987 Т 48 Р С9 375  
 32 Kuroda H, Muroo K, Naito K, Tanaka Y Techn Report of ISSP Ser A 1988 No 1955  
 33 Muroo K, Tanaka Y, Kuroda H Techn Report of ISSP Ser A 1988 No 1956  
 34 Fille E //Phys Bl 1988 Bd 44 S 155  
 35 Suckewer S et al //Phys Rev Lett 1985 V 55 P 1753, Proc SPIE 1985 No 563 P 253  
 36 McGowan B J, Brown S, Cambell E M et al ,Ibidem 1986 No 688. P 36  
 37 Geglio N M, Gaines D P, Stearns D G, Hawryluk A M //Opt Commun 1989 V 69 P 285