

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

62,1.378.325

**ПЕРЕСТРАИВАЕМОЕ КОГЕРЕНТНОЕ
РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ*)**

Д. Эттвуд, К. Холбак, Кванг-Дже Ким

Современные источники синхротронного и ондуляторного излучения представляют собой комплексы, включающие ускорители электронов на энергию 1–2 ГэВ с высокой яркостью электронного пучка и магнитные ондуляторы. Они способны создавать когерентное (т. е. аналогичное лазерному) излучение в мягком рентгеновском диапазоне с длинами волн вплоть до десяти ангстрем. Это излучение можно перестраивать по частоте и контролировать его степень поляризации. Благодаря этому его можно использовать для фазового и элементного микроанализа границ раздела различных сред, изучения биологических объектов, а также исследований в области производства микроструктур (микроэлектронике, технике СВЧ и т. п.) с размерами элементов менее 1000 Å. Соответствующих лабораторных (т. е. не связанных с использованием ускорителей.— *Примеч. пер.*) лазерных источников, частота излучения которых перестраивалась бы в области К-краев поглощения углерода, азота и кислорода, в настоящее время не существует, и трудно сказать, появятся ли они в будущем. Источники, использующие накопительные кольца на более высокие энергии (5–6 ГэВ), будут генерировать существенно менее когерентное излучение и потребуют разработки оптических устройств, способных выдерживать значительные радиационные нагрузки.

Спектральная область, называемая РУФ**), включает мягкий рентгеновский и вакуумный ультрафиолетовый диапазоны длин волн электромагнитного излучения. В этой области энергии фотонов лежат от нескольких электрон-вольт (эВ) до нескольких тысяч электрон-вольт (кэВ). Основные атомные резонансы таких элементов, как углерод, кислород, азот и натрий, а также резонансы многих молекулярных переходов находятся в этой области. Кроме того, длины волн фотонов этой области близки к таким важным пространственным масштабам, как шаг и диаметр биологических спиралей, микроструктура и микрорельеф материалов, а также размеры элементов микросхем следующего поколения.

Спектральный диапазон РУФ долгое время не использовался для исследования отмеченных выше особенностей строения и структуры физических, химических и биологических объектов. Дело в том, что эта область спектра во многих отношениях труднодоступна для проведения

*) Attwood D., Halbach K., Kwang-Je Kim. Tunable Coherent X-rays// Science. 14 June 1985. V. 228, No. 4705. Pp. 1265–1272 —Перевод Е. Г. Бессонова, А. В. Виноградова.

Дэвид Эттвуд, Клаус Холбак и Кванг-Дже Ким — сотрудники Лоренс-Берклиевской лаборатории Центра рентгеновской оптики в Беркли, Калифорния, США.

**) В английской транскрипции ХУУ. (*Примеч. пер.*).

экспериментов. Существующие источники РУФ по интенсивности, перестраиваемости по частоте и по направленности существенно уступают лазерам, мазерам и клистронам, которые испускают излучение в более длинноволновом диапазоне. Традиционные оптические элементы, предназначенные для отражения, дисперсии и фокусировки излучения, в РУФ диапазоне длин волн обладают значительным поглощением. В диапазоне 10—1000 Å нет материалов, которые пропускали бы излучение и одновременно были бы способны выдерживать атмосферное давление в макроскопических объемах.

Однако за последние годы ситуация существенно изменилась, благодаря прогрессу технологии, необходимой для создания рентгенооптических элементов и устройств. В основном он был связан с потребностями микроэлектроники, исследованиями инерциальной термоядерной плазмы и возросшим интересом к природе поверхностных явлений. В частности с помощью зеркал с многослойными интерференционными покрытиями были получены изображения объектов в рентгеновских лучах [1]. Рентгеновские микроскопы, основанные на френелевских линзах (зонных пластинок), дали возможность получить изображения ряда биологических систем и провести их элементный анализ с разрешением лучше 1000 Å [2—8]. Рентгеновская аппаратура для регистрации быстропротекающих процессов с пикосекундным разрешением, разработанная первоначально для плазменных исследований [9], стала в настоящее время коммерчески доступной.

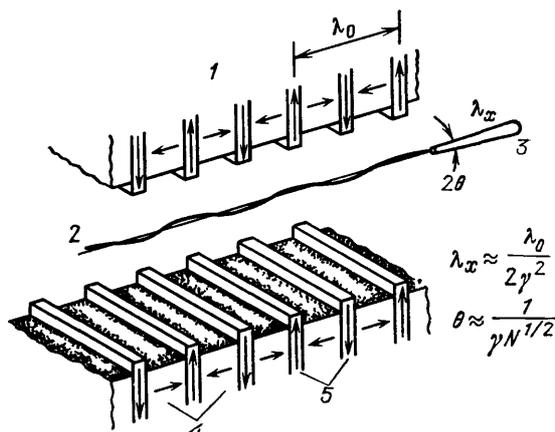
Для серьезных научных и технических применений РУФ излучения необходимо наличие достаточно ярких, когерентных и перестраиваемых по частоте источников. Когерентность, в данном случае понимаемая в узком смысле, подразумевает возможность получать интерференционные картины, разделяя и вновь собирая волновые фронты. Частичная когерентность также позволяет получать интерференционные картины, но лишь на ограниченных участках как вдоль, так и поперек волнового фронта [10]. Максимальное продольное смещение, в пределах которого могут образовываться интерференционные полосы, называется длиной когерентности l_c [11], она равна произведению длины волны λ на степень монохроматичности (спектральной чистоты) источника $\lambda/\Delta\lambda$ (либо, что то же — на число периодов в цуге излучения).

Для экспериментов, использующих фазочувствительную технику, такую, как рентгеновская интерферометрия и рентгеновская микроголография, достаточно иметь поле излучения с полной пространственной когерентностью и с длиной когерентности порядка нескольких микрон (мкм). На длинах волн 100 Å это соответствует цугам длиной всего лишь несколько сотен длин волн. Излучение с такими свойствами в настоящее время стало реальностью в связи с достижениями ускорительной техники и развитием ондуляторов на постоянных магнитах — структур, которыми создаются периодические магнитные поля. В ондуляторе узкий пучок релятивистских электронов (обычно диаметром порядка 200 мкм и с угловым разбросом 50 мкрад) взаимодействует с периодическими магнитными полями и испускает плавно перестраиваемое по частоте излучение РУФ диапазона, имеющее узкие спектральные линии и почти дифракционную расходимость [12].

Когерентные свойства ондуляторного излучения. Схема источника ондуляторного излучения изображена на рис. 1. Узкий пучок релятивистских электронов (или позитронов) с энергией, в γ раз превышающей энергию покоя электрона, проходит через магнитный ондулятор, обладающий периодом λ_0 , выдержанным с хорошей точностью. Подвергаясь действию периодического вертикального магнитного поля, заряженные частицы начинают совершать периодические колебания в горизонтальной

плоскости с тем же периодом λ_0 . Колеблющиеся заряды, двигаясь с релятивистскими скоростями, испускают ондуляторное излучение, которое сконцентрировано в направлении вперед и сосредоточено в узком диапазоне длин волн [13—16]. При наблюдении точно в направлении вперед длина волны ондуляторного излучения получается как результат релятивистского сокращения периода ондулятора λ_0 до длины волны λ , которая в первом приближении определяется выражением $\lambda \approx \lambda_0/2\gamma^2$ [17]. Для

Рис. 1. Частично когерентное рентгеновское излучение испускается в том случае, когда тонкий нитевидный пучок релятивистских электронов проходит через периодическую магнитную структуру ондуляторов. Это излучение релятивистски сдвинуто в область коротких длин волн и сконцентрировано по направлению вперед в конус с малым угловым раствором (1 — магнитный ондулятор (N периодов); 2 — релятивистский электронный пучок, $E_0 = \gamma m_0 c^2$, 3 — дифракционно ограниченный пучок рентгеновских лучей; 4 — постоянные магниты (Sm Co₅), 5 — стальные (Fe) полюсные пластины для концентрации магнитного потока



электронного накопительного кольца на энергию 1 ГэВ этот эффект ($\gamma = 2000$) сокращает периоды сантиметровой длины до рентгеновских длин волн. Для ондулятора, содержащего N периодов, и электронного пучка, обладающего малым угловым разбросом, половина углового раствора конуса испускаемого когерентного излучения приблизительно равна $1/\gamma N^{1/2}$ [18], что составляет 50 мкрад для 100-периодного ондулятора. Свойства ондуляторного излучения были описаны в ряде работ [19—22]. В таблице приведены типичные параметры мягкого рентгеновского излучения, испускаемого ондулятором, установленным в накопительное кольцо на энергию 1,3 ГэВ.

Типичные параметры источника ондуляторного излучения

| Параметр | Величина |
|---|---|
| Энергия электронного пучка | 1,3 ГэВ ($\gamma = E/m_0 c^2 \approx 2600$) |
| Ток пучка | 0,4 А |
| Длина периода ондулятора λ_0 | 3,5 см |
| Число периодов ондулятора N | 150 |
| Длина волны излучения λ | $\lambda_0/2\gamma^2 \approx 30 \text{ \AA}$ (400 эВ) |
| Обратная ширина линии $\lambda/\Delta\lambda$ | $N = 150$ |
| Угловая расходимость θ | $1/\gamma N^{1/2} \approx 30 \text{ мкрад}$ |
| Поляризация | Линейная, циркулярная и т. д. |
| Временная структура | 20 пкс, банчи, идущие с частотой 500 Мгц |
| Мощность когерентного излучения | 10 мВт при энергии 500 эВ перестраиваемая, поляризованное излучение (пространственно-когерентное; $l_c = \lambda^2/\Delta\lambda \approx 1 \text{ мкм}$) |

Короткие длины волн, узкие спектральные линии и высокая угловая направленность — хорошо известные особенности ондуляторного излучения. Менее хорошо известны когерентные свойства ондуляторного излучения [23] — свойства, которые чаще связываются с лазерами. Лазерное излучение легко контролировать. Его можно коллимировать и передавать на большие расстояния в виде пучка с малыми размерами, точно наводить на мишень и фокусировать на малую площадь, а его волновой фронт

можно разделять и снова собирать для того, чтобы образовать интерференционные полосы с помощью фазочувствительной техники, например интерферометрии или голографии. Распространение таких когерентных свойств излучения на РУФ диапазон могло бы привести к столь же драматичной ситуации в науке, какая возникла в результате появления лазеров видимого диапазона.

Когерентные свойства излучения характеризуются энергетическим разбросом фотонов, который описывается спектральной чистотой $\lambda/\Delta\lambda$ и объемом фазового пространства, занимаемого этими фотонами $(\theta d)^2$, где d и θ — величины диаметра фотонного пучка и его угловой расходимости соответственно. Монохроматичность определяет продольную когерентность в направлении распространения излучения, как показано на рис. 2. Объем фазового пространства является произведением площади

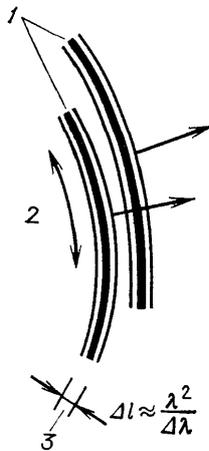


Рис. 2. Частично когерентное излучение — это излучение, обладающее полной пространственной когерентностью и ограниченной продольной (в направлении распространения) когерентностью. Показано излучение от одного источника с разделенными волновыми фронтами. После прохождения по разным путям и, возможно, через исследуемый образец волновые фронты совмещаются для того, чтобы образовать интерференционные полосы (пучности). Для того чтобы сформировать четкие интерференционные полосы, волновые фронты должны перекрываться в пределах продольной длины когерентности Δl . Чтобы формирование пучностей было нечувствительно к поперечным смещениям, излучение должно обладать полной пространственной когерентностью. (1 — два цуга излучения, полученные путем разделения одного цуга излучения, испущенного источником; 2 — пространственная когерентность (определяется уравнением (1)); 3 — продольная когерентность (определяется длиной когерентности $\lambda^2/\Delta\lambda$))

и телесного угла, который определяет степень пространственной когерентности. Это произведение минимально для источников, обладающих полной пространственной когерентностью, и ограничено только конечностью испускаемой длины волн:

$$\frac{d}{2} \theta = \frac{\lambda}{\pi}, \quad (1)$$

где d и θ — вводятся как параметры гауссовских распределений. Причем d и 2θ соответственно радиус и угол, на которых интенсивность спадает в e^2 раз. Говорят, что излучение, описываемое выражением (1), дифракционно ограничено.

Излучение, испускаемое источниками, подобными обычным лампам, некогерентно. Оно имеет широкое спектральное распределение и испускается с большой площади в максимально возможный телесный угол 4π .

Полностью когерентное излучение сосредоточено в узкой спектральной линии ($\lambda/\Delta\lambda \sim 10^4 - 10^8$), а фазовый объем его определяется уравнением (1).

Частично когерентное излучение не обладает этими предельными свойствами. Его пространственная когерентность по-прежнему определяется выражением (1), а продольная когерентность ограничена спектральной чистотой $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^2 - 10^8$.

Между колебаниями электронов и испускаемым излучением существует прямая связь, из которой следует, что энергетический разброс электронов должен быть малым, а фазовый объем, содержащий электроны, должен быть равным или меньшим, чем фазовый объем, определяемый выражением (1) для фотонов. Площадь в фазовом пространстве, вводимая отдельно для горизонтального и вертикального направлений пучка,

называется эмиттансом [24]:

$$\varepsilon = \pi \sigma_h \pi_{h'}, \quad (2)$$

где σ_h и $\sigma_{h'}$ — горизонтальный $1/e^{1/2}$ радиус гауссовского пучка в метрах и угол, измеряемый в радианах соответственно. Приравнивая определяемые выражениями (1) и (2) площади, занимаемые в фазовом пространстве электронным пучком и пространственно когерентными фотонами, найдем эквивалентное условие

$$\sigma_h \sigma_{h'} \approx \frac{\lambda_{\min}}{4\pi}, \quad (3)$$

где λ_{\min} — самая короткая длина волны, для которой получается полная пространственная когерентность. Более длинноволновое излучение, испускаемое тем же самым пучком, будет полностью пространственно когерентным, а у более коротковолнового излучения степень когерентности будет меньше. Множитель в выражении (3) учитывает различия в определении гауссового распределения для электронных и фотонных пучков; в первом случае оно содержит фактор $1/e^2$, а во втором — $1/e^{1/2}$.

Прогресс в технике современных ускорителей и накопительных колец сделал возможным сокращение эмиттанса примерно на порядок [25, 26]. Накопительное кольцо на энергию 1 ГэВ, строительство которого обсуждается в настоящее время, сделает возможным достижение горизонтального и вертикального эмиттансов примерно $7 \cdot 10^{-9}$ и $7 \cdot 10^{-10}$ м·рад соответственно. Из уравнения (3) следует, что этим эмиттансам соответствует полная пространственная когерентность на длинах волн равных или больше, чем $\lambda_{\min} \sim 90$ и 900 \AA в вертикальном и горизонтальном направлениях соответственно. Для получения полностью пространственно-когерентного излучения на более коротких длинах волн необходимо диафрагмирование фотонного пучка. При передаче только пространственно-когерентного излучения введенная диафрагма сократит поток фотонов на фактор $\lambda^2/\lambda_{\min,v} \lambda_{\min,h}$, где v соответствует вертикальному, а h — горизонтальному направлению.

Продольная когерентность (см. рис. 2) определяет масштаб допустимого расстояния между волновыми фронтами цугов электромагнитных волн, распространяющихся в одном и том же направлении. Если это расстояние меньше, чем длина когерентности $\lambda_c = \lambda^2/\Delta\lambda$, то соотношение между фазами сохраняется и можно наблюдать четкие интерференционные полосы. Если электронный пучок проходит ондулятор конечной длины, то испущенное излучение содержит N гармонических колебаний (см. рис. 1). Это излучение сосредоточено в узкой спектральной линии шириной $\lambda/\Delta\lambda \approx N$. Если поле ондулятора относительно велико: $k \gg 1$, то становятся существенными высшие гармоники ондуляторного излучения [17]. В этом случае каждая гармоника излучения имеет спектральную чистоту $\lambda_n/\Delta\lambda_n \approx nN$, где n — номер гармоники ($\lambda_n = \lambda_1/n$; $n = 1, 2, 3 \dots$). Следовательно, наблюдаемое излучение имеет длину продольной когерентности, определяемую выражением

$$l_c = \frac{\lambda_n^2}{\Delta\lambda_n} = nN\lambda_n = N\lambda_1, \quad (4)$$

которая не зависит от номера гармоники n и является релятивистски сокращенной длиной ондулятора.

Для находящегося в настоящее время в стадии сооружения накопительного кольца на энергию 1 ГэВ, согласно выражению (4) и параметрам, приведенным в таблице, длина когерентности составляет примерно 1 мкм. Такая длина когерентности достаточна для многих экспериментов по рентгеноструктурному анализу. Если требуется большая длина коге-

рентности или желательнее большее спектральное разрешение, то можно воспользоваться монохроматором. Для фотонных пучков с таким узким угловым раствором и малым диаметром может быть достигнута спектральная чистота $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^4$ [27, 28]; однако, при этом будут естественно значительные потери в мощности. Если на выходе монохроматора пучки электромагнитных волн содержат несколько тысяч длин волн, то это соответствует продольным длинам когерентности, измеряемым десятками микрон. Такие большие длины когерентности открывают путь к рентгеновской голографической микроскопии с относительно большой глубиной поля.

Мощность когерентного излучения можно определить как часть испущенной мощности, заключенной в фазовом объеме, соответствующем полной пространственной когерентности (выражение (1)) и требуемой длине когерентности. Ожидается, что предложенные источники ондуляторного излучения на энергию 1 ГэВ будут испускать излучение с длиной когерентности ~ 1 мкм. Для экспериментов, в которых длина когерентности 1 мкм достаточна, ондуляторное излучение будет полностью когерентным на длинах волн больших, чем длины, определяемые выражением (3). Для более коротких длин волн мощность когерентного излучения уменьшается согласно соотношению

$$P_c \sim \frac{I\lambda^2}{\epsilon_h \epsilon_v} N\lambda, \quad (5)$$

где I — ток электронного пучка и где предположено, что полная испускаемая мощность фиксирована. При фиксированном эмиттансе и условиях излучения частиц в ондуляторе увеличение энергии позволяет уменьшить длину волны λ , но вызывает уменьшение объема пространственной когерентности на фактор $\sim \lambda^2$ и сокращение длины когерентности на фактор $N\lambda$, и поэтому с уменьшением длины волны мощность когерентного излучения уменьшается на фактор $\sim \lambda^3$. Отсюда видно, что на накопительных кольцах будущего поколения с энергией ~ 1 ГэВ можно будет получать среднюю мощность когерентного излучения на уровне нескольких сот милливольт в ультрафиолетовой области, которая будет уменьшаться до примерно 10 мВт в окрестности К-краев поглощения углерода, кислорода и азота (20—50 Å) и далее падает как λ^3 с дальнейшим уменьшением длины волны.

Когерентное рентгеновское излучение накопительных колец с электронными пучками, обладающими малым эмиттансом. При описании характеристик будущих источников ондуляторного излучения следует учитывать специфические свойства каждой установки, вытекающие из тех целей, ради которых она проектируется и оптимизируется. Специализированный источник света ALS*), предложенный в Лоренс-Берклиевской лаборатории, спроектирован специально для генерации синхротронного и ондуляторного излучения. В нем предусмотрены 12 длинных прямолинейных промежутков для магнитных ондуляторов с малыми и большими полями и учтены все требования, необходимые для достижения минимально возможных эмиттансов [29]. Это накопительное кольцо будет обладать энергией электронов 1,3 ГэВ при среднем токе пучка 400 мА и, что особенно важно для приложений, будет иметь высокую спектральную яркость и высокую мощность когерентного излучения в РУФ области. Расчетный горизонтальный эмиттанс электронного пучка $7 \cdot 10^{-9}$ м·рад; в основном режиме работы источника пучок будет разбит на 250 вращающихся электронных сгустков (банчей) с номинальной длительностью — 20 пс каждый.

*) Сокращение от Advanced Light Source (ALS). (Примеч. пер.)

На ALS будет установлено четыре ондулятора, причем все они спроектированы на различные спектральные диапазоны. Ондулятором U_D будет перекрываться спектральный диапазон от 200 эВ до нескольких кэВ. Этот ондулятор будет состоять из 142 элементов периодичности длиной 3,5 см с полем $\sim 0,57$ Тл. Частотный спектр и пространственное распределение третьей гармоники ($n=3$) излучения, испускаемого из ондулятора U_D , показаны на рис. 3. Положение спектральных пиков может

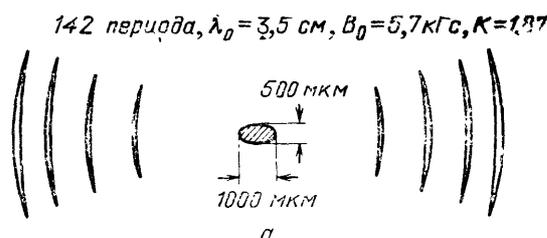
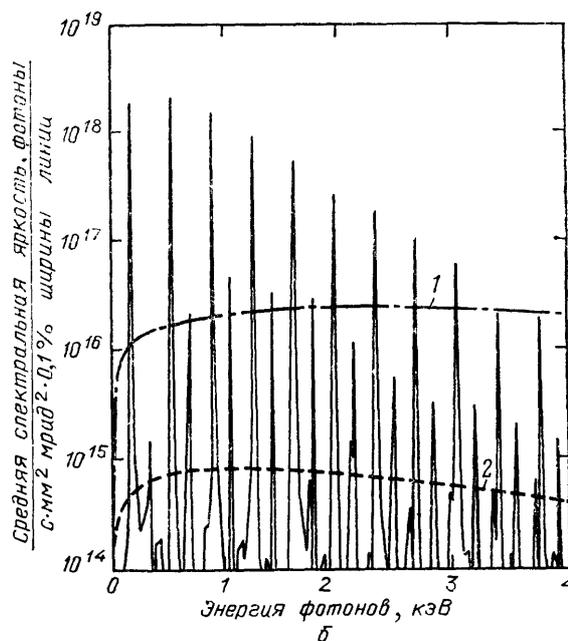


Рис. 3. а — Частотная структура ондуляторного излучения состоит из острых спектральных пиков шириной $1/N$, где N — число периодов ондулятора. Специализированный источник света ALS 1,3 ГэВ, 400 мА; ондулятор U_D , 142 полюса, $\lambda_0 = 3,5$ см, $B_0 = 5,7$ кГс (1—30-полюсный ондулятор (2,3 Тл), 2 — поворотный магнит (1,2 Тл)). б — Показана пространственная структура третьей гармоники ондуляторного излучения на расстоянии 10 м от источника. Особый интерес представляет центральный конус излучения, обладающий высокой спектральной яркостью и хорошими когерентными свойствами



плавно регулироваться путем изменения магнитного зазора, и, как следствие, амплитуды магнитного поля ондулятора [17]. На рис. 3, б иллюстрируются когерентные свойства ондуляторного излучения на расстоянии 10 м от источника при энергии фотонов 500 эВ (25 Å). Исходящий из области взаимодействия электронного пучка с магнитным полем ондулятора поток примерно 10^{16} фотонов в секунду испускается в конус $40 \text{ мкрад} \times 100 \text{ мкрад}$ с полным углом (2θ) при сечении электронного пучка примерно $160 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$. Спектральная ширина линии ($\Delta\lambda/\lambda$) ондуляторного излучения, испускаемого в заданном направлении, составляет примерно 1%. В соответствии со сказанным в предыдущем разделе, это излучение будет когерентным и будет обладать высокой спектральной яркостью.

На рис. 4 приведены когерентные мощности для различных ондуляторов. Имеется в виду средняя мощность части ондуляторного излучения, обладающего полной пространственной когерентностью и имеющего продольную длину когерентности 1 мкм. Ожидается, что каждый из ондуля-

торов (U_A , U_B , U_C) будет испускать когерентное излучение со средней мощностью порядка 200 мВт в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне частот (ВУФ). Для длин волн короче 100 Å мощность когерентного излучения падает примерно как λ^3 (см. предыдущий раздел). Из рис. 4 видно, что на длине волны 25 Å (см. рис. 3) будет испускаться когерентное излучение при средней мощности 100 мВт. Это излучение будет испускаться в виде всплеск длительностью 20 пкс при частоте повторения 500 МГц. В настоящее время самый большой поток когерентного мягкого рентгеновского излучения испускается из поворотного магнита (U-15) Бруксгейвенского национального источника синхротронного излучения

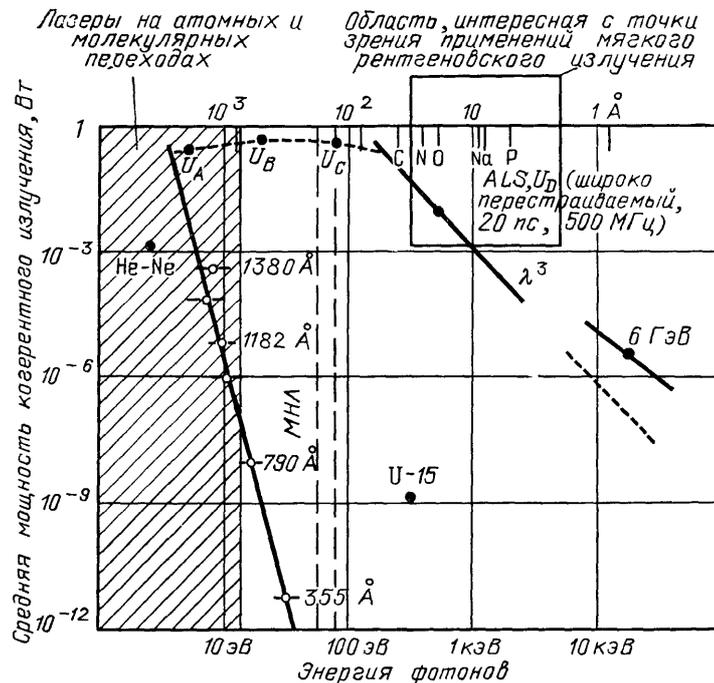


Рис. 4. Длинные магнитные ондуляторы, установленные в специализированных накопительных кольцах с малым эмиттансом пучка, дают возможность получить перестраиваемое по частоте мягкое рентгеновское излучение. Ондуляторы U_A , U_B и U_C перекрывают диапазон спектра от рентгеновского до вакуумного ультрафиолета. Ондулятор U_D на накопителе ALS перекроет весь мягкий рентгеновский диапазон. Пучок синхротронного излучения, получаемый из поворотного магнита на накопителе NSLS, обозначен точкой $U=15$. Заштрихованная область слева показывает диапазон, освоенный лазерами на атомных и молекулярных переходах, длина волн которых пока не может быть меньше 1000 Å. Показаны также последние результаты по генерации излучения на переходах многозарядных ионов с длинами волн 206 и 155 Å на Ливерморской установке «Novetta» и область, перекрытая методами нелинейной оптики — генерацией гармоник и смещением частот. В мягком рентгеновском диапазоне, где находятся важные для практики К-края поглощения углерода, азота и кислорода, в ближайшее время только ондуляторы смогут обеспечить значительную когерентную мощность. Под когерентной мощностью мы понимаем здесь мощность, излучаемую пространственно-когерентным источником с длиной когерентности порядка 1 мкм

NSLS*). При введении в действие ондулятора жесткого рентгеновского излучения (X-1) на установке NSLS мощность когерентного излучения возрастет на три порядка.

Для сравнения на рис. 4 указана область спектра, освоенная существующими лазерами на атомных и молекулярных переходах [30] (заштрихованная часть, простирающаяся до 1000 Å), а также методами нелинейной оптики — генерация гармоник и смещение частот [31–34]. Методы нелинейной оптики позволяют получать излучение с длинами волн коро-

* Сокращение от National Synchrotron Light Source (NSLS). (Примеч. пер.)

че 1000 Å, однако излучаемая мощность быстро падает, обычно пропорционально длине волны, возведенной в степень, равную порядку нелинейности, например $\sim \lambda^7$ или λ^9 .

Недавно в Ливерморской лаборатории получена генерация в области 200 Å [35]. В этих экспериментах инверсия создавалась в плазме неоподобных ионов селена и иттрия, что приводило к однопроходной генерации на нескольких длинах волн. Интенсивности линий $\lambda = 206$ Å и $\lambda = 209$ Å экспоненциально возрастали с увеличением длины плазменного объема. Плазма многозарядных ионов получалась при фокусировке на твердые мишени импульсов 2-тераваттного лазера (Novetta) видимого диапазона длин волн, первоначально созданного для лазерного термоядерного синтеза. В эксперименте использовалась не только первоклассная аппаратура для спектроскопической и плазменной диагностики, но и комплекс программ для численного моделирования явлений атомной физики, динамики плазмы и распространения рентгеновского излучения. Пиковая мощность в экспериментах по лазерной генерации на ионах селена составляла 400 Вт при длительности импульса ~ 400 пкс. Доплеровская ширина линий составляла $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^4$, что соответствует длине когерентности ~ 200 мкм. Расходимость излучения в 50—100 раз превосходила дифракционную [1] как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях, т. е. излучение было пространственно некогерентным. Пиковая мощность пространственно когерентной части излучения этого источника, которая в принципе могла быть сфокусирована в виде тонкого пучка и сфокусирована на малую площадку с размерами порядка длины волны, составляла около 100 мВт.

Большой фазовый объем излучения этого класса лазеров в поперечном направлении связан с высокой температурой (1 кэВ) активной среды, которая представляет собой быстроразлетающуюся плазму. Вполне вероятно, что в будущем удастся разлет плазмы как-то ограничить и, кроме того, улучшить пространственную когерентность с помощью техники поперечной селекции мод. В будущих экспериментах с селеном и иттрием планируется достичь лазерных переходов и получить мощность на три-четыре порядка выше, чем в первых. Совершенствование экспериментальной техники и использование альтернативных лазерных схем позволит, по-видимому, продвинуться в область короче 100 Å [36]. Существует также совершенно другой подход к решению проблемы ВУФ лазеров. Он основан на использовании метастабильных состояний холодных нейтральных атомов. При этом речь идет о получении спектрально узкого излучения с длиной волны порядка 200 Å и на значительно меньших установках [37].

Приведем возможности источников ондуляторного излучения для того, чтобы определить, в какой степени они дополняют лазеры на переходах между уровнями многозарядных ионов и каковы перспективы их развития в будущем. Ожидается, что источники ондуляторного излучения будут испускать когерентное излучение на длинах волн короче 10 Å, соответствующее, в частности, краям поглощения химических элементов, важных для биологических наук, физики и техники (см. рис. 4). В типичных случаях когерентное излучение будет генерироваться в виде вспышек длительностью 20 пкс с частотой повторения порядка 1 МГц, пиковой мощностью 200 Вт на длине волны ~ 200 Å или 10 Вт на длине волны ~ 25 Å. Это излучение будет плавно перестраиваться в РУФ диапазонах длин волн, в частности, можно будет настроиться на длину волны любого атомного резонанса, лежащего в этой области. Ондуляторное излучение поляризовано. В системе ондуляторов с линейно поляризованными магнитными полями, направленными перпендикулярно друг другу, будет возможна генерация линейно, циркулярно и эллиптически поляризованного излучения.

Естественным развитием источников ондуляторного излучения являются лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), которые в случае коротких длин волн ($\lambda < 1000 \text{ \AA}$) также будут использовать технику ондуляторов и накопительных колец с электронными пучками, обладающими малым эмиттансом [38]. Переход от источников спонтанного излучения к ЛСЭ подразумевает сильную связь между полем генерируемого излучения и электронным пучком. При достаточно сильных полях и соответствующей динамике частиц может произойти модуляция плотности (банчировка) электронного пучка. Периодическая банчировка в течение нескольких миллионов периодов может привести к возникновению полностью когерентного излучения большой пиковой мощности ($\sim 100 \text{ МВт}$) и высокой спектральной чистоты [39], монохроматичность которого $\lambda/\Delta\lambda$ пропорциональна числу периодов модуляции плотности электронного пучка (порядка 10^6), а не числу периодов ондулятора (порядка 10^2). В настоящее время лазеры на свободных электронах успешно испытаны от длинноволновой части микроволнового до видимого диапазона [40–43]. Существует два возможных пути распространения техники ЛСЭ на РУФ диапазон, из которых еще ни один не испытан в лабораторных условиях ввиду отсутствия подходящего накопительного кольца на энергию $\sim 1 \text{ ГэВ}$. Один путь заключается в усилении электромагнитного излучения за счет введения в ЛСЭ обратной связи при помощи зеркал, образующих открытый резонатор. Однако в настоящее время еще не существует зеркал со столь же высокой отражательной способностью, как в видимом диапазоне [44]. Другой путь связан с использованием очень длинных ондуляторов (N порядка 10^3) в накопительном кольце, построенном специально так, чтобы интенсивное излучение могло генерироваться в ЛСЭ, работающем в однопроходном режиме [39, 45]. Оба этих пути естественно приведут к улучшению когерентных свойств излучения, получаемого при помощи прямого использования ондуляторов. Таким образом, техника, основанная на накопительных кольцах, в предстоящий период должна сыграть важную роль в развитии источников когерентного излучения в коротковолновом диапазоне длин волн [46, 47].

Ондуляторы для генерирования излучения в РУФ-диапазоне длин волн. Ондулятор UD, предназначенный для использования в источнике ALS [29], имеет магнитную структуру, типичную для ондуляторов, которые будут использоваться для генерирования когерентного РУФ излучения: это гибридный ондулятор, использующий самарий-кобальтовые постоянные магниты и магнитопровод из магнитомягкого железа. Распределение магнитного поля в области прохождения электронного пучка определяется в основном магнитопроводом, в то время как величина магнитного поля определяется постоянными магнитами и зазором ондулятора. Гибридные ондуляторы на постоянных магнитах типа, изображенного на рис. 1, были построены и работали как источники рентгеновского излучения [48, 49].

Использование ондуляторов на постоянных магнитах в рассматриваемой области приложений предпочтительно, так как они обладают преимуществами в тех случаях, когда такие критические размеры, как период и зазор ондулятора очень малы. В альтернативном методе, использующем постоянные магниты, плотность тока и, следовательно, омический разогрев ондулятора обратно пропорциональны линейным размерам магнитов, и поэтому при достаточно малых размерах проблема охлаждения ондулятора становится непреодолимой задачей.

Если блоки постоянных магнитов (обычно это сплав SmCo_5) расположены в структуре так, чтобы их полюса чередовались, то в ондуляторе создаются магнитные поля, которые с достаточно большой точностью можно считать периодическими. Плавная регулировка амплитуды полей

производится при помощи регулировочных магнитных шимм. Возможность создания заданного распределения магнитных полей на оси ондулятора в пределах, ограниченных жесткими допусками, является особенно важным условием, необходимым для генерирования гармонического излучения, так как поля плохого качества приведут к эффектам дефазировки и, как следствие, к потере когерентности [50].

В обозримом будущем не ожидается существенного прогресса в технике постоянных магнитов и в методах изготовления ондуляторов, хотя определенные сдвиги в этом направлении возможны. Например, в 1983 г. было объявлено о создании нового материала, в основе которого лежат неодим и железо. Этот материал обладает такими магнитными свойствами [51], которые позволят получать заданные напряженности магнитного поля при большем отношении высоты зазора ондулятора к его периоду, чем у существующих материалов. Так как минимальная высота зазоров ондуляторов ограничена размерами электронного пучка, то этот материал позволит создать ондуляторы с более короткими периодами и, таким образом, позволит генерировать излучение с более короткими длинами волн.

Применение когерентного рентгеновского излучения для исследований вещества на микроскопическом уровне. Создание когерентного перестраиваемого источника, а также развитие оптики мягкого рентгеновского диапазона [3] даст возможность получать достаточно интенсивные пучки мягкого рентгеновского излучения и ставить совершенно новые работы как исследовательского, так и технологического характера. Благодаря увеличению потока фотонов, значительно возрастут возможности изображающих и концентрирующих излучение устройств, что позволит исследовать чрезвычайно малые объекты в любом желаемом диапазоне длин волн. Например, с помощью рентгеновских лучей, длины волн которых соответствуют краям поглощения углерода (284 эВ), азота (400 эВ), кислорода (532 эВ), а также других элементов с относительно небольшим атомным весом (натрий, фосфор, сера, калий и кальций) — можно изучать распределение и движение веществ в биологических объектах, не прибегая к их дегидратации, фиксации или металлизации [52].

Трехмерные изображения, которые, по-видимому, можно будет получить, используя когерентное излучение ондуляторов и рентгеновскую голографическую технику, дополнят информацию, которую нам дают электронные микроскопы высокого разрешения. Другая техника, основанная на поляризационных измерениях [53], будет применяться для биохимических исследований, где необходимо использовать дополнительный контраст за счет различного рода резонансов, вращения плоскости поляризации, спиральности, конформационных деталей и т. п. [54]. На рис. 5 показано, каким образом с помощью двух ортогонально ориентированных коллинеарных ондуляторов можно получить линейную, циркулярную и эллиптическую поляризацию.

Зондирование когерентными рентгеновскими пучками найдет применение в целом ряде областей науки и даст возможность получить высокое пространственное (порядка сотен ангстрем) и временное (порядка десятков пикосекунд) разрешение*). В области атомной и молекулярной физики это поможет получить новые сведения о многоэлектронных эффектах и других аспектах структуры и динамики атома, включая пороговые резонансы [55]. Данные о характеристиках начальных и конечных состояний электронов станут более точными, если удастся исследовать микроскопические газовые образцы с помощью мощных перестраи-

*) В одном эксперименте, естественно, трудно добиться одновременно того и другого. (Примеч. пер.)

ваемых рентгеновских пучков. Те же возможности в материаловедении позволят провести новые исследования атомного порядка в тонких пленках, структуры поверхностей и границ раздела [56]. Несомненно выигрывают и химики, занимающиеся фотовозбуждением и фотоионизацией под действием излучения коротковолновой части РУФ диапазона [57]. Применение источников с высокой яркостью вкупе с фокусирующей оптикой позволит получить чрезвычайно большую плотность фотонов (порядка 10^{13} фотон/см²с в спектральном интервале $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}$) на микроскопических образцах. Благодаря яркости источника процессы, при этом протекающие, могут изучаться с высоким временным, пространственным и

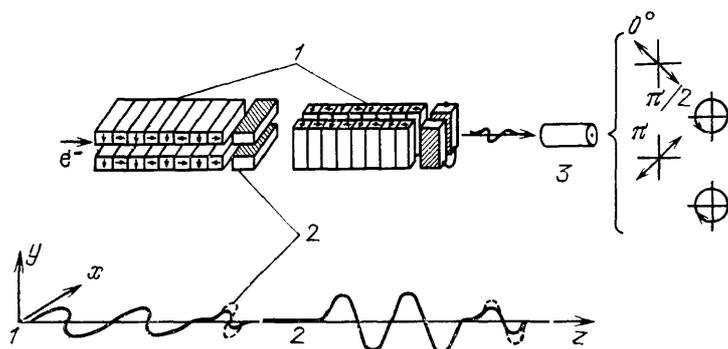


Рис. 5. Любую поляризацию излучения — линейную, циркулярную или эллиптическую — можно получить, если использовать два коллинеарных ортогонально ориентированных ондулятора. Расстояние между ондуляторами определяет сдвиг фаз между взаимоортогональными поляризациями, а следовательно, и результирующую поляризацию пучка. (1 — скрещенные плоские ондуляторы; 2 — регулируемая фазовая задержка (модулятор длины траектории); 3 — апертура для монохроматизации излучения)

спектральным разрешением. Ученым, работающим в этой области, уже удалось селективно разрывать молекулярные связи и вполне обоснованно предвидеть использование перестраиваемого мягкого рентгеновского излучения в качестве скальпеля для разрезания больших органических молекул вблизи определенных входящих в их состав атомов (С, N или O) [58]. Наконец, технологи получают новый инструмент для оптимизации материалов фоторезистов для рентгенолитографической записи и последующего тиражирования микроструктур с линейным размером элементов до 1000 Å [59].

Схема мыслимой установки для получения когерентного рентгеновского микронда с помощью ондулятора показана на рис. 6. Частично когерентное излучение генерируется при прохождении через ондулятор электронного пучка с энергией 1 ГэВ (на рисунке не показан) и попадает на многослойное интерференционное зеркало, которое образует гармоники и выделяет спектральную полосу $\lambda/\Delta\lambda \sim 30-100$ [7]. Круглый коллиматор нужен для того, чтобы устранить угловую структуру вне центрального конуса (см. рис. 3, б). За монохроматором, который еще более уменьшит спектральную ширину, следует френелевская пластинка, играющая роль фокусирующей или конденсорной линзы, в зависимости от того, какая именно экспериментальная задача решается. После зонной пластинки излучение попадает в экспериментальную камеру, которая содержит исследуемый объект, а также различные дополнительные технические компоненты, необходимые для реализации того или иного метода, например, рентгеновской спектроскопии, микрофотографии, малогоугольного рассеяния, спектроскопии и т. п. Каждый из этих методов требует своей специфической техники и оптических элементов, вообще говоря, отличных от изображенных на рис. 6.

Луч, сфокусированный на образце френелевской зонной пластинкой, затем дифрагирует на плоской круглой структуре, содержащей чередующиеся поглощающие и пропускающие зоны (рис. 7). Такую фокусировку можно описать двумя способами. Во-первых, как конструктивную интерференцию излучения, рассеянного на зонах, расстояние которых до фокуса различается на целое число длин волн. И, во-вторых, как дифракцию излучения на круглой решетке, пространственный период которой значительно превосходит длину волны $d \gg \lambda$ вблизи оси и приближается к ней вдали от оси. При этом, естественно, периферийным зонам соответствуют большие углы дифракции $\theta \sim \lambda/d$, а центральным — малые. Поглощающие структуры, собирающие в фокусе первого порядка около 10% излучения, были изготовлены несколькими группами ученых.

Одна из них, которая в схеме, изображенной на рис. 6, может служить конденсорной линзой, представляет собой 500-зонную свободновисящую золотую структуру с внешним диаметром 640 мкм и шириной внешней зоны 3200 Å. Она изготовлена Д. Шэйвером и его коллегами в Массачусетском технологическом институте и в Ливерморской Национальной

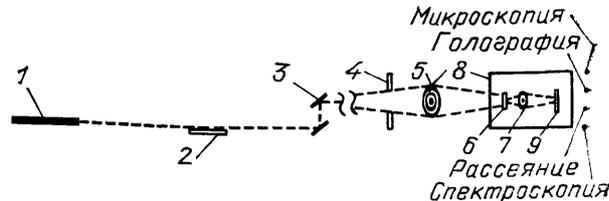
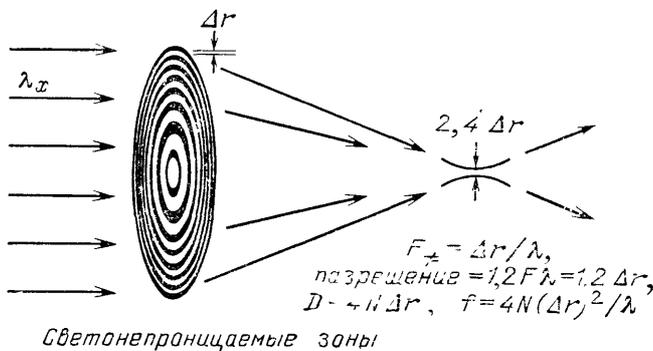


Рис. 6. Схема получения рентгеновского микронда. Предметы справа от монохроматора показаны в увеличенном масштабе. Такие установки дадут возможность применять рентгеновскую и РУФ микроскопию, микроголографию, малоугловую дифракцию, спектроскопию в физических и биологических исследованиях. (1 — ондулятор; 2 — многослойное зеркало; 3 — монохроматор; 4 — апертура; 5 — собирающая линза типа зонной пластинки; 6 — ячейка; 7 — высокоразрешающая линза для микроскопии; 8 — экспериментальный объем; 9 — детектор)

исследованиями. Дифракционная фокусировка мягкого рентгеновского излучения френелевской зонной пластинкой. Толщина перетяжки в фокусе равна $2,4 \Delta r$, где Δr — ширина внешней зоны, которая может меняться от 500 до 1000 Å. Здесь же указаны эквивалентное относительное отверстие, разрешение и фокусное расстояние. Использование преломляющих линз, подобно тому как это делается в видимом диапазоне, невозможно из-за поглощения рентгеновского излучения

Рис. 7. Дифракционная фокусировка мягкого рентгеновского излучения френелевской зонной пластинкой. Толщина перетяжки в фокусе равна $2,4 \Delta r$, где Δr — ширина внешней зоны, которая может меняться от 500 до 1000 Å. Здесь же указаны эквивалентное относительное отверстие, разрешение и фокусное расстояние. Использование преломляющих линз, подобно тому как это делается в видимом диапазоне, невозможно из-за поглощения рентгеновского излучения



лаборатории им. Лоуренса [60]. Зонные пластинки высокого разрешения с шириной внешней зоны от 600 до 700 Å изготовлены в Гёттингене [61] и фирмой ИВМ [62]. Высокое разрешение на изображениях биологических объектов, полученное Шмалем, Рудольфом и Ниманом [8], ясно демонстрирует возможности зонной пластинки как оптического элемента в мягком рентгеновском диапазоне. Фазовые зонные пластинки, в которых вместо поглощающих используются прозрачные материалы, могут иметь дифракционную эффективность, приближающуюся в первом фокусе к 40% [63-65].

Применение когерентной техники в рентгеновском диапазоне будет конечно выдающимся шагом, и поскольку кое-что уже сделано, мы можем пофантазировать о том, что может быть достигнуто в недалеком будущем. Рассмотрим, например, рентгеновскую голографию. На рис. 8, а описан один из серии блестящих рентгеновских голографических экспе-

риментов, поставленных Аоко, Кикүто и их коллегами [66]. Синхротронное излучение раскладывалось в спектр монохроматором, так что $\Delta\lambda/\lambda$ составляло $5 \cdot 10^{-4}$, что соответствует длине когерентности 12 мкм на длине волны 60 Å. Пространственная когерентность достигалась путем установки 7 мкм щели, показанной на маске в левой части рис. 8, а. Излучение, прошедшее через щель, попадало на вторую маску, освещающая объект в виде трех верхних щелей и еще одну узкую щель, которая служила источником опорной волны. Волна, дифрагировавшая на объекте, и опорная

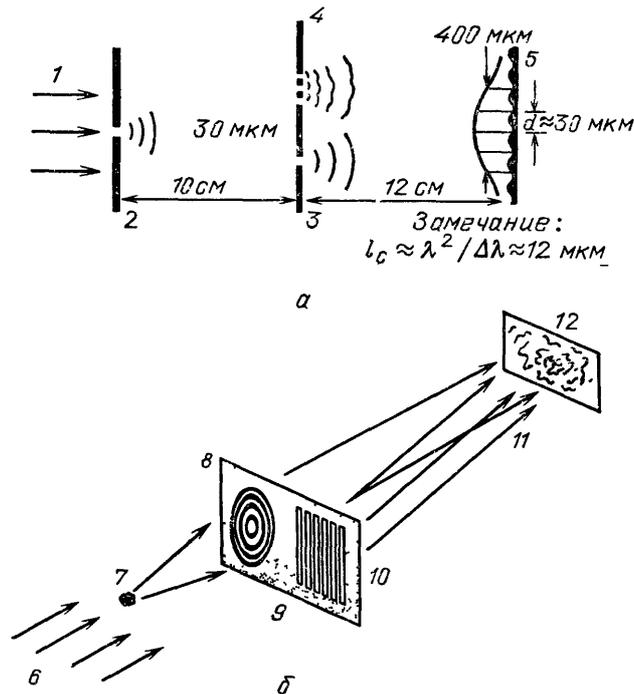


Рис. 8 а — Схема эксперимента Аоки и Кикүты [66] по внеосевой рентгеновской голографии на синхротронном источнике. (1 — синхротронное рентгеновское излучение, отнесенное к $\lambda = 60 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 0,03 \text{ \AA}$; 2 — 7-мкм щель для пространственной когерентности, 3 — 2,5 мкм щель дает пространственное разрешение, 4 — объект: 3 щели по 3 мкм, отстоящие на 9 мкм; 5 — фотопленка), б — Возможное развитие эксперимента [66]. Совершенствование рентгеновской оптики и значительное (в 10^7 раз) увеличение мощности источника позволит получить значительно более высокое пространственное и временное разрешение (вплоть до 1000 \AA и 10^{-3} с) в рентгеновском диапазоне. (6 — перестраиваемое когерентное рентгеновское излучение; 7 — образец; 8 — зонная пластинка; 9 — фазовая структура; 10 — дифракционная решетка; 11 — внеосевая волна; 12 — голограмма)

волна, перекрываясь, образовывали на пленке интерференционную картину. Геометрия эксперимента подбиралась так, чтобы период был достаточно велик [30], что давало возможность восстанавливать изображения видимым излучением гелий-неонового лазера. Таким образом, в распознавании образов могли участвовать человеческий глаз и интеллект. Время экспозиции в первых экспериментах составляло 1 час. Эти эксперименты можно легко интерпретировать в терминах интерференционного опыта Юнга на двух щелях, одна из которых («объект») имеет структуру. Японская группа в то же время выполнила другой голографический эксперимент в геометрии, напоминающий опыты Габора, в котором были записаны и восстановлены изображения химических волокон и клеток крови [66].

Возможное развитие такой голографической техники демонстрируется на рис. 8, б, где в качестве источника излучения изображен уже ондулятор и использованы также дифракционные рентгеновские элементы.

Небольшой образец, в частности трехмерная биологическая структура, зондируется когерентным рентгеновским пучком. Фазовая пластинка, состоящая из френелевской линзы и дифракционной решетки, преследует двоякую цель: собрать излучение, дифрагировавшее на объекте, и создать внеосевую опорную волну. Две волны, перекрываясь на записывающей среде, создадут сложную дифракционную картину, пространственный период которой определяется длиной волны и углом, под которым они пересекаются. По существу эта схема и представляет собой распространение на мягкий рентгеновский диапазон известных принципов голографической микроскопии, в которой разрешение определяется широкоугольной объектной линзой [67, 68]. Все технологические реквизиты этой схемы уже реализованы, кроме фазовой зонной пластинки, которая увеличит дифракционную эффективность в 4 раза. Если проект ALS будет осуществлен и мощность источника по сравнению с [66] (см. рис. 8, а) возрастет в 10^9 раз, то подобные эксперименты будут выполняться со значительно более высоким пространственным и временным разрешением, возможно, на уровне 1000 \AA и 10^{-3} с. Обзор существующей техники в свете требований рентгеновской голографии, а также результаты последних интерференционных экспериментов в Брукхэвене даны в статье Хауэллса, который также возлагает большие надежды на ондуляторы, как источники когерентного излучения [69]. Условия на степень когерентности с точки зрения биологических приложений обсуждались Солемом и Чаплиным [70].

Выводы. Мы описали прямой и ясный путь к экспериментам с когерентными рентгеновскими пучками. Он основывается на хорошо развитой технике ускорителей и магнитных ондуляторов. Когерентное излучение, перестраиваемое в диапазоне от вакуумного ультрафиолета до мягкого рентгена, может стать доступным в ближайшие несколько лет, когда появится следующее поколение накопительных колец с энергией ~ 1 ГэВ. Оптическая техника, необходимая для работы в этом диапазоне длин волн, уже создана и продолжает улучшаться. Дифракционные оптические элементы, имевшиеся ранее только при больших длинах волн (видимый, ИК, СВЧ и другие диапазоны), скоро станут доступны и для рентгеновских лучей. Наличие когерентных пучков с дифракционной расходимостью, даже несмотря на умеренную временную когерентность, представляют беспрецедентные возможности применения этого излучения. Зондирование малых объемов вещества пикосекундными рентгеновскими импульсами даст новые возможности в исследовании фотохимических процессов, атомной и молекулярной структуры, границ раздела, биологических объектов. Было бы слишком рискованно пытаться предсказывать области, в которых будут получены наиболее ценные результаты [71].

Источники ондуляторного излучения, оснащенные рентгенооптической и другой экспериментальной техникой, привлекут многочисленные группы ученых. Из-за высокой стоимости такие источники, по-видимому, не станут широко распространены и будут эксплуатироваться одновременно учеными различных специальностей. Следующий шаг в получении когерентного рентгеновского излучения будет сделан с появлением коротковолновых лазеров на свободных электронах, которые также основываются на сочетании ускорительных и ондуляторных устройств [72].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ И ПРИМЕЧАНИЙ

- [1] AIP Conference Proceedings/Eds D. T. Attwood, B. L. Henke.— New York: American Institute of Physics.— 1981.—V. 75.
2. X-ray Microscopy/Eds G. Schmahl, D. Rudolf.— Berlin, a. o.: Springer-Verlag, 1984.
3. Underwood J. H., Attwood D. T.//Phys. Today. April 1984. V. 37. P. 44.
4. Attwood D. T. et al.//AIP Conf. Proc. 1982. V. 90. P. 254.

5. Spiller E // [15]. — V. 1B P 1091.
- 6 Kirz I, Rarbak H // Rev Sci Instrum 1985 V 56 P 1
- 7 Underwood J H, Barbee T. W // Nature, London 1981 V 294 P. 429.
См также о многослойной оптике
Barbee T W // [1] — P 131
Spiller E // Ibidem — P 124
- 8 Schmahl G, Rudolf D, Niemann B // Ann N Y Acad Sci. 1980 V. 342.
P 368
Robinson A L // Science 1982 V 215 P 150
Kenney J. M et al // J Microsc, Oxford (in press)
- 9 Stradling G L et al // IEEE J Quantum Electron 1983 V QE-19 P. 604
- 10 Born M, Wolf E Principles of Optics — 6th ed — New York Pergamon Press, 1983 — Ch 10
- [11] Collier R, Burckhardt C, Lin L Optical Holography — New York Academic Press, 1971 — Pp 26 137
Born M, Wolf E // [10] — P 316
- 12 Kim K J, Halback K, Attwood D T // AIP Conf Proc 1984 V 119.
P 267
- 13 Jackson J D Classical Electrodynamics — 2nd ed — New York Wiley, 1975 — P 672
- 14 Sokolov A A, Ternov I M Synchrotron Radiation — New York Pergamon Press, 1968 — (Соколов А А, Тернов И М Синхротронное излучение — М Изд во Моск ун-та, 1964 (оригинал)).
- 15 Handbook on Synchrotron Radiation/Ed E E Koch — New York Elsevier, 1983 — V 1A Ch 2
- 16 Winick H et al // Phys Today May 1981 V 34 P 50
- 17 Более точная формула для длины волны, испускаемой частицей, совершающей осцилляторное движение в периодическом магнитном поле ондулятора, имеет вид $\lambda = (\lambda_0/2\gamma)^2 [1 + (K^2/2)]$, где параметр отклонения ондулятора $K = 0.93 B_0 \lambda_0$, B_0 — амплитуда напряженности магнитного поля в Тл, λ_0 — период ондулятора в см. Для ондуляторов обычно $K \approx 1$. Длина волны ондуляторного излучения изменяется или путем механического изменения зазора магнита ондулятора и, следовательно, изменения $K(B_0)$, или путем изменения энергии γ электронного пучка, т е γ
- 18 Излучение, испущенное электроном, за одно колебание сосредоточено в конусе с угловым раствором γ^{-1} . Однако в том случае, когда электрон совершает N периодических колебаний в ондуляторе, поля излучения интерферируют, и это приводит к сужению конуса излучения*). Для того чтобы наблюдать этот эффект, за ондулятором следует поставить монохроматор с разрешением $\lambda/\Delta\lambda = N$. Сужение конуса излучения следует прямо из электромагнитного формализма [19—22]. Полезно в то же время сделать следующие простые оценки. Дифракционно ограниченный полуугол распределенного истинного источника длины L , испускающего электромагнитное излучение на длине волны λ , дается выражением $\theta = (\lambda/L)^{1/2}$ ([10], с 44). Если длина ондулятора $L = N\lambda_0$, а длина испускаемой волны $\lambda = \lambda_0/\gamma^2$ (что соответствует излучению вперед при $K \approx 1$), то половина угла, в который испускается излучение, дается выражением $\theta = (\lambda/N\lambda_0)^{1/2} = 1/\gamma N^{1/2}$. Важно подчеркнуть, что в современных накопительных кольцах электронных пучок обладает малыми поперечными размерами и угловым разбросом, поэтому указанные одноэлектронные эффекты играют роль
- 19 Алферов Д Ф, Башмаков Ю А, Бессонов Е Г // ЖТФ 1973 Т 43. С 2126
Alferov D F et al // Part Accel 1979 V 9 P 233
- 20 Kincaid B M // J Appl Phys 1977 V 48 P 2684
- [21] Kriinsky S // IEEE Trans Nucl Sci 1983 V NS 30 P 3078
- 22 Hofmann A // Phys Rep 1980 V 64 P 253
Stanford Synchrotron Radiation Project Report 77/05 II-49 — Palo Alto, Calif Stanford University, 1977
- 23 Кондратенко А М, Скринский А Н // Опт и спектр 1977 Т 42 С 238.
- 24 Положение частиц пучка в фазовом пространстве определяется их координатами x и углами x' в любом из поперечных направлений. Эмиттанс пучка определяется фазовым объемом в этом пространстве, включающем все частицы пучка в пределах одного стандартного отклонения от среднего значения. Если площадка в фазовом пространстве имеет форму эллипса с осями, параллельными x и x' , эмиттанс пучка определяется выражением $\epsilon_x = \pi \sigma_x \sigma_{x'}$, где σ_x и $\sigma_{x'}$ — величины осей эллипса

*) Полная испущенная энергия излучения сконцентрирована в том же конусе γ^{-1} , независимо от длины ондулятора. Но так как при $N \gg 1$ длина волны излучения λ зависит от θ , для заданного λ конус излучения уменьшается с увеличением N [19, 20]. (Примеч пер).

- 25 Krinsky S//Free Electron Generation of Extreme Ultraviolet Coherent Radiation/Eds J M I Madey C Pellegrini — New York American Institute of Physics 1984 — P 44
- 26 Widemann H//J de Phys 1983 Colloq Cl Suppl 2 P 201
- 27 Howells M R//Nucl Instr and Meth 1980 V 172 P 123, V 177 P 127
- 28 Johnson R L//[15] — V 1A P 173
- 29 The Advanced Light Source Scientific Opportunities/Eds D T Attwood B Hartline, R Johnson Publication 5111 — Lawrence Berkeley Laboratory, University of California Berkeley, 1984
Appendix A/Ed R Sah//Ibidem
- 30 Srinivasan T et al//Laser Spectroscopy VI/Eds H P Weber Luthy W — Berlin a o Springer Verlag, 1983 — P 385
- [31] Schomburg H, Dobelev H F, Ruckle B//Appl Phys Ser B 1983 V 30 P 131
- 32 Kung A H//Opt Lett 1983 V 8 P 24
- 33 Srinivasan T et al//IEEE J Quantum Electron 1983 V QE 19 P 1270
- 34 Boker J Bucksbaum P H, Freeman R R//Opt Lett 1983 V 8 P 217
- 35 Matthews D L et al//Phys Rev Lett 1985 V 54 P 110
Rosen M D et al//Ibidem P 106
Robinson A L//Science 1984 V 226 P 821
- 36 Proceedings of the Symposium on the Applications of Laboratory X ray Lasers Asilomar, Calif February 17—19 1985/Ed N Ceglio
- 37 Harris S E//Opt Lett 1980 V 5 P 1
Harris S E et al//Proceedings of the IX International Conference on Atomic Physics/Ed N Forston — Singapore World Scientific, 1981.
- 38 Free Electron Generation of Extreme Ultraviolet Coherent Radiation/Ed J M J Madey C Pellegrini — New York American Institute of Physics 1984
- 39 Murphy J Pellegrini C//J Opt Soc Am Ser B 1984 V 1 P 530
- 40 Madey J M J//J Appl Phys 1971 V 42 P 1906
Madey J M J Schwetman M A Fairbank W M//IEEE Trans Nucl Sci 1973 V NS 20 P 980
- [41] Billardon M et al//Phys Rev Lett 1983 V 51 P 1652
- 42 Newmann B E et al//J Opt Soc Am Ser B 1984 V 1 P 505
- 43 Orzechowski T J, Anderson B, Fawley W M, Hopkins D, Paul A C Prosnitz D Scharlemann E T Sessler A M, Wurtele J Yarema S//Generation of High Fields for Particle Accelerators of Very High Energy Proc of CAS ECFA INEN Workshop Frascati Italy, September 25 — October 1 1984 — «CERN [Science Reprints]» 1985 No 7 P 85
- 44 Attwood D T et al//[38] — P 294
Барби Т У и его сотрудники сообщили о новенших экспериментах в которых получена отражательная способность около 60% при нормальном падении на длине волны 170 А
- 45 Coherent X rays and Vacuum Ultraviolet Radiation from Storage Ring Based Undulators and Free Electron Lasers/Ed K J Kim Publication 18945 — Berkeley Lawrence Berkeley Laboratory University of California 1985
- 46 Bloembergen N//IEEE J Quantum Electron 1984 V QE 20 P 556
- 47 Schawlow A L//Ibidem P 558
- 48 Halbach K//[26] — P 211
- 49 Hoyer E et al//IEEE Trans Nucl Sci 1983 V NS 30 P 3118
- 50 Kincaid B//J Opt Soc Am (in press)
- [51] Sagawa M et al//J Appl Phys 1984 V 55 P 2083
- 52 Kirz J Sayre D//[2] — P 262
- 53 Kim K J//Nucl Instr and Meth 1984 P 219 P 425
- 54 Applications of Circularly Polarized Radiation/Eds F Allen C Bustamante — New York Plenum Press 1985
- 55 Crasemann B Willeumier E//Phys Today June 1984 V 37 P 1
- 56 Planning Study for Advanced National Synchrotron Radiation Facilities/Eds B Crasemann F Willeumier — Washington D C U S Department of Energy, Government Printing Office 1984
- 57 Report of the Committee to Survey the Chemical Sciences/Ed G Pimentel — Washington D C National Academy of Sciences (in press)
- 58 Eberhardt W et al//Phys Rev Lett 1983 V 50 P 1038
- 59 Neurether A R et al//X ray Lighography and Applications of Soft X ray to Technology/Ed A D Wilson — Bellingham, Wash Society of Photographic Instrumentation Engineers, 1984 — P 64
- 60 Shaver D C et al//J Vac Sci and Technol 1979 V 16 P 1626
Smith H I et al//[2] — P 52 fig 7 2
- [61] Schmahl G et al//Ibidem P 63
- 62 Matzakakis M Ting G H Viswanathen N Paper presented at the Sixth International Conference on Electron and Ion Beam Science and Technology San Francisco Calif, May 1974

- Kern D // [59] — P 204
- 63 Sussman M // Am J Phys 1960 V 28 P 392
- 64 Kirz J // J Opt Soc Am 1974 V 64. P. 301.
- 65 Tatchyn R O Csonka P L Lindau I // Ibidem Ser B 1984 V 1 P 806
- 66 Aoki S, Ichihara Y, Kikuta S // J Appl Phys, Tokyo 1972. V. 11. P 1857
Kikuta S et al // Opt Commun 1972 V 5 P 86
Aoki S Kikuta S // J Appl Phys, Tokyo 1974 V 13 P 1385
67. Van Ligten R F Ostenberg H // Nature, London, 1966 V 211 P. 282
- 68 Attwood D T et al // Phys Rev Lett 1978 V 40 P 184
- 69 Howells M // [2] — P 318
- 70 Solem J C, Chapling G F // Opt Eng 1984 V 23 P 193
- [71] См последние работы по лазерной технике для УФ, видимого и ИК диапазонов
Townes C H // IEEE J Quantum Electron 1984 V. QE 20 P. 547.
Lamb W E // Ibidem P 551
Bloembergen N // Ibidem P 556
Schawalow A L // Ibidem P 558
Patel C N K // Ibidem P 561.
- 72 Мы благодарим наших коллег из Берклиевской и других лабораторий за их вклад в эту статью Работа была поддержана Управлением научных основ энергетики Министерства энергетики США, контракт DE-AC03 76SF 00098