

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

621.378.325

РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛАЗЕРЫ*)*Дж. Чаплин, Л. Вуд*

Эксперименты по сверхмощным лазерам позволяют уже сейчас продемонстрировать вынужденное испускание рентгеновских лучей; создание приборов на этой основе будет иметь далеко идущие последствия в химии, биологии и кристаллографии.

Одним из наиболее значительных препятствий в совершенствовании наших познаний молекулярных основ жизни является невозможность исследовать отдельную макромолекулу в живой ткани. До сих пор прогресс в расшифровке *структуры* биологических макромолекул основывался на тщательном химическом и рентгеновском анализе чистых кристаллических образцов данной макромолекулы¹. Однако такое положение может полностью измениться, если будет создан источник когерентных рентгеновских лучей. Хотя, как будет показано ниже, решение такой задачи сопряжено с рядом трудностей, эксперименты в этом направлении уже начались (рис. 1).

Для разрешения структуры молекулы необходимо излучение, длина волны которого сравнима с размерами атомов. Практически это означает, что следует использовать фотоны с энергиями не менее нескольких килоэлектрон-вольт (т. е. рентгеновские лучи) или электроны с энергиями свыше ста килоэлектрон-вольт (см. заметку в «Physics Today»²⁴). Освещение образца рентгеновскими лучами более удобно, поскольку при этом отпадает необходимость в вакуумной камере и уменьшаются радиационные разрушения, которым подвергается образец в процессе исследования. В частности, при использовании рентгеновских лучей появляется возможность исследовать макромолекулы в живой ткани, т. е. проникнуть в самую суть клеточных функций. Причиной того, что это до сих пор не сделано, является показатель преломления элементов с малым Z , который во всем рентгеновском диапазоне близок к единице. Вследствие этого мишени, содержащие такие элементы, дают слабоконтрастное изображение при освещении обычными рентгеновскими источниками. Источник *когерентных* рентгеновских лучей сделает возможной фазовоконтрастную микроскопию, создавая контраст, достаточный для исследования биологических макромолекул in

*) George Chapline, Lowell Wood, X Ray Lasers, Phys. Today 28 (6), 41 (June 1975). Перевод В. А. Гончарова.

Джордж Чаплин и Лоуэлл Вуд — сотрудники Ливерморской лаборатории им. Лоуренса Университета штата Калифорния, США. Чаплин является теоретиком, Вуд — руководителем лабораторной программы по рентгеновским лазерам.

©Physics Today 1975.

©Перевод на русский язык,
Главная редакция физико-математической
литературы издательства «Наука»,
«Успехи физических наук», 1977 г.

situ. С таким источником можно будет получать трехмерные голограммы таких важных биологических структур, как ДНК в ядре клетки (рис. 2). Такая методика позволит снять трехмерные filmy — с разрешением на уровне отдельных атомов — таких процессов, как копирование ДНК, рибосомный синтез протеинов и др.

Когерентные рентгеновские лучи должны также решить знаменитую «фазовую задачу» рентгеновской кристаллографии². Чтобы получить трехмерную картину распределения электронов в кристалле, нужно знать

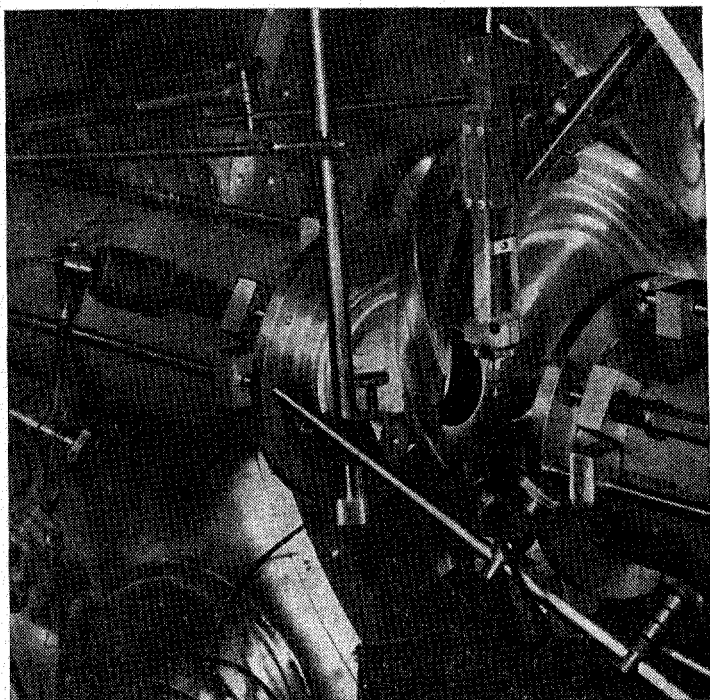


Рис. 1. Система установки мишени, помещенная в центре вакуумной камеры и окруженная диагностическим оборудованием, используется в экспериментах по лазерам сверхвысокой интенсивности.

Она является частью лазерной системы «Янус» Лоуренсовской лаборатории в Ливерморе, которая в настоящее время используется в экспериментах по лазерному «термояду» и которая может быть также кандидатом для экспериментов по рентгеновским лазерам.

наряду с амплитудами относительные фазы рентгеновских волн, рассеянных под различными углами. С обычными рентгеновскими источниками можно, вообще говоря, измерить только интенсивности, т. е. квадраты амплитуд рассеянных рентгеновских лучей. (Фазы часто также могут быть определены, но только с помощью догадок и ухищрений, таких, как подстановка тяжелых атомов, в сочетании с очень широким использованием ЭВМ для подсчета результатов итераций. Такая методика применима, как правило, лишь при расшифровке структуры кристаллов, содержащих молекулы с молекулярным весом не более чем 10^5 , что на один или два порядка меньше, чем у большинства спиральных биологических молекул, таких, как большие полимеры нуклеиновых кислот.) Определение атомарной структуры является теперь одной из основных задач при исследовании каждого вещества, за расшифровку структуры отдельных веществ присужден целый ряд Нобелевских премий. Если же будет существовать источник когерентных рентгеновских лучей, относительные фазы рассея-

ных волн будут получаться непосредственно, и определение атомной архитектуры даже самых больших молекул станет обычной процедурой.

Другим потенциальным преимуществом использования когерентных источников рентгеновских лучей для исследования веществ являются очень короткие (около 10^{-15} сек) импульсы рентгеновского излучения, которые позволяют «заморозить» колебания молекул. Появится возможность наблюдать — с медленной разверткой во времени — тепловые колебания в различных веществах и даже при сжатиях в ударной волне.

ПЕРСПЕКТИВЫ

Из сказанного ясно, что когерентные источники рентгеновских лучей должны оказать революционное влияние на многие области биологии, химии, физики и науки о строении вещества. Каковы же перспективы создания таких рентгеновских источников? В последние несколько лет появилось много работ по генерации когерентных рентгеновских лучей с помощью рентгеновских лазеров, которые посвящены как подтверждениям возможности создания таких лазеров³⁻⁷, так и разработке источников для их накачки. Развитие этих работ было заметно стимулировано сообщением сотрудников Университета Юты об испускании когерентных рентгеновских лучей при фокусировке импульса неодимового лазера на тонкую желатиновую пленку, содержащую раствор CuSO_4 . Однако это утверждение было основано на наблюдении пятен на рентгеновской пленке, которая, как было показано впоследствии, вообще нечувствительна к рентгеновским лучам⁹. Действительно, как теперь ясно, с существовавшими в то время (около 1973 г.) лазерами получить рентгеновскую лазерную генерацию было, по-видимому, невозможно.

Рентгеновские лазеры еще не вступили в стадию разработки, поскольку в рентгеновском диапазоне длин волн чрезвычайно трудно получить условия, благоприятные для генерации. Прежде всего, вследствие сильного фотоэлектрического поглощения всякое холодное вещество имеет очень низкую прозрачность во всем рентгеновском диапазоне. Наиболее подходящим аналогом оптически прозрачной лазерной среды (такой, как стекло) в рентгеновском диапазоне является полностью ионизированная высокотемпературная плазма. Во-вторых, из-за очень короткого времени жизни возбужденного состояния и очень больших энергий переходов, участвующих в лазерной генерации, для создания инверсии населенностей, которая требуется для генерации, необходимы очень высокие мощности накачки. Времена жизни для разрешенных рентгеновских переходов имеют порядок $10^{-15} \lambda^2$ сек, где λ — длина волны в ангстремах. Следовательно, 10 кэв-ный переход ($\lambda = 1,2 \text{ \AA}$) имеет излучательное время жизни порядка 10^{-15} сек, т. е. чтобы держать атом в возбужденном состоянии, нужно вкладывать энергию накачки порядка одного ватта на атом!

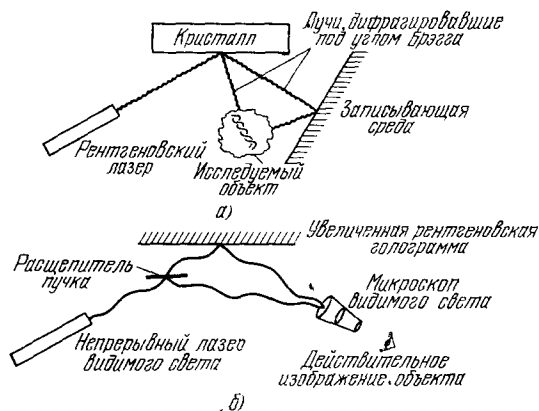


Рис. 2. Эта схема получения трехмерного изображения макромолекулы в живой ткани с помощью рентгеновской фазово-контрастной голографии является одним из возможных применений рентгеновского лазера.

На рисунке а) показана запись голограммы, а на рисунке б) — способ образования увеличенного в отношении длин видимой и рентгеновской волн.

Очевидно, что при работе рентгеновского лазера потребуются огромные плотности мощности накачки, которые можно надеяться получить лишь со сверхмощными лазерами, разрабатываемыми в последнее время.

Другим препятствием для получения лазеров рентгеновских волн является то, что такие лазеры, по-видимому, должны будут работать без внешних зеркал, поскольку все вещества обладают очень низкой отражательной способностью при $\lambda < 1000 \text{ \AA}$. Имеется предложение вместо использования зеркал пускать пучок по кругу с помощью отражателей,

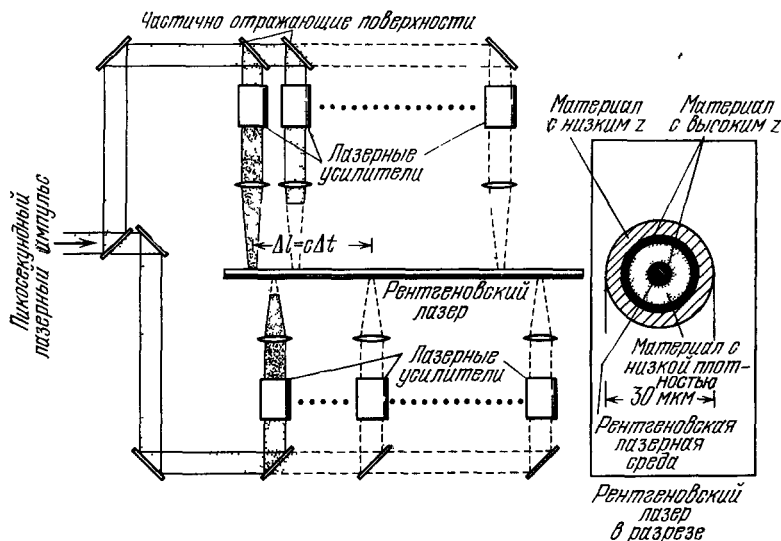


Рис. 3. Проект рентгеновского лазера.

Пикосекундный лазерный импульс от системы «задающий генератор — предусилитель» разделяется на части с помощью расщепителей пучка и после усилителей попадает на рентгеновскую лазерную мишень. Импульсы следуют друг за другом, двигаясь вдоль оси со скоростью света и вызывая сверхмощную тепловую волну. Концентрическая цилиндрическая мишень (на врезке) фокусирует на рентгеновскую лазерную среду радиальные ударные волны, которые создают необходимые вакансии на внутренних орбитах.

установленных под углом Брэгга¹⁰, однако опять-таки поглощение рентгеновских лучей на отражателях сильно снижает выигрыш от такой схемы. Кроме того, время даже однократного пробега по такому кругу больше, чем рентгеновское излучательное время жизни. В обычном лазере свет отражается от зеркал попеременно взад и вперед, стимулируя испускание света атомами, которые накачаны в возбужденное состояние. Если нельзя использовать зеркала, то, чтобы компенсировать этот эффект многократного использования света, нужно иметь лазерную среду большей длины. Усиление света за один проход его через лазерную среду должно быть значительно больше, чем при наличии зеркал. Точное значение усиления зависит от дифракционных потерь и времени жизни возбужденных состояний¹¹. Для 1-киловольтного рентгеновского лазера длина лазерной среды l должна быть такой, чтобы усиление вдоль нее было порядка сотни децибел, т. е.

$$\alpha l \geq 20, \quad (1)$$

где α — усиление на единице длины для малого сигнала. В то же время усиление в поперечном направлении вдоль меньшего размера лазерной среды должно поддерживаться на достаточно низком уровне, чтобы избежать существенного вынужденного испускания в радиальном направлении.

Таким образом, диаметр лазерной среды должен быть мал по сравнению с ее длиной, т. е. эта среда должна иметь форму тонкого цилиндра.

Длина l , удовлетворяющая соотношению (1), практически всегда будет больше $\tau_{\text{сп}}$, где c — скорость света, а $\tau_{\text{сп}}$ — спонтанное излучательное время жизни по отношению к рентгеновскому лазерному переходу. Следовательно, чтобы оптимизировать эффективность накачки, нужно, вообще говоря, использовать для накачки среды возбуждение типа «бегущей волны». Можно представить себе, что рентгеновский лазер должен работать в режиме сканирования со скоростью света соответствующего пучка накачки вдоль цилиндрической лазерной среды; передний фронт импульса когерентного рентгеновского излучения будет сопровождать эту бегущую волну накачки, если, разумеется, при этом плотность инверсной населенности будет достаточно велика. Схема рентгеновского лазера такого типа показана на рис. 3.

ТРЕБОВАНИЯ К НАКАЧКЕ

В своей классической статье 1958 г. о работе лазера Артур Шавлов и Чарльз Таунс показали, что для получения лазерной генерации должна быть достигнута определенная пороговая плотность инверсии. Аналогом их пороговых условий для лазера, работающего без зеркал, является условие $\alpha l \approx 1$. В отсутствие потерь величина α равна

$$\alpha = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{1}{\tau_{\text{сп}} \Delta\nu}, \quad (2)$$

где N_2 — населенность верхнего состояния, N_1 — населенность нижнего состояния, g_2 и g_1 — статистические веса этих состояний, а $\Delta\nu$ — ширина линии лазерного перехода. Поскольку для разрешенных переходов спонтанное излучательное время жизни изменяется как λ^2 , из формулы (2) следует, что пороговая плотность инверсии должна зависеть только от ширины линии $\Delta\nu$ и длины l . Чтобы получить существенное вынужденное излучение, нужно работать несколько выше порога (скажем, должно быть $\alpha l \gtrsim 20$). Следовательно, инверсная населенность должна удовлетворять соотношению

$$N^* \gtrsim \frac{\Delta\nu}{l} \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad (3)$$

где $N^* \equiv N_2 - (g_2/g_1)N_1$ — эффективная плотность инверсной населенности ($\Delta\nu$ и l в электрон-вольтах и сантиметрах соответственно).

В холодном веществе нижняя граница плотности инверсии, необходимой для лазерной генерации, задана шириной, определяемой эффектом Оже (около 1 эв). Как видно из формулы (3), эта плотность очень высока, и, так как ширина Оже соответствует времени жизни около 10^{-15} сек, это означает, что для поддержания необходимой инверсии населенностей в холодном веществе потребуются огромные плотности мощности накачки. Более того, условие (3) может быть даже недостаточным в холодном веществе, поскольку плотность инверсии должна быть достаточно велика, чтобы преодолеть большую фотоэлектрическую непрозрачность холодного вещества.

В горячем веществе минимальная плотность инверсии будет определяться шириной, связанной с эффектом Штарка; доплеровское уширение в большинстве случаев будет менее важно. Оценки ¹² штарковской ширины в плазме, плотность которой сравнима с плотностью твердого тела и которая состоит из одинаковых, почти полностью ободранных ионов, приводят

к величине $N_{\text{ин}}^* \approx 5 \cdot 10^{19}/l \text{ см}^{-3}$. Для $l = 1 \text{ см}$ это соответствует относительной инверсии $N^*/N \approx 10^{-3}$, где N — полная плотность атомов. Если относительная инверсия оказывается меньше, чем 10^{-3} , то либо плотность среды выше плотности твердого тела, либо для генерации требуются длины $l > 1 \text{ см}$. Очевидно, что для того, чтобы использовать достаточно низкие плотности инверсии, сравнимые с плотностями плазмы, получаемой от обычных источников, таких, как ионные пучки, нужно получать высокие плотности относительной инверсии, большие, чем 0,1.

Так как энергия, необходимая для получения инверсии населенностей, $h\nu N^* d^2 l$, должна быть вложена за время l/c , мощность накачки, требующаяся для генерации рентгеновского лазера, дается соотношением

$$P_{\text{нак}} = \frac{h\nu N^* d^2 c}{\varepsilon}, \quad (4)$$

где ε — эффективность накачки. Очевидно, что нужно стремиться сделать d как можно меньшим. Однако его нельзя сделать меньше, чем $\sqrt{\lambda l}$, поскольку при этом дифракционные потери становятся слишком сильными. Полагая $d^2 = \lambda l$, $\Delta\nu = 1 \text{ эв}$ и $\varepsilon = 10^{-3}$ (значение, которое, как показывают подробные исследования, является характерным), находим, что минимальная требуемая мощность равняется 1 Гвт . Этот уровень мощности сравним с возможностями существующих в настоящее время лазерных систем. Однако, прежде чем прийти к выводу, что существующие лазеры способны накачать рентгеновский лазер, следует заметить, что сверхмощный лазерный импульс, вообще говоря, не удастся сфокусировать на мишени диаметром $\sqrt{\lambda l}$, а также не всегда можно сканировать сфокусированным пучком вдоль рентгеновской лазерной среды, создавая оптимальное возбуждение типа бегущей волны. Более реалистическая оценка требуемых накачек фактически показывает, что для накачки 1 кэв -ного рентгеновского лазера нужен 10^{12} -ваттный лазер. К счастью, именно сейчас как раз достигнуты лазерные мощности в 10^{12} вт и, следовательно, уже возможны предварительные эксперименты с целью получения лазерной генерации на $\lambda \sim 10 \text{ \AA}$.

ВОЗМОЖНОСТИ

Какие атомные состояния могли бы дать подходящие переходы? Чтобы получить рентгеновские лучи с $\lambda < 100 \text{ \AA}$, нужны атомы с номером больше 4 для излучения на K_α и больше 8 для L_α . Переходы между состояниями с большим главным квантовым числом или между подоболочками, такими как $3s \rightarrow 3p$, имеют тот недостаток, что для испускания рентгеновских лучей требуются высокие значения Z , а это приводит к относительно большим фотоэлектрическим потерям. Кроме того, состояния с большим главным квантовым числом и отдельные подоболочки при высоких плотностях, которые, по-видимому, потребуются для рентгеновской лазерной среды, не существуют из-за понижения континуума и из-за штарковского смешивания соответственно. Если принять во внимание силу окружающих осцилляторов, штарковское смешивание и фотоэлектрические потери, то желательно использовать внутриорбитальные переходы. С другой стороны, если нижнее лазерное состояние является основным состоянием иона, инверсная населенность будет достаточно быстро сбрасываться из-за сравнительно большой скорости рекомбинации в это состояние. Наиболее перспективными для рентгеновских лазеров, следовательно, представляются переходом с M -орбиты на L -орбиту в почти полностью ободранных ионах с умеренным Z . Например, для демонстрации рентгеновской лазер-

ной генерации могут быть использованы переходы $3 \rightarrow 2$ в водородоподобном криптоне (рис. 4).

Можно предположить, что вследствие очень короткого времени жизни разрешенных рентгеновских переходов (10^{-13} сек для переходов в 1 кэВ) для рентгеновских лазеров наиболее удобно было бы использовать метастабильные состояния. Такие состояния для двух- и трехэлектронных ионов с временем жизни порядка 10^{-9} сек наблюдались в ионных пучках небольшой плотности¹³. Однако при достаточно высокой плотности, требующейся для создания метастабильной среды, существование таких метастабильных состояний с очень большим временем жизни маловероятно вследствие штарковского смешивания состояний с разрешенными переходами, а также из-за процессов триплет-триплетной аннигиляции. Более того, даже если бы удалось каким-либо образом приготовить метастабильную среду с требуемой высокой плотностью, усиление на единице длины, которое можно при этом получить, было бы значительно меньше, чем то, которое получается на разрешенных переходах (см. формулу (2)). Таким образом, для лазеров на метастабильных состояниях потребовались бы либо нереально высокие плотности инверсии, либо необычно большие длины активной среды.

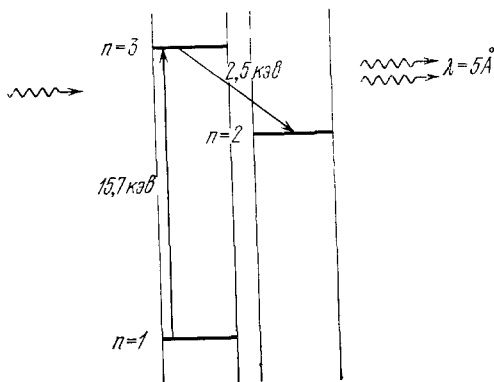


Рис. 4. В водородоподобном криптоне имеются переходы со спонтанным временем жизни около 10^{-14} сек и сечением вынужденного испускания около 10^{-18} см², на которых может работать рентгеновский лазер.

Лазерная мощность, достаточная для обеспечения накачки такого лазера, еще не достигнута.

СХЕМЫ СОЗДАНИЯ ИНВЕРСНОЙ НАСЕЛЕННОСТИ

Проблемы получения инверсии населенностей в рентгеновском диапазоне существенно отличаются от проблем, которые приходится решать при низких энергиях фотонов. В инфракрасном, видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазоне мы имеем дело со сложным комплексом процессов молекулярной или твердотельной кинетики. Этот комплекс наряду с обеспечением многих возможностей получения лазерной генерации делает трудными или вообще невозможными теоретические расчеты. Рентгеновские переходы, напротив, происходят между тесно связанными состояниями, в которых процессы, влияющие на населенность уровней, хорошо известны. Это процессы фотоионизации и излучательной рекомбинации, оже-испускания и диэлектронной рекомбинации, возбуждения и де-возбуждения за счет электронных соударений, процессы ионных соударений и зарядовый обмен. Так как рентгеновские переходы происходят между состояниями, волновые функции которых близки к водородным, сечения и константы скорости этих процессов могут быть рассчитаны с разумной точностью. Подробные теоретические расчеты изменения населенностей электронных уровней за счет указанных процессов могут быть крайне полезны при оценке осуществимости конкретных схем накачки рентгеновского лазера и такие расчеты являются основными в проводимых нами работах, направленных на

получение рентгеновской лазерной генерации. Хотя для всех этих схем накачки полные детальные расчеты еще не проведены, очевидно, имеется большое количество ситуаций, в которых упомянутые процессы могут привести к инверсии населенностей для рентгеновских переходов.

Например, инверсная населенность может быть получена непосредственно при экспонировании мишени рентгеновской вспышкой очень большой интенсивности³. Инверсия населенности при этом возникает из-за того, что вероятность фотоионизации для тесно связанных электронов в несколько раз больше, чем для слабо связанных. К сожалению, обычные источники, дающие рентгеновские вспышки, имеют недостаточную яркость, чтобы создать необходимую плотность инверсии за требуемый промежуток времени. При времени жизни инвертированного состояния 10^{-15} сек (время оже-рекомбинации) для накачки 1 кэв-ного перехода требуется 10^{16} *вт/см²* при мишени толщиной 10 *мкм*. Существующие же в настоящее время рентгеновские установки не могут давать вспышку с интенсивностью большей, чем примерно 10^{10} *вт/см²*.

Требуемую яркость рентгеновского импульса накачки можно, однако, получить при фокусировании сверхмощного лазерного импульса на мишень с высоким Z ¹⁴. Эффективность преобразования лазерного света в рентгеновские лучи при очень большой лазерной интенсивности неизвестна, но даже если она будет достаточно велика, например 1 %, для этого потребуется лазерная интенсивность 10^{18} *вт/см²*. Такая интенсивность может быть получена при фокусировке лазерного импульса мощностью 10^{12} *вт* в пятно диаметром 10 *мкм*. Этого можно будет достичь в ближайшее время, однако, как уже говорилось, мы не знаем, каковы будут эффективности рентгеновской конверсии при таких интенсивностях.

Другой проблемой, возникающей в схеме рентгеновской накачки такого типа, являются ультракороткие длительности нарастания импульса, которые требуются в связи с тем, что время релаксации возбужденных состояний (время жизни Оже) составляет 10^{-16} сек. До сих пор считалось, что квазистационарная инверсия населенности может поддерживаться до тех пор, пока время релаксации нижнего состояния лазерного перехода короче, чем излучательное время жизни, однако расчеты, выполненные Тимоти Аксельродом, показали, что, если учесть все оже-процессы и нагрев среды, такая инверсия населенности не может сохраняться дольше, чем 10^{-14} сек. Это время гораздо короче, чем время нарастания импульса любого мощного лазера, которое можно надеяться получить в ближайшем будущем. Таким образом, перспективность такого типа схем накачки рентгеновских лазеров в ближайшие сроки, по-видимому, невелика.

Селективная ионизация некоторых внутренних орбит может быть также произведена с помощью быстрых ионов. Например, согласно принципу Паули при соударении двух атомов, обладающих достаточной кинетической энергией и имеющих умеренный атомный номер, и при достаточно малом параметре этого соударения за счет кинетической энергии должно произойти испускание одного или нескольких электронов из одного или другого атома образовавшейся переходной квазимолекулы. Если подобрать соответствующим образом два внутриорбитальных энергетических уровня соударяющихся атомов, столкновение приведет к селективному образованию вакансий на этих орбитах. Возможность использования такого процесса для получения генерации на рентгеновских длинах волн впервые обсуждалась Р. Маккорклом⁷, который предложил сканировать со скоростью света интенсивным ионным пучком вдоль тонкой фольги. К сожалению, усиление, которое может быть получено в такой схеме, очень мало из-за весьма ограниченных плотностей ионных пучков, а также из-за значительных дифракционных потерь.

Возможно, что требуемая величина усиления на единице длины при таком процессе все же может быть достигнута, если использовать зарядово-компенсированные пучки. Например, Давид Ченг¹⁶ в экспериментах в Исследовательской лаборатории Аме продемонстрировал, что могут быть получены зарядово-нейтральные пучки ионов аргона с кинетической энергией свыше 10 кэв и плотностью большей, чем 10^{18} см⁻³. Основной трудностью при таком подходе является, однако, то, что время нарастания импульса в ионных пучках на несколько порядков больше времени жизни инверсной населенности, связанной с испусканием рентгеновских лучей. Обход этой трудности может состоять в создании в небольшом волокне очень сильной направленной внутрь цилиндрической ударной волны, распространяющейся со скоростью 10^8 см/сек в конденсированном веществе. Если волокно достаточно плотное ($\rho \approx \rho_{\text{тв. тела}}$), время нарастания «импульса» вакансий на внутренних орбитах за счет ион-ионных соударений в ударной волне должно быть много меньше, чем 10^{-12} сек, и может быть сравнимо с временем существования инверсии. Одним из возможных способов реализации таких условий может быть сильный ударный нагрев волокна с низкой плотностью при сверхзвуковом проникновении окружающего вещества высокой плотности с помощью тепловой волны, созданной лазерным импульсом короткой длительности.

Прежде чем пытаться оторвать электроны преимущественно с данной внутренней орбиты путем процессов квазистационарной ионизации, можно попробовать, нельзя ли создать инверсную населенность, заставляя электроны рекомбинировать с ионизованными ионами в определенном требуемом состоянии. Если, например, охладить плотную плазму за время более короткое, чем излучательное время жизни, можно будет использовать тот факт, что столкновительное возбуждение электронов на верхние электронные уровни при высоких плотностях происходит быстрее, чем излучательная рекомбинация на нижние уровни. Одним из возможных путей охлаждения тонкого слоя рентгеновской лазерной среды является создание контакта с радиатором из вещества с высоким Z . Однако мощности накачки в схемах такого типа сравнимы с мощностями, требуемыми для получения энергетически выгодного лазерного термоядерного синтеза, поскольку необходимая величина скорости радиационного охлаждения (около 1 см/атом) может быть получена лишь при лазерной мощности порядка 10^{15} вт.

Для получения инверсной населенности на ионах вместо использования теплового охлаждения можно также рассматривать резонансный обмен зарядами. А. В. Виноградов и И. И. Собельман из Физического института им. П. Н. Лебедева предложили⁶ использовать расширение нагретой лазером плазмы с умеренным Z в холодную гелиевую атмосферу; инверсия населенности при этом может возникать за счет реакций зарядового обмена между атомами гелия и ионами плазмы. Другим подходом, активно исследуемым Мерланом Скалли с сотрудниками в Университете Аризоны, является создание инверсии населенностей между $2p$ - и $1s$ -состояниями в He^+ при обстреле пучком альфа-частиц газовой мишени¹⁷. Сложность таких схем делает затруднительной их оценку. Кроме того, в схемах с зарядовым обменом должны испускаться сравнительно очень мягкие рентгеновские лучи ($\lambda \approx 300$ Å), и остается неясным, можно ли будет эти схемы распространить на область длин волн, интересных с практической точки зрения.

Как уже говорилось, для накачки рентгеновского лазерного перехода с энергией около 1 кэв может быть достаточным лазерный импульс мощностью 10^{12} вт. Длительность этого импульса должна быть больше времени распространения рентгеновского импульса. При ожидаемых величинах

усиления лазерная рентгеновская среда должна иметь длину не менее 300 мкм, это означает, что эффективная длительность лазерного импульса накачки должна быть больше, чем 1 нсек. Энергия, содержащаяся в таком импульсе, должна составлять по крайней мере 1 дж. В настоящее время в результате работ, которые проводятся во всем мире с целью продемонстрировать возможность осуществления лазерной термоядерной реакции¹⁸, имеются лазеры с импульсами мощностью 10^{12} вт при длительности 100 нсек. Таким образом, рентгеновские лазеры могут быть осуществлены как побочный продукт лазерных термоядерных исследований.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛАЗЕРЫ НА ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ СВОБОДНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

До сих пор наше обсуждение касалось лишь использования для получения рентгеновской лазерной генерации переходов между двумя связанными состояниями, однако можно также рассматривать и переходы из одного свободного состояния в другое. Переходы между свободными состояниями отличаются от переходов между связанными и между свободным и связанным состояниями тем, что они не могут происходить в незаряженной нейтральной среде. Например, релятивистский электронный пучок можно заставить испускать рентгеновские лучи, если пропустить его через периодическое электрическое или магнитное поле¹⁹. Вследствие эффекта релятивистского сокращения длина волны излучения, испускаемого пучком электронов, каждый из которых имеет энергию $\gamma m_e c^2$ (где $\gamma = [1 - (v^2/c^2)]^{-1/2}$, а m_e — масса электрона), будет порядка $(4\gamma^2)^{-1}$, умноженному на пространственный период электрического или магнитного поля. Например при периоде магнитного поля 1 см и энергии пучка 5 Гэв длина волны испускаемого излучения составляет 1 Å. Первым шагом в этом направлении являются проводимые в настоящее время Джоном Медеем и Уильямом Фейрбенком из Стенфордского университета попытки генерировать когерентное рентгеновское излучение с помощью 20 Мэв-ного электронного пучка.

При генерации когерентных рентгеновских лучей с помощью пропускания электронного пучка через периодическое поле используется процесс стимулированного тормозного излучения. Когерентные рентгеновские лучи могут также, и это было показано²⁰, испускаться при стимулированном комптоновском рассеянии. Действительно, с точки зрения приближения Вайцекера — Уильямса, лазер на стимулированном тормозном излучении является лазером на стимулированном обратном комптоновском рассеянии. Аналогом спонтанного излучательного времени жизни $\tau_{\text{сп}}$ для лазера на свободных переходах является время спонтанного комптоновского рассеяния $\tau_c = N_\gamma \sigma_T c$, где N_γ — плотность реальных фотонов в комптоновском лазере и плотность виртуальных фотонов в тормозном лазере, а σ_T — томсоновское сечение. Максимальная плотность как реальных, так и виртуальных фотонов, которая легко может быть достигнута, составляет примерно 10^{24} см⁻³, так что практически $\tau_c \gtrsim 10^{-10}$ сек.

Поскольку время рассеяния много больше, чем время жизни для переходов между связанными состояниями, усиление на единице длины, которое может быть получено для переходов между свободными состояниями, будет, по-видимому, мало. Однако большая величина $\tau_{\text{сп}}$ в случае свободных переходов компенсируется тем фактом, что эффективная ширина линии $\Delta\nu$ может быть сделана при этом довольно малой. При использовании пучка электронов с достаточно монохроматичными импульсами ($\Delta p/p < 10^{-3}$) и первоначальном распределении фотонов в узкой полосе

спектра можно достичь $\Delta\nu \approx 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, усиление

$$G_0 \approx N_e \frac{\lambda^2}{8\pi} (\Delta\nu \cdot \tau_{\text{сп}})^{-1},$$

которое можно получить в лазерной системе на свободных переходах, может быть оценено величиной

$$G_0 \approx 10^{-15} N_e \lambda^2, \quad (5)$$

где N_e — в см^{-3} , а λ — в \AA . Эта формула показывает, что основным препятствием в создании рентгеновского лазера на свободных переходах является необходимость иметь электронные пучки очень высокой плотности. Из формулы (5) следует, что для рентгеновского лазера на свободных переходах имеющего разумную длину, потребовался бы пучок с плотностью тока порядка 10 а/см^2 . Существующие пучки, которые можно было бы рассматривать в качестве кандидатур для лазеров на стимулированном тормозном излучении (например, 20 Гэв -ный пучок Стэнфордского линейного ускорителя SLAC), не имеют даже приблизительно столь высоких плотностей тока. Однако установки, способные давать пучки в 10^6 а/см^2 с энергией электронов 10 Мэв , в настоящее время уже доступны. Эти установки являлись темой статьи Ганса Г. Флейшмана в «Физикс тудей»²⁵.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

К сожалению, эти высокие плотности достигаются лишь в «шнуровой» части пучка, где, как показывают расчеты, пучок является полностью «нагретым», т. е. $\Delta p \approx p$. При этом для рентгеновских лазеров на свободных переходах потребуются плотности токов порядка 10^{10} а/см^2 . Имеются, однако, некоторые указания, что такие плотности могут быть достигнуты с помощью методики волокон Беннета²². Если это произойдет, то лазер на стимулированном обратном комптоновском рассеянии окажется в пределах наших возможностей.

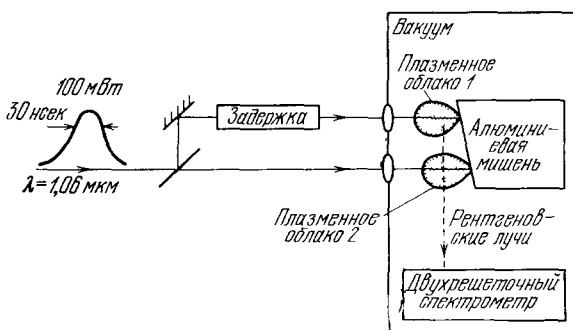


Рис. 5. Установка в Орсе для измерения усиления (или потерь) мягких рентгеновских лучей в алюминиевой плазме.

Импульс лазера на неодимовом стекле мощностью 20 вдж создает два плазменных облака на расстоянии 40 мм друг от друга, первое является источником рентгеновских лучей, а второе — усиливающей средой.

В настоящее время эксперименты по созданию рентгеновских лазеров проводятся во многих лабораториях во всем мире. В данный момент только одна группа — группа П. Игла из Лабораторий в Орсе Парижского университета²³ — представила предварительные доказательства вынужденного испускания в рентгеновском диапазоне волн. Они наблюда-

ли рентгеновское излучение из одного облака плазмы, образующейся при попадании лазерного пучка на алюминиевую мишень, через другое такое же облако (рис. 5). Они утверждают, что обнаружили доказательства усиления излучения на линии $117,4 \text{ \AA}$ иона Al^{3+} при прохождении этого излучения через второе плазменное облако. Измеренное таким образом усиление составило 10 см^{-1} , причем имел место значительный разброс. Линия 117 \AA относится к переходу $2p^{5/2}d^1 \rightarrow 2p^6$. Оба облака образовывались на одной алюминиевой мишени при облучении импульсами неодимового лазера с энергией 20 Дж и длительностью 40 нсек .

Поскольку в настоящее время лазеры на неодимовом стекле являются наиболее удобными источниками мощных импульсов, они используются в большинстве работ по рентгеновским лазерам. В Рочестерском университете группа, возглавляемая Дж. Форситом и М. Любином, исследовала

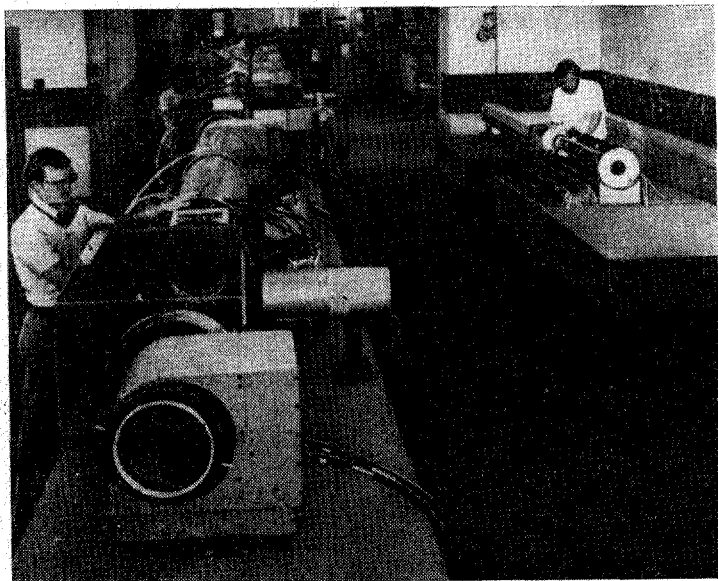


Рис. 6. Тераваттная лазерная система «Циклон» в Ливерморской лаборатории может быть использована для облучения рентгеновских лазерных мишеней. «Циклон», наиболее мощная одиночная лазерная система в мире, разработана для лабораторной программы по лазерному термоядерному синтезу.

линии OVII и OVIII, испускаемые легированными кислородом мишенями из LiD , облучаемыми 10-пикосекундными импульсами неодимового лазера. В Лабораториях Баттеле в Колумбусе, Огайо, Ф. Маллоцци исследовал накачку мишеней рентгеновскими лучами, используя в качестве рентгеновского источника лазерную многозарядную плазму. Эксперименты по рентгеновским лазерам с использованием неодимовых лазеров проводились также Роном Эндрюсом в Морских исследовательских лабораториях в Нью-Йорке и Митчелом Дюгуэем в Лабораториях Сандиа в Альбукерке. Наша группа в Ливерморской лаборатории начнет работы по рентгеновским лазерам уже с использованием мощных неодимовых лазеров, разработанных для экспериментов по лазерному термоядерному синтезу. Тераваттная лазерная система «Циклон», которая будет использоваться в этих экспериментах, показана в процессе монтажа на рис. 6.

В действительности с лазерами на Nd^{3+} довольно трудно получить яркость, требуемую для накачки рентгеновских лазеров, поскольку фокальное пятно существующих мощных лазеров такого типа не может быть сделано меньше 50 $\mu\text{м}$ в диаметре. С точки зрения яркости в фокальном пятне было бы желательно создание лазеров видимого или ближнего ультрафиолетового диапазона, обладающих дифракционной расходимостью, подобных мощному рубиновому лазеру, разработанному в Лос-Аламосской научной лаборатории Робертом Керменом. Для накачки же лазеров, работающих вблизи 1 \AA , может потребоваться разработка сверхмощных ультрафиолетовых лазеров с дифракционной расходимостью.

ПРИМЕНЕНИЯ

Наиболее очевидным экспериментальным доказательством лазерной генерации является наличие интенсивного коллимированного пучка монохроматического излучения, направленного вдоль оси волокна. Даже у простейших рентгеновских лазеров яркость такого пучка должна быть чрезвычайно высока. Фактически на установке с энергией фотонов в 1 кэв можно ожидать потоки, большие чем 10^3 Дж/см^2 . Это дает очевидный (а на самом деле неизбежный) метод детектирования рентгеновской лазерной генерации: слушать резкий хлопок, когда плазменный факел отрывается от поверхности, облучаемой лазерным пучком. Верхняя граница длительности рентгеновского импульса определяется длиной импульса волны накачки. Для рентгеновских лазеров с накачкой от существующих в настоящее время мощных лазеров импульс не может быть длиннее 10^{-13} сек , излучательного времени жизни верхнего состояния. В действительности длительность импульса может оказаться короче, вплоть до 10^{-16} сек , обратной величины ширины линии генерации.

Временная когерентность импульса рентгеновского лазера будет зависеть от степени сужения линии и других нелинейных эффектов в среде, которые при достаточно высоком усилении могут стать значительными. Пространственная когерентность лазерного пучка будет определяться числом поперечных мод, составляющих его выходной импульс. Для рентгеновского лазера, работающего вблизи порога, число этих мод будет весьма велико, а пространственная когерентность, соответственно, низка. Для получения пространственно-когерентных пучков необходимо создание рентгеновских лазеров с очень высоким усилением и малой угловой расходимостью, так, чтобы в пучке преобладало только несколько мод. Эти лазеры, следовательно, должны быть относительно длинными ($l > 1 \text{ см}$), и поэтому потребуются средства сканирования накачивающим импульсом бегущей волны на такое расстояние.

Поскольку первые рентгеновские лазеры, по-видимому, не будут давать очень когерентные пучки, в их первых применениях будет, вероятно, использоваться только их чрезвычайно высокая яркость и короткая длительность выходных импульсов. Такие исключительно короткие рентгеновские импульсы могут быть использованы в импульсной рентгенографии, где имеют значение изменения в субпикосекундном интервале. Например, можно будет исследовать структуру ударных волн в твердом теле с уникальным пространственным и временным разрешением. Очень облегчились бы также исследования плотной плазмы, например, такой, какая может быть получена в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу¹⁸. По мере улучшения «качества» импульсов рентгеновских лазеров все яснее будет проявляться их революционное значение в определении структуры вещества, о котором мы говорили в начале статьи.

*
*
*

Мы хотели бы отметить очень информативные и плодотворные обсуждения со многими нашими коллегами как в нашей лаборатории, так и вне ее, а также поддержку со стороны Организации по исследованию материалов Агентства по перспективным исследовательским проектам и Администрации энергетических исследований и разработок.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Watson, *The Double Helix*, N.Y., Atheneum Press, 1968 (имеется перевод: Дж. Уотсон, *Двойная спираль*, М., «Мир», 1969).
2. A. Guinier, *X-Ray Diffraction*, San Francisco, W. H. Freeman, 1963.
3. A. M. Dugua y, P. M. Rentzepis, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 350 (1967).
4. T. C. Bristow, M. J. Lubin, J. M. Forsyth, E. B. Goldman, J. M. Soures, *Optics Comm.* **5**, 315 (1972).
5. B. Lax, A. H. Guenther, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 361 (1972).
6. A. B. Виноградов, И. И. Собельман, *ЖЭТФ* **63**, 2113 (1972).
7. R. A. McCorkle, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 982 (1972).
8. J. Kepros, E. Eyring, F. Cagle, *Proc. Nat. Ac. Sci.* **69**, 1744 (1972).
9. T. A. Boster, *Appl. Optics* **12**, 433 (1973).
10. R. M. J. Cotterill, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 403 (1968).
11. A. C. Selden, *Phys. Lett.* **A47**, 389 (1974).
12. L. Wood, G. Chapline, S. Slutz, G. Zimmerman, Preprint, UCRL-75184, Univ. of Calif. Livermore, 1973.
13. R. W. Schmieder, R. Marrus, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1233 (1972).
14. P. J. Mallozi, in: *Proceedings of the Esfahan Symposium*, Ed. A. Javan and M. S. Feld, J. Wiley, N.Y., 1973.
15. F. T. Arecchi, G. P. Banfi, A. M. Malevezzi, *Optics. Comm.* **10**, 214 (1974).
16. D. Y. Cheng, *Nucl. Fusion* **13**, 458 (1973).
17. M. O. Scully, W. H. Louisell, W. B. McKnight, *Optics Comm.* **9**, 246 (1973).
18. J. Nuckolls, J. Emmett, L. Wood, *Phys. Today* **26** (8), 46 (1973).
19. J. M. J. Mada y, *J. Appl. Phys.* **42**, 1906 (1971).
20. R. H. Pantel, G. Soncini, H. E. Puthoff, *IEEE J. Quantum Electron.* **4**, 905 (1968).
21. G. Yonas et al., *Appl. Phys. Lett.* **30**, 164 (1974).
22. D. L. Morrow et al., *ibid.* **19**, 441 (1971).
23. P. Jaegle, G. Jamelot, A. Carillon, A. Surean, P. Dhez, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1070 (1974).
24. GBL, *Phys. Today* **27** (5), 17 (1974).
25. H. Fleishmann, *ibid.* **28** (5), 34 (1975).