

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. А. Бушуев, Р. Н. Кузьмин, Лазеры рентгеновского диапазона длин волн, *УФН*, 1974, том 114, номер 4, 678–686

DOI: 10.3367/UFNr.0114.197412d.0678

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.89

14 января 2025 г., 09:38:20



ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ЛАЗЕРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

1. В последнее время значительно повысился интерес к исследованиям, связанным с созданием квантовых генераторов в коротковолновой (рентгеновской) области спектра ($\lambda \sim 0,01 - 100 \text{ \AA}$). Ясно, что мощное, монохроматическое, когерентное и остронаправленное электромагнитное излучение в этом диапазоне длин волн найдет широкое применение как в традиционных задачах — структурный анализ кристаллов и спектроскопия твердого тела, где в основном используется излучение рентгеновских трубок или, в последнее время, синхронное излучение, — так и в новых областях исследований, находящихся на стыке физики твердого тела и нелинейной оптики рентгеновского диапазона, возможно, появятся применения в некой разновидности голографии, в фотохимии, биофизике, в осуществлении фотоядерных реакций и др.

В обзоре Молчанова¹ были рассмотрены некоторые работы, связанные с изучением возможностей создания лазеров в вакуумном ультрафиолете ($\lambda \sim 1500 - 1800 \text{ \AA}$) и, в значительно меньшей степени, в рентгеновской области спектра. Целью же настоящего обзора является краткое освещение современного состояния вопроса, связанного с проблемой создания лазера собственно рентгеновского диапазона. Пока еще нельзя сказать, что произошли серьезные достижения в направлении практического решения проблемы, но по мере обсуждения различных аспектов теории и возможных направлений исследований, естественно, все больше и больше выделяются те трудности, которые необходимо преодолеть на пути построения генератора когерентных рентгеновских или гамма-квантов. Однако постановка задачи, для решения которой потребуются соединения усилий различных научных центров, становится более целенаправленной. Эффективному продвижению вперед наиболее способствуют самые последние теоретические оценки возможности осуществления проектов таких генераторов, которые, по-видимому, полнее и конкретнее, чем это делалось в ранних работах, отражают существо вопроса. Постоянно возрастающий интерес к проблеме рентгеновского и γ -лазера проявился, например, в большом количестве докладов, представленных на недавно состоявшейся Всесоюзную конференцию по когерентной и нелинейной оптике (Ташкент, май 1974 г.) и Международную конференцию по квантовой электронике (Сан-Франциско, июнь 1974 г.).

В дальнейшем мы будем называть лазеры, работающие на внутриатомных электронных переходах, — разерами, а на ядерных γ -переходах — газерами.

2. Возможность получения генерации на характеристических линиях излучения атомов рассматривалась в работах²⁻⁴, в которых для селективного удаления электронов из внутренних оболочек предлагалось использовать либо отфильтрованное тормозное излучение, либо характеристическое излучение других элементов с подходящей длиной волны.

Оценки показали, что короткое время жизни возбужденных состояний (так, для Na $L\alpha_1$ (372 \AA) $\tau \sim 4 \cdot 10^{-10}$ сек, а для Cu $K\alpha$ ($1,54 \text{ \AA}$) $\tau \sim 4,5 \cdot 10^{-16}$ сек) и отсутствие метастабильных уровней приводят к чрезвычайно жестким требованиям на длительность фронта τ_f и скорость возрастания плотности мощности возбуждающего излучения (накачки): $\tau_f \sim \tau$, $P \sim 10^{18} - 10^{25}$ вт/см²сек³. Обычные источники, в том числе и генераторы рентгеновских вспышек⁵, необходимых параметров накачки обеспечить не могут.

Однако необходимые мощности и крутизны фронта могут давать импульсные твердотельные лазеры. Работа по наблюдению спонтанного рентгеновского излучения, идущего из горячей плотной плазмы, образующейся в фокусе мощного лазерного луча, проводится уже довольно широко (см., например, ⁶⁻²³). Это и спек роскопические измерения многих ранее недоступных для наблюдения переходов внутренних электронов ⁶⁻¹³, и определение температуры лазерной искры ¹⁴⁻¹⁷ и скорости разлета горячей плазмы в экспериментах, связанных с проблемой поджигания термоядерной

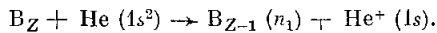
а для генерации необходимо, чтобы время полной ионизации и вынужденного излучения было бы существенно меньше как спонтанного, так и времени оже переходов ($\sim 10^{-15}$ сек). Кроме того, в работе ²⁷ был проведен учет уширения рабочих уровней за счет высокочастотного штарк-эффекта и расширения плазмы при быстром нагреве, а также указано несколько конкретных схем экспериментов для обнаружения возникновения стимулированного излучения.

Виноградов и Сельман ²⁸ в качестве активной среды для лазера в области длин волн $\lambda \sim 50 - 150 \text{ \AA}$ предлагают использовать плазму с многозарядными ионами, расширяющуюся в нейтральный газ. Такая плазма может быть образована при фокусировке мощных лазерных импульсов на твердые мишени. Подбором соответствующих условий эксперимента можно обеспечить кратность ионизации $Z \approx 10$.

Удельная мощность возбуждения Q (вт/см^3) быстро растет с уменьшением длины волны ($Q \sim \lambda^{-4}$), так что при $\lambda = 100 \text{ \AA}$ коэффициент усиления $K = 1 \text{ см}^{-1}$ достигается при $Q = 10^9 \text{ вт/см}^3$. Например, если энергия лазерного импульса $\sim 10 \text{ дж}$, длительность $\tau_{\text{и}} \sim 10^{-9}$ сек и плотность ионов 10^{17} см^{-3} , то $Q \sim 10^{15} \text{ вт/см}^3$, что отвечает длине волны $\lambda \sim 10 \text{ \AA}$. В настоящее время, по видимому, эти значения Q и λ близки к предельно достижимым.

Заселение возбужденных состояний ионов наиболее эффективно происходит в результате процесса квазирезонансной перезарядки, сечение которой много выше сечения захвата электронов вследствие различных процессов рекомбинации.

Для определенности был рассмотрен случай перезарядки водородоподобного иона V_Z с зарядом Z на атомах гелия с потенциалом ионизации $I = 24,6 \text{ эв}$:



Перезарядка идет преимущественно на один из уровней n_1 , удовлетворяющих условию $Z^2 Ry/n_1^2 \geq I$, где $Ry = 13,6 \text{ эв}$.

Так, например, для переходов в области $\lambda \sim 100 \text{ \AA}$ коэффициент усиления достаточно высок и составляет $K \approx 20 \text{ см}^{-1}$, при $\lambda = 59 \text{ \AA}$ коэффициент усиления на порядок ниже ($K \approx 2,2$). При этом считалось, что концентрация нейтрального газа $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и плотность ионов 10^{17} см^{-3} . Наиболее жесткое ограничение на эти концентрации связано с необходимостью обеспечить достаточно большие размеры зоны перемешивания ионов и нейтральных атомов.

Самым оптимальным, как показано в ²⁸, является цилиндрически рабочий объем, что обеспечивается соответствующей фокусировкой лазерного пучка на мишени, полная энергия лазерного импульса должна составлять несколько десятков джоулей при длительности $\tau_{\text{и}} \leq 10^{-9}$ сек, что диктуется характерным временем разлета плазмы $\tau_{\text{п}}$. При этом оказывается, что из-за большой вероятности перезарядки по сравнению с $\tau_{\text{п}}^{-1}$ практически все ионы вовлечены в процесс перезарядки, что соответствует достаточно высокому коэффициенту преобразования первичного лазерного излучения в коротковолновое.

Хотя в настоящее время трудно указать метод получения активной среды в области длин волн $\lambda \sim 1 - 10 \text{ \AA}$, все же процесс расширения плазмы в нейтральный газ может использоваться для создания мощного точечного нелазерного источника (спонтанное излучение) рентгеновских лучей. Согласно оценкам ²⁸ представляется вполне возможным получить линейчатый спектр с небольшим числом узких линий $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}$, спектральной мощностью излучения $P_j \sim 10^8 \text{ вт/\AA}$ при длительности импульса $\sim 10^{-6} - 10^{-7}$ сек и коэффициенте преобразования порядка 1%.

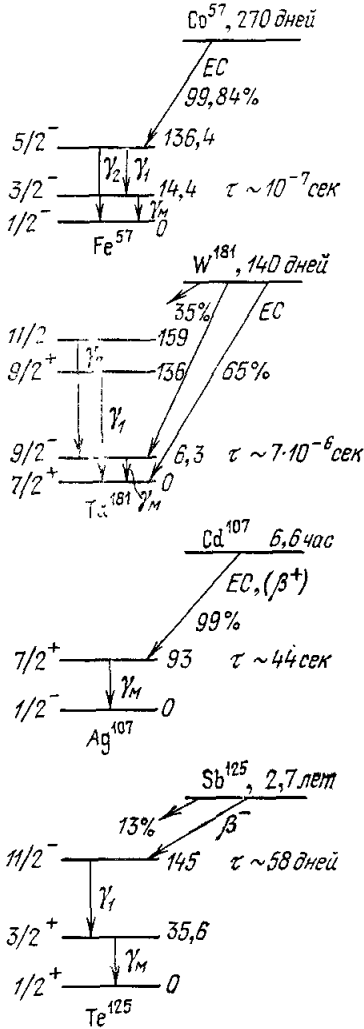
Согласно ³⁴ имеются также некоторые способы создания неравновесности, обусловленной ослеплением основного состояния многозарядных ионов, и получения инверсии на границе между термальной и корональной зонами. Кроме этого способа, возможно создание инверсии в двухкомпонентной плазме, содержащей два различных сорта ионов, например, водородоподобные и гелиепоподобные, при различных значениях плотности.

Для накачки и генерации разеров в области $\lambda \sim 20 - 200 \text{ \AA}$ предлагается также использовать двухквантовые переходы в водородоподобных ионах, стимулированные интенсивным оптическим лазером ³⁵ (см. также ³⁶), резонансное столкновительное возбуждение ³⁷ и возбуждение в результате электронного захвата на высоковозбужденные уровни ионов ³⁸ при прохождении пучка быстрых ионов через мишени (существенно что при этом лазерное действие должно происходить в области за мишенью, где мало поглощение); двухступенчатый (например, бомбардировка ионами плюс лазерное возбуждение пикосекундными импульсами) механизм накачки метастабильных ионов типа Li^+ , Be^{2+} и т. д. ³⁹ Анализ пороговых условий для генерации имеется в работе ⁴⁰.

Современное состояние проблемы вынужденной генерации излучения в рентгеновской области спектра приводится также в кратком обзоре ⁴¹.

Таким образом, возможно, что на пути создания разера основное направление работ будет связано с дальнейшим повышением мощности оптических лазеров.

3. Большой интерес представляет проблема создания лазеров, работающих на ядерных γ -переходах. Возможность использования для этой цели мёсбауэровского излучения, происходящего без отдачи энергии ядрам в кристалле, неоднократно, главным образом в работах советских ученых, обсуждалась в литературе⁴⁵⁻⁶⁶. По-видимому, впервые, такое предложение было сделано Ривлиним в 1961 г.⁴⁵, который рассмотрел принципиальную возможность осуществления лазера. Эта возможность основана на том, что сечение вынужденного излучения при резонансе на 2—4 порядка превышает сечение фотопоглощения, которое является основной причиной потери фотонов в этой области энергий ($\lambda \sim 0,1-1 \text{ \AA}$).



Упрощенные схемы распада ядер Fe⁵⁷, Ta¹⁸¹, Ag¹⁰⁷ и Te¹²⁵.

Наклонными стрелками обозначено испускание электронов (β^-), позитронов (β^+) и захват электронов (EC). Относительные интенсивности этих переходов даны в процентах. Вертикальные стрелки указывают γ -переходы. Энергии даны в эв.

ширина линии испускания соответственно, α — коэффициент внутренней конверсии и ΔN — разность плотности числа возбужденных ядер и ядер, находящихся в нижнем рабочем состоянии. Для возникновения вынужденного процесса испускания необходимо, чтобы коэффициент усиления K превосходил бы коэффициент поглощения, который для длины волны $(1-3) \cdot 10^{-9} \text{ см}$ и $Z_{\text{ядра}} \sim 25-50$ равен $10^2-10^4 \text{ см}^{-3}$. Если $\Delta N \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $f \sim 1$ и переходы слабо конвертированы, то из (1) легко получить, что для возникновения лазерного эффекта необходимо, чтобы

Низкоэнергетические γ -переходы ядер имеют энергию от 10 до 200 кэв. Важнейшей характеристикой этих переходов является время жизни возбужденного состояния, которое для разных ядер может отличаться на много порядков. На рисунке приведены схемы распадов ядер Fe⁵⁷ ($\tau \sim 10^{-8} \text{ сек}$), Ta¹⁸¹ ($7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$), Ag¹⁰⁷ ($\sim 1 \text{ мин}$), Te¹²⁵ ($\sim 50 \text{ дней}$). Так как характерное время γ -переходов много больше времени рентгеновских переходов (в области энергий $\sim 10 \text{ кэв}$), то для обеспечения критической концентрации возбужденных ядер в газе требуется много меньшая мощность накачки, чем в рентгеновском варианте (см. рисунок). Это и определяет преимущество газов перед рентгеновскими лазерами. Именно по величине τ можно различать различные предложенные схемы создания газеров.

Интересно отметить, что рядом авторов предпринималась попытка наблюдения вынужденного испускания γ -квантов, которое должно приводить к корреляции в счете фотонов в раздвоенном пучке, с использованием обычного («ненакачанного») мёсбауэровского источника (Sn^{119, 42, 43}). В пределах точности эксперимента результат оказался отрицательным⁴³.

До 1972 г. в основе всех идей по осуществлению генератора стимулированных γ -квантов лежал вариант гамма-лазера, построенного на основе кристаллов, состоящих из долгоживущих ядерных изомеров⁴⁵⁻⁵². Время жизни $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_0}$ должно определяться временем, необходимым для обогащения ($>50\%$) кристалла каким-либо образом возбужденными ядрами (некоторые схемы такого обогащения приводятся в^{46, 47}). По-видимому, это время должно составлять несколько дней, т. е. $\tau \geq 10^6 \text{ сек}$.

Коэффициент усиления для резонансного γ -излучения, когерентного с падающими γ -квантами, определяется известной формулой Брейта — Вигнера^{45, 46, 48, 52, 53}:

$$K = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1+2I_2}{1+2I_1} f \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \frac{1}{1+\alpha} \Delta N, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения, I_2 и I_1 — спины верхнего и нижнего состояний ядра соответственно, f — вероятность безотдачного испускания γ -кванта, Γ_0 и Γ — естественная ширина и

ширина линии Γ превосходит естественную ширину Γ_0 не более, чем на 2—4 порядка. Самыми оптимальными являются переходы с наибольшей энергией γ -квантов (для уменьшения фотоэлектрического поглощения) при сохранении значительной вероятности эффекта Мёссбауэра.

К сожалению, в настоящее время хорошо изучены лишь короткоживущие ($\tau \sim 10^{-6}$ сек) состояния, которые широко применяются в мёссбауэровской спектроскопии. Здесь параметр Γ_0/Γ порядка единицы. Экспериментальных работ по изучению уширения спектральных линий долгоживущих состояний ($\tau \sim 10^2 - 10^6$ сек) крайне мало (см., например, ⁶⁷). А между тем именно сильнейшее уширение (главным образом, неоднородное) долгоживущих ядерных уровней является основным препятствием на пути реализации газера. В первых работах столь обнадеживающие результаты по его созданию были получены потому, что это уширение не учитывалось. Поэтому, по-видимому, в первую очередь необходима разработка методов по измерению ширины линий долгоживущих переходов и изучению путей их сужения. Здесь необходимо отыскание новых методов, так как традиционные методы мёссбауэровской спектроскопии неприменимы для исследования линий с шириной Γ менее 10^5 гц ($6 \cdot 10^{-10}$ эв). С этой целью могут быть, например, использованы корреляционные методы совпадений, а также методы, основанные на гравитационном смещении ⁵⁵.

Самое значительное уширение линии происходит за счет доплеровского уширения резонанса, превосходящего Γ_0 на много порядков при любых возможных представлениях интереса в временах жизни γ -переходов. Именно отсюда следует необходимость использования эффекта Мёссбауэра ⁴⁶, ⁵⁴.

Основными причинами неоднородного уширения γ -уровней долгоживущих ядер являются химический сдвиг, появляющийся из-за всевозможных дефектов решетки, магнитное диполь-дипольное взаимодействие ядер и электрическое квадрупольное взаимодействие ядер с решеткой, магнитное сверхтонкое взаимодействие, температурное красное смещение и уширение, гравитационный сдвиг уровня по толщине образца ⁴⁶, ⁵²⁻⁶¹. Ильинским и Хохловым ⁵⁵ было показано, что для предотвращения механизма уширения, связанного с влиянием дефектов, необходимо выращивание бездефектных кристаллов с плотностью винтовых дислокаций менее $3 \cdot 10^5$ см⁻²; количество точечных дефектов не должно превышать 10^{14} см⁻³ и кристалл не должен содержать краевых дислокаций. Прогресс в выращивании совершенных кристаллов позволяет надеяться, что эти требования выполнимы.

Следует, однако, отметить, что в случае «плавного сдвига», для которого разность уровней в соседних элементарных ячейках, содержащих изомеры, много меньше естественной ширины линии, плотность изомеров, при которой начнется индуцированное высвечивание, при определенных условиях оказывается пропорциональной не $\hbar\Delta\omega/\Gamma_0$, где $\hbar\Delta\omega$ — величина неоднородного сдвига на среднем расстоянии между дислокациями, а $\sqrt{\hbar\Delta\omega/\Gamma_0}$ ⁵⁹. Это накладывает при одинаковых плотностях изомеров значительно более слабые требования на совершенство кристаллов, градиенты температуры, внешних полей и т.д.

Подавление уширения за счет магнитного диполь-дипольного, сверхтонкого и электрического квадрупольного взаимодействий может быть произведено путем приложения к образцу серии специально подобранных усредняющих радиочастотных импульсов ⁴⁶, ⁵⁵⁻⁵⁸. Температурного смещения и уширения можно избежать, если работать при предельно низких температурах ⁵⁴, ⁵⁵.

Долгое время казалось, что уширения мёссбауэровских линий долгоживущих изомеров в реальных кристаллах за счет неоднородного химического (монопольного) сдвига, который связан с вариациями (вызванными дефектами, дислокациями и пр.) полной электронной плотности на возбужденных ядрах, не могут быть подавлены радиочастотными методами ⁵⁵⁻⁵⁸, так как монопольный сдвиг одинаков для всех компонент сверхтонкой структуры (СТС). В последнее время, однако, Гольданским, Карягиным и Намиотом показано, что пропорциональность полной S -электронной плотности и спиновой плотности в области расположения ядра при контактом взаимодействии Ферми позволяет компенсировать величину монопольного сдвига противоположно направленной и равной по величине вариацией СТС с помощью специально подобранного радиочастотного поля ⁶⁰.

Таким образом, была продемонстрирована возможность подавления уширения, обусловленного неоднородным изомерным сдвигом (см. также ⁶¹), который основан на чувствительности СТС к локальному изменению плотности и возможности регулировать изменение СТС внешними параметрами. Для этого могут быть использованы внешнее магнитное поле в случае металлов, магнитное поле и температура в случае парамагнетиков, сдвиг частот от резонанса при ЯМР на возбужденном и (или) основном уровнях ядра.

Вследствие гравитационного красного смещения условия γ -резонанса будут осуществляться лишь для ядер, расстояние по вертикали между которыми не превышает $10^{-6} - 10^{-8}$ см. Поэтому ожидается, что индуцированное излучение будет весьма анизотропно с максимумом диаграммы направленности в горизонтальной плоскости ⁴⁶.

Небезынтересно в этой связи указать на работу ⁶³, в которой построена кинетическая теория генерации для примесного активного короткоживущего центра с учетом динамических эффектов при распространении γ -излучения в совершенных кристаллах. Для выделения направления генерации моды при этом может быть использован эффект аномального пропускания γ -лучей. Идея включения активного вещества в «бормановский» кристалл была высказана еще в работах ^{47, 68}.

Быстрые флуктуации электронных состояний атомов, колебания атомов в кристаллической решетке и т. п. приводит к так называемому однородному уширению. По мнению авторов работ ⁶⁹, в бездефектном кристалле при низких температурах уширение может быть сведено до значения $\Gamma/\Gamma_0 = 10^3$ и даже меньше.

Итак, различные механизмы уширения, по крайней мере принципиально, могут быть устранены. Однако после старта реакции в результате нагревания за счет поглощения γ -квантов и энергии отдачи ядер, образования дефектов и неоднородностей в рабочем веществе γ -лазера, ход цепной реакции может прерваться. Это сильно осложняет общий анализ проблемы, который в настоящее время обычно ограничивается лишь изучением принципиальной возможности самого старта *).

Таким образом, теоретические оценки ^{52, 55} показывают принципиальную возможность создания γ -лазеров на основе использования долгоживущих изомеров. Однако, по мнению авторов работ ^{53, 54}, чрезвычайно высокие требования к обязательному совершенству рабочих кристаллов и жесткой стабильности всех параметров приводят к нереальности создания газеров на долгоживущих уровнях. В свою очередь Гольданский и Каган ⁵³, по-видимому, впервые проанализировали возможность осуществления ядерного γ -лазера на переходах обычного мёссбауэровского типа ($\tau \sim 10^{-2} - 10^{-6}$, $\Gamma_0/\Gamma \sim 1$) с созданием инверсной заселенности в результате импульсного радиационного захвата нейтронов.

Создание γ -лазера по этой схеме накладывает чрезвычайно жесткие и подчас противоречивые ограничения и требования на допустимый разогрев рабочего вещества, параметры энергетических уровней и плотность потока нейтронов. Показано, что разогрева, связанного в основном с радиационным захватом нейтронов и наличием каскадных γ -квантов захвата, можно избежать, если мёссбауэровские ядра вводить в малой концентрации порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ в легкое матрицы типа бериллия, а сам газер изготовить в виде тонких стержней с отношением диаметра к длине $10^{-3} - 10^{-4}$ и диаметром $10^{-3} - 10^{-4}$ см.

Для создания инверсной населенности требуются очень большие интегральные потоки нейтронов накачки, достигающие порядка 10^{20} см⁻² за время $t \leq \tau$ **). Такие потоки в настоящее время могут быть получены лишь в результате ядерного взрыва; кроме того, получающиеся высокоэнергичные нейтроны должны быть за короткое время $\leq \tau$ замедлены до энергий не более нескольких электрон-вольт. Однако требуемые интегральные потоки нейтронов накачки могут быть уменьшены на много порядков, что связано со сравнительно малым критическим числом активных ядер в одном лазерном стержне — $10^{13} - 10^{15}$. Здесь имеются по крайней мере два пути.

Первый путь связан с двухстадийным возбуждением мёссбауэровских уровней ⁶². При этом на первой стадии происходит импульсный радиационный захват нейтронов в первой мишени, а излученные резонансные гамма-кванты затем захватываются ядрами рабочего тела газера (вторая мишень). Поскольку сечение резонансного γ -захвата ядрами газера много больше сечения $n\gamma$ -захвата в первой мишени, то можно ожидать, что плотность возбужденных ядер во второй мишени для оптимально подобранных переходов может на один-два порядка превышать плотность возбужденных ядер в первой мишени.

Второй путь основан на идее одновременного возбуждения при $n\gamma$ -захвате ядерных изомеров и переносе короткоживущих возбужденных ядер на специальный приемник, формирующий рабочее тело газера ^{54, 64}. Для выделения этих ядер в работе ⁵⁴ было предложено использовать эффект отдачи ядер при $n\gamma$ -захвате с поверхности высокодисперсных систем (10^6 см²/г). Быстрый сбор мёссбауэровских атомов возможен, например, с помощью сверхзвуковых струй или фокусирующего электрического поля.

Существенным преимуществом этих двух методов накачки является разделение области нейтронного захвата, где трудно устранить разогрев, и активной области γ -излучения. Следует отметить, что получение интегральных потоков $\sim 10^{15}$ см⁻² за вре-

*) Некоторые вопросы кинетики индуцированного γ -излучения рассматривались в работах ^{48, 63, 66}.

***) По мнению авторов работы ⁶⁶, неучет особенностей кинетики мёссбауэровского индуцированного γ -излучения, приводящих к зависимости сечения процесса от времени, является недопустимым для случая короткоживущих ($\tau < 10^{-5}$ сек) изомеров. В этом случае механизм возбуждения инверсного состояния должен быть более эффективным, чем предполагалось ранее. Пороговое же значение ΔN для случая сильно уширенной линии ($\tau \gg 10^{-5}$ сек) соответствует обычному баланвному соотношению.

мя порядка 10^{-6} сек уже сейчас представляется вполне реальным, например, в специальных установках типа «плазменный фокус».

При сверхплотном сжатии вещества светореактивным давлением за счет его высокотемпературного испарения должны получаться микроскопические массы делящихся тяжелых элементов и должно происходить более эффективное размножение нейтронов 70 (см. также 71). При этом могут быть получены импульсные нейтронные потоки большой мощности ($\sim 10^{17}$ нейтронов за 10^{-10} сек), что, по-видимому, может быть использовано для накачки ядерных уровней.

Итак, на пути создания γ -лазера по двум приведенным выше схемам стоят две основные проблемы. Первая (для газов на основе долгоживущих ядерных изомеров) связана с исключением исчезающих слабых взаимодействий, усиливающих резонансные линии. Вторая проблема — это необходимость использования весьма интенсивных нейтронных потоков с длительностью импульса порядка 10^{-2} — 10^{-6} сек.

Промежуточная по длительности мессбауэровских переходов схема рассмотрена Летоховым 64 , который предлагает использовать в качестве рабочего вещества газера ядра со временем жизни $\tau \sim 0,1$ — 10 сек *). Необходимое для генерации число возбужденных ядер может создаваться в результате бомбардировки мишени потоком тепловых нейтронов или резонансных γ -квантов. Это число определяется величиной усиления за один проход, геометрией рабочего образца и параметрами ядерного перехода. Для оценок было принято, что усиление $\exp(KL) = 10^2$, где L — минимальная длина активной среды (радиоактивная нить или пленка), длина волны $\lambda \sim 0,4$ Å, минимальная неоднородная ширина линии Γ для таких времен жизни составляет 10^5 сек ($\Gamma_0/\Gamma \sim 10^{-6}$ — 10^{-4}), среда сильно инвертирована, $f \approx 1$ и $\alpha \approx 1$. Показано, что необходимое количество возбужденных ядер относительно невелико ($\sim 10^{15}$) и оптимальная энергия перехода лежит в области 20—60 кэв. Требуемая плотность потока накачки может быть достигнута, по-видимому, только в импульсных ($\tau_{\text{и}} < \tau$) реакторах нейтронов ($P > 5 \times 10^{17}$ нейтрон/см 2 сек) или в характеристическом рентгеновском излучении высокотемпературной лазерной плазмы ($P_{\nu}\tau_{\text{и}} > 10^2$ квант/гу.см 2 , P_{ν} — спектральная плотность γ -излучения накачки). Таблица подбора рентгеновских диаграммных линий для возбуждении мессбауэровских переходов приводится, например, в работах 65 , 72 .

Возбужденные ядра извлекаются из мишени путем, например, быстрого испарения ее коротким лазерным импульсом. Для малонцирционного отбора ядер определенного состава из газовой струи продуктов испарения предлагается использовать метод двухступенчатой селективной фотоионизации атомов (см. 73 и приведенные там ссылки). В основе этого метода лежит то обстоятельство, что в оптических спектрах атомов существует изомерный и изотопический сдвиг. Если он заметен больше доплеровской ширины линии, то с помощью дополнительного лазерного излучения с длиной волны, лежащей в области резонансных линий атомов ($\lambda \sim 3000$ — 4000 Å), и интенсивностью ≥ 20 ат/см 2 можно селективно возбуждать только атомы с возбужденными ядрами определенного состава. Дальнейшее выделение «нужных» атомов осуществляется путем фотоионизации их еще одним лазерным импульсом с интенсивностью $\geq 2 \cdot 10^9$ ат/см 2 . После этого ионы строго определенного сорта могут быть собраны электромагнитной фокусирующей системой на заряженную нить или пленку.

По мнению Летохова, современное состояние ядерной и лазерной техники позволяет приступить к практическому решению этих проблем. К сожалению, еще плохо или вовсе не изучены многие необходимые параметры рабочих γ -уровней, поэтому представляется желательным проведение специальных экспериментальных исследований и расчетов вероятностей заселения разных уровней низкоэнергетических γ -переходов при захвате нейтронов рядом ядер.

Авторы настоящей статьи считают, что, в принципе, для резонансной накачки ядерных и электронных уровней можно использовать также мощное излучение оптического или ультрафиолетового диапазонов длин волн. Основная идея метода состоит в том, что в системе координат, связанной с достаточно быстрыми ионами, частота лазерного излучения вследствие релятивистского преобразования может совпадать с частотами резонансных переходов (в какой-то степени эта схема аналогична лазеру 1 на основе вынужденного комптоновского рассеяния на пучке релятивистских электронов). Однако необходимые для этого энергии ионов ($\sim 10^{11}$ — 10^{15} эв) пока намного превышают предельные значения для современных ускорителей. Использование этого эффекта в случае спонтанного резонансного рассеяния рассматривалось в работе 74 .

Таким образом, все предложенные схемы создания γ - и рентгеновских генераторов стимулированного излучения представляют собой безрезонаторные системы, по-видимому, одноразового действия. Следует вообще отметить, что для таких генера-

*) Возможность возбуждения короткоживущих ($\tau \leq 10^{-6}$ сек) ядерных уровней импульсом рентгеновского излучения высокотемпературной лазерной плазмы для получения интенсивных узких линий γ -излучения или без отдачи, а также инверсии населенности низколежащих ядерных уровней рассматривалась Летоховым 65 .

торов, работающих в импульсном сверхизлучательном режиме, роль резонаторов, основанных на брэгговском отражении^{75, 76}, возможно, преувеличена. Однако эти устройства *) могут широко использоваться в целях сверхмонохроматизации излучения^{68, 77}. Отметим, что возможность построения высокодобротного резонатора для рентгеновских лучей в решетке идеального кристалла с учетом различных механизмов потерь впервые была рассмотрена Ривлиным⁷⁵.

Существование космических мазеров⁷⁸ в сантиметровом и миллиметровом диапазонах естественно подводит к анализу возможностей проявления процессов стимулированного коротковолнового, например, рентгеновского и γ -излучения в естественных астрофизических условиях. Недавно появились сообщения⁷⁹ о наблюдении грандиозных по мощности космических вспышек длительностью от долей секунды до одной минуты с энергией γ -квантов 0,05—1,5 Мэв. Механизм их возникновения пока еще не ясен. Быстрое временное поведение γ -всплесков, по мнению авторов работы⁸⁰, можно объяснить нетепловым характером излучения.

Для рассматриваемой проблемы в целом важны также и другие принципы получения излучения в рентгеновском диапазоне, например, получение направленного когерентного излучения при прохождении быстрых электронов через кристаллы⁸¹. Представляет также определенный интерес эксперимент⁴⁴, в котором при увеличении плотности тока в медной рентгеновской трубке до 10^4 ма/см² наблюдался нелинейный рост интенсивности K_{α} -линии (более чем на 50% по сравнению с обычным линейным увеличением при плотности $\sim 4 \cdot 10^4$ ма/см²) и ее сужение (на 30% при той же плотности).

Таким образом, в недалеком будущем, по-видимому, вполне реально ожидать создания рентгеновских и γ -лазеров или хотя бы появления кардинально новых идей по возможности их осуществления. Огромная важность для естественных наук и техники таких лазеров является бесспорной. Проблема их создания достаточно сложная и для своего решения, очевидно, нуждается в объединении усилий широкого круга специалистов, работающих в области физики твердого тела, квантовой электроники, ядерной физики, радиохимии и т. п.

Авторы признательны Р. В. Хохлову за внимание, проявленное к работе над обзором.

Дополнение при корректуре. Идея использования эффекта Бормана для уменьшения поглощения получила дальнейшее развитие в работе Кагана⁸². В ней подчеркивается необходимость выполнения следующих двух условий: во-первых, для суперпозиционного брэгговского состояния с σ -поляризацией, для которого реализуется эффект Бормана, должен отсутствовать эффект подавления ядерной реакции; во-вторых, состояние с σ -поляризацией должно быть собственным состоянием электромагнитного поля в кристалле. В работе кратко проанализированы возможные ситуации для ядерных переходов $M1$, $E1$, $E2$. В отличие от рассмотренных ранее методов накачки γ -лазеров, в работе⁸³ предлагается использовать мощное синхронное γ -излучение (100 кэв) для накачки долгоживущих уровней через вышележащие быстрораспадающиеся уровни. Хотя требуемые параметры значительно превосходят характеристики существующих накопителей электронов, по мнению авторов работы⁸³, этот вариант представляется более реальным, чем предлагавшиеся раньше. Характеристики некоторых мощных источников синхротронного излучения приводятся, например, в недавнем обзоре⁸⁴. Линии γ -резонанса долгоживущих изомеров при приложении специального РЧ поля с целью их обязательного сужения должны испытывать дополнительное расщепление. В работе⁸⁵ показано, что усиление при этом может оставаться того же порядка, как если бы дополнительного расщепления не было. Определенный интерес представляет также возможность воздействия лазерного излучения на скорость процессов внутренней конверсии и K -захвата ядер, обсуждавшаяся в статье⁸⁶. Общие представления о тенденции развития научных исследований по γ -лазеру можно составить по работам⁸⁷.

В. А. Бушцев, Р. Н. Кузьмин

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Молчанов, УФН 106, 165 (1972).
2. L. Gold, сборник «Quantum Electronics» (Proc. of 3rd Intern. Congress, Paris, 1963), v. 2, P.—N. Y., 1964, p. 1155.
3. M. A. Dugauy, P. M. Rentzeris, Appl. Phys. Lett. 10, 350 (1967).
4. Ю. Л. Станкевич, ДАН СССР 191, 805 (1970).
5. В. А. Цукерман, Л. В. Тарасова, С. И. Лобов, УФН 103, 319 (1971).

6. B. C. Fawcett, A. H. Gabriel, F. E. Irons, N. J. Peacock, J. A. H. Saunders, Proc. Phys. Soc. 88, 1051 (1966).
7. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, Ю. П. Войнов, Е. Я. Кононов, С. Л. Манделъштам, Г. В. Склизков, Письма ЖЭТФ 5, 177 (1967).
8. D. D. Burgess, B. C. Fawcett, N. J. Peacock, Proc. Phys. Soc. 92, 805 (1967).
9. A. W. Ehler, G. L. Weissler, Appl. Phys. Lett. 8, 89 (1966).
10. J. K. Kliver, J. Appl. Phys. 44, 490 (1973).
11. P. Dhez, P. Jaegle, S. Leach, M. Velghe, *ibid.* 40, 2545 (1969).
12. P. Jaegle, A. Carillon, P. Dhez, G. Jamelot, A. Sureau, M. Cukier, Phys. Lett. A36, 167 (1971).
13. T. S. Bristow, M. J. Lubin, J. M. Forsyth, E. B. Goldman, J. M. Soures, Optics Comm. 5, 315 (1972).
14. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. А. Грибков, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, Письма ЖЭТФ 9, 520 (1969).
15. B. W. Muller, T. S. Green, Plasma Phys. 13, 73 (1971).
16. Г. Г. Долгов-Савельев, В. Н. Карнюшин, Ж. ПМТФ, № 1, 114 (1972).
17. G. J. Pert, Phys. Lett. A42, 511 (1973).
18. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, Письма ЖЭТФ 13, 691 (1971).
19. C. Yamanaoka, T. Yamanaoka, H. Kang, K. Yoshida, M. Waki, T. Shimanaga, Phys. Lett. A38, 495 (1972).
20. S. W. Mead, R. E. Kidder, J. C. Swain, F. Ranier, J. Petruzzii, Appl. Optics 11, 345 (1971).
21. M. J. Bernstein, G. G. Comisar, J. Appl. Phys. 41, 729 (1970).
22. R. A. Shatas, J. D. Steller, H. C. Meyer, T. G. Roberts, *ibid.* 42, 5884 (1971).
23. P. J. Malozzi, H. M. Epstein, R. G. Jung, D. C. Applebaum, B. P. Fairand, W. J. Gallagher, Rept. Battelle Columbus Lab., USA, 1972.
24. J. G. Kerros, E. M. Eyring, F. W. Cagle, Jr., Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 69, 1744 (1972).
25. R. C. Elton, L. J. Palumbo, R. A. Andrews, R. C. Eckardt, J. N. Brantford, Appl. Optics 12, 155 (1973).
26. T. A. Boston, *ibid.* p. 433.
27. В. Лак, А. Н. Гуентер, Appl. Phys. Lett. 21, 361 (1972).
28. А. В. Виноградов, И. И. Собельман, ЖЭТФ 63, 2113 (1972).
29. T. S. Bristow, J. M. Forsyth, M. J. Lubin, Proc. Nat. Acad. Sci. USA 70, 1227 (1973); J. N. Bradford, R. C. Elton, T. N. Lee, P. A. Andrews, L. J. Palumbo, R. C. Eckardt, Appl. Optics 12, 1095 (1973); P. D. Rowley, K. W. Billman, *ibid.* 13, 453 (1974).
30. K. E. Siegenthaler, H. Weichel, A. C. Saxman, R. D. Wick, A. H. Guenther, *ibid.* 12, 2005 (1973).
31. K. W. Billman, H. Mark, *ibid.*, p. 2529.
32. J. G. Kerros, E. M. Eyring, F. W. Cagle, Jr., Proc. Nat. Acad. Sci. USA 70, 1227 (1973); J. G. Kerros, Appl. Optics 13, 695 (1974).
33. V. V. Kokorin, V. F. Los, Phys. Lett. A45, 487 (1973).
34. А. В. Виноградов, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Тезисы докладов, представленных на VII Всесоюзную конференцию по когерентной и нелинейной оптике (Ташкент, май 1974 г.), М., Изд-во МГУ, 1974, стр. 281
35. I. Freund, Appl. Phys. Lett. 24, 13 (1974).
36. R. D. Sharma, Phys. Lett. A45, 153 (1973).
37. R. A. McCorkle, Phys. Rev. Lett. 29, 982, 1428 (1972).
38. M. O. Scully, W. H. Louisell, W. B. McKnight, Optics Comm. 9, 246 (1973).
39. H. Mahr, U. Roeder, *ibid.* 10, 227 (1974).
40. F. T. Arneschi, G. P. Vanfi, A. M. Malvezzi, *ibid.*, p. 214.
41. Laser Focus 9, 41 (1973).
42. А. В. Колпаков, Р. Н. Кузьмин, Письма ЖЭТФ 7, 61 (1968).
43. В. Г. Лабункин, Е. Н. Николасв, *ibid.* 8, 560.
44. K. Das Gupta, Phys. Lett. A46, 479 (1973).
45. Л. А. Ривлин, Вопросы радиоэлектроники, сер. I, 6, 42 (1963).
46. W. Vali, V. Vali, Proc. IEEE 51, 182, 1248 (1963) (см. перевод ТИИЭР 51, 223, 1242 (1963)).
47. G. C. Baldwin, J. P. Neissel, L. Tonks, *ibid.*, p. 1247 (см. перевод ТИИЭР 51, 1241 (1963)).
48. В. В. Чириков, ЖЭТФ 44, 2016 (1963).
49. Д. Ф. Зарецкий, В. В. Ломоносов, ЖЭТФ 48, 368 (1965).
50. J. H. Terhune, G. C. Baldwin, Phys. Rev. Lett. 14, 589 (1965).
51. А. М. Афанасьев, Ю. М. Каган, Письма ЖЭТФ 2, 130 (1965).

52. Р. В. Хохлов, *ibid.* 9, 580 (1972).
53. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, *ЖЭТФ* 64, 90 (1973).
54. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, *УФН* 110, 445 (1973).
55. Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов, *ibid.*, стр. 449.
56. В. А. Намиот, *Письма ЖЭТФ* 18, 369 (1973).
57. Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов, *ЖЭТФ* 65, 1619 (1973).
58. Ю. А. Ильинский, В. А. Намиот, цит. в ³⁴ сборник, стр. 284.
59. В. А. Намиот, *ibid.*, стр. 289.
60. В. И. Гольданский, С. В. Карягин, В. А. Намиот, *Письма ЖЭТФ* 19, 625 (1974); *ФТТ* 16, 2571 (1974).
61. Ю. М. Каган, *ibid.* стр. 722.
62. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, В. А. Намиот, *ibid.* 18, 61 (1973).
63. В. В. Кокорин, В. Ф. Лось, *ФТТ* 15, 1776 (1973).
64. В. С. Летохов, *ЖЭТФ* 64, 1555 (1973).
65. В. С. Летохов, сборник «Квантовая электроника», № 4 (16), М., «Сов. радио», 1973, стр. 125.
66. В. И. Воронцов, В. И. Высоцкий, *ЖЭТФ* 66, 1528 (1974).
67. Г. Е. Бизина, А. Г. Беда, Н. А. Бургов, А. В. Давыдов, *ЖЭТФ* 45, 1408 (1963).
68. А. В. Колраков, Р. Н. Кузьмин, В. М. Руапов, *J. Appl. Phys.* 41, 3549 (1970).
69. Р. Н. Silsbee, *Phys. Rev.* 128, 1726 (1972); М. А. Кривоглаз, *ФТТ* 6, 1707 (1964); Ю. Каган, *ЖЭТФ* 47, 366 (1964); Ю. Каган, А. М. Афанасьев, *ibid.*, стр. 1108; А. М. Афанасьев, Ю. Каган, *ibid.* 45, 1660 (1963).
70. Г. А. Аскарьян, В. А. Намиот, М. С. Рабинович, *Письма ЖЭТФ* 17, 597 (1973).
71. Ю. А. Стависский, *ibid.* 19, 548 (1974).
72. Р. Н. Кузьмин, сборник «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», вып. 10, Л., «Машиностроение», 1972, стр. 85.
73. Р. В. Амбарцумян, В. С. Летохов, Г. Н. Макаров, А. А. Пурецкий, *Письма ЖЭТФ* 17, 91 (1973).
74. К. А. Ispirian, А. Т. Margarian, *Phys. Lett.* A44, 377 (1973).
75. Л. А. Ривлин, *Вопросы радиоэлектроники*, сер. I, 6, 60 (1962).
76. W. L. Bond, М. А. Duguay, Р. М. Rentzeris, *Appl. Phys. Lett.* 10, 216 (1967); R. D. Deslattes, *ibid.* 12, 133 (1968); R. M. J. Cotterill, *ibid.*, p. 403.
77. М. А. Андреева, С. Б. Зезин, А. В. Колпаков, Р. Н. Кузьмин, сборник «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», вып. 7, Л., «Машиностроение», 1970, стр. 80; С. S. Willett, *Optics Commun.* 10, 99 (1974).
78. Космические мазеры. Сборник статей под ред. В. И. Слына, М., «Мир», (1974).
79. R. W. Klebesadel, I. B. Strong, R. A. Olsen, *Astrophys. J.*, 182, L 85 (1973); Е. П. Мазец, С. В. Голенский, В. Н. Ильинский, *Письма ЖЭТФ* 19, 126 (1974).
80. W. A. Wheaton, M. P. Ulmer, W. A. Baity, D. W. Datlowe, M. J. Elcan, L. E. Peterson, R. W. Klebesadel, I. B. Strong, T. L. Cline, U. D. Desai, *Astrophys. J.* 185, L 57 (1973).
81. Л. А. Ривлин, *Письма ЖЭТФ* 1, в. 3, 7 (1965); Ю. М. Каган, Ф. Н. Чуховский, *ibid.* 5, 166 (1967); Э. А. Перельштейн, М. И. Подгорецкий, *ЯФ* 12, 1149 (1970); А. В. Колпаков, *ЯФ* 16, 1003 (1972); V. A. Belyakov, V. P. Orlov, *Phys. Lett.* A44, 463 (1973).
82. Ю. Каган, *Письма ЖЭТФ* 20, 27 (1974).
83. В. Ф. Дмитриев, Э. В. Шуряк, *ЖЭТФ* 67, 494 (1974).
84. М. Н. Якименко, *УФН* 114, 55 (1974).
85. Ю. А. Ильинский, В. А. Намиот, *Квант. электрон.* 1, 1608 (1974).
86. В. И. Гольданский, В. С. Летохов, *ЖЭТФ* 67, 513 (1974).
87. J. H. Douglas, *Science News* 105, 8 (1974) (on Interview with G. C. Baldwin); G. C. Baldwin, *Laser Focus*, March 1974; *Optical Society of America*, 1974 Annual Spring Meeting, Symposium on Ultraviolet and X-ray Lasers, April 25, 1974.