

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

535.89

**ЛАЗЕРЫ В ВАКУУМНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ
И РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА**

Создание генераторов и усилителей в коротковолновой области спектра, выходящей за область видимого света, является в настоящее время одним из перспективных направлений развития квантовой электроники, которое найдет широкое применение в управлении химическими реакциями, голографическом исследовании микрообъектов и в исследованиях взаимодействия высокоэнергичных фотонов с веществом. В последнее время появились первые сообщения¹⁻⁶ о создании лазеров в вакуумной ультрафиолетовой (УФ) области спектра (длина волны $\lambda < 1850 \text{ \AA}$), которые подтвердили теоретические предсказания^{6, 7} эффективности использования в этом диапазоне длин волн резонансных переходов молекулярного типа в конденсированной и газовой фазах. В работах^{1, 2, 5} наблюдалось усиление и генерация электромагнитного излучения на длине волны $\sim 1760 \text{ \AA}$ при возбуждении конденсированного ксенона пучком быстрых электронов, а в работах^{3, 4} зарегистрировано усиление излучения на электронно-колебательных переходах молекулы водорода в полосе от 1567 до 1613 \AA в газовом электрическом разряде. Указанные лазеры обладают самой короткой длиной волны, достигнутой к настоящему времени. Как в случае конденсированного ксенона, так и в случае молекулы водорода использовались переходы, в которых минимум потенциальной кривой верхнего возбужденного состояния не совпадал с минимумом потенциальной кривой нижнего основного состояния, что с учетом принципа Франка — Кондона приводило к сравнительно легкому достижению инверсной заселенности, а при достаточно высокой скорости возбуждения верхнего уровня и к усилению излучения. Несмотря на это сходство, процессы, приводящие к лазерному действию, в обоих случаях существенно отличаются друг от друга и будут рассмотрены по отдельности. Кроме того, будут рассмотрены некоторые другие, пока неосуществленные, возможности достижения генерации в вакуумной УФ и рентгеновской областях спектра.

**1. ГЕНЕРАЦИЯ ВАКУУМНОГО УФ ИЗЛУЧЕНИЯ
В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ**

Первые экспериментальные исследования^{8, 9} спектров люминесценции инертных газов Ne, Ar, Kr и Xe в кристаллическом состоянии и слабо от них отличающихся спектров люминесценции в жидком состоянии обнаружили в области вакуумного ультрафиолета полосы излучения, заметно сдвинутые в сторону меньших энергий по отношению к пикам поглощения свободными экситонами. Этот сдвиг вызван сильной деформацией кристаллической решетки, в результате которой свободный экситон захватывается решеткой, образуя экситонный комплекс R_2^{\pm} , во многом сходный с двухатомной молекулой инертного газа в возбужденном состоянии. Захват экситонов решеткой не связан с примесями, а является результатом конфигурационной неустойчивости вырожденных зонных состояний совершенного кристалла относительно несимметричной деформации кристаллической решетки¹⁰. Как было показано в работе¹¹, развитие такой неустойчивости и переход свободного экситона в samozахваченное состояние R_2^{\pm} происходит за время $\sim 5 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$, которое намного короче радиационного времени жизни свободного экситона $\tau_s \sim 10^{-8} \text{ сек}$, так что в отсутствие примесей люминесценция в вакуумной УФ области спектра связана в основном с радиационным распадом samozахваченных экситонов. Таким же свойством samozахвата в кристаллах инертных газов обладают свободные дырки, которые в результате деформаций решетки образуют заряженные центры R_2^{\pm} , аналогичные двухатомным молекулярным

ионам. Поэтому самозахваченные экситоны могут образовываться не только из свободных экситонов, но также и путем непосредственного захвата электрона R_2^+ -центром. Нижние уровни самозахваченных экситонов происходят из ns -серии ($n = 1, 2, 3, \dots$) дипольно-разрешенных свободных экситонов Γ_{15} и образуют водородоподобную серию $n\sigma$, потенциальные кривые которой повторяют по форме потенциальную кривую самозахваченной дырки. Ниже этой серии расположена потенциальная кривая самозахваченного экситона, соответствующая молекулярному состоянию $^3\Sigma_u^+$, которая берет начало из дипольно-запрещенных зон свободных экситонов Γ_{25} , Γ'_{12} . Несмотря

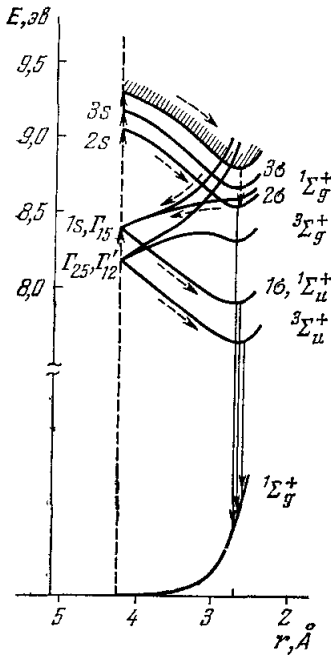


Рис. 1. Зависимость энергии экситонов от параметра деформации решетки и схема люминесценции в кристаллическом ксеноне.

на то, что эти экситонные зоны не наблюдаются в спектрах поглощения, соответствующие им самозахваченные экситоны дают существенный вклад в люминесценцию, так как из-за сильной несимметричной деформации решетки запрещенный в поглощении переход становится разрешенным в излучении. Общая картина зависимости энергии экситонов от параметра деформации решетки r , который определяется расстоянием между двумя ядрами в самозахваченной дырке, показана для случая кристаллического Хе на рис. 1 (подробнее см. ¹²).

Здесь же приведены потенциальные кривые возбужденных молекулярных состояний ¹³ и схема заселения уровней самозахваченных экситонов из зон свободных экситонов и из зоны проводимости. Главные полосы люминесценции в кристаллах инертных газов в области вакуумного ультрафиолета связаны с радиационными переходами из состояний 1σ , 2σ и $^3\Sigma_u^+$ в основное отталкивающее состояние $^1\Sigma_g^+$.

Повышение температуры и переход от кристалла к жидкости слабо сказывается на общем виде потенциальных кривых, приводя лишь к уширению и сдвигу экситонных уровней с $n \geq 2$, однако в спектре излучения при этом происходит заметное перераспределение интенсивности между полосами ¹, связанное с увеличением скорости перекачки энергии между верхними и нижними состояниями самозахваченных экситонов и зависимостью квантового выхода от температуры. При высоких температурах обычно наблюдается только одна длинноволновая полоса, связанная с переходом $^3\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ (см. рис. 1).

Условие генерации для этого перехода можно рассчитывать по четырехуровневой схеме, так как время релаксации с нижнего уровня за счет отталкивания атомов в основном состоянии составляет по порядку величины $\sim 10^{-12}$ сек, что намного короче спонтанного времени жизни верхнего уровня. Это обстоятельство, в отличие от рассматриваемого ниже лазера на молекулярном водороде, где нижние рабочие уровни метастабильны, позволяет в конденсированных инертных газах в принципе осуществить квазинепрерывный режим генерации.

Для резонатора с плоскими зеркалами пороговое условие для начала генерации в общем случае имеет следующий вид:

$$R_1 R_2 \exp [2(\alpha - \beta)L] = 1, \quad (1)$$

где R_1 , R_2 — коэффициенты отражения зеркал, L — длина резонатора, заполненного активным веществом, α и β — коэффициенты усиления и поглощения. В конденсированных инертных газах полосы излучения имеют гауссову форму, поэтому коэффициент усиления равен

$$\alpha = \sigma_0 N_{\text{ex}} = \frac{1}{4\pi n^2} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\lambda^2}{\tau_s \Delta\nu} N_{\text{ex}}, \quad (2)$$

где λ — длина волны, соответствующая центру полосы, τ_s — спонтанное время жизни, n — концентрация самозахваченных экситонов, $\Delta\nu$ — ширина полосы излучения, n — показатель преломления. Одной из особенностей рассматриваемого случая пороговых условий генерации является рост потерь с ростом мощности возбуждения, который связан с фотоионизацией самозахваченных экситонов и поглощением на самозахваченных дырках. Это приводит к тому, что коэффициент поглощения линейно зависит от концентрации самозахваченных экситонов:

$$\beta = \beta_0 + \sigma_f N_{\text{ex}},$$

как что для пороговой концентрации экситонов с учетом (1) и (2) получаем следующее выражение:

$$N_{\text{ex}} = \frac{\beta_0 - (\ln R_1 R_2 / 2L)}{\sigma_0 - \sigma_f}. \quad (3)$$

Хотя обычно выполняется соотношение $\sigma_f \ll \sigma_0$, в некоторых случаях коэффициент σ_f , учитывающий поглощение на самозахваченных экситонах и дырках, может оказаться равным или больше, чем сечение рабочего перехода σ_0 , тогда генерации можно достигнуть только при очень больших уровнях возбуждения на межзонных переходах ⁶.

При возбуждении конденсированных инертных газов пучком монохроматических электронов с энергией E_0 концентрация самозахваченных экситонов, участвующих в генерации, связана с плотностью тока в пучке j следующим соотношением:

$$N_{\text{ex}} = \frac{\tau_s \eta}{e I_i} \frac{E_0}{x_0} j, \quad (4)$$

где η — квантовый выход рассматриваемой полосы излучения, I_i — энергия, необходимая для образования одной электронно-дырочной пары, e — заряд электрона, x_0 — эффективная глубина возбуждения, связанная с пробегом электрона R и плотностью вещества ρ приближенным соотношением $x_0 \approx R/\rho$. Для энергий $E_0 \leq 1$ Мэв пробег электрона может быть представлен следующим выражением, которое переходит при малых энергиях в формулу Уиндингтона:

$$R = \frac{137^4}{24 a_0^3 N_A} \frac{A}{Z} \frac{E_0^2}{mc^2 (E_0 - mc^2)} = 0,274 \frac{A}{Z} \frac{E_0^2}{mc^2 (E_0 - mc^2)}, \quad (5)$$

где A — атомный вес, Z — атомный номер вещества, N_A — число Авогадро, a_0 — борковский радиус, mc^2 — масса покоя электрона.

Приравняв правые части (3) и (4), с учетом (5) находим плотность тока необходимую для начала генерации. В условиях опыта ⁵, когда $\lambda = 1760 \text{ \AA}$, $\Delta\nu = 1,4 \times 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, $L = 1 \text{ см}$, $R_{1,2} = 0,5$, $\beta_0 = 0,15 \text{ см}^{-1}$, $E_0 = 600 \text{ кэв}$, а также используя численные значения параметров, входящих в соотношения (1) — (5), для жидкого ксенона $n = 1,5$, $I_i = 22 \text{ эв}$, $\rho = 3,5 \text{ г/см}^3$, $\tau_s \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$, $\eta \approx 0,1$, получаем $x_0 = 240 \text{ мкм}$, $\sigma_0 = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, $N_{\text{ex}} = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и для пороговой плотности тока величину $j \approx 30 \text{ а}\cdot\text{см}^{-2}$.

Для других конденсированных инертных газов пороговые плотности тока в пучке оказываются еще выше.

Переход от режима усиления ^{1, 2} к режиму генерации в работе ⁵ был совершен благодаря использованию мощной электронной импульсной пушки, позволявшей получать плотности электронного тока до $300 \text{ а}\cdot\text{см}^{-2}$ при энергии электронов до 1 Мэв , с длительностью токового импульса $\sim 10^{-8} \text{ сек}$. Стенками плоского резонатора в этой работе служили алюминиевые зеркала, напыленные на подложку из фтористого лития и покрытые защитным слоем фтористого магния. Достижение порога генерации при плотностях тока $j \sim 30-60 \text{ а}\cdot\text{см}^{-2}$ регистрировалось по сужению ширины линии 1760 \AA от величины $\sim 150 \text{ \AA}$, при малых мощностях возбуждения, до значения, близкого к пределу разрешения спектрометра $\sim 17 \text{ \AA}$, а также по сужению у головной диаграммы направленности излучения до значения $\sim 7^\circ$. Форма и длительность импульса излучения при этом соответствовали форме и длительности импульса тока, что свидетельствовало о квазинепрерывном режиме генерации. Кроме жидкого ксенона описанный метод может быть применен для достижения генерации в других инертных газах и их смесях, как в конденсированном состоянии, так и в газовой фазе при большом давлении. В этом случае переход к Ne и He позволяет в принципе надеяться на получение генерации излучения вплоть до длин волн $\sim 600 \text{ \AA}$.

2. УСИЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЗОНАНСНЫХ ПЕРЕХОДАХ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ВОДОРОДЕ

Общая схема получения инверсной заселенности между возбужденными электронными состояниями и основным состоянием в двухатомных молекулах для переходов, лежащих в вакуумной УФ области спектра, была предложена в работе ⁷. В простейшем случае молекулы водорода к таким переходам, в первую очередь, относится переход $C^1\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$, возможность использования которого рассматривалась в работах ^{7, 14}, и переход $B^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ (рис. 2), на котором была фактически получена инверсная заселенность и наблюдалось усиление излучения ^{3, 4}. Механизм образования инверсии для этих переходов состоит в том, что при столкновении электронов с молекулами водорода, находящимися на нулевом колебательном уровне $v'' = 0$ основного состояния, возбуждаются преимущественно колебательные уровни $v' \geq 1$ дипольно-

разрешенных состояний $C^1\Pi_u$ и $B^1\Sigma_u^+$, а переходы на верхние колебательные уровни основного состояния имеют малую вероятность, так как происходят без изменения электронного состояния. Из-за сдвига потенциальных кривых в соответствии с принципом Фрэнк — Кондона наиболее эффективно заселяются колебательные уровни $v'=1-4$ состояния $C^1\Pi_u$ и уровни $v'=3-7$ состояния $B^1\Sigma_u^+$. С этих уровней, помимо обратных переходов в основное состояние на нижний колебательный уровень, большой вероятностью обладают переходы на верхние колебательные уровни $v''=1-8$ и $v''=10-13$, относительно которых в начальные моменты электрического разряда состояния $C^1\Pi_u$ и $B^1\Sigma_u^+$ могут оказаться инверсно-заселенными. Такая инверсная заселенность уровней и усиление излучения были достигнуты в работах ^{3, 4} на переходах $B^1\Sigma_u^+$ ($v'=1-4$) \rightarrow $X^1\Sigma_g^+$ ($v''=10-13$) (см. рис. 2), соответствующих полосе Лаймана в интервале длин волн от 1567 до 1613 Å.

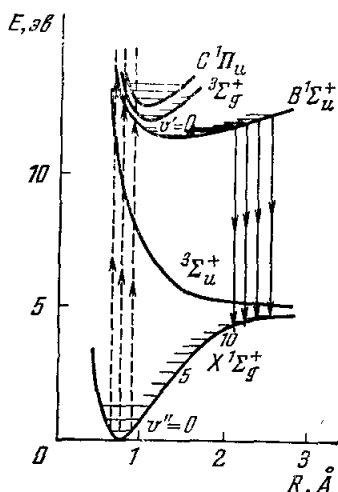


Рис. 2. Нижние потенциальные кривые и переходы, на которых наблюдалось усиление излучения, в молекуле N_2 .

колебательно-вращательных переходов, а также большая пиковая мощность излучения, которая при оптимальном давлении 60 тор достигала величины ~ 1.5 квт при длительности импульса ~ 2 нсек. Плотность инверсной заселенности и коэффициент усиления были настолько высокими, что стимулированное излучение в данном случае могло наблюдаться без использования зеркал.

В другом опыте ⁴ разряд в водороде инициировался с одного конца канала, имевшего размеры $120 \times 1,2 \times 0,3$ см³. Фронт разряда распространялся со скоростью света в газе к другому концу канала, создавая волны возбуждения и инверсной заселенности, бегущие с той же скоростью и в том же направлении. Такой способ возбуждения газа, наряду с эффектами, наблюдавшимися в работе ³, приводил к неодинаковой мощности излучения с обоих концов канала. Этот эффект связан с преимущественным усилением фотонов, которые попадают на фронт бегущей волны, где на протяжении всей длительности электрического разряда поддерживается максимальная инверсная заселенность. В этом случае при длительности импульса $\sim 10^{-9}$ сек пиковая мощность излучения в направлении распространения волны возбуждения достигала 100 квт, что на порядок больше мощности излучения в противоположном направлении. В заключение следует отметить, что описанный метод генерации излучения на резонансных переходах в молекулярном водороде при достаточно коротком импульсе тока или при использовании для пробоя газа коротких лазерных импульсов ¹⁶ должен обладать высоким к. п. д., так как большая часть энергии, передаваемой электроном верхнему рабочему уровню, полезно используется в виде кванта стимулированного излучения.

3. НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ВАКУУМНЫХ УФ И РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАЗЕРОВ

Кроме рассмотренных выше случаев, в настоящее время ведутся поиски других возможностей достижения генерации в вакуумной УФ, а также в рентгеновской областях спектра, из которых можно выделить следующие основные направления:

- 1) возбуждение внутренних оболочек атомов,
- 2) использование переходов в многозарядных ионах,
- 3) преобразование лазерного света при индуцированном комптоновском рассеянии,
- 4) исследование вынужденных переходов в ядрах.

Возможность получения генерации на характеристических линиях излучения атомов рассматривалась в работах ¹⁷⁻¹⁸. В этом случае при селективном удалении одного электрона из внутренней оболочки, например из *K*-оболочки атома Mo, образующееся возбужденное состояние атома с дыркой в *K*-оболочке оказывается инверсно-заселенным по отношению к переходам дырки на уровни *L*-оболочки (рис. 3). Такие переходы сопровождаются излучением характеристических линий $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$, на которых при достаточно интенсивном и крутом импульсе возбуждения можно достичь порога усиления.

Селективное удаление электрона может быть осуществлено в процессе фотоионизации *K*-оболочки отфильтрованным тормозным излучением либо характеристическим излучением другого элемента, в данном случае Rh, характеристические линии которого попадают в *K*-край поглощения Mo (см. рис. 3). Время жизни дырки в *L*-оболочке

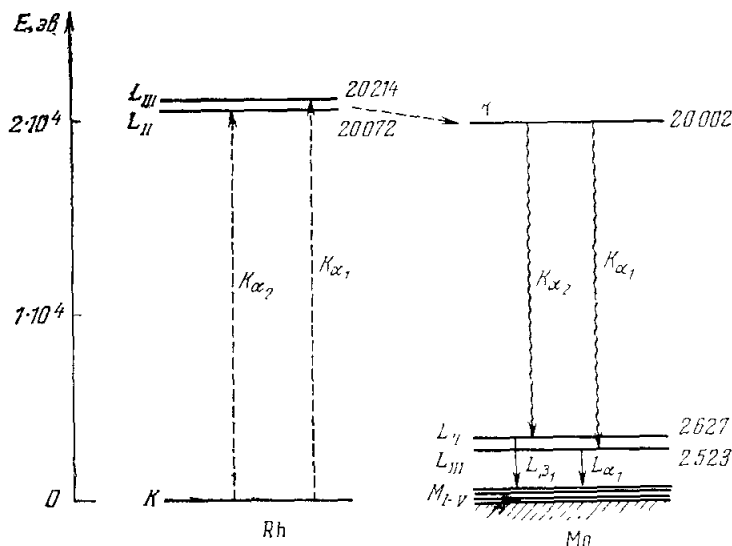


Рис. 3. Диаграмма рентгеновских уровней и переходов между ними для *K*- и *L*-серий характеристического излучения в атоме Mo.

Слева в обратном порядке показаны уровни Rh, характеристические линии которого $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ попадают в *K*-край поглощения Mo.

обычно больше времени жизни в *K*-оболочке, поэтому здесь, как и в рассмотренном выше случае молекулярного водорода, у которого нижние рабочие уровни оказываются метастабильными, усиление возможно только в режиме бегущей волны. Однако последнее ограничение снимается для элементов с $Z \leq 36$ (для линий $K_{\alpha 1}$) и с $Z \leq 47$ (для линий $K_{\alpha 2}$) при твердотельных плотностях вещества из-за большой вероятности безрадиационного ухода дырки из *L*-оболочки вследствие оже-эффекта ¹⁹. В этом случае в диапазоне температур, не превышающих 30–100 эв, при которых вероятность безрадиационной рекомбинации на валентные уровни не меньше, чем у перехода дырки между используемыми уровнями, возможно получение квазинепрерывного режима усиления с многократным использованием одного и того же атома.

В работе ¹⁸ была приведена оценка мощности, необходимой для достижения усиления характеристического излучения в Na и Si в режиме бегущей волны. В случае Na рассматривался переход дырки $L_{III} \rightarrow M_I$ ($\lambda = 372 \text{ \AA}$), в котором спонтанное время жизни верхнего уровня составляло величину $\tau_s = 4 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$. В этом случае максимальное усиление достигалось на линейно растущей части фронта возбуждающего импульса, спустя время $0,55\tau_s$ после его включения, и составляло величину 40 дб/м при скорости мощности подкачки $4 \cdot 10^{18} \text{ вт/см}^2 \cdot \text{сек}$. Активная область выбиралась в виде объема с размерами $1 \times 1 \times 500 \text{ см}^3$, заполненного парами натрия при давлении $0,02 \text{ тор}$ и температуре $310 \text{ }^\circ\text{C}$. При таких параметрах, которые исключают заселение нижнего рабочего уровня путем ударной ионизации, эффективность использования внешнего источника, с максимумом излучения при 50 эв , составляет всего $0,3\%$. Такая система в условиях насыщения должна давать выходную мощность $\sim 3 \text{ ват/см}^2$ при длительности лазерного импульса 10^{-10} сек и максимально возможную выходную мощность $1,5 \text{ Мват}$ при увеличении длины усиления до 5 м .

Аналогичный расчет в случае атомов Си для перехода $K \rightarrow L_{III}$ ($\lambda = 1,537 \text{ \AA}$, $\tau_s = 4,5 \cdot 10^{-16} \text{ сек}$) приводит к значительно более жестким требованиям для импульса возбуждающего излучения.

При средней энергии фотонов в импульсе $\sim 12 \text{ кэВ}$ мощность в нем должна за время 10^{-15} сек возрастать до значения $2,5 \cdot 10^{10} \text{ вт/см}^2$. В этом случае для твердой полоски меди с размерами $1 \text{ мм} \times 1 \text{ мм} \times 5 \text{ мм}$, в которой поглощается 10% мощности подкачки, усиление на длине волны $\lambda = 1,537 \text{ \AA}$ должно достигать 400 дБ/мм , что на 200 дБ/мм перекрывает потери, связанные с поглощением на этой длине волны. Рассмотренные примеры показывают, что одна из основных трудностей, встающих на пути достижения порога генерации в вакуумной УФ и рентгеновской областях спектра, заключается в необходимости резкого увеличения мощности и сокращения

длительности импульса источников подкачки при уменьшении генерируемой длины волны.

В последнее время успехи в развитии высокоэнергетических источников быстрых электронов и генераторов рентгеновских вспышек²⁰ позволяют в рассматриваемой области энергий за времена $\sim 10^{-8} \text{ сек}$ развивать мощности $\sim 10^{12} \text{ вт}$. Такие источники жесткого излучения наряду с мощными источниками γ -лучей от ядерного деления могут быть использованы для возбуждения больших объемов активного вещества лазеров в широкой области спектра²¹. Еще более крутые фронты нарастания мощности подкачки можно получить в лазерной искре^{22, 23}, где в случае ультракоротких импульсов света развиваемая мощность $\sim 10^{12} \text{ вт}$

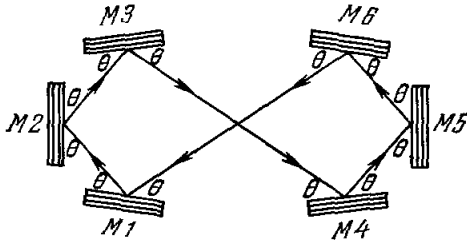


Рис. 4. Схема плоского резонатора для рентгеновских лучей.

Отражение луча происходит под брэгговским углом θ от парно параллельных кристаллических плоскостей $M1$ и $M3$, $M2$ и $M4$.

достигается за время $\sim 10^{-12} \text{ сек}$ и в принципе может быть использована для подкачки лазеров коротковолнового диапазона. В качестве источников подкачки в этом диапазоне могут быть также использованы пучки протонов, которые в процессе перезарядки на атомах щелочных элементов в зависимости от энергии могут возбуждать генерацию на резонансных переходах водорода или в щелочных ионах²⁴.

Другая трудность, связанная с отсутствием хороших отражающих поверхностей для зеркал в коротковолновом диапазоне, была в значительной степени преодолена в работах²⁵⁻²⁷, где предложены схемы резонаторов для рентгеновских лучей, основанные на брэгговском отражении. В обычной схеме плоского кольцевого резонатора ограничения, связанные с условием Брэгга и с условием замкнутости пути, по которому распространяются лучи, практически исключали всякую возможность настройки резонатора для заданной длины волны. В указанных работах эти ограничения снимались в одном случае за счет неплоской геометрии хода лучей, а в другом — за счет возможности их самопересечения. Одна из схем плоского перестраиваемого резонатора с самопересекающимися лучами показана на рис. 4, где брэгговский угол θ не связан условием кратности 2π , а зависит от поворота пар параллельных плоскостей относительно друг друга²⁷. Требование параллельности отдельных пар кристаллических плоскостей легко выполняется, если эти пары являются частью одного и того же монокристалла. Как показывают оценки, потери таких резонаторов не превышают потерь обычных резонаторов видимого диапазона с плоскопараллельными зеркалами.

Кроме рассмотренных выше переходов между возбужденными уровнями внутренних оболочек атомов в коротковолновую область спектра попадают линии излучения, связанные с переходами между возбужденными уровнями многозарядных ионов.

Для ионов с небольшой кратностью ионизации в настоящее время известно несколько сотен переходов, на которых была получена генерация в видимой и УФ областях спектра в газовых ионных лазерах²⁸. Из этих переходов самая короткая длина волны $\lambda = 2358 \text{ \AA}$ была достигнута на переходе $3p^4D_{3/2}^0 \rightarrow 3s^4P_{5/2}$ трехкратно ионизованного неона²⁹. Дальнейшее продвижение в коротковолновую область в ионных газовых лазерах связано с трудностями получения в обычном электрическом разряде плазмы с достаточной высокой кратностью ионизации. Использование пучков быстрых электронов и лазерного излучения для разогрева плазмы позволяет получить плазму, в которой кратность ионов достигает нескольких десятков единиц³⁰⁻³². Переходы между возбужденными уровнями таких ионов лежат в вакуумной УФ и мягкой рентгеновской областях спектра и в настоящее время еще не достаточно полно классифицированы. Поэтому для предсказания переходов и длин волн, на которых можно получить генерацию, естественно рассматривать в первую очередь многозарядные ионы, связанные изолектронной последовательностью с ионами малой кратности, на которых уже наблюдалась генерация. В ионных лазерах генерация обычно наблюдается

для переходов $np \rightarrow ns$, происходящих без изменения главного квантового числа ²⁸, поэтому для этих переходов энергия квантов излучения в изоэлектронной последовательности является линейной функцией кратности ионизации ³³. Таким образом, фиксируя два иона с известными переходами в этой последовательности, можно получить приближенные значения длин волн для всего изоэлектронного ряда. Так, например, генерация на переходе $(^3P^0) 3p^4D_{5/2} \rightarrow (^3P^0) 3s^4P_{3/2}$ наблюдалась в NIII на длине волны 4510,8 Å и в OIV на длине волны 3381,3 Å ²⁸. Поэтому для этого перехода получаем следующие значения длин волн (Å) в изоэлектронной последовательности VI, куда входят ионы NIII и OIV: 6763 CII, 4510,8 NIII, 3381,3 OIV, 2705 FV, 2254 NeVI. 1503 AlIX, , 966 ArXIV, , 615 FeXXII, , 422 KrXXXII, Для перехода $(^3P) 3p^4D_{7/2}^0 \rightarrow (^3P) 3s^4P_{5/2}$ линии генерации в OII и NeIV дают следующую изоэлектронную последовательность длин волн: 4649 OII, 3129 FIII, 2358 NeIV. 1356 AlVII, , 794 ArXII, , 477 FeXX, , 318 KrXXX,

Для перехода $(^2S) 3p^3P_{3/2}^0 \rightarrow (^2S) 3s^3S_1$ в изоэлектронной последовательности атома BeI, где генерация наблюдалась только в трехкратно ионизованном азоте ($\lambda = 3478,67 \text{ Å}$), остальной ряд восстанавливается по известной длине волны 2316,1 Å, этого перехода в пятикратно ионизованном фторе ³⁴: 6989 BeII, 4644 CIII, 3478 NIV, 2781 OV, 2316 FVI, 1984 NeVII, 1388 AlX, , 925 ArXV, , 603 FeXXIII, 420 KrXXXIII, Такие последовательности длин волн, точность которых заключена в пределах нескольких ангстрем, могут быть построены для большого числа изоэлектронных рядов и дают возможность заранее предсказывать наиболее вероятные лазерные переходы в многозарядных ионах. Следует отметить, что если в обычных ионных лазерах, работающих на ионах малой кратности, к. п. д. достигает в лучшем случае 0,1%, то для рассмотренных переходов к. п. д. должен быть еще меньше, так как с увеличением заряда уменьшается отношение энергии кванта полезного излучения к общей энергии, необходимой для образования многозарядного иона. Большого значения к. п. д. можно достичь для переходов $(n+1)s \rightarrow np$, которые происходят с изменением главного квантового числа. Генерацию на таких переходах можно осуществить в плазменных лазерах ³⁵⁻³⁷, в которых верхний рабочий уровень заполняется рекомбинирующими электронами при больших плотностях N_e и сравнительно низких температурах T_e . В этом случае, например, для перехода $3s \rightarrow 2p$ в ионе BeII ($\lambda = 1776 \text{ Å}$) ³⁶ при значениях $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{BeII}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 8 \cdot 10^3 \text{ °K}$ коэффициент усиления может достигать очень больших значений $\sim 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$.

Кроме рассмотренных выше переходов в дискретном спектре генерацию в коротковолновой области спектра можно получить на переходах в непрерывном спектре, используя вынужденное комптоновское рассеяние лазерного света на пучке релятивистских электронов ³⁸⁻⁴⁰.

В этом случае увеличение частоты падающего света происходит за счет энергии электронов в пучке. В простейшем случае коллинеарного столкновения, когда падающей лазерный луч направлен навстречу движению электронов, частота рассеянных фотонов ν_2 связана с частотой падающих фотонов ν_1 релятивистской формулой Доплера]

$$\nu_2 \approx 4\nu_1 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (6)$$

где E — энергия электронов в пучке.

Эффективный коэффициент усиления для рассеянного излучения связан с плотностью фотонов в падающем луче ρ_f и плотностью электронов в пучке ρ_e следующим соотношением ⁴⁰:

$$\alpha_2^j \approx 0,7r_0^2 \frac{E}{\Delta} \frac{h\nu_2}{\Delta} \lambda_1 \lambda_2^2 \rho_e \rho_f, \quad (7)$$

где Δ — ширина разброса электронов по энергии в пучке, r_0 — классический радиус электрона, λ_1 , λ_2 — длины волн падающего и рассеянного излучения. Подставляя в формулы (6) и (7) типичные числовые значения параметров луча от неодимового лазера: $h\nu_1 = 1,17 \text{ эв}$, $\rho_f = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, и параметров электронного пучка: $E = 2 \text{ Мэв}$, $E/\Delta = 10^5$, $\rho_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что соответствует плотности тока $j \sim 10^5 \text{ а.см}^{-2}$, получаем для рассеянного излучения $\lambda_2 \approx 166 \text{ Å}$ и коэффициент усиления $\alpha = 2,2 \text{ см}^{-1}$. Кроме сравнительно больших коэффициентов усиления в коротковолновом диапазоне лазеры на вынужденном комптоновском рассеянии обладают и другим преимуществом — в них можно легко перестраивать частоту излучения, так как согласно (6) она непосредственно связана с напряжением в электронном ускорителе.

В работах ⁴¹⁻⁴³ исследовалась возможность усиления рентгеновского излучения на мессбауэровских переходах в ядрах. Такая возможность основана на том, что сечение вынужденного излучения при резонансе $\sigma_0 \sim \lambda^2 \sim 10^{-18} \text{ см}^2$ ($\lambda \sim 0,2 \text{ Å}$, $h\nu \sim$

~ 50 кэв) намного превышает сечение фотопоглощения на электронах $\sigma_e \sim 10^{-22}$ см² в этой области спектра.

Поэтому для начала усиления достаточно, чтобы относительная концентрация активных ядер была больше некоторого критического значения $\sim \sigma_e/\sigma_0 \sim 10^{-4}$. Однако осуществление достаточно узкой мессбауэровской линии, необходимой для приготовления изомера за ~ 1 час, сталкивается с большими трудностями, связанными с исключением исчезающе слабых возмущений. В частности, как показывают оценки⁴¹, возбужденные ядра должны находиться на одном уровне относительно гравитационного поля Земли с точностью до 10^{-6} см, а отклонения температуры в усиливающем образце не должны превышать значение 10^{-9} °К. В этой связи представляет интерес рассмотреть переходы с отдачей, при которых ядро после излучения приобретает кинетическую энергию. В этом случае условие инверсной заселенности не является обязательным⁴², так как при достаточно низкой температуре излученные фотоны не могут поглотиться на том же переходе. Для этого необходимо, чтобы доплеровская ширина линии $\Delta\nu_D$ не превышала разности частот между испущенным и поглощаемым квантами:

$$\Delta\nu_D < \frac{h\nu^2}{2Mc^2},$$

где ν — частота, соответствующая разности уровней энергии, M — масса ядра. Несмотря на несовпадение линии излучения и поглощения, испущенные кванты вызывают стимулированное излучение возбужденных ядер и могут усиливаться. В случае атомов позитрония⁴⁴ при температуре 4° К генерация в резонаторе с добротностью $Q=10^5$ наступает при концентрации атомов $\sim 10^{16}$ см⁻³. Сравнимые концентрации возбужденных ядер можно получить в (n, γ)-реакциях.

Рассмотренные выше примеры показывают, что в ближайшее время наряду с развитием лазеров вакуумного УФ диапазона реально ожидать достижения генерации в мягкой рентгеновской области спектра.

А. Г. Молчанов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. N. G. Basov, E. M. Balashov, O. V. Bogdankevitch, V. A. Danilychev, G. N. Kashnikov, N. P. Lantsov, D. D. Khodkevitch, *J. Luminescence* **1**, 834 (1970).
2. Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич, В. А. Данилычев, Г. Н. Кашников, О. М. Керимов, Н. П. Ланцов, *Кр. сообщ. физ.*, № 7, 68 (1970).
3. R. T. Hodgson, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 494 (1970).
4. R. W. Waupant, J. D. Shipman, Jr., R. C. Elton, A. W. Ali, *Appl. Phys. Lett.* **17** 383 (1970).
5. Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, Ю. М. Попов, Д. Д. Ходкевич, *Письма ЖЭТФ* **12**, 473 (1970).
6. А. Г. Молчанов, И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, *ФТТ* **9**, 3363 (1967).
7. П. А. Бажулин, И. Н. Князев, Г. Г. Петраш, *ЖЭТФ* **48**, 975 (1965).
8. J. Jortner, L. Meyer, S. A. Rice, E. G. Wilson, *J. Chem. Phys.* **42**, 4250 (1965).
9. Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич, В. А. Данилычев, А. Г. Девятков, Г. Н. Кашников, Н. П. Ланцов, *Письма ЖЭТФ* **7**, 404 (1968).
10. Н. Н. Кристофель, *ФТТ* **6**, 3266 (1964).
11. M. Martin, S. A. Rice, *Chem. Phys. Lett.* **7**, 94 (1970).
12. А. Г. Молчанов, Препринт ФИАН № 113, 1971.
13. R. S. Mulliken, *J. Chem. Phys.* **52**, 5170 (1970).
14. A. W. Ali, A. C. Kolb, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 259 (1968).
15. J. D. Shipman, Jr., *Appl. Phys. Lett.* **10**, 3 (1967) (см. перевод в сб. «Газовые лазеры», под ред. Н. Н. Соболева, М., «Мир», 1968, стр. 202).
16. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, И. А. Полуэктов, *Письма ЖЭТФ* **10**, 201 (1969).
17. L. Gold, *Quantum Electronics. Proc. 3rd Intern. Congress (Paris, 1963), vol. 2, Paris—N.Y., 1964, p. 1155.*
18. M. A. Duguay, P. M. Rentzepis, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 350 (1967).
19. Ю. Л. Станкевич, *ДАН СССР* **191**, 805 (1970).
20. В. А. Цукерман, Л. В. Тарасова, С. И. Лобов, *УФН* **103**, 319 (1971).
21. А. Г. Молчанов, Ю. М. Попов, *ФТТ* **11**, 1965 (1969).
22. С. Л. Мандельштам, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Ю. П. Райзер, Н. С. Суходрев, *ЖЭТФ* **49**, 127 (1965).
23. Ф. В. Бункин, И. К. Грасюк, В. М. Марченко, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, *ЖЭТФ* **60**, 1326 (1971).
24. Л. П. Пресняков, В. П. Шевелько, *Письма ЖЭТФ* **13**, 286 (1971).

25. W. L. Bond, M. A. Duguay, P. M. Rentzepis, Appl. Phys. Lett. **10**, 216 (1967).
 26. R. D. Deslattes, Appl. Phys. Lett. **12**, 133 (1968).
 27. R. M. J. Cotterill, Appl. Phys. Lett. **12**, 403 (1968).
 28. W. B. Bridges, A. N. Chester, IEEE J. Quantum Electron. **QE-1**, 66 (1965).
 29. P. K. Cheo, H. G. Sooreg, J. Appl. Phys. **36**, 1862 (1965).
 30. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, Ю. П. Войнов, Э. Я. Кононов, С. Л. Манделштам, Г. В. Склизков, Письма ЖЭТФ **5**, 177; **6**, 849 (1967).
 31. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, Ю. П. Войнов, Э. Я. Кононов, О. Н. Крохпик, С. Л. Манделштам, Г. В. Склизков, Rev. Rumania de phys. **13**, 97 (1968).
 32. В. А. Бойко, Ю. П. Войнов, В. А. Грибков, Г. В. Склизков, Опт. и спектр. **29**, 1023 (1970).
 33. B. Edlen, Handb. d. Phys., Bd. 27, Springer-Verlag, Berlin — Göttingen — Heidelberg, 1964, S. 80.
 34. С. Е. Мооре, Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stand., Washington, 1949, p. 467.
 35. Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, ЖЭТФ **55**, 942 (1968).
 36. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, Кр. сообщ. физ., № 7, 3 (1970).
 37. Л. И. Гудзенко, Ю. К. Земцов, С. И. Яковленко, Письма ЖЭТФ **12**, 244 (1970).
 38. F. R. Arutyunian, V. A. Tumanian, Phys. Lett. **4**, 176 (1963).
 39. R. H. Milburn, Phys. Rev. Lett. **10**, 75 (1963).
 40. R. H. Pantell, G. Sonecini, H. E. Puthoff, IEEE J. Quantum Electron. **QE-4**, 905 (1968).
 41. V. Vali, W. Vali, Proc. IEEE **51**, 182, 1248 (1963).
 42. G. C. Baldwin, J. P. Neissel, L. Tonks, Proc. IEEE **51**, 1247 (1963).
 43. Б. В. Чириков, ЖЭТФ **44**, 2016 (1963).
 44. D. Marcuse, Proc. IEEE **51**, 849 (1963).
-