

# ГЕНЕРАЦИЯ НА РЕЗОНАНСНОМ ПЕРЕХОДЕ АТОМОВ НАТРИЯ ПРИ НЕРЕЗОНАНСНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

*Р. В. Марков, А. И. Пархоменко\*, А. И. Плеханов\*\*, А. М. Шалагин\*\*\**

*Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

*Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 января 2009 г.

Экспериментально и теоретически исследована генерация когерентного излучения на резонансном переходе  $3P-3S$  ( $D$ -линии) атомов натрия при нерезонансном оптическом возбуждении в присутствии буферного газа. Когерентное излучение на  $D$ -линиях регистрировалось в прямом и обратном направлениях по отношению к возбуждающему излучению, частота которого отстроена в синюю сторону от резонанса. Расходимость генерируемого излучения не превышала расходимости возбуждающего излучения. Эффект возникает из-за формирования инверсии населенностей на «рабочем» переходе при большой отстройке частоты возбуждающего излучения и высоком давлении буферного газа. Выяснено, что чем выше давление буферного газа, тем сильнее эффект и тем шире область отстроек частоты возбуждающего излучения, при которых наблюдается данный эффект.

PACS: 42.50.Hz, 42.55.-f, 32.90.+a

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В недавних работах [1–3] экспериментально обнаружен интересный эффект — возникновение лазерной генерации в режиме сверхсветимости на резонансных переходах атомов натрия (переходы  $3P_{1/2}-3S_{1/2}$  и  $3P_{3/2}-3S_{1/2}$ ) при поглощении излучения накачки (от импульсного лазера) в «синем» крыле спектральной линии. Генерация наблюдалась в широком диапазоне положительных отстроек излучения накачки (до  $250\text{ см}^{-1}$  от центра  $D_2$ -линии) и только в присутствии буферного газа при достаточно высоком его давлении (более 200 Торр).

Тот факт, что усиление излучения на  $D$ -линиях зарождается при облучении в сугубо нерезонансных условиях, означает, что эффект существует и для простой двухуровневой системы (усиление на  $D$ -линиях наблюдалось при отстройках частоты излучения накачки, много больших тонкого расщепления уровня  $3P$ , равного  $17.2\text{ см}^{-1}$  [4], т. е. атом «вос-

принимался» излучением накачки как двухуровневый). Кроме того, при тех высоких давлениях буферного газа, которые использовались в экспериментах [1–3], импульсный характер излучения накачки не имел принципиального значения, так как за время действия импульса заведомо успевал установиться тот баланс населенностей, который характерен для непрерывного режима облучения. Таким образом, результаты экспериментов [1–3] фактически означают существование следующего физического эффекта: воздействие непрерывного лазерного излучения на «синее» крыло линии поглощающих двухуровневых частиц, находящихся в буферном газе высокого давления, вызывает усиление излучения в центре линии (на частоте перехода).

Этот эффект, в свою очередь, естественно интерпретировать как проявление другого, более общего физического эффекта, заключающегося в установлении инверсии населенностей в двухуровневой системе при поглощении непрерывного лазерного излучения в «синем» крыле спектральной линии при больших давлениях буферного газа [1–3, 5]. В работах [1, 3] этот вывод (установление инверсии населен-

\*E-mail: par@iae.nsk.su

\*\*E-mail: fractal@iae.nsk.su

\*\*\*E-mail: shalagin@iae.nsk.su

ностей) получен теоретически на основе рассмотрения компаунд-системы «атом + сильное поле» («одетый» атом) как самостоятельного квантового объекта, с которым можно обращаться примерно так же, как и с атомом (см., например, [6]). В частности, для «одетых» атомов справедлив общий вывод термодинамики о том, что вследствие столкновений должно установиться равновесное (больцмановское) распределение по уровням энергии. В работах [1, 3] показано, что равновесное распределение по уровням энергии компаунд-системы соответствует тому, что для двухуровневых атомов (с основным уровнем  $n$  и возбужденным  $l$ ) населенности  $\rho_n$  и  $\rho_l$  нижнего и верхнего уровней связаны соотношением (в сильном поле)

$$\rho_n = \rho_l \exp(-\hbar\Omega/k_B T), \quad (1)$$

где  $\Omega = \omega - \omega_{ln}$  — отстройка частоты излучения  $\omega$  по отношению к частоте  $\omega_{ln}$  перехода  $l-n$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. В соответствии с выражением (1) при положительной отстройке частоты ( $\Omega > 0$ ) населенность верхнего уровня оказывается выше населенности нижнего уровня, т. е. возникает инверсия населенностей.

В работах [2, 5] на основе общих термодинамических требований получено следующее соотношение между спектральными плотностями коэффициентов Эйнштейна для поглощения ( $b_{nl}(\Omega)$ ) и вынужденного испускания ( $b_{ln}(\Omega)$ ):

$$b_{ln}(\Omega) = b_{nl}(\Omega) \exp(-\hbar\Omega/k_B T). \quad (2)$$

Соотношение (2) сохраняет силу при любом знаке  $\Omega$ . В случае  $\hbar|\Omega| \ll k_B T$  из формулы (2) следует каноническое равенство для вероятностей поглощения и индуцированного испускания.

Отметим, что необходимость введения множителя  $\exp(-\hbar\Omega/k_B T)$  для процессов поглощения и вынужденного испускания из термодинамических соображений впервые была отмечена еще в работе Галлагера с соавторами [7] (см. также [8]). Более того, из результатов исследований [7, 8] следует и соотношение (2).

В работах Старостина с соавторами [9–11] на основе метода кинетических функций Грина [12] построена обобщенная теория переноса резонансного излучения, справедливая для широких спектральных линий. В работах [9–11] строго обосновано появление множителя  $\exp(-\hbar\Omega/k_B T)$  в кинетических уравнениях.

В соответствии с формулой (2) возможно установление инверсии населенностей в двухуровневой

системе при нерезонансном поглощении непрерывного излучения и, как следствие, генерация излучения на резонансной частоте [2, 5]. Действительно, при большом столкновительном уширении линии (по сравнению с естественным и доплеровским) уравнение баланса для населенности уровня  $l$  имеет следующий вид:

$$\frac{d\rho_l}{dt} + \Gamma_l \rho_l = I [b_{nl}(\Omega)\rho_n - b_{ln}(\Omega)\rho_l], \quad (3)$$

$$\rho_n + \rho_l = N.$$

Здесь  $\rho_n$  и  $\rho_l$  — населенности уровней  $n$  и  $l$ ,  $N$  — концентрация поглощающих частиц,  $\Gamma_l$  — скорость спонтанного распада уровня  $l$ ,  $I$  [эрг/см<sup>2</sup>·с] — интенсивность излучения. Спектральные плотности коэффициентов Эйнштейна в уравнении (3) имеют размерность см<sup>2</sup>/эрг. С учетом соотношения (2) уравнение (3) принимает вид

$$\frac{d\rho_l}{dt} + \Gamma_l \rho_l = I b_{nl}(\Omega) \left[ \rho_n - \rho_l \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) \right]. \quad (4)$$

В стационарных условиях из этого уравнения следует, что

$$\frac{\rho_n}{\rho_l} = \frac{\Gamma_l}{I b_{nl}(\Omega)} + \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right). \quad (5)$$

Отсюда при достаточно большой интенсивности излучения (когда можно пренебречь первым слагаемым в правой части уравнения) получаем формулу (1) для населенностей уровней, в соответствии с которой при положительной отстройке частоты ( $\Omega > 0$ ) возникает инверсия населенностей.

Соотношение (2) между спектральными плотностями коэффициентов Эйнштейна можно понять из следующих простых качественных соображений [1–3, 5]. Рассмотрим взаимодействие излучения с двухуровневыми частицами (с основным уровнем  $n$  и возбужденным  $l$ ), находящимися в атмосфере буферного газа. При высоком давлении буферного газа и при нерезонансном оптическом возбуждении (отстройка  $\Omega = \omega - \omega_{ln}$  частоты излучения  $\omega$  велика по сравнению с ударной шириной линии,  $\omega_{ln}$  — частота перехода  $l-n$ ) радиационные процессы происходят одновременно с актом столкновения [13, 14]. Пусть изначально атом находился на нижнем уровне  $n$ . При поглощении кванта излучения частица после столкновения должна оказаться в верхнем энергетическом состоянии  $l$ . Если отстройка  $\Omega > 0$  (энергия фотона  $\hbar\omega$  больше энергии оптического перехода  $\hbar\omega_{ln}$ ), то в процессе поглощения избыток энергии  $\hbar\Omega$  уходит в поступательные степени свободы. Этот процесс способны

обеспечить все частицы, независимо от их кинетической энергии до столкновения. Для процесса вынужденного испускания (атом изначально находился на уровне  $l$ , а после столкновения перешел на уровень  $n$ , испустив при этом энергию  $\hbar\omega > \hbar\omega_{ln}$ ) ситуация иная — для локализации частицы на нижнем уровне  $n$  нужна (по требованию закона сохранения энергии) дополнительная энергия  $\hbar\Omega$ , которая может быть взята только из поступательной энергии частиц до столкновения. Таких частиц на бальцовановский фактор  $\exp(-\hbar\Omega/k_B T)$  меньше, чем частиц, способных осуществить акт поглощения. В итоге вероятность индуцированного испускания оказывается ниже вероятности поглощения. Из сказанного выше вытекает соотношение (2) между спектральными плотностями коэффициентов Эйнштейна для поглощения и вынужденного испускания.

Эффект возникновения инверсии населенностей проявляется при больших давлениях буферного газа. При этом чем выше давление газа, тем сильнее эффект и тем шире область отстроек частоты возбуждающего излучения, при которых наблюдается данный эффект. В экспериментах [1–3] давление буферного газа достигало значения одной атмосферы и не могло быть выше из-за конструктивных особенностей рабочей ячейки. Целью настоящей работы является исследование эффекта при высоком (до нескольких атмосфер) давлении буферного газа. Для этого была проведена модернизация экспериментальной установки, описанной в работах [1–3]: изготовлена специальная ячейка, способная работать при давлении буферного газа до 5 атм, и модернизирован лазер на красителе, что позволило увеличить интенсивность возбуждающего излучения. Эффект регистрировался в виде генерации когерентного излучения на  $D$ -линиях натрия. Генерация наблюдалась в широком диапазоне отстроек (до  $400 \text{ см}^{-1}$ ) возбуждающего излучения.

## 2. ОЦЕНКИ ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА

Проведем оценки ожидаемого эффекта, используя простую двухуровневую модель поглощающих частиц с основным уровнем  $n$  и возбужденным  $l$ . Поглощающие частицы находятся в атмосфере буферного газа. При большом ударном уширении линии (по сравнению с естественным и доплеровским) населенности уровней подчиняются балансовому уравнению (3). В теории, основанной на широко используемых квантовых кинетических уравнениях для мат-

рицы плотности (см., например, [15, 16]), выполняются соотношения

$$Ib_{nl}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \quad (6)$$

$$b_{nl}(\Omega) = b_{ln}(\Omega), \quad G = \frac{d_{ln}E}{2\hbar},$$

где  $G$  — частота Раби,  $E$  — амплитуда электрического поля излучения,  $d_{ln}$  — матричный элемент дипольного момента перехода,  $\Gamma$  — ударная полуширина линии поглощения. Релаксационная константа  $\Gamma$  не зависит от частоты и интенсивности излучения. Упомянутые кинетические уравнения получены в предположении, что все радиационные процессы происходят в течение времени свободного пробега, а в акте столкновения ими можно пренебречь. Это допущение справедливо в области отстроек частоты, не сильно выходящих за пределы ударной ширины линии. При большой отстройке частоты  $|\Omega| \gg \Gamma$  (крыло линии поглощения) ситуация радикально меняется: радиационные процессы происходят преимущественно в течение акта столкновения (так называемые оптические столкновения [14]). В условиях  $|\Omega| \gg \Gamma$  ударную полуширину  $\Gamma$  в формуле (6) следует заменить на величину  $\Gamma_{oc}(\Omega)$ , которая есть скорость фазовой релаксации при оптических столкновениях [14]. Величина  $\Gamma_{oc}$  зависит от отстройки частоты  $\Omega$ . Она так же, как и ударная полуширина  $\Gamma$ , пропорциональна давлению буферного газа, но может быть существенно больше  $\Gamma$ . Поскольку при  $|\Omega| \gg \Gamma$  имеет место неравенство  $b_{nl}(\Omega) \neq b_{ln}(\Omega)$ , нужно конкретизировать, к какой величине —  $Ib_{nl}(\Omega)$  или  $Ib_{ln}(\Omega)$  — относится правая часть первого равенства в (6) (разумеется, с соответствующей заменой  $\Gamma \rightarrow \Gamma_{oc}(\Omega)$ ). Очевидно, что при  $|\Omega| \gg \Gamma$  первое соотношение в (6) (с заменой  $\Gamma \rightarrow \Gamma_{oc}(\Omega)$ ) должно выполняться для тех радиационных процессов, которые способны обеспечить все частицы, независимо от их кинетической энергии до столкновения. Если отстройка частоты  $\Omega > 0$ , то это процесс поглощения излучения ( $Ib_{nl}(\Omega)$ ), а если  $\Omega < 0$  — процесс вынужденного испускания ( $Ib_{ln}(\Omega)$ ) [5, 2]. Таким образом, в условиях  $|\Omega| \gg \Gamma$  справедлива формула

$$Ib_{nl}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Omega^2}, \quad \Omega > 0;$$

$$Ib_{ln}(\Omega) = \frac{2|G|^2\Gamma_{oc}(\Omega)}{\Omega^2}, \quad \Omega < 0. \quad (7)$$

Уравнение баланса (3) с учетом соотношений (2), (6) и (7) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_l}{dt} + \Gamma_l \rho_l &= \varkappa \Gamma_l (\rho_n - \xi \rho_l), \quad \Omega > 0; \\ \frac{d\rho_l}{dt} + \Gamma_l \rho_l &= \varkappa \Gamma_l (\xi \rho_n - \rho_l), \quad \Omega < 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \xi &\equiv \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega|}{k_B T}\right), \\ \varkappa &= \begin{cases} \frac{2|G|^2 \Gamma}{\Gamma_l(\Gamma^2 + \Omega^2)}, & |\Omega| \lesssim \Gamma, \\ \frac{2|G|^2 \Gamma_{oc}(\Omega)}{\Gamma_l \Omega^2}, & |\Omega| \gg \Gamma. \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

Величина  $\varkappa$  имеет смысл параметра насыщения для перехода  $l-n$ . В стационарных условиях, которые мы и будем рассматривать в дальнейшем, из формулы (8) получаем следующее выражение для разности населенностей уровней  $l$  и  $n$ :

$$\rho_l - \rho_n = N \frac{\varkappa(1 - \xi) \text{sign } \Omega - 1}{1 + (1 + \xi)\varkappa}. \quad (10)$$

Из формулы (10) следует, что на переходе  $l-n$  возможно возникновение инверсии населенностей, если выполнено условие

$$\varkappa(1 - \xi) \text{sign } \Omega > 1. \quad (11)$$

Это условие может быть выполнено только при положительной отстройке частоты излучения ( $\Omega > 0$ ). Кроме того, необходима достаточно высокая интенсивность возбуждающего излучения, чтобы величина параметра насыщения  $\varkappa$  была больше единицы. Максимальное значение инверсии достигается при  $\varkappa \gg 1$  и равно (при  $\Omega > 0$ )

$$\rho_l - \rho_n = N \frac{1 - \xi}{1 + \xi}. \quad (12)$$

При небольших отстройках частоты  $\Omega \lesssim \Gamma$  параметр  $\xi$  близок к единице и поэтому инверсия населенностей исчезающе мала. Заметная инверсия может установиться только при больших отстройках частоты ( $\Omega \gg \Gamma$ ).

Установление инверсии населенностей в двухуровневой системе при нерезонансном оптическом возбуждении означает возможность усиления и генерации излучения на резонансной частоте  $\omega_{ln}$  перехода  $l-n$ . Коэффициент усиления  $g$  излучения в центре линии на переходе  $l-n$  связан с разностью населенностей уровней известным соотношением (см., например, [17])

$$g = \frac{\lambda^2 \Gamma_l}{4\pi \Gamma} (\rho_l - \rho_n), \quad (13)$$

где  $\lambda$  — длина волны резонансного излучения на переходе  $l-n$ .

Оценим интенсивность излучения, при которой возникает инверсия населенностей на переходе  $l-n$ . Примем  $\Omega = 50 \text{ см}^{-1}$ ,  $T = 600 \text{ К}$ . Из условия (11) следует, что при этом для возникновения инверсии населенностей необходимо значение параметра насыщения  $\varkappa > 9$ . Для вычисления параметра насыщения воспользуемся соотношением

$$|G|^2 = \frac{I \lambda^3 \Gamma_l}{16 \pi^2 \hbar c}, \quad (14)$$

где  $I$  — интенсивность излучения. С учетом этого соотношения из формулы (9) для параметра насыщения получаем ( $|\Omega| \gg \Gamma$ )

$$\varkappa = \frac{I \lambda^3 \Gamma_{oc}(\Omega)}{8 \pi^2 \hbar c \Omega^2}. \quad (15)$$

Будем иметь в виду электронные переходы атомов с характерным значением длины волны перехода  $\lambda \approx 0.6 \text{ мкм}$  и с характерным уширением частицами буферного газа порядка  $10 \text{ МГц/Торр}$ . При давлении буферного газа 4 атм ударная полуширина линии составляет  $\Gamma \approx 1 \text{ см}^{-1}$ . Для оценок возьмем  $\Gamma_{oc} \approx \Gamma$ . В этих условиях порог возникновения инверсии населенностей ( $\varkappa \approx 9$ ) достигается при интенсивности излучения  $I \approx 5 \text{ МВт/см}^2$  (при этом значение  $|G| \approx 2 \text{ см}^{-1}$ ).

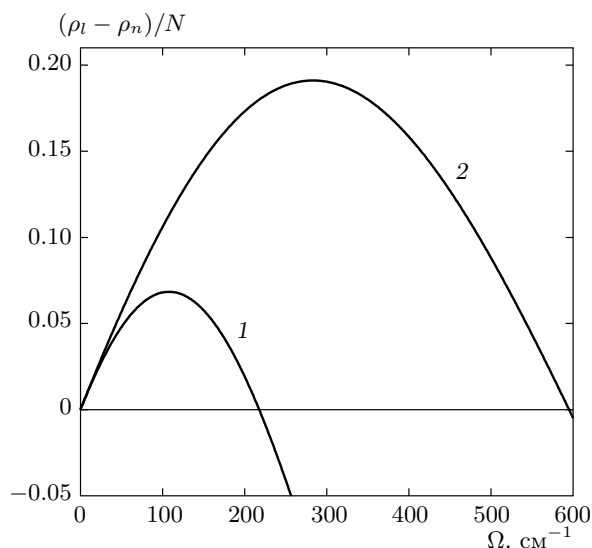
На рис. 1 показаны рассчитанные по формуле (10) зависимости инверсии населенностей от отстройки частоты возбуждающего излучения при различных давлениях буферного газа. Из рисунка видно, что чем выше давление газа, тем больше инверсия населенностей и тем шире область отстроек частоты возбуждающего излучения, при которых возникает инверсия. Это обусловлено тем, что параметр насыщения  $\varkappa$  (15) пропорционален давлению газа (величина  $\Gamma_{oc}$  пропорциональна давлению). Инверсия населенностей достигает своего максимального значения при некоторой отстройке частоты излучения  $\Omega = \Omega_{max}$ . Если пренебречь зависимостью  $\Gamma_{oc}$  от  $\Omega$ , то из формулы (10) при условии

$$I \lesssim I_0 \frac{k_B T}{\hbar \Gamma_{oc}}, \quad I_0 \equiv \frac{16 \pi^2 c k_B T}{\lambda^3} \quad (16)$$

получаем

$$\Omega_{max} = \frac{I \Gamma_{oc}}{I_0 + I \frac{\hbar \Gamma_{oc}}{k_B T}}. \quad (17)$$

Условие (16) применимости формулы (17) означает, что она хорошо описывает положение максимума в частотной зависимости инверсии населенностей

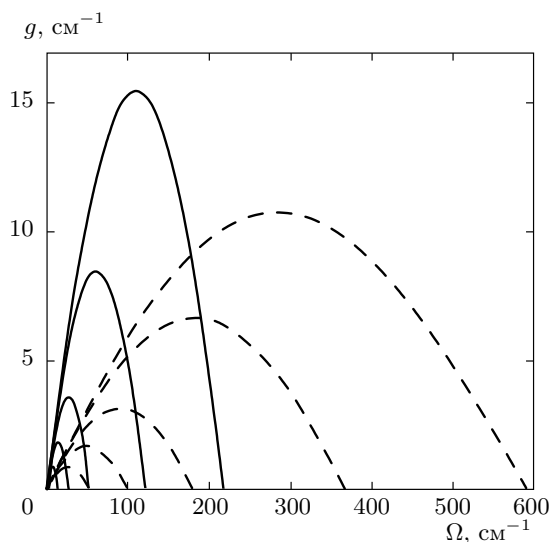


**Рис. 1.** Зависимости инверсии населенностей в двухуровневой системе от отстройки частоты возбуждающего излучения;  $I = 100$  МВт/см<sup>2</sup>,  $T = 600$  К,  $\lambda = 0.6$  мкм,  $\Gamma_l = 10$  МГц,  $\Gamma_{oc} = \Gamma$ ,  $\Gamma/P = 10$  МГц/Торр, давление буферного газа  $P = 1$  (1), 4 (2) атм

вплоть до значения  $\hbar\Omega_{max} \approx 0.5 k_B T$ . Согласно (17) при  $\hbar\Omega_{max} \ll k_B T$  величина  $\Omega_{max}$  пропорциональна интенсивности излучения и давлению газа.

Инверсия населенностей и коэффициент усиления  $g$  излучения в центре линии на переходе  $l-n$  имеют одинаковую зависимость от отстройки частоты возбуждающего излучения, так что положение максимума в зависимости  $g(\Omega)$  определяется выражением (17). На рис. 2 показаны рассчитанные по формуле (13) зависимости  $g(\Omega)$  при различных интенсивностях возбуждающего излучения и различных давлениях буферного газа. Коэффициент усиления тем больше, чем выше интенсивность возбуждающего излучения (при  $\hbar\Omega_{max} \ll k_B T$  коэффициент усиления прямо пропорционален интенсивности). С ростом давления газа становится шире область отстроек частоты возбуждающего излучения, при которых возникает усиление, однако максимум коэффициента усиления несколько уменьшается.

Как видно из рис. 2, при интенсивности накачки  $I \approx 100$  МВт/см<sup>2</sup> коэффициент усиления достигает значения  $g \approx 10-15$  см<sup>-1</sup> (при концентрации активных частиц  $N \approx 6 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>). При длине активной среды  $L = 3$  см параметр  $gL \approx 30-45$ . При таком значении  $gL$  можно уже говорить о режиме сверхсветимости, поскольку генерация излучения может развиваться за один проход через активную среду.

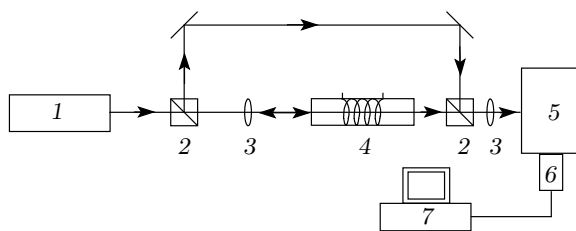


**Рис. 2.** Коэффициент усиления излучения в двухуровневой системе на резонансной частоте  $\omega_{ln}$  перехода  $l-n$  в зависимости от отстройки частоты возбуждающего излучения;  $T = 600$  К,  $\lambda = 0.6$  мкм,  $\Gamma_l = 10$  МГц,  $\Gamma_{oc} = \Gamma$ ,  $\Gamma/P = 10$  МГц/Торр,  $N = 6 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $P = 1$  атм (сплошные кривые),  $P = 4$  атм (штриховые). Значения интенсивности возбуждающего излучения  $I = 5, 10, 20, 50, 100$  МВт/см<sup>2</sup> соответствуют расположению кривых в порядке слева направо (отдельно для сплошных и штриховых кривых)

Мы провели оценки ожидаемого эффекта для стационарных условий. Требуемая интенсивность излучения довольно значительна и легче всего она достигается с помощью импульсных лазеров. Для того чтобы пользоваться результатами для непрерывного режима облучения, нужно выполнить условие

$$(\Gamma_l + \varkappa\Gamma_l)\tau_p \gg 1, \quad (18)$$

где  $\tau_p$  — длительность импульса излучения. Это условие означает, что сумма скоростей спонтанного ( $\Gamma_l$ ) и вынужденных под действием излучения ( $\varkappa\Gamma_l$ ) переходов должна быть больше обратного времени длительности импульса. При этом за время действия импульса успевает установиться тот баланс населенностей, который характерен для непрерывного облучения. Условие (18) вполне может быть выполнено при характерном для многих импульсных лазеров значении  $\tau_p \approx 5-10$  нс. Например, при  $\tau_p \approx 5$  нс и при параметрах таких же, как для кривой 2 на рис. 1, в окрестности  $\Omega \approx 200$  см<sup>-1</sup> имеем  $(\Gamma_l + \varkappa\Gamma_l)\tau_p \approx 4$  и условие (18) можно считать выполненным.



**Рис. 3.** Схема экспериментальной установки: 1 — импульсный лазер на красителе, 2 — светоделительные кубики, 3 — фокусирующие линзы, 4 — ячейка с парами натрия, 5 — монохроматор, 6 — приемник излучения, 7 — компьютер

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследования эффекта использовалась экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 3. Пары натрия создавались в специальной стальной ячейке, способной работать при давлении буферного газа (гелия) до 5 атм. Внутренний диаметр ячейки 15 мм, длина прогреваемой зоны  $L = 3$  см. Температура паров натрия в ячейке варьировалась в диапазоне  $T = 570\text{--}600$  К. Это соответствовало изменению концентрации паров натрия в диапазоне  $N = 2 \cdot 10^{14}\text{--}5.5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  [18].

В качестве источника возбуждающего излучения использовался перестраиваемый лазер на красителе R6G, накачиваемый излучением второй гармоники неодимового лазера YAG:Nd $^{3+}$ . Линейно поляризованное излучение лазера на красителе имело следующие характеристики: импульсная мощность до 50 кВт, длительность импульса 5 нс, ширина спектра 0.3 см $^{-1}$ , диапазон перестройки длины волны генерации 578–593 нм, частота повторения 10 Гц. Наряду с мощной узкополосной компонентой в излучении лазера на красителе присутствовала слабая широкополосная люминесценция красителя R6G, расходимость которой в 3–4 раза превышала расходимость узкополосной компоненты. Спектральная интенсивность широкополосной люминесценции была на три-четыре порядка меньше спектральной интенсивности узкополосной компоненты. Излучение лазера на красителе фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 55 см в середину нагреваемой зоны рабочей ячейки. Интенсивность излучения в фокусе линзы достигала значения 130 МВт/см $^2$  и могла уменьшаться нейтральными фильтрами. Выходящее из кюветы излучение собиралось на щель монохроматора RAMANOR HG.2S (ширина аппаратной функции составляла 0.5 см $^{-1}$ ), на выходе которого помещался приемник излучения — фотоэлектрон-

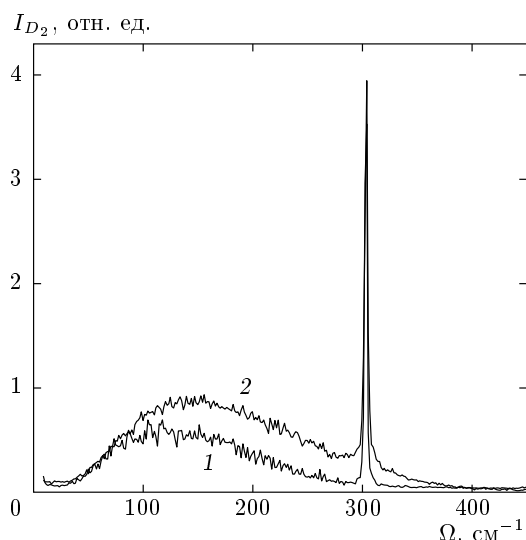
ный умножитель. Сигнал с приемника излучения, сопряженного с усилителем и интегратором, поступал на компьютер. Это позволяло проводить накопление и усреднение сигнала по большому числу измерений. Калибровка монохроматора осуществлялась по натриевой лампе с точностью 0.3 см $^{-1}$ .

В эксперименте при действии на пары натрия мощного монохроматического излучения с положительной отстройкой частоты по отношению к  $D_2$ -линии наблюдалась генерация когерентного излучения одновременно на частотах  $D_1$ - и  $D_2$ -линий. Генерация возникала только в присутствии буферного газа. В отсутствие буферного газа излучение на  $D$ -линиях не появлялось, как бы ни менялись все остальные условия эксперимента.

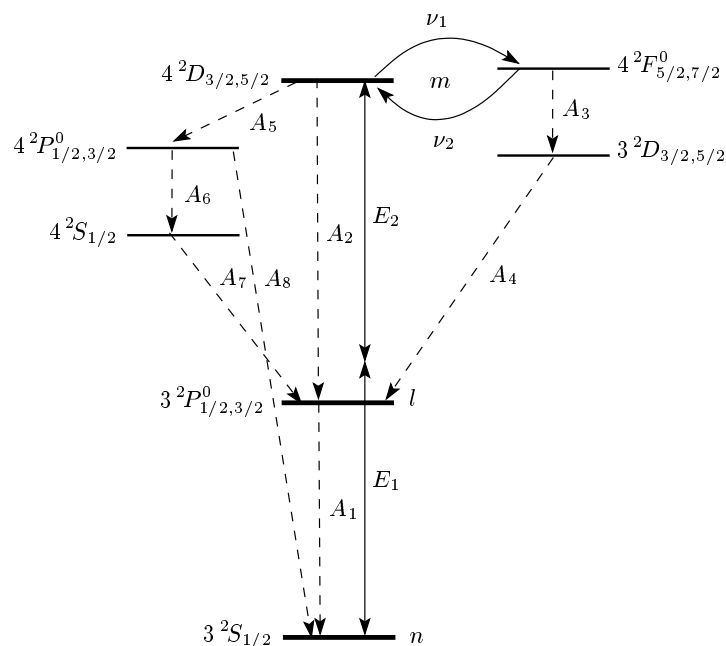
Расходимость генерируемого излучения не превышала расходимости возбуждающего излучения. Когерентное излучение на  $D$ -линиях регистрировалось в прямом и обратном направлениях по отношению к возбуждающему излучению. В обратном направлении интенсивность генерируемого излучения была в десятки раз слабее. Это объясняется тем, что в данном направлении отсутствовало внешнее затравочное излучение, в то время как в направлении возбуждающего излучения затравка имела (люминесценция красителя R6G, широкополосная компонента возбуждающего излучения).

В данном эксперименте мы детально исследовали когерентное излучение на частоте  $D_2$ -линии атомов натрия. Как и ожидалось, с ростом давления буферного газа становится шире область отстроек частоты возбуждающего излучения, при которых возникает генерация на частоте  $D_2$ -линии. На рис. 4 представлены результаты измерения интенсивности излучения  $I_{D_2}$  на резонансном переходе  $3P_{3/2}\text{--}3S_{1/2}$  атомов натрия ( $D_2$ -линия, длина волны  $\lambda = 5890$  Å) в зависимости от отстройки частоты возбуждающего излучения при давлении буферного газа гелия  $P = 4$  атм. Когерентное излучение на  $D_2$ -линии регистрировалось как в направлении возбуждающего излучения (на рис. 4 показан именно этот случай), так и в обратном направлении.

На рис. 4 видно, что график зависимости  $I_{D_2}(\Omega)$  состоит из широкой компоненты (шириной до 400 см $^{-1}$ ), на фоне которой имеется острый пик (шириной в несколько обратных сантиметров). Положение максимума широкой компоненты в зависимости  $I_{D_2}(\Omega)$  чувствительно к интенсивности возбуждающего излучения ( $\Omega_{max} \approx 110$  см $^{-1}$  при  $I = 50$  МВт/см $^2$  и  $\Omega_{max} \approx 150$  см $^{-1}$  при  $I = 130$  МВт/см $^2$ ). Положение острого пика ( $\Omega \approx 300$  см $^{-1}$ ) соответствует двухфотонному резо-



**Рис. 4.** Интенсивность излучения на частоте  $\omega_{D_2}$  резонансного перехода натрия  $3P_{3/2}-3S_{1/2}$  ( $D_2$ -линия,  $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ ) в зависимости от отстройки частоты возбуждающего излучения  $\Omega = \omega - \omega_{D_2}$ . Буферный газ — гелий при давлении  $P = 4 \text{ атм}$ ;  $T = 580 \text{ К}$  ( $N = 2.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ),  $I = 50$  (1), 130 (2)  $\text{МВт/см}^2$



**Рис. 5.** Схема уровней и оптических переходов в атомах натрия. Сплошными стрелками обозначены переходы под действием возбуждающего излучения, штриховыми — спонтанные радиационные переходы, изогнутыми — столкновительные переходы

нансу для перехода  $3S-4D$  в натрии и не зависит от интенсивности возбуждающего излучения.

#### 4. ТЕОРИЯ С УЧЕТОМ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Чтобы выяснить, какая простейшая модель поглощающих частиц подходит для количественного описания представленных экспериментальных результатов, рассмотрим схему уровней атомов натрия (рис. 5). Излучение лазера на красителе затрагивает три уровня:  $3S$ ,  $3P$  и  $4D$  (на рис. 5 эти уровни выделены жирными линиями и обозначены соответственно буквами  $n$ ,  $l$  и  $m$ ).  $S$ -уровни атомов натрия одиночные, а  $P$ - и  $D$ -уровни дублетные (тонкое расщепление). Тонкое расщепление уровня  $4D$  мало (оно равно  $0.035 \text{ см}^{-1}$  [4, 19]) и в наших расчетах им всегда можно пренебречь, так как при высоком давлении буферного газа ударная ширина больше величины расщепления. Расщепление уровня  $3P$  достаточно велико (около  $17.2 \text{ см}^{-1}$  [4, 19]), однако при большой (по сравнению с этим расщеплением) отстройке  $\Omega$  частоты излучения им также можно пренебречь. Ввиду этого дублетные уровни  $3P$  и  $4D$  будем моделировать одиночными уровнями  $l$  и  $m$ . Энергии уровней  $l$  и

$m$  будем считать совпадающими соответственно с энергиями уровней  $3P_{3/2}$  и  $4D_{5/2}$  ( $16973.37 \text{ см}^{-1}$  и  $34548.73 \text{ см}^{-1}$  [4, 19]). Для атомов натрия, согласно данным сайта NIST [19], скорости радиационных переходов равны  $A_1 = 6.15 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_2 = 1.21 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_3 = 1.40 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_4 = 5.14 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_5 = 0.70 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_6 = 0.66 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_7 = 2.64 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_8 = 0.27 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Разность энергий уровней  $4F$  и  $4D$  (она равна  $38.2 \text{ см}^{-1}$  [4, 19]) много меньше тепловой энергии  $k_B T$  и поэтому между этими уровнями происходят интенсивные столкновительные переходы (они характеризуются частотами  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , как показано на рис. 5). Эти столкновительные переходы открывают канал релаксации уровня  $4D$  через уровень  $4F$ .

Модель поглощающих частиц со схемой уровней, показанной на рис. 5, слишком сложна для теоретических расчетов. В то же время ясно, что для рассматриваемой задачи основную роль будут играть три уровня  $n$ ,  $l$  и  $m$ , затронутые излучением. Широкая компонента в экспериментальной зависимости  $I_{D_2}(\Omega)$  вообще должна хорошо описываться двухуровневой моделью (уровни  $n$  и  $l$ ). Уровни, расположенные выше уровня  $l$ , учитываются только в случае близости к двухфотонному резонансу для пе-

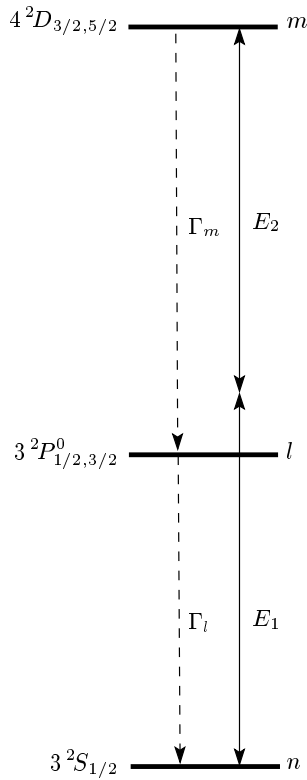


Рис. 6. Схема уровней натрия, используемая для расчетов в данной работе

перехода  $m-n$ . Наличие уровней  $4P$ ,  $4S$ ,  $4F$  и  $3D$  увеличивает скорость релаксации уровня  $m$ . Их влияние на релаксацию уровня  $m$  можно приближенно учесть путем введения эффективной релаксационной константы  $\Gamma_m$  ( $\Gamma_m > A_2$ ) для уровня  $m$  в простейшей трехуровневой модели поглощающих частиц (рис. 6), которую мы и будем использовать для расчетов в данной работе (на рис. 6 скорость радиационного перехода  $l-n$  для единообразия обозначена символом  $\Gamma_l$ ,  $\Gamma_l \equiv A_1$ ).

Перейдем к количественному описанию радиационных процессов в модельной квантовой системе со схемой уровней, изображенной на рис. 6. Рассмотрим газ поглощающих излучение частиц, находящихся в смеси с буферным газом. Пусть на поглощающие частицы, схема уровней которых показана на рис. 6, воздействуют два монохроматических поля  $\text{Re } \mathbf{E}_1 \exp(-i\omega_1 t)$  и  $\text{Re } \mathbf{E}_2 \exp(-i\omega_2 t)$  с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , близкими к частотам  $\omega_{ln}$  и  $\omega_{ml}$  переходов  $l-n$  и  $m-l$  ( $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  — напряженности электрических полей излучений). В стационарных условиях взаимодействие излучения с частицами описывается следующими уравнениями для элементов матрицы плотности ( $\Omega_1 > 0$ ,  $\Omega_2 < 0$ ):

$$\begin{aligned} \Gamma_m \rho_m &= -2 \text{Re} (iG_2^* \rho_{ml}), \\ \Gamma_l \rho_l &= -2 \text{Re} (iG_1^* \rho_{ln}), \\ (\Gamma_1 - i\Omega_1) \rho_{ln} &= iG_1 (\rho_n - \xi_1 \rho_l) + iG_2^* \rho_{mn}, \\ (\Gamma_2 - i\Omega_2) \rho_{ml} &= iG_2 (\xi_2 \rho_l - \rho_m) - iG_1^* \rho_{mn}, \\ (\Gamma_3 - i\Omega_3) \rho_{mn} &= iG_2 \rho_{ln} - iG_1 \rho_{ml}, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= \omega_1 - \omega_{ln}, \quad \Omega_2 = \omega_2 - \omega_{ml}, \\ \Omega_3 &= \Omega_1 + \Omega_2, \\ G_1 &= \frac{d_{ln} E_1}{2\hbar}, \quad G_2 = \frac{d_{ml} E_2}{2\hbar}, \\ \xi_1 &= \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega_1|}{k_B T}\right), \quad \xi_2 = \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega_2|}{k_B T}\right). \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь  $\rho_i$  — населенность уровня  $i$  ( $i = n, l, m$ );  $d_{ln}$  и  $d_{ml}$  — матричные элементы дипольных моментов переходов  $l-n$  и  $m-l$ ;  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  и  $\Gamma_3$  — скорости релаксации из-за столкновений для недиагональных матричных элементов (когерентностей) соответственно  $\rho_{ln}$ ,  $\rho_{ml}$  и  $\rho_{mn}$  (при большом давлении буферного газа выполняется соотношение  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3 \gg \Gamma_l, \Gamma_m$ , поэтому вкладом величин  $\Gamma_l, \Gamma_m$  в релаксацию когерентностей можно пренебречь). Населенности уровней связаны с концентрацией  $N$  поглощающих частиц соотношением (условие нормировки)

$$\rho_n + \rho_l + \rho_m = N. \quad (21)$$

В обсуждаемом в данной работе эксперименте диапазон перестройки частоты излучения лазера был таким, что отстройка  $\Omega_1$  всегда была положительной, а отстройка  $\Omega_2$  — отрицательной. Именно для таких отстроек частот ( $\Omega_1 > 0$ ,  $\Omega_2 < 0$ ) справедливы третье (для  $\rho_{ln}$ ) и четвертое (для  $\rho_{ml}$ ) уравнения в формуле (19).

Первые два уравнения в (19) удобно переписать в виде

$$\Gamma_m \rho_m = N P_2, \quad \Gamma_l \rho_l = N P_1, \quad (22)$$

где величины  $P_1$  и  $P_2$ , определенные как

$$\begin{aligned} P_1 &\equiv -\frac{2}{N} \text{Re} (iG_1^* \rho_{ln}), \\ P_2 &\equiv -\frac{2}{N} \text{Re} (iG_2^* \rho_{ml}), \end{aligned} \quad (23)$$

суть вероятности поглощения излучения соответственно на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (число актов поглощения излучения в единицу времени в расчете на один поглощающий атом). Из последних трех уравнений



в формуле (19) находим выражения для вероятностей поглощения через населенности уровней:

$$\begin{aligned}
P_1 &= \frac{2|G_1|^2\Gamma_1}{\Gamma_1^2 + \Omega_1^2} \frac{\rho_n - \xi_1\rho_l}{N} + 2|G_1|^2|G_2|^2 \times \\
&\times \operatorname{Re} \frac{1}{D} \left[ \frac{\xi_2\rho_l - \rho_m}{N} - \frac{\Gamma_2 - i\Omega_2}{\Gamma_1 - i\Omega_1} \frac{\rho_n - \xi_1\rho_l}{N} \right], \\
P_2 &= \frac{2|G_2|^2\Gamma_2}{\Gamma_2^2 + \Omega_2^2} \frac{\xi_2\rho_l - \rho_m}{N} + 2|G_1|^2|G_2|^2 \times \\
&\times \operatorname{Re} \frac{1}{D} \left[ \frac{\rho_n - \xi_1\rho_l}{N} - \frac{\Gamma_1 - i\Omega_1}{\Gamma_2 - i\Omega_2} \frac{\xi_2\rho_l - \rho_m}{N} \right], \\
D &= (\Gamma_1 - i\Omega_1)(\Gamma_2 - i\Omega_2)(\Gamma_3 - i\Omega_3) + \\
&+ (\Gamma_1 - i\Omega_1)|G_1|^2 + (\Gamma_2 - i\Omega_2)|G_2|^2.
\end{aligned} \tag{24}$$

Интересующая нас разность населенностей уровней  $l$  и  $n$  находится из уравнений (21), (22), (24). Однако получающееся выражение очень громоздко. Его можно значительно упростить, заметив, что второй член в выражениях (24) для  $P_1$  и  $P_2$  существен только вблизи двухфотонного резонанса,  $\Omega_1 \approx -\Omega_2$ . При большой отстройке от однофотонных резонансов (как и было в эксперименте),

$$|\Omega_1| \gg \Gamma_1, \quad |\Omega_2| \gg \Gamma_2, \tag{25}$$

из (24) получаем

$$\begin{aligned}
P_1 &= \frac{2|G_1|^2\Gamma_1}{\Omega_1^2} \frac{\rho_n - \xi_1\rho_l}{N} + \\
&+ \frac{2|G_1|^2|G_2|^2\Gamma_3}{\Omega_1^2(\Gamma_3^2 + \Omega_{3eff}^2)} \frac{\rho_n - \rho_m}{N}, \\
P_2 &= \frac{2|G_2|^2\Gamma_2}{\Omega_2^2} \frac{\xi_2\rho_l - \rho_m}{N} + \\
&+ \frac{2|G_1|^2|G_2|^2\Gamma_3}{\Omega_1^2(\Gamma_3^2 + \Omega_{3eff}^2)} \frac{\rho_n - \rho_m}{N}, \\
\Omega_{3eff} &= \Omega_3 + \frac{|G_1|^2 - |G_2|^2}{\Omega_1}.
\end{aligned} \tag{26}$$

Первые слагаемые в формулах (26) для вероятностей поглощения  $P_1$  и  $P_2$  описывают однофотонные (ступенчатые) переходы между соседними уровнями. Вторые слагаемые одинаковы для  $P_1$  и  $P_2$ : они описывают двухфотонные переходы между уровнями  $m$  и  $n$ . Положение двухфотонного резонанса ( $\Omega_{3eff} = 0$ ) не совпадает с частотой перехода между невозмущенными уровнями  $m$  и  $n$  ( $\Omega_3 = 0$ ) из-за эффекта полевого расщепления уровней (эффект

Аултера–Таунса или динамический эффект Штарка).

Приведенные выше уравнения описывают взаимодействие поглощающих частиц только с излучением накачки. Поскольку на переходе  $l-n$  может установиться инверсия населенностей и возникнуть генерация излучения, задачу необходимо решать с учетом насыщения усиления. Мы учтем взаимодействие поглощающих частиц с полем генерируемого излучения в балансном приближении, добавив в правую часть второго уравнения в (22) слагаемое  $NP_\mu$ :

$$\Gamma_l\rho_l = NP_1 + NP_\mu, \tag{27}$$

где  $P_\mu$  — вероятность поглощения генерируемого излучения в центре линии на переходе  $l-n$ ,

$$P_\mu = \frac{2|G_\mu|^2}{\Gamma_1} \frac{\rho_n - \rho_l}{N}, \quad G_\mu = \frac{d_{ln}E_\mu}{2\hbar}, \tag{28}$$

$E_\mu$  — напряженность электрического поля генерируемого излучения. Таким образом, искомые населенности уровней будем находить из системы уравнений, включающей в себя уравнения (21), (26), (27) и первое уравнение в (22).

Из этой системы уравнений для разности населенностей уровней  $l$  и  $n$  находим

$$\rho_l - \rho_n = N \frac{Q_{ln}}{Q}, \tag{29}$$

$$Q_{ln} = (1 - \xi_1)\varkappa_1 - 1 + \frac{\varkappa\Gamma_3}{a\Gamma_l} [1 + (1 - \xi_2)\varkappa_2],$$

$$\begin{aligned}
Q &= 1 + (1 + \xi_1)\varkappa_1 + 2\varkappa_\mu + \frac{\xi_2\varkappa_2(\varkappa_1 + \varkappa_\mu)}{a} + \\
&+ \frac{\varkappa}{a} \left\{ \frac{\Gamma_3}{\Gamma_m} (1 + \xi_1\varkappa_1 + \varkappa_\mu) + \frac{\Gamma_3}{\Gamma_l} [1 + (1 + 2\xi_2)\varkappa_2] \right\},
\end{aligned}$$

где введены безразмерные параметры

$$\begin{aligned}
\varkappa_1 &= \frac{2|G_1|^2\Gamma_1}{\Gamma_l\Omega_1^2}, \quad \varkappa_2 = \frac{2|G_2|^2\Gamma_2}{\Gamma_m\Omega_2^2}, \\
\varkappa &= \frac{2|G_1|^2|G_2|^2}{\Omega_1^2(\Gamma_3^2 + \Omega_{3eff}^2)}, \quad \varkappa_\mu = \frac{2|G_\mu|^2}{\Gamma_l\Gamma_1}, \\
a &= 1 + \varkappa_2 + \frac{\varkappa\Gamma_3}{\Gamma_m}.
\end{aligned} \tag{30}$$

Разностью населенностей уровней (29) определяется коэффициент усиления  $g$  излучения в центре линии на переходе  $l-n$ :

$$g = \frac{\lambda_1^2\Gamma_l}{4\pi\Gamma_1} (\rho_l - \rho_n), \tag{31}$$

где  $\lambda_1$  — длина волны излучения для перехода  $l-n$ .

Обсудим формулу (29). При большой отстройке частоты  $\Omega_2$  и вдали от двухфотонного резонанса уровень  $m$  не затрагивается излучением (фактически это равносильно отсутствию излучения, воздействующего на переход  $m-l$ ,  $G_2 = 0$ ) и из (29) естественным образом получается результат для двухуровневой системы (ср. с (10)):

$$\rho_l - \rho_n = N \frac{(1 - \xi_1)\varkappa_1 - 1}{1 + (1 + \xi_1)\varkappa_1 + 2\varkappa_\mu}. \quad (32)$$

Генерируемое излучение ( $\varkappa_\mu \neq 0$ ) уменьшает инверсию населенностей, как и должно быть. Его влияние на инверсию населенностей определяется отношением  $\varkappa_\mu/\varkappa_1$ : оно незначительно при  $\varkappa_\mu/\varkappa_1 \ll 1$  и очень сильное при  $\varkappa_\mu/\varkappa_1 \gtrsim 1$ . Формула (32) описывает широкую компоненту в зависимости  $\rho_l - \rho_n$  от  $\Omega_1$ .

При приближении к двухфотонному резонансу для перехода  $m-n$  существенную роль в формуле (29) для разности населенностей начинают играть последние слагаемые в числителе ( $Q_{ln}$ ) и знаменателе ( $Q$ ), пропорциональные параметру  $\varkappa$ . Эти слагаемые отвечают за острый пик в зависимости  $\rho_l - \rho_n$  от  $\Omega_1$  вблизи двухфотонного резонанса. Предпоследнее слагаемое в знаменателе  $Q$ , пропорциональное параметру  $\varkappa_2$ , обусловлено ступенчатыми переходами между уровнями и влияет на широкую компоненту в зависимости  $\rho_l - \rho_n$  от  $\Omega_1$ .

Найдем интенсивность  $I_\mu$  генерируемого излучения при прохождении усиливающей среды (ячейки с газом) длиной  $L$ . Изменение интенсивности генерируемого излучения при распространении вдоль оси  $x$  описывается уравнением

$$\frac{1}{I_\mu} \frac{dI_\mu}{dx} = g. \quad (33)$$

Входящий сюда коэффициент усиления  $g$  дается формулой (31), которую запишем в виде

$$g = \frac{g_0}{1 + \varkappa_\mu/\varkappa_s}, \quad (34)$$

где

$$g_0 = \frac{\lambda_1^2 \Gamma_l}{4\pi \Gamma_1} (\rho_l^0 - \rho_n^0), \quad \rho_l^0 - \rho_n^0 = N \frac{Q_{ln}}{Q_0}, \quad (35)$$

$$\varkappa_s = \frac{Q_0}{2 + \frac{1}{a} \left( \xi_2 \varkappa_2 + \frac{\varkappa \Gamma_3}{\Gamma_m} \right)}.$$

Здесь  $g_0$  — ненасыщенный коэффициент усиления,  $\rho_l^0 - \rho_n^0$  — разность населенностей уровней при предельно слабой интенсивности генерируемого излучения (при  $\varkappa_\mu \rightarrow 0$ ),  $Q_0$  — величина  $Q$  в формуле (29)

при  $\varkappa_\mu = 0$ ,  $\varkappa_s$  — параметр насыщения. С учетом соотношения

$$|G_\mu|^2 = \frac{\lambda_1^3 \Gamma_l I_\mu}{16\pi^2 \hbar c} \quad (36)$$

формула (34) принимает вид

$$g = \frac{g_0}{1 + I_\mu/I_s}, \quad I_s = \frac{8\pi^2 c \hbar \Gamma_1}{\lambda_1^3} \varkappa_s, \quad (37)$$

где  $I_s$  — интенсивность насыщения. Положим, что интенсивность накачки не претерпевает значительных изменений при прохождении ячейки с газом. В приближении неистощаемой накачки из уравнения (33) с учетом (37) получаем

$$\ln \frac{I_\mu}{I_0} + \frac{I_\mu - I_0}{I_s} = g_0 L, \quad (38)$$

где  $I_\mu$  — интенсивность генерируемого излучения на выходе из усиливающей среды длиной  $L$  ( $x = L$ ),  $I_0$  — затравочная интенсивность на входе в усиливающую среду (значение  $I_\mu$  при  $x = 0$ ). Уравнение (38) справедливо до тех пор, пока интенсивность генерируемого излучения существенно меньше интенсивности накачки.

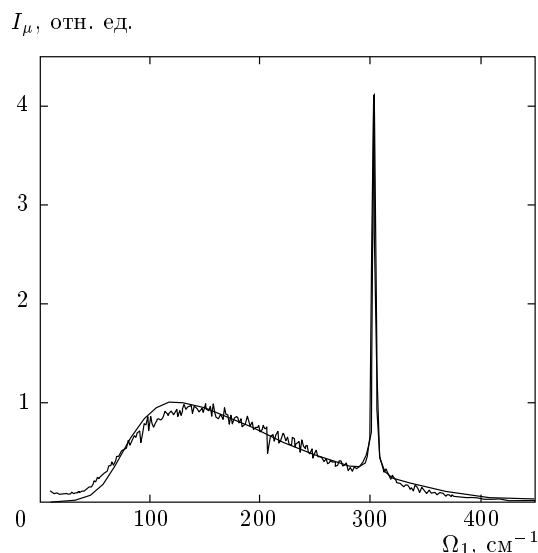
## 5. СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Рассчитаем по формуле (38) интенсивность генерируемого излучения на частоте  $D_2$ -линии атомов натрия. Для вычисления величин  $G_1$  и  $G_2$  в приведенных выше формулах будем использовать соотношения

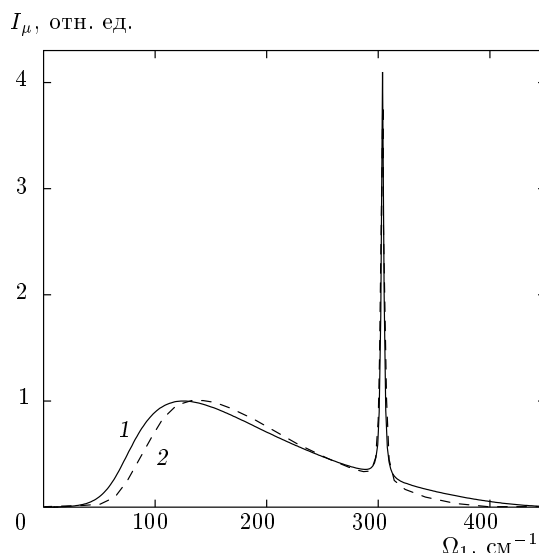
$$|G_1|^2 = \frac{\lambda_1^3 \Gamma_l I_1}{16\pi^2 \hbar c}, \quad |G_2|^2 = \frac{\lambda_2^3 A_2 I_2}{16\pi^2 \hbar c}, \quad (39)$$

где  $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2 = 5688 \text{ \AA}$  — длины волн для переходов  $l-n$  и  $m-l$  [4, 19],  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности излучений накачки на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . В эксперименте для частот и интенсивностей излучений накачки выполнялись соотношения  $\omega_1 = \omega_2 \equiv \omega$ ,  $I_1 = I_2 \equiv I$ .

На рис. 7 приведены результаты теоретического расчета (гладкая кривая) и экспериментальные данные (изрезанная кривая) для интенсивности генерируемого излучения на частоте  $D_2$ -линии натрия в зависимости от отстройки частоты возбуждающего излучения (отложенным по осям абсцисс и ординат величинам  $\Omega_1 = \omega - \omega_{ln}$  и  $I_\mu$  соответствуют величины  $\Omega = \omega - \omega_{D_2}$  и  $I_{D_2}$  на рис. 4). При расчетах по формуле (38) для затравочной интенсивности на входе в усиливающую среду принималось



**Рис. 7.** Интенсивность излучения на частоте  $D_2$ -линии натрия (переход  $3P_{3/2}-3S_{1/2}$ ) в зависимости от отстройки частоты возбуждающего излучения  $\Omega_1 = \omega - \omega_{ln}$ ;  $P = 4$  атм,  $I = 100$  МВт/см<sup>2</sup>,  $T = 580$  К ( $N = 2.7 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>),  $L = 3$  см, изрезанная кривая — экспериментальные данные, гладкая кривая — результаты теоретического расчета



**Рис. 8.** Влияние интенсивности затравки  $I_0$  на зависимость  $I_\mu(\Omega_1)$ ; 1 —  $I_0 = 10$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\Gamma_1 = 0.75$  см<sup>-1</sup>,  $\Gamma_2 = 51.93$  см<sup>-1</sup>; 2 —  $I_0 = 1$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\Gamma_1 = 0.67$  см<sup>-1</sup>,  $\Gamma_2 = 22.59$  см<sup>-1</sup>; остальные параметры те же, что и на рис. 7

значение  $I_0 = 10$  Вт/см<sup>2</sup> (в качестве затравки выступала люминесценция красителя — широкополосная компонента возбуждающего излучения). Эффективная релаксационная константа  $\Gamma_m$  полагалась равной  $3.27 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup> в соответствии с приведенными выше скоростями радиационных переходов. Для скорости фазовой релаксации при столкновениях  $\Gamma_3$  принималось значение ударной полуширины линии (буферный газ — гелий при давлении  $P = 4$  атм):  $\Gamma_3 = 1.82$  см<sup>-1</sup> ( $\Gamma_3/P = 18.0$  МГц/Торр) [20]. Скорость фазовой релаксации  $\Gamma_1$  принималась равной  $0.75$  см<sup>-1</sup> ( $\Gamma_1/P = 7.4$  МГц/Торр), что несколько выше (в 1.3 раза) значения ударной полуширины линии (см. [20]). Для скорости фазовой релаксации  $\Gamma_2$  полагалось  $\Gamma_2 = 51.93$  см<sup>-1</sup>, что в 28.5 раз больше значения ударной полуширины линии (см. [20]). Расчетная (по формуле (38)) максимальная интенсивность генерируемого излучения (острый пик вблизи отстройки  $\Omega_1 = 300$  см<sup>-1</sup>) составила 43 кВт/см<sup>2</sup>.

Численный анализ показывает, что расчетная зависимость  $I_\mu(\Omega_1)$  слабо чувствительна к величине эффективной релаксационной константы  $\Gamma_m$ . Если, например, при параметрах рис. 7 положить  $\Gamma_m = A_2$  (а не  $\Gamma_m = 2.7A_2$ , как на рисунке), то изменение расчетной (гладкой) кривой в масштабах рисунка не будет заметным. Подгоночными в нашей задаче яв-

ляются фактически три параметра:  $I_0$ ,  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  (параметры  $I$ ,  $P$ ,  $N$ ,  $L$  можно считать фиксированными — они заданы экспериментальными условиями). Можно считать фиксированным и параметр  $\Gamma_3$  — он должен приниматься равным известному значению ударной полуширины линии (параметр  $\Gamma_3$  играет заметную роль только в области двухфотонного резонанса, т. е. при малых значениях отстройки  $\Omega_3$ , когда оптические столкновения для этого параметра еще не проявляются и поэтому не влияют на величину  $\Gamma_3$ ). Параметры  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  являются подгоночными из-за того, что они из-за больших значений отстроек  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  (см. условие (25)) определяются оптическими столкновениями, а не известными ударными полуширинами линий. Параметр  $\Gamma_2$ , так же как и параметр  $\Gamma_3$ , влияет на зависимость  $I_\mu(\Omega_1)$  только в области двухфотонного резонанса (в окрестности  $\Omega_2 = -302$  см<sup>-1</sup>). Поэтому приведенное выше значение  $\Gamma_2 = 51.93$  см<sup>-1</sup> определяет величину параметра при отстройке  $\Omega_2 = -302$  см<sup>-1</sup>. Расчетная кривая на рис. 7 не изменится, если задать любую теоретически допустимую зависимость  $\Gamma_2(\Omega_2)$  так, чтобы при  $\Omega_2 = -302$  см<sup>-1</sup> параметр  $\Gamma_2$  принимал значение  $51.93$  см<sup>-1</sup> (например,  $\Gamma_2 = 0.172 |\Omega_2|$  см<sup>-1</sup>, где отстройка  $\Omega_2$  измеряется в единицах см<sup>-1</sup>). Параметр  $\Gamma_1$  влияет на форму широкой компоненты в зависимости  $I_\mu(\Omega_1)$  и поэтому функциональная зависимость  $\Gamma_1(\Omega_1)$  влияет на форму всей рас-

четной кривой  $I_\mu(\Omega_1)$ . При расчетах мы приняли  $\Gamma_1(\Omega_1) = \text{const}$ . Незначительное отклонение расчетной зависимости  $I_\mu(\Omega_1)$  от экспериментальной на рис. 7 связано, по-видимому, именно с этим допущением.

Влияние параметра  $I_0$  на расчетную зависимость  $I_\mu(\Omega_1)$  иллюстрирует рис. 8. Кривая 1 на рис. 8 соответствует расчетной кривой на рис. 7. Из рис. 8 видно, что уменьшение затравочной интенсивности с  $10 \text{ Вт/см}^2$  до  $1 \text{ Вт/см}^2$  заметно ухудшает совпадение расчета с экспериментальными данными, особенно в области отстроек  $15\text{--}130 \text{ см}^{-1}$ .

В целом согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными можно считать хорошим (рис. 7), принимая во внимание грубость теоретической модели. Мы использовали приближение непрерывного режима облучения, не полностью учтена сложность уровней атомов натрия. Кроме того, в работах [9, 10] есть указание на то, что скорость спонтанного испускания в среде может отличаться от ее значения для вакуума.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследован эффект возникновения инверсии населенностей при нерезонансном поглощении излучения. Эффект является следствием нарушения равенства вероятностей процессов поглощения и вынужденного испускания излучения при нерезонансном оптическом возбуждении и при взаимодействии частиц с термостатом (например, частые столкновения в газе) [1–3, 5]. Эффект возникновения инверсии регистрировался в виде генерации когерентного излучения на  $D_2$ -линии атомов натрия, находящихся в атмосфере буферного газа (гелий при давлении до 4 атм). Генерация возникала только в присутствии буферного газа. В его отсутствие генерируемое излучение не появлялось. Расходимость генерируемого излучения не превышала расходимости возбуждающего излучения. Генерируемое излучение на  $D_2$ -линии регистрировалось в прямом и обратном направлениях по отношению к возбуждающему излучению. Выяснено, что область отстроек частоты возбуждающего излучения, при которых возникает генерация на  $D_2$ -линии, становится шире при повышении давления буферного газа.

Представленная в работе теоретическая модель хорошо описывает экспериментальные данные.

Достаточно сложный спектр генерируемого излучения и его зависимость от различных параметров объясняется в рамках простейшей трехуровневой модели поглощающих частиц, учитывающей неравенство вероятностей процессов поглощения и вынужденного испускания излучения при нерезонансном оптическом возбуждении и при частых столкновениях активных частиц с буферным газом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 07-02-00954-а, 07-02-12037-офи), программы ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (№ НШ-1527.2008.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Р. В. Марков, А. И. Плеханов, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **120**, 1185 (2001).
2. R. V. Markov, A. I. Plekhanov, and A. M. Shalagin, Phys. Rev. Lett. **88**, 213601 (2002).
3. R. V. Markov, A. I. Plekhanov, and A. M. Shalagin, Acta Phys. Polon. A **101**, 77 (2002).
4. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов: Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
5. А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ **75**, 301 (2002).
6. Д. С. Бакаев, Ю. А. Вдовин, В. М. Ермаченко, С. И. Яковленко, КЭ **12**, 126 (1985).
7. R. E. M. Hedges, D. L. Drummond, and A. Gallagher, Phys. Rev. A **6**, 1519 (1972).
8. А. Галлагер, в кн. *Экцимерные лазеры*, под ред. Ч. Роудза, Мир, Москва (1981), с. 173.
9. Ю. К. Земцов, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **103**, 345 (1993).
10. Ю. К. Земцов, А. Ю. Сечин, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **110**, 1654 (1996).
11. Ю. К. Земцов, А. Ю. Сечин, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **114**, 135 (1998).
12. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
13. Л. А. Вайнштейн, И. И. Соболевман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, Москва (1979).

14. С. И. Яковленко, УФН **136**, 593 (1982).
15. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
16. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения*, Наука, Москва (1990).
17. А. Мэйтлэнд, М. Данн, *Введение в физику лазеров*, Наука, Москва (1978).
18. А. Н. Несмеянов, *Давление пара химических элементов*, Изд-во АН СССР, Москва (1961).
19. NIST Atomic Spectra Database: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
20. N. Allard and J. Kielkopf, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1103 (1982).