

Список литературы

1. Вялов Г Н и др., Препринт № 761/92 (М.: ИЯИ РАН, 1992)
2. Жуйков Б Л и др. *Радиохимия* **36** 499 (1994) [Zhuikov B L et al. *Radiochemistry* **36** 554 (1995)]
3. Zhuikov B L et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **438** 173 (1999)
4. Zhuikov B L et al. *Phys. Rev. C* **68** 054611 (2003)
5. Жуйков Б Л, Ильинов А С *ЯФ* **69** 766 (2006) [Zhuikov B L, Iljinov A S *Phys. At. Nucl.* **69** 739 (2006)]
6. Белесев А И и др. *ЯФ* **71** 449 (2008) [Beleshev A I et al. *Phys. At. Nucl.* **71** 427 (2008)]
7. Барабанов И Р и др. *ЯФ* **73** 1144 (2010) [Barabanov I R et al. *Phys. At. Nucl.* **73** 1106 (2010)]
8. Wilson E *Chem. Eng. News* **76** (15) 13 (1998)
9. Phillips D R et al. *Radiochim. Acta* **88** 149 (2000)
10. Phillips D R, Zhuikov B L, Kolsky K L, in *4th Intern. Conf. on Isotopes, Cape Town, South Africa, 10–14 March, 2002* (Cape Town: NECSA, 2002) p. 32
11. Phillips D R et al., in *7th Intern. Conf. on Advanced Technology and Particle Physics, Villa Olmo, Como, Italy, 2001*, p. 76
12. Жуйков Б Л, Коханюк В М, Винсент Дж С *Радиохимия* **50** 162 (2008) [Zhuikov B L, Kokhanyuk V M, Vincent J S *Radiochemistry* **50** 191 (1995)]
13. Жуйков Б Л, Ермоляев С В, Коханюк В М, Патент РФ № 2356113 (2008); *Бюлл. изобрет.* (14) (2009); Zhuikov B L, Ermolaev S V, Kokhanyuk V M PCT Application RU 2009/000124 (2009)
14. Румянцева М Н и др. *Вест. Моск. ун-та. Сер. 2. Химия* **42** 348 (2001)
15. Chudakov V M et al. in *5th Intern. Conf. on Isotopes, Brussels, Belgium, 25–29 April, 2005*, p. 9
16. Жуйков Б Л и др., в сб. *Фундаментальные науки — медицине* (М.: Слово, 2007) с. 105
17. Srivastava S C et al. *Clin. Cancer Res.* **4** 61 (1998)
18. Ermolaev S V et al. *J. Labeled Compounds Pharmaceut.* **50** 611 (2007)
19. Жуйков Б Л и др., Патент РФ № 2313838 (2006); *Бюлл. изобрет.* (36) (2007); Zhuikov B L et al., U.S. Patent, Application No. 11/962851 (2007)
20. Серопегин Ю Д, Жуйков Б Л, Сривастава С, Патент РФ № 2403639 (2008); *Бюлл. изобрет.* (31) (2010); Seropegin Yu D, Zhuikov B L, Srivastava S, U.S. Patent, Application No. 12/424944 (2010)
21. Жуйков Б Л и др., Патент РФ № 2393564 (2008); *Бюлл. изобрет.* (18) (2010); Zhuikov B L et al., U.S. Patent, Application No. 12/424992 (2010)
22. Ермоляев С В и др., Патент РФ № 2398296 (2008); *Бюлл. изобрет.* (24) (2010); Ermolaev S V et al., U.S. Patent Application No. 12/425038 (2010)
23. Mulford D A, Scheinberg D A, Jurcic J G *J. Nucl. Med.* **46** 199S (2005)
24. Соболев А С *Успехи биол. химии* **49** 389 (2009)
25. Дубинкин Д О и др., Препринт ФЭИ-2927 (Обнинск: ФЭИ, 2001)
26. Жуйков Б Л и др. *Радиохимия* **53** 66 (2011) [Zhuikov B L et al. *Radiochemistry* **53** 73 (2011)]
27. Жуйков Б Л, Патент РФ № 373589 (2008); *Бюлл. изобрет.* (32) (2009); Zhuikov B L, PCT Application RU 2009/000462 (2009)
28. Петриев В М и др., Патент РФ № 2359702 (2007); *Бюлл. изобрет.* (18) (2009)
29. Краснов Н Н и др., Патент РФ № 2331439 (2008)
30. *Радиоизотопная продукция* (Обнинск: ЗАО "Циклотрон", 2003)
31. Zhuikov B L, Kokhanyuk V M, USA, Patent No. 5987087 (1999)
32. Lobashev V M et al. *Phys. Lett. B* **460** 227 (1999)
33. Zhuikov B L et al. in *VII Int. Workshop on Target and Target Chemistry, Heidelberg, 1997*, p. 210
34. Zhuikov B L *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **263** 63 (2005)

PACS numbers: 32.80.Qk, 32.80.Wr, 42.55.f
DOI: 10.3367/UFNr.0181.2011091.1011

Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой*

А.М. Шалагин

1. Введение

В последние годы наметился повышенный интерес к лазерам на парах щелочных металлов с диодной накачкой. Этот интерес, проявляемый со стороны не только научного сообщества, но и военных ведомств, связан с надеждами, которые возлагаются на лазеры такого типа. А именно, есть основания предполагать, что в недалёком будущем такие лазеры окажутся способными генерировать непрерывное оптическое излучение с очень высокой мощностью (порядка 100 кВт и выше) с к.п.д. не менее

50 %, являясь при этом достаточно компактными, простыми по конструкции и несложными в эксплуатации.

Физический принцип действия лазеров на парах щелочных металлов очень прост (рис. 1). Излучение накачки резонансно поглощается на переходе из основного состояния атома щелочного металла $ns_{1/2}$ в состояние $np_{3/2}$ (D_2 -линия); для лития, натрия, калия, рубидия, цезия $n = 2, 3, 4, 5, 6$ соответственно. Одно из принципиально необходимых условий работы лазера — достаточно высокое давление буферного газа. Столкновения с частицами буферного газа вызывают переходы между компонентами тонкой структуры $np_{3/2}$ и $np_{1/2}$. Энергетическое расстояние между этими компонентами не очень велико (меньше или примерно равно $k_B T$ — энергии теплового движения), поэтому указанные переходы происходят с достаточно высокой вероятностью. При высоком давлении буферного газа (порядка нескольких сотен миллиметров ртутного столба) между возбуждёнными состояниями $np_{3/2}$ и $np_{1/2}$ за время, меньшее времени жизни, успевает установиться равновесное Больцмановское распределение. В соответствии с этим распределением заселённость $np_{1/2}$ оказывается выше заселённости $np_{3/2}$ на Больцмановский фактор $\exp(\Delta E/k_B T)$, где ΔE — энергетическое расстояние между $np_{3/2}$ и $np_{1/2}$. Следует отметить, что даже при высоких давлениях переход с возбуждённых уровней в основное состояние в результате столкновений пренебрежимо мал (во всяком случае, для целого ряда буферных газов, в частности инертных), так что речь здесь идёт о возможности установления Больцмановского равновесия для отдельной группы близкорасположенных уровней.

* Статья отражает содержание одноимённого доклада А.М. Шалагина на научной сессии Общего собрания Отделения физических наук РАН (13 декабря 2010 г.), посвящённой 50-летию создания лазера, и относится к материалам указанной сессии, основная часть которых была опубликована ранее (см. УФН **181** (8) 867–903 (2011)). Задержка публикации статьи А.М. Шалагина связана с её поздним поступлением в редакцию УФН. (Примеч. редакции.)

А.М. Шалагин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, РФ
E-mail: shalagin@iae.nsk.su

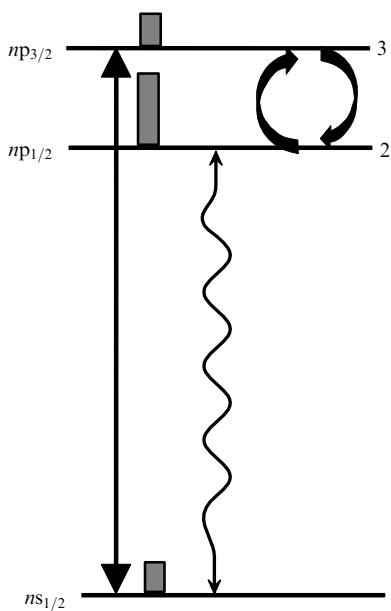


Рис. 1. Схема рабочих уровней и переходов в атомах щелочных металлов. Прямой стрелкой обозначены переходы под действием накачки, волнистой — лазерные переходы. Изогнутые стрелки символизируют переходы под действием столкновений. Вертикальные столбики показывают относительные заселённости уровней.

Если теперь обеспечить настолько высокую интенсивность излучения накачки, что она будет выравнивать заселённости основного состояния и уровня $n_{\text{P}}^{3/2}$, то заселённость уровня $n_{\text{P}}^{1/2}$ станет выше (на тот же Больцмановский фактор) заселённости основного состояния. Таким образом, на переходе $n_{\text{P}}^{1/2} - n_{\text{S}}^{1/2}$ мы получаем инверсию заселённостей, т.е. условие для лазерной генерации на частоте этого перехода.

В настоящей статье обсуждаются история вопроса, его развитие и современное состояние, оцениваются перспективы и варианты генерации мощного излучения в разных схемах накачки и приводятся соотношения для физических характеристик, определяющих процесс генерации.

2. Исторический экскурс и современное состояние

Идею о формировании инверсии заселённостей по описанному в разделе 1 механизму впервые высказал сотрудник Института физических исследований АН Армении Борис Глушко [1] в 1981 г. В работе [1] приведены также результаты первых экспериментов по наблюдению генерации на частоте D_1 -линии в парах калия при лазерной накачке в D_2 -линии. Вскоре последовала работа [2], в которой по тому же механизму была получена генерация в режиме сверхсветимости в парах натрия с использованием гелия в качестве буферного газа. Кроме того, в [2] представлено адекватное теоретическое описание эффекта.

Дальнейшее развитие исследований в данном направлении отражено в работах [3–6]. В работе [3] проведены более детальные эксперименты с генерацией в парах калия. В работе [4] повторён эксперимент [2], и далее теми же авторами в эксперименте [5] с парами натрия показано, что эффект довольно существенно усиливается при использовании молекулярного газа (этана) в каче-

стве буферного. Этан в этом качестве применялся и в эксперименте [6] на новом объекте — рубидии.

Все перечисленные выше эксперименты проводились с накачкой когерентным лазерным излучением. В связи с этим перспектив практического применения исследуемого эффекта, хотя он и представлялся физически интересным, не просматривалось: лазерное излучение преобразовывалось в почти такое же, только с немного смещённой в красную сторону частотой.

Ситуация радикально поменялась после появления плодотворной идеи В.Ф. Крупке (W.F. Krupke) [7], которая родилась благодаря большому прогрессу в технологии производства лазерных диодов. Идея состоит в использовании лазерных диодов в качестве накачки в D_2 -линиях атомов щелочных металлов. Современные лазерные диоды обладают рядом уникальных характеристик, прежде всего высоким к.п.д. Мощность излучения одного диода, несмотря на его малый размер (площадь излучающей поверхности несколько долей квадратного сантиметра), достигает нескольких сотен ватт. При этом спектр излучения лазерного диода относительно узок (несколько обратных сантиметров). Существует возможность создать высокую плотность мощности излучения (более 1 кВт см⁻²), что оказывается достаточным для выравнивания заселённостей уровней атомов щелочных металлов в рабочих условиях. Наконец, наилучшие параметры имеют лазерные диоды, генерирующие в ближней инфракрасной области спектра, т.е. именно там, где находятся линии поглощения атомов щелочных металлов K (0,77 мкм), Rb (0,79 мкм) и Cs (0,85 мкм).

Лазерные диоды сами по себе не являются источниками истинно когерентного излучения, но они служат прекрасным источником накачки для лазеров разных типов. Таким образом, если использовать лазерные диоды в качестве накачки паров щелочных металлов в D_2 -линиях, то мы получим лазерную генерацию на близкой частоте (D_1 -линия), т.е. фактически речь идёт о преобразовании некогерентного излучения лазерных диодов в когерентное лазерное.

Лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой с учётом возможности масштабирования претендуют на то, чтобы быть источниками когерентного излучения очень высокой мощности (более 100 кВт), которые могут найти широкое применение в промышленности и военном деле. Одна из причин оптимизма в этом отношении состоит в известных преимуществах использования газовой среды в качестве активной. Газовая активная среда является оптически и термически стойкой (отсутствуют повреждения, как в твёрдых телах, и химическая деградация, как в жидкостях). Параметрами газовой среды (концентрацией активного и буферного компонентов, температурой, объёмом и геометрией) легко управлять. В газовой среде имеется больше возможностей для охлаждения, в частности с использованием прокачки. В конкретном механизме лазерной генерации в парах щелочных металлов очень мал квантовый дефект энергии при преобразовании фотона накачки в лазерный (5 % в цезии, 2 % в рубидии и 0,5 % в калии), что является основой для высокого к.п.д. генерации. Данное обстоятельство особенно важно для минимизации тепловыделения.

Далее будет показано, что лазеры на парах щелочных металлов могут давать рекордно высокие мощности от

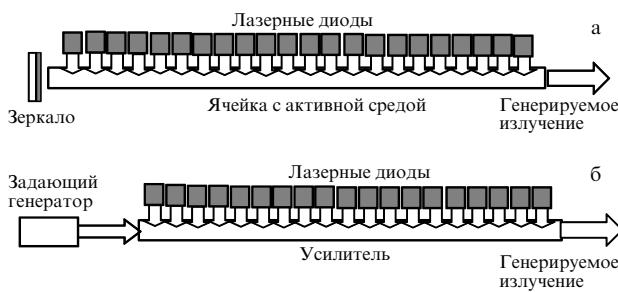


Рис. 2. Принципиальная схема лазера с поперечной накачкой (а) и двухступенчатая система (задающий генератор и усилитель) (б).

единицы объёма активной среды благодаря малому квантовому дефекту энергии, высокому квантовому выходу (отношению числа генерируемых квантов к числу квантов накачки) в оптимальных условиях и при достаточно высокой концентрации активных атомов.

После появления предложения В.Ф. Крупке последовало большое количество работ, посвящённых исследованиям лазеров на парах щелочных металлов (ключевые публикации — [8–29]). Вначале исследования проводились с использованием лазерной накачки. Детально выяснялись вопросы эффективности генерации на D₁-линиях, влияние на генерацию различных условий. Параллельно разрабатывались теоретические модели. В дальнейшем в эксперименте уже использовалась непосредственно диодная накачка. Довольно быстро лазеры с диодной накачкой стали показывать обнадёживающие результаты. Продемонстрирован довольно высокий к.п.д. (68 %) при практически значимой мощности генерации (10 Вт) в парах цезия [17]. Максимальное значение генерируемой мощности (145 Вт) при к.п.д. 28 % лазеров на парах щелочных металлов с диодной накачкой к настоящему времени достигнуто в работе [26].

Значения мощности, указанные выше, конечно, очень далеки от оптимистических прогнозов (несколько сотен кВт) для лазеров такого типа. Это связано главным образом с тем, что научные исследования проводятся с одним модулем, ориентированным на использование одного лазерного диода (не исключено, конечно, что не все сведения попадают в открытую печать, поскольку данной тематикой интересуются военные ведомства).

Получение существенно более высоких мощностей требует масштабирования процесса. С точки зрения масштабирования, обсуждаемые лазеры достаточно перспективны. На наш взгляд, для масштабирования оптимальна геометрия с поперечной накачкой (рис. 2а). В этой геометрии мощность генерируемого излучения увеличивается пропорционально длине лазера. В практической реализации целесообразно выделение задающего генератора в виде отдельного блока, в котором генерируется излучение с нужными свойствами (когерентное, монохроматическое, с заданными частотой и геометрическими параметрами пучка). Затем это излучение усиливается в усилительной ступени с сохранением заданных свойств (рис. 2б).

3. Основные соотношения

Изменение заселённостей N₁, N₂, N₃ уровней 1, 2, 3 (см. схему на рис. 1) под действием излучения накачки,

столкновений и генерируемого излучения описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= -(A_{31} + v_{32})N_3 + v_{23}N_2 + w_p(N_1 - \alpha N_3), \\ \frac{dN_2}{dt} &= -(A_{21} + v_{23})N_2 + v_{32}N_3 + w_L(N_1 - N_2), \\ N_1 + N_2 + N_3 &= N. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь A₃₁, A₂₁ — скорости спонтанного испускания (первые коэффициенты Эйнштейна) для переходов 3–1 и 2–1; частоты столкновений v₃₂ и v₂₃ описывают столкновительное перемешивание между уровнями 3 и 2; w_p и w_L — вероятности вынужденных переходов под действием излучения накачки и генерируемого излучения соответственно; $\alpha = g_1/g_3$ — отношение статистических весов уровней 1 и 3 (для атомов щелочных металлов $\alpha = 1/2$); N — полная концентрация активных атомов.

Полагаем, что излучение накачки имеет спектр произвольной ширины, а генерируемое излучение монохроматично, тогда

$$\begin{aligned} w_p &= |G_p|^2 \int \frac{g(\omega) \Gamma_p}{\Gamma_p^2 + (\omega - \omega_{31})^2} d\omega, \quad \int g(\omega) d\omega = 1, \\ w_L &= |G_L|^2 \frac{\Gamma_L}{\Gamma_L^2 + \Omega^2}, \quad G_p = \frac{E_p d_{31}}{2\hbar}, \quad G_L = \frac{E_L d_{21}}{2\hbar}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь d₃₁, d₂₁ и ω₃₁, ω₂₁ — матричные элементы дипольного момента и частоты переходов 3–1 и 2–1 соответственно; G_p и G_L — частоты Раби для накачки и лазерной генерации; E_p, E_L — соответствующие амплитуды электрических полей; Γ_p и Γ_L — однородные полуширины линий переходов, отвечающих накачке и лазерной генерации (мы здесь считаем, что ударное уширение существенно больше доплеровского); g(ω) — спектральная плотность излучения накачки (нормированная на единицу).

Частоты столкновений v₃₂, v₂₃ в силу принципа детального равновесия связаны соотношением

$$v_{23} = \frac{g_3}{g_2} v_{32} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right), \quad \Delta E = E_3 - E_2 = \hbar\omega_{32}. \quad (3)$$

Это соотношение является главенствующим для возникновения генерации на переходе 2–1.

Из уравнений (1) в стационарных условиях легко находим разности заселённостей, характеризующие лазерную генерацию и поглощение накачки (естественное обобщение результата работы [2] с учётом статистических весов уровней, немонохроматичности накачки и влияния генерируемого излучения на внутренние состояния атомов):

$$\begin{aligned} N_2 - N_1 &= \frac{N}{1 + \kappa_p + \kappa_L + b\kappa_p\kappa_L} \left(\kappa_p \frac{v_{32} - \alpha\Gamma_2}{v_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2} - 1 \right), \\ N_1 - \alpha N_3 &= \frac{N}{1 + \kappa_p + \kappa_L + b\kappa_p\kappa_L} \left(\kappa_L \frac{\Gamma_3 - \alpha v_{23}}{v_{23} + 2\Gamma_3} + 1 \right), \\ b &= \frac{(1 + 2\alpha)(A_{21}v_{32} + A_{31}\Gamma_2)}{(v_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2)(v_{23} + 2\Gamma_3)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Gamma_3 = A_{31} + v_{32}$ и $\Gamma_2 = A_{21} + v_{23}$ — полные частоты ухода с уровнями 3 и 2 в результате спонтанного испу-

скания и столкновений; κ_p и κ_L — так называемые параметры насыщения (здесь каждый из них характеризует степень выравнивания заселённостей на переходе 3–1 или 2–1 в отсутствие второго поля),

$$\kappa_p = w_p \frac{v_{32} + (1 + \alpha) \Gamma_2}{A_{21} v_{32} + A_{31} \Gamma_2}, \quad \kappa_L = w_L \frac{v_{23} + 2\Gamma_3}{A_{31} v_{23} + A_{21} \Gamma_3}. \quad (5)$$

Как следует из первого соотношения в (4), для обеспечения эффективной генерации необходимо стремиться к выполнению условий

$$v_{23}, v_{32} \gg A_{31}, A_{21},$$

$$\kappa_p \gg \frac{v_{32} + (1 + \alpha) v_{23}}{v_{32} - \alpha v_{23}} = \frac{1 + 3 \exp[-\Delta E/(k_B T)]}{1 - \exp[-\Delta E/(k_B T)]} \quad (6)$$

(мы здесь использовали соотношение (3) со значениями $g_3 = 4$ и $g_2 = 2$). Первое условие в (6) в проведённых экспериментах (давление буферного газа вплоть до 1 атм и выше) обеспечивается с большим запасом. Второе условие при плотности мощности $\sim 1 \text{ кВт см}^{-2}$, обеспечиваемой диодной накачкой, также практически выполняется. В условиях (6) накачка создаёт предельно высокое значение инверсии заселённостей на лазерном переходе. Когда лазерная генерация ещё отсутствует ($\kappa_L = 0$), оно выражается в виде

$$N_2 - N_1 = N \frac{1 - \exp[-\Delta E/(k_B T)]}{1 + 3 \exp[-\Delta E/(k_B T)]}. \quad (7)$$

Для рубидия $\Delta E = 237,5 \text{ см}^{-1}$, для цезия $\Delta E = 554,1 \text{ см}^{-1}$, поэтому при рабочих температурах (400–500 К) формируемая инверсия очень велика, что обуславливает высокий темп развития генерации.

Обеспечить выполнение второго условия в (6) тем сложнее, чем шире спектр излучения накачки при неизменной интенсивности. У существующих лазерных диодов ширина спектра составляет несколько см^{-1} . Оптимум будет достигнут, если ширину спектра уменьшить примерно на порядок.

Если генерация развила до такого уровня, при котором

$$\kappa_L \gg \frac{2v_{32} + v_{23}}{v_{32} - \alpha v_{23}} = 2 \frac{1 + \exp[-E/(k_B T)]}{1 - \exp[-\Delta E/(k_B T)]}, \quad (8)$$

то квантовый выход (отношение количества генерируемых квантов к количеству поглощённых квантов накачки) становится максимально возможным, т.е. равным единице. В этом легко убедиться, используя соотношения (4) в условиях (6) и (8). Число испущенных лазерных фотонов в единицу времени в единице объёма $w_L(N_2 - N_1)$. Отношение этой величины к аналогичной для поглощения излучения накачки $w_p(N_1 - \alpha N_3)$ как раз и определяет квантовый выход. В оговорённых условиях

$$\frac{w_L(N_2 - N_1)}{w_p(N_1 - \alpha N_3)} = 1. \quad (9)$$

Достижение квантового выхода, близкого к единице, — это ещё одно преимущество лазеров обсуждаемого типа.

Очевидно, что в условиях (6), (8) доля спонтанно испускаемых фотонов мала по отношению к доле генерируемых. Примем, что первая составляет 10 %. На

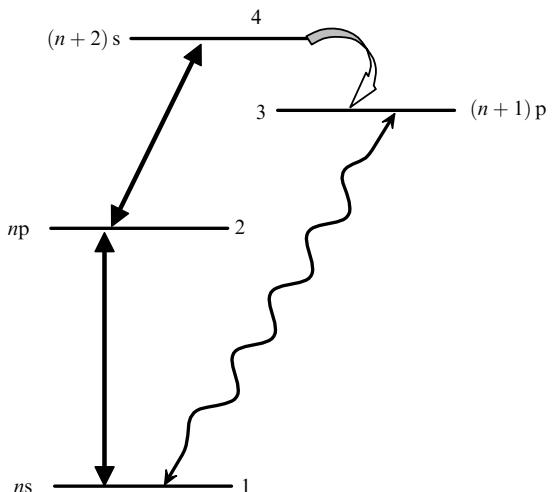


Рис. 3. Четырёхуровневая схема лазера на парах щелочных металлов. Прямые стрелки — переходы под действием накачки, волнистая стрелка — лазерные переходы. Изогнутой стрелкой обозначен переход под действием столкновений.

этой основе можно оценить такую важную характеристику, как энергия генерируемого излучения, приходящаяся на единицу объёма. Из выражения для $w_L(N_2 - N_1)$ при $A_{31} \approx A_{21} \approx 3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ находим, что один атом способен испустить более 10^8 лазерных фотонов в 1 с. Для обеспечения мощности в 1 кВт (10^{22} фотонов в секунду) требуется 10^{14} атомов. При рабочей концентрации активных атомов 10^{14} см^{-3} (при поперечной накачке это значение может быть и выше) для обеспечения такой мощности достаточно объёма в 1 см^3 . Полученные значения говорят о том, что лазеры на парах щелочных металлов могут быть вполне компактными.

4. Другие схемы генерации

Мы рассмотрели наиболее эффективные на данный момент лазеры, действие которых основано на формировании инверсии на переходе в основное состояние в результате столкновений. Рассмотренные лазеры работают по трёхуровневой схеме. Возможны варианты, в которых физический механизм тот же, но число рабочих уровней иное.

В работе [30] (см. также [31]) предложена четырёхуровневая схема (рис. 3) для атомов щелочных металлов, в которой возбуждается более высокое состояние (например, $(n+2)s$) двумя ступенями накачки. Неупругие столкновения с буферным газом переносят заселённость уровня $(n+2)s$ на уровень с противоположной чётностью $(n+1)p$, так что переход $(n+1)p - ns$ является разрешённым.

При достаточно высоком давлении уровней $(n+1)p$ может быть заселён больше, чем основной уровень ns , вследствие чего на переходе $(n+1)p - ns$ возникнет усиление и станет возможной генерация. Эта схема интересна тем, что генерация происходит в видимой области спектра с частотой, почти равной сумме частот квантов накачки. Однако есть и проблема: энергетический зазор между уровнями $(n+2)s$ и $(n+1)p$ довольно велик (существенно выше средней тепловой энергии частиц), так что перенос за счёт столкновений по этому каналу затруднён.

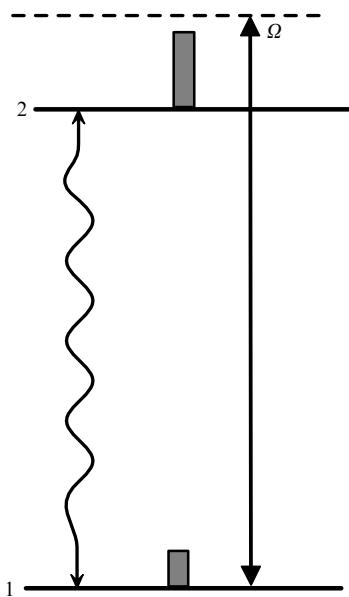


Рис. 4. Двухуровневая схема лазера. Прямой стрелкой обозначены переходы под действием накачки, волнистой — лазерные переходы. Вертикальные столбики показывают относительные заселённости уровней.

Наше предложение состоит в том, чтобы в качестве буферного газа использовать газ молекул, энергия колебательного кванта которых близка к энергии указанного перехода. Тогда при столкновениях будет происходить резонансная передача возбуждения и, следовательно, можно будет надеяться на эффективное столкновительное заселение уровня $(n+1)p$.

Имеющиеся сегодня лазерные диоды даже при двухступенчатом процессе вполне могут обеспечить выравнивание заселённостей уровней ns и $(n+2)s$, так что возможна довольно эффективная генерация видимого излучения в парах щелочных металлов.

Можно, оказывается, уменьшить число уровней до двух и тем не менее получить генерацию под действием столкновений и некогерентной накачки (рис. 4) [32–36]. Ключевым моментом в данной ситуации является неравенство вероятностей поглощения и вынужденного испускания (вторые коэффициенты Эйнштейна), которое реализуется при частых столкновениях и при значительном выходе из резонанса излучения, взаимодействующего с двухуровневой системой. При синей отстройке от резонанса и достаточно высокой интенсивности излучения накачки на переходе $2-1$ формируется инверсия заселённостей, вследствие которой при резонансной частоте возникает режим усиления и становится возможной генерация. Процесс описывается следующими уравнениями:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 + w_L(N_1 - N_2) + w_p(N_1 - \xi N_2), \\ N_1 + N_2 = N. \quad (10)$$

Здесь

$$w_p = |G_p|^2 \frac{\Gamma_{\text{oc}}}{\Omega_p^2}, \quad w_L = |G_L|^2 \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega_L^2}, \\ \xi = \exp\left(-\frac{\hbar|\Omega_p|}{k_B T}\right), \quad \Omega_p = \omega_p - \omega_{21}, \quad \Omega_L = \omega_L - \omega_{21}.$$

Отстройка частоты Ω_p излучения накачки полагается положительной и большой ($\Omega_p \gg \Gamma$), поэтому накачка может иметь широкий спектр и считаться при этом монохроматической; отстройка частоты генерируемого лазерного излучения Ω_L близка к нулю; Γ_{oc} — оптико-столкновительная константа [35–37] (аналог полуширины линии поглощения Γ). Остальные обозначения эквивалентны введённым выше.

Из уравнений (10) находим разности заселённостей, определяющие усиление генерируемого излучения и поглощения накачки (стационарные условия):

$$N_2 - N_1 = \frac{N}{1 + \kappa_p + \kappa_L} \left(\kappa_p \frac{1 - \xi}{1 + \xi} - 1 \right), \\ N_1 - \xi N_2 = \frac{N}{1 + \kappa_p + \kappa_L} \left(\kappa_L \frac{1 - \xi}{2} + 1 \right). \quad (11)$$

Как и ранее, κ_p и κ_L являются параметрами насыщения для генерируемого излучения и накачки:

$$\kappa_p = w_p \frac{1 + \xi}{A_{21}}, \quad \kappa_L = w_L \frac{2}{A_{21}}. \quad (12)$$

Как видно из первого соотношения (11), если интенсивность накачки достаточно высока ($\kappa_p > (1 + \xi)/(1 - \xi)$), то на переходе $2-1$ возникает инверсия. При более сильном условии,

$$\kappa_p \gg \frac{1 + \xi}{1 - \xi}, \quad (13)$$

она достигает максимального значения (пока ещё не возникла генерация),

$$N_2 - N_1 = N \frac{1 - \xi}{1 + \xi}, \quad (14)$$

определенного только отстройкой частоты накачки от резонанса. Теоретически инверсия может быть полной (при $\xi \rightarrow 0$), однако следует иметь в виду, что с увеличением отстройки всё сложнее обеспечивать выполнение условия (13). Одновременно отметим, что этому условию легче удовлетворить при повышении давления буферного газа.

Квантовый выход в рассматриваемой схеме генерации даётся соотношением

$$\frac{w_L(N_2 - N_1)}{w_p(N_1 - \xi N_2)} = \frac{1 - \xi - (1 + \xi)/\kappa_p}{1 - \xi + 2/\kappa_L}. \quad (15)$$

Если генерируемое излучение усилилось настолько, что кроме условия (13) (для излучения накачки) выполняется условие $\kappa_L \gg 2/(1 - \xi)$ для генерируемого излучения, то, как легко увидеть, квантовый выход обращается в единицу.

Генерация излучения в двухуровневой системе получена экспериментально в парах натрия при накачке импульсным лазерным излучением [32, 34, 35]. Наибольший эффект был достигнут при давлении буферного газа 5 атм. Эффект начинает проявляться при плотности мощности накачки около 1 МВт см⁻². При некогерентной накачке такое значение пока недостижимо. Однако можно надеяться, что в недалёком будущем такие источники импульсного действия появятся. Преимущество этого способа генерации заключается в том, что практически нет ограничений на ширину спектра накачки.

Другая возможность получения генерации в двухуровневой системе состоит в том, что мощное излучение накачки, настроенное по частоте в резонанс с атомным переходом, выравнивает заселённости уровней 1 и 2. При частых столкновениях в красном крыле линии реализуются условия для усиления по той же причине неравенства вероятностей поглощения и вынужденного испускания. Уравнения (10) в этих условиях трансформируются следующим образом [36]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= -A_{21}N_2 + w_p(N_1 - N_2) + w_L(\xi N_1 - N_2), \\ N_1 + N_2 &= N, \\ w_p &= |G_p|^2 \int \frac{g(\omega) \Gamma}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_{21})^2} d\omega, \\ \int g(\omega) d\omega &= 1, \quad w_L = |G_L|^2 \frac{\Gamma_{oc}}{\Gamma^2 + \Omega_L^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Для разностей заселённостей, характеризующих усиление генерируемого излучения и поглощение накачки, получаем

$$\begin{aligned} N_2 - \xi N_1 &= \frac{N}{1 + \kappa_p + \kappa_L} \left(\kappa_p \frac{1 - \xi}{2} - \xi \right), \\ N_1 - N_2 &= \frac{N}{1 + \kappa_p + \kappa_L} \left(\kappa_L \frac{1 - \xi}{1 + \xi} + 1 \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Усиление сигнала при красной отстройке происходит, если $\kappa_p > 2\xi/(1 - \xi)$, что довольно легко реализовать на практике, если ξ заметно отличается от единицы. При одновременном выполнении усиленного неравенства $\kappa_p \gg 2\xi/(1 - \xi)$ и аналогичного условия $\kappa_L \gg \gg (1 + \xi)/(1 - \xi)$ для генерируемого излучения квантовый выход для генерации, определяемый отношением $w_L(N_2 - \xi N_1)/[w_p(N_1 - N_2)]$, как нетрудно убедиться, стремится к единице.

Особенность последней рассмотренной схемы генерации состоит в следующем. Осуществить выравнивание заселённостей излучением накачки не сложнее, чем в первой (трёхуровневой схеме), но при этом коэффициент усиления для генерируемого излучения оказывается довольно малым и нужна большая протяжённость пути по усиливающей среде, для того чтобы достичь интенсивности, при которой квантовый выход близок к единице.

5. Заключение

Перспективность развития исследований лазеров на парах щелочных металлов не вызывает сомнений. Впечатляют уже полученные на этом пути результаты, хотя не все преимущества такого способа генерации пока использованы. В частности, ещё не реализован в принципе возможный предельно высокий квантовый выход. Эффективность генерации будет возрастать с увеличением мощности лазерных диодов и (или) уменьшением ширины их спектра излучения. Использование поперечной накачки позволит легко осуществлять масштабирование и тем самым наращивать общую мощность генерации.

Четырёхуровневая схема генерации с двухступенчатой диодной накачкой позволяет надеяться, что будут созданы мощные лазеры на парах щелочных металлов, генерирующие в видимой области спектра.

В случае двухуровневой схемы надежда достичь высокой эффективности получаемой на основе этой схемы генерации связана с созданием в недалёком будущем достаточно мощных импульсных источников некогерентного излучения. Для этого излучения допускается широкий спектр (вплоть до нескольких сотен cm^{-1}).

К сожалению, экспериментальная разработка лазеров на парах щелочных металлов с диодной накачкой в академических учреждениях России, насколько нам известно, не ведётся вообще. Учитывая важность таких лазеров, в частности для промышленных и специальных применений, этот пробел целесообразно ликвидировать.

Список литературы

1. Глушко Б А, Мовсесян М Е, Овакимян Т О *Оптика и спектроск.* **52** 762 (1982) [Glushko B A, Movsesyan M E, Ovakimyan T O *Opt. Spectrosc.* **52** 458 (1982)]
2. Атутов С Н, Плеханов А И, Шалагин А М *Оптика и спектроск.* **56** 215 (1984) [Atutov S N, Plekhanov A I, Shalagin A M *Opt. Spectrosc.* **56** 134 (1984)]
3. Давтян А М и др. *Оптика и спектроск.* **66** 1176 (1989) [Davtyan A M et al. *Opt. Spectrosc.* **66** 686 (1989)]
4. Konefal Z, Ignaciuk M *Appl. Phys. B* **51** 285 (1990)
5. Konefal Z, Ignaciuk M *Quantum Electron.* **28** 169 (1993)
6. Konefal Z *Opt. Commun.* **164** 95 (1999)
7. Krupke W F, U.S. Patent No. 6643311 B2 (2003)
8. Krupke W F et al. *Opt. Lett.* **28** 2336 (2003)
9. Beach R J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 2151 (2004)
10. Wang Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 141112 (2006)
11. Zhdanov B V, Ehrenreich T, Knize R J *Opt. Commun.* **260** 696 (2006)
12. Page R H et al. *Opt. Lett.* **31** 353 (2006)
13. Perschbacher T A, Hostutler D A, Shay T M *Proc. SPIE* **6346** 634607 (2007)
14. Gourevitch A et al. *Opt. Lett.* **32** 2611 (2007)
15. Wu S S Q et al. *Opt. Lett.* **32** 2423 (2007)
16. Zhdanov B V, Knize R J *Electron. Lett.* **43** 1024 (2007)
17. Zhdanov B, Knize R J *Opt. Lett.* **32** 2167 (2007)
18. Zhdanov B V et al. *Opt. Express* **16** 748 (2008)
19. Zhdanov B V, Sell J, Knize R J *Electron. Lett.* **44** 582 (2008)
20. Pitz G A, Perram G P *Proc. SPIE* **7005** 700526 (2008)
21. Wu S S Q et al. *Opt. Commun.* **281** 1222 (2008)
22. Zhdanov B V, Shaffer M K, Knize R J *Opt. Express* **17** 14767 (2009)
23. Hager G D, Perram G P *Appl. Phys. B* **101** 45 (2010)
24. Zweibaum J, Krupke W F *Opt. Express* **18** 1444 (2010)
25. Mani S et al. *Proc. SPIE* **7686** 76860Y (2010)
26. Zweibaum J, Komashko A, Krupke W F *Proc. SPIE* **7581** 75810G (2010)
27. Zweibaum J, Komashko A *Proc. SPIE* **7915** 791509 (2011)
28. Pan B-L et al. *Opt. Commun.* **284** 1963 (2011)
29. Zhdanov B, Shaffer M, Knize R, in *Diode Pumped Alkali Lasers: History, Current State and Perspectives. The European Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe) Munich, Germany, May 22, 2011*
30. Krupke W F, U.S. Patent No. 6693942 B2 (2003)
31. Sulham C V, Pitz G A, Perram G P *Appl. Phys. B* **101** 57 (2010)
32. Марков Р В, Плеханов А И, Шалагин А М *ЖЭТФ* **120** 1185 (2001) [Markov R V, Plekhanov A I, Shalagin A M *JETP* **93** 1028 (2001)]
33. Шалагин А М *Письма в ЖЭТФ* **75** 301 (2002) [Shalagin A M *JETP Lett.* **75** 253 (2002)]
34. Markov R V, Plekhanov A I, Shalagin A M *Phys. Rev. Lett.* **88** 213601 (2002)
35. Марков Р В и др. *ЖЭТФ* **136** 211 (2009) [Markov R V et al. *JETP* **109** 177 (2009)]
36. Пархоменко А И, Шалагин А М *Квантовая электроника* **39** 1143 (2009) [Parkhomenko A I, Shalagin A M *Quantum Electron.* **39** 1143 (2009)]
37. Яковленко С И *УФН* **136** 593 (1982) [Yakovlenko S I *Sov. Phys. Usp.* **25** 216 (1982)]