

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.373.8.038.828

ГЕНЕРАЦИЯ УЗКОПОЛОСНОГО ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ “INJECTION-SEEDING”

© 2009 г. Г. Н. Герасимов

НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: gngerasim@yandex.ru

Обсуждаются причины, объясняющие особенности механизма генерации вынужденного излучения при использовании метода “injection-seeding”. Приводятся дополнительные аргументы, подтверждающие предложенный ранее механизм генерации узкополосного стимулированного излучения.

Коды OCIS: 140.0140

Поступила в редакцию 09.02.1009

Введение

В работе [1] впервые была предложена генерация лазерного излучения на переходах эксимерных активных сред и получено выражение для коэффициента усиления κ_0 при работе в режиме свободной генерации

$$\kappa_0 \approx A\lambda^2 N / 8\pi\Delta\nu_0, \quad (1)$$

где A – вероятность спонтанного перехода, λ – длина волны, N – инверсия населенности, $\Delta\nu_0$ – спектральная ширина усиливаемого излучения. Автором [1] подчеркивалось, что генерация лазерного излучения с использованием таких сред затруднена из-за большой ширины усиливаемого излучения. В последние годы наблюдался повышенный интерес к поиску новых путей генерации лазерного излучения активных сред с широкой спектральной полосой излучения. В частности, при просвечивании таких сред узкополосным излучением, перекрывающимся с их спектральной полосой излучения и обладающим более высокой спектральной плотностью (метод “injection-seeding”), в ряде случаев удается эффективно перекачать энергию, накопленную такими молекулами, в стимулированное узкополосное излучение. Результаты практического применения метода injection-seeding содержат ряд достоверно установленных и подтвержденных разными авторами принципиально важных

особенностей такого метода, не получивших до настоящего времени своего объяснения. Например, установлено [2], что при просвечивании активных сред, обладающих однородно уширенным контуром усиливаемого излучения, “темп нарастания” узкополосного сигнала принципиально превышает эту же величину, но в режиме свободной генерации широкополосного излучения. В этом случае генерация узкополосного излучения имеет более низкий порог генерации по сравнению с режимом свободной генерации широкополосного излучения. Установлено, что отмеченные особенности метода характерны только для случая усиливающей среды, имеющей однородно уширенный контур [2, 3]. Указанные свойства особенно интересны для получения лазерного излучения на активных средах, обладающих широкой однородно уширенной полосой излучения и имеющих низкий коэффициент усиления в режиме свободной генерации. Актуальность изучения этого механизма для эксимеров тяжелых инертных газов (широкополосные континуумы в ультрафиолетовой (УФ) и вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) областях спектра) объясняется уже существующей и ожидаемой практической значимостью стимулированного УФ и ВУФ излучения, особенно в непрерывном режиме.

В различных работах (см., например, [4, 5]), посвященных изучению этой проблемы, не уда-

лось объяснить особенности генерации стимулированного излучения при просвечивании усиливающей среды узкополосным излучением.

Цель данного сообщения - обсуждение причин, объясняющих отмеченные особенности механизма генерации вынужденного излучения при использовании метода injection-seeding. Основная идея объяснения особенностей генерации лазерного излучения опубликована и обсуждена автором данной работы (и в соавторстве) ранее [6–9]. Здесь приводятся дополнительные аргументы, подтверждающие предложенный нами механизм генерации узкополосного стимулированного излучения, объясняющие отмеченные выше особенности.

Природа континуумов эксимерных молекул инертных газов, условия их формирования из возбужденных атомов достоверно установлены. Известно, что центральная часть ВУФ континуумов, соответствующая спектроскопическим переходам с нулевых колебательных состояний, всегда представляет собой однородно уширенный контур (шириной около 10 нм, что в энергетической шкале для данного диапазона длин волн соответствует примерно 5000 см^{-1}). В широком диапазоне экспериментальных условий (когда радиационное время жизни возбужденных излучающих состояний становится больше времени релаксации возбуждения по колебательным состояниям) эти континуумы можно считать однородно уширенными в целом (шириной до 50 нм).

Рассмотрим два случая просвечивания такой усиливающей среды, имеющей инверсию населенности возбужденных уровней эксимеров N .

1. Усиливающая среда, обладающая неоднородно уширенным спектральным контуром шириной $\Delta\nu_0$, просвечивается излучением, имеющим более узкое распределение $\Delta\nu_1$, перекрывающееся с полосой усиливающей среды.

2. Усиливающая среда, обладающая однородно уширенным контуром шириной $\Delta\nu_0$, просвечивается излучением, имеющим более узкое спектральное распределение $\Delta\nu_1$, перекрывающееся со спектральной полосой просвечиваемого источника шириной $\Delta\nu_0$.

Предполагая, что спектральная плотность узкополосного просвечивающего излучения ρ_1 много больше спектральной плотности излучения усиливающей среды ρ_0 , а также то, что оно не поглощается в просвечиваемой усиливающей среде, оценим его интенсивность на выходе усиливающей среды в обоих случаях.

Введем следующие обозначения: I_{m0} – интенсивность излучения, падающего на усили-

вающую среду; I_{m1} – суммарная интенсивность вышедшего из усиливающей излучение среды длиной L , состоящая из интенсивности падающего излучения I_{m0} и интенсивности стимулированного излучения $\rho_\nu BNh\nu L$, возникающего в просвечиваемой среде. Примем во внимание соотношение между вероятностью спонтанного A и вынужденного B перехода $A/B = 8\pi h\nu^3/c^3$ и то, что $I_{m0} = c\Delta\nu_0\rho_\nu$ (где c – скорость света), а также то, что усиленное излучение можно представить как $I_{m0} e^{\kappa L} \approx I_{m0} (1 + \kappa L + \dots)$.

Рассмотрим первый случай, когда усиливающая среда с неоднородно уширенным контуром просвечивается узкополосным излучением. В процесс усиления будут вовлечены лишь те молекулы, которые ответственны за излучение в узкой полосе просвечивающего излучения. Из полной инверсии населенности усиливающей среды N в выражении для стимулированного излучения узкополосного излучения будет присутствовать ее доля $N(\Delta\nu_1/\Delta\nu_0)$ (при аппроксимации спектрального контура усиливающей среды прямоугольником). Отсюда суммарная интенсивность узкополосного излучения I_{m1} , состоящая из интенсивности излучения $I_{m0} = c\Delta\nu_1\rho_\nu$, падающего на усиливающую среду длиной L , и интенсивности стимулированного излучения $\rho_\nu BN(\Delta\nu_1/\Delta\nu_0)h\nu L$, может быть представлена как

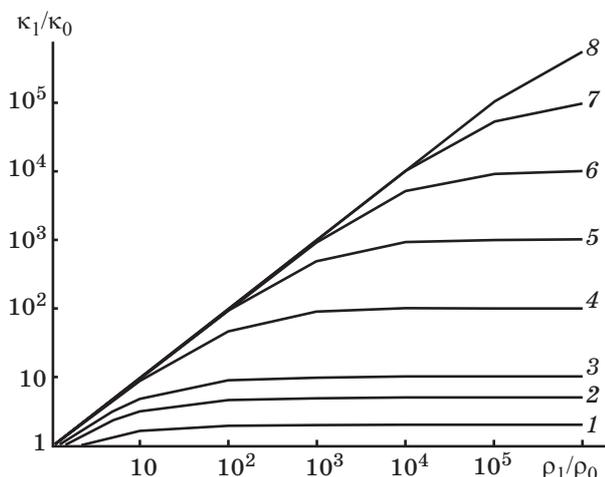
$$\begin{aligned} I_{m1} &= I_{m0} + \rho_\nu BN(\Delta\nu_1/\Delta\nu_0)h\nu L = \\ &= c\Delta\nu_1\rho_\nu(1 + A\lambda^2NL/8\pi\Delta\nu_0) = \\ &= I_{m1}(1 + A\lambda^2NL/8\pi\Delta\nu_0). \end{aligned} \quad (2)$$

Отсюда величина коэффициента усиления $\kappa_0 \approx A\lambda^2N/8\pi\Delta\nu_0$. Как видно, полученный результат совпадает с результатом в случае усиления в режиме свободной генерации (1).

Ситуация принципиальным образом изменяется, если усиливающая среда, обладающая однородно уширенным контуром шириной $\Delta\nu_0$, просвечивается излучением, имеющим большую спектральную плотность и более узкое спектральное распределение $\Delta\nu_1$, перекрывающееся со спектральной полосой просвечиваемого источника $\Delta\nu_0$. Действительно,

$$\begin{aligned} I_{m1} &= I_{m0} + \rho_\nu BNh\nu L = \\ &= I_{m1}(1 + \rho_\nu Bh\nu NL/\rho_\nu\Delta\nu_1c) = \\ &= I_{m1}(1 + A\lambda^2NL/8\pi\Delta\nu_1). \end{aligned} \quad (3)$$

Следовательно, коэффициент усиления в данном случае будет оцениваться как $\kappa_1 \approx A\lambda^2N/8\pi\Delta\nu_1$. Полученный вывод свидетельствует о том, что



Зависимости отношения коэффициентов усиления в режиме injection-seeding к коэффициенту усиления в режиме свободной генерации κ_1/κ_0 от отношения спектральных плотностей узкополосного просвечивающего излучения к спектральной плотности однородно уширенного широкополосного излучения усиливающей среды ρ_1/ρ_0 для различных соотношений их спектральных ширин $\Delta\nu_0/\Delta\nu_1$. 1 – $\Delta\nu_0/\Delta\nu_1 = 2$, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 10^2 , 5 – 10^3 , 6 – 10^4 , 7 – 10^5 , 8 – 10^6 , 9 – 10^7 .

при определенных условиях коэффициент усиления κ_1 при просвечивании широкополосной усиливающей среды узкополосным излучением может оказаться принципиально выше коэффициента усиления той же среды κ_0 (режим свободной генерации). Выражение (3) получено в предположении многократного превышения спектральной плотности излучения ρ_1 над спектральной плотностью излучения усиливающей среды ρ_0 .

Зависимости отношений коэффициента усиления в режиме injection-seeding к коэффициенту усиления в режиме свободной генерации κ_1/κ_0 от отношений спектральной плотности излучения узкополосного излучения к спектральной плотности однородно уширенного широкополосного излучения усиливающей среды ρ_1/ρ_0 для разных отношений $\Delta\nu_0/\Delta\nu_1$ представлены на рисунке. Графики построены в предположении, что веро-

ятность обнаружения излучающего димера на определенном межъядерном расстоянии пропорциональна соответствующей спектральной плотности излучения. Результаты, представленные на рисунке, объясняют особенности механизма генерации в режиме injection-seeding. Показано, что при оптимальном соотношении ρ_1/ρ_0 и $\Delta\nu_0/\Delta\nu_1$ выигрыш в величине коэффициента усиления в режиме свободной генерации может достигать порядков величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Houtermans F.G.* Über Massen-Wirkung im optischen Spektralgebiet und die Möglichkeit absolut negativ Absorption für einige Fälle von Molekulspektren (Licht-Lawine) // *Helv. Phys. Acta.* 1960. V. 33. P. 933–940.
2. *Irving J., Bigio, Slatkine M.* Attainment of the theoretical minimum input power for injection locking of an unstable – resonator KrF laser // *Opt. Lett.* 1981. V. 6. № 7. P. 336–338.
3. *Goldhar J., Dickie J., Bradley L.P., Pleasance L.D.* Injection locking of a xenon fluoride laser // *Appl. Phys. Lett.* 1977. V. 31. № 10. P. 677–679.
4. *Шерстюк А.И.* Кинетика радиационных переходов в эксимерных системах с дополнительным источником узкополосного излучения. Линейная аппроксимация // *Опт. и спектр.* 1998. Т. 85 № 4. С. 561–565.
5. *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* Лазеры на галогенидах инертных газов // *Квант. электрон.* 1997. Т. 27. № 12. С. 1111–1119.
6. *Gerasimov G.* Excimer media gain // *Spectroscopy Lett.* 2001. V. 34. № 2. P. 191–197.
7. *Gerasimov G., Hallin R., Krylov B., Volkova G., Heijkenskjold F., Morosov A.* Amplification of $\lambda \sim 147$ nm radiation from discharge in the inert gases // *Proc. SPIE.* 1997. V. 3403. P. 322–327.
8. *Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Hallin R., Morosov A., Arnesen A., Heijkenskjold F.* Стимулированное ВУФ излучение смесей инертных газов // *Опт. и спектр.* 2002. Т. 92. № 2. P. 475–480.
9. *Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Hallin R., Arnesen A.* Параметры излучения в вакуумной УФ области капиллярного разряда постоянного тока в смеси криптона с ксеноном // *Опт. и спектр.* 2006. Т. 100. № 6. P. 904–909.