

Оценка плотности энергии насыщения в одночастотном лазере на кристалле $YSGG : Cr^{3+} : Yb^{3+} : Ho^{3+}$ ($\lambda = 2.92$ мкм), работающем в режиме модулированной добротности

Н.Н.Ильичев, Л.А.Кулевский, В.Н.Транев

Получено уравнение, позволяющее находить плотность энергии внутри резонатора лазера для TEM_{00q} -моды с использованием экспериментально измеряемых величин (коэффициента отражения выходного зеркала, превышения накачки над порогом, выходной энергии и радиуса TEM_{00q} -моды). Уравнение использовано для оценки плотности энергии насыщения генерационного перехода на длине волны 2.92 мкм в кристалле $YSGG : Cr^{3+} : Yb^{3+} : Ho^{3+}$.

Ключевые слова: одночастотная генерация, модуляция добротности, плотность энергии насыщения

Несколько лет назад была получена свободная генерация [1, 2] и генерация гигантских импульсов [3] в кристалле $YSGG : Cr^{3+} : Yb^{3+} : Ho^{3+}$ на переходе ${}^5I_6 - {}^5I_7$ в области длин волн 3 мкм. В работе [4] на основе исследования усиления импульсов в этой активной среде была найдена плотность энергии насыщения E_s на длине волны 2.92 мкм, которая составила 12.6 Дж/см². Измерение столь больших плотностей энергии насыщения для импульсов малой (~ 100 нс) длительности представляет определенную экспериментальную проблему, потому что для наблюдения зависимости коэффициента усиления от плотности энергии усиливаемого импульса необходимо, чтобы последняя превышала плотность энергии насыщения или, по крайней мере, была сравнима с ней. Повышение же плотности энергии ограничено оптической прочностью активного элемента (АЭ), вследствие чего экспериментально наблюдаемые зависимости изменения коэффициента усиления от плотности энергии невелики, что и дает основной вклад в погрешность определения E_s . В связи с этим нахождение плотности энергии насыщения на основе иного подхода представляет определенный интерес. В частности, величину E_s можно оценить исходя из характеристик лазера, работающего в режиме модулированной добротности, поскольку режим насыщения усиления в этом случае реализуется автоматически.

В настоящей работе получена одночастотная генерация на основной моде в лазере на кристалле $YSGG : Cr^{3+} : Yb^{3+} : Ho^{3+}$ (переход ${}^5I_6 - {}^5I_7$) в режиме активной модулированной добротности и дана оценка плотности энергии насыщения посредством измерения выходной энергии и радиуса гауссова пучка вне лазерного резонатора.

Схему уровней энергии кристалла $YSGG : Cr^{3+} : Yb^{3+} : Ho^{3+}$ можно найти в работе [4]. Лазерный переход ${}^5I_6 - {}^5I_7$ является самоограниченным [5], и в неселектив-

ном резонаторе в режиме активной модуляции добротности генерация происходит одновременно на шести спектральных линиях, наиболее сильные из которых соответствуют $\lambda = 2.84$ и 2.92 мкм. Для выделения одной линии генерации (с $\lambda = 2.92$ мкм) был использован призмный дисперсионный резонатор, описанный в работе [4]. Выходным зеркалом служила плоскопараллельная пластинка из ZnSe толщиной 4 мм. Активный элемент юстировался так, что вместе с выходным зеркалом он образовывал сложный интерферометр Фабри – Перо с максимальным коэффициентом отражения $R = 70\%$. Это позволяло получить на выходе из резонатора гладкий по форме гигантский импульс с узким спектром. (Спектр излучения регистрировался на четвертой гармонике). Именно в этом режиме были получены вышеупомянутые экспериментально измеряемые величины, использованные для оценки E_s .

Плотность энергии насыщения на данном переходе является важнейшей характеристикой активной среды и определяется как $E_s = h\nu/\sigma_a$, где σ_a – сечение лазерного перехода. В большинстве случаев, в том числе для кристалла $YSGG : Cr^{3+} : Yb^{3+} : Ho^{3+}$, при генерации имеют место переходы между отдельными компонентами мультиплетов верхнего и нижнего лазерных уровней, в каждом из которых быстро устанавливается больцмановское равновесие между отдельными компонентами, так что σ_a является некой эффективной величиной, которую можно определить независимо, только если известны парциальные сечения переходов между каждой штатковской компонентой верхнего и каждой штатковской компонентой нижнего мультиплетов. Определение этих сечений является непростой спектроскопической задачей, так что они чаще всего неизвестны (особенно это касается вновь синтезированных активных сред).

Как было показано в работе [6], при генерации TEM_{00q} -моды для режима пассивной модуляции добротности отношение плотности энергии внутри резонатора к плотности энергии насыщения связано трансцендентным уравнением с превышением над порогом генерации.

Получим аналогичное уравнение для режима актив-

ной модуляции добротности в случае самоограниченно-го перехода. Энергия E_i , запасенная в АЭ лазера перед началом генерации гигантского импульса, равняется сумме выходной энергии E_{out} , энергии E_t , перешедшей в тепло за счет внутрирезонаторных потерь, и энергии E_f , оставшейся в АЭ в виде инверсии после окончания генерации гигантского импульса.

Уравнение в цилиндрической системе координат для плотности инверсии в трехуровневой схеме имеет вид [7]

$$\frac{dn_2(r, z, t)}{dt} = -\sigma_{21}n_2(r, z, t)I_a(r, z, t) + \sigma_{12}n_1(r, z, t)I_a(r, z, t), \quad (1)$$

где σ_{12} и σ_{21} – эффективные сечения лазерного перехода в максимуме усиления снизу вверх и сверху вниз в АЭ; $n_1(r, z, t)$ и $n_2(r, z, t)$ – плотности населенностей нижнего и верхнего лазерных уровней; $I_a(r, z, t)$ – суммарная интенсивность излучения прямой и обратной волн в АЭ.

Для одночастотной генерации необходимо учитывать наличие стоячей волны внутри резонатора с тем или иным коэффициентом бегучести [9]. Пусть в лазерном резонаторе навстречу друг другу распространяются две встречные волны с полями E_+ и E_- , тогда суммарное поле в резонаторе

$$E_\Sigma = E_+ + E_- = E_0 \exp(i\omega t) [\exp(ikz) + \sqrt{R} \exp(-ikz)].$$

Суммарная интенсивность

$$I_\Sigma(t) \sim E_\Sigma^2, \quad I = I_{0a}(t) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_a^2}\right) [1 + g \cos 2kz],$$

где w_a – радиус гауссова пучка ТЕМ_{00q}-моды в АЭ; $I_{0a}(t)$ – интенсивность в максимуме поперечного распределения; $g = 2\sqrt{R}/(1 + R)$ – параметр, с помощью которого учитывается наличие интерференции встречных волн в АЭ ($0 < g < 1$).

Будем считать, что во время генерации радиус w_a не меняется, оставаясь постоянным по длине АЭ. Так как время жизни верхнего и нижнего уровней значительно больше длительности импульса генерации, то суммарную населенность обоих уровней можно считать постоянной. Интегрируя (1), получаем для изменения плотности населенности верхнего уровня $\Delta n(r, z) = n_2(r, z, t = -\infty) - n_2(r, z, t = +\infty)$

$$\Delta n(r, z) = \frac{\alpha_0}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \left\{ 1 - \exp\left[\left(-x \exp\left(\frac{2r^2}{w_a^2}\right) \right) \times (1 + g \cos 2kz) \right] \right\}, \quad (2)$$

где $x = (\sigma_{12} + \sigma_{21}) \int I_{0a}(t) dt$ – плотность энергии в максимуме поперечного распределения в АЭ, нормированная на плотность энергии насыщения $E_s = hv/\sigma_a$; α_0 – начальный коэффициент усиления; $\sigma_a = \sigma_{12} + \sigma_{21}$ – эффективное сечение.

При коэффициенте отражения выходного зеркала R и 100 %-ном отражении другого зеркала имеем $E_{out} = x s_a (1/2) E_s \ln(1/R)$ и $E_t = x s_a (1/2) E_s 2\gamma l$, где hv – энергия кванта генерации; $s_a = \pi w_a^2/2$ – площадь поперечного сечения лазерного пучка внутри АЭ; l – длина активного

элемента. Пороговый коэффициент усиления $\alpha_{th} = (1/2\sigma_a l) [\ln(1/R) + 2\gamma l]$.

Чтобы найти энергию, извлеченную из АЭ в процессе генерации ($E_i - E_f$), выражение (2) необходимо проинтегрировать по поперечному сечению гауссова пучка и по координате вдоль оси активного элемента, а также умножить на энергию кванта hv . Произведя замену переменной $x \exp(-2r^2/w^2) = y$, получим из (2) для изменения населенности верхнего лазерного уровня на единицу длины АЭ следующее выражение:

$$\int_0^l dz \int_0^\infty \Delta n(r, z) 2\pi r dr = \frac{\pi w_a^2}{2} \frac{\alpha_0}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \times \int_0^x \frac{1}{u} \left\{ 1 - e^{-u} \left[\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-ug \cos y) dy \right] \right\} du. \quad (3)$$

Проделав выкладки и учтя, что период интерференционной картины в АЭ значительно меньше его длины, получим уравнение для x :

$$x = (1 + v) f_1(x, g), \quad (4)$$

где $1 + v = \alpha_0/\alpha_{th}$ – превышение над порогом; $x = \sigma_a \times \int_{-\infty}^\infty I_{0a}(t) dt$;

$$f_1(x, g) = \int_0^x \frac{1}{u} \left\{ 1 - e^{-u} \left[\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-ug \cos y) dy \right] \right\} du. \quad (5)$$

При переходе генерации из одночастотного режима в режим многих продольных мод (широкий спектр) распределение инверсионной населенности становится однородным вдоль АЭ, что соответствует $g = 0$. В этом случае уравнение для x аналогично уравнению (4), с тем отличием, что вместо функции $f_1(x, g)$ следует использовать функцию

$$f_1(x, 0) = f(x) = \int_0^x \frac{1 - e^{-y}}{y} dy. \quad (6)$$

Из (4)–(6) следует, что эффективность съема энергии, запасенной в АЭ, зависит от ширины спектра генерации; кроме того, флуктуации спектра генерации должны приводить к флуктуациям энергии генерации.

Параметр g необходимо измерять отдельно, мы же его значение только оценим. К сожалению, это вносит некоторую неоднозначность в определение плотности энергии насыщения. Однако оказывается, что зависимость g от R слаба: например, при $R = 0.7$ параметр $g = 0.98$, а при $R = 0.4$ имеем $g = 0.90$, т. е. при $R > 0.4$ этот параметр с точностью $\sim 10\%$ можно считать равным единице.

Радиус w_0 можно измерить разными способами. Например, если выходное зеркало резонатора – плоское, то на его поверхности будет располагаться перетяжка гауссова пучка w_0 . Измеряя радиус гауссова пучка $w(z)$ на расстоянии z от плоского выходного зеркала и используя формулу [8] $w^2(z) = w_0^2 + (\lambda/\pi)^2 (z^2/w_0^2)$, можно найти w_0 .

Измерение радиуса гауссова пучка производилось с помощью набора диафрагм на расстоянии 155 см от выходного зеркала лазера. Измерялась энергия лазерного излучения, прошедшего сквозь диафрагму диаметром 2.6 мм. Решение биквадратного уравнения для w_0 дает сле-

дующие два корня: 0.248 и 0.058 см. Условиям нашего эксперимента отвечает второй корень. Тогда для радиуса в месте нахождения АЭ (на расстоянии 30 см от выходного зеркала) имеем $w_a = 0.075$ см и $s_a = (\pi w_a^2)/2 = 8.91 \times 10^{-3}$ см².

Решая уравнение (4) при $1 + v = 1.27$, $g = 0.98$, получаем $x = 0.73$. Тогда при $E_{out} = 16$ мДж, $s = 8.9 \times 10^{-3}$ см², $R = 0.7$ найдем, что $E_s = 13.8$ Дж/см². Полученное значение E_s находится в хорошем согласии с данными работы [4] ($E_s = 12.6$ Дж/см²).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-02-17073 и № 00-02-16474).

1. Умысков А.Ф., Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Осико В.В., Студеникин П.А. *Квантовая электроника*, **23** (7), 579 (1996).
2. Умысков А.Ф., Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Осико В.В.,

Студеникин П.А. *Квантовая электроника* **23** (9), 791 (1996).

3. Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Пашинин П.П., Студеникин П.А., Щербаков И.А., Умысков А.Ф. *Квантовая электроника*, **27** (1), 13 (1999).
4. Zavartsev Yu.D., Zagumennyi A.I., Il'ichev N.N., Kulevsky L.A., Karasev M.E., Pashinin P.P., Tranev V.N., Shcherbakov I.A. *Laser Phys.*, **11** (12), 1245 (2001).
5. Morris P.J., Luthy W., Weber H.P., Rusanov S.Ya., Zagumennyi A.I., Sherbakov A.I., Umyskov A.F. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **52**, 545 (1994).
6. Ильичев Н.Н., Гулямова Э.С., Пашинин П.П. *Квантовая электроника*, **24** (11), 1001 (1997).
7. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. *Оптические генераторы на твердом теле* (М.: Сов. радио, 1967).
8. Kogelnik H., Li T. *Appl. Opt.*, **5**, 1550 (1966).
9. Горелик Г.С. *Колебания и волны* (М.: Физматгиз, 1959, с.159).