

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. М. Биберман, А. И. Глейзер, Г.А.Кобзев, Пре-
дельные характеристики сверхлюминесценции,
Докл. АН СССР, 1978, том 240, номер 1, 62–65

<https://www.mathnet.ru/dan41702>

Использование Общероссийского математического портала Math-
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользова-
тельским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.84

20 апреля 2025 г., 00:59:25



Л. М. БИБЕРМАН, А. И. ГЛЕЙЗЕР, Г. А. КОБЗЕВ

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

(Представлено академиком А. Е. Шейндлиным 27 I 1978)

1. В настоящее время значительный интерес вызывают квантовые усилители и генераторы, использующие активные среды с большим коэффициентом усиления и реализованные на таких активных средах, как гелий — неон, гелий — ксенон, плазма паров металлов, азота, водорода, эксимеров, жидкие красители и т.д. Генерация излучения без резонатора, основной причиной которой является вынужденное излучение, получила название сверхлюминесценции (с.л.). Сверхлюминесценция, или усиленное спонтанное излучение, теоретически изучалась в работах (1-10). В настоящей работе получена связь таких параметров с.л., как коэффициент усиления, поток излучения в торец трубки, коэффициенты преобразования накачки в излучение с параметрами активной среды при предельно больших значениях накачки для цилиндрического объема в стационарном случае.

2. Рассмотрим газ в неравновесных квазистационарных условиях. Уравнения баланса частиц для двух выделенных уровней атома имеют вид

$$j_2 - n_2(A_{21} + b_{21} + \alpha_2) + n_1 b_{12} - (n_2 - n_1)(BJ)_{21} = 0, \quad (1)$$

$$j_1 + n_2(A_{21} + b_{21}) - n_1(b_{12} + \alpha_1) + (n_2 - n_1)(BJ)_{21} = 0,$$

где n_1 и n_2 — населенности нижнего и верхнего уровней, j_i , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, и α_i , с^{-1} , — скорость заселения и частота расселения i -го уровня на все уровни, кроме $i=1$ и 2 ; b_{21} и b_{12} , с^{-1} , — частоты столкновительных переходов между уровнями 1 и 2; A_{21} и B_{21} — коэффициенты Эйнштейна для рабочего перехода. Обобщение (1) на случай вырожденных уровней элементарно. Решение уравнения переноса излучения для частоты вынужденных переходов $B_{21}J_{21}$, с^{-1} , для объема v произвольной формы в случае однородно уширенной линии спонтанного излучения без учета отражений от границ имеет вид

$$B_{21}J_{21} = A_{21} \int_{\omega} \epsilon_{\omega} \sigma_{21}(\omega) d\omega \int_v \frac{n_2(\mathbf{r}') dv'}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \exp\left(-\int_0^{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} k_{\omega} dl\right), \quad (2)$$

где $k_{\omega} = \sigma_{21}(\omega)(n_2 - n_1)$; ϵ_{ω} — форма линии спонтанного излучения атома, $\sigma_{21}(\omega)$ — сечение вынужденного излучения. Решение системы (1), (2) в безразмерных переменных: $y = n_2(r)/n_2^0$, где n_2^0 — решение системы (1) без учета вынужденного излучения

$$n_2^0 = \frac{j_2 + (j_1 + j_2) b_{12}/\alpha_1}{A_{21} + b_{21} + \alpha_2 + b_{12}\alpha_2/\alpha_1}, \quad \beta = \frac{j_2 + j_1}{n_2^0(\alpha_1 + \alpha_2)}$$

$$\xi = \frac{A_{21}}{A_{21} + \alpha_2 + b_{21} + b_{12}\alpha_2/\alpha_1},$$

и $\psi = B_{21}J_{21}(1 + \alpha_2/\alpha_1)/A_{21}$, имеет вид

$$y(\mathbf{r}) = \beta + (1 - \beta)/(1 + \xi\psi), \quad (3)$$

$$\psi(\mathbf{r}) = n_2^0 \left(1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right) \int_{\omega} \epsilon_{\omega} \sigma_{21}(\omega) d\omega \int_v \frac{y(\mathbf{r}') dv'}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \times$$

$$\times \exp\left[n_2^0 \left(1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right) \sigma_{21} \int_0^{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} (y - \beta) dl\right]. \quad (4)$$

Разность населенностей выражается через эти параметры

$$n_2 - n_1 = n_2^0 \left(1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) (y - \beta).$$

При $y - \beta < 0$ (поглощение) (3) переходит в известное в теории переноса излучения линейное интегральное уравнение (11).

Рассмотрим объем в форме протяженного цилиндра длины L и радиуса R , $a = R/L \ll 1$. Для исключения дифракционных эффектов потребуем выполнения условия $\lambda L \ll (2R)^2$, где λ — длина волны излучения. Распределение атомов по длине в отсутствие вынужденного излучения предполагается однородным, а по радиусу однородным и при наличии последнего. Это позволяет заменить в (3), (4) $y(\mathbf{r})$ на $y(z)$, где z — аксиальная координата. Переходя к безразмерным координатам $z = z/L$, получим из (3), (4) следующие уравнения для локального коэффициента усиления $g(z) = k_0 L (y(z) - \beta)$ и приведенной объемной плотности излучения $\Phi(z) = \psi(z)/k_0 L$:

$$g(z) = \frac{1 - \beta}{1/k_0 L + \xi \Phi(z)}, \quad (5)$$

$$\Phi(z) = \Phi_1(z) + \Phi_1(1-z), \quad (6)$$

$$\Phi_1(z) = \frac{1}{2} \int_0^z \beta + \frac{g(z')}{k_0 L} dz' + \int_e^d dt \frac{e^t}{t} f(t), \quad (7)$$

где

$$c = \varphi(z, z') = \int_{z'}^z g(t) dt, \quad d = \varphi(z, z') \sqrt{1 + a^2/(z - z')^2},$$

$$k_0 = n_2^0 (1 + \alpha_2/\alpha_1) \sigma_0, \quad f(t) = (1 - e^{-t})/\sqrt{\pi t},$$

σ_0 — сечение вынужденного излучения в центре линии.

Решая систему (5)–(7), можно получить помимо $g(z)$ и $\Phi(z)$ также значения величины $\tau = \int_0^1 g(z) dz$, характеризующей усиление слабого сигнала, и потока излучения $\Phi(1) \equiv \Phi(0)$ через один из торцов трубки, связанного с излучаемой в торец мощностью P_τ соотношением

$$P_\tau = \frac{h\nu \Phi(1) \pi R^2 k_0 L A_{21}}{\sigma_0 (1 + \alpha_2/\alpha_1)},$$

при различных значениях параметров β , ξ , a , $k_0 L$.

Весьма полезным для анализа работы безрезонаторных систем является локальный коэффициент преобразования накачки в излучение η , который можно определить как отношение скорости рождения фотонов в единице объема $n_2 A_{21} + (n_2 - n_1) B_{21} J_{21}$ к скорости накачки $n_2^0 (A_{21} + \alpha_2 + b_{21} + b_{12} \alpha_2/\alpha_1)$:

$$\eta(r) = 1 - y(r) (1 - \xi).$$

Полный коэффициент преобразования накачки в излучение $\bar{\eta}$ получается интегрированием по объему

$$\bar{\eta} = 1 - \bar{y} (1 - \xi).$$

Для объема цилиндрической формы введем также коэффициент преобразования накачки в лазерное излучение η_r как отношение потока фотонов, вылетающих в оба торца, к скорости накачки всего объема. Из приведенных выше соотношений следует, что

$$\eta_r = 2\xi \Phi(1).$$

3. Рассмотрим предельно большие значения параметра k_0L . При $k_0L \gg 1$, $\psi \rightarrow \infty$, поэтому $\bar{y} \rightarrow \beta$. Тогда

$$\bar{\eta}_\infty = 1 - \beta(1 - \xi).$$

Для нахождения качественного вида распределения $g_\infty(z)$ и $\Phi_\infty(z)$ при предельно больших значениях k_0L рассмотрим подробнее (7).

Внутренний интеграл в правой части (7) легко вычислить, учитывая, что при $z-z'$, сравнимых с a , $\varphi(z, z') \rightarrow 0$, что означает малость вклада окрестности точки $z-z'$ размером порядка a . Учитывая это и заменяя для простоты $z-z'$ на 1, получим

$$\Phi_{1^\infty}(z) = \lambda_1 \int_0^z dz' e^{\varphi(z, z')}, \quad \lambda_1 = \frac{\beta a^2}{4\sqrt{\pi\varphi}}.$$

Отсюда $d\Phi_{1^\infty}(z)/dz = \lambda_1 + g_\infty(z)\Phi_{1^\infty}(z)$. Соответственно для безразмерного потока $F(z) = \Phi_1(z) - \Phi_1(1-z)$

$$\frac{dF^\infty(z)}{dz} = 2\lambda_1 + (1-\beta)/\xi, \quad (8)$$

поскольку из (5) следует, что $g_\infty(z)\Phi^\infty(z) = (1-\beta)/\xi$.

Решение (8) с учетом условия симметрии $F(1/2) = 0$ дает

$$F^\infty(z) = (2\lambda_1 + (1-\beta)/\xi)(z - 1/2). \quad (9)$$

Соответственно

$$g_\infty(z) = \frac{1-\beta}{\xi\Phi^\infty(z)} = 2/\sqrt{1 - \frac{4z(1-z)}{1+2\lambda_1\xi/(1-\beta)}}. \quad (10)$$

Всюду за исключением малой (порядка $\sqrt{\lambda_1\xi/2(1-\beta)}$) окрестности точки $z=1/2$ распределение $g_\infty(z)$ описывается в этом приближении выражением

$$g_\infty(z) = 2/|1-2z|. \quad (11)$$

Из (10) видно, что распределения g_∞ и Φ^∞ имеют соответственно резкий пик и провал при z , близких к $1/2$, однако частота вынужденных переходов, пропорциональная $g_\infty\Phi^\infty$, постоянна по длине трубки. Этот факт является весьма существенным при анализе кинетики импульсных лазеров, работающих в почти насыщенном режиме.

Интегрируя (10) по z от 0 до 1, получим приближенное выражение для предельного показателя усиления с.л. системы τ_∞ . Удобно сразу записать выражение для предельного усиления

$$\exp(\tau_\infty) = \frac{2(1-\beta)}{\lambda_1\xi} = \frac{8(1-\beta)\sqrt{\pi\tau_\infty}}{\xi\beta a^2} \quad (12)$$

Использованная при выводе (10), (11) замена $z-z'$ на 1 предполагает, что рожденное в любой точке объема излучение распространяется в пределах телесного угла, равного $\pi R^2/L^2$, что завышает поток излучения в торец и соответственно занижает коэффициент усиления вблизи торца. Поэтому (10), (11) дают для Φ^∞ и g_∞ соответственно оценку сверху и снизу. Следовательно,

$$g_\infty(1) = \frac{1-\beta}{\xi\Phi^\infty(1)} \geq 2.$$

Более точную оценку величин g_∞ и Φ^∞ вблизи торцов трубки, а значит и η_τ^∞ , можно получить, не делая замены $z-z'$ на 1 в (7). Тогда имеем

$$\Phi^\infty(z) = \lambda_1 \left[\int_0^z dz' \frac{e^{\varphi(z, z')}}{a^2 + (z-z')^2} + \int_z^1 dz' \frac{e^{\varphi(z', z)}}{a^2 + (z-z')^2} \right]$$

и соответственно

$$\frac{d\Phi^\infty(z)}{dz} = \frac{1-\beta}{\xi} - 2 \left(\frac{\Phi_1^\infty(z)}{z-\bar{z}} - \frac{\Phi_1^\infty(1-z)}{1-z-\bar{z}} \right). \quad (13)$$

Из (9) и (10) ясно, что при $z > 1/2$ $\Phi_1^\infty(1-z) \ll \Phi_1^\infty(z)$. Интегрируя (13) от $1/2$ до 1 и учитывая, что $\Phi_1^\infty(1/2) \simeq \lambda \ll 1$, получим

$$\Phi_1^\infty(1) = \frac{1-\beta}{2\xi} - 2 \int_{1/2}^1 \frac{\Phi_1^\infty(z) dz}{z-\bar{z}}. \quad (14)$$

Для оценки (14) воспользуемся решением (10), из которого следует, что при $z > 1/2$ $\Phi_1^\infty(z) \simeq \Phi_1^\infty(1) (2z-1)$. Подставляя это выражение в (14) и учитывая, что выполненные нами численные расчеты при предельных k_0L дают для \bar{z} величину, меняющуюся в пределах от 0,3 до 0,4, получим, что $\Phi^\infty(1)$ изменяется в пределах

$$\frac{1-\beta}{4,4\xi} < \Phi^\infty(1) < \frac{1-\beta}{4\xi}.$$

Соответственно

$$\frac{1-\beta}{2,2} < \eta_T^\infty < \frac{1-\beta}{2} \quad \text{и}$$

$$4 < g_\infty(1) < 4,4.$$

Численное решение системы (5)–(7) с хорошей точностью подтверждает эти оценки.

В различных активных средах параметры β и ξ принимают значения от 0 до 1. В условиях эксперимента ⁽¹²⁾ для смеси He–Ne $\lambda = 3,39$ мкм, $\beta = 0,37$, $\xi = 0,23$, $R = 0,175$ см, L менялось от 150 до 300 см. Результаты численного решения (5)–(7) с этими параметрами представлены на рис. 1. При малых k_0L показатель усиления τ растет линейно, а затем быстро насыщается. Коэффициент преобразования η_L при $k_0L(1-\beta) = 10$ имеет значения $5 \cdot 10^{-4}$, затем быстро растет и достигает насыщения. Приведенные здесь выражения позволяют легко оценить предельные значения характерных величин, не прибегая к численному решению, причем приближенные выражения хорошо согласуются с точными. Так, в условиях ⁽¹²⁾ $\tau_\infty = 21,1$, $\eta_T^\infty = 0,315$, $\eta_\infty = 0,72$. Отметим, что при оценке к.п.д. с.л. лазеров обычно неявно предполагают, что $\eta_T = 1$. Значительное отличие η_T от 1 следует несомненно учитывать при оценке реальных возможностей с.л. систем. Отметим также, что значения k_0L , при которых τ и η_T приближаются к своим предельным значениям, заметно различаются. Это означает, что для с.л. усилителей и генераторов существуют различные предельные значения k_0L (длины или накачки), превышать которые нецелесообразно.

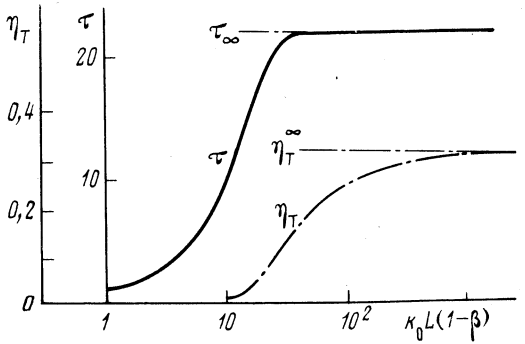


Рис. 1

Институт высоких температур
Академии наук СССР
Москва

Поступило
24 I 1978

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Ю. А. Анапьев, И. Ф. Балашов, А. А. Мак, ДАН, т. 166, 825 (1966). ² В. Н. Морозов, Оптика и спектроскопия, т. 21, 230 (1966). ³ L. Allen, G. Peters, J. Phys. A, v. 4, 377 (1974). ⁴ И. П. Мазанько, М. В. Свиридов, Оптика и спектроскопия, т. 33, 314 (1972). ⁵ П. В. Елютин, ЖТФ, 43, 2407 (1973). ⁶ L. Allen, G. Peters, Phys. Rev. A, v. 8, 2031 (1973). ⁷ О. В. Богданкевич, С. А. Дарзнев и др., Квантовая электроника, т. 2, 1757 (1975). ⁸ Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия, т. 39, 724 (1975). ⁹ U. Ganiel et al., IEEE J. Quant. Electron., v. 7, 881 (1975). ¹⁰ L. Casperson, J. Appl. Phys., v. 48, 256 (1977). ¹¹ Л. М. Биберман, ЖЭТФ, т. 17, 416 (1947). ¹² И. А. Андропова, И. Л. Берштейн, В. А. Рогачев, ЖЭТФ, т. 53, 1233 (1967).