

УДК 621.378.525

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЯ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С АКТИВНОЙ СРЕДОЙ ГАЗОВЫХ ОКУ С БОЛЬШИМ УСИЛЕНИЕМ

С. М. Кóзел, Е. П. Кузнецов

На основе полуклассического метода записана система нелинейных интегральных уравнений, описывающая распределение параметров газовых ОКУ с учетом взаимодействия спонтанного излучения с активной средой. Показано, что в ОКУ с большим усилением спонтанное излучение определяет амплитудно-частотные и нелинейные характеристики. Для случая ОКУ на смеси He-Ne ($\lambda = 3,39$ мкм) проведено численное решение уравнений на ЭВМ. Получены распределения контура показателя усиления по длине усилителя при различных режимах работы ОКУ. Показано, что в длинных усилителях вследствие насыщения перехода спонтанным излучением происходит существенное (на несколько порядков) уменьшение общего коэффициента усиления.

Газовые оптические квантовые усилители (ОКУ) бегущей волны на некоторых переходах (3,39 мкм на смеси He-Ne, 3,51 мкм на смеси He-Xe) обладают столь высоким усилением ($\sim 10^4 - 10^5$), что, как правило, работают в режиме сверхизлучения [1]. Спонтанное излучение в таких усилителях оказывает существенное влияние на работу усилителя в целом, определяя не только шумовые, но и амплитудно-частотные и нелинейные характеристики ОКУ.

Такая аномально высокая роль спонтанного излучения в ОКУ с большим усилением, не принимавшаяся ранее во внимание, объясняется нелинейным взаимодействием с активной средой: усиленное спонтанное излучение может достигнуть в некоторых точках усилителя такой величины, что начинает заметно проявляться насыщение перехода. Это приводит к неравномерному распределению плотности инверсной населенности и показателя усиления вдоль кюветы ОКУ, а следовательно, к изменению (уменьшению) общего коэффициента усиления и искажению частотной характеристики. Анализ этих явлений на основе полуклассического метода и посвящена настоящая статья. Приводятся результаты численного решения задачи на ЭВМ для оптических квантовых усилителей на смеси He-Ne (3,39 мкм).

1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩАЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО УСИЛИТЕЛЯ

Поле спонтанного излучения в некоторой точке ОКУ обусловлено наложением большого числа некогерентных полей отдельных атомов, усиленных при распространении в активной среде. При описании такого поля необходимо принять во внимание многократные отражения от стенок кюветы. Волновой фронт поля спонтанного излучения, таким образом, весьма сложен, и его точный расчет оказывается затруднительным. Мы будем пользоваться упрощенной моделью, в которой поле спонтанного излучения рассматривается как набор некоррелированных плоских волн, распространяющихся вдоль оси ОКУ. Для учета угловой расходимости поля и многократных отражений от стенок будет введен эффек-

тивный фактор затухания. Если в некоторой точке x_1 испускается в единицу телесного угла оптическая мощность I_0 , то через поперечное сечение кюветы ОКУ в точке x_2 пройдет мощность $I_0 f(|x_2 - x_1|)$ (без учета усиления в активной среде). Можно показать [2], что функция $f(|x_2 - x_1|)$ при $|x_2 - x_1| > d$, где d — диаметр кюветы, хорошо аппроксимируется зависимостью $\alpha |x_2 - x_1|^{-1}$ (α — коэффициент, определяемый материалом кюветы и ее геометрией).

В этих предположениях интенсивность поля спонтанного излучения в отсутствие внешнего сигнала определяется соотношениями:

$$\vec{I}(x, \omega) = \frac{1}{2} \int_0^x I_0(x_1, \omega) f(|x - x_1|) \exp\left(\int_{x_1}^x g(x', \omega) dx'\right) dx_1; \quad (1)$$

$$\vec{I}(x, \omega) = \frac{1}{2} \int_x^L I_0(x_1, \omega) f(|x - x_1|) \exp\left(\int_x^{x_1} g(x', \omega) dx'\right) dx_1. \quad (2)$$

Здесь $\vec{I}(x, \omega)$, $\vec{I}(x, \omega)$ — интенсивность спонтанного излучения в точке x на частоте ω , распространяющегося в положительном и отрицательном направлении оси x соответственно; $I_0(x, \omega)$ — интенсивность спонтанного излучения, испущенного в точке x на частоте ω ; $g(x, \omega)$ — показатель усиления активной среды; L — длина ОКУ.

Если через усилитель проходит монохроматическая волна частоты ω_s , представляющая собой внешний сигнал, то ее интенсивность определяется выражением

$$\vec{J}(x, \omega_s) = \vec{J}(0, \omega_s) \exp\left(\int_0^x g(x', \omega_s) dx'\right). \quad (3)$$

Для определенности мы считаем, что внешний сигнал распространяется в положительном направлении оси ОКУ.

Входящий в выражения (1) — (3) энергетический показатель усиления $g(x, \omega)$ сложным образом зависит от интенсивности спонтанного излучения $\vec{I}(x, \omega)$ и $\vec{I}(x, \omega)$ и интенсивности сигнала $\vec{J}(x, \omega_s)$. Эта зависимость может быть найдена с помощью полуклассического метода с использованием формализма матрицы плотности [3, 4].

Если представить поле спонтанного излучения в виде набора плоских волн, имеющих некоррелированные фазы, то, используя методику, развитую в [4], можно получить для плотности инверсной населенности $N(x, \nu)$, плотности населенности верхнего уровня $\rho_{aa}(x, \nu)$ и показателя усиления $g(x, \omega)$ следующие выражения:

$$N(x, \nu) = N_0 W(\nu) \left\{ 1 + \frac{\vec{J}(x, \omega_s)}{I_0} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega_s + k\nu)^2} + \right. \\ \left. + \frac{\gamma^2}{I_0} \int_0^\infty \left[\frac{\vec{I}(x, \omega)}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega + k\nu)^2} + \frac{\vec{I}(x, \omega)}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega - k\nu)^2} \right] d\omega \right\}^{-1}; \quad (4)$$

$$\rho_{aa}(x, \nu) = \frac{\lambda_a}{\gamma_a} W(\nu) - N(x, \nu) \left\{ \frac{\vec{J}(x, \omega_s)}{I_0} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega_s + k\nu)^2} + \right. \\ \left. + \frac{\gamma\gamma_b}{2I_0} \int_0^\infty \left[\frac{\vec{I}(x, \omega)}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega + k\nu)^2} + \frac{\vec{I}(x, \omega)}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega - k\nu)^2} \right] d\omega \right\}; \quad (5)$$

$$g(x, \omega) = \frac{\omega_0 P_0^2 \gamma}{3\epsilon_0 c \hbar} \int \frac{N(x, \nu) d\nu}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega + k\nu)^2}, \quad (6)$$

где $N_0 = \frac{\lambda_a}{\gamma_a} - \frac{\lambda_b}{\gamma_b}$; $\lambda_{a,b}$ — скорости накачки; $\gamma_{a,b}$ — обратные времена жизни соответственно верхнего и нижнего уровней; $W(\nu)$ — функция распределения атомов по скоростям; $\gamma = (1/2)(\gamma_a + \gamma_b)$; $1/l_0$ — параметр нелинейности; k — волновое число; P_0 — матричный элемент электрического дипольного момента по состояниям a и b ; ω_0 — центральная частота линии перехода.

Выражения (4) и (5) отличаются от известных в литературе (см., например, [4]) выражений для $N(x, \nu)$ и $\rho_{aa}(x, \nu)$ тем, что в них учтено нелинейное взаимодействие поля спонтанного излучения с активной средой ОКУ.

Уравнения (1) — (6) необходимо дополнить соотношением связи между интенсивностью спонтанного излучения $I_0(x, \omega)$, испущенного атомами в точке x на частоте ω , и плотностью населенности верхнего уровня $\rho_{aa}(x, \nu)$. Как известно, спонтанную эмиссию атомов нельзя описать с помощью полуклассического метода. Мы воспользуемся здесь упрощенной моделью, предполагающей, что атомы элементарного объема испускают спонтанное излучение равновероятно по всем направлениям, акты испускания спонтанного излучения отдельными атомами некоррелированы, а вероятность спонтанного излучения для отдельного атома не зависит от поля в данной точке. В этом случае контур излучения будет описываться выражением [5]

$$I_0(x, \omega) = \hbar \omega A \frac{\gamma}{\pi} \int \frac{\rho_{aa}(x, \nu) d\nu}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega + (\nu/c) \omega_0)^2}, \quad (7)$$

где A — коэффициент Эйнштейна спонтанного излучения.

Выражения (1) — (7) образуют замкнутую систему нелинейных интегральных уравнений, описывающую распределение параметров оптического квантового усилителя при учете нелинейного взаимодействия поля спонтанного излучения с активной средой ОКУ.

Систему (1) — (7) не удастся решить в общем виде, однако ее уравнения допускают качественную физическую интерпретацию. В частности, ясно, что эффект насыщения перехода спонтанным излучением будет наиболее заметен на концах усилителя. Качественный анализ уравнений показывает также, что традиционное определение линейного режима работы ОКУ, т. е. такого режима, когда

$$\frac{\vec{J}(x, \omega_s)}{I_0} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega_s + k\nu)^2} \ll 1, \quad (8)$$

для усилителей с большим коэффициентом усиления является недостаточным.

Действительно, ОКУ может оставаться линейным по внешнему сигналу и в случае невыполнения условия (8). Это условие должно быть дополнено условием малости внешнего сигнала по сравнению с усиленным спонтанным излучением в каждой точке усилителя:

$$\frac{\vec{J}(x, \omega_s)}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega_s + k\nu)^2} \ll \int_0^\infty \left[\frac{\vec{I}(x, \omega)}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega + k\nu)^2} + \frac{\vec{I}(x, \omega)}{\gamma^2 + (\omega_0 - \omega - k\nu)^2} \right] d\omega. \quad (9)$$

Поскольку правая часть (9) не остается постоянной по длине ОКУ, проблема не может быть сведена к простому переопределению параметра нелинейности. Получаемые из эксперимента (например, по кривой зависимости коэффициента усиления ОКУ от величины входного сигнала) значения параметра насыщения по этой причине, вообще говоря, оказываются заниженными.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ДЛЯ ОКУ НА СМЕСИ He-Ne (3,39 мкм)

Система уравнений (1)—(7) в предельных случаях однородного ($\gamma \gg ki$) и чисто неоднородного ($\gamma \ll ki$) уширения линии существенно упрощается и может быть решена аналитически. Случай $\gamma \ll ki$ реализуется в чистом Хе, а случай $\gamma \gg ki$ в смеси He-Xe (переход 3,51 мкм).

Мы приведем здесь результаты численного решения задачи с помощью ЭВМ для усилителей на смеси He-Ne (3,39 мкм). В этом случае доплеровская ширина линии по литературным данным порядка 300 МГц, величина однородного уширения ~ 100 МГц [6]. Расчеты проведены для оптических квантовых усилителей, имеющих кюветы с внутренним диаметром 2,5 мм. Кюветы с таким диаметром широко используются на практике, поскольку ОКУ имеет при этом достаточно высокий показатель усиления; кроме того, внешнее излучение еще достаточно просто заводить в усилитель. Выбор длин усилителя, для которых приведен расчет (17,5; 35; 70 и 140 см), определялся желанием проследить за изменениями эффекта нелинейного взаимодействия спонтанного излучения с активной средой при изменениях длины ОКУ.

В дальнейшем мы будем называть идеальным такой оптический квантовый усилитель, в котором пренебрежимо малы эффекты спонтанного излучения.

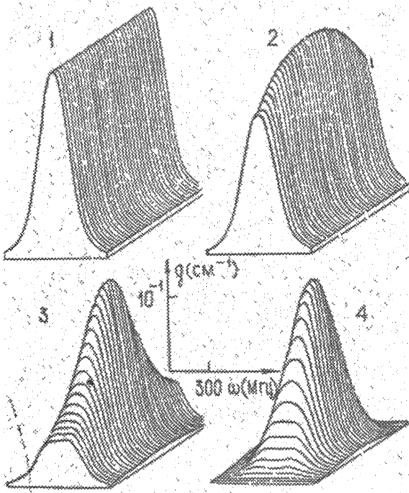


Рис. 1. Распределение контура показателя усиления по длине ОКУ.

1 — Длина усилителя 17,5 см; 2 — 35 см; 3 — 70 см; 4 — 140 см.

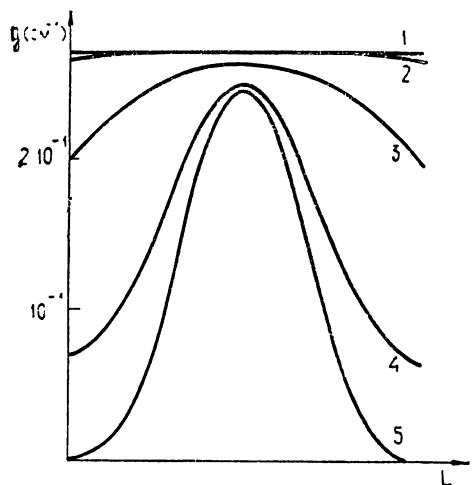


Рис. 2. Распределение показателя усиления на центральной частоте линии перехода по длине усилителя.

1 — Идеальный усилитель; 2 — ОКУ длиной 17,5 см; 3 — 35 см; 4 — 70 см; 5 — 140 см.

На рис. 1 представлены рельефы функции $g(x, \omega)$ для указанных выше усилителей в отсутствие внешнего сигнала, а на рис. 2 — распределение показателя усиления на центральной частоте линии перехода

$g(x, \omega_0)$ по длине усилителя. Отчетливо видно, что оптический квантовый усилитель длиной 17,5 см практически не отличается от идеального (в указанном выше смысле). В ОКУ длиной 35 см эффекты спонтанного излучения уже достаточно сильны и приводят к заметному уменьшению показателя усиления на концах кюветы. Для ОКУ с длиной кюветы 70 см нелинейное взаимодействие поля спонтанного излучения с активной средой приводит к тому, что на центральной частоте перехода показатель усиления на концах трубки становится примерно в 4 раза меньше показателя усиления в ее середине. Кроме того, контур показателя усиления на концах трубки примерно на 1/3 шире контура в середине кюветы (рис. 1 (3), 2 (4)).

Чрезвычайно сильны эффекты спонтанного излучения в ОКУ длиной 140 см. Усиленное спонтанное излучение вызывает практически полное насыщение на концах трубки. Показатель усиления на концах трубки почти на три порядка меньше показателя усиления в середине ОКУ, а его частотная характеристика на концах кюветы примерно вдвое шире, чем в середине. Следствием этих эффектов является существенное уменьшение коэффициентов усиления, а также изменение его частотной характеристики. В табл. 1 приведены для сравнения коэффициенты усиления идеальных ОКУ (т. е. таких ОКУ, в которых не учитываются эффекты спонтанного излучения) и коэффициенты усиления реальных оптических квантовых усилителей (т. е. таких ОКУ, при расчете которых эти эффекты были приняты во внимание).

При усилении внешнего излучения происходит изменение распределения параметров ОКУ, установившегося в отсутствие внешнего сигнала. На рис. 3 приведены рельефы функции $g(x, \omega)$ для оптического квантового усилителя длиной 70 см при усилении монохроматического излучения частоты ω_0 различной интенсивности. Отчетливо видно, что с увели-

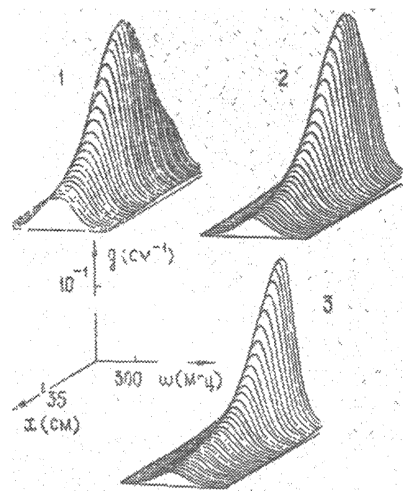


Рис. 3. Распределение контура показателя усиления по длине ОКУ при усилении внешнего монохроматического сигнала.

1—Интенсивность входного сигнала $8 \cdot 10^{-9}$ вт; 2— $2 \cdot 10^{-7}$ вт; 3— $4 \cdot 10^{-6}$ вт.

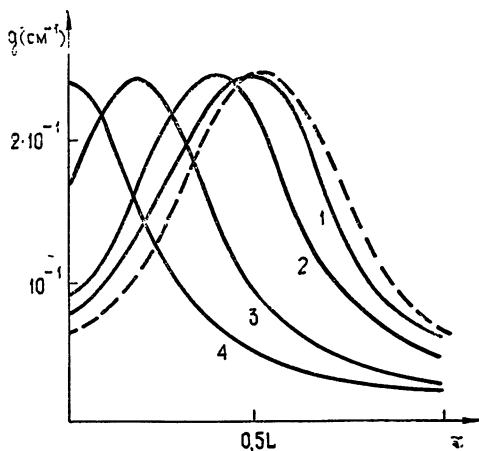


Рис. 4. Распределение показателя усиления на центральной частоте линии перехода при усилении внешнего монохроматического сигнала.

1—Интенсивность входного сигнала $2 \cdot 10^{-10}$ вт; 2— $8 \cdot 10^{-9}$ вт; 3— $2 \cdot 10^{-7}$ вт; 4— $4 \cdot 10^{-6}$ вт. Штриховой кривой показан ход показателя усиления в отсутствие внешнего сигнала.

Таблица 1

Длина ОКУ (см)	17,5	35	70	140
Коэффициент усиления. Идеальный ОКУ G_i (дб)	20,25	40,5	81	162
Коэффициент усиления. Реальный ОКУ G_r (дб)	19,8	36	48,6	65
$G_i - G_r$ (дб)	0,45	4,5	32,4	97

чением входного сигнала происходит сдвиг максимума распределения $g(x, \omega)$ к входному концу оптического квантового усилителя. Качественная сторона вопроса имеет достаточно простое физическое объяснение: внешнее излучение, усиливаясь в ОКУ, вызывает более заметные эффекты насыщения на выходном конце усилителя, что приводит к соответствующему перераспределению поля спонтанного излучения и, как следствие, к сдвигу максимума распределения показателя усиления к входному концу кюветы оптического квантового усилителя.

На рис. 4 показано изменение показателя усиления на центральной частоте перехода по длине усилителя при усилении внешних сигналов различной интенсивности. Отчетливо просматривается следующая особенность этого распределения: распределение показателя усиления, установившееся в ОКУ в отсутствие внешнего излучения, при усилении внешнего сигнала, не изменяя значения в максимуме и почти не изменяя формы, как целое сдвигается в входному концу усилителя. До получения хотя бы приближенного аналитического решения системы (1) — (7) или накопления большого числа численных результатов было бы поспешным считать такое поведение распределения показателя усиления общей закономерностью. Однако учет такого поведения распределения при усилении внешнего сигнала может существенным образом упростить расчеты оптических квантовых усилителей.

Приведенные результаты показывают, что влияние поля собственного спонтанного излучения активной среды необходимо учитывать при работе с высокоусиливающими оптическими квантовыми усилителями (с коэффициентами усиления $\sim 10^3$ и более). Пренебрежение этими эффектами может привести к существенным погрешностям при расчетах характеристик ОКУ и большим ошибкам при протравке экспериментальных результатов.

В заключение следует отметить, что явление нелинейного взаимодействия поля спонтанного излучения с активной средой должно проявляться не только в ОКУ бегущей волны с большим усилением, но и в регенеративных усилителях.

Мы благодарны А. С. Горинову за помощь при работе на ЭВМ и И. П. Мазанько и А. В. Шелагину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. R. Carver, Appl. Opt., 5, 1090 (1965).
2. И. П. Мазанько, М. В. Свиридов, Оптика и спектроскопия (в печати).
3. W. E. Lamb, Phys. Rev., 134, 1429, (1964).
4. D. H. Close, Phys. Rev., 153, 360 (1967).
5. И. И. Собельман, Введение в теорию атомных спектров, Физматгиз, М., 1963.
6. W. R. Bennett, Appl. Phys. Lett., 5, 56 (1964).

NONLINEAR INTERACTION OF SPONTANEOUS RADIATION FIELD WITH
ACTIVE MEDIUM OF HIGH-GAIN OPTICAL QUANTUM
AMPLIFIERS (OQA)

S. M. Kozel, E. P. Kuznetsov

On the basis of semi-classical method the system of nonlinear integral equations describing the parameter distributions of gas quantum optical amplifiers is described with taking into account the interaction of spontaneous radiation with the active medium. It is shown that in high-gain OQA the spontaneous radiation defines the amplitude-frequency and nonlinear characteristics. For the case of OQA on He-Ne mixture ($\lambda=3.39 \mu$) a numerical solution of the equations is made using the electron computer. The amplification coefficient distribution over the amplifier length is obtained at different OQA operating regimes. It is shown that in long amplifiers the total amplification coefficient is considerably (by several orders) decreased due to the transition saturation by the spontaneous radiation.
