

УДК 621.378 525

**ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВЫСОКОУСИЛИВАЮЩИХ
ГАЗОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЯХ***Л. П. Баканина, В. Е. Белонучкин, С. М. Козел, Е. П. Кузнецов,
Г. Р. Локшин*

Рассмотрена роль собственного спонтанного излучения активной среды газового ОКУ в процессе установления параметров усилителя. С помощью ЭВМ рассчитаны процессы установления для He-Ne усилителя на длине волны 3,39 мкм при внезапном включении инверсии.

Усиленное спонтанное излучение оказывает существенное влияние на энергетические, частотные и шумовые свойства оптических квантовых усилителей с большим коэффициентом усиления. Но, участвуя самым непосредственным образом в процессе создания распределения показателя усиления по длине усилителя и в формировании частотной характеристики ОКУ, усиленное спонтанное излучение может влиять и на время установления стационарного состояния оптического квантового усилителя (если такое состояние вообще возможно). Действительно, усиленное спонтанное излучение изменяет инверсную населенность активной среды ОКУ. Рассмотрим два малых элемента активной среды 1 и 2, находящихся на расстоянии Δ друг от друга. Состояние любого из элементов определяется тремя факторами: скоростью накачки, временем релаксации и интенсивностью проходящего через данный элемент среды излучения. Последнее определяется внешним сигналом, а также интенсивностью спонтанного излучения всех остальных элементов активной среды и усилением на пути от каждого из них до данного элемента. Рассмотрим в этом плане взаимное влияние упомянутых элементов 1 и 2. Предположим, что в элементе 1 возникло флуктуационное изменение какого-либо из его параметров, например, населенности верхнего уровня (для определенности предположим, что она увеличилась). Как следствие этого, увеличится интенсивность спонтанного излучения, испускаемого этим элементом. Это спонтанное излучение, усиливаясь по пути, дойдет через время $\tau = \Delta/c$ до элемента 2 и вызовет в нем изменение инверсной населенности. Следствием этого будет изменение населенности верхнего уровня рабочего перехода и изменение (уменьшение) интенсивности спонтанного излучения на рабочей частоте. Изменившееся (уменьшившееся по интенсивности) спонтанное излучение элемента 2 достигнет элемента 1 через время τ . Причем на пути Δ будет уже иное усиление. Таким образом, «отголосок» флуктуации, возникшей в элементе 1, вернется к нему от элемента 2 через время 2τ и окажет свое влияние на параметры этого (1) элемента. Очевидно, этот процесс с более или менее большим затуханием будет повторяться многократно. Аналогичная взаимосвязь установится и со всеми другими элементами активной среды. Таким образом, через посредство УСИ возникает обратная связь между отдельными участками ОКУ. Глубина, знак и запаздывание этой обратной связи определяется как параметрами активной среды, так и геометрией ОКУ. Эта обратная связь, скорее всего,

нестационарна, и это должно проявиться в модуляции усилительных и излучательных свойств ОКУ.

Данная работа посвящена выявлению характера переходных процессов в высокоусиливающих газовых оптических квантовых усилителях, обусловленных усиленным спонтанным излучением. Существенно распределенный (несосредоточенный) характер ожидаемых обратных связей значительно усложняет соответствующие расчеты. Поэтому мы ограничились достаточно простой моделью активной среды ОКУ и простейшими возмущениями ее параметров. Везде в дальнейшем мы предполагаем, что спектральная линия рабочего перехода активной среды уширена однородно. Населенность верхнего и нижнего уровней рабочего перехода будем описывать следующими соотношениями:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_2 - \left(B\rho(t) + \frac{1}{\tau_2} \right) N_2 + B\rho(t) N_1; \quad (1)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 + B\rho(t) N_2 - \left(B\rho(t) + \frac{1}{\tau_1} \right) N_1. \quad (2)$$

Здесь $N_{2,1}$ — населенность верхнего и нижнего уровней соответственно, $\lambda_{2,1}$ — скорости накачки на верхний и нижний уровни, B — коэффициент Эйнштейна стимулированного излучения, $\rho(t)$ — плотность проходящего излучения, $\tau_{2,1}$ — времена жизни верхнего и нижнего уровней, обусловленные переходами на все нижележащие уровни и другими механизмами релаксации. Мы предположим, что времена жизни верхнего и нижнего уровней рабочего перехода равны

$$\tau_2^a = \tau_1 = \tau_0. \quad (3)$$

Это не слишком грубое приближение существенно упростит решение системы. Тогда (1) и (2) сводятся к

$$y' = \lambda - f(t)y, \quad (4)$$

где $y = N_2 - N_1$, $\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, $f(t) = 2B\rho(t) + \frac{1}{\tau}$. Решение этого уравнения при начальных условиях

$$y(0) = N_2(0) - N_1(0) \quad (5)$$

есть

$$y(t) = y(0) e^{-F} + \lambda e^{-F} \int_0^t e^{F(t')} dt', \quad (6)$$

где

$$F(t) = \int_0^t f(t') dt'. \quad (7)$$

Показатель усиления активной среды пропорционален разности населенностей верхнего и нижнего уровней перехода, т. е. $g = \delta y$.

Если теперь предположить, что в начальный момент времени интенсивность проходящего излучения была равна нулю, то мы можем написать:

$$g(t) = g_0 e^{-F} + \delta \lambda e^{-F} \int_0^t e^F dt, \quad (8)$$

где $g_0 = \delta y_0$ — показатель усиления в отсутствие проходящего излучения. Согласно (7),

$$F(t) = \frac{1}{\tau} \int_0^t (1 + 2B\rho(t')\tau) dt' = \frac{1}{\tau} \int_0^t (1 + \beta\rho(t')) dt', \quad (9)$$

где $\beta = 2B\tau$ — параметр нелинейности.

Как мы определили, $y_0 = N_2^0 - N_1^0$. Но для высокоусиливающих ОКУ должно быть $N_2^0 \gg N_1^0$, что при сделанном нами предположении (3) приводит к $\lambda_2 \gg \lambda_1$, $\lambda \approx \lambda_2$. Но тогда

$$y_0 = \tau\lambda \quad (10)$$

и (8) переходит в

$$g(t) = g_0 e^{-F} + g_0 e^{-F} \frac{1}{\tau} \int_0^t e^{F(t')} dt'. \quad (11)$$

(В принципе возможна ситуация, когда $N_2 \sim N_1$, а $N_2 - N_1 \gg 0$ за счет большого абсолютного значения N_2 и N_1 . Но, как нетрудно убедиться, в этом случае интенсивность источников спонтанного излучения практически не зависит от насыщения рабочего перехода, и поэтому эта ситуация не представляет интереса в данной работе. Кроме того, этот случай редко встречается в газовых ОКУ.)

Для расчета интенсивности источников спонтанного излучения нам необходимо знать зависимость населенности верхнего уровня рабочего перехода от времени. Чтобы получить в рамках нашей модели эту зависимость, вернемся к (1) и (2). Аналогично (4) получим

$$z' = \alpha + z/\tau, \quad (12)$$

где $z = N_2 + N_1$, $\alpha = \lambda_2 + \lambda_1$.

При сделанных предположениях легко получается решение $z(t) = z_0$. Как нетрудно видеть, $N_2 = \frac{1}{2}(y + z)$, что при $N_2^0 \gg N_1^0$ приводит к

$$N_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{\delta} + \frac{g_0}{\delta} \right), \quad (13)$$

или

$$N_2 = \frac{g_0}{2\delta} \left(1 + e^{-F} + \frac{1}{\tau} e^{-F} \int_0^t e^{F(t')} dt' \right). \quad (14)$$

Теперь для усилителя, на который не подается внешний сигнал, мы можем написать:

$$\vec{I}(x, t) = \int_0^x i \left(x', t - \frac{x - x'}{c} \right) G(x, x', t) \varphi(x - x') dx'; \quad (15.1)$$

$$\vec{I}(x, t) = \int_L^x i \left(x', t - \frac{x' - x}{c} \right) G(x, x', t) \varphi(x' - x) dx'; \quad (15.2)$$

$$G(x, x', t) = \exp \left[\int_x^{x'} g \left(x'', t - \frac{x'' - x'}{c} \right) dx'' \right]; \quad (15.3)$$

$$g(x, t) = g_0(x) \left[e^{-F} + \frac{1}{\tau} e^{-F} \int_0^t e^{F(t')} dt' \right]; \quad (15.4)$$

$$F(x, t) = \int_0^t f(x, t') dt'; \quad (15.5)$$

$$f(x, t) = \frac{1}{\tau} [1 + \beta[\vec{I}(x, t) + \bar{I}(x, t)]]; \quad (15.6)$$

$$G(t) = \exp \left[\int_0^L g \left(x', t - \frac{L - x'}{c} \right) dx' \right]; \quad (15.7)$$

$$i(x, t) = AN_2(x, t) = \frac{Ag_0}{2\delta} \left(1 + e^{-F} + \frac{1}{\tau} e^{-F} \int_0^t e^{F(t')} dt' \right). \quad (15.8)$$

Здесь $\vec{I}(x, t)$ — интенсивность излучения, проходящего в момент времени t через поперечное сечение ОКУ в точке x слева направо, $\bar{I}(x, t)$ — то же справа налево, $i(x, t)$ — интенсивность спонтанного излучения, испускаемого слоем активной среды толщины dx , находящимся в точке x в момент времени t , $\varphi(x - x')$ — фактор, описывающий каналирование спонтанного излучения, испущенного в точке x и пришедшего в точку x' , $G(t)$ — коэффициент усиления оптического квантового усилителя для излучения, покидающего ОКУ в момент времени t , A — коэффициент Эйнштейна спонтанного перехода между рабочими уровнями ОКУ, $G(x, x', t)$ — «частичный» коэффициент усиления излучения на пути от x до x' , причем излучение пересекает поперечное сечение усилителя в точке x' в момент времени t .

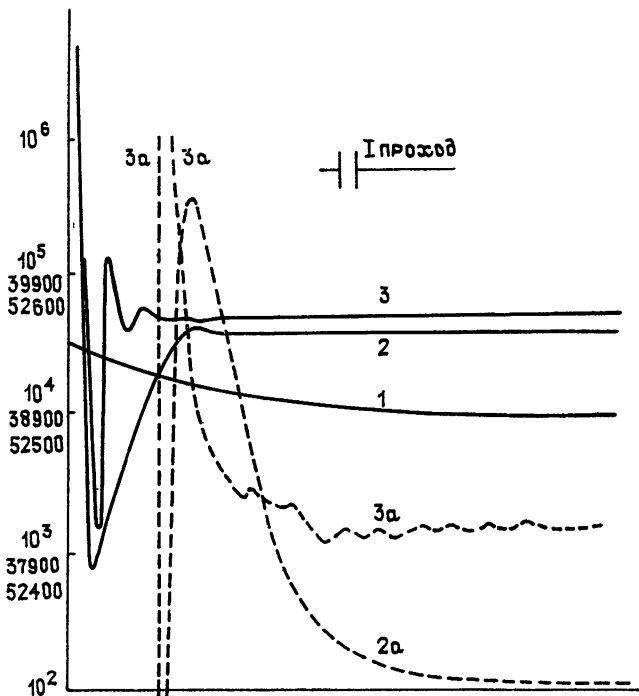


Рис. 1.

Система уравнений (15) была рассчитана на ЭВМ. Исследовались кюветы с внутренним диаметром 2 мм. В таких кюветах на переходе 3,39 мкм смеси гелий—неон ненасыщенный показатель усиления составляет 0,2—0,3 см⁻¹, параметр насыщения — 0,5—1 см²/мВт, плотность инверсной населенности — 10⁹ см⁻³ [1], время жизни верхнего уровня — 3·10⁻⁸ с [2], вероятность спонтанного перехода на рабочей частоте — 0,24 от обратного времени жизни [3, 4], фактор $\varphi(x-x')$ равен $|x-x'|^{-1}$ [5, 6].

Рассматривалась модель, в которой в момент времени $t=0$ «включалась» одинаковая по всей длине плотность инверсной населенности; до этого уровни заселены не были. После мгновенного включения равномерной инверсии естественным образом заработали механизмы накачки и релаксации.

На рис. 1 представлены результаты численного расчета зависимости коэффициента усиления ОКУ от времени для трех усилителей: длиной 40 (кривая 1), 80 (кривая 2) и 200 см (кривая 3). Линейные участки кривых 2 и 3 показаны более подробно в линейном масштабе (кривые 2а и 3а соответственно). Масштаб для кривой 2а по оси ординат определяется вторым числом у рисок этой оси, для кривой 3а — третьим).

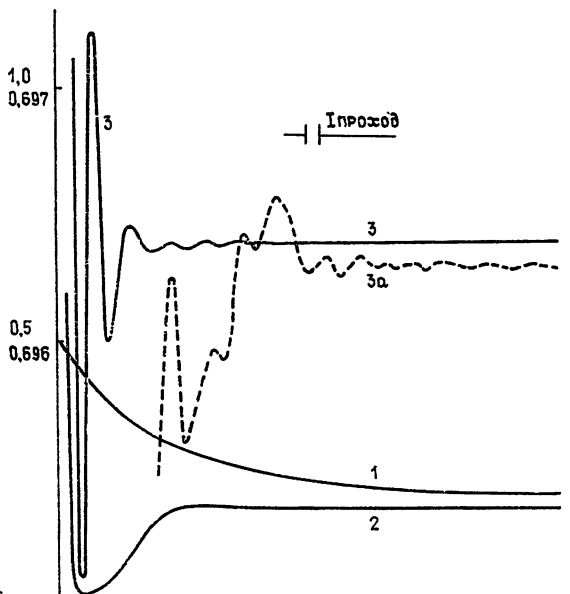


Рис. 2.

Рис. 2 иллюстрирует изменение во времени спонтанного излучения с торца ОКУ. Здесь более подробно представлена часть зависимости интенсивности излучения для ОКУ длиной 200 см (вторые числа у рисок масштаба по оси ординат). Для кривой 1, соответствующей ОКУ с длиной трубки 40 см, масштаб по оси ординат увеличен в 10 раз.

И, наконец, на рис. 3 представлены распределения показателя усиления активной среды ОКУ (показана половина симметричного относительно середины распределения) по длине усилителя. Как и прежде, рассчитывались усилители длиной 40 (кривые 1), 80 (кривые 2) и 200 см (кривые 3). Вторые числа у кривых показывают число проходов, после которого образовалось данное распределение.

Кривые на рис. 1 и 2 имеют временным масштабom (по оси абсцисс) число проходов излучения по длине ОКУ. Длительность одного прохода равна, очевидно, $t_n = L/c$, где L — длина ОКУ.

Как показывают приведенные результаты, время установления стационарного состояния в самонасыщенных ОКУ определяется не только временем релаксации уровней рабочего перехода, но и временем установления стационарной обратной связи, обусловленной спонтанным излучением. Причем эти процессы установления могут внести свой вклад в мультипликативный шум усиленного сигнала — из-за флуктуаций коэффициента усиления (рис. 1), а также и в аддитивный шум — из-за флуктуаций собственного излучения ОКУ (рис. 2). Выбор искусственной ситуации мгновенного включения инверсной населенности позволил упростить процесс вычислений. С другой стороны, эта ситуация весьма близка по своей сути, например, к процессу релаксации ОКУ после прохождения через него интенсивного насыщающего импульса внешнего излучения и позволяет составить правильное представление о характере этих процессов и их характерных временах.

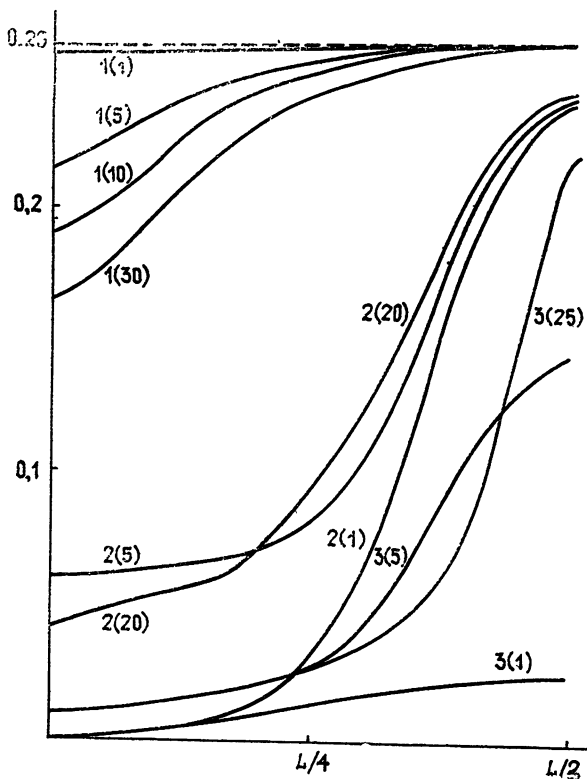


Рис. 3

Разработанную методку можно применить без особого труда для исследования реальных возмущений излучения и активной среды в реальных ОКУ.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 W L. Faust, R. A. McFarlane, J. Appl. Phys, 35, 2010 (1964).
- 2 Л. С. Василенко, В. П. Чеботарев, ЖПС, 47, 5388 (1967).
- 3 L. A. Weaver, R. J. Freiberg, J. Appl. Phys, 37, 1528 (1966).
- 4 H. Nagai, I. Taniguchi, K. Tomiyama, Jap. J. Appl. Phys., 9, 109 (1970).

5. И. П. Мазанько, М. В. Свиридов, Оптика и спектрография, 33, 314 (1972).
 6 С. М. Козел, Е. П. Кузнецов, Изв. вузов—Радиофизика, 15, № 10, 1486 (1972).

Московский физико-технический
институт

Поступила в редакцию
14 марта 1979 г.

UNSTEADY-STATE PROCESSES IN HIGH-AMPLIFYING GAS LASER AMPLIFIER

L. P. Bakanina, V. E. Belonuchkin, S. M. Kozel, E. P. Kuznetsov, G. R. Lokshin

The role of inherent spontaneous radiation of active medium of a gas laser amplifier is considered in the process of laser amplifier parameter steading. The processes of steading are computed for He-Ne laser at 3.30 μm wavelength at the sudden switching of inversion.

И Н Ф О Р М А Ц И Я

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XIX, № 5, 1979 года

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Ю. А. Кравцов, М. В. Тинин, Ю. Н. Черкашин. О возможных механизмах возбуждения ионосферных волновых каналов (обзор)

Н. Д. Борисов, И. И. Варшавский. Переходные процессы в ионосферной плазме, возникающие в поле мощной стоячей радиоволны

Изучаются переходные процессы, связанные с образованием искусственных неоднородностей в ионосфере под влиянием теплового и стрикционного механизмов в поле мощной стоячей волны. Получены оценки для возмущения плотности плазмы и соответствующего времени установления на различных высотах ионосферы.

И. Г. Болдовская, И. П. Стаханов. Доплеровское смещение частоты радиосигнала в среде с малой горизонтальной неоднородностью.

Получено выражение для доплеровского смещения частоты радиосигнала в среде, в которой продольный градиент показателя преломления значительно меньше вертикального. Общие формулы сведены к интегралам вдоль траектории луча в горизонтально-однородной ионосфере. В качестве иллюстрации рассмотрен линейный ионосферный слой с переменным вертикальным градиентом концентрации и изменяющейся высотой нижней границы ионосферы.

Г. С. Бочкарев, В. Ю. Ким, Л. А. Лобачевский, Б. Е. Лянной, В. В. Мигулин, О. С. Сергеенко, Ю. Н. Черкашин. Взаимодействие декаметровых радиоволн на частотах, близких к МПЧ F_2 , при наклонном распространении

Приведены результаты экспериментальных исследований взаимодействия декаметровых радиоволн разной мощности на близких частотах при наклонном распространении. Выявлен эффект нелинейного воздействия мощной волны на слабую при наклонном распространении.

Л. А. Лобачевский, Х. Б. Суарес, И. А. Тушенцова, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина. Анализ условий распространения декаметровых радиоволн на протяженной трассе адиабатическим методом на фиксированной частоте II

Дана методика расчета углов захвата и спуска, минимального и максимального поглощений, количества модов и других параметров каналов связи протяженной трассы (КСТ). Приводятся и обсуждаются рассчитанные для скачковых каналов F (КСТ_F^c) и E (КСТ_E^c) зависимости параметров распространения на частоте $f = 10 \text{ МГц}$ для трассы Николаев — Гавана от освещенности на трассе и отношения рабочей частоты к МПЧ- F . Оценена точность расчета рассматриваемых величин.