

РАСПРЕДЕЛЕННАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ В ЛАЗЕРАХ С НЕСТАЦИОНАРНОЙ НАКАЧКОЙ; ВОЗМОЖНОСТИ БЕЗРЕЗОНАТОРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ

С. А. Ахманов, Г. А. Ляхов

Рассмотрены некоторые новые применения распределенной обратной связи (РОС), обусловленной пространственной модуляцией усиления в лазерных системах.

Исследована нестационарная РОС в газовых системах: определены времена установления колебаний и энергетический выигрыш за счет РОС.

Обсуждаются возможности использования РОС в лазерах ультрафиолетового диапазона.

1. Предметом настоящей статьи является анализ ряда новых возможностей использования распределенной обратной связи (РОС) в лазерных системах.

При наличии РОС взаимодействие встречных волн, приводящее к самовозбуждению, осуществляется за счет пространственной модуляции усиления с периодом $\sim \lambda$. Таким образом удается избавиться от зеркального резонатора, что особенно существенно для коротковолновых лазеров.

Ниже излагаются результаты развитой нами теории нестационарной РОС, которая обусловлена зависящей от времени неоднородностью усиления. Конкретные результаты связаны с анализом не рассмотренных до сих пор переходных процессов в системах с РОС и с оценкой выигрыша в выходной энергии газовых лазеров, в частности, лазеров УФ диапазона с двухфотонной оптической накачкой, за счет использования РОС.

2. Простейшим вариантом реализации РОС является использование неоднородной оптической накачки; соответствующие эксперименты были выполнены с лазерами на красителях [1, 2]. Работы самого последнего времени показали, что когерентная оптическая накачка весьма эффективна (фактически не уступает накачке электронным пучком) в газовых лазерах высокого давления ИК диапазона [3] и вакуумного ультрафиолета [4]. Естественным представляется использование РОС в таких системах; для конкретных оценок надо, однако, располагать нестационарной теорией РОС, учитывающей диффузию активных частиц.

3. Если не учитывать эффектов насыщения, уравнения лазерной среды, периодичность инверсной заселенности в которой возникает за счет интерференции скрещенных пучков когерентной оптической накачки, сводятся к системе уравнений для амплитуд встречных волн $A_{1,2}$ [5]:

$$\left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right) A_{1,2} = \alpha(t) A_{1,2} + \beta(t) A_{2,1}, \quad (1)$$

где коэффициенты усиления α и связи β – заданные функции времени.

Граничные и начальные условия для (1): $A_1(t, 0) = A_2(t, l) = A_{1,2}(0, z) = 1$ (l — длина активной среды, значения $A_{1,2}$ нормированы на среднеквадратичную амплитуду спонтанного излучения).

Методом Римана система (1) сводится к системе интегральных уравнений, решение которых в общем случае получить не удается [6]. Нам удалось исследовать эти уравнения, пользуясь естественным предположением о слабой связи: $\beta l \ll 1$. Во многих практически интересных случаях эффекты насыщения вообще не проявляются; из (1) можно определить не только инкремент и время установления, но и энергию генерируемого импульса.

Пусть включение α и β происходит при $t = 0$. Тогда для амплитуды поля на выходе $A_1(t, l) = A_2(t, 0) = E(t)$ имеем:

$$E(t) = F(t) \exp \left[v \int_0^t \alpha(x) dx \right], \quad (2)$$

$$F(t) - \frac{v}{2} \int_{t-l/v}^{t+l/v} \beta(x) F(x) dx = \exp \left[-v \int_0^{t-l/v} \alpha(x) dx \right]. \quad (3)$$

Если $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ — ступенчатые функции, из (3) следует, что до момента $t = l/v$ РОС не проявляется и $E(t) = \exp(\alpha vt)$. При $t > l/v$

$$E(t) = \exp(\alpha l) \left\{ 1 - \frac{\alpha_{\text{п}}}{\alpha} \exp[(\alpha - \alpha_{\text{п}})vt] \right\} \left[1 - \frac{\beta}{2\alpha} \exp(\alpha l) \right]^{-1}, \quad (4)$$

где пороговое усиление $\alpha_{\text{п}}$ является корнем трансцендентного уравнения

$$\exp(\alpha_{\text{п}} l) = 2\alpha_{\text{п}} / \beta. \quad (5)$$

При $\alpha < \alpha_{\text{п}}$, (4) описывает регенеративное усиление спонтанного шума. Если $t \rightarrow \infty$, $E(t) \rightarrow \exp(\alpha l) / [1 - (\beta/2\alpha) \exp(\alpha l)]$. При $\alpha > \alpha_{\text{п}}$ происходит самовозбуждение колебаний

$$E(t) = \exp[\alpha_{\text{п}} l + v(\alpha - \alpha_{\text{п}})t]. \quad (6)$$

Таким образом время установления $t_y = l/v + \Delta t$, где $\Delta t = \ln A_y / v(\alpha - \alpha_{\text{п}})$.

4. В лазерах УФ диапазона усиления относительно невелики, поэтому (3) можно использовать для расчета генерируемого импульса; для прямоугольного импульса накачки надо решить (4). Соответствующие графики приведены на рис. 1. Первоочередной интерес представляет энергетический выигрыш, связанный с использованием РОС — отношение энергии свертлюминесценции W_0 ($\beta = 0$) и энергии W_1 при наличии РОС, $\eta = W_1 / W_0$. При $\alpha = \alpha_{\text{п}}$ и длительности импульса накачки $t_{\text{н}} > l/v$, $\eta = (v t_{\text{н}} / l)^2 / 3$. При $\alpha > \alpha_{\text{п}}$

$$\eta = [2(\alpha - \alpha_{\text{п}})(v t_{\text{н}} - l)]^{-1} \exp[2(\alpha - \alpha_{\text{п}})(v t_{\text{н}} - l)]. \quad (7)$$

5. В газовой среде диффузия активных частиц приводит, вообще говоря, к тому, что решетка "смазывается". Этот процесс описывается уравнением для инверсной заселенности вида

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{N - N_0}{T_1} = D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \Theta(t) [a + b \cos(2kz)], \quad (8)$$

где D — коэффициент диффузии. Если $\Theta(t)$ — ступенчатая функция, для переменной части N имеем:

$$\tilde{N} = b \tilde{T} \cos(2kz) [1 - \exp(-t/\tilde{T})], \quad (9)$$

где $\tilde{T} = T_1 / (1 + 4Dk^2 T_1)$.

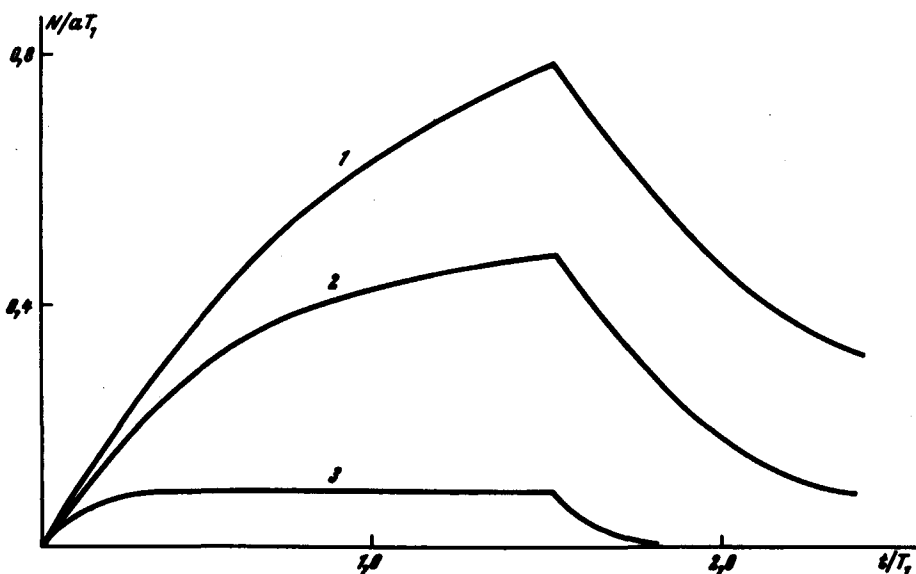


Рис. 1. Форма импульса, возбуждаемого в системе с РОС прямоугольным импульсом накачки длительности $t_H = l x_H / v$: 1 — $x_H < 1$, $\beta = 0$, 2 — $x_H < 1$, $\beta \neq 0$, 3 — $x_H > 1$, $\beta = 0$, 4 — $x_H > 1$, $a < a_{п}$, 5 — $x_H > 1$, $a > a_{п}$

Согласно (9) время установления "решетки" в среде с диффузией активных частиц $\tilde{T} \leq T_1$. Для газа при комнатной температуре и атмосферном давлении $D \sim 1 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$; при $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $T_1 \sim 10^{-8} \text{ сек}$, $\tilde{T} \sim 10^{-2} \cdot T_1$; однако в лазерах высокого давления $\tilde{T} \approx T_1 (D \sim T_1^0 \cdot 3/2 / P)$. Графики, иллюстрирующие установление и распад однородной N^0 и периодической \tilde{N} инверсий, приведены на рис. 2.

6. Применим полученные формулы к молекулярному лазеру на ксеноне с двухфотонной накачкой (суперлюминесценция в этой системе наблюдалась Харрисом и сотрудниками [4]).

Брегговские условия выполняются здесь для второй пространственной гармоник; разности заселенностей; поскольку в рассматриваем-

мом случае усиление пропорционально квадрату интенсивности накачки, интенсивная пространственная гармоника возникает и вдали от насыщения [5]. Пороговое усиление $(\alpha l)_{\text{п}} = 4$ при $\beta l = 0,1$ (так как при двухфотонной накачке $b/a = 1/3$, это соответствует $T' \approx 2 \cdot 10^{-2} \cdot T_1$; т. е. речь идет о легко выполнимых условиях). Взяв близкие к экспериментальным значения $\alpha l = 5$ и $t_{\text{н}} = 5l/v$, имеем $\eta \approx 300$. Таким образом, даже в таких сравнительно невыгодных условиях энергетический выигрыш за счет использования РОС достаточно высок. Весьма важным является и сопутствующее этому улучшению пространственной когерентности генерируемого излучения.

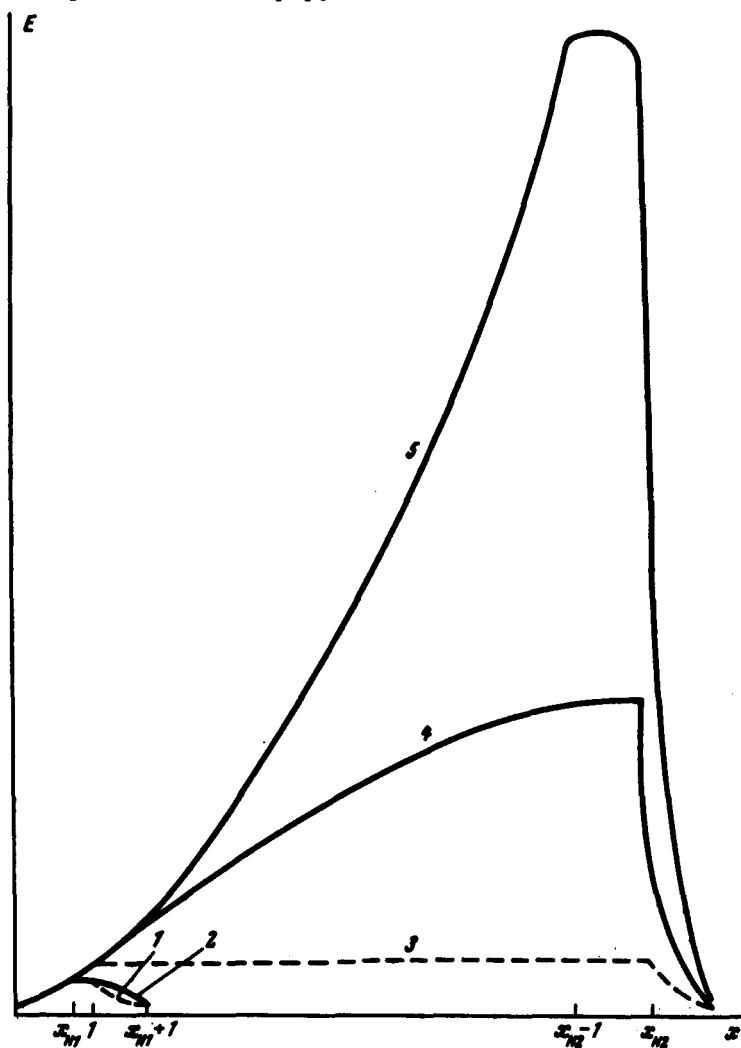


Рис. 2. Установление и распад однородной (N^0) и периодической (\tilde{N}) инверсий в газовой среде: 1 - N^0/aT_1 ; 2 - \tilde{N}/aT_1 . $2b\tilde{T} = aT_1$; 3 - \tilde{N}/aT_1 , $10b\tilde{T} = aT_1$. Длительность импульса накачки $t_{\text{н}} = 1,5T_1$

7. Использование оптической накачки согласно [3, 4] особенно перспективно в лазерах высокого давления; привлекательной особенностью последних является возможность перестройки частоты. В схеме с РОС

перестраивать частоту можно, изменяя угол между скрещенными пучками накачки [2].

8. Интерференция пучков когерентной оптической накачки – не единственная возможность осуществления РОС. В плазменных лазерах решетка может возникать за счет нелинейных эффектов в плазме, возбуждаемых лазером [7].

Взаимодействие встречных волн в усиливающих средах может стимулироваться и вспомогательной световой волной, испытывающей трех- или четырехфотонное когерентное рассеяние в активной среде.

Московский

государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
6 марта 1974 г.

Литература

- [1] H.Kogelnik, C.V.Shank. Appl. Phys. Lett., **18**, 152, 1971.
 - [2] J.E.Bjorkholm, C.V.Shank. Appl. Phys. Lett., **20**, 306, 1972.
 - [3] T.Y.Chang, O.R.Wood. Appl. Phys. Lett., **23**, 370, 1973.
 - [4] S.E.Harris, A.H.Kung, E.A.Stappaerts, J.F.Young. Appl. Phys. Lett., **23**, 232, 1973.
 - [5] С.А.Ахманов, Г.А.Ляхов . ЖЭТФ, **66**, 96, 1974.
 - [6] С.А.Сорокин. Квантовая электроника, №8, 98, 1972.
 - [7] А.В.Виноградов, Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман. Письма в ЖЭТФ, **17**, 271, 1973.
-