

пучок является сильноточным. При этом предполагается его зарядовая нейтрализация.

В случае тонкого пучка в однородном диэлектрическом волноводе появляется возможность управления механизмом усиления путем изменения места инжекции пучка аналогично методу работы [1].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кузелев М. В., Панин В. А., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. Письма в ЖТФ, 1984, 10, с. 228.

Поступила в редакцию  
16.09.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

### ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.338.32:621.373.8

#### ВЛИЯНИЕ ПЛЕНЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

В. А. Кливаденко, Г. Е. Пузыревская

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В последнее время заметно вырос интерес к вопросам влияния пленения резонансного излучения на различные характеристики газовых лазеров. При этом наиболее важной задачей для прикладной нелинейной оптики является расчет поляризации активной среды и нахождение нелинейных восприимчивостей с учетом пленения. Для решения этой и других задач развито несколько основных подходов. Диффузионный подход был обобщен в вышедшей недавно книге [1]. Квантовая теория явления развивалась в работах [2, 3, 4] и др. В ряде статей [5, 6] использовалась модель с усредненным ядром Кейлсона—Сторера. Последовательный вывод выражения для интеграла столкновений в уравнениях для функции распределения атомов активной среды газового лазера с учетом пленения был сделан в монографии [7].

В настоящей работе на основе решения системы квантовых кинетических уравнений для элементов матрицы плотности атомов рабочей среды газового лазера проводится расчет поляризации при наличии пленения. Рассмотрим, следуя [8], двухуровневую модель активной среды. Пусть «а» — верхний, «b» — нижний рабочие уровни, «о» — основное состояние. Будем считать, что пленение имеет место как с верхнего, так и с нижнего рабочих уровней. Тогда исходная система уравнений для элементов матрицы плотности при определенных допущениях, обычно используемых в теории газовых лазеров, будет иметь вид

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) \rho_a(r, v, t) &= \frac{i}{\hbar} [d_{ab}\rho_{ba} - d_{ba}\rho_{ab}] E(r, t) - \gamma'_a (\rho_a - \rho_a^{(0)}) + \tilde{\gamma}_a [\tilde{L}\rho_a - \rho_a], \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) \rho_b(r, v, t) &= - \frac{i}{\hbar} [d_{ab}\rho_{ba} - d_{ba}\rho_{ab}] E(r, t) - \gamma'_b (\rho_b - \rho_b^{(0)}) + \\ &+ \tilde{\gamma}_b [\tilde{L}\rho_b - \rho_b], \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} - i\omega_{ab} + \gamma_{ab} \right) \rho_{ab}(r, v, t) &= - \frac{i}{\hbar} [d_{ab}(\rho_b - \rho_a) E(r, t)], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$$

Здесь  $d_{ab}$ ,  $d_{ba}$  — матричные элементы дипольного момента атома ( $d_{aa} = d_{bb} = 0$ );  $\omega_{ab}$  и  $\gamma_{ab}$  — частота и релаксационная константа перехода  $a \rightarrow b$ ;  $E(r, t)$  — напряженность электрического поля;  $\gamma'_a$  и  $\gamma'_b$  — релаксационные константы рабочих уровней;  $\tilde{\gamma}_a = A_{o^a}$  и  $\tilde{\gamma}_b = A_{o^b}$  — коэффициенты Эйнштейна для переходов  $a \rightarrow o$  и  $b \rightarrow o$ ;  $\rho_a^{(0)}$  и  $\rho_b^{(0)}$  — функции, определяемые накачкой. Положим

$$\rho_\alpha^{(0)} = \rho_\alpha^{(0)} \rho(v), \quad \gamma_\alpha = \tilde{\gamma}_\alpha + \gamma'_\alpha \quad (\alpha = a, b),$$

где  $\rho(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi} u} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right)$  — распределения Максвелла с тепловой скоростью  $u$ ;  $\rho_{\alpha}^0 = \text{const}$ . Член, учитывающий пленение, имеет вид [3]

$$\widehat{L}\rho_{\alpha} = \rho(v) \int \rho_{\alpha}(v', t) dv'. \quad (2)$$

Зададим поле  $E(r, t)$  в виде одной бегущей волны с частотой  $\omega_0$ , близкой к частоте перехода  $\omega_{ab}$ . Вводя медленно меняющиеся амплитуды  $\widetilde{\rho}_{ab}$  и  $\widetilde{\rho}_{ba}$  для функций  $\rho_{ab}(r, v, t)$  и  $\rho_{ba}(r, v, t)$ , найдем выражение для амплитуды поляризации  $P(t)$ :

$$P(t) = 2n \int d_{ba} \widetilde{\rho}_{ab} dv. \quad (3)$$

Здесь  $n$  — концентрация атомов.

Находя стационарное решение системы (1) в пространственно однородном случае и в доплеровском приближении при  $\gamma_{ab} \ll k_0 u$ , где  $k_0 u$  — доплеровское уширение, подставим его в формулу (3). Вводя комплексную поляризуемость среды с помощью соотношения

$$P = (\kappa' + i\kappa'') E, \quad (4)$$

из (3) получаем выражение для действительной и мнимой частей комплексной поляризуемости соответственно:

$$\kappa' = 0, \quad (5)$$

$$\kappa'' = -\frac{d}{4i\epsilon} \frac{\sqrt{1 + aE^2}}{1 + aE^2(1 + f_{\text{пл}})}. \quad (6)$$

Здесь использованы обозначения

$$d = \frac{4\pi^2 |d_{ab}|^2 n D^0}{3\hbar \sqrt{\pi} k_0 u} \quad (D^0 = \rho_a^0 - \rho_b^0), \quad (7)$$

$$aE^2 = \frac{|d_{ab} E|^2}{3\hbar} \frac{\gamma_a + \gamma_b}{2\gamma_a \gamma_b \gamma_{ab}} \quad (8)$$

— параметр насыщения,  $f_{\text{пл}}$  — функция констант релаксации и параметров пленения  $\epsilon^{\alpha}$ :

$$\epsilon^{\alpha} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\widetilde{\gamma}_{\alpha} \gamma_{ab}}{\gamma_{\alpha} k_0 u} \exp\left(-\left[\frac{\omega_0 - \omega_{ab}}{k_0 u}\right]^2\right), \quad (9)$$

$$f_{\text{пл}} = \frac{\gamma_b \epsilon^a + \gamma_a \epsilon^b}{(\gamma_a + \gamma_b)/2}. \quad (10)$$

Формулы (5) и (6) справедливы для произвольных полей и любых соотношений между константами релаксации. В слабых полях ( $aE^2 \ll 1$ ) в выражении для  $\kappa''$  параметр насыщения можно переопределить путем замены  $\gamma_{ab}$  на  $\widetilde{\gamma}_{ab}$ :

$$\widetilde{\gamma}_{ab} = \gamma_{ab} (1 + 2f_{\text{пл}})^{-1}. \quad (11)$$

Это выражение аналогично соотношению (22) работы [2]. В сильных полях ( $aE^2 \gg 1$ ) выражение для  $\widetilde{\gamma}_{ab}$  имеет вид

$$\widetilde{\gamma}_{ab} = \gamma_{ab} (1 + f_{\text{пл}})^{-2}. \quad (12)$$

Поскольку  $\gamma_{ab}^{-1}$  есть время жизни атома в возбужденном состоянии, то физически (11) и (12) означают увеличение эффективного времени жизни за счет пленения излучения. Если в (6) положить  $f_{\text{пл}} = 0$  (т. е. пренебречь пленением), то получим известный результат (см. (3.27) в работе [8]).

Как видно из формул (9) и (10), добавка, обусловленная пленением, определяется величинами двух конкурирующих отношений  $\gamma_{ab}/k_0 u$  и  $\widetilde{\gamma}_a/\gamma_a'$ . Поскольку в газовых лазерах часто имеет место ситуация, когда  $\gamma_a \gg \gamma_a'$ , то оба этих отношения могут компенсировать друг друга. Используя экспериментальные данные для линии излучения  $2s_2 - 2p_4$  ( $\lambda = 1,15$  мкм) He—Ne-лазера, найдем, что с ростом давления  $f_{\text{пл}}$  растет от значений 0,4 и 0,3 при давлении 0,1 Тор до 0,9 и 0,5 при давлении 1 Тор (согласно работам [9] и [10] соответственно). При нулевом давлении пленение отсутствует, и  $f_{\text{пл}} = 0$ .

Таким образом, как видно из выражений (6), (11), (12), учет пленения приводит к заметному изменению этих величин. В частности, изменения для  $\chi''$  могут достигать 10—20%, а величина  $\gamma_{ab}$  может меняться в 1,5—4 раза.

В заключение отметим, что рассмотренный относительно простой метод расчета позволяет получать явные выражения для поляризационных характеристик газового лазера не только для слабых, как, например, в [2], но и для произвольных полей. Кроме того, использование модели с усредненным оператором пленения в форме (2) открывает перспективы расчета флуктуационных характеристик газовых лазеров с учетом пленения излучения.

Авторы выражают благодарность проф. Ю. Л. Климонтовичу за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. [2] Дьяконов М. И., Перель В. И. ЖЭТФ, 1964, 47, с. 1483. [3] Дьяконов М. И., Перель В. И. ЖЭТФ, 1970, 58, с. 1090. [4] Фрадкин Э. Е., Хаютин Л. М. Опт. и спектр., 1971, 30, с. 978. [5] Бирман А. Я., Савушкин А. Ф. Квант. электроника, 1978, 5, с. 502. [6] Бирман А. Я., Наумов П. Б., Савушкин А. Ф. Там же, 1980, 7, с. 338. [7] Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория электромагнитных процессов. М.: Наука, 1980. [8] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. Под ред. Ю. Л. Климонтовича. М.: Наука, 1974. [9] Тучин В. В. Флуктуации в газовых лазерах. Ч. 2. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1981, с. 39. [10] Бетеров И. М., Матюгин Ю. А., Чеботаев В. П. Опт. и спектр., 1970, 28, с. 357.

Поступила в редакцию  
04.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

УДК 621.373.826

#### ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И СУММАРНОЙ ЧАСТОТЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ, ИМПЛАНТИРОВАННОЙ ИОНАМИ ФОСФОРА: ДИАГНОСТИКА РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

М. Ф. Галаутдинов\*, С. В. Говорков, Н. И. Коротеев, И. Б. Хайбуллин\*, И. Л. Шумай.

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Нелинейно-оптические методы, в частности генерация второй гармоники (ГВГ) и суммарной частоты (ГСЧ) при отражении от поверхности нецентросимметричного полупроводника, являются эффективным средством получения структурной информации о кристаллической решетке [1, 2]. В то же время анизотропия нелинейного отклика центросимметричного кристалла приводит к зависимости интенсивности квадрупольной ГВГ от ориентации кристалла по отношению к поляризации падающего излучения [3]. Отсюда следует возможность применения ГВГ и ГСЧ для диагностики состояния кристаллической решетки центросимметричных кристаллов, каким является, в частности, кремний.

ГВГ от поверхности кремния была с успехом использована для исследования динамики лазерного отжига [4].

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования методами ГВГ и ГСЧ поверхности (111) кремния, подвергнутой частичной аморфизации путем имплантации в нее ионов фосфора  $P^{++}$  с энергией 80 кэВ. Постепенное разупорядочение кристаллической структуры, происходящее по мере увеличения дозы имплантации, приводит к изменениям в ориентационных зависимостях ВГ и СЧ, что позволяет судить о степени разупорядоченности поверхности с высоким пространственным разрешением.

2. Геометрия эксперимента аналогична представленной в работе [1]. Излучение лазера на АИГ:  $Nd^{3+}$  с принудительной синхронизацией мод, работающего в режиме повторения цугов импульсов  $\tau_{\text{дуга}}=150$  нс,  $E_{\text{дуга}}=1$  мДж) с частотой 1 кГц,

\* Казанский физико-технический институт.