

УДК 535.375.5;621.375.8

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ
НА КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ

В. М. АРУТЮНЯН, Н. Ш. БАДАНЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 4 октября 1983 г.)

Исследовано прохождение мощного монохроматического излучения через среду, состоящую из трехуровневых атомов. Показано, что при учете столкновений в рассеянной волне возникают резонансы на комбинационных частотах в первом порядке по интенсивности лазерного поля. Проведен численный анализ коэффициентов усиления в зависимости от частоты и интенсивности накачки.

При исследовании параметрического четырехфотонного смешивания в парах щелочных металлов Бломберген и др. [1, 2] обнаружили «новые резонансы». Они возникают, когда разность частот накачек $\omega_1 - \omega_2$ совпадает с тонким расщеплением дублетного состояния $nP_{1/2, 3/2}$. Было показано, что интенсивности линий «новых резонансов» не зависят от разности заселенностей состояний $nP_{1/2}$ и $nP_{3/2}$ и меняются только с изменением давления буферного газа. Гринберг [3] объяснил возникновение этих резонансов в модели «одетого атома» тем, что при учете столкновений происходит когерентное перемешивание состояний $nP_{1/2}$ и $nP_{3/2}$, в результате чего в параметрически рассеянных волнах возникают резонансы на частотах, отстоящих от накачки на Δ — частотное расстояние между уровнями $nP_{1/2}$ и $nP_{3/2}$.

Резонансно усиливаемые линии на комбинационных частотах, подобных [1, 2], наблюдались и ранее [4]. При прохождении только одной интенсивной волны накачки через пары калия были зарегистрированы линии, отстоящие от ω_{II} на Δ . Эффект этот был назван вынужденным электронным комбинационным рассеянием (ВЭКР). Существует традиционное представление о ВЭКР как о процессе, протекающем во времени последовательно: сначала идет заселение состояний $nP_{1/2}$ и $nP_{3/2}$, затем за счет разности заселенностей между ними происходит комбинационное рассеяние. Однако такое разделение процесса во времени не очевидно. Нами в настоящей работе исследован процесс ВЭКР, начинающийся с основного состояния и протекающий без предварительного заселения возбужденных состояний.

Рассмотрим среду, состоящую из трехуровневых атомов. Первый уровень соответствует основному состоянию атома $nS_{1/2}$, второй — возбужденному состоянию $n'P_{1/2}$, а третий — $n'P_{3/2}$. Через эту среду распро-

страняется интенсивное монохроматическое излучение с частотой ω_n , которая близка к частотам атомных переходов ω_{12} и ω_{13} . Для получения усиления или поглощения на частотах, отличных от частоты накачки, введем слабое затравочное немонахроматическое поле. С целью исключения параметрических процессов направим его навстречу интенсивной накачке.

Задача сводится к определению интенсивностей линий спектра затравочного излучения на выходе из среды. Амплитуды спектральных компонент слабого поля легко найти из укороченного уравнения Максвелла. Точки, входящие в правую часть уравнения, находим из системы уравнений для матрицы плотности в линейном приближении по интенсивности накачки. Решение для фурье-компоненты слабого поля имеет вид

$$e(z, \Omega) = e_0(\Omega) \exp[\beta(\Omega)z], \quad (1)$$

где Ω — текущая частота, $e_0(\Omega)$ — частотное распределение слабого поля на входе в среду.

В первом приближении по интенсивности накачки $\beta(\Omega)$ имеет четыре полюса. Два из них соответствуют поглощению на атомных частотах ω_{12} и ω_{13} , а два — рассеянию на комбинационных частотах $\Omega_{s, as} = \omega_n \mp \Delta$. Выпишем ту часть $\beta(\Omega)$, которая соответствует только ВЭКР:

$$\beta_k(\Omega) = i \frac{2\pi N \omega_n |d_{12}|^2 |d_{13}|^2 |E_n|^2}{c \hbar^3} \left\{ \frac{\beta_1}{\omega_n - \Delta - \Omega - \frac{i\gamma_{2,3}}{2}} + \frac{\beta_2}{\omega_n + \Delta - \Omega - \frac{i\gamma_{2,3}}{2}} \right\}, \quad (2)$$

$$\beta_1 = \frac{1}{\varepsilon_{13} - i \frac{\gamma_{23} - \gamma_{12}}{2}} \left\{ \frac{1}{\varepsilon_{13} - i \frac{\gamma_{23} - \gamma_{12}}{2}} - \frac{1}{\varepsilon_{13} - i \frac{\gamma_{12}}{2}} \right\}, \quad (3)$$

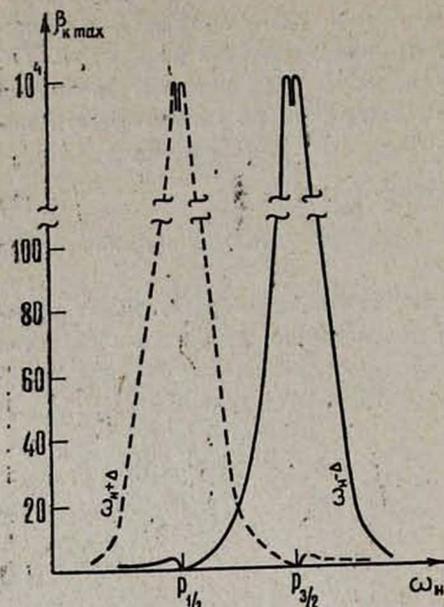
$$\beta_2 = \frac{1}{\varepsilon_{12} - i \frac{\gamma_{23} - \gamma_{13}}{2}} \left\{ \frac{1}{\varepsilon_{12} - i \frac{\gamma_{23} - \gamma_{13}}{2}} - \frac{1}{\varepsilon_{12} - i \frac{\gamma_{13}}{2}} \right\}, \quad (4)$$

где N — плотность атомов среды, d_{ik} — матричные элементы дипольного момента $i-k$ -перехода, $\varepsilon_{ik} = \omega_n - \omega_{ik}$ — отстройка резонанса, E_n — амплитуда поля накачки.

Вещественная часть $\beta_k(\Omega)$ является коэффициентом усиления или поглощения на комбинационной частоте. Прежде всего отметим, что $\text{Re } \beta_k(\Omega)$ пропорциональна фактору $\Gamma = \gamma_{23} - (\gamma_{12} + \gamma_{13})$, где γ_{23} — столкновительная ширина между возбужденными состояниями 2 и 3, γ_{12} и γ_{13} — ширины линий переходов 1—2 и 1—3. Таким образом, комбинационное рассеяние в первом приближении по интенсивности накачки имеет место, если только $\Gamma \neq 0$. Анализ выражения (2) показывает, что коэффициенты усиления вдали от резонансов одинаковы для обеих компонент ВЭКР, а вблизи резонансов имеется резкая асимметрия в усилении Ω_s и Ω_{as} , обусловленная тем, что коэффициенты усиления для них отличаются в $(\Delta/\gamma_{ik})^2$ раз.

В формулу (2) добавим члены, ответственные за линейное поглощение, учет которого приводит к порогу генерации комбинационных частот.

С ростом расстройек ε_{14} порог растет. Для получения усиления в широком диапазоне частот мощность накачки возьмем равной 25 МВт. Значения Γ_{12} , Γ_{13} , d_{12} и d_{13} посчитаны согласно [5] для паров цезия при плотности $1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Принято, что $\Gamma_{23} = 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. На рисунке представлены максимальные коэффициенты усиления на Ω_s и Ω_{as} в зави-



Зависимость максимальных коэффициентов усиления $\beta_{k \max}$ от частоты накачки ω_n для стоксовой (сплошная линия) и антистоксовой (пунктирная линия) компонент ВЭКР; $P_{1/2, 3/2}$ — дублетно расщепленное состояние атомов натрия.

симости от ω_n , которая перестраивается вблизи дублетно расщепленного состояния $n'P_{1/2, 3/2}$. Отметим еще, что для каждого значения ω_n $\text{Re} \beta_k(\Omega)$ вблизи Ω_s и Ω_{as} имеет дисперсионный вид, причем вдали от резонансов кривые симметричны, а когда ω_n близка к резонансным частотам ω_{12} и ω_{13} , дисперсионные кривые асимметричны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Prior Y. et al. Phys. Rev. Lett., 46, 111 (1981).
2. Bogdan A. R., Prior Y., Bloembergen N. Opt. Lett., 6, 82 (1981).
3. Gry nberg G. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 14, 2089 (1981).
4. Soroktn P, P. et al. Appl. Phys. Lett., 10, 44 (1967).
5. Арутюнян В. М., Адоцц Г. Г. Преприят ПЛРФ—78-01, ЕГУ, Ереван, 12 (1978).

ԲԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ե. Շ. ԲԱԴԱՆՅԱՆ, Ե. Վ. ՇԱՀԵԱԶԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է հզոր մոնոքրոմատիկ ճառագայթման անցումը միջավայրի միջով, որը բաղկացած է հոսմակարգակ առումներից: Բախումները հաշվի առնելու դեպքում առաջանում են անզոնանների կոմբինացիոն հաճախությունների վրա՝ լազերային դաշտի ինտենսիվության առաջին կարգում: Թվային հաշվաման միջոցով հետազոտված է ուժեղացման գործակցի կախումը մղման հաճախությունից և ինտենսիվությունից:

THE INFLUENCE OF COLLISIONS ON THE PROCESS OF RAMAN SCATTERING

V. M. ARUTYUNYAN, N. Sh. BADANYAN, N. V. SHAKHNAZARYAN

The passage of an intensive monochromatic radiation through a medium consisting of three-level atoms has been studied. It is shown that when account of collisions is taken, there occur resonances at Raman frequency in the first-order of the laser field intensity. The dependence of amplification factor on the pumping frequency and intensity has been analyzed numerically.