зеркала сильно зависит от толщин металлических слоев и длины волны падающего излучения: при малых (до $20 \cdot 10^{-10}$ м) толщинах металлических слоев коэффициент поглощения в средней и дальней инфракрасной области спектра может на порядки превосходить коэффициент поглощения зеркала, работающего в ближней инфракрасной области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Yacaman M. J.//Phys. Stat. Sol. (b). 1973. **56**. P. 429.

Поступила в редакцию
07.01.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 535.338.3

ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В. Б. Морозов, С. Ю. Никитин, Л. П. Платонов, В. Г. Тункин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В эксперименте по нестационарной активной спектроскопии паров таллия зарегистрирован эффект насыщения энергии антистоксова сигнала при увеличении энергии пробного импульса. Предложено объяснение эффекта на основе механизма «гашения колебаний».

Введение. В нестационарной активной спектроскопии осуществляется ударное возбуждение среды коротким лазерным импульсом и зондирование ее состояния с помощью пробного импульса, посылаемого с некоторой задержкой τ. При этом измеряется энергия антистоксова рассеяния W_a пробного импульса как функция задержки τ. Эта зависимость несет информацию о механизмах и скоростях процессов дефазировки колебаний в среде [1].

В экспериментах по нестационарной активной спектроскопии комбинационного рассеяния (нестационарной АСКР), выполненных с парами таллия, мы обнаружили новый эффект — насыщение энергии импульса антистоксова рассеяния $W_а$ при увеличении энергии пробного импульса $W_п$. Ранее в аналогичных экспериментах с молекулярными газами [2, 3] подобного эффекта замечено не было. Целью настоящей работы является выяснение физического механизма и построение простейшей количественной модели эффекта насыщения в нестационарной АСКР.

Экспериментальные данные. На рис. 1, *а* показана измеренная в парах таллия зависимость энергии импульса антистоксова рассеяния от энергии пробного импульса. Отчетливо виден эффект насыщения $W_а$ с ростом $W_п$. Антистоксово комбинационное рассеяние наблюдалось на переходе $^2P_{1/2}$—$^2P_{3/2}$ атомов таллия (частота перехода $\nu_0 = 7793$ см$^{-1}$) при фиксированной задержке τ пробного импульса относительно бигармонического импульса, возбуждающего данный переход. Длительность импульсов возбуждения и зондирования составляла 30 пс, величина задержки $\tau = 220$ пс. Длина волны пробного излучения $\lambda_п = 0{,}53$ мкм. Эксперименты, выполненные с переменной задержкой τ, показали, что формы импульсного отклика $W_а(\tau)$ в условиях насыщения антистоксова сигнала, а также без насыщения, заметно отличаются (рис. 1, *б*). Это свидетельствует о важности учета эффекта насыщения при анализе экспериментальных данных нестационарной АСКР.

Механизм насыщения. Мы полагаем, что эффект насыщения антистоксова сигнала может быть обусловлен истощением числа возбужденных атомов в процессе антистоксова рассеяния пробного импульса. Действительно, поскольку генерация антистоксова излучения происходит по схеме $\hbar\omega_п+\hbar\omega_0=\hbar\omega_а$, где $\omega_п$ — частота пробного излучения, ω_0 — частота зондируемого электронного перехода, то рождение каж-

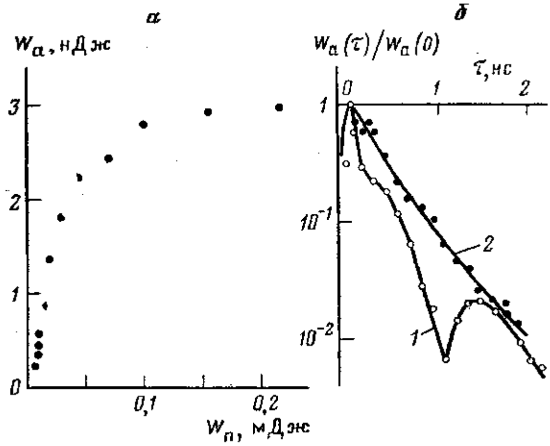

Рис. 1. Экспериментальные данные по нестационарной АСКР паров атомов таллия. *а* — Зависимость энергии антистоксова импульса от энергии пробного импульса при фиксированной задержке $\tau=220$ пс пробного импульса относительно возбуждающего. Температура паров 725° С. *б* — Форма импульсного отклика: *1* — без насыщения, *2* — в условиях насыщения. Температура паров 600° С

дого антистоксова кванта сопровождается переходом одного атома из возбужденного в основное электронное состояние. Поэтому ограничение энергии антистоксова импульса может быть вызвано полным электронным девозбуждением среды, т. е. переходом всех ранее возбужденных атомов в основное электронное состояние. Условно можно назвать этот механизм «механизмом гашения колебаний». Схему действия механизма иллюстрирует рис. 2. Заметим, что данный механизм специфичен для нестационарной (импульсной) спектроскопии, в которой процессы возбуждения и зондирования среды разнесены во времени. В стационарной спектроскопии, где постоянно действует возбуждающее излучение и происходит «подпитка» числа возбужденных атомов, аналог данного эффекта отсутствует.

Теоретическая модель. Для описания эффекта насыщения, вызванного гашением колебаний среды, важно учесть влияние пробного и антистоксова импульсов на состояние среды. В двухуровневом приближении это влияние описывается уравнениями

$$\frac{\partial Q}{\partial t}=\gamma_Q An, \quad A=A_аA_п^*,$$
$$\frac{\partial n}{\partial t}=\gamma_n(AQ^*-A^*Q), \tag{1}$$
$$\frac{\partial A_а}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial A_а}{\partial t}=\gamma_аA_пQ,$$

где $A_п$, $A_а$ — комплексные амплитуды пробной и антистоксовой волн, Q — амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности двухуровневой системы, $n=\rho_{11}-\rho_{22}$ — нормированная на полное число частиц разность населенностей, t — время, z — координата, направленная по оси лазерных пучков; мнимые коэффициенты γ_q, γ_n, γ_a следующим образом связаны с сечением комбинационного рассеяния $d\sigma/do$ для данного комбинационно-активного перехода [1]:

$$\gamma_q=\frac{\alpha'}{4iM\omega_0},\ \gamma_n=\frac{i\alpha'}{4\hbar},\ \gamma_a=\frac{\pi N\alpha'\omega_a}{ic},\ (\alpha')^2=\frac{2c^4M\omega_0}{\hbar\omega_{п}^4}\left(\frac{d\sigma}{do}\right). \qquad (2)$$

Так как в наших экспериментах всегда выполнялось условие $W_a \ll W_{п}$, изменением амплитуды пробной волны в процессе взаимодействия со средой пренебрегаем.

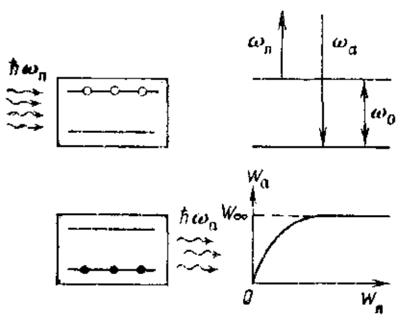

Рис. 2

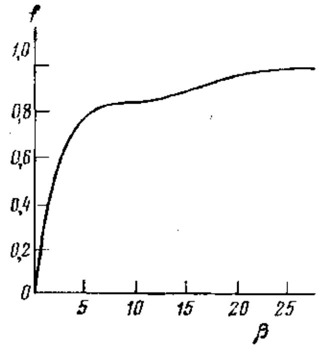

Рис. 3

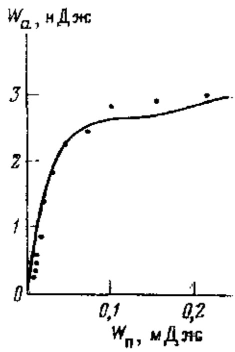

Рис. 4

Рис. 2. Схема действия механизма «гашения колебаний»

Рис. 3. Вид функции насыщения $f(\beta)$, определяемой формулами (13), (19), (20)

Рис. 4. Сопоставление экспериментальных и теоретических данных. Экспериментальные точки соответствуют рис. 1, *а*. Кривая построеная по формулам (13), (16), (19), (20) при $W_0=13$ мкДж, $W_\infty=3$ нДж

Уравнения (1) записаны в предположении, что длительность световых импульсов много меньше времен релаксации двухуровневой системы:

$$\tau_и \ll T_1,\ T_2, \qquad (3)$$

так что релаксационными процессами за время действия пробного импульса можно пренебречь. Именно такая ситуация характерна для нестационарной АСКР [1].

Закон сохранения длины вектора Блоха. Прежде чем переходить к анализу процесса зондирования среды пробным импульсом, отметим, что при когерентном взаимодействии излучения с двухуровневой средой действует закон сохранения

$$n^2+\frac{2\gamma_n}{\gamma_q^*}|Q|^2=n_0^2, \qquad (4)$$

где n_0 — равновесная разность населенностей в отсутствие поля. Этот закон непосредственно вытекает из первой пары уравнений (1) в предположении, что до начала действия световых импульсов среда находилась в состоянии термодинамического равновесия, т. е. $n(t=-\infty)=n_0$, $Q(t=-\infty)=0$. Разумеется, закон сохранения (4) действует только при отсутствии релаксационных процессов. Таким образом, область применимости формулы (4) ограничена условием (3).

Согласно (4), когерентная амплитуда Q и разность населенностей n ограничены условиями $|Q| \leqslant Q_{\max}$, $|n| \leqslant n_0$, где

$$Q_{\max} = n_0 \sqrt{\frac{\gamma_q^*}{2\gamma_n}} \tag{5}$$

— максимально возможное значение Q для данной двухуровневой системы.

Расчет сигнала нестационарной АСКР в условиях насыщения. Применительно к условиям экспериментов по нестационарной АСКР, запишем уравнения (1) и соответствующие граничные условия в виде

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial Q}{\partial \theta} = \gamma_q A n, \ \theta = t - z/c, && Q(\theta=0,\ \zeta) = Q_0,\\
&\frac{\partial n}{\partial \theta} = \gamma_n (AQ^* - A^* Q), \ A = A_\text{а} A_\text{п}^*, && n(\theta=0,\ \zeta) = n(0),\\
&\frac{\partial A_\text{а}}{\partial \zeta} = \gamma_\text{а} A_\text{п} Q, \ \zeta = z, && A_\text{а}(\theta,\ \zeta=0) = 0.
\end{aligned} \tag{6}$$

где Q_0 и $n(0)$ — значения когерентной амплитуды и разности населенностей к моменту прихода пробного импульса. Энергии пробного и антистоксова импульсов определяются формулами

$$W_\text{п} = \frac{cS}{8\pi} \int_0^{\tau_\text{и}} |A_\text{п}(\theta)|^2 d\theta, \ W_\text{а} = \frac{cS}{8\pi} \int_0^{\tau_\text{и}} |A_\text{а}(\xi = L,\ \theta)|^2 d\theta, \tag{7}$$

где $\tau_\text{и}$ — длительность пробного импульса; S и L — площадь поперечного сечения и длина области взаимодействия световых пучков, c — скорость света. Далее, для простоты будем считать пробный импульс прямоугольным:

$$A_\text{п}(\theta) = \begin{cases} A_{\text{п}0}, & 0 \leqslant \theta \leqslant \tau_\text{и}, \\ 0 & \text{вне этого интервала.} \end{cases}$$

При этом

$$W_\text{п} = \frac{cS\tau_\text{и} |A_{\text{п}0}|^2}{8\pi}. \tag{8}$$

Поскольку аналитическое решение системы (6) затруднительно, проведем численное решение задачи на ЭВМ. Для этого перейдем к безразмерным переменным.

Переход к безразмерным переменным. Введем переменные

$$\begin{aligned}
&x = \zeta/L, \ \tau = \theta/\tau_\text{и}, \ m = n/n_0,\\
&p = \frac{Q\,|Q_0|}{Q_{\max} Q_0}, \quad a = \varkappa \frac{A_\text{а}\,|Q_0|}{A_{\text{п}0} Q_0},
\end{aligned} \tag{9}$$

где мнимый коэффициент $\varkappa$ определяется формулой

$$\varkappa = (2\gamma_\text{а} L Q_{\max})^{-1}. \tag{10}$$

Подставляя (9), (10) в (6) и учитывая соотношения

$$\frac{2\gamma_n Q_{\max}}{\varkappa n_0} = -\frac{\gamma_q n_0}{\varkappa Q_{\max}} = 2\gamma_a\gamma_q^* n_0 L,$$

вытекающие из (2) и (5), получим

$$\begin{aligned} &\frac{\partial p}{\partial \tau} = -\beta a m, && p(\tau=0,\ x) = p_0, \\ &\frac{\partial m}{\partial \tau} = \beta\left(\frac{ap^* + a^* p}{2}\right), && m(\tau=0,\ x) = m_0, \\ &\frac{\partial a}{\partial x} = \frac{1}{2}p, && a(\tau,\ x=0) = 0. \end{aligned} \tag{11}$$

Здесь

$$\beta = 2\gamma_a\gamma_q^* n_0 L\,|A_{\text{п}0}|^2\,\tau_{\text{и}},\quad p_0 = \frac{|Q_0|}{Q_{\max}},\quad m_0 = \frac{n(0)}{n_0}. \tag{12}$$

Так как параметры β, p_0, m_0 действительны, то переменные a и p, удовлетворяющие уравнениям (11), также действительны. Пользуясь этим, перепишем (11) в виде

$$\begin{aligned} &\frac{\partial p}{\partial \tau} = -\beta a m, && p(\tau=0,\ x) = p_0, \\ &\frac{\partial m}{\partial \tau} = \beta a p, && m(\tau=0,\ x) = m_0, \\ &\frac{\partial a}{\partial x} = \frac{1}{2}p, && a(\tau,\ x=0) = 0. \end{aligned} \tag{13}$$

В переменных (9) закон сохранения (4) приобретает вид

$$p^2(x,\ \tau) + m^2(x,\ \tau) = 1. \tag{14}$$

Формула (7) для W_a преобразуется следующим образом:

$$W_a = \frac{W_{\text{п}}}{|\varkappa|^2}\int_0^1 a^2(x=1,\ \tau)\,d\tau. \tag{15}$$

Принимая во внимание (8), (12), (15), положим

$$\beta = W_{\text{п}}/W_0,\quad f = W_a/W_\infty, \tag{16}$$

где нормировочные энергии W_0 и W_∞ определяются формулами

$$W_0 = \frac{cS}{16\pi\gamma_a\gamma_q^* n_0 L},\quad W_\infty = \frac{W_0}{|\varkappa|^2} = \frac{cV\gamma_a^* n_0}{8\pi\gamma_n} \tag{17}$$

или, в силу (2), (5), (10),

$$W_0 = \frac{\hbar\omega_{\text{п}}^4 S}{8\pi^2 c^2 N\omega_a L n_0\,(d\sigma/do)},\quad W_\infty = \frac{1}{2}\hbar\omega_a N V n_0. \tag{18}$$

Здесь $\omega_{\text{п}}$, ω_a — частоты пробной и антистоксовой волн, N — число атомов в 1 см^3; S, L, $V{=}SL$ — поперечное сечение, длина и объем области взаимодействия; n_0 — равновесная разность населенностей; $d\sigma/do$ — сечение рассеяния для рассматриваемого перехода.

Согласно (15), (16) и (17)

$$f=\beta\int_0^1 a^2(x=1,\ \tau)\,d\tau. \tag{19}$$

Данная формула вместе с уравнениями (13), определяющими функцию $a(x, \tau)$, описывает зависимость $f(\beta)$, т. е. безразмерную «функцию насыщения». Переход к размерным переменным $W_а$ и $W_п$ осуществляется по формулам (16), (18).

Результаты численных расчетов. В соответствии с условиями наших экспериментов предположим, что к моменту прихода пробного импульса верхний и нижний рабочие уровни заселены одинаково (случай сильного возбуждения комбинационно-активного перехода). Тогда начальные условия в (13) имеют вид

$$p_0=1,\ m_0=0. \tag{20}$$

Численное интегрирование уравнений (13) производилось методом Рунге—Кутта. Точность счета контролировалась путем изменения шага интегрирования, а также по выполнению закона сохранения (14). При шаге $\Delta x=\Delta\tau=0{,}02$ погрешность $\delta=|p^2+m^2-1|\cdot 100\%$ не превышала 10% во всей области интегрирования $\beta\leqslant 30$.

Результат расчета представлен на рис. 3, где изображена функция насыщения $f(\beta)$, вычисленная по формулам (13), (19), (20). Как видно из этого рисунка, теоретическая кривая $f(\beta)$ близка по форме к экспериментальной зависимости $W_а(W_п)$, показанной на рис. 1, *а*. Используя нормировочные энергии W_0 и W_∞ как подгоночные параметры теоретической модели, можно добиться и количественного совпадения (рис. 4). Далее если известны геометрические размеры области взаимодействия, то по формулам (18) можно определить плотность атомных паров N и сечение рассеяния $d\sigma/do$ для данного комбинационно-активного перехода. Так, полагая $S=1{,}3\cdot 10^{-5}$ см^2, $L=0{,}25$ см (размеры фокальной области линзы), $\nu_0=\omega_0/2\pi c=7793$ см$^{-1}$, $\lambda_п=0{,}53$ мкм, $n_0=1$, что соответствует условиям наших экспериментов, находим $N=3{,}4\cdot 10^{-15}$ см$^{-3}$, $d\sigma/do=56\cdot 10^{-27}$ см^2/ср. Полученная оценка сечения комбинационного рассеяния на переходе $^2P_{1/2}$—$^2P_{3/2}$ атома таллия по порядку величины согласуется с данными, приведенными в [4]. Можно уточнить оценку, приняв во внимание неоднородность распределения пробного излучения во времени и пространстве. Таким образом, нестационарную спектроскопию насыщения можно использовать для измерения сечений комбинационного рассеяния на электронных переходах атомов металлов.

Отметим еще одно важное обстоятельство. Наряду с процессом антистоксова рассеяния пробного импульса, вызывающим девозбуждение среды, вообще говоря, следует учитывать конкурирующий процесс рассеяния пробного излучения в стоксову область, который сопровождается возбуждением атомов. Однако поскольку частота стоксовой волны $\omega_с=\omega_п-\omega_0$ всегда меньше частоты антистоксова излучения $\omega_а=\omega_п+\omega_0$, последний процесс менее эффективен, и в первом приближении им можно пренебречь. Анализ эффекта насыщения с учетом обоих указанных типов рассеяния требует дополнительного исследования.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. В экспериментах по нестационарной АСКР, выполненных с парами атомов таллия, зарегистрирован эффект насыщения антистоксова сигнала с увеличением энергии пробного импульса.

2. Предложено объяснение эффекта насыщения на основе механизма «гашения колебаний».

3. Показано, что нестационарную спектроскопию насыщения можно использовать для измерения сечений комбинационного рассеяния на электронных переходах атомов металлов.

Авторы благодарны С. А. Ахманову и Н. И. Коротееву за интерес к работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., 1981. [2] Магницкий С. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1983. [3] Тарасевич А. П. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1985. [4] Vriens L.//Opt. Comm. 1974, **11**. N 4. P. 396.

Поступила в редакцию
18.01.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 535.14

СЖАТЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОГРАНИЧЕННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКАХ

А. В. Белинский, А. С. Чиркин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Изучен процесс приготовления сжатых состояний пространственно ограниченных световых пучков в случае параметрического усиления. Впервые показано, что возможно повышение эффективности сжатия классического шума расходящихся пучков по сравнению с коллимированными.

В последнее время вопросам получения и использования в сверхточных измерениях квантовых сжатых состояний уделяется значительное внимание (см., напр., [1—8]). Этот интерес обусловлен не только новизной данного явления, но и важностью практических приложений, например принципиальной возможностью снижения уровня шумов при фоторегистрации ниже дробового, до недавнего времени считавшегося пороговым. Наибольшие усилия экспериментаторов, направленные на реализацию этих возможностей, уже отмечены первыми успехами [4, 8] и предполагают использование трех- или четырехфотонного смешения, обладающего способностью избирательного усиления квадратурных компонент взаимодействующих волн, вообще характерной для параметрического усиления [9].

При описании процесса сжатия [1—3, 5—7] авторы неизменно оперируют с плоскими волнами, т. е. используют геометрооптическое приближение. Вместе с тем в [10] показано, что явление дифракции может привести к деградации эффективности сжатия. Предметом настоящей работы является детальное изучение влияния дифракции на процесс получения сжатых состояний световых полей. В частности, обнаружены возможности повышения эффективности сжатия расходящихся световых пучков по сравнению с плоскими.

Пусть параметрическое усиление происходит в нелинейной среде длиной L вдоль оси z. Накачку считаем плоской монохроматической волной. Для наглядности ограничимся вырожденным случаем. Тогда, обозначая сигнальную и холостую волны соответственно индексами «1»