



УДК 535.1

© Б. Б. Авербух, 2006

**ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
НЕЛИНЕЙНО ОТРАЖЕННОГО СВЕТА***Авербух Б. Б.* – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Физика» (ТОГУ)

В работе исследуется индикатриса нелинейно отраженного многоатомной системой излучения. Рассмотрен случай равномерного неупорядоченного распределения атомов. Показано, что спектральная плотность рассеянной энергии состоит из двух частей. Одна – это некогерентное и изотропное рассеяние с энергией, пропорциональной числу атомов. Вторая, пропорциональная квадрату числа атомов, обусловлена интерференцией излучения от разных атомов и поэтому имеет ярко выраженную пространственно-частотную зависимость. Рассмотрено также изменение индикатрисы нелинейно отраженного излучения в присутствии звуковой волны.

The purpose of the present paper is to obtain an indicatrix of the nonlinear scattered radiation in backward direction (reflection) by a system of N noninteracting atoms. We consider a uniform indigested distribution of atoms. It is shown that spectral energy of the scattered radiation consists of two different parts. One is the incoherent and isotropic emission of fluorescence. The energy of radiation in this case is proportional to N . The other is the collective emission (interference effect). The energy of radiation in this case is spatially focused onto small solid angles about three propagation directions and then is proportional to N^2 . We also consider the effect of the sound wave on the spatially – frequency dependent spectrum of the nonlinear reflection

Введение

Изучение спектров рассеянного веществом излучения позволяет получать информацию, недоступную другим методам исследования. Под резонансным рассеянием понимается ситуация, когда частота падающего на атом излучения близка к одной из атомных частот. Если интенсивность падающего излучения мала, то структура энергетических уровней вещества при рассеянии практически не меняется и рас-

сеяние идет на частоте падающего поля (рэлеевское рассеяние [1]) – это “область интересов” обычной спектроскопии.

Под влиянием мощного лазерного излучения происходит перестройка структуры энергетических уровней атома, что и проявляется в спектре рассеянного излучения. В этом случае говорят о нелинейном резонансном рассеянии и это – “область интересов” нелинейной спектроскопии [2, с. 169–190; 3; 4].

Рассеяние света в веществе происходит на оптических неоднородностях, возникающих самопроизвольно (флуктуации) либо индуцированных извне (например, звуковые волны). Индикатриса рассеянного излучения определяется тремя основными факторами: неоднородностью распределения атомов среды, нелинейностью взаимодействия отдельного атома с внешним полем и коллективностью, т. е. сложением рассеянного излучения от отдельных атомов.

Нелинейность взаимодействия атома с сильным когерентным падающим полем $\vec{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\vec{k}_0 \vec{r})$ приводит к перестройке структуры атомных энергетических уровней. Это проявляется в спектре рассеянного атомом излучения в виде так называемого триплета Моллоу [5, р. 1969–1975; 6, р. L198 – L202], т. е. в этом случае рассеяние идет не только на частоте сильного поля ω_0 , но и еще на двух симметрично расположенных относительно нее частотах $\omega_0 \pm \Delta$, где $\Delta = \sqrt{\Omega^2 + |V_0|^2}$ – обобщенная частота Раби; $\Omega = \omega_0 - \omega_{mn}$ – расстройка частоты сильного поля от частоты атомного перехода ω_{mn} ; $V_0 = -\vec{D}_{mn} \vec{E}_0 / \hbar$ и $\vec{D}_{mn}$ – матричный элемент оператора дипольного момента атомного перехода $m - n$ между комбинирующими уровнями.

В случае рассеяния ансамблем атомов необходимо суммировать рассеянное разными атомами излучение. В разреженных газах, когда длина свободного пробега частицы велика по сравнению с длиной волны света, рассеяние происходит независимо на каждом атоме. В этом случае фактически складываются интенсивности рассеянного разными атомами излучения, что приводит к отсутствию ярко выраженной пространственно-частотной характеристики у рассеянного света. В плотных газах необходимо учитывать интерференцию полей, рассеянных разными атомами. В случае слабых падающих полей результат известен. Интерференция подавляет рассеяние. Рассеянное излучение теперь распространяется только в некотором выделенном направлении. Например, Р. Вуд наблюдал, что с увеличением давления паров резонансное рассеяние переходит в резонансное отражение [1]. Объяснение этому эффекту, основанное как раз на учете интерференции, дал Э. Ферми [7, с. 151–153].



Спрашивается, что будет, когда падающее поле достаточно сильное, чтобы в спектре рассеяния одного атома появился триплет Моллоу? Как этот триплет проявится в спектре рассеяния ансамбля атомов, когда необходимо учитывать интерференцию излучения от разных атомов? Ответу на этот вопрос в случае рассеяния назад (т. е. отражения) и посвящена настоящая работа.

Модель

Рассмотрим резонансное отражение сильного поля от среды, граница раздела которой с вакуумом совпадает с плоскостью $z = 0$. Предположим, что размеры рассеивающей системы много меньше расстояния до точки наблюдения R , но много больше длины волны сильного поля, падающего на систему. По оси z система не ограничена со стороны отрицательных значений. Среду представляем как совокупность N идентичных двухуровневых атомов, нумеруемых индексами p и q . Пусть ω_{mn} – частота атомного перехода между комбинирующими уровнями m и n (с соответствующими ширинами γ_m и γ_n , причем далее считается $\gamma_m = \gamma_n = \gamma$). Основные предположения таковы: а) отсутствуют потери сильного поля; б) различные атомы взаимодействуют с полем независимо друг от друга, взаимодействие между атомами отсутствует; в) атомы покоятся (фактически это означает принятие предположения, что доплеровская ширина $k\bar{v}$ не превышает γ); г) не учитывается многократное рассеяние. Считается, что в начальный момент времени атомы находятся на нижнем из комбинирующих уровней n , а в поле отсутствуют рассеянные кванты. Расчет проводится в одноквантовом по слабому рассеянному полю приближении.

Гамильтониан p -го атома, излучающего в присутствии сильного поля,

$$\hat{H}(\vec{r}_p, t) = H_E + \sum_{\vec{k}, \mu} \hbar \omega_k a_{\mu}^+(\vec{k}) a_{\mu}(\vec{k}) + \hbar \omega_{mn} \hat{S}_z - \\ - \hat{D}(t) \vec{E}(\vec{r}_p, t) - \hat{D}(t) \vec{E}_p(\vec{r}_p, t),$$

где первое слагаемое описывает энергию сильного поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$, второе и третье – энергии рассеянного поля $\vec{E}_p(\vec{r}_p, t)$ и атома соответственно, а два последних – взаимодействие атома с обоими полями.

Здесь введены атомные операторы $\hat{S}_z = \frac{1}{2}(|m\rangle\langle m| - |n\rangle\langle n|)$, $\hat{S}^+ = |m\rangle\langle n|$, $\hat{S}^- = |n\rangle\langle m|$, удовлетворяющие соотношениям коммутации $[\hat{S}^+, \hat{S}^-] = 2\hat{S}_z$, $[\hat{S}_z, \hat{S}^\pm] = \mp \hat{S}^\pm$, а также оператор дипольного момента атомного перехода $\hat{D}(t) = \hat{D}_{mn} \hat{S}^+ + \hat{D}_{mn}^* \hat{S}^-$, где $\hat{D}_{mn} = \langle m | \hat{D}(t) | n \rangle$. Обозначения $a_\mu^+(\vec{k})$ и $a_\mu(\vec{k})$ соответствуют операторам рождения и уничтожения рассеянного кванта с волновым вектором $\vec{k}$ и поляризацией μ соответственно. Сильное поле распространяется от границы среды в глубь нее. Оно считается классическим и в точке нахождения p -го атома задается выражением

$$\vec{E}(\vec{r}_p, t) = \vec{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\vec{k}_0 \vec{r}_p) + \vec{E}_0^* \exp(i\omega_0 t - i\vec{k}_0 \vec{r}_p), \quad k_{0z} < 0,$$

где $\vec{r}_p$ – координата атома, с которым взаимодействует сильное поле.

Поле излучения атома в точке наблюдения с координатой $\vec{R}$

$$\begin{aligned} \vec{E}_p(\vec{R}, t) &= \frac{i}{2\pi} \sum_{\vec{k}, \nu} \sqrt{\hbar\omega_k} \vec{e}_\nu [a_\nu(\vec{k}, t) e^{i\vec{k}\vec{R}} - a_\nu^+(\vec{k}, t) e^{-i\vec{k}\vec{R}}] = \\ &= \vec{E}_p^+(\vec{R}, t) + \vec{E}_p^-(\vec{R}, t). \end{aligned}$$

Фотодетектор срабатывает в момент времени t . С учетом того, что излучение распространяется от атома до приемника конечное время

$\frac{|\vec{R} - \vec{r}_p|}{c}$, фактически фотодетектор регистрирует поле, излученное

атомом в предыдущий момент времени $t_p = t - \frac{|\vec{R} - \vec{r}_p|}{c}$.

Поэтому поле излучения системы атомов (т. е. сумма полей, излученных отдельными атомами) в точке наблюдения представимо в виде



$$\begin{aligned}\vec{E}_1(\vec{R}, t) &= \frac{i}{2\pi} \sum_{p=1}^N \sum_{\vec{k}, \nu} \sqrt{\hbar \omega_k} \vec{e}_{\nu p} [a_{\nu p}(\vec{k}, t_p) e^{i \vec{k} \cdot \vec{R}} - a_{\nu p}^+(\vec{k}, t_p) e^{-i \vec{k} \cdot \vec{R}}] = \\ &= \vec{E}_1^+(\vec{R}, t) + \vec{E}_1^-(\vec{R}, t),\end{aligned}$$

где суммирование идет по всем атомам.

Энергия рассеянного излучения

Энергия рассеянного системой атомов излучения в точке наблюдения определяется выражением

$$\begin{aligned}W_1 &= \frac{c}{4\pi} \int d\vec{R} \langle \vec{E}_1^-(\vec{R}, t) \vec{E}_1^+(\vec{R}, t) \rangle dt = \\ &= \frac{\hbar c}{16\pi^3} \sum_{p, q} \sum_{\vec{k}, \nu, \vec{k}', \nu'} \int \sqrt{\omega_k \omega_{k'}} \vec{e}_{\nu p} \vec{e}_{\nu' q} e^{-i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{R}} \times \\ &\times \langle a_{\nu p}^+(\vec{k}, t_p) a_{\nu' q}(\vec{k}', t_q) \rangle f(\omega_k) f(\omega_{k'}) d\vec{R} dt,\end{aligned} \quad (1)$$

где функция $f(\omega_k)$ описывает фотодетектор с частотным фильтром, а интегрирование проводится по координатам фотокатода и по времени наблюдения. Угловые скобки обозначают квантово-механическое усреднение. Таким образом, для определения рассеянной энергии W надо вычислить величину $\langle a_{\nu p}^+(\vec{k}, t_p) a_{\nu' q}(\vec{k}', t_q) \rangle$, записанную в гейзенберговском представлении.

Определим начальное состояние системы как состояние, в котором отсутствуют кванты рассеянного поля и все атомы находятся на нижнем из комбинирующих состояний n . Далее будем считать, что вероятность γ_{mn} спонтанного перехода из m в n в атоме много меньше

$\Gamma = \frac{\gamma_n + \gamma_m}{2}$, т. е. $\gamma_{mn} \ll \Gamma$. Спонтанные переходы при этом можно

рассматривать как малые поправки по отношению к вынужденным переходам атома под действием сильного поля. Прежде чем покинуть систему комбинирующих уровней (т. е. пока происходит взаимодействие с сильным полем), атом успевает совершить, самое большее, один спонтанный переход из m в n (и испустить спонтанно только один квант). Поэтому волновую функцию связанной системы атом + электромагнитное поле можно представить (в шредингеровской картине) в

виде разложения по состояниям $|0\rangle$ (без рассеянных квантов) и $|\vec{v}, \mu\rangle$ (с одним рассеянным квантом), т. е. можно ограничиться рассмотрением только одноквантовых по рассеянному полю процессов [8, с. 1018–1024].

$$|\varphi_S(t_q)\rangle = \alpha_{0n}(t_q)e^{-iE_m t_q/\hbar}|0; m\rangle + \beta_{0n}(t_q)e^{-iE_n t_q/\hbar}|0; n\rangle + \sum_{\vec{v}, \mu} \alpha_{1n}(t_q, \vec{v}, \mu)e^{-iE_m t_q/\hbar}|\vec{v}, \mu; m\rangle + \sum_{\vec{v}, \mu} \beta_{1n}(t_q, \vec{v}, \mu)e^{-iE_n t_q/\hbar}|\vec{v}, \mu; n\rangle.$$

Здесь функции α и β – амплитуды вероятности найти атом в состояниях m или n соответственно. Первый индекс у этих функций указывает число квантов рассеянного поля. Второй индекс (n) у функций α и β означает, что эти функции вычислены в предположении, что в начальный момент времени атом находился на уровне n .

Теперь выражение (1) для энергии рассеянного излучения может быть представлено в виде

$$W_1 = \frac{\hbar c}{8\pi^3} \sum_{p, q} \sum_{\vec{k}, \nu, \vec{k}', \nu'} \int \sqrt{\omega_k \omega_{k'}} \vec{e}_{\nu p} \vec{e}_{\nu' q} e^{-i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{R}} \times \times \text{Re}[\beta_{1nq}(t_q, \vec{k}', \nu') \beta_{0n}(t_p - t_q) \beta_{1np}^*(t_p, \vec{k}, \nu)] f(\omega_k) f(\omega_{k'}) d\vec{R} dt. \quad (2)$$

Функции $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ являются решениями нестационарного уравнения Шредингера. Система дифференциальных уравнений для амплитуд вероятностей имеет вид

$$\begin{aligned} i \frac{d\alpha_0}{dt} &= V_0 e^{-i\Omega t} \beta_0 + \sum_{\vec{v}, \mu} \beta_1(t, \vec{v}, \mu) f_\mu(\vec{v}) e^{-i\Omega_v t} - i \frac{\gamma_m}{2} \alpha_0, \\ i \frac{d\beta_0}{dt} &= V_0^* e^{i\Omega t} \alpha_0 - i \frac{\gamma_n}{2} \beta_0, \\ i \frac{d\alpha_1}{dt} &= V_0 e^{-i\Omega t} \beta_1 - i \frac{\gamma_m}{2} \alpha_1, \\ i \frac{d\beta_1}{dt} &= V_0^* e^{i\Omega t} \alpha_1 + f_\mu^*(\vec{v}) e^{i\Omega_v t} \alpha_0 - i \frac{\gamma_n}{2} \beta_1 \end{aligned} \quad (3)$$



и решается Фурье-преобразованием. Здесь

$$V_{0p} = -\frac{\vec{D}_{mn} \vec{E}_0}{\hbar} e^{+i \vec{k}_0 \vec{r}_p} = V_0 e^{+i \vec{k}_0 \vec{r}_p},$$

$$f_{vp}^*(\vec{k}) = f_{vp}^*(\vec{k}) e^{-i \vec{k} \vec{r}_p} = \frac{i}{2\pi\hbar} \sqrt{\hbar\omega_k} (D_{mnp} \vec{e}_v) e^{-i \vec{k} \vec{r}_p}.$$

Решение уравнений (3) для $\beta_{0n}(t)$ дает следующее выражение:

$$\beta_{0n}(t) = e^{(i\Omega - \gamma)t} \left(\cos \frac{\Delta}{2} t - i \frac{\Omega}{\Delta} \sin \frac{\Delta}{2} t \right).$$

Приведем также выражение для Фурье-образа функции $\beta_{1n}(t; \vec{k}, \mu)$:

$$\beta_{1n}(\omega_1) = \frac{i V_0 f_v^*(\vec{k}) (\omega_1 + \Omega + i \frac{\gamma}{2}) e^{i(\vec{k}_0 - \vec{k}) \vec{r}}}{(\omega_1 - \nu_3)(\omega_1 - \nu_4)(\omega_1 - \nu_5)(\omega_1 - \nu_6)},$$

где

$$\nu_{3,4} = \frac{1}{2} (-\Omega - i\gamma \pm \Delta);$$

$$\nu_{5,6} = \frac{1}{2} (-2\Omega_k + \Omega - i\gamma \pm \Delta).$$

Пространственно-частотные характеристики нелинейно отраженного излучения

Известно [7, с. 151–153], что при рассеянии излучения системой атомов наблюдаются два явления. Одно – это некогерентное рассеяние. Энергия W_{11} в этом случае просто складывается из энергий, рассеянных отдельными атомами, и поэтому пропорциональна числу N атомов. Второе – это коллективное рассеяние, обусловленное интерференцией излучения, рассеянного разными атомами. В этом случае энергия W_{12} рассеянного системой атомов излучения распространяется в некотором выделенном направлении и пропорциональна квадрату числа атомов N^2 .

В нашем случае эти энергии (W_{11} и W_{12}) могут быть получены из выражения (2) при $p = q$ или $p \neq q$ соответственно. Пусть волновой вектор $\vec{k}_0$ сильного поля есть $(\vec{k}_0 \cos \alpha_0, \vec{k}_0 \cos \beta_0, \vec{k}_0 \cos \gamma_0)$, а волновой вектор $\vec{k}$ рассеянного поля есть $(\vec{k} \cos \varphi, \vec{k} \cos \psi, \vec{k} \cos \theta)$. Расчет по формуле (2) при равномерном неупорядоченном распределении атомов показывает, что выражение для энергии W_1 содержит три типа слагаемых, соответствующих трем максимумам (триплет Моллоу [5, р. 1969–1975; 6. р. L198–L202]) на частотах $\omega_{k1} = \omega_0 - \Delta$, $\omega_{k2} = \omega_0$, $\omega_{k3} = \omega_0 + \Delta$ в спектре рассеянного излучения. Здесь

$$\Delta = \sqrt{\Omega^2 + 4|V_0|^2}; \quad \Omega = \omega_0 - \omega_{mn}; \quad V_0 = -\frac{\vec{D}_{mn} \vec{E}_0}{\hbar}.$$

Ширины максимумов в одноквантовом по слабому рассеянному полю приближении равны γ . Таким образом, частотный спектр рассеянного системой невзаимодействующих атомов излучения такой же, как и в случае одного атома. Энергия W_{11} пропорциональна числу атомов N . Ярко выраженная пространственно-частотная зависимость у W_{11} отсутствует.

В случае $p \neq q$ (энергия W_{12}) ситуация другая. Интерференция рассеянного излучения от различных пар атомов приводит к тому, что отраженное излучение с максимумами на частотах ω_{k1} , ω_{k2} , ω_{k3} распространяется соответственно в направлениях волновых векторов $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$, $\vec{k}_3$ с направляющими косинусами:

$$\cos \varphi_1 = \frac{\omega}{\omega - \Delta} \cos \alpha_0, \quad \cos \psi_1 = \frac{\omega}{\omega - \Delta} \cos \beta_0, \quad \cos \theta_1 \approx |\cos \gamma_0| \left(1 - \frac{\Delta}{\omega} \operatorname{tg}^2 \gamma_0\right);$$

$$\cos \varphi_2 = \cos \alpha_0, \quad \cos \psi_2 = \cos \beta_0, \quad \cos \theta_2 = -\cos \gamma_0 = \cos \gamma;$$

$$\cos \varphi_3 = \frac{\omega}{\omega + \Delta} \cos \alpha_0, \quad \cos \psi_3 = \frac{\omega}{\omega + \Delta} \cos \beta_0, \quad \cos \theta_3 \approx |\cos \gamma_0| \left(1 + \frac{\Delta}{\omega} \operatorname{tg}^2 \gamma_0\right).$$



Таким образом, частотный триплет превращается в пространственный (см. рисунок).

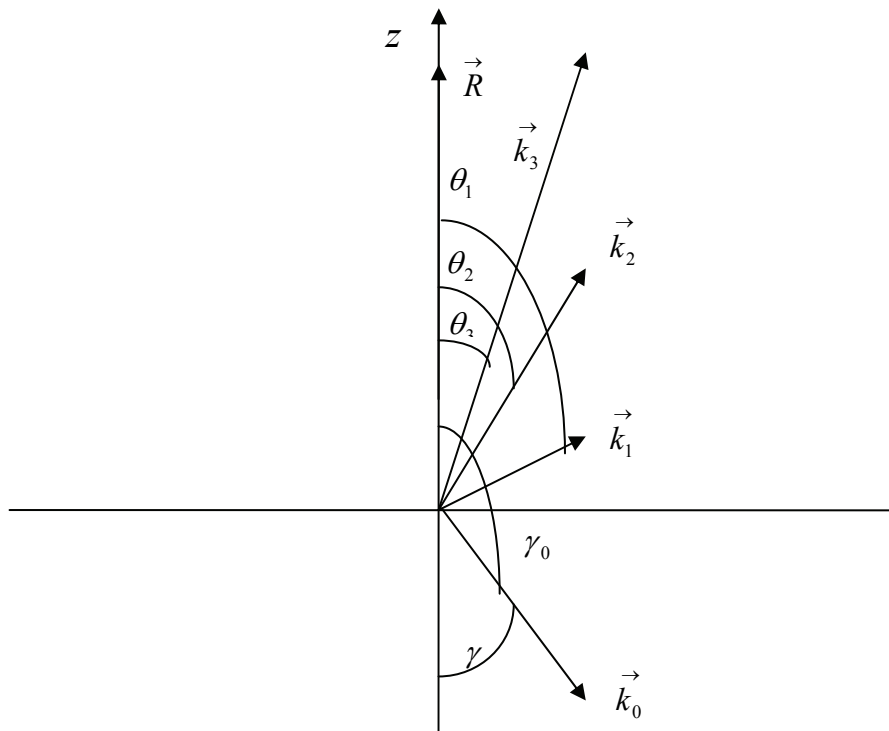


Схема направлений волновых векторов падающего ($\vec{k}_0$) и рассеянного ($\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3$) полей

$$\text{Угловые ширины максимумов } \Delta\theta_1 = \frac{\omega_0}{\omega_{k1}(1 - \frac{\Delta}{\omega_0} \text{tg}^2 \gamma_0)} \Delta\gamma_0, \Delta\theta_2 = \Delta\gamma_0,$$

$$\Delta\theta_3 = \frac{\omega_0}{\omega_{k3}(1 + \frac{\Delta}{\omega_0} \text{tg}^2 \gamma_0)} \Delta\gamma_0, \text{ т. е. пропорциональны } \Delta\gamma_0. \text{ Энергия рас-}$$

сеянного излучения пропорциональна N^2 (что как раз и характерно для интерференционного эффекта). Поэтому при увеличении давления

(плотности) газа вклад W_{12} в энергию W_1 рассеянного света может стать преобладающим. В этом случае рассеянное излучение приобретает ярко выраженную пространственно-частотную характеристику и резонансное рассеяние переходит в резонансное отражение. В случае слабых полей (и соответственно отсутствия триплета Моллоу) это явление наблюдал Р. Вуд [1] и объяснил Э. Ферми [7, с. 151–153].

Рассмотрим теперь случай регулярного расположения атомов. Такая система излучателей позволяет увеличить интенсивность и направленность рассеянного излучения.

Пусть теперь атомная система представляет собой одномерную периодическую цепочку атомов вдоль оси x с периодом d , а точка наблюдения находится в зоне френгоферовой картины. В этом случае излучение на частотах ω_{k_1} , ω_{k_2} и ω_{k_3} распространяется в направлениях с направляющими косинусами:

$$\begin{aligned}\cos\varphi_{21} &= \frac{\omega_0}{\omega_{k_1}} \left(\cos\alpha_0 + \frac{2\pi m_0 c}{d\omega_0} \right); \\ \cos\varphi_{23} &= \frac{\omega_0}{\omega_{k_3}} \left(\cos\alpha_0 + \frac{2\pi m_0 c}{d\omega_0} \right); \\ \cos\varphi_{22} &= \cos\alpha_0 + \frac{2\pi m_0 c}{d\omega_0};\end{aligned}$$

где m_0 – порядок максимума.

Нелинейное отражение в присутствии звуковой волны

Итак, сформировавшееся в системе атомов рассеянное назад (отраженное) световое излучение распространяется в направлениях $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$, $\vec{k}_3$. Однородная среда, как известно, не рассеивает. Поэтому фактически отраженное на частотах ω_{k_1} , ω_{k_2} , ω_{k_3} излучение формируется в приграничном слое вещества толщиной порядка длины волны. Пусть теперь в рассматриваемой среде распространяется звуковая волна с волновым вектором $\vec{l}$ и частотой ω_l . Звуковая волна порождает оптическую неоднородность среды. Неоднородная среда рассеивает свет. Каждая из оптических волн, сформированных системой атомов, будет



взаимодействовать (в объеме) со звуковой волной независимо. Световая волна с волновым вектором $\vec{k}_1$ и частотой $\omega_0 - \Delta$, рассеявшись на звуковой волне, образует световые волны с волновыми векторами $\vec{k}_1 \pm \vec{l}$ и частотами $\omega_0 - \Delta \pm \omega_l$ соответственно (дублеты Мандельштама–Бриллюэна). Световая волна с волновым вектором $\vec{k}_2$ и частотой ω_0 , рассеявшись на звуковой волне, образует световые волны с волновыми векторами $\vec{k}_2 \pm \vec{l}$ и частотами $\omega_0 \pm \omega_l$ соответственно. Световая волна с волновым вектором $\vec{k}_3$ и частотой $\omega_0 + \Delta$, рассеявшись на звуковой волне, образует световые волны с волновыми векторами $\vec{k}_3 \pm \vec{l}$ и частотами $\omega_0 + \Delta \pm \omega_l$ соответственно.

Таким образом, спектр рассеянного на звуковой волне света содержит шесть частот $\omega_0 \pm \omega_l$, $(\omega_0 \pm \Delta) \pm \omega_l$.

Звуковая частота ω_l много меньше оптической частоты ω_0 . Поэтому можно считать [9], что, например, $|\vec{k}_1 \pm \vec{l}| \approx |\vec{k}_1|$. Тогда угол δ рассеяния света определяется соотношением $l = 2k_1 \sin \frac{\delta}{2}$. Отсюда следует, что $\omega_l = vl = 2\omega_{k_1} \frac{v}{c} \sin \frac{\delta}{2}$, где v – фазовая скорость звука в среде.

Таким образом, величина расщепления Мандельштама–Бриллюэна зависит от угла рассеяния, т. е. от направления наблюдения. В связи с этим отметим, что величина расщепления Δ в триплете Моллоу не зависит от направления, т. к. этот эффект обусловлен взаимодействием сильного поля с одним атомом.

Звуковые частоты, определяющие рассеяние света, лежат в диапазоне от 0 для направления “вперед” до некоторой максимальной частоты $\omega_{l_{\max}} = 2\omega_{k_1} \frac{v}{c}$ для направления “назад”, т. е. для $\delta = 180^\circ$. Учиты-

вая, что для газов $v \approx 10^4 \frac{cm}{c}$, находим для $\omega_{l_{\max}}$ значение $10^{-6} \omega$. Для видимого диапазона максимальная частота равна 10^9 Гц. Расщепление в триплете Моллоу Δ определяется как расстройкой Ω сильного поля от резонанса, так и величиной сильного поля. Она может меняться от величины порядка $4 \cdot 10^7$ Гц в поле маломощных лазеров [6, p. L198–



L202] до величин порядка 10^9 Гц в поле мощных лазеров [10, с. 71–110].

Поэтому в принципе возможна ситуация, когда $\omega_l = \Delta$, т. е. расщепление Мандельштама–Бриллюэна совпадает по величине с расщеплением в триплете Моллоу. В этом случае спектр рассеянного излучения будет содержать пять частот ω_0 , $\omega_0 \pm \Delta$ и $\omega_0 \pm 2\Delta$. Если, например, выполнится условие $\vec{l}_x = -\vec{k}_{1x} = -\vec{k}_{2x} = -\vec{k}_{3x}$ и $\vec{l}_y = -\vec{k}_{1y} = -\vec{k}_{2y} = -\vec{k}_{3y}$, то отраженное излучение на всех пяти частотах будет распространяться перпендикулярно границе раздела.

Библиографические ссылки

1. Ландсберг Г. С. Оптика. М., 1976.
2. Бетеров И. М., Соколовский Р. И. Нелинейные эффекты в спектрах излучения и поглощения газов в резонансных оптических полях // УФН. 1973. Т. 110. № 2.
3. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., 1975.
4. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, 1979.
5. Mollow B. R. Power spectrum of light scattered by two-level systems // Phys. Rev. 1969. V. 188. № 5.
6. Shuda F., Stroud C. R. Jr, Hercher M. Observation of the resonant Stark effect at optical frequencies // J. Phys. 1974. B, 7. № 7.
7. Ферми Э. Об отражении и рассеянии резонансного излучения // Научные труды. Т. 1. М., 1971.
8. Авербух Б. Б., Соколовский Р. И. Структура спектров резонансного рассеяния и спонтанного излучения атома в сильном монохроматическом световом поле // Оптика и спектроскопия 1977. Т. 42. № 6.
9. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. М., 1965.
10. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А. Современные методы исследования эффекта Штарка в атомах // УФН. 1967. Т. 93. № 1.