

УДК 535.37.56

## РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ТРЕХУРОВНЕВОЙ АТОМНОЙ СИСТЕМЕ

Б. В. КРЫЖАНОВСКИЙ, Р. М. СУЛХАНИЯН, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН

Институт физических исследований АН Арм.ССР

(Поступила в редакцию 18 октября 1982 г.)

Приведено решение задачи о резонансном рассеянии монохроматической волны на трехуровневой атомной системе без каких-либо ограничений на соотношения параметров задачи. Получены выражения для спектральной плотности рассеянного излучения: резонансной флуоресценции и спонтанного комбинационного рассеяния. Исследовано угловое распределение рассеянного излучения при взаимодействии циркулярно-поляризованной волны с системой  $S_{1/2} - P_{1/2}$  в атомах щелочных металлов.

При исследовании взаимодействия атомной системы с резонансным полем монохроматической волны обычно используются различные приближения. В большинстве работ, посвященных этому вопросу (см., например, [1—3] и ссылки в них), как правило, использовались теория возмущений по рассеянному полю плюс процедура Брейта—Вигнера, основанная на предположении, что практически вся спонтанная ширина возбуждаемого резонансным внешним полем уровня образуется за счет распада на некоторый промежуточный уровень. Комбинационное рассеяние без привлечения теории возмущений в безрелаксационном режиме адиабатического включения внешнего поля рассмотрено в работе [4]. Отличный от вышеуказанных подход, осуществленный в работах [5, 6] при исследовании резонансной флуоресценции, основан на использовании марковского (факторизационного) приближения. Предположение о статистической независимости вероятностей излучения комбинационных квантов [7] соответствует первому порядку теории возмущений и справедливо, как будет показано в разделе 3, лишь при определенном соотношении парциальных ширин распадов возбужденного уровня.

В настоящей работе для расчета спектра рассеянного излучения мы будем использовать более строгую технику вычислений [9], ограничиваясь только стандартными рамками резонансного и дипольного приближений.

Рассмотрим взаимодействие трехуровневого атома (см. рис. 1) с полем монохроматической волны, частота  $\omega_0$  которой близка к частоте  $\omega_{21}$  перехода  $2 \rightarrow 1$ . Гамильтониан системы запишем в обычной форме  $\hbar \dot{c} = c = 1$ )

$$H = \sum_{k\lambda} \omega_k c_{k\lambda}^{\dagger} c_{k\lambda} + \sum_m E_m a_m^{\dagger} a_m + \\ + \sum_{m, n} \sum_{k\lambda} (\beta_{mn, k\lambda}^* c_{k\lambda} + \beta_{mn, k\lambda} c_{k\lambda}^{\dagger}) a_m^{\dagger} a_n, \quad (1)$$

где использованы общепринятые обозначения:  $a_m^+$  и  $a_m$  — операторы рождения и уничтожения системы на  $m$ -энергетическом уровне,  $c_{k\lambda}^+$  и

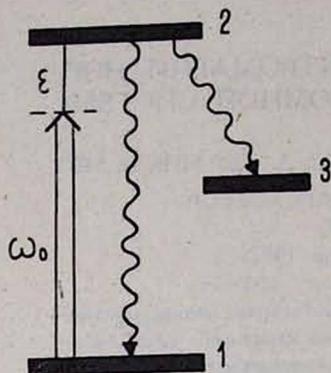


Рис. 1. Схема уровней.

$c_{k\lambda}$  — операторы рождения и уничтожения фотонов; описывающий взаимодействие атома с полем матричный элемент  $\beta_{m\lambda, k\lambda}$  нормирован таким образом, что величина

$$\gamma_{2m} = 2\pi \sum |\beta_{2m, k\lambda}|^2 \delta(\omega_k - \omega_{2m}) \quad (2)$$

представляет собой вероятность спонтанного перехода  $2 \rightarrow m$  ( $m = 1, 3$ ).

Интересующая нас величина — спектральная плотность  $I(\omega)$  — представляет собой число фотонов, рассеянных в единичный интервал частот за все время наблюдения ( $t \rightarrow \infty$ ), и выражается следующим образом:

$$I(\omega) = \sum_{k\lambda} \langle 0 | \bar{c}_{k\lambda}^+(t) \bar{c}_{k\lambda}(t) | 0 \rangle \delta(\omega_k - \omega), \quad t \rightarrow \infty, \quad (3)$$

где  $\bar{c}_{k\lambda}^+(t)$  и  $\bar{c}_{k\lambda}(t)$  — операторы рассеянного поля, а вектор  $|0\rangle$  соответствует состоянию атома и поля излучения в момент включения взаимодействия ( $t = 0$ ). С другой стороны, используя произвольный полный набор состояний  $|\alpha\rangle$  взаимодействующей системы, можно записать (см. [8, 9])

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{c}_{k\lambda}^+(t) \bar{c}_{k\lambda}(t) | 0 \rangle &= \sum_{\alpha} \langle 0 | \bar{c}_{k\lambda}^+(t) | \alpha \rangle \langle \alpha | \bar{c}_{k\lambda}(t) | 0 \rangle \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \\ &\rightarrow |\beta_{23, k\lambda}|^2 \sum_{\alpha} \langle \alpha | \sigma_{32}(\omega_k) | 0 \rangle|^2 + |\beta_{12, k\lambda}|^2 \sum_{\alpha} \langle \alpha | \sigma_{12}(\omega_k) | 0 \rangle|^2, \quad (4) \end{aligned}$$

где  $\sigma_{mn} = a_m^+ a_n$ . В этом выражении мы опустили возможные интерференционные члены [8] типа

$$\beta_{12, k\lambda} \beta_{32, k\lambda}^* \sum_{\alpha} \langle 0 | \sigma_{21}(-\omega_k) | \alpha \rangle \langle \alpha | \sigma_{32}(\omega_k) | 0 \rangle, \quad (5)$$

полагая, что либо поляризации переходов  $2 \rightarrow 1$  и  $2 \rightarrow 3$  различны, либо разность частот  $\omega_{31} = \omega_{21} - \omega_{23}$  этих переходов значительно больше рассматриваемых в задаче величин расстройки резонанса, спонтанных ширин и штарковских сдвигов. Первое и второе слагаемые в выражении (4) описывают соответственно рассеяния на переходах  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$  (комбинационное рассеяние) и  $2 \rightarrow 1$  (резонансная флуоресценция).

### 1. Спектр комбинационного рассеяния

Уравнения движения для интересующих нас операторов  $\sigma_{32}(t)$  и  $\sigma_{21}(t)$  после исключения из них переменных поля принимают вид [8]

$$\left( \frac{d}{dt} + \frac{\Gamma}{2} - i\omega_{32} \right) \sigma_{32} - \sigma_{21} \hat{V} = 0,$$

$$\left(\frac{d}{dt} - i\omega_{31}\right)\sigma_{31} + \tilde{V}^+ \sigma_{31} = 0, \quad (6)$$

$$\Gamma = \gamma_{31} + \gamma_{23}, \quad V = \sum_{k\lambda} \beta_{12, k\lambda}^* c_{k\lambda}(0) \exp(-i\omega_k t),$$

где  $\omega_{mn}$  — частота атомного перехода  $m \rightarrow n$ ,  $\Gamma$  — радиационная ширина уровня 2,  $c_{k\lambda}(0)$  — шредингеровский оператор.

Обратим внимание на то, что получающаяся из (6) система уравнений для матричных элементов операторов  $\sigma_{32}$  и  $\sigma_{31}$  однородна и, следовательно, имеет нетривиальное решение только при ненулевых начальных условиях. В соответствии с (3)—(4) перейдем в (6) от операторов к их матричным элементам между начальным  $|0\rangle$  и промежуточным  $|\alpha\rangle$  состояниями. Последние, с учетом сказанного выше, определим следующим образом:

$$|0\rangle = \chi_1 |f_0\rangle, \quad |\alpha\rangle = \chi_3 \Pi | \alpha_{k\lambda} + f_0 \delta_{k\lambda_0} \delta_{\lambda_0} \rangle, \quad (7)$$

где  $\chi_1$  и  $\chi_3$  — волновые функции невозмущенных атомных состояний 1 и 3,  $|f_0\rangle$  — когерентное состояние поля излучения, соответствующее импульсу  $k_0$  и поляризации  $\lambda_0$  (падающая волна). В промежуточном состоянии для удобства выделена начальная амплитуда  $f_0$ , так что  $\alpha_{k\lambda}$  представляют собой отклонения от начальных значений.

Из (6) для недиагональных матричных элементов получаем уравнения

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{\Gamma}{2} + i\omega_{23}\right)\rho_\alpha - V \tilde{\rho}_\alpha \exp(-i\omega_0 t) = 0, \quad (8)$$

$$\left(\frac{d}{dt} - i\omega_{31}\right)\tilde{\rho}_\alpha + V^* \rho_\alpha \exp(i\omega_0 t) = -\alpha^*(t) \rho_\alpha,$$

где введены обозначения

$$\rho_\alpha = \langle \alpha | \sigma_{32}(t) | 0 \rangle, \quad \tilde{\rho}_\alpha = \langle \alpha | \sigma_{31}(t) | 0 \rangle, \quad (9)$$

$$\tilde{V}_0 = \beta_{12, k_0 \lambda_0} f_0 = -iE_0 \mathbf{d}_{12},$$

$$\alpha(t) = \sum_{k\lambda} \alpha_{k\lambda} \beta_{12, k\lambda} \exp(-i\omega_k t).$$

Здесь  $E_0$  — амплитуда напряженности электрического поля волны, а  $\mathbf{d}_{12}$  — дипольный момент перехода  $1 \rightarrow 2$ , так что  $2|V_0|$  есть частота Раби.

Как следует из (3)—(4), искомая величина — спектральная плотность рассеяния на переходе  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$  — выражается через  $\rho_\alpha(\omega)$  следующим образом:

$$I_{2 \rightarrow 3}(\omega) = \frac{\gamma_{23}}{2\pi} \sum_{\alpha} |\rho_\alpha(\omega)|^2. \quad (10)$$

Нахождение этой величины из (8) существенно упрощается, если принять во внимание вытекающие из результатов работы [9] соотношения

$$\sum_{\alpha} \rho_{\alpha}(t) \alpha(t) = 0,$$

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} \alpha(t) \alpha^*(t') \rho_{\alpha}(t) \rho_{\alpha}^*(t') &= \gamma_{21} \delta(t-t') \sum_{\alpha} \rho_{\alpha}(t) \rho_{\alpha}^*(t') = \\ &= \gamma_{21} \delta(t-t') \sum_{\alpha} \langle 0 | \sigma_{23}(t) | \alpha \rangle \langle \alpha | \sigma_{32}(t) | 0 \rangle =: \gamma_{21} \sigma_{22}(t) \delta(t-t'). \end{aligned} \quad (11)$$

Применив преобразование Фурье к обеим частям системы уравнений (8), формально определив отсюда величину  $\rho_{\alpha}(\omega)$ , возведя ее в квадрат по абсолютной величине и проведя суммирование по всем промежуточным состояниям  $|\alpha\rangle$ , с учетом (11) получим

$$I_{2-3}(\omega) = \frac{\gamma_{21}}{2\pi |f(\omega - \omega_0 - \omega_{31})|^2} \left\{ |V_0 \sigma_{31}(0) + i(\omega - \omega_0 + \omega_{31}) \sigma_{32}(0)|^2 + \gamma_{21} |V_0|^2 \int_0^{\infty} \sigma_{22}(t) dt \right\}, \quad (12)$$

$$f(x) = x^2 + \left( \frac{\Gamma}{2} + i\varepsilon \right) x + |V_0|^2, \quad \varepsilon = \omega_{21} - \omega_0. \quad (13)$$

Здесь  $\varepsilon$  — расстройка резонанса, а  $\sigma_{31}(0)$  и  $\sigma_{32}(0)$  — средние значения токов в момент времени  $t = 0$ .

Пусть атом до включения взаимодействия ( $t \leq 0$ ) находился в основном состоянии (уровень 1). Тогда из (12)–(13) получим

$$I_{2-3}^{(1)}(\omega) = \frac{\Gamma |V_0|^2 / 2\pi}{\left[ (\omega - \omega_0 + \omega_{31} - \lambda)^2 + \left( \frac{\Gamma}{4} - \Delta\Gamma \right)^2 \right] \left[ (\omega - \omega_{23} + \lambda)^2 + \left( \frac{\Gamma}{4} + \Delta\Gamma \right)^2 \right]}, \quad (14)$$

где

$$\lambda + i\Delta\Gamma = \frac{1}{2} \varepsilon \left[ 1 - \frac{1}{|\varepsilon|} \sqrt{\varepsilon^2 + 4|V_0|^2 - \frac{\Gamma^2}{4} - i\varepsilon\Gamma} \right]. \quad (15)$$

При рассеянии волны на атоме в возбужденном состоянии (уровень 2) аналогичное выражение для спектральной плотности имеет следующий вид:

$$I_{2-3}^{(2)}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma_{23} (\omega - \omega_0 + \omega_{31})^2 + \gamma_{21} |V_0|^2}{\left[ (\omega - \omega_0 + \omega_{31} - \lambda)^2 + \left( \frac{\Gamma}{4} - \Delta\Gamma \right)^2 \right] \left[ (\omega - \omega_{23} + \lambda)^2 + \left( \frac{\Gamma}{4} + \Delta\Gamma \right)^2 \right]}, \quad (16)$$

В случае рассеяния волны малой интенсивности ( $|\varepsilon| \gg |V_0|$ ) выражение (14) переходит в дельта-функцию на комбинационной частоте  $\omega = \omega_0 - \omega_{31}$ . Отсутствие здесь зависимости от  $V_0$  объясняется тем, что мы рассматриваем настолько большие времена наблюдения ( $\gamma_{23} t |V_0|^2 / \varepsilon^2 \gg$

$\gg 1$ ), что система даже при малых интенсивностях возбуждающего поля с вероятностью единица успевает перейти в состояние  $|3\rangle$ . Поэтому сравнение с известным результатом Крамерса—Гейзенберга [10], полученным в случае  $\gamma_{23} t |V_0|^2 / \varepsilon^2 \ll 1$ , невозможно.

При рассеянии поля большой интенсивности ( $|V_0| \gg \Gamma$ ,  $|\varepsilon|$ ) спектр комбинационного рассеяния, как это следует из (14)—(16), независимо от начальных условий принимает вид

$$2\pi I_{2\rightarrow 3}^{(1)}(\omega) = \frac{\frac{1}{4}\Gamma}{\left(\omega - \omega_{23} + \frac{\varepsilon}{2} + |V_0|\right)^2 + \frac{1}{16}\Gamma^2} + \frac{\frac{1}{4}\Gamma}{\left(\omega - \omega_{23} + \frac{\varepsilon}{2} - |V_0|\right)^2 + \frac{1}{16}\Gamma^2}. \quad (17)$$

Рассеянное поле в этом случае состоит из двух линий лоренцевского профиля, разнесенных друг от друга на частоту Раби  $2|V_0|$ , что согласуется с результатами работ [2, 11]. Зависимость формы линии спектра комбинационного рассеяния от соотношения величин  $|V_0|$  и  $\Gamma$  становится наиболее наглядной в случае точного резонанса ( $\varepsilon = 0$ ). При  $|V_0| \leq \Gamma/4$  спектр состоит из одной линии нелоренцевского профиля:

$$I_{2\rightarrow 3}^{(1)}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma |V_0|^2}{\left[ (\omega - \omega_{23})^2 + \frac{1}{16}\Gamma^2 \left(1 + \frac{4\sigma}{\Gamma}\right)^2 \right] \left[ (\omega - \omega_{23})^2 + \frac{1}{16}\Gamma^2 \left(1 - \frac{4\sigma}{\Gamma}\right)^2 \right]}, \quad (18)$$

$$\sigma = \left| |V_0|^2 - \frac{1}{16}\Gamma^2 \right|^{1/2}.$$

При  $|V_0| > \Gamma/4$  линия расщепляется на две, симметричные относительно частоты перехода  $2 \rightarrow 3$ :

$$I_{2\rightarrow 3}^{(1)}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma |V_0|^2}{\left[ (\omega - \omega_{23} + \sigma)^2 + \frac{1}{16}\Gamma^2 \right] \left[ (\omega - \omega_{23} - \sigma)^2 + \frac{1}{16}\Gamma^2 \right]}; \quad (19)$$

при  $|V_0| \rightarrow \infty$  спектр состоит из двух лоренцианов. Указанный процесс расщепления представлен на рис. 2.

## 2. Спектр рассеяния на переходе $2 \rightarrow 1$

Вычисление спектра излучения, рассеянного на переходе  $2 \rightarrow 1$ , проводится аналогично изложенному в предыдущем параграфе. Общее выражение мы не приводим ввиду его громоздкости. В случае рассеянного поля слабой интенсивности ( $|V_0| \rightarrow 0$ ) на атоме в основном состоянии для спектральной плотности фотонов, рассеянных за все время наблюдения, имеем, как и следовало ожидать, дельта-функцию на частоте падающего поля  $\omega_0$  с коэффициентом  $\gamma_{21}/\gamma_{23}$ . Как и в случае комбинационного рассея-

ния, отсутствие зависимости от интенсивности объясняется тем, что система успевает перейти в состояние  $|3\rangle$ .

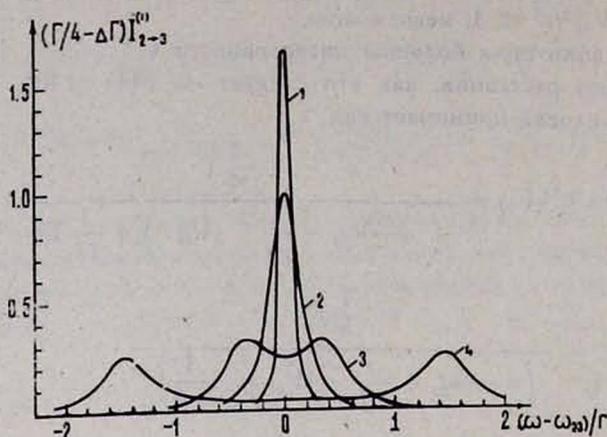


Рис. 2. Изменение формы линии комбинационного рассеяния в зависимости от интенсивности накачки в случае точного резонанса ( $\varepsilon = 0$ ). Кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям параметра  $|V_0|/\Gamma = 0,15; 0,25; 0,5$  и  $1,5$ .

В сильном поле ( $|V_0| \gg |\varepsilon|, \Gamma$ ) спектр рассеянного излучения независимо от начального состояния атома имеет вид

$$\begin{aligned}
 I_{2 \rightarrow 1}(\omega) = & \frac{\gamma_{21}}{\pi \gamma_{23}} \left\{ \frac{\frac{1}{4} \Gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} + \right. \\
 & + \frac{(3\Gamma/16)(1 - \gamma_{23}/3\Gamma)}{(\omega - \omega_0 + 2|V_0|)^2 + \frac{9}{16} \Gamma^2 (1 - \gamma_{23}/3\Gamma)^2} + \\
 & \left. + \frac{(3\Gamma/16)(1 - \gamma_{23}/3\Gamma)}{(\omega - \omega_0 - 2|V_0|)^2 + \frac{9}{16} \Gamma^2 (1 - \gamma_{23}/3\Gamma)^2} \right\}. \quad (20)
 \end{aligned}$$

При  $\gamma_{23} \ll \gamma_{21}$  выражение (20) переходит с точностью до множителя  $2\gamma_{23}^{-1} \propto t \rightarrow \infty$ , означающего время наблюдения, в известное выражение [6] для спектра резонансной флуоресценции двухуровневой системы. Ширина сателлитов в этом случае равна  $3/2 \Gamma$ , а соотношение амплитуд пиков есть 1:3:1. В случае  $\gamma_{23} \gg \gamma_{21}$  выражение (20) преобразуется к виду, полученному в работе [7] в однофотонном приближении; ширины сателлитов при этом равны ширине центрального пика  $\Gamma$ , а соотношение амплитуд пиков — 1:2:1. Проведенное сравнение говорит о том, что пренебрегать процессами рассеяния двух и более фотонов на переходе  $2 \rightarrow 1$  можно только при наличии сильного распада «вбок» (в нашем случае — это переход  $2 \rightarrow 3$ ). Интересно отметить, что интенсивность сателлитов остается постоянной независимо от соотношения парциальных ширин  $\gamma_{21}$  и  $\gamma_{23}$ .

### 3. Спектр рассеяния на системе $S_{1/2} - P_{1/2}$

Рассмотрим теперь рассеяние циркулярно-поляризованной волны на системе типа  $S_{1/2} - P_{1/2}$  в атомах щелочных металлов. Такого рода атомная система представляет интерес тем, что линии излучения, рассеянного на переходах  $2 \rightarrow 1$  и  $2 \rightarrow 3$ , имея различные поляризации, перекрываются по частоте, что приводит к появлению существенной угловой зависимости в спектре рассеянного излучения.

Сохраняя обозначения предыдущих параграфов и учитывая соотношения  $\omega_{21} = \omega_{23}$  и  $\gamma_{21} = 2\gamma_{23} = 2/3 \Gamma$ , верные для системы  $S_{1/2} - P_{1/2}$ , для спектральной плотности фотонов, рассеянных с импульсом  $\mathbf{k}$  и поляризацией  $\lambda$ , имеем

$$I(\mathbf{k}, \lambda) = |\mathbf{e}_{\mathbf{k}\lambda} \mathbf{e}_0|^2 I_{2 \rightarrow 1}(\omega) + |\mathbf{e}_{\mathbf{k}\lambda} \mathbf{e}_z|^2 I_{2 \rightarrow 3}(\omega), \quad (21)$$

где  $I_{2 \rightarrow 1}$  и  $I_{2 \rightarrow 3}$  (их вид в случае  $|V_0| \gg |\varepsilon|$ ,  $\Gamma$  дается выражениями (18), (20)) описывают компоненты излучения, рассеянного на переходах соответственно с изменением ( $|\Delta m| = 1$ ) и без изменения ( $\Delta m = 0$ ) проекции орбитального момента,  $\mathbf{e}_0$  и  $\mathbf{e}_{\mathbf{k}\lambda}$  — векторы поляризации падающей и рассеянной волн, единичный вектор  $\mathbf{e}_z$  (ось  $z$ ) направлен вдоль волнового вектора  $\mathbf{k}_0$  падающей волны.

Проведя в выражении (21) суммирование по поляризациям, для углового распределения рассеянного излучения получим

$$dI(\omega) = \left\{ \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \vartheta) I_{2 \rightarrow 1}(\omega) + \sin^2 \vartheta I_{2 \rightarrow 3}(\omega) \right\} \frac{3}{8\pi} d\vartheta, \quad (22)$$

где  $\vartheta$  — угол между осью  $z$  и направлением наблюдения.

Исследование выражения (21) проведем в случае точного резонанса ( $\varepsilon = 0$ ) в сильном поле, когда спектр становится симметричным относительно частоты падающего поля (см. рис. 3), при  $|V_0| \gg \Gamma$ . Как следует

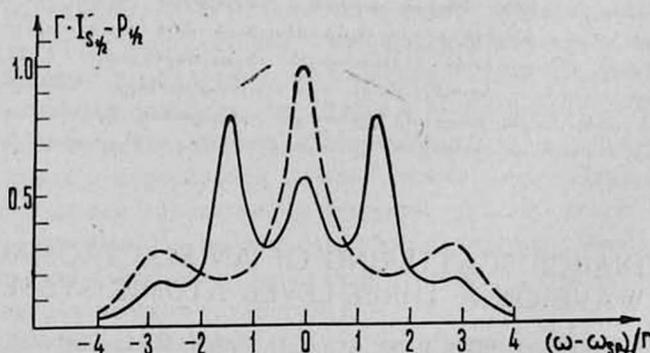


Рис. 3. Рассеяние циркулярно-поляризованной волны на системе  $S_{1/2} - P_{1/2}$  в случае точного резонанса ( $\varepsilon = 0$ ) при  $|V_0| = 1,5 \Gamma$ . Пунктирная линия соответствует спектру рассеяния вперед ( $\vartheta = 0$ ), сплошная — спектру рассеяния вбок ( $\vartheta = \pi/2$ ).

из (21), рассеянное вперед ( $\vartheta = 0$ ) излучение имеет поляризацию, совпадающую с поляризацией падающей волны. Спектр этого поля состоит из трех линий: пика с шириной  $\Gamma$  на частоте  $\omega_0$  и двух симметрично отстроен-

ных от него на частоту  $\pm 2|V_0|$  спутников с ширинами  $4/3 \Gamma$  и амплитудами, в  $8/3$  раза меньшими амплитуды центрального пика. Рассеянное вбок ( $\theta = \pi/2$ ) излучение состоит из пяти линий лоренцевской формы на частотах  $\omega_0$ ,  $\omega_0 \pm |V_0|$  и  $\omega_0 \pm 2|V_0|$  соответственно с ширинами  $\Gamma$ ,  $1/2 \Gamma$  и  $4/3 \Gamma$  и амплитудами (отнесенными к высоте центрального пика) 1, 2 и  $3/8$ . При этом излучение на частотах  $\omega_0$  и  $\omega_0 \pm 2|V_0|$  линейно поляризовано вдоль оси, перпендикулярной как к направлению наблюдения, так и к оси  $z$ . Спутники  $\omega_0 \pm |V_0|$  линейно поляризованы вдоль оси  $z$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Раутиан С. Г., Собеельман И. Ж. ЖЭТФ, 41, 451 (1961).
2. Бакланов Е. В. ЖЭТФ, 65, 2203 (1973).
3. Knight P. L. J. Phys., B: Atom. Molec. Phys., 13, 4551 (1980).
4. Тер-Микаелян М. А., Мовсисян Р. Е. Препринт ИФИ-23-75, Аштарак, 1975.
5. Казанцев А. П. ЖЭТФ, 66, 1229 (1974).
6. Mollow B. R. Phys. Rev., 188, 1969 (1969).
7. Stroud C. R. Phys. Rev., A3, 1044 (1971).
8. Milloni P. W., Smith W. A. Phys. Rev., A11, 814 (1975).
9. Крыжановский Б. В., Меликян А. О. ЖЭТФ, 79, 2063 (1980).
10. Kramers H. A., Helsenberg W. Zs. Phys., 31, 691 (1925).
11. Крыжановский Б. В. Оптика и спектроскопия, 53, 1057 (1982).

## ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՍԱԿԱՆ ԱՆՎԻՔԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՑՐՈՒՄԸ ՅՈՒՄԱՄԱԿԱՐԳԻԱԿ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՎՐԱ

Բ. Վ. ԿՐԻՃԱՆՈՎՍԿԻ, Ռ. Մ. ՍՈՒԿԻԱՆՅԱՆ, Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ

Նուսմակարգակ ատոմային համակարգի վրա մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական ալիքի ռեզոնանսային ցրման խնդիրը լուծված է կամայական հզորության ալիքի առկայության դեպքում առանց խնդրի բնորոշ պարամետրների միջև եղած ադրնուսիունների որևէ սահմանափակման: Ստացված են ռեզոնանսային ֆլուորեսցենցիայի և ինքնակամ կոմբինացիոն ցրման սպեկտրալ խտությունների արտահայտությունները: Հետազոտված է ցրված ճառագայթման անկյունային բաշխումը շրջանային բևեռացումով էլեկտրամագնիսական ալիքի և ալիալիական մետաղների ատոմներում ի հայտ եկող  $S_{1/2} - P_{1/2}$  տիպի համակարգի փոխազդեցության դեպքում:

## RESONANCE SCATTERING OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE ON A THREE-LEVEL ATOMIC SYSTEM

B. V. KRYZHANOVSKY, R. M. SUIKHANYAN, M. L. TER-MIKAELYAN

The problem of resonance scattering of a monochromatic electromagnetic wave on a three-level atomic system is considered without regard for limitations on the correlation of parameters of the problem. Expressions for spectral density of scattered radiation were obtained both for the resonance fluorescence and the spontaneous combination scattering. The angular distribution of scattered radiation for the interaction of circularly polarized wave with the  $S_{1/2} - P_{1/2}$  type system in atoms of alkaline metals is investigated.