ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 10 *РАДИОФИЗИКА* *1987*

УДК 535 33:621 373

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА С ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ РЕЛАКСАЦИЙ МАГНИТНЫХ ПОДУРОВНЕЙ

Г. Г. Адонц, К. В. Арутюнян

Теоретически исследовано взаимодействие эллиптически поляризованного излучения с резонансной средой, состоящей из атомов с дублетно расщепленным возбужденным состоянием. Найдено, что в показателе преломления возникают интерференционные члены, связанные с когерентным взаимодействием поля с дублетно расщепленными возбужденными подуровнями. Исследована дисперсионная зависимость показателя преломления, и показано, что выбором поляризации волны можно определять постоянные распада мультипольных моментов тока дипольно-запрещенного атомного перехода.

Резонансные газовые среды являются удобными объектами для изучения нелинейных оптических явлений (см., например, [1]). Обычно при теоретическом изучении резонансных явлений ограничиваются моделью двухуровневого атома. В экспериментах с парами щелочных металлов (резонансный переход $S_{1/2}\longrightarrow P_{1/2,\,3/2}$) возбужденное состояние дублетно расщеплено и фактически поле излучения взаимодействует с трехуровневым атомом. Учет дублетного расщепления возбужденного состояния является важным, так как он приводит к появлению интерференционных процессов, связанных со взаимным влиянием возбужденных подуровней [2,3]. Принципиальным при этом является учет релаксационных процессов, так как в поле излучения возникают новые столкновительно-индуцированные резонансы [4–7], отсутствующие в рамках безрелаксационной теории в трехуровневой резонансной среде. Учет поляризации поля излучения значительно осложняет задачу, так как в поле волны снимается вырождение энергетических уровней атома по проекции момента количества движения и задача реально сводится к взаимодействию излучения с совокупностью многоуровневых атомов.

Нами исследовано взаимодействие поляризованного излучения с трехуровневым атомом с дублетно расщепленным возбужденным состоянием. Используемый нами формализм неприводимых тензорных операторов позволяет корректно учесть все возможные процессы релаксаций в системе магнитных подуровней, связанные с созданием неравномерной заселенности подуровней и когерентности между ними.

Рассмотрим взаимодействие монохроматического поляризованного излучения с электрическим вектором

$$\boldsymbol{E}=(1/2)\left(\boldsymbol{E}_1(\boldsymbol{r})\exp\left[i(\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{r}-\omega_1 t)\right]+\text{к.с.}\right) \qquad (1)$$

с резонансной средой, состоящей из идентичных трехуровневых атомов с дублетно расщепленным возбужденным состоянием. Атом в основном состоянии 1 обладает моментом количества движения J_1, в возбужденных близко расположенных состояниях 2 и 3 — моментами количества движения J_2 и J_3 соответственно.

В представлении неприводимых тензорных операторов матрица плотности системы представляет вектор-столбец с элементами $\rho_{ik}(\varkappa q)$. Система уравнений для элементов матрицы плотности в модели релаксационных констант при изотропных столкновениях имеет вид [8]:

$$(d/dt+\Gamma^{\varkappa}_{ik}+i\omega_{ik})\rho_{ik}-(A^{(\varkappa)}_{21}\rho_{22}+A^{(\varkappa)}_{31}\rho_{33})\delta_{i1}\delta_{k1}=$$
$$=Q_i\delta_{ik}+i\sum_l[U^l_{ik}\rho_{il}-\widetilde{U}^k_{il}\rho_{lk}]\,, \tag{2}$$

где i, k, l нумеруют энергетические уровни атомов. Здесь $\Gamma^{\varkappa}_{ik}$ — релаксационные постоянные распада, ω_{ik} — частота перехода $i\to k$, Q_i — вектор возбуждения, $A^{(\varkappa)}_{21,31}$ описывает спонтанный переход с верхних уровней на нижний, $U^l_{ik}(\varkappa q\mid\varkappa_1 q_1)$ — матрица взаимодействия атома с внешним полем, которая в дипольном приближении имеет вид

$$U^l_{ik}(\varkappa q\mid\varkappa_1 q_1)=(-1)^{\varkappa_1+1-J_l-J_k}\frac{\sqrt{3}\,d_{lk}}{2\hbar}\sqrt{2\varkappa_1+1}\times$$
$$\times\begin{Bmatrix}1 & \varkappa_1 & \varkappa\\ J_i & J_k & J_l\end{Bmatrix}\sum_\alpha c(1\varkappa_1\varkappa\mid\alpha\, q_1 q)E_\alpha\,, \tag{3}$$

где $c(1\varkappa_1\varkappa\mid\alpha\, q_1 q)$ — коэффициенты Клебша—Гордона, d_{lk} — матричный элемент дипольного перехода $l\to k$, E_α — сферические компоненты волны ($E_0=E_z$, $E_{\pm1}=\mp(E_x\pm iE_y)/\sqrt{2}$). Релаксационные постоянные распада $\Gamma^{\varkappa}_{ik}$ в приближении упругих деориентирующих столкновений без изменения скорости имеют вид $\Gamma^{\varkappa}_{ik}=\Gamma_{ik}+\gamma^{\varkappa}_{ik}$, где Γ_{ik} — радиационная релаксация, $\gamma^{\varkappa}_{ik}$— столкновительная релаксация. Скорость спонтанного прихода $A_{21}(\varkappa)$ для перехода $J_2\to J_1$ выражается через первый коэффициент Эйнштейна A_{21} следующим образом:

$$A_{21}(\varkappa)=A_{21}(2J_2+1)(-1)^{J_1+J_2+\varkappa+1}\begin{Bmatrix}\varkappa & J_1 & J_1\\ 1 & J_2 & J_2\end{Bmatrix}. \tag{4}$$

Поляризованность среды $\widetilde{P}(1q)$ выражается через токи перехода $\rho_{21,31}(1q)$ следующим образом:

$$\widetilde{P}(1q)=d_{12}\rho_{21}(1q)+d_{13}\rho_{31}(1q)\,. \tag{5}$$

В стационарном случае, решая систему уравнений (2) в поле (1), для поляризованности среды (5) в кубическом приближении получаем следующее выражение:

$$\widetilde{P}(1q)=(a_{21}+a_{31})E_q-\frac{9}{(2\hbar)^3}\sum_{\varkappa_2 q_2\alpha\gamma\beta}(-1)^{1-\alpha}(-1)^{1-\gamma}\times$$
$$\times c(11\varkappa_2\mid q-\alpha q_2)\,c(11\varkappa_2\mid\beta-\gamma q_2)E_\alpha E^*_\gamma E_\beta[a_{21}(b_{21}(\varkappa_2)+ \tag{6}$$
$$+c_{31}(\varkappa_2))+a_{31}(b_{31}(\varkappa_2)+c_{21}(\varkappa_2))]\,,$$

где

$$a_{l1}=i\left(\frac{N_1}{2J_1+1}-\frac{N_l}{2J_l+1}\right)\frac{|d_{l1}|^2}{2\hbar(\Gamma_{l1}-i\varepsilon_l)}\,,$$

$$b_{l1}(\varkappa_2)=\frac{2|d_{l1}|^2\Gamma_{l1}}{\Gamma^2_{l1}+\varepsilon^2_l}\left[\frac{1}{\Gamma^{\varkappa_2}_{ll}}\begin{Bmatrix}1 & 1 & \varkappa_2\\ J_l & J_l & J_1\end{Bmatrix}^2+\frac{1}{\Gamma^{\varkappa_2}_{11}}\begin{Bmatrix}1 & 1 & \varkappa_2\\ J_1 & J_1 & J_l\end{Bmatrix}^2-\right.$$
$$\left.-\frac{(-1)^{\varkappa_2}A^{\varkappa_2}_{l1}}{\Gamma^{\varkappa_2}_{11}\;\Gamma^{\varkappa_2}_{ll}}\begin{Bmatrix}1 & 1 & \varkappa_2\\ J_1 & J_1 & J_l\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}1 & 1 & \varkappa_2\\ J_l & J_l & J_1\end{Bmatrix}\right],$$

$$c_{l1}(\varkappa_2)=\frac{2|d_{l1}|^2\Gamma_{l1}\begin{Bmatrix}1 & 1 & \varkappa_2\\ J_1 & J_1 & J_k\end{Bmatrix}}{\Gamma^2_{l1}+\varepsilon^2_l}\left[\frac{1}{\Gamma^{\varkappa_2}_{11}}\begin{Bmatrix}1 & 1 & \varkappa_2\\ J_1 & J_1 & J_l\end{Bmatrix}-\right.$$

$$-\frac{(-1)^{\varkappa_2} A_{li}^{\varkappa_2}}{\Gamma_{ii}^{\varkappa_2}\Gamma_{11}^{\varkappa_2}} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \varkappa_2 \\ J_i & J_l & J_1 \end{Bmatrix}\Bigg] + \frac{|d_{i1}|^2}{\Gamma_{ki}^{\varkappa_2} + i\omega_{kl}} \frac{(\Gamma_{k1} + \Gamma_{1l} + i\omega_{kl})}{(\Gamma_{k1} - i\varepsilon_k)} \times$$

$$\times \frac{1}{(\Gamma_{1l} + i\varepsilon_l)} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \varkappa_2 \\ J_k & J_i & J_1 \end{Bmatrix}^2 .$$

Здесь мы обозначили расстройки резонансов посредством $\varepsilon_i = \omega_1 - \omega_{i1}$ и положили $\Gamma_{i1}^1 = \Gamma_{1i}^1 \equiv \Gamma_{i1}$, индексы i, k принимают соответственно значения $i = 2, 3$ и $k = 3, 2$.

Из полученной формулы (6) видно, что вектор поляризованности, определяющий комплексный нелинейный показатель преломления среды в поле волны, имеет довольно сложную структуру. Нелинейная часть показателя преломления содержит члены трех типов, обусловленные взаимодействием поля: а) с резонансным переходом $1 \rightarrow 2$ (член $a_{21}b_{21}(\varkappa_2)$), б) с резонансным переходом $1 \rightarrow 3$ ($a_{31}b_{31}(\varkappa_2)$), в) одновременно с обоими резонансами $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ (члены $a_{21}c_{31}(\varkappa_2)$ и $a_{31}c_{21}(\varkappa_2)$). Наибольший интерес представляют члены типа в), которые возникают вследствие взаимного влияния дублетно расщепленных подуровней в поле волны. Эти члены возникают по двум причинам: в$_1$) из-за нелинейного заселения уровня 1 вследствие дипольно-разрешенных переходов $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ (1-й и 2-й члены в формуле c_{i1}), в$_2$) из-за недиагонального тока перехода $2 \rightarrow 3$, связанного с когерентным взаимодействием поля с дублетно расщепленными подуровнями (третий член в формуле c_{i1}). Заметим, что последний член имеет столкновительно-индуцированную природу и содержит в знаменателе характерные частоты ω_{32} междублетного расщепления, исчезающие в отсутствие столкновений при чисто радиационном распаде ($\gamma_{23}^{\varkappa_2} = \gamma_{12} + \gamma_{13}$) [4–7].

Рассмотрим подробнее поляризованную структуру вектора поляризованности (6). В зависимости от поляризации излучения поляризованность среды определяется различными константами распада поляризационных моментов уровней $i = 1, 2, 3$ $\Gamma_{ii}^{\varkappa}$ ($\varkappa = 0$ — заселенности, 1 — ориентации, 2 — выстраивания), а также поляризационных моментов $\Gamma_{23,32}^{\varkappa}$ тока дипольно-запрещенного перехода $2 \rightarrow 3$.

Ограничиваясь типичной схемой переходов в парах щелочных металлов $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2,\,3/2}$ ($J_1 = 1/2$, $J_2 = 1/2$, $J_3 = 3/2$), рассмотрим подробнее полученные нами результаты для различных поляризаций волны.

Если волна поляризована линейно вдоль оси z ($E_0 \neq 0$, $E_{\pm 1} = 0$), то у вектора поляризованности (6) отлична от нуля z-компонента $\tilde{P}(10)$, которая имеет вид

$$\tilde{P}(10) = \frac{iN_1}{2}\frac{E_0}{2\hbar}\Bigg\{\Bigg(\frac{|d_{21}|^2}{\Gamma_{21} - i\varepsilon_2} + \frac{|d_{31}|^2}{\Gamma_{31} - i\varepsilon_3}\Bigg) - \frac{|E_0|^2}{(2\hbar)^2} \times$$
$$\times \Bigg[\frac{|d_{21}|^4\,\Gamma_{21}}{(\Gamma_{21} - i\varepsilon_2)(\Gamma_{21}^2 + \varepsilon_2^2)}\Bigg(\frac{1}{\Gamma_{22}^0} + \frac{1}{\Gamma_{11}^0} - \frac{A_{21}}{\Gamma_{11}^0\Gamma_{22}^0}\Bigg) +$$
$$+ \frac{|d_{31}|^2\,\Gamma_{31}}{(\Gamma_{31} - i\varepsilon_3)(\Gamma_{31}^2 + \varepsilon_3^2)}\Bigg(\frac{1}{2\Gamma_{33}^0} + \frac{1}{2\Gamma_{33}^2} + \frac{1}{\Gamma_{11}^0} - \frac{A_{31}}{\Gamma_{11}^0\Gamma_{33}^0}\Bigg) + \qquad (7)$$
$$+ \frac{|d_{21}|^2\,|d_{31}|^2}{4}\Bigg[\frac{4\Gamma_{21}}{(\Gamma_{21}^2 + \varepsilon_2^2)(\Gamma_{31} - i\varepsilon_3)}\Bigg(-\frac{1}{\Gamma_{11}^0} + \frac{A_{21}}{\Gamma_{22}^0\Gamma_{11}^0}\Bigg) +$$
$$+ \frac{4\Gamma_{31}}{(\Gamma_{31}^2 + \varepsilon_3^2)(\Gamma_{21} - i\varepsilon_2)}\Bigg(-\frac{1}{\Gamma_{11}^0} + \frac{A_{31}}{\Gamma_{33}^0\Gamma_{11}^0}\Bigg) + \frac{1}{(\Gamma_{21} - i\varepsilon_2)^2} \times$$
$$\times \frac{(\Gamma_{21} + \Gamma_{13} - i\omega_{32})}{(\Gamma_{23}^2 - i\omega_{32})}\frac{1}{(\Gamma_{13} + i\varepsilon_3)} + \frac{1}{(\Gamma_{31} - i\varepsilon_3)^2}\frac{1}{(\Gamma_{32}^2 + i\omega_{32})} \times$$

$$\times \frac{(\Gamma_{12}+\Gamma_{31}+i\omega_{32})}{(\Gamma_{12}+i\varepsilon_2)}\Bigg]\Bigg]\Bigg\}\Bigg\},$$

где мы положили $N_2=N_3=0$.

Из полученной формулы (7) видно, что поляризованность среды в поле линейно поляризованной волны определяется постоянными поляризационных моментов заселенности ($\varkappa=0$) уровней 1, 2, 3 и выстраивания ($\varkappa=2$) уровня 3, а также выстраивания ($\varkappa=2$) тока дипольно-запрещенного перехода $2 \longrightarrow 3$.

При чисто радиационном распаде $A_{21}=\Gamma^0_{22}$ формула (7) упрощается, в частности исчезают интерференционные члены типа в$_1$), связанные с нелинейным заселением уровня 1 вследствие переходов $1 \longrightarrow 2$ и $1 \longrightarrow 3$.

В поле волны круговой поляризации ($E_{+1} \neq 0$, $E_{0,-1}=0$) отлична от нуля компонента $\tilde{P}(1+1)$ вектора поляризованности (6), которая имеет вид

$$\begin{aligned}
\tilde{P}(1+1) = {} & \frac{iN_1}{2}\frac{E_{+1}}{2\hbar}\Bigg\{\Bigg\{\Bigg(\frac{|d_{21}|^2}{\Gamma_{21}-i\varepsilon_2}+\frac{|d_{31}|^2}{\Gamma_{31}-i\varepsilon_3}\Bigg) - \\
& -\frac{|E_{+1}|^2}{(2\hbar)^2}\Bigg[\frac{|d_{21}|^4\,\Gamma_{21}}{(\Gamma_{21}^2+\varepsilon_2^2)(\Gamma_{21}-i\varepsilon_2)}\Bigg(\frac{1}{\Gamma^0_{22}}+\frac{1}{\Gamma^1_{22}}+\frac{1}{\Gamma^0_{11}}+\frac{1}{\Gamma^1_{11}} - \\
& -\frac{A_{21}}{\Gamma^0_{11}\,\Gamma^0_{22}}-\frac{1}{3}\frac{A_{21}}{\Gamma^1_{11}\,\Gamma^1_{22}}\Bigg)+\frac{|d_{31}|^4\,\Gamma_{31}}{(\Gamma_{31}^2+\varepsilon_3^2)(\Gamma_{31}-i\varepsilon_3)}\Bigg(\frac{1}{2}\frac{1}{\Gamma^0_{33}}+\frac{5}{8}\frac{1}{\Gamma^1_{33}}+ \\
& +\frac{1}{8}\frac{1}{\Gamma^2_{33}}+\frac{1}{\Gamma^0_{11}}+\frac{1}{4}\frac{1}{\Gamma^1_{11}}-\frac{A_{31}}{\Gamma^0_{33}\,\Gamma^0_{11}}-\frac{5}{12}\frac{A_{31}}{\Gamma^1_{11}\,\Gamma^1_{33}}\Bigg)+ \qquad (8) \\
& +|d_{31}|^2\,|d_{21}|^2\Bigg[\frac{\Gamma_{21}}{(\Gamma_{21}^2+\varepsilon_2^2)(\Gamma_{31}-i\varepsilon_3)}\Bigg(-\frac{1}{\Gamma^0_{11}}+\frac{1}{2}\frac{1}{\Gamma^1_{11}}+\frac{A_{21}}{\Gamma^0_{22}\,\Gamma^0_{11}} - \\
& -\frac{1}{6}\frac{A_{21}}{\Gamma^1_{22}\,\Gamma^1_{11}}\Bigg)+\frac{\Gamma_{31}}{(\Gamma_{31}^2+\varepsilon_3^2)(\Gamma_{21}-i\varepsilon_2)}\Bigg(-\frac{1}{\Gamma^0_{11}}+\frac{1}{2}\frac{1}{\Gamma^1_{11}}+\frac{A_{31}}{\Gamma^0_{33}\,\Gamma^0_{11}} - \\
& -\frac{5}{6}\frac{A_{31}}{\Gamma^1_{33}\,\Gamma^1_{11}}\Bigg)+\frac{1}{(\Gamma_{21}-i\varepsilon_2)^2}\,\frac{(\Gamma_{21}+\Gamma_{13}-i\omega_{32})}{(\Gamma_{13}+i\varepsilon_3)}\Bigg(\frac{3}{4}\frac{1}{\Gamma^1_{23}-i\omega_{32}}+ \\
& +\frac{1}{8}\frac{1}{\Gamma^2_{23}-i\omega_{32}}\Bigg)+\frac{1}{(\Gamma_{31}-i\varepsilon_3)^2}\,\frac{(\Gamma_{31}+\Gamma_{12}+i\omega_{32})}{(\Gamma_{12}+i\varepsilon_2)}\Bigg(\frac{1}{\Gamma^1_{32}+i\omega_{32}}+\frac{1}{\Gamma^2_{32}+i\omega_{32}}\Bigg)\Bigg]\Bigg]\Bigg\}\Bigg\}.
\end{aligned}$$

Из полученной формулы (8) видно, что поляризованность среды в поле циркулярно поляризованной волны определяется постоянными распада заселенности ($\varkappa=0$), ориентации ($\varkappa=1$) уровней 1, 2, 3 и выстраивания ($\varkappa=2$) уровня 3, а также ориентации ($\varkappa=1$) и выстраивания ($\varkappa=2$) тока дипольно-запрещенного перехода $2 \longrightarrow 3$. При чисто радиационном распаде формула (8) несколько упрощается, однако в отличие от случая линейной поляризации процессы типа в$_1$) не исчезают из-за наличия столкновительной релаксации ориентации Γ^1_{11} уровня 1.

Это обстоятельство непосредственно связано с тем, что в поле циркулярно поляризованной волны, в отличие от линейно поляризованной, создается неравновесная заселенность по магнитным подуровням. Если нижнее состояние является основным состоянием системы ($\Gamma^1_{11} \ll \Gamma^{\varkappa}_{22,33}$), то в поле циркулярно поляризованной волны имеет место оптическая накачка атомов и характерный параметр нелинейности в $m=\Gamma^{\varkappa}_{22,33}/\Gamma^1_{11}$ раз возрастает по сравнению со случаем линейной поляризации.

Исследуем дисперсию комплексного нелинейного показателя преломления среды при перестройке частоты накачки между подуровнями дублета возбужденного состояния.

Из формул (6)—(8) видно, что в линейном по полю приближении независимо от поляризации волны показатель преломления обращается в единицу при расстройках ε_2, ε_3, удовлетворяющих условию

$$|d_{21}|^2/(\Gamma_{21} - i\,\varepsilon_2) + |d_{31}|^2/(\Gamma_{31} - i\,\varepsilon_3) = 0\,, \qquad (9)$$

что в случае узких линий $\Gamma_{21,31} \ll \varepsilon_{2,3}$ совпадает с точкой компенсации в адиабатическом приближении [2,3]. Учет нелинейности показателя преломления сдвигает точку компенсации, причем сдвиг этот зависит как от поляризации волны, так и от соотношения между различными постоянными распада поляризационных моментов $\Gamma^{\varkappa}_{il}$ и $\Gamma^{\varkappa}_{ik}$.

Для паров щелочных металлов проведем численные оценки нелинейного сдвига точки компенсации для различных поляризаций волны. К примеру, для атома калия, полагая $\eta = 0{,}5$ и $\omega_{32} = 58$ см$^{-1}$, находим из (9) в линейном по полю приближении для обеих поляризаций $\varepsilon_2^{\text{комп}} \simeq 19$ см$^{-1}$ и $\varepsilon_1^{\text{комп}} \simeq -39$ см$^{-1}$ (мы положили $\Gamma_{21,31} \ll \varepsilon_{2,3}$). В первом нелинейном приближении, учитывая, что времена деориентирующих столкновений основного уровня 1 значительно превышают времена распада возбужденных уровней 2 и 3 ($\Gamma_{21,31}/\Gamma^1_{11} \simeq 10^2$, $(\Gamma_{21,31})^{-1} \simeq 10$ нс), нетрудно показать, исходя из формул (7) и (8), что нелинейный сдвиг точки компенсации для циркулярно поляризованной волны в сто раз превышает нелинейный сдвиг для линейно поляризованной волны. Так, например, при безразмерном параметре интенсивности $\xi = |d_{31}|^2\,|E|^2/4\hbar^2\omega_{32}^2 = 10^{-3}$ нелинейный сдвиг составляет для линейной поляризации $\simeq 10^{-2}$ см$^{-1}$, а для круговой — около 1 см$^{-1}$.

Таким образом, исследуя дисперсию нелинейного показателя преломления среды, можно выбором поляризации волны определять постоянные распада поляризационных моментов $\Gamma^{\varkappa}_{ik}$ для различных моментов $\varkappa$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. — М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 224.
2. Адонц Г. Г., Кочарян Л. М., Шахназарян Н. В. — Квантовая электроника, 1975, **2**, № 7, с. 1395.
3. Арутюнян В. М., Адонц Г. Г., Арамян А. Р. и др. — Журн. прикл. спектр., 1984, **41**, вып. 5, с. 773.
4. Rothberg L. J., Bloembergen N. — Phys. Rev. A, 1984, **30**, p 820.
5. Prior I., Bogdan A. R., Dagenais M., Bloembergen N. — Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, p. 111.
6. Adonts G. G., Kanetsyan E. G. — Opt. Comm, 1984, **49**, № 2, p. 111.
7. Адонц Г. Г., Канецян Э. Г. — Опт. и спектр., 1985, **58**, вып. 3, с. 512.
8. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. — Л.: Гос. ун-т, 1975, с. 192.

Научно-исследовательский институт
физики конденсированных сред
при Ереванском университете

Поступила в редакцию
2 декабря 1985 г.

INTERACTION OF THREE-LEVEL ATOM WITH A RADIATION FIELD TAKING INTO ACCOUNT THE RELAXATION OF MAGNETIC SUBLEVELS

G. G. Adonts, K. V. Arutyunyan

It is studied theoretically the interaction between elliptically polarized radiation and resonance medium, consisting of atoms with double-splitted excited states. In the irreducible tensorial formalism a formula is found for complex nonlinear refractive index of medium without saturation effects. It is shown that in the refractive index interference members occur being connected with the coherent interaction of field with double-splitted excited sublevels. The dispersive dependence of refractive index is studied and it is shown that it is possible to define the rates of the multipole moments decay of dipole-forbidded atomic transition by the polarized wave choice.