

Отношение E2/M1-амплитуд в индуцируемом постоянным полем процессе смешивания двух лазерных волн в атомах

П.В.Миронова, В.Д.Овсянников, Н.В.Першин, Е.В.Чаплыгин

Определено влияние постоянного электрического и/или магнитного поля на сечение когерентного смешивания двух лазерных волн атомами. Получены аналитические выражения для зависимости сечения от поляризации падающих и генерируемой волн, позволяющие определить отношение E2/M1-амплитуд Q по эффективности индуцируемого постоянным полем когерентного процесса для коллинеарных волн. Аналитические выражения для поляризационной зависимости сечения смешивания частот выписаны для атомов индия и таллия.

Ключевые слова: атом, излучение, поляризация, смешивание частот, постоянное поле.

1. Введение

Одной из важных характеристик в экспериментах по несомнению четности в оптических спектрах атомов и в получении высокоточных атомных стандартов частоты и времени является соотношение между E2- и M1-амплитудами [1]. Значение этого соотношения может быть получено в многофотонном резонансном процессе, включающем соответствующие радиационные переходы между атомными уровнями [2–4].

Постоянное электромагнитное поле вызывает индуцированный когерентный процесс для коллинеарных падающих и генерируемой волн. Магнитоиндуцированный процесс остается дипольно запрещенным и происходит с участием E2- или M1-переходов, как и в случае свободных атомов [2, 3]. Однако амплитуда этого процесса содержит дополнительный резонансный множитель и, в отличие от амплитуды для свободных атомов, не исчезает при рассеянии вперед. Данный факт является важным для практического применения: магнитное поле создает условия, необходимые для эффективной генерации волны суммарной или разностной частоты. Таким образом, магнитоиндуцированное когерентное смешивание волн может использоваться для преобразования частот двух лазерных излучений и для получения величины соотношения между E2- и M1-амплитудами из поляризационных зависимостей. Постоянное электрическое поле перемешивает состояния разной четности, снимая дипольный запрет и создавая условия, необходимые для рассеяния вперед. Однако амплитуда электроиндуцированного процесса не содержит дополнительного резонансного множителя.

Предполагается, что одна из трех волн (двух падающих и одной рассеянной) находится в резонансе с E2/M1-переходом из основного состояния в первое возбужденное, другие две с частотами ω_2 и ω' – в резонансе с E1-пе-

реходами из двух состояний в третье. В случае атомов таллия и индия основное состояние $|nL_0J_0\rangle = |nP_{1/2}\rangle$ и первое возбужденное $|nL_0J_1\rangle = |nP_{3/2}\rangle$ разделены дипольно запрещенным переходом частоты ω_1 . Ниже приведен анализ поляризационной зависимости сечения процесса генерации фотона суммарной частоты, представленный на рис.1.

2. Резонансная амплитуда когерентного смешивания двух лазерных волн атомами в электрическом поле

Смешивая состояния различной четности, постоянное электрическое поле $F_0 = F_0 e_0$ снимает дипольный запрет для трехфотонного процесса в амплитуде четвертого порядка. Кроме того, наличие поперечного вектора постоянного поля, лежащего в плоскости поляризации трех коллинеарных волн, делает возможным когерентное рассеяние вперед. Соответствующая амплитуда процесса может быть представлена в следующем виде:

$$U_F^{\text{coh}} = \sum_{M_0} \langle nL_0J_0M_0 | [\hat{V}_1 G_{\omega_1} \hat{V}_0 + \hat{V}_0 G_0 \hat{V}_1] G_{\omega_1} \hat{V}_2 G_{\omega'} \hat{V}' | nL_0J_0M_0 \rangle$$

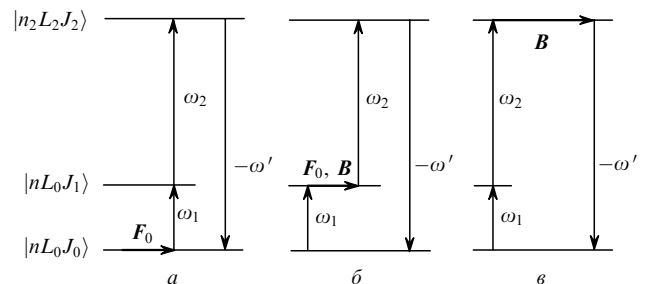


Рис.1. Энергетические диаграммы дважды резонансного процесса смешивания частот атомами в постоянном электрическом F_0 и/или магнитном B полях: взаимодействие электрического поля с атомом в основном состоянии $|nL_0J_0\rangle$ (а); взаимодействие электрического и/или магнитных полей с атомом в нижнем возбужденном (метастабильном) состоянии $|nL_0J_1\rangle$ (б); взаимодействие магнитного поля с атомом в верхнем возбужденном состоянии $|n_2L_2J_2\rangle$ (в).

П.В.Миронова, В.Д.Овсянников, Н.В.Першин, Е.В.Чаплыгин. Воронежский государственный университет, Россия, 394006 Воронеж, Университетская пл., 1; e-mail: vit@ovd.vsu.ru

Поступила в редакцию 15 января 2004 г.

$$= CF_0(a'\psi' + a_1\psi_1 + a_2\psi_2), \quad (1)$$

где учтены только дважды резонансные слагаемые (рис.1, a и b); здесь \hat{V}_1 и \hat{V}_2 – операторы взаимодействия атома с первой и второй волной соответственно; \hat{V}_0 – оператор взаимодействия с постоянным электрическим полем; G_E – функция Грина с энергетическим параметром E ;

$$C = \frac{F_1 F_2 F' R_1 R_2}{648 \varepsilon \varepsilon'}$$

– не зависящая от постоянного поля амплитудная часть, которая содержит в знаменателе два резонансных множителя $\varepsilon = E_{nL_0J_1} - E_{nL_0J_0} - \omega_1 = \Delta - i\Gamma/2$, $|\varepsilon| \ll \omega_1$ и $\varepsilon' = E_{n_2L_2J_2} - E_{nL_0J_0} - \omega' = \Delta' - i\Gamma'/2$, $|\varepsilon'| \ll \omega'$, учитывающих расстройки резонансов Δ , Δ' и ширины возбужденных уровней Γ , Γ' ; F_1 , F_2 , F' – напряженности электрической компоненты первой, второй и генерируемой волн; $R_1 = \langle nL_0J_1 | r | nL_0J_0 \rangle$, $R_2 = \langle n_2L_2J_2 | r | nL_0J_0 \rangle$ – радиальные матричные элементы электродипольных переходов между резонансными уровнями;

$$\psi' = (e_0 e^{i\phi}) (e_1 e_2), \quad \psi_1 = (e_0 e_1) (e_2 e^{i\phi}), \quad \psi_2 = (e_0 e_2) (e_1 e^{i\phi})$$

– поляризационные множители, индексы которых соответствуют индексу единичного вектора поляризации волны, стоящего в скалярном произведении с единичным вектором постоянного поля e_0 . Атомные параметры

$$\begin{aligned} a' &= R_0^{\omega_1} + 2R_0^0 + \frac{1}{5}(4R_2^{\omega_1} - R_2^0), \\ a_1 &= - \left[R_0^{\omega_1} + R_0^0 + \frac{1}{5}(R_2^{\omega_1} + R_2^0) \right], \\ a_2 &= 2R_0^{\omega_1} + R_0^0 - \frac{1}{5}(R_2^{\omega_1} - 4R_2^0) \end{aligned} \quad (2)$$

представляют собой линейную комбинацию радиальных матричных элементов второго порядка $R_l^E = \langle nL_0J_0 | r g_l^E r | nL_0J_1 \rangle$ (g_l^E – радиальная функция Грина) для индуцируемых постоянным полем дипольных переходов из основного состояния в первое возбужденное.

Простая поляризационная зависимость амплитуды позволяет разделить вклады каждого слагаемого в правой части выражения (1), выбирая один из векторов e_0 , e_1 , e_2 перпендикулярным двум другим, т. е.

$$\begin{aligned} U_F^{\text{coh}}(e_0 \perp e_1 = e_2) &\sim a'(e_0 e^{i\phi}), \\ U_F^{\text{coh}}(e_1 \perp e_0 = e_2) &\sim a_2(e_1 e^{i\phi}), \\ U_F^{\text{coh}}(e_2 \perp e_0 = e_1) &\sim a_1(e_2 e^{i\phi}). \end{aligned} \quad (3)$$

В случае, когда все исходные единичные векторы совпадают, поляризационные множители тоже становятся одинаковыми, и амплитуда пропорциональна сумме всех параметров a ,

$$U_F^{\text{coh}}(e_0 = e_1 = e_2) \sim (a' + a_1 + a_2)(e_0 e^{i\phi}).$$

Используя эти четыре выражения, можно получить соотношения между радиальными матричными элементами, определяющими атомные параметры (2).

Поскольку параметры a вещественны, то поляризационная зависимость в амплитуде электроиндуцированного процесса смешивания частот также остается вещественной. Комплексные расстройки ε и ε' влияют только на амплитуду (1) и не оказывают влияния на поляризационную зависимость. Комплексная расстройка в поляризационной зависимости может появиться в присутствии постоянного магнитного поля, которое также индуцирует когерентное рассеяние вперед. В следующих параграфах будет рассмотрено влияние магнитного поля на процесс смешивания коллинеарных волн в свободных атомах и в присутствии постоянного электрического поля.

3. Резонансная амплитуда когерентного смешивания двух лазерных волн атомами в магнитном поле

Резонансная амплитуда процесса (рис.1, b , ϕ), учитывающая только парамагнитное (линейное) взаимодействие атома с магнитным полем $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_B$ (\mathbf{e}_B – единичный вектор вдоль \mathbf{B} , B измеряется в атомных единицах $B_a = 2.35 \times 10^5$ Тл)

$$\hat{V}_B = \frac{B}{2} [(\hat{J} + \hat{S})\mathbf{e}_B], \quad (4)$$

с учетом только слагаемых с резонансными полюсами третьего порядка может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} U &\approx \langle nL_0J_0M_0 | \hat{V}_1 G_{E_0+\omega_1} [\hat{V}_B G_{E_0+\omega_1} \hat{V}_2 \\ &+ \hat{V}_2 G_{E_0+\omega'} \hat{V}_B] G_{E_0+\omega'} \hat{V}' | nL_0J_0M_0' \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

где каждую функцию Грина в резонансном приближении можно записать как

$$\begin{aligned} G_{E_0+\omega_1} &= \frac{\langle \mathbf{r} | nL_0J_1M_1 \rangle \langle nL_0J_1M_1 | \mathbf{r}' \rangle}{\varepsilon}, \\ G_{E_0+\omega'} &= \frac{\langle \mathbf{r} | n_2L_2J_2M_2 \rangle \langle n_2L_2J_2M_2 | \mathbf{r}' \rangle}{\varepsilon'}. \end{aligned} \quad (6)$$

Переход между основным состоянием и первым возбужденным (подуровнем тонкой структуры основного состояния) реализуется поглощением фотона за счет электроквадрупольного взаимодействия, оператор которого в одноэлектронном приближении имеет вид

$$\hat{V}_1 = \hat{V}_q = \frac{iF_1 \alpha \omega_1}{2\sqrt{6}} r^2 (\{\mathbf{n}_1 \otimes \mathbf{e}_1\}_2 C_2(\theta, \phi)), \quad (7)$$

или за счет магнитодипольного взаимодействия

$$\hat{V}_1 = \hat{V}_m = \frac{\alpha F_1}{4} ((\hat{J} + \hat{S})[\mathbf{n}_1, \mathbf{e}_1]), \quad (8)$$

где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры; $C_2(\theta, \phi)$ – модифицированная сферическая функция; $\{\mathbf{n}_1 \otimes \mathbf{e}_1\}_2$ – неприводимое тензорное произведение второго ранга [5] единичных волнового вектора \mathbf{n}_1 и вектора поляризации \mathbf{e}_1 ; \hat{J} и \hat{S} – операторы полного углового и спинового моментов атома.

Проведя интегрирование по угловым переменным электрона, усреднение по начальным и суммирование по конечным состояниям в выражении (5), амплитуду когерентного рассеяния можно представить в следующем виде:

$$U_B^{\text{coh}} = C \frac{\alpha BR_{M1}}{2} (b' \varphi' + b_1 \varphi_1 + b_2 \varphi_2), \quad (9)$$

где $R_{M1} = \langle nL_0 J_0 | nL_0 J_1 \rangle$ – радиальный матричный элемент M1-перехода между основным и первым возбужденным состоянием;

$$b' = -\frac{1-Q}{2} \left(\frac{3}{\varepsilon'} + \frac{2}{\varepsilon} \right), \quad b_1 = -\left(\frac{3}{\varepsilon'} + \frac{2}{\varepsilon} \right),$$

$$b_2 = \frac{3}{\varepsilon'} + \frac{2}{\varepsilon} (2+Q) \quad (10)$$

– атомные параметры, не зависящие от поля;

$$Q = \frac{3\omega_1}{5R_{M1}} \langle nL_0 J_0 | r^2 | nL_0 J_1 \rangle$$

– величина, определяющая отношение E2/M1-амплитуд. Поляризационные факторы φ' , φ_1 , φ_2 с учетом коллинеарности всех излучений $\mathbf{n} \equiv \mathbf{n}_1 = \mathbf{n}_2 = \mathbf{n}'$ определяются комбинацией скалярных и смешанных произведений

$$\varphi' = (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2) (\mathbf{e}'^* [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B]), \quad \varphi_1 = (\mathbf{e}'^* \mathbf{e}_2) (\mathbf{e}_1 [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B]),$$

$$\varphi_2 = (\mathbf{e}'^* \mathbf{e}_1) (\mathbf{e}_2 [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B]). \quad (11)$$

Видно, что амплитуда (9) обращается в нуль в случае параллельности векторов \mathbf{e}_B и \mathbf{n} . Поэтому далее будем рассматривать только случай $\mathbf{e}_B \mathbf{n} = 0$.

Структура поляризационных факторов (11) позволяет отделить вклад каждого члена в правой части амплитуды (9):

$$U_B^{\text{coh}} (\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_2 = [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B]) \sim (b' + b_1 + b_2) ([\mathbf{n}, \mathbf{e}_B] \mathbf{e}'^*);$$

$$U_B^{\text{coh}} (\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_B) \sim b' ([\mathbf{n}, \mathbf{e}_B] \mathbf{e}'^*);$$

$$U_B^{\text{coh}} (\mathbf{e}_1 = [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B] \perp \mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_B) \sim b_1 (\mathbf{e}_B \mathbf{e}'^*);$$

$$U_B^{\text{coh}} (\mathbf{e}_2 = [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B] \perp \mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_B) \sim b_2 (\mathbf{e}_B \mathbf{e}'^*). \quad (12)$$

На основе этих соотношений может быть развит экспериментальный метод измерения ширин уровней Γ , Γ' и отношения E2/M1 амплитуд Q . В частности, параметр b_1 не зависит от Q , и в случае $\mathbf{e}_1 = [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B] \perp \mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_B$ электроквадрупольное взаимодействие дает нулевой вклад в амплитуду генерации фотона суммарной частоты.

Одной из интересных особенностей магнитоиндуцированного процесса является наличие мнимых частей у атомных параметров b в амплитуде (9), что в результате приводит к эффектам «циркулярного дихроизма», наблюдаемого в виде эллиптической поляризации генерируемой волны при линейной поляризации падающих волн и приводящего к различию сечений генерации для левой и правой циркулярной поляризации одной из падающих волн при линейной поляризации другой волны. Причиной данных эффектов являются диссипативные процессы, характеризующиеся ненулевой шириной резонансных атомных уровней.

3.1. Циркулярная поляризация волны, генерируемой линейно поляризованными волнами

Обе падающие волны будем считать линейно поляризованными: $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_1^*$, $\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_2^*$. В этом случае их векторы поляризации удобно представить в виде разложения по базису единичных ортогональных векторов $\{\mathbf{e}_B, [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B]\}$:

$$\mathbf{e}_i = \mathbf{e}_B \cos \theta_i + [\mathbf{n}, \mathbf{e}_B] \sin \theta_i, \quad i = 1, 2, \quad (13)$$

где θ_i – угол между векторами \mathbf{e}_i и \mathbf{e}_B . Подставив (13) в (11), амплитуду (9) можно представить в следующем виде:

$$U_B^{\text{coh}} = C \frac{\alpha BR_{M1}}{2} [b_{\parallel} (\mathbf{e}_B \mathbf{e}'^*) + b_{\perp} ([\mathbf{n}, \mathbf{e}_B] \mathbf{e}'^*)], \quad (14)$$

где

$$b_{\parallel} = \frac{1+Q}{\varepsilon} \sin(\theta_1 + \theta_2) + \left(\frac{3+Q}{\varepsilon} + \frac{3}{\varepsilon'} \right) \sin(\theta_2 - \theta_1), \quad (15)$$

$$b_{\perp} = -\frac{1+Q}{\varepsilon} \cos(\theta_1 + \theta_2) + \left[\frac{2Q}{\varepsilon} - \frac{3(1-Q)}{2\varepsilon'} \right] \cos(\theta_2 - \theta_1).$$

Интерференция между двумя слагаемыми в амплитуде (14) приводит к зависимости сечения от знака степени циркулярной поляризации генерируемой волны:

$$\frac{d\sigma^{(\pm)}}{d\Omega} \sim |U_B^{\text{coh}}|^2 = \frac{1}{2} \left| \frac{C\alpha BR_{M1}}{2} \right|^2 [|b_{\parallel}|^2 + |b_{\perp}|^2 \pm 2\text{Im}(b_{\parallel}^* b_{\perp})]. \quad (16)$$

В результате спиральность генерируемой волны определяется выражением:

$$D' = \frac{d\sigma^{(+)} / d\Omega - d\sigma^{(-)} / d\Omega}{d\sigma^{(+)} / d\Omega + d\sigma^{(-)} / d\Omega} = \frac{2\text{Im}(b_{\parallel}^* b_{\perp})}{|b_{\parallel}|^2 + |b_{\perp}|^2}. \quad (17)$$

Из соотношения (17) можно определить численное значение величины Q при известных ширинах уровней Γ , Γ' и расстройках Δ , Δ' . В частности, при $\theta_1 = \theta_2 = \pi/4$ получаем

$$Q = \frac{3(4xx' + 1)}{4y(4x'^2 + 1) + 3(4xx' + 1)}, \quad (18)$$

где $y = \Gamma'/\Gamma$; $x = \Delta/\Gamma$, $x' = \Delta'/\Gamma'$ – величины расстроек, соответствующие максимальному значению степени циркулярной поляризации $D' = 1$. Величина $D' = 1$ соответствует непрерывному множеству значений x_+ , x'_+ , отличающихся от x_- , x'_- , при которых реализуется $D' = -1$. Оба множества должны давать одно и то же значение Q в (18).

Выражение (17) при заданной величине D' и фиксированных углах θ_1 , θ_2 может рассматриваться как соотношение между расстройками ε и ε' . С другой стороны, при фиксированных расстройках ε и ε' величина D' является функцией углов θ_1 , θ_2 , которые выбираются в эксперименте произвольным образом. Так, при фиксированном θ_1 можно определить оптимальное значение угла θ_2^m , соответствующее максимальному абсолютному значению $|D'(\theta_2^m)| = 1$. Зависимость θ_2^m от Δ и Δ' для случая

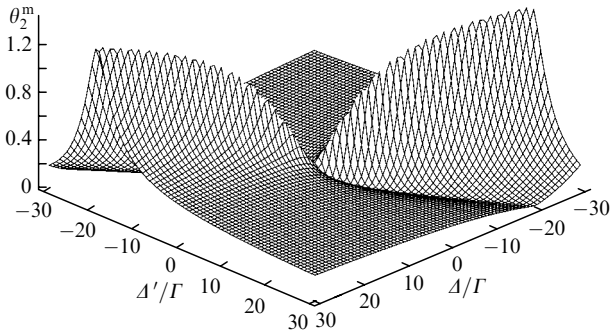


Рис.2. Зависимость угла θ_2^m , соответствующего максимальным абсолютным значениям величины D' (17), от расстройк резонансов Δ и Δ' при $\Gamma = \Gamma'$.

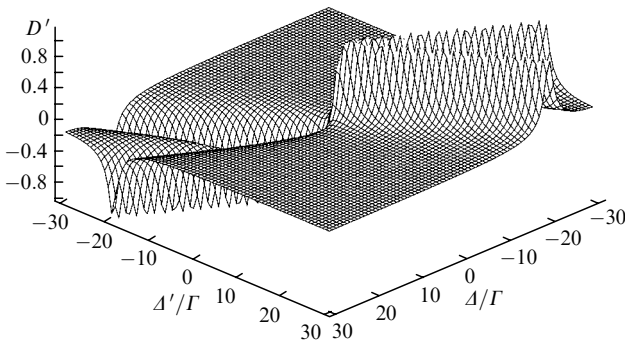


Рис.3. Зависимость степени циркулярной поляризации рассеянной волны (17) при $\theta_2 = \theta_2^m$ от расстройк резонансов Δ и Δ' при $\Gamma = \Gamma'$.

$\theta_1 = 0$ представлена на рис.2. Соответствующая зависимость D' изображена на рис.3.

3.2. Циркулярный дихроизм сечения для падающих волн

Под дихроизмом понимается различие между величиной сечения для правой и левой спиральности одной из двух падающих волн, в то время как другая – линейно поляризована. Этот эффект существенно зависит от направления вектора поляризации линейно поляризованной волны. В случае линейной поляризации первой волны

$$e_1 = e_1^* = e_B \cos \theta_1 + [\mathbf{n}, e_B] \sin \theta_1,$$

сечение процесса для правой (+) или левой (–) циркулярной поляризации второй волны после суммирования по поляризионным состояниям рассеянных фотонов может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{d\sigma^{(\pm)}}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left| C \frac{\alpha BR_{M1}}{2} \right|^2 \left[|b'|^2 + |b_2|^2 + 2 \sin^2 \theta_1 (|b_1|^2 + \text{Re } \mathcal{B}) \pm \sin(2\theta_1) \text{Im } \mathcal{B} \right], \quad (19)$$

где $\mathcal{B} = b'b_1^* + b'b_2^* + b_1b_2^*$. Степень циркулярного дихроизма может быть представлена как функция угла θ_1 и параметров (10),

$$D_2 = \frac{d\sigma^{(+)} / d\Omega - d\sigma^{(-)} / d\Omega}{d\sigma^{(+)} / d\Omega + d\sigma^{(-)} / d\Omega} = \frac{\sin(2\theta_1) \text{Im } \mathcal{B}}{|b'|^2 + |b_2|^2 + 2 \sin^2 \theta_1 (|b_1|^2 + \text{Re } \mathcal{B})}. \quad (20)$$

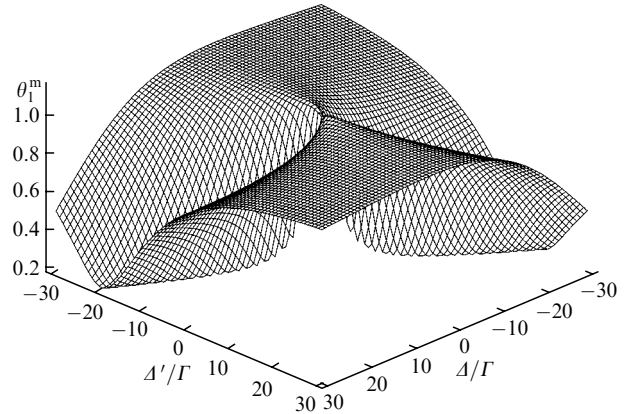


Рис.4. Зависимость угла θ_1^m , соответствующего максимальным абсолютным значениям степени циркулярной поляризации (20), от расстройк резонансов Δ и Δ' при $\Gamma = \Gamma'$.

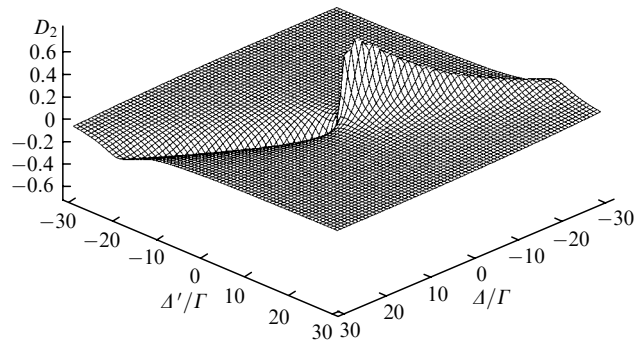


Рис.5. Зависимость степени циркулярного дихроизма (20) при $\theta_1 = \theta_1^m$ от расстройк резонансов Δ и Δ' при $\Gamma = \Gamma'$.

Каждой паре расстройк Δ, Δ' соответствует свое оптимальное значение $\theta_1 = \theta_1^m$, при котором величина D_2 достигает максимального абсолютного значения. Зависимости оптимального угла θ_1^m и соответствующей величины D_2 от расстройк резонансов Δ и Δ' представлены на рис.4,5.

4. Смешивание частот в скрещенных электрическом и магнитном полях

Одновременное использование постоянного электрического $F_0 = F_0 e_0$ и магнитного $B = B e_B$ полей дает дополнительные возможности в высокоточных измерениях атомных параметров. Векторы напряженности полей должны иметь ненулевые компоненты в плоскости поляризации падающих волн, иначе амплитуды (1), (9) обращаются в нуль. Исследование интерференции вкладов электрического и магнитного полей в суммарную амплитуду когерентного процесса смешивания двух коллинеарных лазерных волн

$$U = U_F^{\text{coh}} + U_B^{\text{coh}} \quad (21)$$

может быть выполнено на основе обсужденных выражений. Рассмотрим эффекты циркулярного дихроизма как результат интерференции.

Очевидно, что в скрещенных полях циркулярный дихроизм появляется как от чисто магнитоиндуцированного вклада в амплитуду (21) (см. разд.3), так и в результате интерференции электрической и магнитной частей амплитуды. Из выражений (14)–(15) видно, что циркуляр-

ная поляризация фотона суммарной частоты не может возникнуть ни для параллельного, ни для перпендикулярного направлений векторов e_1 и/или e_2 по отношению к вектору e_B (в этом случае одно из двух слагаемых в правой части выражения (14) обращается в нуль и зависящая от поляризации интерференция между слагаемыми амплитуды U_B^{coh} исчезает). Таким образом, эффект, вызванный интерференцией только между U_F^{coh} и U_B^{coh} , может наблюдаться в случае $e_i \parallel e_B$ или $e_i \perp e_B$ ($i = 1, 2$). В общем случае амплитуда (21) может быть представлена в виде суммы двух независимых слагаемых

$$U = C(u_{\parallel}(e_B e^{i*}) + u_{\perp}([n, e_B] e^{i*})), \quad (22)$$

где

$$u_{\parallel} = F_0[a' \cos(\theta_2 - \theta_1) \cos \theta_0 + a_1 \cos(\theta_1 - \theta_0) \cos \theta_2 + a_2 \cos(\theta_2 - \theta_0) \cos \theta_1] + \frac{\alpha BR_{M1}}{2}(b_1 \sin \theta_1 \cos \theta_2 + b_2 \sin \theta_2 \cos \theta_1); \quad (23)$$

$$u_{\perp} = F_0[(a' \cos(\theta_2 - \theta_1) \sin \theta_0 + a_1 \cos(\theta_1 - \theta_0) \sin \theta_2 + a_2 \cos(\theta_2 - \theta_0) \sin \theta_1] + \frac{\alpha BR_{M1}}{2} \left[\frac{b_1}{2}(1 - Q) \cos(\theta_2 - \theta_1) + \frac{2}{\varepsilon}(1 + Q) \sin \theta_1 \sin \theta_2 \right];$$

$\theta_{0(1,2)}$ – углы между векторами $e_{0(1,2)}$ и e_B .

При взаимно параллельных электрическом и магнитном полях ($e_0 = e_B$) обе величины u_{\parallel} и u_{\perp} ненулевые. Если при этом $e_1 = e_2 = e_0$ или $e_1 = e_2 = [n, e_0]$, то величина u_{\parallel} зависит от напряженности только электрического поля F_0 , а u_{\perp} – только магнитного поля B . При $e_1 = e_2 = e_0$ получаем

$$u_{\parallel} = F_0(a' + a_1 + a_2), \quad u_{\perp} = \frac{\alpha BR_{M1}(1 - Q)}{4} b_1,$$

а в случае $e_1 = e_2 = [n, e_0]$ –

$$u_{\parallel} = F_0 a', \quad u_{\perp} = \frac{\alpha BR_{M1}}{2} \left[\frac{b_1}{2}(1 - Q) + \frac{2}{\varepsilon}(1 + Q) \right].$$

Если векторы поляризации взаимно перпендикулярны, то величина u_{\parallel} пропорциональна напряженности магнитного поля B , а u_{\perp} – напряженности электрического поля F_0 . При $e_0 = e_1 \perp e_2 = [n, e_0]$ получаем

$$u_{\parallel} = \frac{\alpha BR_{M1}}{2} b_2, \quad u_{\perp} = F_0 a_1,$$

а при $e_0 = e_2 \perp e_1 = [n, e_0]$ –

$$u_{\parallel} = \frac{\alpha BR_{M1}}{2} b_1, \quad u_{\perp} = F_0 a_2.$$

Из выражения (22), с учетом комплексности b , можно сделать вывод о разных значениях сечения процесса для противоположных спиральностей генерированного фотона при фиксированной линейной поляризации пада-

ющих волн. Таким образом, генерируемая волна может быть циркулярно поляризованной со степенью поляризации

$$D' = \frac{d\sigma^{(+)} / d\Omega - d\sigma^{(-)} / d\Omega}{d\sigma^{(+)} / d\Omega + d\sigma^{(-)} / d\Omega} = \frac{2\text{Im}(u_{\parallel}^* u_{\perp})}{|u_{\parallel}|^2 + |u_{\perp}|^2}. \quad (24)$$

Значение отношения E2/M1-амплитуд Q может быть определено из степени поляризации D' и соответствующих ширин уровней и расстройек резонансов, аналогично выражению (18). Случай $D' = \pm 1$, реализующийся при определенных расстройках $x_{\pm} = \Delta_{\pm} / \Gamma$, $x'_{\pm} = \Delta'_{\pm} / \Gamma'$, соответствует соотношению

$$u_{\perp} = \pm i u_{\parallel}.$$

Приравняв вещественные части этого соотношения и выразив Q , получим

$$Q_{\pm} = 1 \pm q \frac{x_{\pm} + x'_{\pm}}{2x'_{\pm} + 3px_{\pm}}, \quad (25)$$

где

$$q = \frac{2F_0(a' + a_1 + a_2)\Gamma}{\alpha BR_{M1}}; \quad p = \frac{\Gamma}{\Gamma'}.$$

Равенство мнимых частей дает

$$Q_{\pm} = 1 \pm q \frac{1 - 4x_{\pm}x'_{\pm}}{2 + 3p}. \quad (26)$$

Очевидно, что дробные множители при q в (25) и (26) должны быть одинаковыми. Соответствующее равенство позволяет получить соотношение между x_{\pm} и x'_{\pm} , при котором реализуется $D' = \pm 1$.

Значения ширин уровней, взятые из [6], дают для таллия $p = \Gamma / \Gamma' \approx 10^{-7}$. Расстройкам $|\Delta| \sim |\Delta'| \sim 1 \text{ см}^{-1}$ соответствуют величины $|x| \sim 10^{11}$, $|x'| \sim 10^3$. Таким образом, эффект наблюдается при $q \approx 10^{-14} - 10^{-12}$. Численные расчеты методом модельного потенциала [7] дают для параметров a значения в несколько сотен атомных единиц. Становится понятным, что отношение напряженностей электрического и магнитного полей может быть порядка $10^{-4} - 10^{-2}$. Другими словами, экспериментально эффект может быть наблюдаем в атоме таллия в полях $B = 1 \text{ Тл}$ и $F_0 = 2 - 200 \text{ В/см}$.

Работа выполнена при поддержке US CRDF и Министерства образования РФ (грант № VZ-010-0).

1. Majumder P.K., Tsai L.L. *Phys. Rev. A*, **60**, 267 (1999).
2. Khalev K.V., Ovsiannikov V.D. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **34**, 3843 (2001).
3. Khalev K.V., Ovsiannikov V.D., Chernushkin V.V. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **35**, 2283 (2002).
4. Ovsiannikov V.D., Pershin N.V., Tchaplugin E.V. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 1603 (2003).
5. Варшавович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. *Квантовая теория углового момента* (Л., Наука, 1975).
6. Раддиг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
7. Manakov N.L., Ovsiannikov V.D., Rapoport L.P. *Phys. Rep.*, **141**, 319 (1986).