

Аномальное поглощение света в нерезонансных условиях

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

Теоретически исследован спектр поглощения слабого пробного поля в присутствии сильного поля в атомарных пара́х рубидия, цезия и самария. Показано, что вдали от резонанса с атомным переходом пробное излучение может иметь аномально высокий коэффициент поглощения (в несколько раз выше резонансного значения) в аномально узком спектральном интервале. Сверхузкий резонанс в крыле линии поглощения пробного поля не привязан ни к каким реальным переходам в атоме. Его положение определяется отстройкой частоты от резонансной и интенсивностью сильного поля. Показано, что в случае одинаковых частот сильной и пробной волн для регистрации резонанса можно использовать слабые магнитные поля. Эффект может найти применение в спектроскопии сверхвысокого разрешения и в задаче точного измерения напряженности магнитного поля.

Ключевые слова: пробное поле, спектроскопия, поглощение света, столкновения, когерентность.

1. Введение

В спектроскопии пробного поля трехуровневых систем обычно исследуется поглощение слабого (пробного) поля в условиях, когда на другом (смежном) переходе действует интенсивное электромагнитное поле [1–3]. Целый ряд эффектов, наблюдаемых при взаимодействии излучения с трехуровневыми системами (например, когерентное пленение населенностей [4, 5], электромагнитно-индуцированная прозрачность [6], лазерная генерация без инверсии [4–7]), наиболее ярко проявляется в трехуровневой Λ -системе с двумя близкими нижними уровнями, оптически связанными с третьим удаленным от них верхним уровнем. Именно поэтому Λ -система является одной из наиболее активно исследуемых систем.

В недавней теоретической работе [8] исследован спектр поглощения слабого зондирующего поля трехуровневыми атомами с Λ -конфигурацией уровней в присутствии сильного поля на смежном переходе. Полагалось, что атомы находятся в атмосфере буферного газа и испытывают столкновения с его частицами. Рассматривался общий случай произвольной столкновительной релаксации низкочастотной когерентности на переходе между двумя нижними уровнями (столкновительная релаксация могла отсутствовать или, наоборот, быть весьма эффективной). В случае однонаправленных волн и при слабой столкновительной релаксации низкочастотной когерентности в спектре поглощения пробного поля в [8] обнаружен сверхузкий резонанс, поведение которого весьма необычно: его амплитуда не изменяется с ростом отстройки частоты излучения от резонансной и даже в далеком крыле линии поглощения остается такой же, как и вблизи центра линии. Ширина резонанса быстро умень-

шается с ростом отстройки частоты и может быть много меньше естественной ширины линии поглощения.

В определенных условиях возможна даже такая ситуация, когда амплитуда резонанса в далеком крыле линии поглощения во много раз превышает амплитуду резонанса вблизи центра линии. Этот результат выходит за рамки привычных представлений, согласно которым сечение нерезонансных радиационных процессов всегда меньше сечения резонансных. Описанные особенности спектра пробного поля обнаружены в работе [8] для идеализированной трехуровневой Λ -схемы уровней. Цель настоящей работы – показать существование аномального поглощения света в нерезонансных условиях для реальных объектов.

2. Атомы щелочных металлов

Среди объектов, перспективных для наблюдения эффекта аномального поглощения света в нерезонансных условиях, проанализируем вначале атомы щелочных металлов. На рис.1 показана схема основного и первого возбужденного уровней атомов щелочных металлов со спином ядра $I = 3/2$ (атомы ${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{41}\text{K}$, ${}^{87}\text{Rb}$). Основное (${}^2\text{S}_{1/2}$) и возбужденное (${}^2\text{P}_{1/2}^0$) состояния имеют сверхтонкие подуровни с полными угловыми моментами $F_g = 1, 2$ и $F_e = 1, 2$ соответственно. Каждый из сверхтонких подуровней вырожден по магнитным квантовым числам $|M| \leq F$.

Пусть сильная (E) и слабая пробная (E_μ) волны имеют взаимно ортогональные круговые (правую σ^+ и левую σ^-) поляризации и резонансны переходу ${}^2\text{S}_{1/2} - {}^2\text{P}_{1/2}^0$. Под действием одного только сильного правополяризованного поля все атомы соберутся в основном состоянии на крайнем подуровне с $M = 2$ сверхтонкой компоненты с $F_g = 2$ (на рис.1 этот подуровень обозначен буквой l ; ось квантования z выбрана вдоль направления распространения излучения). Для пробного левополяризованного поля E_μ нужно учитывать лишь переходы $|F_g = 2, M = 2\rangle \rightarrow |F_e = 1, M = 1\rangle$ и $|F_g = 2, M = 2\rangle \rightarrow$

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1; e-mail: par@iae.nsk.su, shalagin@iae.nsk.su

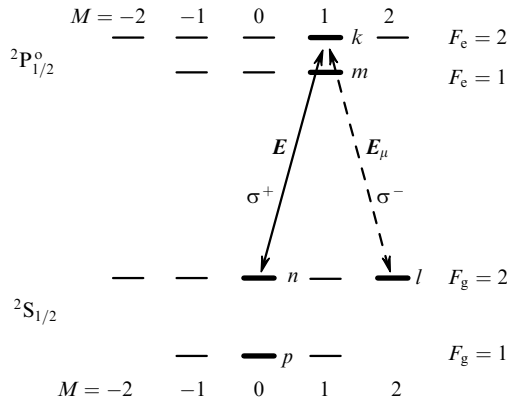


Рис. 1. Схема уровней атомов щелочных металлов ${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{41}\text{K}$, ${}^{87}\text{Rb}$ (спин ядра $I = 3/2$) для перехода ${}^2\text{S}_{1/2} - {}^2\text{P}_{1/2}^0$ (D_1 -линия). Сильная (E) и пробная (E_μ) волны, резонансные этому переходу, имеют взаимно ортогональные круговые (правую σ^+ и левую σ^-) поляризации и распространяются в одном направлении. Ось квантования выбрана вдоль направления распространения излучения.

$|F_e = 2, M = 1\rangle$, вызывающие слабую «откачку» частиц с уровня l (переходы $l \rightarrow m$ и $l \rightarrow k$ в обозначениях рис.1). В итоге для нахождения вероятности поглощения пробного поля атомами оказывается достаточным рассмотреть взаимодействие излучения с подсистемой из пяти подуровней: l, m, k, n, p (эти подуровни выделены на рис.1 жирными линиями).

Пятиуровневая схема аналогично выделяется и для других атомов щелочных металлов (с любым спином ядра). Например, для атомов ${}^{133}\text{Cs}$ (спин ядра $I = 7/2$) уровням l, m, k, n и p соответствуют состояния $|F_g = 4, M = 4\rangle, |F_g = 3, M = 3\rangle, |F_g = 4, M = 3\rangle, |F_g = 4, M = 2\rangle$ и $|F_g = 3, M = 2\rangle$.

В выделенной системе возникают четыре Λ -схемы уровней: $n - m - l, n - k - l, p - m - l$ и $p - k - l$. Это обстоятельство дает основание предполагать, что в атомах щелочных металлов вполне может наблюдаться эффект аномального поглощения света в нерезонансных условиях.

2.1. Исходные уравнения и их решение

Рассмотрим взаимодействие атомов с сильной,

$$E = \text{Re}E_0 e \exp(ikr - i\omega t), \tag{1}$$

и слабой пробной,

$$E_\mu = \text{Re}E_{0\mu} e_\mu \exp(ik_\mu r - i\omega_\mu t), \tag{2}$$

монохроматическими поляризованными волнами. Здесь E_0, ω, k и $E_{0\mu}, \omega_\mu, k_\mu$ – амплитуды, частоты и волновые векторы соответствующих волн;

$$e = \sum_{\sigma=0, \pm 1} e^{(\sigma)} e_\sigma, \quad e_\mu = \sum_{\sigma=0, \pm 1} e_\mu^{(\sigma)} e_\sigma \tag{3}$$

– единичные ($|e| = |e_\mu| = 1$) комплексные векторы поляризации полей; $e^{(\sigma)}$ и $e_\mu^{(\sigma)}$ – их контравариантные компоненты в циклическом базисе $\{e_0 = e_z, e_{\pm 1} = \mp(e_x \pm e_y)/\sqrt{2}\}$. Поглощающие частицы находятся в смеси с буферным газом. Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа N_b много большей концентрации поглощаю-

щего газа N . Атомы будем моделировать пятиуровневой схемой (уровни l, m, k, n, p на рис.1).

Поляризация среды на частоте пробного поля определяется элементами матрицы плотности $\rho_{ml}(\mathbf{v})$ и $\rho_{kl}(\mathbf{v})$, где \mathbf{v} – скорость частицы. Для их нахождения достаточно рассмотреть следующую систему кинетических уравнений для элементов матрицы плотности (резонансное приближение, стационарные и пространственно однородные условия [1, 2]):

$$\left[\frac{\Gamma_m}{2} - i(\Omega_\mu - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}) \right] \rho_{ml}(\mathbf{v}) = S(\rho_{ml}(\mathbf{v})) + iG_{\mu ml}[\rho_{ll}(\mathbf{v}) - \rho_{mm}(\mathbf{v})] + iG_{nm} \rho_{nl}(\mathbf{v}) + iG_{mp} \rho_{pl}(\mathbf{v}) - iG_{\mu kl} \rho_{mk}(\mathbf{v}),$$

$$\left[\frac{\Gamma_m}{2} - i(\Omega_\mu - \omega_{km} - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}) \right] \rho_{kl}(\mathbf{v}) = S(\rho_{kl}(\mathbf{v})) + iG_{\mu kl}[\rho_{ll}(\mathbf{v}) - \rho_{kk}(\mathbf{v})] + iG_{kn} \rho_{nl}(\mathbf{v}) + iG_{kp} \rho_{pl}(\mathbf{v}) - iG_{\mu ml} \rho_{mk}^*(\mathbf{v}), \tag{4}$$

$$i(\Omega - \Omega_\mu + \mathbf{q}\mathbf{v}) \rho_{nl}(\mathbf{v}) = S(\rho_{nl}(\mathbf{v})) + iG_{nm}^* \rho_{ml}(\mathbf{v})$$

$$+ iG_{kn}^* \rho_{kl}(\mathbf{v}) - iG_{\mu ml} \rho_{nm}(\mathbf{v}) - iG_{\mu kl} \rho_{nk}(\mathbf{v}),$$

$$i(\Omega - \Omega_\mu - \omega_{np} + \mathbf{q}\mathbf{v}) \rho_{pl}(\mathbf{v}) = S(\rho_{pl}(\mathbf{v})) + iG_{mp}^* \rho_{ml}(\mathbf{v})$$

$$+ iG_{kp}^* \rho_{kl}(\mathbf{v}) - iG_{\mu ml} \rho_{pm}(\mathbf{v}) - iG_{\mu kl} \rho_{pk}(\mathbf{v}),$$

где

$$\Omega = \omega - \omega_{mn}; \quad \Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{ml}; \quad \mathbf{q} \equiv \mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}; \tag{5}$$

$$G_{ij} = \frac{E_0}{2\hbar} \sum_{\sigma=0, \pm 1} \langle i | d_\sigma | j \rangle e^{(\sigma)}; \quad G_{\mu ij} = \frac{E_{0\mu}}{2\hbar} \sum_{\sigma=0, \pm 1} \langle i | d_\sigma | j \rangle e_\mu^{(\sigma)};$$

$\rho_{ii}(\mathbf{v})$ – распределение частиц по скоростям на уровне i ($i = l, m, k, n, p$); $S(\rho_{ij}(\mathbf{v}))$ – интегралы столкновений; Γ_m – скорость спонтанного распада уровней m и k (для всех магнитных подуровней возбужденного состояния скорости спонтанного распада одинаковы); ω_{ij} – частота перехода $i - j$; $\langle i | d_\sigma | j \rangle$ – матричные элементы циклической компоненты d_σ дипольного момента для перехода $|j\rangle = |J_g, I, F_g, M_g\rangle \rightarrow |i\rangle = |J_e, I, F_e, M_e\rangle$, которые даются выражением [9, 10]

$$\langle J_e, I, F_e, M_e | d_\sigma | J_g, I, F_g, M_g \rangle = (-1)^{1+I+J_e+F_e+F_g-M_e} \times \langle J_e || d || J_g \rangle [(2F_e + 1)(2F_g + 1)]^{1/2} \times \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -M_e & \sigma & M_g \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J_e & F_e & I \\ F_g & J_g & 1 \end{Bmatrix}; \tag{6}$$

$$\begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \end{pmatrix} \text{ и } \begin{Bmatrix} a & b & c \\ d & e & f \end{Bmatrix}$$

– $3j$ - и $6j$ -символы [9, 10]; J_e и J_g – полные моменты электронной оболочки атома в возбужденном и основном состояниях соответственно; M_e и M_g – проекции полных угловых моментов F_e и F_g ; $\langle J_e || d || J_g \rangle$ – приведенный матричный элемент дипольного момента.

В рассматриваемом нами случае взаимно ортогональных круговых поляризаций сильной и пробной волн для компонент $e^{(\sigma)}$ и $e_{\mu}^{(\sigma)}$ единичных векторов поляризаций в (5) следует полагать $e^{(+1)} = 1$, $e^{(0)} = e^{(-1)} = 0$ (правополяризованная сильная волна, $\sigma = +1$) и $e_{\mu}^{(-1)} = 1$, $e_{\mu}^{(0)} = e_{\mu}^{(+1)} = 0$ (левополяризованная пробная волна, $\sigma = -1$).

Далее будем рассматривать случай, когда столкновения полностью сбивают фазу наведенного излучением дипольного момента на переходах $m - l$ и $k - l$, но столкновительная релаксация низкочастотных когерентностей $\rho_{nl}(\mathbf{v})$ и $\rho_{pl}(\mathbf{v})$ произвольна (может отсутствовать или, наоборот, быть весьма эффективной). Для интегралов столкновений $S(\rho_{ml}(\mathbf{v}))$, $S(\rho_{kl}(\mathbf{v}))$ в (4) используется обычное в таком случае приближение [1, 3]:

$$S(\rho_{il}(\mathbf{v})) = -v_l \rho_{il}(\mathbf{v}), \quad i = m, k, \quad (7)$$

где частота «ухода» v_l является в общем случае комплексной величиной (в силу того, что потенциалы взаимодействия атомов в состояниях m, k с буферными частицами практически одинаковы, переходам $m - l$ и $k - l$ можно приписывать единые ударные характеристики).

Для интегралов столкновений $S(\rho_{nl}(\mathbf{v}))$ и $S(\rho_{pl}(\mathbf{v}))$ будем использовать модель сильных столкновений [1]:

$$S(\rho_{il}(\mathbf{v})) = -v \rho_{il}(\mathbf{v}) + \tilde{v} \rho_{il} W(\mathbf{v}), \quad \rho_{il} \equiv \int \rho_{il}(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad i = n, p, \quad (8)$$

$$W(\mathbf{v}) = \frac{\exp [(-\mathbf{v}/v_T)^2]}{(\sqrt{\pi} v_T)^3}, \quad v_T = \left(\frac{2k_B T}{M_a} \right)^{1/2},$$

где v и \tilde{v} – частоты «ухода» и «прихода», являющиеся в общем случае комплексными величинами (переходам $n - l$ и $p - l$, так же как и переходам $m - l$ и $k - l$, можно приписывать единые ударные характеристики); $W(\mathbf{v})$ – максвелловское распределение по скоростям; k_B – постоянная Больцмана; M_a – масса поглощающей частицы; T – температура среды. Случаю, когда столкновения вызывают полную релаксацию когерентности $\rho_{il}(\mathbf{v})$ (отсутствие фазовой памяти при столкновениях), соответствует $\tilde{v} = 0$. В отсутствие столкновительной релаксации когерентности $\rho_{il}(\mathbf{v})$ (фазовая память при столкновениях сохраняется) частоты «ухода» и «прихода» вещественны и равны между собой [1]:

$$\tilde{v} = v = v_{tr}, \quad (9)$$

где v_{tr} имеет смысл средней транспортной частоты упругих столкновений активных частиц с буферными частицами [11]. Величина v_{tr} связана с коэффициентом диффузии D взаимодействующих с излучением частиц соотношением $D = v_T^2 / (2v_{tr})$ [12], где v_T – наиболее вероятная скорость поглощающих частиц.

В уравнениях (4), вследствие слабости пробного поля, матричные элементы $\rho_{il}(\mathbf{v})$ и $\rho_{ij}(\mathbf{v})$, где $i, j \neq l$, можно считать известными и определяемыми действием только сильного поля. Далее будем полагать, что столкновительные переходы $n \leftrightarrow l$, $p \leftrightarrow l$ между уровнями n, p, l отсутствуют. В этом случае под действием одного сильного поля все атомы перейдут на уровень l . Поэтому в (4) можно полагать, что

$$\rho_{il}(\mathbf{v}) = NW(\mathbf{v}), \quad \rho_{ij}(\mathbf{v}) = 0, \quad ij = mm, kk, nm, pm, mk, nk, pk. \quad (10)$$

Из системы уравнений (4) с учетом (7), (8) и (10) получаем

$$\begin{aligned} \lambda_1(\mathbf{v}) \rho_{ml}(\mathbf{v}) &= iG_{uml}NW(\mathbf{v}) + iG_{mm}\rho_{nl}(\mathbf{v}) + iG_{mp}\rho_{pl}(\mathbf{v}), \\ \lambda_2(\mathbf{v}) \rho_{kl}(\mathbf{v}) &= iG_{\mu kl}NW(\mathbf{v}) + iG_{kn}\rho_{nl}(\mathbf{v}) + iG_{kp}\rho_{pl}(\mathbf{v}), \\ \lambda_3(\mathbf{v}) \rho_{nl}(\mathbf{v}) &= \tilde{v}\rho_{nl}W(\mathbf{v}) + iG_{mn}^*\rho_{ml}(\mathbf{v}) + iG_{kn}^*\rho_{kl}(\mathbf{v}), \\ \lambda_4(\mathbf{v}) \rho_{pl}(\mathbf{v}) &= \tilde{v}\rho_{pl}W(\mathbf{v}) + iG_{mp}^*\rho_{ml}(\mathbf{v}) + iG_{kp}^*\rho_{kl}(\mathbf{v}), \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_1(\mathbf{v}) &= \frac{\Gamma_m}{2} + v_l - i(\Omega_{\mu} - \mathbf{k}_{\mu}\mathbf{v}); \quad \lambda_2(\mathbf{v}) = \lambda_1(\mathbf{v}) + i\omega_{kn}; \\ \lambda_3(\mathbf{v}) &= v - i(\Omega_{\mu} - \Omega - \mathbf{q}\mathbf{v}); \quad \lambda_4(\mathbf{v}) = \lambda_3(\mathbf{v}) - i\omega_{np}. \end{aligned} \quad (12)$$

Вероятность P_{μ} поглощения пробного поля на частоте ω_{μ} (число актов поглощения излучения в единицу времени в расчете на один поглощающий атом) согласно общим правилам определяется выражением

$$P_{\mu} \equiv -\frac{2}{N} \operatorname{Re}(iG_{\mu ml}^*\rho_{ml} + iG_{\mu kl}^*\rho_{kl}), \quad (13)$$

$$\rho_{il} \equiv \int \rho_{il}(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad i = m, k.$$

Таким образом, в соответствии с поставленной задачей нам нужно найти величины ρ_{ml} и ρ_{kl} из системы уравнений (11).

Интересующие нас узкие резонансы в крыле линии поглощения пробного поля должны возникать, согласно работе [8], в окрестностях отстроек частоты пробного поля $\Omega_{\mu} \approx \Omega$ и $\Omega_{\mu} \approx \Omega - \omega_{np}$. В этих областях отстроек расчет вероятности поглощения пробного поля P_{μ} существенно упрощается, т. к. в системе уравнений (11) можно полагать $\rho_{pl}(\mathbf{v}) = 0$, если P_{μ} рассчитывается вблизи $\Omega_{\mu} \approx \Omega$, или $\rho_{nl}(\mathbf{v}) = 0$, если P_{μ} рассчитывается вблизи $\Omega_{\mu} \approx \Omega - \omega_{np}$. Действительно, интегрируя по скоростям последние два уравнения в (11) при $\mathbf{q} = 0$ и учитывая, что $G_{mm} \sim G_{mp} \sim G_{kn} \sim G_{kp}$, для соотношения между матричными элементами ρ_{pl} и ρ_{nl} получаем оценку

$$\frac{\rho_{pl}}{\rho_{nl}} \sim \frac{v - \tilde{v} - i(\Omega_{\mu} - \Omega)}{v - \tilde{v} - i(\Omega_{\mu} - \Omega + \omega_{np})}. \quad (14)$$

Если $\mathbf{q} \neq 0$, то к числителю и знаменателю в правой части (14) нужно еще добавить слагаемое, по порядку величины равное iqv_T . Пусть выполнено условие

$$|v - \tilde{v}|, \quad qv_T \ll \omega_{np}. \quad (15)$$

Тогда, как видно из (14), вблизи отстройки частоты пробного поля $\Omega_{\mu} \approx \Omega$ (при $|\Omega_{\mu} - \Omega| \ll \omega_{np}$) выполняется соотношение $|\rho_{pl}| \ll |\rho_{nl}|$ и, таким образом, при описании соответствующего резонанса матричным элементом $\rho_{pl}(\mathbf{v})$ в системе уравнений (11) можно пренебречь (т. е. уровень p можно вообще не учитывать). Вблизи отстройки $\Omega_{\mu} \approx \Omega - \omega_{np}$ (при $|\Omega_{\mu} - \Omega| \ll \omega_{np}$) выполняется обратное соотношение $|\rho_{nl}| \ll |\rho_{pl}|$ и, следовательно, в системе уравнений (11) можно пренебречь матричным элементом $\rho_{nl}(\mathbf{v})$ (при описании соответствующего резонанса можно не учитывать уровень n).

Из системы уравнений (11) в пренебрежении матричным элементом $\rho_{pl}(\mathbf{v})$ (не учитывается уровень p) для вероятности поглощения пробного поля получаем следующее выражение:

$$P_{\mu} = 2\text{Re}\{[G_{\mu ml}]^2 I_2 + |G_{\mu kl}|^2 I_3 + [|G_{\mu ml}|^2 |G_{kn}|^2 + |G_{\mu kl}|^2 |G_{mn}|^2 - 2\text{Re}(G_{mn} G_{kn}^* G_{\mu ml}^* G_{\mu kl})] K - \frac{\tilde{\nu}}{1 - \tilde{\nu} I_1} \times [|G_{mn}|^2 |G_{\mu ml}|^2 J_2^2 + |G_{kn}|^2 |G_{\mu kl}|^2 J_1^2 + 2J_1 J_2 \text{Re}(G_{mn} G_{kn}^* G_{\mu ml}^* G_{\mu kl})]\}, \quad (16)$$

где

$$I_1 = \int \frac{\lambda_1(\mathbf{v}) \lambda_2(\mathbf{v}) W(\mathbf{v})}{D(\mathbf{v})} d\mathbf{v}; \quad I_2 = \int \frac{\lambda_2(\mathbf{v}) \lambda_3(\mathbf{v}) W(\mathbf{v})}{D(\mathbf{v})} d\mathbf{v};$$

$$I_3 = \int \frac{\lambda_1(\mathbf{v}) \lambda_3(\mathbf{v}) W(\mathbf{v})}{D(\mathbf{v})} d\mathbf{v}; \quad K = \int \frac{W(\mathbf{v})}{D(\mathbf{v})} d\mathbf{v}; \quad (17)$$

$$J_{1,2} = \int \frac{\lambda_{1,2}(\mathbf{v}) W(\mathbf{v})}{D(\mathbf{v})} d\mathbf{v};$$

$$D(\mathbf{v}) = \lambda_1(\mathbf{v}) \lambda_2(\mathbf{v}) \lambda_3(\mathbf{v}) + |G_{mn}|^2 \lambda_2(\mathbf{v}) + |G_{kn}|^2 \lambda_1(\mathbf{v}).$$

Формула (16) описывает резонанс в спектре пробного поля вблизи $\Omega_{\mu} \approx \Omega$ (вблизи частоты пробного поля $\omega_{\mu} \approx \omega$). В отсутствие одного из возбужденных уровней (k или m) формула (16) совпадает с полученной в работе [8] формулой для вероятности поглощения слабого зондирующего поля трехуровневыми атомами с Λ -конфигурацией уровней, как и должно быть.

Резонанс в спектре пробного поля вблизи $\Omega_{\mu} \approx \Omega - \omega_{np}$ (вблизи частоты пробного поля $\omega_{\mu} \approx \omega - \omega_{np}$) описывается формулами (16), (17) при замене в них

$$G_{mn} \rightarrow G_{mp}, \quad G_{kn} \rightarrow G_{kp}, \quad \lambda_3(\mathbf{v}) \rightarrow \lambda_4(\mathbf{v}). \quad (18)$$

Для конкретных объектов величины G_{ij} , $G_{\mu ij}$ в (16) легко вычисляются с помощью выражений (5) и (6). Для атомов щелочных металлов со спином ядра $I = 3/2$ (атомы ${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{41}\text{K}$, ${}^{87}\text{Rb}$), $I = 5/2$ (атомы ${}^{85}\text{Rb}$) и $I = 7/2$ (атомы ${}^{133}\text{Cs}$) формула (16) принимает следующий вид:

$$P_{\mu} = 2|G_{\mu}|^2 \text{Re} \left[I_2 + \frac{a_1}{3} I_3 + \frac{16a_2}{3} |G|^2 K - \frac{\tilde{\nu} |G|^2 (J_1 - J_2)^2}{1 - \tilde{\nu} I_1} \right], \quad (19)$$

где

$$|G|^2 = \frac{a_3 |\langle J_e || d || J_g \rangle|^2 E_0^2}{96\hbar^2}; \quad |G_{\mu}|^2 = \frac{a_4 |\langle J_e || d || J_g \rangle|^2 E_0^2}{16\hbar^2}; \quad (20)$$

интегралы I_{1-3} , $J_{1,2}$ и K даются формулами (17) при

$$D(\mathbf{v}) = \lambda_1(\mathbf{v}) \lambda_2(\mathbf{v}) \lambda_3(\mathbf{v}) + |G|^2 [\lambda_2(\mathbf{v}) + 3a_5 \lambda_1(\mathbf{v})]. \quad (21)$$

Величины a_{1-5} – численные коэффициенты. Для атомов ${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{41}\text{K}$, ${}^{87}\text{Rb}$ коэффициенты $a_{1-5} = 1$. Для атомов ${}^{85}\text{Rb}$ коэффициенты $a_1 = 3/5$, $a_2 = 27/20$, $a_3 = 4/9$, $a_4 = 10/9$, $a_5 = 5/3$. Для атомов ${}^{133}\text{Cs}$ имеем $a_1 = 3/7$, $a_2 = 12/7$, $a_3 = 1/4$, $a_4 = 7/6$, $a_5 = 7/3$.

Учитывая, что приведенный матричный элемент $\langle J_e || d || J_g \rangle$ связан со скоростью спонтанного распада Γ_m возбужденного состояния ${}^2P_{1/2}^0$ соотношением [10]

$$\Gamma_m = \frac{4\omega_{eg}^3}{3\hbar c^3} \frac{|\langle J_e || d || J_g \rangle|^2}{2J_e + 1} \quad (22)$$

(ω_{eg} – частота перехода), величину $|G|^2$ в (20) удобно выразить через константу Γ_m , интенсивность излучения I и длину волны перехода λ :

$$|G|^2 = \frac{a_3 \lambda^3 \Gamma_m I}{64\pi^2 \hbar c}, \quad I = \frac{c E_0^2}{8\pi}. \quad (23)$$

Формула (19) описывает резонанс в спектре пробного поля вблизи частоты $\omega_{\mu} \approx \omega$ при условии (15), которое для случая однонаправленных волн всегда выполняется при не слишком высоких давлениях буферного газа. Эта же формула описывает и резонанс вблизи частоты пробного поля $\omega_{\mu} \approx \omega - \omega_{np}$, если в ней сделать замену $\Omega \rightarrow \Omega - \omega_{np}$, т.е. если в формуле (19) под величиной Ω понимать отстройку частоты сильного излучения относительно частоты перехода $m - p$. При этом коэффициенты a_{1-5} в (19)–(21) для всех атомов остаются неизменными, за исключением атомов ${}^{85}\text{Rb}$ и ${}^{133}\text{Cs}$: для них изменяется только коэффициент a_3 , который следует полагать равным $8/9$ для ${}^{85}\text{Rb}$ и $3/4$ для ${}^{133}\text{Cs}$.

2.2. Анализ спектра пробного поля

На рис.2 показана рассчитанная по формуле (19) зависимость вероятности поглощения пробного поля P_{μ} от отстройки частоты Ω_{μ} для атомов ${}^{87}\text{Rb}$ ($\lambda = 7947.6 \text{ \AA}$, $\Gamma_m = 0.34 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$, $\omega_{np} = 4.29 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\omega_{km} = 5.1 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$ [13]), атомов ${}^{85}\text{Rb}$ ($\omega_{np} = 1.91 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\omega_{km} = 2.28 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$ [13]) и атомов ${}^{133}\text{Cs}$ ($\lambda = 8943.5 \text{ \AA}$, $\Gamma_m = 0.33 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$, $\omega_{np} = 5.78 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $\omega_{km} = 7.34 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$ [13]) в случае однонаправленных сильной и пробной волн при большой (по сравнению с доплеровской шириной линии $k\nu_T$) отстройке частоты сильного поля Ω . Полагалось, что фазовая память полностью сохраняется при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния ($\tilde{\nu} = \nu$). В качестве единицы измерения P_{μ} на рис.2–6 взята величина P_0 , которая есть вероятность поглощения пробного излучения при настройке его частоты на центр линии перехода $m - l$ в пределе малой интенсивности сильного поля. В соответствии с (19) имеем

$$P_0 = 2|G_{\mu}|^2 \text{Re} \int \left[\frac{1}{\lambda_1(\mathbf{v})} + \frac{a_1}{3\lambda_2(\mathbf{v})} \right] W(\mathbf{v}) d(\mathbf{v}), \quad (24)$$

где $\lambda_{1,2}(\mathbf{v})$ даются формулами (12) при условии $\Omega_{\mu} - \text{Im } \nu_1 = 0$, определяющем центр линии для перехода $m - l$ с учетом столкновительного сдвига. В случае заметного разделения линий поглощения на переходах $m - l$ и $k - l$ (при $\omega_{km} \gtrsim 2k_{\mu}\nu_T$) и доплеровском уширении (при $\Gamma \ll k_{\mu}\nu_T$, где Γ – однородная полуширина линии поглощения, см. ниже формулу (29)) из (24) следует, что

$$P_0 = \frac{2\sqrt{\pi}|G_{\mu}|^2}{k_{\mu}\nu_T}. \quad (25)$$

Из рис.2 видно, что спектр пробного поля состоит из двух широких (с доплеровской шириной $k\nu_T$) резонан-

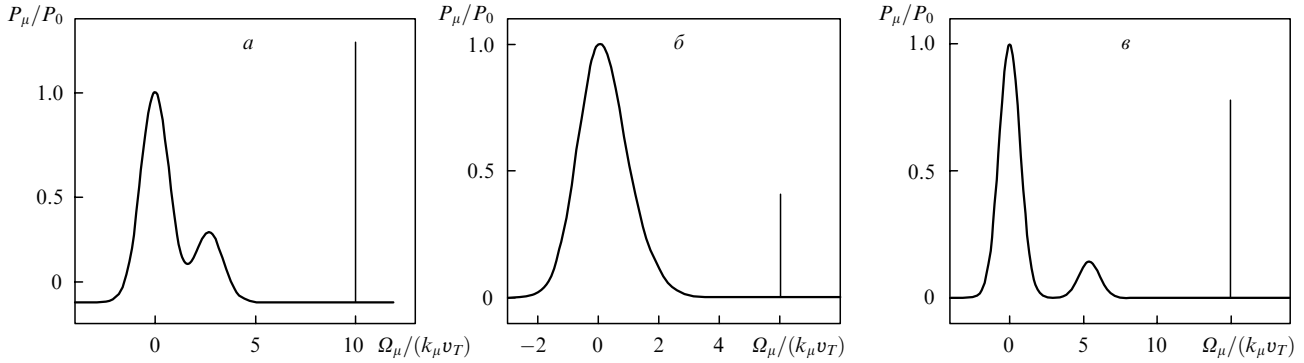


Рис.2. Зависимости вероятности поглощения пробного поля P_μ от отстройки частоты Ω_μ для атомов ^{87}Rb (а), ^{85}Rb (б) и ^{133}Cs (в) в случае однонаправленных сильной и пробной волн ($q=0$) и в отсутствие столкновительной релаксации когерентности на переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния ($\tilde{\nu} = \nu$) при $T = 300$ К, $I = 10^{-3}$ Вт/см 2 , $v_1 = \nu$, $\nu/(k\nu_T) = 3 \times 10^{-4}$, $\Omega/(k\nu_T) = 10$ (а), 6 (б) и 15 (в). Сильная и пробная волны имеют взаимно ортогональные (правую и левую) круговые поляризации. Сверхузкий резонанс с большой амплитудой возникает в окрестности $\Omega_\mu \approx \Omega$.

сов, расположенных в окрестности $\Omega_\mu = 0$ и $\Omega_\mu = \omega_{km}$, и сверхузкого резонанса с большой амплитудой, расположенного в далеком крыле линии поглощения (в окрестности $\Omega_\mu \approx \Omega \gg k\nu_T$). Происхождение широких резонансов тривиально: они обусловлены поглощением пробного излучения на переходах $m-l$ и $k-l$. Сверхузкий резонанс в далеком крыле линии не привязан ни к каким реальным переходам в атоме. Его положение определяется отстройкой частоты и интенсивностью сильного поля. Анализ показывает, что при $|\Omega|$, $|\Omega - \omega_{km}| > k\nu_T$ и не слишком высокой интенсивности излучения, такой, что

$$|G|^2 \ll |\Omega|\omega_{km}, |\Omega - \omega_{km}|\omega_{km}, |\Omega(\Omega - \omega_{km})|, \quad (26)$$

сверхузкий резонанс расположен в окрестности

$$\Omega_\mu = \Omega + \frac{|G|^2}{\Omega} + \frac{3a_5|G|^2}{\Omega - \omega_{km}}. \quad (27)$$

Первый член в правой части (27) является главным, следующие два члена, пропорциональные интенсивности излучения, выступают как малые поправки.

Полуширина Γ_w резонанса в случае однонаправленных волн (при $q=0$) и при

$$|\Omega|, |\Omega - \omega_{km}| \gtrsim 3k\nu_T, \quad \nu' \gg \frac{k_\mu\nu_T|G|^2}{\Omega^2}, \frac{k_\mu\nu_T|G|^2}{(\Omega - \omega_{km})^2} \quad (28)$$

определяется выражением

$$\Gamma_w = \Gamma_1 + \gamma, \quad (29)$$

где

$$\Gamma_1 = (\nu - \tilde{\nu})'; \quad \gamma = \left[\frac{|G|^2}{\Omega^2} + \frac{3a_5|G|^2}{(\Omega - \omega_{km})^2} \right] \Gamma; \quad \Gamma = \frac{\Gamma_m}{2} + \nu'_1. \quad (30)$$

Величины со штрихом здесь и ниже в тексте означают действительные части комплексных чисел. Величина Γ – однородная полуширина линии поглощения на переходах $m-l$ и $k-l$, определяемая спонтанным распадом возбужденного состояния и столкновениями частиц. При не слишком высокой интенсивности излучения (см. формулу (26)) параметр γ всегда мал: $\gamma \ll \Gamma$. Величина Γ_1 всегда мала по сравнению с Γ при низких давлениях бу-

ферного газа, а в случае сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния $\Gamma_1 = 0$ при любых давлениях. Таким образом, ширина резонанса может быть во много раз меньше естественной ширины линии поглощения. Так, при параметрах $I = 10^{-3}$ Вт/см 2 , $\nu/(k\nu_T) = 3 \times 10^{-4}$ (рис.2) ширина резонанса $2\Gamma_w \sim 1$ Гц, а при параметрах $I = 1$ Вт/см 2 , $\nu/(k\nu_T) = 9 \times 10^{-3}$ (рис.3, кривая 1) она составляет ~ 3 кГц.

Столкновения играют исключительно важную роль в формировании резонанса в крыле линии поглощения. В отсутствие столкновений амплитуда резонанса всегда мала: относительная амплитуда P_μ^{\max}/P_0 не превышает нескольких процентов (где P_μ^{\max} – максимум P_μ в окрестности $\Omega_\mu \approx \Omega$). Столкновения, сохраняющие фазовую память на переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния ($\tilde{\nu} = \nu$), могут увеличить амплитуду резонанса в $k_\mu\nu_T/(\sqrt{\pi}\Gamma) \gg 1$ раз. Например, для атомов ^{87}Rb при параметрах, соответствующих рис.2,а, относительная амплитуда резонанса $P_\mu^{\max}/P_0 \approx 1.25$. В отсутствие столкновений (при $\nu = 0$ и неизменных значениях остальных параметров (T, I, Ω)) амплитуда резонанса в 60 раз меньше: $P_\mu^{\max}/P_0 \approx 0.02$.

Столкновения начинают влиять на амплитуду и ширину резонанса при частотах

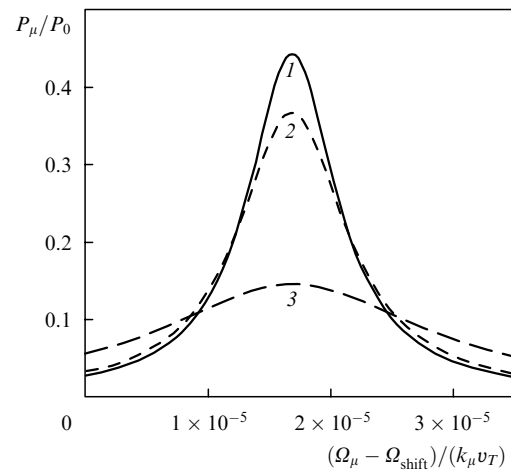


Рис.3. Чувствительность зависимости $P_\mu(\Omega_\mu)$ в окрестности $\Omega_\mu \approx \Omega$ к степени сохранения фазовой памяти при столкновениях для атомов ^{87}Rb , $T = 300$ К, $I = 1$ Вт/см 2 , $\Omega/(k\nu_T) = 10$, $v_1 = \nu$, $\nu/(k\nu_T) = 9 \times 10^{-3}$, $\tilde{\nu} = \nu$ (1), $\tilde{\nu}'/\nu' = 0.9999$ (2) и 0.999 (3); $\Omega_{\text{shift}}/(k_\mu\nu_T) = 10.00121$.

$$v' \approx \frac{k_\mu v_T |G|^2}{\Omega^2}, \frac{k_\mu v_T |G|^2}{(\Omega - \omega_{km})^2}. \tag{31}$$

В условиях доплеровского уширения линии поглощения ($k_\mu v_T \gg \Gamma$), которое мы и рассматриваем, соотношение (31) означает, что $v' \gg \gamma$. При фиксированных значениях интенсивности и отстройки частоты сильного поля (при фиксированном значении γ) амплитуда резонанса обратно пропорциональна его ширине:

$$P_\mu^{\max} \propto \Gamma_w^{-1} = [(v - \tilde{v})' + \gamma]^{-1}. \tag{32}$$

Отсюда следует, что при

$$1 - \frac{\tilde{v}'}{v'} \approx \frac{\gamma}{v'} \tag{33}$$

амплитуда резонанса близка к своему максимальному значению, достигаемому при полном сохранении фазовой памяти (при $\tilde{v} = v = v_{tr}$).

Для атомов щелочных металлов, находящихся в атмосфере инертных буферных газов, сечения столкновительных переходов между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния на 6–10 порядков меньше газокинетических сечений [14]. Поэтому для этих объектов следует ожидать высокой степени сохранения фазовой памяти при столкновениях, такой, что $1 - \tilde{v}'/v' \lesssim 10^{-6}$. При данной степени сохранения фазовой памяти амплитуда резонанса практически всегда будет близка к своему максимальному значению, достигаемому при полном сохранении фазовой памяти.

На рис.3 показана чувствительность амплитуды резонанса к степени сохранения фазовой памяти. Амплитуда резонанса близка к своему максимальному значению при $\tilde{v}'/v' = 0.9999$ (ср. кривые 1 и 2 на рис.3).

Амплитуда резонанса в крыле линии немонотонно зависит от частоты столкновений. На рис.4 представлено поведение амплитуды резонанса в зависимости от частоты столкновений в случае сохранения фазовой памяти ($\tilde{v} = v$). Сначала с ростом v амплитуда резонанса растет и достигает своего максимума при некотором значении частоты столкновений ($v/(kv_T) = 9 \times 10^{-3}$). Затем, по мере роста v , она уменьшается. Значение v (и тем самым давление буферного газа), при котором достигается мак-

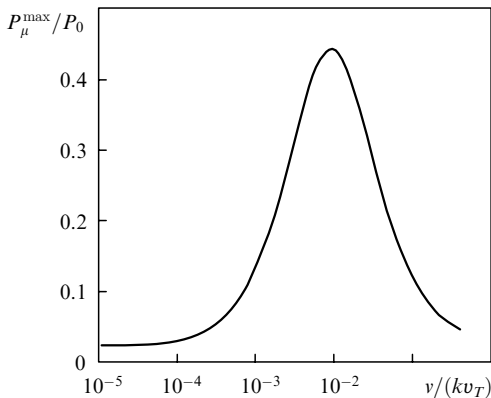


Рис.4. Зависимость амплитуды резонанса для атомов ⁸⁷Rb в крыле линии от частоты столкновений в случае сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния ($\tilde{v} = v = v_{tr}$), $T = 300$ K, $I = 1$ Вт/см², $\Omega/(kv_T) = 10$, $v_1 = v$.

симум, зависит от интенсивности излучения: оно тем меньше, чем меньше интенсивность. Так, при $I = 10^{-3}$ Вт/см² амплитуда резонанса достигает максимума при $v/(kv_T) = 3 \times 10^{-4}$ (это исходные параметры для рис.2), в то время как при $I = 1$ Вт/см² максимум достигается при $v/(kv_T) = 9 \times 10^{-3}$ (рис.4).

На рис.5 приведена зависимость относительной амплитуды резонанса P_μ^{\max}/P_0 от отстройки Ω частоты сильного поля при двух значениях его интенсивности I (10^{-3} и 1 Вт/см²). Для каждого значения I частота столкновений выбрана такой, чтобы амплитуда резонанса имела максимальное значение. Из рис.5 видно, что с ростом интенсивности сильного поля амплитуда резонанса уменьшается. Эта зависимость довольно слабая (при увеличении интенсивности в 1000 раз амплитуда резонанса уменьшается всего лишь в несколько раз). С ростом отстройки частоты амплитуда резонанса вначале растет и достигает максимума при некотором значении Ω ($\Omega \approx (6 \div 7)kv_T$ для атомов ⁸⁷Rb, $\Omega \approx (9 \div 10)kv_T$ для атомов ¹³³Cs, $\Omega \approx (4 \div 5)kv_T$ для атомов ⁸⁵Rb). Затем, по мере роста Ω , амплитуда резонанса уменьшается.

Анализ показывает, что для возникновения в крыле линии резонанса с большой амплитудой ($P_\mu^{\max}/P_0 \sim 1$) очень важно, чтобы линии поглощения излучения на переходах $m - l$ и $k - l$ были заметно разделены, т. е. чтобы расстояние между сверхтонкими компонентами возбуж-

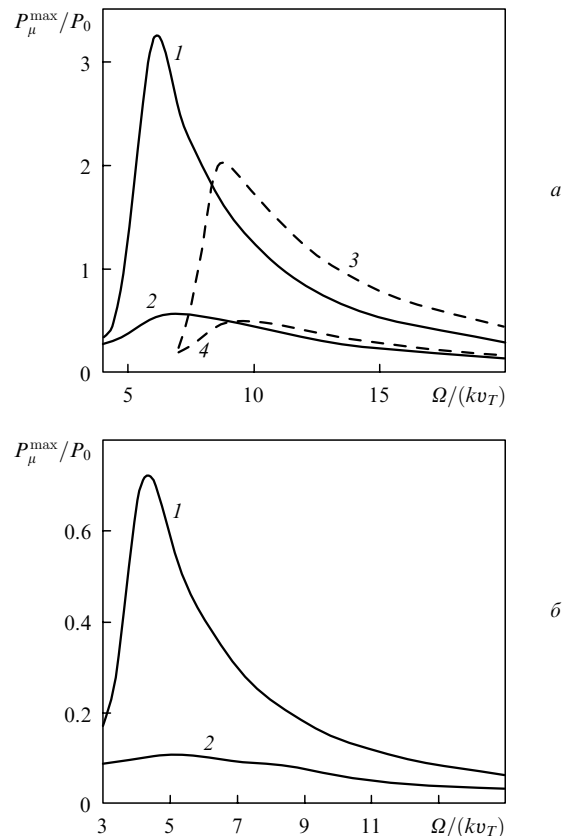


Рис.5. Зависимости амплитуды резонанса в окрестности $\Omega_\mu \approx \Omega$ от отстройки частоты сильного поля в случае сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния ($\tilde{v} = v = v_{tr}$), $T = 300$ K, $v_1 = v$ для атомов ⁸⁷Rb (1, 2) и ¹³³Cs (3, 4) при $I = 10^{-3}$ Вт/см², $v/(kv_T) = 3 \times 10^{-4}$ (1, 3), $I = 1$ Вт/см², $v/(kv_T) = 9 \times 10^{-3}$ (2) и $I = 1$ Вт/см², $v/(kv_T) = 2 \times 10^{-2}$ (4) (а), а также для атомов ⁸⁵Rb при $I = 10^{-3}$ Вт/см², $v/(kv_T) = 3 \times 10^{-4}$ (1) и $I = 1$ Вт/см², $v/(kv_T) = 6 \times 10^{-3}$ (2) (б).

денного состояния было больше или порядка доплеровской ширины линии:

$$\omega_{km} \gtrsim k_{\mu} v_T. \quad (34)$$

При $\omega_{km} \ll k_{\mu} v_T$ амплитуда резонанса всегда мала: $P_{\mu}^{\max}/P_0 \ll 1$. В предельном случае $\omega_{km} = 0$ резонанс отсутствует вовсе. С этим обстоятельством связано и убывание амплитуды резонанса с ростом Ω (рис.5): при больших по сравнению с ω_{km} отстройках Ω сверхтонкое расщепление проявляется слабо. Отсюда следует, что среди атомов щелочных металлов наиболее подходящими объектами для наблюдения сверхузкого резонанса в крыле линии поглощения являются атомы ^{85}Rb , ^{87}Rb и ^{133}Cs , имеющие большое сверхтонкое расщепление возбужденного состояния. Для этих атомов параметр $\omega_{km} \times (k_{\mu} v_T)^{-1}$ при $T = 300$ К равен 1.19, 2.69 и 5.39 соответственно. Для атомов ^{23}Na при $T = 300$ К этот параметр мал: $\omega_{km}/(k_{\mu} v_T) = 0.24$, поэтому для них мала и амплитуда резонанса ($P_{\mu}^{\max}/P_0 = 0.01$ при тех же значениях параметров, что и для атомов ^{87}Rb (рис.2,a)).

2.3. Использование магнитного поля для регистрации резонанса в случае одинаковых частот сильной и пробной волн

Формула (19) для вероятности поглощения пробного поля легко обобщается на случай атомов, помещенных в магнитное поле. Для этого в ней достаточно учесть сдвиги уровней атомов в магнитном поле.

Пусть атомы помещены в магнитное поле \mathbf{B} , направление которого совпадает с направлением распространения сильного и пробного излучений. Атом, находящийся в состоянии $|JFM\rangle$, приобретает во внешнем магнитном поле добавочную энергию [10]

$$\Delta E = \mu_B g_F B M,$$

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}, \quad (35)$$

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)},$$

где μ_B – магнетон Бора; L и S – полный орбитальный момент и полный спин электронов. В соответствии с (35) для частот $\omega_{ij}(B)$ переходов $i - j$ в магнитном поле получаем выражения

$$\omega_{mm}(B) = \omega_{mm} - \frac{\alpha_2 \mu_B B}{6 \hbar}, \quad \omega_{ml}(B) = \omega_{ml} - \frac{7\alpha_3 \mu_B B}{6 \hbar}, \quad (36)$$

$$\omega_{km}(B) = \omega_{km} + \frac{\alpha_1 \mu_B B}{3 \hbar},$$

где ω_{ij} – частоты переходов $i - j$ в отсутствие магнитного поля; α_{1-3} – численные коэффициенты. Для атомов щелочных металлов со спином ядра $I = 3/2$ (атомы ^7Li , ^{23}Na , ^{39}K , ^{41}K , ^{87}Rb) коэффициенты $\alpha_{1-3} = 1$. Для атомов ^{85}Rb ($I = 5/2$) коэффициенты $\alpha_1 = 4/3$, $\alpha_2 = 10/3$, $\alpha_3 = 22/21$. Для атомов ^{133}Cs ($I = 7/2$) имеем $\alpha_1 = 3/2$, $\alpha_2 = 9/2$, $\alpha_3 = 15/14$. Следовательно, для описания резонанса вблизи $\Omega_{\mu} \approx \Omega$ в присутствии магнитного поля в формулах (12) для $\lambda_{1-3}(\mathbf{v})$ достаточно сделать замену

$$\Omega \rightarrow \Omega(B), \quad \Omega_{\mu} \rightarrow \Omega_{\mu}(B), \quad \omega_{km} \rightarrow \omega_{km}(B), \quad (37)$$

где

$$\Omega(B) \equiv \omega - \omega_{mm}(B) = \Omega + \frac{\alpha_2 \mu_B B}{6 \hbar},$$

$$\Omega_{\mu}(B) \equiv \omega_{\mu} - \omega_{ml}(B) = \Omega_{\mu} + \frac{7\alpha_3 \mu_B B}{6 \hbar}, \quad (38)$$

$$\Omega_{\mu}(B) - \Omega(B) = \omega_{\mu} - \omega + (7\alpha_3 - \alpha_2) \frac{\mu_B B}{6 \hbar}.$$

Таким образом, интересующий нас резонанс можно прописать путем изменения магнитного поля при фиксированных частотах излучений. Разность отстроек пробного и сильного полей линейно зависит от напряженности магнитного поля. Поэтому изменение магнитного поля эквивалентно изменению частоты пробного поля.

Магнитное поле удобно использовать для регистрации резонанса в случае одинаковых частот сильной и пробной волн (при $\omega_{\mu} = \omega$, или, что то же самое, при $\Omega_{\mu} = \Omega$). Важно еще и то обстоятельство, что взаимно коррелированные сильную и пробную волны с одинаковыми частотами легко получить от одного источника лазерного излучения. Фактически для этого нужно, чтобы излучение имело эллиптическую поляризацию, близкую к круговой. Действительно, такое излучение можно представить в виде суперпозиции сильной и слабой световых волн со взаимно ортогональными круговыми поляризациями. При этом интенсивность слабой волны будет определяться степенью отклонения поляризации излучения от круговой: чем ближе поляризация к круговой, тем меньше интенсивность пробной волны.

Найдем значение магнитного поля B_{res} , вблизи которого возникает резонанс в спектре пробного излучения в случае одинаковых частот сильной и пробной волн. Из (27) с учетом замены (37) и при $\Omega_{\mu} = \Omega$ с точностью до малых поправок порядка $\mu_B B/(\hbar|\Omega|) \ll 1$, $\mu_B B/(\hbar|\Omega - \omega_{km}|) \ll 1$ получаем

$$B_{\text{res}} = \frac{\hbar}{\mu_B} \left(\frac{|G|^2}{|\Omega|} + \frac{3|G|^2}{|\Omega - \omega_{km}|} \right) \quad (\text{атомы } ^{87}\text{Rb}),$$

$$B_{\text{res}} = \frac{3\hbar}{2\mu_B} \left(\frac{|G|^2}{|\Omega|} + \frac{5|G|^2}{|\Omega - \omega_{km}|} \right) \quad (\text{атомы } ^{85}\text{Rb}), \quad (39)$$

$$B_{\text{res}} = \frac{2\hbar}{\mu_B} \left(\frac{|G|^2}{|\Omega|} + \frac{7|G|^2}{|\Omega - \omega_{km}|} \right) \quad (\text{атомы } ^{133}\text{Cs}).$$

Величина B_{res} пропорциональна интенсивности излучения и приблизительно обратно пропорциональна отстройке Ω .

Ширина резонанса ΔB (в Гс) дается следующими выражениями:

$$\Delta B = \frac{2\hbar\Gamma_w}{\mu_B} \quad (\text{атомы } ^{87}\text{Rb}),$$

$$\Delta B = \frac{3\hbar\Gamma_w}{\mu_B} \quad (\text{атомы } ^{85}\text{Rb}), \quad (40)$$

$$\Delta B = \frac{4\hbar\Gamma_w}{\mu_B} \quad (\text{атомы } ^{133}\text{Cs}),$$

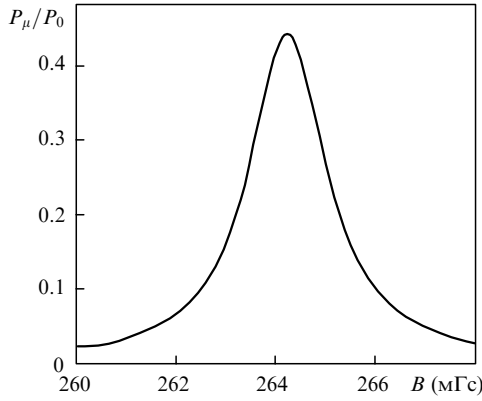


Рис.6. Зависимость вероятности поглощения пробного излучения от величины магнитного поля для атомов ^{87}Rb при точном равенстве частот сильного и пробного излучений ($\omega_\mu = \omega$, или, что то же самое, $\Omega_\mu = \Omega$) в случае сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния ($\tilde{\nu} = \nu = \nu_{\text{тр}}$, $T = 300 \text{ K}$, $I = 1 \text{ Вт/см}^2$, $\Omega/(k\nu_T) = 10$, $\nu_1 = \nu$, $\nu/(k\nu_T) = 9 \times 10^{-3}$).

где Γ_w – полуширина резонанса в с^{-1} (см. формулу (29)). В случае сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния или при низких давлениях буферного газа (когда выполнено соотношение $\Gamma_1 \ll \gamma$, так что $\Gamma_w = \gamma$) ширина резонанса ΔB , так же как и магнитное поле B_{res} , пропорциональна интенсивности сильного излучения.

На рис.6 показана зависимость вероятности поглощения пробного излучения от величины магнитного поля для атомов ^{87}Rb при точном равенстве частот сильного и пробного излучений (расчет по формуле (19) с учетом замены (37)). При параметрах $I = 1 \text{ Вт/см}^2$, $\Omega/(k\nu_T) = 10$ резонанс возникает в магнитном поле $B_{\text{res}} = 264 \text{ мГс}$, ширина резонанса $\Delta B = 1.9 \text{ мГс}$.

2.4. Случай ортогонально пересекающихся волн

При определенных условиях резонанс с большой амплитудой в крыле линии поглощения может возникать для атомов любых щелочных металлов. Рассмотрим следующую схему взаимодействия атомов с излучением (рис.7). Пусть сильная и пробная волны, резонансные пе-

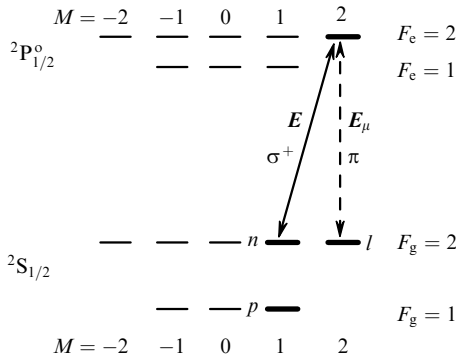


Рис.7. Схема уровней атомов щелочных металлов ^7Li , ^{23}Na , ^{39}K , ^{41}K , ^{87}Rb (спин ядра $I = 3/2$) для перехода $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{P}_{1/2}^o$ (D_1 -линия). Сильная и пробная волны пересекаются под прямым углом ($\mathbf{k}_\mu \perp \mathbf{k}$). Сильная волна имеет правую круговую поляризацию. Пробная волна имеет линейную поляризацию, параллельную направлению распространения сильного излучения ($\mathbf{E}_\mu \parallel \mathbf{k}$). Ось квантования выбрана вдоль направления распространения сильного излучения.

реходу $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{P}_{1/2}^o$, пересекаются под прямым углом ($\mathbf{k}_\mu \perp \mathbf{k}$). Сильная волна имеет правую круговую поляризацию, а пробная волна – линейную поляризацию, параллельную направлению распространения сильного излучения ($\mathbf{E}_\mu \parallel \mathbf{k}$). Под действием одного сильного правополяризованного поля все атомы соберутся в основном состоянии на крайнем подуровне с $M = 2$ сверхтонкой компоненты с $F_g = 2$ (на рис.7 этот подуровень обозначен буквой l ; ось квантования выбрана вдоль направления волнового вектора \mathbf{k} сильного излучения). Для пробного линейно поляризованного поля нужно учитывать лишь переходы $|F_g = 2, M = 2\rangle \rightarrow |F_e = 2, M = 2\rangle$, вызывающие слабую «откачку» частиц с уровня l (переходы $l \rightarrow m$ в обозначениях рис.7). В итоге для нахождения вероятности поглощения пробного поля атомами оказывается достаточным рассмотреть взаимодействие излучения с подсистемой из четырех подуровней: l, m, n, p (эти подуровни выделены на рис.7 жирными линиями).

Для описания узкого резонанса в крыле линии в окрестности отстройки частоты пробного поля $\Omega_\mu \approx \Omega$ (или $\Omega_\mu \approx \Omega - \omega_{np}$) достаточно рассмотреть взаимодействие излучения с трехуровневой Λ -схемой $n - m - l$ (или Λ -схемой $p - m - l$). Таким образом, для расчета спектра пробного поля в данном случае полностью применимы формулы, полученные ранее в работе [8].

Недостатком этой схемы взаимодействия является малая область перекрытия ортогонально пересекающихся волн. Кроме того, ввиду не малого модуля разности волновых векторов ($q \sim k$ при $\mathbf{k}_\mu \perp \mathbf{k}$) резонанс можно наблюдать только при высоком давлении буферного газа, таком, что $\nu' \gg (q\nu_T)$ [8]. Для регистрации резонанса в данной схеме взаимодействия также можно использовать атомные пучки. При этом сильная и пробная волны должны быть ортогональны к атомному пучку.

3. Атомы самария

Еще одним объектом, перспективным для наблюдения эффекта аномального поглощения света в нерезонансных условиях, являются атомы самария. Есть несколько стабильных изотопов атомов самария с нулевым ядерным спином $I = 0$: ^{152}Sm (распространенность 26.7%), ^{154}Sm (22.7%), ^{148}Sm (11.3%), ^{150}Sm (7.4%), ^{144}Sm (3.1%). Рассмотрение эффекта аномального поглощения света для этих изотопов упрощается ввиду отсутствия у них сверхтонкой структуры уровней. Ниже мы будем рассматривать именно эти изотопы самария.

3.1. Переход $J_g = 1 \rightarrow J_e = 0$

Основной терм самария $4f^6 6s^2(^7F)$ состоит из семи уровней тонкой структуры с полным электронным моментом $J_g = 0 - 6$ [15]. Уровень с $J_g = 1$ имеет энергию 292.58 см^{-1} [15]. Рассмотрим переход $J_g = 1 \rightarrow J_e = 0$ в атомах самария между нижним уровнем $4f^6 6s^2(^7F_1)$ (с энергией 292.58 см^{-1} и $J_g = 1$) и возбужденным уровнем с полным электронным моментом $J_e = 0$. Длины волн некоторых таких переходов приведены в табл.1. Пусть сильная и пробная волны, резонансные указанному переходу, имеют взаимно ортогональные линейные поляризации. Схема переходов, вызываемых сильным и пробным полями, показана на рис.8 (ось квантования z выбрана вдоль направления вектора напряженности \mathbf{E} сильного поля). В данном случае выделяются две Λ -схемы: $n - m - k$ и $n - m - l$.

Табл.1. Длины волн переходов $J_g = 1 \rightarrow J_e = 0$ в атомах самария между нижним уровнем $4f^6 6s^2 ({}^7F_1)$ (с энергией 292.58 см^{-1}) и указанными в таблице возбужденными уровнями (по данным [15]).

Возбужденный уровень	Длина волны в воздухе (\AA)
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^7F_0^o$	4596.8
$4f^5 ({}^6H^o) 5d 6s^2 ({}^7F_0^o)$	5549.0
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^1P^o) {}^7F_0^o$	5706.8
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^5D_0^o$	6536.9
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^9G_0^o$	7403.3

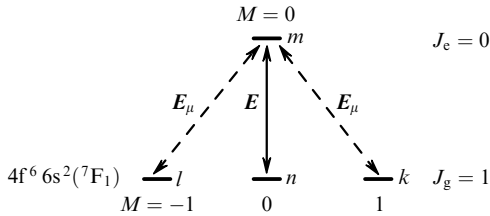


Рис.8. Схема уровней атомов самария (изотопы с нулевым спином ядра) для перехода $J_g = 1 \rightarrow J_e = 0$. Сильная (E) и пробная (E_μ) волны имеют взаимно ортогональные линейные поляризации. Ось квантования выбрана вдоль направления вектора напряженности E сильного поля, состояние линейной поляризации пробного поля представляется в виде суперпозиции двух независимых состояний с круговой поляризацией.

Пусть атомы находятся в смеси с буферным газом и на них наложено магнитное поле B , направление которого совпадает с направлением вектора напряженности E сильного поля. Атом, находящийся в состоянии $|JM\rangle$, приобретает во внешнем магнитном поле добавочную энергию $\Delta E = \mu_{B_g} J B M$. В соответствии с этой формулой для частот переходов $k - n$, $n - l$ и $k - l$ в магнитном поле получаем выражения

$$\omega_{kn}(B) = \omega_{nl}(B) = \frac{\omega_{kl}(B)}{2} = \frac{3\mu_B B}{2\hbar}. \quad (41)$$

Поляризация среды на частоте пробного поля определяется элементами матрицы плотности $\rho_{mi}(\mathbf{v})$ и $\rho_{mk}(\mathbf{v})$. Для их нахождения достаточно рассмотреть следующую систему кинетических уравнений (резонансное приближение, стационарные и пространственно однородные условия):

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\Gamma_m}{2} - i[\Omega_\mu - \omega_{nl}(B) - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}] \right\} \rho_{ml}(\mathbf{v}) = S(\rho_{ml}(\mathbf{v})) \\ & + iG\rho_{nl}(\mathbf{v}) + iG_{\mu ml}[\rho_{ll}(\mathbf{v}) - \rho_{mm}(\mathbf{v})] + iG_{\mu mk}\rho_{kl}(\mathbf{v}), \\ & \left\{ \frac{\Gamma_m}{2} - i[\Omega_\mu + \omega_{kn}(B) - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}] \right\} \rho_{nk}(\mathbf{v}) = S(\rho_{nk}(\mathbf{v})) \\ & + iG\rho_{nk}(\mathbf{v}) + iG_{\mu mk}[\rho_{kk}(\mathbf{v}) - \rho_{mm}(\mathbf{v})] + iG_{\mu ml}\rho_{kl}^*(\mathbf{v}), \\ & i[\mathbf{q}\mathbf{v} + \Omega - \Omega_\mu + \omega_{nl}(B)]\rho_{nl}(\mathbf{v}) \\ & = S(\rho_{nl}(\mathbf{v})) + iG^*\rho_{ml}(\mathbf{v}) - iG_{\mu ml}\rho_{mm}(\mathbf{v}), \\ & i[\mathbf{q}\mathbf{v} + \Omega - \Omega_\mu - \omega_{kn}(B)]\rho_{nk}(\mathbf{v}) \\ & = S(\rho_{nk}(\mathbf{v})) + iG^*\rho_{mk}(\mathbf{v}) - iG_{\mu mk}\rho_{mm}(\mathbf{v}), \end{aligned} \quad (42)$$

где

$$\Omega = \omega - \omega_{mn}; \quad \Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{mn}; \quad \mathbf{q} \equiv \mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}; \quad (43)$$

$$G = \frac{E_0}{2\hbar} \langle m|d_0|n\rangle; \quad G_{\mu mj} = \frac{E_{0\mu}}{2\hbar} \frac{i}{\sqrt{2}} \langle m|d_{-1} + d_{+1}|j\rangle; \quad j = k, l;$$

Γ_m – скорость спонтанного распада возбужденного уровня m ; ω_{mn} – частота перехода $m - n$; $\langle i|d_\sigma|j\rangle$ – матричные элементы циклической компоненты d_σ дипольного момента для перехода $|j\rangle = |J_g, M_g\rangle \rightarrow |i\rangle = |J_e, M_e\rangle$. Они выражаются через приведенный матричный элемент дипольного момента в соответствии с теоремой Вигнера – Эккарта [9, 10]:

$$\begin{aligned} & \langle J_e, M_e|d_\sigma|J_g, M_g\rangle = (-1)^{J_e - M_e} \langle J_e||d||J_g\rangle \\ & \times \begin{pmatrix} J_e & 1 & J_g \\ -M_e & \sigma & M_g \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (44)$$

Для интегралов столкновений в (42) будем использовать аналогичные (7) и (8) выражения:

$$S(\rho_{mi}(\mathbf{v})) = -v_1 \rho_{mi}(\mathbf{v}), \quad (45)$$

$$S(\rho_{ni}(\mathbf{v})) = -v \rho_{ni}(\mathbf{v}) + \tilde{v} \rho_{ni} W(\mathbf{v}), \quad i = k, l.$$

Интегралы столкновений $S(\rho_{ni}(\mathbf{v}))$ учитывают возможность сохранения когерентности при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями тонкой структуры основного состояния самария (полному сохранению когерентности отвечает $\tilde{v} = v$). Эти подуровни слабо чувствительны к межатомным столкновениям, поскольку они хорошо заэкранированы внешней замкнутой оболочкой $6s^2$ [16].

Далее будем считать, что столкновительные переходы $n \leftrightarrow k$, $n \leftrightarrow l$ между уровнями n , k , l отсутствуют. В этом случае под действием одного только сильного поля все атомы перейдут на уровни k , l . Поэтому в (42), вследствие слабости пробного поля, можно полагать, что

$$\rho_{kk}(\mathbf{v}) = \rho_{ll}(\mathbf{v}) = \frac{N_1}{2} W(\mathbf{v}), \quad \rho_{mm}(\mathbf{v}) = \rho_{kl}(\mathbf{v}) = \rho_{nm}(\mathbf{v}) = 0, \quad (46)$$

где N_1 – равновесная концентрация поглощающих частиц на нижнем уровне с $J_g = 1$.

Из системы уравнений (42) с учетом (45) и (46) получаем

$$\begin{aligned} & \lambda_1(\mathbf{v})\rho_{ml}(\mathbf{v}) = iG_{\mu ml} \frac{N_1}{2} W(\mathbf{v}) + iG\rho_{nl}(\mathbf{v}), \\ & \lambda_2(\mathbf{v})\rho_{nl}(\mathbf{v}) = \tilde{v}\rho_{nl} W(\mathbf{v}) + iG^*\rho_{ml}(\mathbf{v}), \\ & \lambda_3(\mathbf{v})\rho_{mk}(\mathbf{v}) = iG_{\mu mk} \frac{N_1}{2} W(\mathbf{v}) + iG\rho_{nk}(\mathbf{v}), \\ & \lambda_4(\mathbf{v})\rho_{nk}(\mathbf{v}) = \tilde{v}\rho_{nk} W(\mathbf{v}) + iG^*\rho_{mk}(\mathbf{v}), \end{aligned} \quad (47)$$

где

$$\begin{aligned} & \lambda_1(\mathbf{v}) = \frac{\Gamma_m}{2} + v_1 - i[\Omega_\mu - \omega_{nl}(B) - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}]; \\ & \lambda_2(\mathbf{v}) = v + i[\mathbf{q}\mathbf{v} + \Omega - \Omega_\mu + \omega_{nl}(B)]; \\ & \lambda_3(\mathbf{v}) = \lambda_1(\mathbf{v}) - 2i\omega_{nl}(B); \quad \lambda_4(\mathbf{v}) = \lambda_2(\mathbf{v}) - 2i\omega_{nl}(B). \end{aligned} \quad (48)$$

Первая и вторая пары уравнений в (47) образуют независимые друг от друга замкнутые подсистемы уравнений. Первая пара уравнений описывает взаимодействие излучения с трехуровневой Λ -схемой $n - m - l$, вторая – с трехуровневой Λ -схемой $n - m - k$.

Из системы уравнений (47) для вероятности P_μ поглощения пробного поля на частоте ω_μ получаем следующее выражение:

$$P_\mu \equiv -\frac{2}{N} \operatorname{Re}(iG_{\mu ml}^* \rho_{ml} + iG_{\mu mk}^* \rho_{mk}) = \frac{N_1}{N} (P_{\mu l} + P_{\mu k}), \quad (49)$$

$$P_{\mu l} = |G_\mu|^2 \operatorname{Re} \left(I_2 - \frac{\tilde{v}|G|^2 J_1^2}{1 - \tilde{v}I_1} \right),$$

$$P_{\mu k} = |G_\mu|^2 \operatorname{Re} \left(I_4 - \frac{\tilde{v}|G|^2 J_2^2}{1 - \tilde{v}I_3} \right),$$

где

$$|G|^2 = \frac{|\langle J_e | d | J_g \rangle|^2 E_0^2}{12\hbar^2} = \frac{\lambda_3 \Gamma_m I}{16\pi^2 \hbar c}; \quad |G_\mu|^2 = \frac{|\langle J_e | d | J_g \rangle|^2 E_{0\mu}^2}{24\hbar^2}; \quad (50)$$

$$J_1 = \int \frac{W(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}{\lambda_1(\mathbf{v})\lambda_2(\mathbf{v}) + |G|^2}; \quad I_{1,2} = \int \frac{\lambda_{1,2}(\mathbf{v}) W(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}{\lambda_1(\mathbf{v})\lambda_2(\mathbf{v}) + |G|^2}; \quad (51)$$

$$J_2 = \int \frac{W(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}{\lambda_3(\mathbf{v})\lambda_4(\mathbf{v}) + |G|^2}; \quad I_{3,4} = \int \frac{\lambda_{3,4}(\mathbf{v}) W(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}{\lambda_3(\mathbf{v})\lambda_4(\mathbf{v}) + |G|^2}.$$

Величина $P_{\mu i}$ – вероятность поглощения пробного излучения трехуровневыми частицами с Λ -конфигурацией уровней $n - m - i$ ($i = k, l$). Формула (49) для $P_{\mu i}$ полностью совпадает с соответствующей формулой для трехуровневой Λ -схемы, детально проанализированной в работе [8].

Формула (49) для вероятности P_μ поглощения пробного поля принимает простой вид в случае доплеровского уширения при большой отстройке частоты сильного излучения,

$$|\Omega| \gg k_\mu v_T \gg \Gamma \quad (52)$$

(Γ – однородная полуширина линии поглощения на переходе $J_g = 1 \rightarrow J_e = 0$ в атомах самария, определяемая формулой (30)), и не слишком низком давлением буферного газа, таком, что частота столкновений удовлетворяет условию

$$v' \gg qv_T, \quad \frac{|G|^2}{|\Omega|}. \quad (53)$$

В этом случае из (49) для вероятности поглощения пробного поля получаем (см. также [8]) выражение

$$P_\mu = \frac{N_1}{N} \frac{|G_\mu|^2}{\Gamma} \left\{ \frac{2\sqrt{\pi}\Gamma}{k_\mu v_T} \exp \left[- \left(\frac{\Omega_\mu + |G|^2/\Omega}{k_\mu v_T} \right)^2 \right] + \frac{(\Gamma_1 + \gamma)\gamma}{(\Gamma_1 + \gamma)^2 + [\Omega_\mu - \omega_{nl}(B) - \Omega - |G|^2/\Omega]^2} + \frac{(\Gamma_1 + \gamma)\gamma}{(\Gamma_1 + \gamma)^2 + [\Omega_\mu + \omega_{nl}(B) - \Omega - |G|^2/\Omega]^2} \right\}, \quad (54)$$

где

$$\gamma = \frac{|G|^2 \Gamma}{\Omega^2}; \quad \Gamma_1 = (v - \tilde{v})' + \frac{(qv_T)^2}{2v'}. \quad (55)$$

Согласно (54) спектр пробного поля состоит из доплеровского контура с полушириной $k_\mu v_T$, расположенного вблизи центра линии (в окрестности $\Omega_\mu = -|G|^2/\Omega$), и двух лоренцевских контуров с одинаковой полушириной $\Gamma_w = \Gamma_1 + \gamma$, расположенных в далеком крыле линии (в окрестности $\Omega_\mu = \Omega + |G|^2/\Omega \pm \omega_{nl}(B)$). Расстояние между лоренцевскими контурами равно $2\omega_{nl}(B) = \omega_{kl}(B)$. В отсутствие магнитного поля эти контуры сливаются и в крыле линии возникает один нерасщепленный лоренцевский контур с удвоенной амплитудой. Отношение амплитуды расщепленного резонанса в далеком крыле линии к амплитуде резонанса вблизи центра линии

$$A = \frac{k_\mu v_T}{2\sqrt{\pi}\Gamma} \frac{\gamma}{\Gamma_1 + \gamma} \quad (56)$$

и может быть во много раз больше единицы.

Для регистрации резонанса удобно использовать коррелированные сильную и пробную волны с одинаковыми частотами (от одного источника лазерного излучения). Резонанс в этом случае прописывается путем изменения магнитного поля. Величина магнитного поля B_{res} , вблизи которого возникает резонанс, и ширина резонанса ΔB (интервал значений B , в пределах которого амплитуда резонанса уменьшается вдвое) определяются следующими выражениями:

$$B_{\text{res}} = \frac{2\hbar|G|^2}{3\mu_B|\Omega|}, \quad \Delta B = \frac{4\hbar\Gamma_w}{3\mu_B}. \quad (57)$$

На рис.9 показана зависимость вероятности поглощения пробного излучения от величины магнитного поля для атомов самария со спином ядра $I = 0$ при точном равенстве частот сильного и пробного излучений. При расчете имелся в виду переход ${}^7F_1 \rightarrow {}^7F_0^o$ с $\lambda = 5706.8 \text{ \AA}$, а скорость спонтанного распада возбужденного уровня Γ_m полагалась равной $2.9 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ [17]. Для степени сохранения фазовой памяти \tilde{v}'/v' при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями основного состояния принималось значение 0.997 в соответствии с дан-

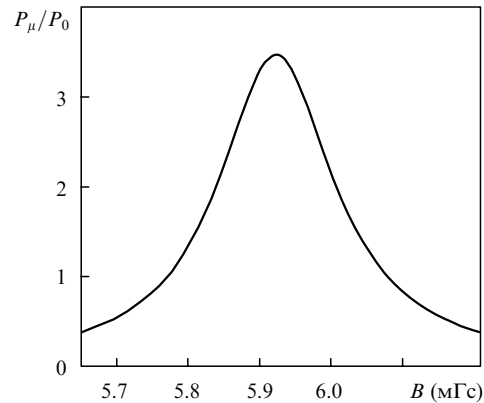


Рис.9. Зависимость вероятности поглощения пробного излучения от величины магнитного поля для атомов самария с нулевым спином ядра в случае однонаправленных волн ($q = 0$) при точном равенстве частот сильного и пробного излучений, $T = 600 \text{ K}$, $I = 1 \text{ Вт/см}^2$, $\Omega \times (kv_T)^{-1} = 5$, $v_1 = v$, $v'/(kv_T) = 8 \times 10^{-5}$, $\tilde{v}'/v' = 0.997$.

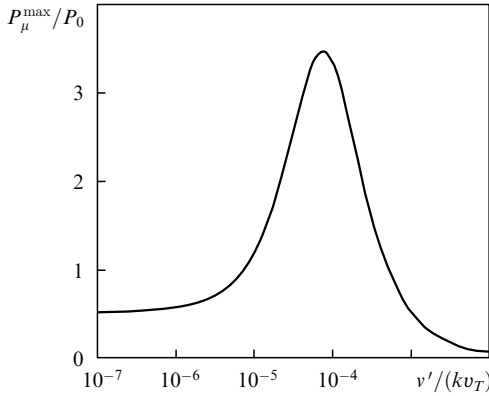


Рис.10. Зависимость амплитуды резонанса в крыле линии поглощения для атомов самария от частоты столкновений. Параметры те же, что и для рис.9.

ными [18] (ударное уширение линий, обусловленных переходами между уровнями тонкой структуры основного терма самария, в 300 раз слабее ударного уширения обычных разрешенных линий). В качестве единицы измерения P_μ взята величина P_0 , которая есть вероятность поглощения пробного излучения при настройке его частоты на центр линии перехода в пределе малой интенсивности сильного поля (при доплеровском уширении P_0 определяется формулой (25) с учетом фактора N_1/N). При параметрах $I = 1 \text{ Вт/см}^2$, $\Omega/(k\nu_T) = 5$, $\nu'/(k\nu_T) = 8 \times 10^{-5}$ (рис.9) резонанс в крыле линии возникает в магнитном поле $B_{\text{res}} = 5.9 \text{ мГс}$, ширина резонанса $\Delta B = 0.2 \text{ мГс}$, амплитуда резонанса примерно в 3.5 раз ($P_\mu^{\text{max}}/P_0 \approx 3.5$) больше амплитуды широкого (с доплеровской шириной) резонанса вблизи центра линии.

На рис.10 приведена зависимость амплитуды резонанса от частоты столкновений. Сначала с ростом ν' амплитуда резонанса растет и достигает максимума при частоте столкновений $\nu'/(k\nu_T) = 8 \times 10^{-5}$. Этой частоте столкновений соответствует давление буферного газа порядка 0.1 Тор. Затем, по мере роста ν' , амплитуда резонанса уменьшается. Такое поведение зависимости P_μ^{max} от ν' вполне понятно. Действительно, в отсутствие столкновений относительная амплитуда резонанса P_μ^{max}/P_0 должна быть равной, согласно [8], 1/2 (для трехуровневой Λ -схемы в отсутствие столкновений $P_\mu^{\text{max}}/P_0 = 1$ [8], в нашем же случае амплитуда резонанса уменьшается вдвое из-за его расщепления). С ростом частоты столкновений амплитуда резонанса растет из-за эффекта Дике столкновительного сужения, который сильно проявляется при частотах столкновений, на несколько порядков меньших доплеровской ширины [8]. Далее с ростом ν' амплитуда резонанса падает согласно формуле (56) (наличие Γ в знаменателе). Дополнительное уменьшение амплитуды обусловлено неполной фазовой памятью и проявляется при $(\nu - \tilde{\nu}) > \gamma$.

3.2. Переход $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$

В атомах самария на переходе $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ между нижним уровнем $4f^6 6s^2 ({}^7F_1)$ и возбужденным уровнем с полным электронным моментом $J_e = 1$ также может возникать сверхузкий резонанс с большой амплитудой в крыле линии поглощения. Длины волн некоторых таких переходов приведены в табл.2. Пусть сильная и пробная волны, резонансные этому переходу, имеют взаимно ортогональные (правую и левую) круговые поляризации.

Табл.2. Длины волн переходов $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ в атомах самария между нижним уровнем $4f^6 6s^2 ({}^7F_1)$ (с энергией 292.58 см^{-1}) и указанными в таблице возбужденными уровнями (по данным [15]).

Возбужденный уровень	Длина волны в воздухе (Å)
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^7F_1^o$	4539.9
$4f^6 ({}^6H^o) 5d 6s^2 ({}^7F_1^o)$	5498.2
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^1P^o) {}^7D_1^o$	6096.6
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^1P^o) {}^7G_1^o$	6509.5
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^9F_1^o$	6861.0
$4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^9G_1^o$	7293.6

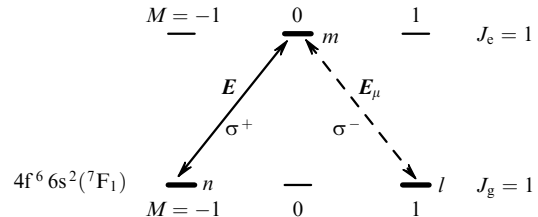


Рис.11. Схема уровней атомов самария (изотопа с нулевым спином ядра) для перехода $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$. Сильная (E) и пробная (E_μ) волны, резонансные этому переходу, имеют взаимно ортогональные круговые (правую σ^+ и левую σ^-) поляризации и распространяются в одном направлении. Ось квантования выбрана вдоль направления распространения излучения.

Схема переходов, вызываемых этими волнами, показана на рис.11. Под действием одного сильного правополяризованного поля на нижнем уровне с $J_g = 1$ заселенным будет только один крайний подуровень с $M = 1$ (на рис.11 этот подуровень обозначен буквой l). При включении пробного левополяризованного поля нужно учитывать лишь переход $|J_g = 1, M = 1\rangle \rightarrow |J_e = 1, M = 0\rangle$, вызывающий слабую «откачку» частиц с уровня l . В итоге выделяется одна Λ -схема уровней $n - m - l$ (эти уровни выделены на рис.11 жирными линиями).

Таким образом, для расчета спектра пробного поля в данном случае полностью применимы формулы, полученные ранее в работе [8].

4. Заключение

В настоящей работе теоретически исследован спектр поглощения слабого зондирующего поля (в присутствии сильного поля) различными атомами. Показано, что если при взаимодействии сильного и пробного полей с атомами выделяются Λ -конфигурации уровней, то в далеком крыле линии поглощения пробного поля может возникать сверхузкий резонанс с большой амплитудой, сравнимой с амплитудой широкого (с доплеровской шириной) резонанса вблизи центра линии (аномальное поглощение света в нерезонансных условиях). Сверхузкий резонанс в крыле линии не привязан ни к каким реальным переходам в атоме. Его положение определяется отстройкой частоты и интенсивностью сильного поля.

Наиболее перспективными объектами для наблюдения аномального поглощения света в нерезонансных условиях являются атомы рубидия ${}^{87}\text{Rb}$, атомы цезия ${}^{133}\text{Cs}$ и четные изотопы самария с нулевым ядерным спином. В случае атомов рубидия и цезия сильная и пробная волны, резонансные переходу ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}^o$, должны иметь взаимно ортогональные круговые (правую и левую) поляризации. В случае атомов самария при поглощении света на переходе $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ сильная и пробная волны

должны иметь взаимно ортогональные круговые поляризации, а при поглощении на переходе $J_g = 1 \rightarrow J_e = 0$ – взаимно ортогональные линейные поляризации. Во всех случаях волны должны быть однонаправленными.

Столкновения начинают влиять на амплитуду и ширину резонанса при очень малой частоте столкновений ν'_{cr} , определяемой из условия (31). Эта критическая частота столкновений зависит от интенсивности и отстройки частоты сильного поля. При $I \sim 1 \text{ Вт/см}^2$, $|\Omega| \sim 10k\nu_T$ критическая частота $\nu'_{cr} \sim 10^{-5}k\nu_T$, что соответствует давлению буферного газа порядка 10^{-2} Тор .

Важным параметром является величина $\tilde{\nu}'/\nu'$, характеризующая степень сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходах между магнитными подуровнями основного состояния атомов. Если фазовая память не сохраняется ($\tilde{\nu} = 0$), то столкновения при $\nu' > \nu'_{cr}$ всегда подавляют резонанс. Если же столкновения хорошо сохраняют фазовую память ($1 - \tilde{\nu}'/\nu' \ll 1$), то при $\nu' > \nu'_{cr}$ амплитуда резонанса растет с ростом частоты столкновений (ширина резонанса при этом уменьшается) и достигает своего максимума при некотором значении частоты. Именно поэтому в качестве буферного газа нужно использовать инертные газы. В атмосфере инертного буферного газа для атомов рубидия, цезия и самария следует ожидать высокой степени сохранения фазовой памяти при столкновениях ($1 - \tilde{\nu}'/\nu' \lesssim 10^{-6}$ для рубидия и цезия [14], $1 - \tilde{\nu}'/\nu' \sim 3 \times 10^{-3}$ для самария [18]).

Для регистрации резонанса удобно использовать коррелированные сильную и пробную волны с одинаковыми частотами (от одного источника лазерного излучения). Резонанс в этом случае может быть прописан путем изменения магнитного поля (метод магнитного сканирования). Величина магнитного поля B_{res} , вблизи которого возникает резонанс, и ширина резонанса ΔB зависят от интенсивности излучения, отстройки частоты, частоты столкновений (см. формулы (39), (40) и (57)). Для регистрации резонанса требуются слабые магнитные поля $B_{res} \sim 1 - 100 \text{ мГс}$. Ширина резонанса ΔB на два-три порядка меньше B_{res} .

Рассмотренный в данной работе эффект может найти применение в спектроскопии сверхвысокого разрешения и в задаче точного измерения напряженности магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16771), программы ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и Государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (гранты № НШ-7214.2006.2 и 2006-РП-112.0/001/046).

1. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
2. Попов А.К. *Введение в нелинейную спектроскопию* (Новосибирск: Наука, 1983).
3. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
4. Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. *УФН*, **163**, 1 (1993).
5. Arimondo E. In: *Progress in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 1996, Vol. 35, p. 257).
6. Скалли М.О., Зубайри М.С. *Квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2003).
7. Mompert J., Corbalan R. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **2**, R7 (2000).
8. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **128**, 1134 (2005).
9. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. *Квантовая теория углового момента* (Л.: Наука, 1975).
10. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
11. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **120**, 830 (2001).
12. Чепмен С., Каулинг Т. *Математическая теория неоднородных газов* (М.: ИЛ, 1960).
13. Раддиг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
14. Happer W. *Phys. Rep.*, **44**, 169 (1972).
15. Martin W.C., Zalubas R., Hagan L. *Atomic Energy Levels: The Rare-Earth Elements* (Washington: Institute for Basic Standart NBS, 1978).
16. Александров Е.Б., Котылев В.Н., Василевский К.П., Кулясов В.Н. *Оптика и спектроскопия*, **54**, 3 (1983).
17. Hannaford P., Lowe R.M. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **18**, 2365 (1985).
18. Веденин В.Д., Кулясов В.Н., Курбатов А.Л., Родин Н.В., Шубин М.В. *Оптика и спектроскопия*, **62**, 737 (1987).