

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО РАЗРЫВА СВЕРХТОНКОЙ СВЯЗИ В ВОЗБУЖДЕННОМ СОСТОЯНИИ НА СПИНОВУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ АТОМОВ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ ПРИ СЛАБОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

Е. И. Дашевская и Е. А. Кобзева

В условиях слабой оптической накачки широкой линией получены выражения для спиновой поляризации атомов щелочных металлов в основном $^2S_{1/2}$ -состоянии. Показано, что спиновая поляризация существенно зависит от соотношения скорости релаксации и скорости образования сверхтонкой связи в возбужденных $^2P_{1/2}$ - и $^2P_{3/2}$ -состояниях.

Спиновая поляризация атомов в основном электронном состоянии в существенной степени определяется процессами столкновительной релаксации атомов в возбужденном состоянии. При малых давлениях буферных газов, когда частота деполяризующих столкновений Γ заметно меньше частоты Ω^* сверхтонкой структуры (СТС) в возбужденном состоянии, релаксационные процессы могут быть описаны в терминах релаксации мультипольных моментов атома в состояниях с определенным значением квантового числа \mathcal{F} ($\mathcal{F} = I + J$, где I — спин ядра, J — угловой момент электронов в возбужденном состоянии) и переноса моментов между состояниями с различными \mathcal{F} . Это описание справедливо в рамках так называемого секулярного приближения, позволяющего пренебречь связью диагональных и недиагональных по \mathcal{F} элементов матрицы плотности возбужденного состояния. По мере повышения давления буферного газа характерная скорость релаксации Γ приближается к Ω^* , и такое описание становится неприменимым. При $\Gamma > \Omega^*$ возникает явление столкновительного разрыва сверхтонкой связи (СРСТС): релаксация в возбужденном атоме заканчивается за время, в течение которого ядерный спин можно считать фиксированным.¹ В качестве примера экспериментального исследования СРСТС упомянем работу по изучению эффекта Ханле в ^39K [1]. Поскольку в последнее время появились работы по исследованию оптической накачки при сравнительно высоких давлениях буферных газов [2, 3], представляет интерес более подробно исследовать СРСТС. Это выполнено в настоящей работе для систем $M + X$ (M — атом щелочного металла, X — атом инертного газа) при допущении ряда упрощающих предположений. Именно предполагаются условия слабой накачки (скорость спиновой релаксации атомов в основном состоянии много больше скорости поглощения накачивающего света) и рассмотрены два предельных случая $\Gamma \ll \Omega^*$ и $\Gamma \gg \Omega^*$ в рамках одной и той же релаксационной модели. В качестве таковой используется модель J -рандомизации [4]. Что касается основного состояния, то предполагается, что частота СТС Ω намного превосходит скорость релаксации в основном состоянии γ , $\Omega \gg \gamma$.

¹ СРСТС не следует путать с разрывом сверхтонкого взаимодействия за время одного столкновения. Условие применимости этого приближения $\Omega^* \tau_0 \ll 1$, где τ_0 — длительность столкновения, выполняется практически всегда.

В условиях слабой накачки можно записать уравнение для средних значений z -компонент (ось z направлена по направлению распространения циркулярно поляризованного света) углового момента F в верхнем $F^+ = I + 1/2$ и нижнем $F^- = I - 1/2$ состояниях СТС атома М в основном электронном состоянии $^2S_{1/2}$. Эти средние значения $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$ релаксируют при столкновениях атомов со стенкой или атомами буферного газа, а также изменяются в результате переходов атома в возбужденное состояние и последующего переизлучения. Изменение $\langle F \rangle$ в результате поглощения зависит только от интенсивности света, а в результате переизлучения — от средних проекций $\langle \mathcal{F} \rangle_{\mathcal{F}}$ в каждом из сверхтонких состояний М ($^2P_{1/2}$) ($\mathcal{F} = I + 1/2$ и $I - 1/2$ для $J = 1/2$ и $\mathcal{F} = I + 3/2, I + 1/2, I - 1/2, I - 3/2$ для $J = 3/2$, при $I > J$). В свою очередь $\langle \mathcal{F} \rangle_{\mathcal{F}}$ определяются системой замкнутых линейных уравнений, описывающих оптическое заселение компонент СТС возбужденного состояния, мультипольную релаксацию и перенос момента при столкновениях. Решение этих уравнений в стационарном приближении дает величины $\langle \mathcal{F} \rangle_{\mathcal{F} \text{ ст.}}$, через которые в конечном счете выражаются $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$.

В стационарных условиях для слабой накачки $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$ пропорциональны A/γ и в дальнейшем выражаются в единицах A/γ . Здесь γ — скорость столкновительной дезориентации спина атома М (2S) при $I=0$, а A — скорость поглощения, нормированная так, что квазистационарная концентрация N возбужденных атомов равна $N = 1/3 A\tau$ для линии D_1 и $N = 2/3 A\tau$ для линии D_2 , τ — время высвечивания возбужденного состояния. При таком выборе единиц стационарные уравнения для $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$ содержат только один параметр $\varphi \leq 1$, характеризующий совместную релаксацию в объеме и на стенках для переходов между компонентами F^+ и F^- . Для релаксации при столкновениях в объеме $\varphi = 1$ [5].

При накачке линией $D_1 \sigma^+$ уравнения имеют вид ($q = -1$)

$$\left. \begin{aligned} & - \left[\frac{1}{(2I+1)^2} + \frac{I+1}{2I+1} \varphi \right] \langle F^- \rangle + \frac{2I(2I-1)}{2(2I+1)^2} \varphi \langle F^+ \rangle = \\ & = \frac{A}{\gamma} \left[\frac{2I(2I-1)}{4 \cdot 9(2I+1)} - \frac{4I^2-5}{9(2I+1)^2} \langle \mathcal{F} \rangle^- - \frac{4I(2I-1)}{9(2I+1)^2} \langle \mathcal{F} \rangle^+ \right], \\ & \frac{(2I+2)(2I+3)}{2(2I+1)^2} \varphi \langle F^- \rangle - \left[\frac{1}{(2I+1)^2} + \frac{I}{2I+1} \varphi \right] \langle F^+ \rangle = \\ & = - \frac{A}{\gamma} \left[\frac{(2I+2)(2I+3)}{4 \cdot 9(2I+1)} + \frac{2(2I+2)(2I+3)}{9(2I+1)^2} \langle \mathcal{F} \rangle^- + \frac{4I^2+8I-1}{9(2I+1)^2} \langle \mathcal{F} \rangle^+ \right]. \end{aligned} \right\} (1)$$

При накачке линией $D_2 \sigma^+$ уравнения для $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$ имеют аналогичную структуру

$$\left. \begin{aligned} & - \left[\frac{1}{(2I+1)^2} + \frac{I+1}{2I+1} \varphi \right] \langle F^- \rangle + \frac{2I(2I-1)}{2(2I+1)^2} \varphi \langle F^+ \rangle = \\ & = - \frac{A}{\gamma} \left[\frac{2I(2I-1)}{4 \cdot 9(2I+1)} + \frac{2(2I+1)}{3(2I-1)} \langle \mathcal{F} \rangle^{I-3/2} + \right. \\ & \left. + \frac{4(4I^2-5)(2I+2)}{9(2I-1)(2I+1)^2} \langle \mathcal{F} \rangle^{I-1/2} + \frac{2(2I+3)(2I-1)}{9(2I+1)^2} \langle \mathcal{F} \rangle^{I+1/2} \right], \\ & \frac{(2I+2)(2I+3)}{2(2I+1)^2} \varphi \langle F^- \rangle - \left[\frac{1}{(2I+1)^2} + \frac{I}{2I+1} \varphi \right] \langle F^+ \rangle = \\ & = \frac{A}{\gamma} \left[\frac{(2I+2)(2I+3)}{4 \cdot 9(2I+1)} - \frac{2(2I+3)(2I-1)}{9(2I+1)^2} \langle \mathcal{F} \rangle^{I-1/2} - \right. \\ & \left. - \frac{8I(4I^2+8I-1)}{9(2I+1)^2(2I+3)} \langle \mathcal{F} \rangle^{I+1/2} + \frac{2(2I+1)}{2(2I+3)} \langle \mathcal{F} \rangle^{I+3/2} \right]. \end{aligned} \right\} (2)$$

В общем случае уравнения для $\langle \mathcal{F} \rangle_{\mathcal{F}}$ содержат один параметр $\Gamma_{1/2}^{1/2} \tau$ для состояния $J = 1/2$ и три параметра $\Gamma_{\alpha}^{3/2} \tau$ ($\alpha = 1, 2, 3$) для $J = 3/2$ — в со-

ответствии с числом мультипольных моментов атома в этих двух состояниях. Эти параметры определяют коэффициенты релаксации и переноса $\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'}$ моментов $\langle \mathcal{F} \rangle^{\mathcal{F}}$ в состоянии \mathcal{F} и между состояниями \mathcal{F} и \mathcal{F}' формулой [6]

$$\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'} = \sum_x B_{1x} \Gamma_x^{JJ}, \quad (3)$$

$$B_{1x} = (-1)^{\mathcal{F}' - \mathcal{F}} (2x + 1) (2F + 1) (2F' + 1) \begin{Bmatrix} x & I & I & 1 \\ J & J & \mathcal{F}' & \mathcal{F} \\ J & \mathcal{F}' & J & \mathcal{F} \end{Bmatrix}.$$

Определенная модель столкновительной релаксации позволяет при заданной плотности буферного газа вычислить релаксационные коэффициенты Γ_x^{JJ} . Модель J -рандомизации отождествляет $\Gamma_{1/2}^{1/2}$ с числом эффективных столкновений, вызывающих дезориентацию вектора \mathbf{J} ($J=1/2$) при $I=0$. В этом смысле она является достаточно общей, поскольку число релаксационных параметров остается неизменным. Для состояния $J=3/2$ эта модель, предполагающая равенство сечений для всех переходов $m \rightarrow m'$, приводит к соотношению $\Gamma_{1/2}^{3/2} = \Gamma_{2/2}^{3/2} = \Gamma_{3/2}^{3/2}$. Таким образом, вместо трех параметров $\Gamma_x^{3/2}$ модель вводит один параметр $\Gamma^{3/2}$. Поэтому возникает вопрос, в какой степени оптимальный выбор одного параметра $\Gamma^{3/2}$ может воспроизвести картину релаксации в состоянии ${}^2P_{3/2}$, для которой точное описание требует трех констант. Для выяснения этого вопроса мы предположим, что релаксация состояния ${}^2P_{3/2}$ обязана поляризационному взаимодействию между M и X . Для этого типа взаимодействия сечения $\sigma_1^{3/2}$, $\sigma_2^{3/2}$, $\sigma_3^{3/2}$ известны [7], и их относительные величины равны $\sigma_1^{3/2} : \sigma_2^{3/2} : \sigma_3^{3/2} = 0.770 : 0.957 : 0.848$.

Константы релаксации $\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'}$ были вычислены ранее через $\Gamma_x^{3/2}$ для этого типа взаимодействия по формуле (3) в единицах параметра $u = \pi n_0 \bar{v} (\Delta c / \hbar v)^{2/3}$, где n_0 — плотность буферного газа, Δc — разность ван-дер-ваальсовых констант для молекулярных термов с $\Omega=1/2$ и $\Omega=3/2$ для различных величин спинов ядер I [8].

С другой стороны, модель J -рандомизации позволяет получить на основании (3) явный вид коэффициентов $\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'}$. Вынося $\Gamma_x^{3/2}$ за знак суммы в (3), полагая $\Gamma_0^{3/2} = 0$ и выполняя суммирование с использованием определения $12-j$ символа как суммы четырех $6-j$ символов [9], получим

$$\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'} = \Gamma^{3/2} \left[\left[\delta_{\mathcal{F}\mathcal{F}'} - (2\mathcal{F} + 1) (2\mathcal{F}' + 1) (2I + 1) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \begin{Bmatrix} J & \mathcal{F}' & I \\ I & 0 & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J & \mathcal{F} & I \\ I & 0 & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J & \mathcal{F}' & I \\ 1 & I & \mathcal{F}' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J & \mathcal{F} & I \\ 1 & I & \mathcal{F} \end{Bmatrix} \right] \right]. \quad (4)$$

Пример сравнения коэффициентов $\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'}$, вычисленных для поляризационного взаимодействия и в рамках модели J -рандомизации при выборе $\Gamma_{\text{ср.}}^{3/2} = 1/3$ ($\Gamma_{1/2}^{3/2} = \Gamma_{2/2}^{3/2} = \Gamma_{3/2}^{3/2}$), приведен в таблице.

Видно, что модель воспроизводит общий характер изменения $\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'}$ в зависимости от квантовых чисел \mathcal{F} и \mathcal{F}' . Можно полагать также, что эта модель приведет к небольшому различию величин $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$ от вычисленных с учетом различия $\Gamma^{3/2}$. На рис. 1 показаны результаты такого расчета для зависимости спиновой [поляризации] $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}} = \frac{1}{2I+1} (\langle F^+ \rangle - \langle F^- \rangle)$ от параметра $u\tau$ для случая накачки D_2 -линией и спинов ядра $I=7/2, 5/2, 3/2$: сплошная кривая — для модели J -рандомизации, штриховая кривая — для ван-дер-ваальсова взаимодействия. Видно, что кривые отличаются сравнительно мало. На этом основании мы считаем, что модель J -рандомизации пригодна для описания зависимости спиновой поляризации атомов в основном состоянии от скорости релаксации в условиях слабой накачки широкой линией. Последнее обеспечивает одновременное заселение всех компонент СТС и, следовательно, уменьшает чув-

Сравнение коэффициентов $\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'}$, вычисленных для поляризованного взаимодействия по формуле (3) (а) и в рамках модели J -рандомизации по формуле (4) (б) для спина ядра $I = 7/2$

\mathcal{F}	\mathcal{F}'			
	$I - 3/2$	$I - 1/2$	$I + 1/2$	$I + 3/2$
$I - 3/2$	-0.746	0.152	0.190	0.124
$I - 1/2$	0.152	-0.703	0.158	0.192
$I + 1/2$	0.190	0.157	-0.692	0.261
$I + 3/2$	0.124	0.192	0.261	-0.558

\mathcal{F}	\mathcal{F}'			
	$I - 3/2$	$I - 1/2$	$I + 1/2$	$I + 3/2$
$I - 3/2$	-0.866	0.149	0.175	0.207
$I - 1/2$	0.149	-0.833	0.195	0.231
$I + 1/2$	0.175	0.195	-0.774	0.971
$I + 3/2$	0.207	0.231	0.271	-0.679

стационарных значений $\langle \mathcal{F} \rangle$ к величинам индивидуальных значений $\Gamma_1^{\mathcal{F}\mathcal{F}'}$.

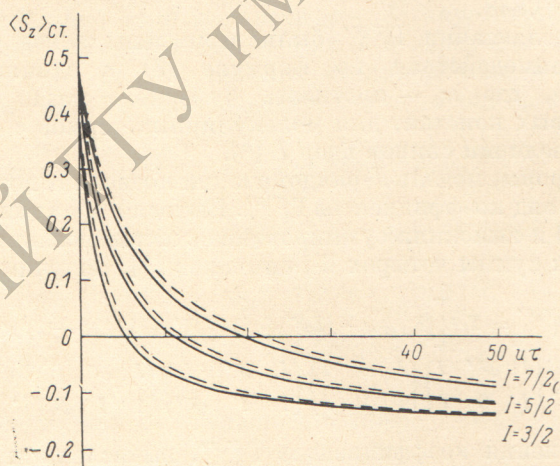


Рис. 1. Зависимость спиновой поляризации $\langle S_z \rangle_{ст.}$ от параметра $u\tau$ ($\Gamma_{ср.}^{7/2, 3/2} = 0.858u$) при накачке D_2 -линией для различных ядерных спинов.

Сплошная кривая — модель J -рандомизации, штриховая — ван-дер-ваальсово взаимодействие.

По поводу конкретного вычисления $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$ для накачки линиями D_1 и D_2 заметим лишь, что в первом случае расчет $\langle \mathcal{F} \rangle^{\mathcal{F}}$ сводится к решению двух, а во втором — четырех линейных уравнений.²

Слабая накачка в условиях $\Gamma \gg \Omega^*$

В представлении $JIFm_F$ при $\Gamma > \Omega^*$ в кинетических уравнениях релаксации в возбужденном состоянии необходимо учитывать связь диагональных и недиагональных по \mathcal{F} элементов матрицы плотности. Это зна-

² Эта система уравнений для $J=1/2$ и $J=3/2$ решалась численно на микрокалькуляторе НР-67.

чит, что релаксация не может быть описана в терминах релаксации и переноса моментов $\langle \mathcal{F} \rangle^{\mathcal{F}}$. Однако, если изменить представление, и от схемы связи $II\mathcal{F}m_{\mathcal{F}}$ перейти к схеме связи $JmI\mu$, то кинетические уравнения вновь могут быть упрощены: столкновения вызывают переходы между зеемановскими компонентами вектора \mathbf{J} ($m \rightarrow m'$), а ориентация вектора \mathbf{I} остается неизменной. Кинетические уравнения для заселенностей возбужденного состояния в этом представлении, которые мы здесь не приводим, существенно упрощаются, если принять механизм J -рандомизации. Поскольку вероятности переходов между любыми состояниями равны, заселенности подуровней возбужденного состояния N_{Jm} выражаются в явном виде через заселенности подуровней основного состояния n_{Fm_F} . Последующая подстановка заселенностей возбужденного состояния в кинетические уравнения для заселенностей основного состояния позволяет получить замкнутые уравнения для заселенностей n_{Fm_F} состояний F, m_F . Наконец, условие малого отклонения распределения от равновероятного дает возможность записать уравнения для $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$ при слабой накачке.

Эти уравнения для накачки D_1 -линией имеют вид

$$\left. \begin{aligned} - \left[\frac{1}{(2I+1)^2} + \frac{I+1}{2I+1} \varphi \right] \langle F^- \rangle + \frac{2I(2I-1)}{2(2I+1)^2} \varphi \langle F^+ \rangle = \\ = \frac{A}{\gamma} \frac{2I(2I-1)}{4 \cdot 9(2I+1)} \left[1 - \frac{1}{3(\Gamma_1^{3/2} \tau + 1)} \right], \\ \frac{(2I+2)(2I+3)}{2(2I+1)^2} \varphi \langle F^- \rangle - \left[\frac{1}{(2I+1)^2} - \frac{I}{2I+1} \varphi \right] \langle F^+ \rangle = \\ = \frac{A}{\gamma} \frac{(2I+2)(2I+3)}{4 \cdot 9(2I+1)} \left[-1 + \frac{1}{3(\Gamma_1^{3/2} \tau + 1)} \right] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

При накачке линией D_2 правая часть уравнений меняется на $\frac{A}{\gamma} \frac{2I(2I-1)}{4 \cdot 9(2I+1)} \left[-1 + 3 \frac{5}{3(\Gamma_{\text{ср.}}^{3/2} \tau + 1)} \right]$ и $\frac{A}{\gamma} \frac{(2I+2)(2I+3)}{4 \cdot 9(2I+1)} \left[1 - \frac{5}{3(\Gamma_{\text{ср.}}^{3/2} \tau + 1)} \right]$ соответственно.

Интересной особенностью уравнений (5) при $\varphi=1$ является то, что стационарная спиновая поляризация $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$ не зависит от спина ядра I . Именно для двух случаев накачки она равна

$$\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}^{D_1} = \frac{A}{\gamma} \frac{1}{6} \left[1 - \frac{1}{3(\Gamma_1^{3/2} \tau + 1)} \right], \quad (6)$$

$$\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}^{D_2} = \frac{A}{\gamma} \frac{1}{6} \left[-1 + \frac{5}{3(\Gamma_{\text{ср.}}^{3/2} \tau + 1)} \right]. \quad (7)$$

Видно, что такой же результат получается и в случае $\Gamma < \Omega^*$, $\Gamma\tau \geq 1$ (при условии полного смешивания сверхтонких состояний в результате быстрой релаксации в возбужденном состоянии, когда все $\langle \mathcal{F} \rangle^{\mathcal{F}} = 0$). Таким образом, эта особенность спиновой поляризации связана со спецификой поляризации ансамбля атомов при поглощении в условиях слабой накачки.

Можно показать, что при начальном условии отсутствия ядерной поляризации и возникновении спиновой поляризации вследствие акта поглощения среднее за период сверхтонких осцилляций значение $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$ оказывается меньше начального в результате передачи части поляризации ядру. Однако релаксация электронного спина с учетом СТС происходит медленнее из-за инерции ядерного спина [10]. В результате конкуренции стационарной накачки и релаксации происходит такая компенсация этих двух явлений, что $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$ не зависит от величины I .

Напротив, при $\Gamma < \Omega^*$, но при $\Gamma\tau \leq 1$ поляризация ядра, возникшая в результате сверхтонкой связи с электроном, не успевает релаксировать за время жизни возбужденного состояния.

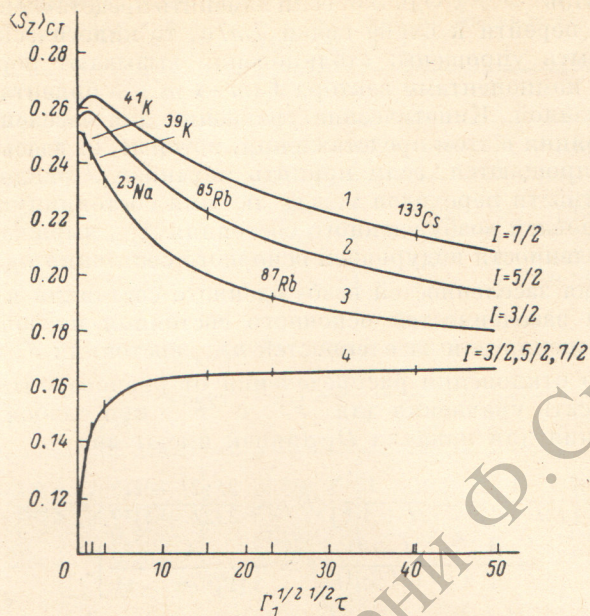


Рис. 2. Зависимость $\langle S_z \rangle_{ст.}$ от параметра $\Gamma_1^{1/2} \tau$ в случаях $\Gamma \ll \Omega^*$ (1, 2, 3) и $\Gamma \gg \Omega^*$ (4) для состояния $J=1/2$ (D_1 -линия) и $\varphi=1$.

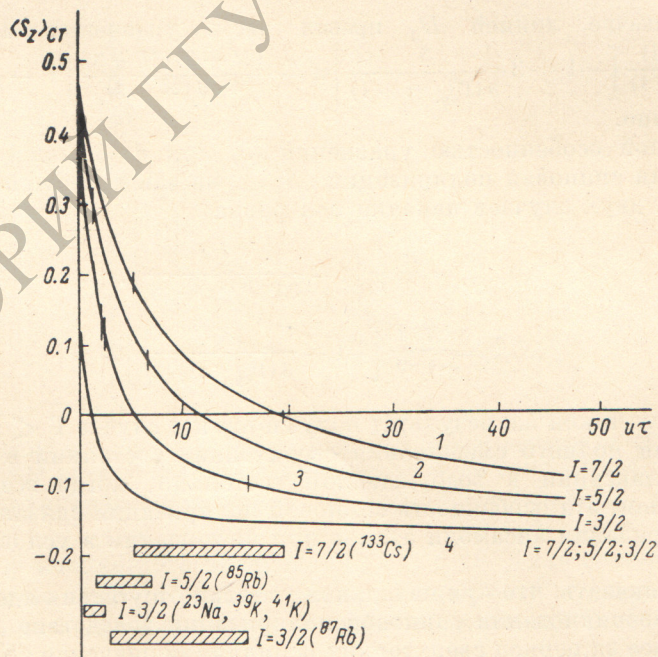


Рис. 3. Зависимость $\langle S_z \rangle_{ст.}$ от параметра $u\tau$ в случаях $\tau \ll \Omega^*$ (1, 2, 3) и $\tau \gg \Omega^*$ (4) для состояния $J=3/2$ (D_2 -линия) и $\varphi=1$.

Заштрихованные участки оси абсцисс соответствуют переходным областям, где $\Gamma_1^{3/2} \tau \approx \Omega^* \tau$.

В соответствии с этим стационарная скорость поляризации $\langle F^+ \rangle$ и $\langle F^- \rangle$ зависит как от начальной поляризации спина $\langle S_z \rangle_{\text{погл.}}$ сразу после поглощения, так и от величин $\langle S_z \rangle_{\text{изл.}}$ и $\langle I_z \rangle_{\text{изл.}}$, возникающих в акте переизлучения.

Наконец, отсутствие зависимости $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$ от спина ядра в случае $\Gamma > \Omega^*$ и для произвольного смешивания в возбужденном состоянии объясняется просто тем, что за время жизни возбужденного состояния ядро не успевает поляризоваться за счет сверхтонкого взаимодействия с поляризованным электроном.

Обсуждение результатов

Результаты вычисления $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$ для двух случаев $\Gamma < \Omega^*$ и $\Gamma > \Omega^*$ приведены на рис. 2, 3 для различных величин I как функция параметра $\Gamma^{1/2} \tau$ для состояния $J=1/2$ и $u\tau$ для $J=3/2$. На оси абсцисс отмечены величины $\Omega^* \tau$ для $J=1/2$ (два уровня СТС) и величины $\Omega_{\text{min}}^* \tau$ и $\Omega_{\text{max}}^* \tau$ для $J=3/2$ (четыре уровня СТС). Справа и слева от этих точек справедливы рассмотренные выше приближения для расчета поляризации $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$. В переходной области, при $\Gamma \tau$, $u\tau \sim \Omega^* \tau$, необходимо решать более сложное релаксационное уравнение. Тем не менее полученные результаты позволяют провести грубую интерполяцию и предсказать сильное смещение $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$ при переходе параметра $u\tau$ через промежуточную область. Особый интерес представляет то, что прохождение поляризации через нуль при накачке линией D_2 , часто используемое для экспериментального определения сечения деполаризации в возбужденном состоянии, в ряде случаев происходит именно в промежуточной области $u\tau$. Это указывает на необходимость более точного вычисления $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$ в условиях слабой накачки и выяснения зависимости величины параметра $(u\tau)_0$, при котором происходит обращение $\langle S_z \rangle_{\text{ст.}}$ в нуль, от величины параметра A/γ , когда он не является малым.

Авторы выражают благодарность Ю. С. Ситнову за помощь при численных расчетах.

Литература

- [1] M. Elbel, W. H. Schneider. *Physics*, 68, 146, 1973.
- [2] W. Harper, A. C. Tan. *Phys. Rev.*, A16, 1877, 1977.
- [3] W. Harper, H. Y. Tang, U. S. Patent 4.005.355, Jan. 25, 1977.
- [4] F. A. Franz, J. R. Franz. *Phys. Rev.*, 148, 82, 1966.
- [5] Е. И. Дашевская. *Опт. и спектр.*, 51, 71, 1981.
- [6] В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. *Опт. и спектр.*, 33, 405, 1972.
- [7] А. И. Окуневич, В. И. Перель. *ЖЭТФ*, 58, 666, 1970.
- [8] Л. Т. Петрашень. Автореф. канд. дисс. ЛГУ, Л., 1975.
- [9] А. П. Юцис, А. А. Банзайтис. *Теория момента количества движения в квантовой механике*. Вильнюс, 1965.
- [10] В. R. Vulos, W. Harper. *Phys. Rev.*, A4, 849, 1971.

Поступило в Редакцию 7 мая 1980 г.