

01;02;12

Определение степени поляризации атомов дейтерия при оптической ориентации

© С.П. Дмитриев, В.А. Картошкин, Г.В. Клементьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 20 ноября 1995 г.)

Проведено теоретическое рассмотрение перераспределения электронной поляризации в атомах дейтерия и показано влияние различных поляризационных моментов на сигналы магнитного резонанса атомов дейтерия. Проведенное рассмотрение позволило получить выражения, связывающие амплитуды сигналов магнитного резонанса для различных зеемановских подуровней атома D с величинами электронной и ядерной поляризации этих атомов и их ядерным выстраиванием. На основании данных эксперимента по оптической ориентации и спиновому обмену в смеси D–Cs определены величины электронной и ядерной ориентации и ядерного выстраивания атомов D, которые оказались равны $\langle S_z \rangle = 0.1$, $\langle I_z \rangle = 0.27$, $\langle Q_z \rangle = 0.027$.

Введение

Хорошо известно, что спиновый обмен с участием поляризованных атомов приводит к перераспределению спиновой поляризации между партнерами столкновения [1]. В частности, при взаимодействии оптически ориентированных атомов щелочных металлов с атомами водорода возможна передача электронной поляризации последним [2,3]. При этом степень поляризации атомов водорода оказывается высокой ($\approx 30\%$ [3]). Эффективная поляризация возможна и при столкновении щелочных атомов с атомами дейтерия. По мере увеличения степени поляризации атомов дейтерия сигнал магнитного резонанса должен зависеть не только от электронной ориентации последних ($\langle \mathbf{S} \rangle$) но, видимо, и от ядерной ориентации ($\langle \mathbf{I} \rangle$), а также, поскольку ядерный спин атомов дейтерия равен 1 ($\mathbf{I} = 1$), и от ядерного выстраивания, а возможно, и от других поляризационных моментов или их комбинаций. Целью настоящей работы является рассмотрение влияния различных поляризационных моментов на сигналы магнитного резонанса атомов дейтерия и экспериментальное наблюдение подобного влияния, а также определение электронной и ядерной ориентации и ядерного выстраивания атомов D.

Перераспределение электронной поляризации в атоме дейтерия

При столкновении поляризованных атомов щелочного металла с атомами D в основном $1^2S_{1/2}$ состоянии ($\mathbf{S} = 1/2$, $\mathbf{I} = 1$) происходит процесс спинового обмена, результатом которого является электронная и ядерная поляризация последних.

Пусть ρ_e — электронная матрица плотности атомов D, а ρ_n — ядерная матрица плотности тех же атомов. Размерность этих матриц соответственно 2×2 и 3×3 .

В этом случае продольные компоненты электронной и ядерной ориентации имеют вид

$$\langle S_z \rangle = (\rho_{11} - \rho_{22})/2, \tag{1}$$

$$\langle I_z \rangle = (r_{11} - r_{33}), \tag{2}$$

и продольные компоненты ядерного выстраивания соответственно

$$\langle Q_{zz} \rangle = (r_{11} + r_{33})/2 - r_{22}. \tag{3}$$

Здесь ρ_{11} и r_{11} — соответствующие диагональные матричные элементы матриц ρ_e и ρ_n ; z — выделенное направление, которое в эксперименте по оптической ориентации атомов, как правило, совпадает с направлением постоянного магнитного поля H_0 и светом накачки. Сверхтонкое взаимодействие в атоме дейтерия приводит к связи моментов \mathbf{S} и \mathbf{I} в момент \mathbf{F} ($\mathbf{F} = \mathbf{S} + \mathbf{I}$, соответствующая матрица плотности — $\rho_F = \rho_e \otimes \rho_n$, где \otimes — прямое матричное произведение). В F , m_F представлении матрица ρ_F имеет вид

F', m'_F	F, m_F					
	$\frac{3}{2}; \frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}; \frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}; -\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}; -\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}; \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}; -\frac{1}{2}$
$\frac{3}{2}; \frac{3}{2}$	P_{11}	P_{12}	P_{13}	P_{14}	P_{15}	P_{16}
$\frac{3}{2}; \frac{1}{2}$	P_{21}	P_{22}	P_{23}	P_{24}	P_{25}	P_{26}
$\frac{3}{2}; -\frac{1}{2}$	P_{31}	P_{32}	P_{33}	P_{34}	P_{35}	P_{36}
$\frac{3}{2}; -\frac{3}{2}$	P_{41}	P_{42}	P_{43}	P_{44}	P_{45}	P_{46}
$\frac{1}{2}; \frac{1}{2}$	P_{51}	P_{52}	P_{53}	P_{54}	P_{55}	P_{56}
$\frac{1}{2}; -\frac{1}{2}$	P_{61}	P_{62}	P_{63}	P_{64}	P_{65}	P_{66}

При столкновении оптически ориентированного атома щелочного металла с атомом дейтерия происходит передача электронной ориентации последнему.

Далее за время порядка $\tau = 4.6 \cdot 10^{-9}$ с [4] (время сверхтонкого взаимодействия) осуществляются связь электронного и ядерного моментов в атоме D и соответственно перераспределение электронной ориентации между двумя сверхтонкими состояниями атома D $F = 1/2$ и $3/2$. Поскольку диагональные матричные элементы матриц ρ_e и ρ_n , которые и будут интересовать нас в дальнейшем, согласно (1)–(3), имеют вид

$$p_{11} = \frac{1}{2} + \langle S_z \rangle, \quad p_{22} = \frac{1}{2} - \langle S_z \rangle \quad (4)$$

$$r_{11} = \frac{1}{3} + \frac{1}{2} \langle I_z \rangle + \frac{1}{3} \langle Q_{zz} \rangle, \\ r_{22} = \frac{1}{3} - \frac{2}{3} \langle Q_{zz} \rangle, \quad (5)$$

$$r_{33} = \frac{1}{3} - \frac{1}{2} \langle I_z \rangle + \frac{1}{3} \langle Q_{zz} \rangle,$$

то заселенности соответствующих m_F подуровней двух сверхтонких состояний атома D могут быть представлены через соответствующие матричные элементы матриц ρ_e и ρ_n и затем с помощью соотношений (4) и (5) через продольные ориентации и выстраивание

$$N_1 = P_{11} = p_{11}r_{11} = \frac{1}{6} + \frac{1}{3} \langle S_z \rangle + \frac{1}{4} \langle I_z \rangle + \frac{1}{2} \langle S_z \rangle \langle I_z \rangle \\ + \frac{1}{6} \langle Q_{zz} \rangle + \frac{1}{3} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle, \quad (6)$$

$$N_2 = P_{22} = \frac{2}{3} p_{11}r_{22} + \frac{1}{3} p_{22}r_{11} = \frac{1}{6} + \frac{1}{9} \langle S_z \rangle + \frac{1}{12} \langle I_z \rangle \\ - \frac{1}{6} \langle S_z \rangle \langle I_z \rangle - \frac{1}{6} \langle Q_{zz} \rangle - \frac{5}{9} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle, \quad (7)$$

$$N_3 = P_{33} = \frac{2}{3} p_{22}r_{22} + \frac{1}{3} p_{11}r_{33} = \frac{1}{6} - \frac{1}{9} \langle S_z \rangle - \frac{1}{12} \langle I_z \rangle \\ - \frac{1}{6} \langle S_z \rangle \langle I_z \rangle - \frac{1}{6} \langle Q_{zz} \rangle + \frac{5}{9} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle, \quad (8)$$

$$N_4 = P_{44} = r_{33}p_{22} = \frac{1}{6} - \frac{1}{3} \langle S_z \rangle - \frac{1}{4} \langle I_z \rangle + \frac{1}{2} \langle S_z \rangle \langle I_z \rangle \\ + \frac{1}{6} \langle Q_{zz} \rangle - \frac{1}{3} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle, \quad (9)$$

$$N_5 = P_{55} = \frac{2}{3} p_{22}r_{11} + \frac{1}{3} p_{11}r_{22} = \frac{1}{6} - \frac{1}{9} \langle S_z \rangle + \frac{1}{6} \langle I_z \rangle \\ + \frac{1}{6} \langle S_z \rangle \langle I_z \rangle - \frac{4}{9} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle, \quad (10)$$

$$N_6 = P_{66} = p_{11}r_{33} + \frac{1}{3} p_{22}r_{11} = \frac{5}{6} + \frac{1}{9} \langle S_z \rangle - \frac{1}{6} \langle I_z \rangle \\ - \frac{1}{6} \langle S_z \rangle \langle I_z \rangle + \frac{4}{9} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle, \quad (11)$$

Здесь N_1 – N_4 — заселенности четырех подуровней сверхтонкого состояния дейтерия с $F = 3/2$; N_5 , N_6 — двух подуровней с $F = 1/2$. Процесс перераспределения электронной спиновой поляризации в атоме дейтерия можно рассмотреть аналогично тому, как

это происходит при взаимодействии двух частиц с соответствующими угловыми моментами $\mathbf{J}_1 = 1/2$ и $\mathbf{1}$. Тогда уравнения, описывающие изменения продольных компонент ориентаций $\langle S_z \rangle$, $\langle I_z \rangle$ и выстраивания $\langle Q_{zz} \rangle$, будут аналогичны тем, что имеют место при столкновении частиц с электронными спинами $\mathbf{S}_1 = 1/2$ и $\mathbf{S} = 1$ (например, при столкновении метастабильного атома гелия и атома водорода [5]). При этом скорость изменения соответствующих поляризационных моментов — обратное время установления сверхтонкого взаимодействия (τ), т. е. эти уравнения имеют вид

$$\frac{d}{dt} \langle S_z \rangle = -\frac{4}{3\tau} \langle S_z \rangle + \frac{1}{2\tau} \langle I_z \rangle + \frac{2}{3\tau} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle,$$

$$\frac{d}{dt} \langle I_z \rangle = -\frac{1}{2\tau} \langle I_z \rangle + \frac{4}{3\tau} \langle S_z \rangle + \frac{2}{3\tau} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle,$$

$$\frac{d}{dt} \langle Q_{zz} \rangle = -\frac{1}{3\tau} \langle Q_{zz} \rangle + \frac{1}{3\tau} \langle S_z \rangle \langle I_z \rangle. \quad (12)$$

Тогда в стационарном случае, т. е. при равенстве нулю производных в (12), можно получить следующие соотношения, связывающие между собой электронную и ядерную ориентации и выстраивание:

$$\langle I_z \rangle = \frac{4/3 \langle S_z \rangle}{1/2 + 2/3 \langle S_z \rangle^2}, \quad (13)$$

$$\langle Q_{zz} \rangle = \langle S_z \rangle \langle I_z \rangle = \frac{4/3 \langle S_z \rangle^2}{1/2 + 2/3 \langle S_z \rangle^2}, \quad (14)$$

При малых величинах резонансного магнитного поля сигнал магнитного резонанса пропорционален разности заселенности между подуровнями, в системе которых он возбуждается, и вероятности перехода между подуровнями под действием радиочастотного кванта, причем угловая часть в соответствии с теоремой Вигнера–Экарта определяется соответствующим коэффициентом Клебша–Гордана. При возбуждении магнитного резонанса с помощью радиочастотного магнитного поля, перпендикулярного постоянному магнитному полю, в системе наблюдаются переходы с правилами отбора $\Delta m_F = 1$ и $\Delta F = 0$. Следует отметить, что поскольку время сверхтонкого взаимодействия $\sim 10^{-8}$ с, а радиочастотные переходы происходят за время $\sim 10^{-6}$ с, то в системе успевает установиться равновесие между моментами \mathbf{I} и \mathbf{S} . Понятно, что при возбуждении в системе поляризованных атомов D переходов между сверхтонкими уровнями $F = 3/2$ и $1/2$ подобное равновесие не успело бы установиться. Таким образом, в системе магнитных подуровней атома дейтерия наблюдаются четыре перехода, соответствующие различным значениям квантового числа F и его проекции m_F (для

магнитных полей порядка нескольких эрстед),

$$\begin{array}{l}
 F, m_F \quad F', m'_F \\
 S_1: \frac{3}{2}; \frac{3}{2} \longleftrightarrow \frac{3}{2}; \frac{1}{2}, \\
 S_2: \frac{3}{2}; \frac{1}{2} \longleftrightarrow \frac{3}{2}; -\frac{1}{2}, \\
 S_3: \frac{3}{2}; -\frac{1}{2} \longleftrightarrow \frac{3}{2}; -\frac{3}{2}, \\
 S_4: \frac{1}{2}; \frac{1}{2} \longleftrightarrow \frac{1}{2}; -\frac{1}{2}. \quad (15)
 \end{array}$$

С учетом (6)–(11) и (14), (15) получаем следующие выражения для соответствующих сигналов S_i магнитного резонанса атомов D:

$$\begin{aligned}
 S_1 &\sim (N_1 - N_2) \left| C_{3/2,3/2,1,-1}^{3/2,1/2} \right|^2 \\
 &= \frac{2}{5} \left(\frac{2}{9} \langle S_z \rangle + \frac{1}{6} \langle I_z \rangle + \langle Q_{zz} \rangle + \frac{8}{9} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle \right), \quad (16)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_2 &\sim (N_2 - N_3) \left| C_{3/2,1/2,1,-1}^{3/2,-1/2} \right|^2 \\
 &= \frac{8}{15} \left(\frac{2}{9} \langle S_z \rangle + \frac{1}{6} \langle I_z \rangle - \frac{10}{9} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle \right), \quad (17)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_3 &\sim (N_3 - N_4) \left| C_{3/2,-1/2,1,-1}^{3/2,-3/2} \right|^2 \\
 &= \frac{2}{5} \left(\frac{2}{9} \langle S_z \rangle + \frac{1}{6} \langle I_z \rangle - \langle Q_{zz} \rangle + \frac{8}{9} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle \right), \quad (18)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_4 &\sim \frac{1}{5} (N_5 - N_6) \left| C_{1/2,1/2,1,-1}^{1/2,-1/2} \right|^2 \\
 &= \frac{8}{75} \left(-\frac{2}{9} \langle S_z \rangle + \frac{1}{3} \langle I_z \rangle - \frac{8}{9} \langle S_z \rangle \langle Q_{zz} \rangle \right), \quad (19)
 \end{aligned}$$

Из (16)–(19) следует, что если электронная поляризация $\langle S_z \rangle$, передаваемая атомам D мала, т.е. $\langle S_z \rangle \rightarrow 0$, то сигналы магнитного резонанса S_1 , S_2 и S_3 должны стремиться к одинаковой величине, обусловленной первыми двумя слагаемыми в (16)–(18), естественно, с точностью до квадратов величин коэффициентов Клебша–Гордана. Вместе с тем при заметных величинах электронной ориентации эти три сигнала должны существенно различаться по величине. Отсюда следует, что в отличие от предположений, сделанных ранее [6], спиновый обмен не приводит к выравниванию заселенности магнитных подуровней, что собственно и было обнаружено в [7] в экспериментах по оптической ориентации и спиновому обмену щелочных атомов. Отметим еще раз, что подобная ситуация наблюдается при заметных величинах переданной электронной поляризации.

В рамках настоящего рассмотрения различие сигналов обусловлено проявлением в них поляризационных моментов, отличных от $\langle \mathbf{S} \rangle$, т.е. ядерной ориентации $\langle \mathbf{I} \rangle$, ядерного выстраивания $\langle \mathbf{Q} \rangle$ (или сверхтонкой

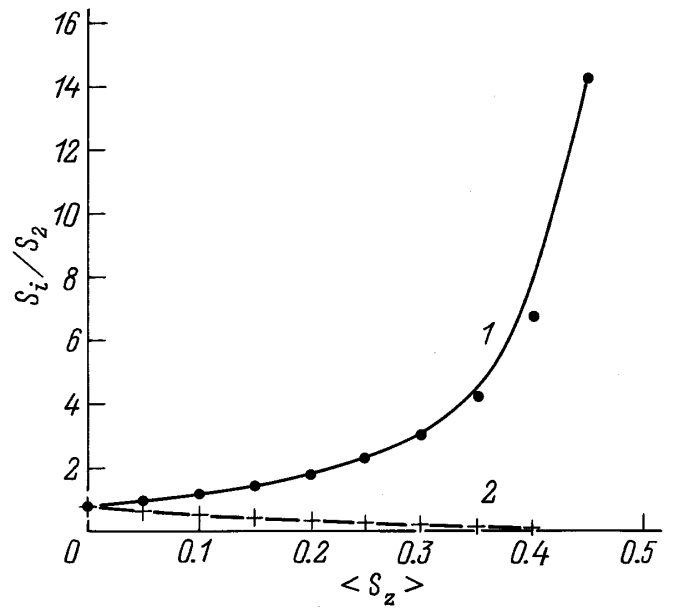


Рис. 1. Зависимость отношения сигналов магнитного резонанса атомов D S_1/S_2 и S_3/S_2 от электронной ориентации $\langle S_z \rangle$ атомов D. 1 — S_1/S_2 , 2 — S_3/S_2 .

поляризации $\langle \mathbf{S} \rangle \langle \mathbf{I} \rangle$, а также октупольного момента $\langle \mathbf{S} \rangle \langle \mathbf{Q} \rangle$. Таким образом, используя отношения сигналов магнитного резонанса атомов D, соответствующих различным переходам, можно определить соответствующие поляризации. Действительно, из (16)–(18) с учетом (13) и (14) следует, что отношения сигналов S_i имеют следующий вид:

$$\frac{S_1}{S_2} = \left[1 + \frac{4 \langle S_z \rangle}{1 - 2 \langle S_z \rangle} \right] \cdot \frac{3}{4}, \quad (20)$$

$$\frac{S_3}{S_2} = \left[1 - \frac{4 \langle S_z \rangle}{1 + 2 \langle S_z \rangle} \right] \cdot \frac{3}{4}, \quad (21)$$

На рис. 1 представлена зависимость отношения сигналов S_i от величины электронной ориентации $\langle S_z \rangle$. Как видно, при $\langle S_z \rangle \rightarrow 0$ отношения сигналов S_1/S_2 и S_3/S_2 стремятся к величине 3/4. С ростом $\langle S_z \rangle$ наблюдается увеличение отношения S_1/S_2 вплоть до ∞ при величине $\langle S_z \rangle$, стремящейся к своему максимальному значению 0.5, в то же время S_3/S_2 уменьшается вплоть до 0 при $\langle S_z \rangle$, возрастающей до максимального значения. Таким образом, приведенная на рис. 1 зависимость дает возможность определить по отношению сигналов как переданную электронную поляризацию $\langle S_z \rangle$, так и ядерную поляризацию $\langle I_z \rangle$ и выстраивание $\langle Q_{zz} \rangle$ (если воспользоваться соотношениями (13) и (14)). Анализируя величины сигналов магнитного резонанса, можно определить не только качественно наличие вкладов от различных поляризационных моментов в сигнал, но и величины этих вкладов.

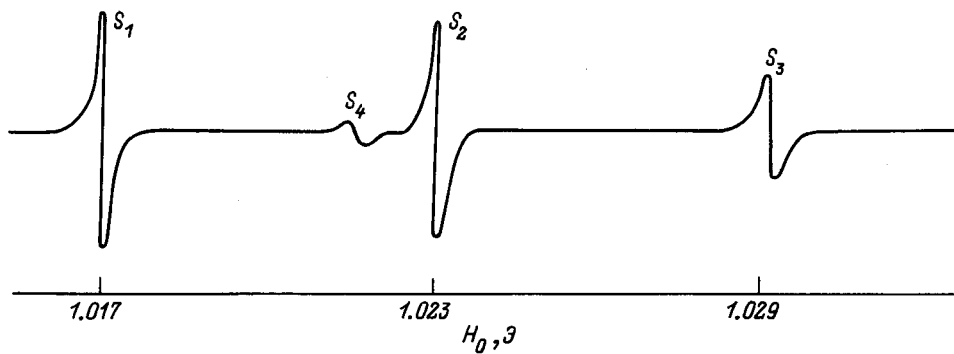
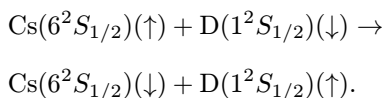


Рис. 2. Сигналы магнитного резонанса атомов D на переходах $S_1 (\frac{3}{2}; \frac{3}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}; \frac{1}{2})$, $S_2 (\frac{3}{2}; \frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}; -\frac{1}{2})$, $S_3 (\frac{3}{2}; -\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}; -\frac{3}{2})$, $S_4 (\frac{1}{2}; \frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}; -\frac{1}{2})$.

Определение величин $\langle S_z \rangle$, $\langle I_z \rangle$ и $\langle Q_{zz} \rangle$ атомов дейтерия, поляризованных в спин-обменных столкновениях с оптически ориентированными атомами цезия.

Применим полученные выше выражения для определения величин угловых моментов атомов дейтерия, поляризованных в результате спин-обменных столкновений с оптически ориентированными атомами цезия. Подробное описание экспериментальной установки и методики спин-обменной поляризации дано ранее, например в работе [2]. В камере поглощения, содержащей молекулярный дейтерий, а также атомарный дейтерий, образующийся при диссоциации молекул D_2 в разряде, пары цезия и буферный газ (аргон), осуществлялась оптическая ориентация $6^2S_{1/2}$ -атомов цезия циркулярно поляризованным светом цезиевой лампы. В результате спин-обменных столкновений атомов Cs и D последние приобретали спиновую поляризацию



Здесь стрелками условно показана электронная ориентация сталкивающихся атомов. Равновесные поляризации ансамблей атомов цезия и дейтерия взаимосвязаны благодаря спин-обменному взаимодействию, это позволяет регистрировать изменение угловых состояний атомов дейтерия по изменению поглощения атомами Cs света накачки при разрушении поляризации атомов дейтерия. Разрушение поляризации атомов дейтерия осуществляется посредством возбуждения радиочастотных переходов в системе зеемановских подуровней этих атомов. На рис. 2 приведены записи производных сигналов магнитного резонанса, возбужденного на двух сверхтонких переходах (см. (15)) $1^2S_{1/2}$ -атомов D (постоянное магнитное поле

$H_0=1 \text{ Э}$). Максимальные по величине сигналы магнитного резонанса атомов D наблюдались при температуре камеры поглощения порядка 30°C (диаметр камеры поглощения 8 см, давление Ar 43 Тор, давление D_2 2.6 Тор), что соответствовало концентрации атомов Cs $\sim 7.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, при этом константа скорости спин-обменного процесса $C \sim 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [8].

Как видно из рис. 2, сигналы магнитного резонанса для различных переходов существенно отличаются, т. е. в соответствии с изложенным можно утверждать, что в результате спинового обмена с ориентированными атомами Cs атомы D приобретают заметную по величине ориентацию, что свидетельствует об эффективности механизма спин-обменной поляризации, позволяющего достичь заметной степени ориентации атомов дейтерия. В работе [2] с помощью этого метода была получена степень ориентации атомов H $\sim 35\%$, близкая к величине степени ориентации атомов Cs (в работе [2] степень ориентации атомов Cs $P_{Cs} \sim 40\%$).

Используя приведенные на рис. 2 зависимости совместно с изложенным ранее, можно определить степень электронной ориентации атомов D, достигавшуюся в настоящем эксперименте. Для наблюдавшихся в настоящей работе отношений S_1/S_2 и S_3/S_2 получаем следующее значение электронной ориентации: $\langle S_z \rangle = 0.1$. Электронная ориентация $\langle S_z \rangle = 0.1$, согласно выражениям (13) и (14), соответствует ядерной ориентации $\langle I_z \rangle = 0.27$ и выстраиванию $\langle Q_{zz} \rangle = 0.027$.

Поскольку атом дейтерия обладает как электронным, так и ядерным спином, то благодаря сверхтонкому взаимодействию за время между столкновениями осуществляется связь этих двух моментов, что приводит к наличию у атома дейтерия двух сверхтонких подуровней $F = 3/2$ и $1/2$. В этом случае можно говорить о поляризации в соответствующем состоянии F , причем сверхтонкие поляризации равны

$$\langle F_z \rangle_{3/2} = \frac{10}{9} \langle S_z \rangle + \frac{5}{6} \langle I_z \rangle, \quad (22)$$

$$\langle F_z \rangle_{1/2} = -\frac{1}{9} \langle S_z \rangle + \frac{1}{6} \langle I_z \rangle. \quad (23)$$

В частности, поляризация сверхтонкого состояния $F = 3/2$ равна $\langle F_{3/2} \rangle = 0.335$, что соответствует степени поляризации $P_{3/2} = \langle F_{3/2} \rangle / (3/2) = 0.22$.

Таким образом, в работе показано, что при спиновом обмене в столкновении атомов D и Cs возникают заметные по величине не только электронная ориентация, но также ядерная ориентация и выстраивание.

Получены соотношения, связывающие амплитуды экспериментально наблюдаемых сигналов магнитного резонанса с величинами электронной и ядерной ориентации и выстраивания.

Следует заметить, что приведенное выше рассмотрение носит по своей сути достаточно общий характер и может быть применено в принципе для любых исследуемых систем с целью определения возникающих в них поляризаций, если в эксперименте удастся разрешить переходы в системе зеемановских подуровней.

В заключение авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за частичную поддержку настоящей работы (грант № 95-02-04116-а).

Список литературы

- [1] *Happer W.* // Ann. de Phys. 1985. Vol. 10. N 6. P. 645–657.
- [2] *Дмитриев С.П.* // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 1. С. 3–4.
- [3] *Knize R.J., Cecchi J.L.* // Phys. Rev. 1986. Vol. A33. N 5. 3595–3597.
- [4] *Верты Дж., Болтон Дж.* Теория и практические приложения ЭПР. М.: Мир, 1975. 548 с.
- [5] *Картошкин В.А., Клементьев Г.В., Мельников В.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. Вып. 3. С. 132–134.
- [6] *Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В.* Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
- [7] *Дмитриев С.П., Доватор Н.А.* ЖТФ 1996. Т. 66. Вып. 9. С. 183–187.
- [8] *Смирнов Б.М.* Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968. 363 с.