

$\vec{E}(k_x, k_y)$ отличен от нуля лишь в малой области $k_{0x} < k_x < k_{0x} + \Delta k_x$, $k_{0y} < k_y < k_{0y} + \Delta k_y$ [2].

Укажем, что для суммы волновых пакетов Фурье-компоненты, которых не перекрываются (т.е. в этом случае $E_i(k_x, k_y) \cdot E_j^*(k_x, k_y) = 0$), если $i \neq j$), то мы получим:

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_i \vec{E}_i^*(x); \quad \vec{H}^*(x, y, z) = \sum_i \vec{H}_i^*(x),$$

$$N = \frac{1}{2} \sum_{ij} \operatorname{Re} \iint (\vec{E}_i(x) \times \vec{H}_j^*(x)) dx dy = \frac{(2\pi)^2}{2\mu_0\omega} \iint \sum_{ij} (\vec{E}_i(k_x, k_y) \vec{E}_j^*(k_x, k_y)) k_z dk_x dk_y,$$

$$= \frac{(2\pi)^2}{2\mu_0\omega} \iint_{k^2 > k_x^2 + k_y^2} \sum_i (\vec{E}_i(k_x, k_y) \vec{E}_i^*(k_x, k_y)) dk_x dk_y. \quad (20)$$

Из последнего (20) выражения следует, что волновые пакеты не интерферируют между собой, несмотря на то, что в отдельных частях пространства волновые пакеты могут перекрываться, т. е.

$$N = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{ij} \iint (\vec{E}_i(x) \times \vec{H}_j^*(x)) dx dy = \frac{1}{2} \sum_i \iint (\vec{E}_i(x) \times \vec{H}_i^*(x)) dx dy. \quad (21)$$

Выражение (21) показывает, что волны, дифрагирующие по разным направлениям, можно рассматривать независимо друг от друга.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Матвеев, А.Н. Оптика/ А.Н. Матвеев. – М.: Высшая школа. – 1985. – 452с.
2. Калитиевский, Н.И Волновая оптика: Учеб. пособие для вузов. – 3-е изд., перераб. и доп. / Н.И. Калитиевский – М.: Высшая школа, – 1995. – 463 с.

УДК: 539.143.43; 539.143.42

В.А. Картошкин, гл. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук
(ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия)

СДВИГИ ЧАСТОТЫ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ

Суть явления оптической ориентации атомов состоит в передаче углового момента от линейно или циркулярно поляризованного резонансного излучения ансамблю атомов в основном или возбужденном состоянии. Как следствие получается поляризованный по спину ансамбль атомов. Полученный таким образом ансамбль атомов может

быть использован в качестве рабочей среды в приборах квантовой электроники таких, как квантовые магнитометры с оптической накачкой, квантовые стандарты частоты и времени, квантовые гироскопы.

В этих приборах в качестве рабочих сред и объектов оптической ориентации используются как атомы щелочных металлов, так и их смеси. Источником информации в подобного рода устройствах является линия магнитного резонанса ориентированных атомов ширина и положение которой зависит от величины внешнего магнитного поля, столкновительных процессов с участием поляризованных атомов, диффузии и так далее.

Фактором, влияющим на точность устройств, является соответствие частоты линии магнитного резонанса приложенному внешнему магнитному полю.

Целью работы является теоретическое исследование спин обменных столкновений с участием оптически ориентированных щелочных атомов для определения температурных зависимостей величин сдвигов для различных пар щелочных атомов в условиях оптической ориентации с целью установления оптимальных условий для построения квантовых магнитометров с оптической накачкой на смесях щелочных атомов (КМОН).

В настоящей работе будут рассмотрены сдвиги частоты линии магнитного резонанса, обусловленные спиновым обменом между разными щелочными атомами в случае, когда один из атомов оптически ориентирован резонансным циркулярно-поляризованным оптическим излучением, а другой атом может быть поляризован в процессе столкновения. Подобного рода ситуация возникает в случае tandemных КМОН, работающих на смесях щелочных атомов [1, 2].

Столкновения щелочных атомов происходят при температурах, при которых время сверхтонкого взаимодействия существенно меньше времени столкновения, составляющего около 10^{-12} с; поэтому процесс спинового обмена можно рассматривать как эволюцию спинов электронов в момент столкновения.

Затем в промежутке между столкновениями электронная поляризация перераспределяется между электронными и ядерными степенями свободы щелочного атома. Молекула, образовавшаяся в процессе столкновения двух щелочных атомов, в основном состоянии может быть описана стандартным образом двумя слагаемыми, соответствующими полным электронным спинам системы $S_1 = 0$ и $S_2 = 1$.

Следовательно, необходимо знать синглетные и триплетные потенциалы димера, соответствующие полным спинам $S_1 = 0$ и $S_2 = 1$ со-

ответственно, для описания системы двух сталкивающихся щелочных атомов в терминах комплексных сечений спинового обмена [3].

При столкновении двух поляризованных атомов щелочных металлов, находящихся в основном состоянии, происходит известный процесс спинового обмена. Этот процесс можно описать комплексным сечением:

$$q^{AB} = \overset{-}{q}^{AB} + i \overset{=}{q}^{AB} . \quad (1)$$

Действительная часть сечения определяет перенос ориентации при столкновении частиц, релаксацию и образование высших поляризационных моментов (выравнивание, сверхтонкая поляризация). Мнимая часть сечения определяет сдвиги частоты магнитного резонанса в системе как зеемановских, так и сверхтонких уровней атомов. Комплексное сечение спинового обмена можно условно представить через матрицу рассеяния:

$$q^{AB} = \frac{\pi}{k_{AB}^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot \left[1 - T_0^{AB}(l) \cdot T_1^{AB}(l)^* \right] \quad (2)$$

Здесь k^2 – волновой вектор, μ_{AB} – приведенная масса сталкивающихся частиц А и В, v_{AB} – средняя относительная скорость сталкивающихся атомов, l –орбитальное квантовое число, звездочка * обозначает комплексное сопряжение. Матрицу рассеяния можно представить через фазы рассеяния $\delta_S^{AB}(l)$ в канале с полным спином S следующим образом:

$$T_S^{AB}(l) = \exp\left(2i\delta_S^{AB}(l)\right) \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что действительная и мнимая части комплексного сечения имеют вид:

$$\overset{-}{q}^{AB} = \frac{\pi}{k_{AB}^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \cdot \sin^2 \left[\delta_1^{AB}(l) - \delta_0^{AB}(l) \right], \quad (4)$$

$$\overset{=}{q}^{AB} = \frac{\pi}{k_{AB}^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \cdot \sin 2 \left[\delta_1^{AB}(l) - \delta_0^{AB}(l) \right]. \quad (5)$$

Таким образом, для расчета интересующих нас сечений необходимо вычислить фазы рассеяния на синглетном и триплетном термах.

Сдвиг частоты магнитного резонанса на сверхтонких подуровнях основного состояния щелочного атома может быть представлен в виде:

$$\delta^{(1)}\omega(+)= -\frac{P_z(B)}{2(2I_A+1)} \left[\overset{=}{\gamma}_{AB} - \overset{=}{\gamma}_{AA} \cdot B_- \left(\frac{2I_A-1}{2I_A+1} \right)^{1/2} \right], \quad (6)$$

$$\delta^{(1)}\omega(-)= -\frac{P_z(B)}{2(2I_A+1)} \left[\overset{=}{\gamma}_{AB} + \overset{=}{\gamma}_{AA} \cdot B_- \left(\frac{2I_A+3}{2I_A+1} \right)^{1/2} \right]. \quad (7)$$

Здесь $\delta^{(1)}\omega(+)$ и $\delta^{(1)}\omega(-)$ – сдвиги частоты на F_1 и F_2 сверхтонких состояниях основного состояния щелочного атома A ($F_1 = I - S$ – нижнее сверхтонкое состояние, а F_2 – верхнее сверхтонкое состояние), $P_z(B)$ – степень поляризации щелочного атома B (атом, на который поляризуется в процессе оптической ориентации), I_A – ядерный спин атома A , γ_{AB} и γ_{AA} – мнимые части комплексной скорости спинового обмена γ , которая может быть выражена через мнимые части комплексного сечения спинового обмена ($\gamma_{AB} = \langle v_{AB} \rangle N_B \sigma_{AB}$, где N_B – концентрация частиц сорта B , $\langle v_{AB} \rangle$ – средняя относительная тепловая скорость сталкивающихся частиц, σ_{AB} – сечение спинового обмена сталкивающихся частиц (мнимая часть), усредненное по скоростям). Коэффициенты B_- и B_+ зависят от величины ядерного спина частицы A и равны:

$$B_+ = \frac{2I_A + 2}{6} \left(\frac{2I_A + 3}{2I_A + 1} \right)^{1/2}, B_- = \frac{2I_A}{6} \left(\frac{2I_A - 1}{2I_A + 1} \right)^{1/2}.$$

На рис. 1 приведены сдвиги частоты магнитного резонанса.

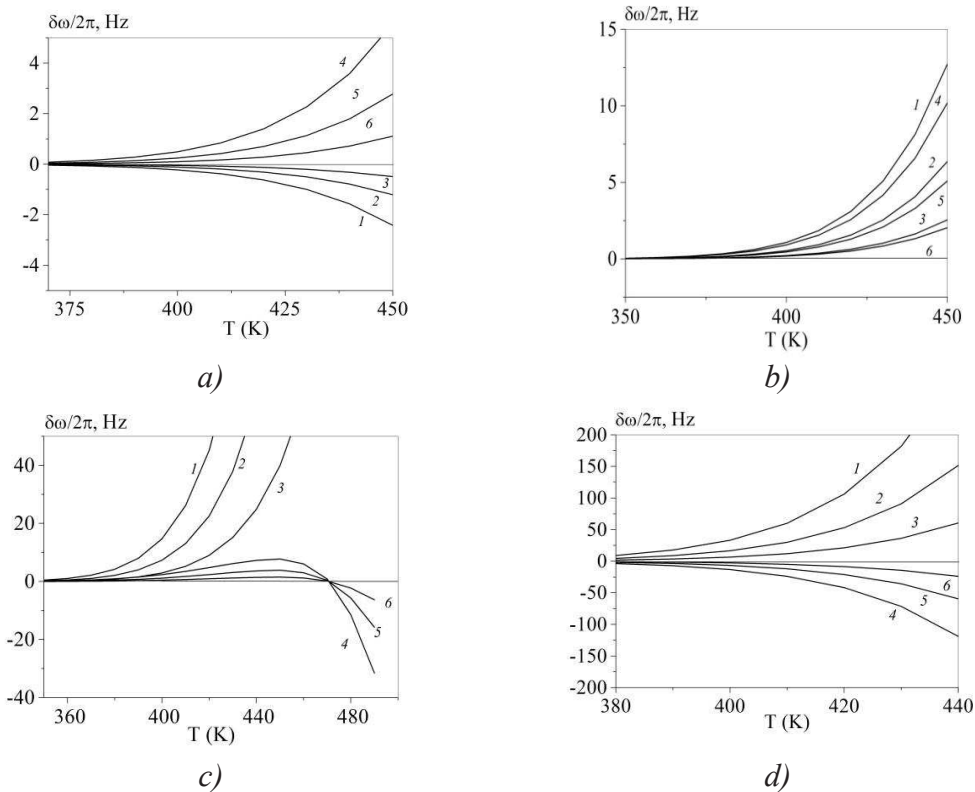


Рисунок 1 – Температурные зависимости сдвига частоты магнитного резонанса атомов Cs (a) при накачке атомов K и атомов K (б) при накачке атомов Cs в смеси K-Cs; атомов K (c) при накачке атомов Rb и атомов Rb (d) при накачке атомов K в смеси K-Rb.

1 – $\delta^{(1)}\omega(+)/2\pi$, $P_z(B) = 100\%$; 2 – $\delta^{(1)}\omega(+)/2\pi$, $P_z(B) = 50\%$; 3 – $\delta^{(1)}\omega(+)/2\pi$, $P_z(B) = 20\%$; 4 – $\delta^{(1)}\omega(-)/2\pi$, $P_z(B) = 100\%$; 5 – $\delta^{(1)}\omega(-)/2\pi$, $P_z(B) = 50\%$; 6 – $\delta^{(1)}\omega(-)/2\pi$, $P_z(B) = 20\%$.

Из представленных результатов видно, что сдвиги частоты магнитного резонанса щелочных атомов в смеси существенно зависят как от значений мнимых частей комплексных сечений спинового обмена.

Так же концентрация щелочных атомов и сечения существенно зависят от температуры в камерах поглощения. Величина и знак сдвига зависят также от величины ядерного спина атома, для которого наблюдается сдвиг частоты.

Температурные зависимости значений сдвига могут проходить через нуль (рис. 1с), что позволяет путем подбора рабочих температур реализовать ситуацию, когда сдвиг частоты исчезает, т. е. становится возможным избежать отрицательного влияние процесса спинового обмена на систему.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров Е.Б., Балабас М.В. [и др.]. Новая версия квантового магнитометра: однокамерный Cs–K тандем на четырехквантовом резонансе в ^{39}K . // ЖТФ – 2000. – Т. 70. – № 7 – С. 118–124.

2. Chen Y., Quan W., Zou S., Lu Y., Duan L., Li Y., Zhang H., Ding M. and Fang J. Spin exchange broadening of magnetic resonance lines in a high-sensitivity rotating K-Rb- ^{21}Ne co-magnetometer. // Scientific Reports – 2016. – Vol. 6 – 36547. – URL: <https://doi.org/10.1038/srep36547>.

3. Kartoshkin V.A. The Interaction between Spin Polarized Alkali Atoms: Shifts of the Magnetic Resonance Lines // в книге Alkali metals: new research. Nova Science Publishers, INC. – 2023 – P. 1–32.

УДК 811.111(075.8)

Ю.В. Ефимова, доц. кафедры КиТС, канд. п. наук;
Л.В. Теплых, доц. кафедры КиТС, канд. п. наук
(Чистопольский филиал «Восток»
КНИТУ им. А.Н.Туполева – КАИ, г. Чистополь, Россия)

РАЗРАБОТКА И АППРОБАЦИЯ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА НА ОСНОВЕ ЛЕКСИЧЕСКИХ БАЗ ДАННЫХ ДЛЯ УСВОЕНИЯ ПРОФЕССИОНАЛЬНОЙ ЛЕКСИКИ СТУДЕНТАМИ ИТ – СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ

Стремительные изменения во всех сферах нашей жизни вызывают необходимость непрерывающегося усовершенствования знаний, поскольку это единственное условие поддержания достаточной компетентности и конкурентоспособности специалиста [1]. Это особенно актуально для выпускников ИТ специальностей, т.к. их работа