

Сдвиги частоты магнитного резонанса щелочных атомов в смеси K-Li

© В.А. Картошкин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: victor.kart@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 10.04.2022 г.
В окончательной редакции 10.04.2022 г.
Принята к публикации 05.09.2022 г.

Проведен расчет сдвигов частоты магнитного резонанса атомов K и Li в смеси K-Li. Установлено существенное различие в поведении зависимостей сдвигов частоты от температуры при оптической ориентации атомов K или Li.

Ключевые слова: спиновый обмен, поперечные сечения, сдвиги частоты.

DOI: 10.21883/OS.2022.11.53767.3522-22

Введение

В настоящее время большую роль в проведении магнитных измерений играют квантовые магнитометры с оптической накачкой [1,2]. В качестве рабочих сред такого рода магнитометров выступают атомы щелочных металлов в основном состоянии [3], смеси щелочных атомов разного сорта [4,5], смеси щелочных атомов и возбужденных атомов гелия в метастабильном 2^3S_1 -состоянии [6], возбужденные атомы гелия в метастабильном 2^3S_1 -состоянии [7].

Интерес к подобного рода устройствам обусловлен, в частности, использованием квантовых магнитометров в прикладных целях в качестве элементов, входящих в квантовые гироскопы и магнитоэнцефалографы. Применение в качестве рабочих сред в этих устройствах щелочных металлов приводит к определенным проблемам. Это обусловлено тем, что в камерах поглощения происходят столкновения щелочных атомов между собой, столкновения атомов со стенками камеры, столкновения с атомами буферного газа, если последний используется при наполнении камер поглощения. Так как щелочные атомы обладают нескомпенсированным электронным спином ($S = 1/2$), то при столкновении атомов между собой, если предварительно один из них был оптически поляризован, происходит процесс обмена электронной поляризацией (так называемый спиновый обмен). В дальнейшем за время между столкновениями происходит перераспределение электронной поляризации между электронной и ядерной степенями свободы щелочного атома, обусловленное сверхтонким взаимодействием.

Наряду с переносом поляризации при спиновом обмене имеет место сдвиг частоты магнитного резонанса сталкивающихся атомов. Следует отметить, что в случае, когда спиновый обмен сопровождается неупругим процессом — хемоионизацией, как это имеет место, например, в [8], последний процесс существенно влияет

как на сечения спинового обмена, так и на сдвиги частоты магнитного резонанса [9].

В последнее время все больше внимания уделяется устройствам, в работе которых в качестве рабочих сред используются смеси щелочных атомов. В [10] была предложена схема магнитометра, в рабочей камере которого находилась смесь щелочных атомов Cs и K. Поляризованные атомы Cs использовались для создания M_x -магнитометра, а поляризованные атомы K для создания M_z -магнитометра. Оба щелочных атома находились в условиях оптической ориентации. В [11] рассматривались квантовые магнитометры на смеси щелочных атомов K и Rb с добавлением инертного газа ^{21}Ne , обладающего ядерным спином $I = 3/2$. Подобного рода устройства могут быть использованы для измерения угловых скоростей вращения. В этих устройствах осуществляется оптическая ориентация атомов K. В дальнейшем за счет спинового обмена при столкновении атомов K и Rb происходит поляризация атомов рубидия, которые в свою очередь передают поляризацию ядерным спином атомов ^{21}Ne .

Как уже отмечалось выше, присутствие в камере поглощения смеси щелочных атомов ведет к тому, что в условиях оптической ориентации в камере происходят столкновения как одинаковых атомов в основном состоянии, так и столкновения атомов разного сорта.

В настоящей работе будет рассмотрено влияние спин-обменных столкновений щелочных атомов в смеси K и Li на сдвиги частоты магнитного резонанса атомов K и Li в условиях оптической ориентации как атомов K, так и атомов Li.

1. Спин-обменные сдвиги частоты магнитного резонанса для смеси щелочных атомов

Атомы щелочных металлов, находящиеся в основном состоянии, обладают электронным спином $S = 1/2$.

У рассматриваемых в настоящей работе атомов ^{39}K имеется ядерный спин $I_K = 3/2$, у атомов ^7Li — $I_{\text{Li}} = 3/2$. В [12] была разработана теория сдвигов частоты магнитного резонанса щелочных атомов в условиях, когда один сорт щелочных атомов в смеси находится в условиях оптической ориентации резонансным поляризованным оптическим излучением. То есть ситуация аналогична реализуемой в [4,5]. В рассматриваемой модели в системе двух щелочных атомов А и В осуществляется оптическая ориентация атомов В и определяются сдвиги частоты магнитного резонанса атомов А для двух сверхтонких состояний. В процессе спин-обменных столкновений между атомами А и В ориентация от оптически поляризованного атома В передается атомам А. Эволюция матрицы плотности атомов А в таком случае может быть описана следующим уравнением:

$$\frac{d}{dt} \rho^{(A)} = \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{AB} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{AA} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{AC} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_D + \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{HJ} \right] \rho^{(A)}. \quad (1)$$

В соответствии с принятыми в [12] обозначениями имеем следующее: слагаемое один описывает столкновения разных атомов (А и В), слагаемое два — столкновения одинаковых атомов (А и А), слагаемое три — столкновения атомов А с атомами буферного газа С, слагаемое четыре — диффузию к стенкам камеры поглощения, последнее слагаемое — взаимодействие атомов с постоянным магнитным полем.

Как было показано ранее в [13], вклады от трех последних членов в выражении (1) малы. Поэтому в настоящей работе будет рассмотрено влияние на сдвиги частоты магнитного резонанса двух первых членов в уравнении (1), т.е. влияние столкновений одинаковых и различных атомов между собой. Использование камер поглощения с антирелаксационным покрытием тем более приводит к тому, что членами 3 и 4 в (1) можно пренебречь. При этом будут рассматриваться случаи, когда осуществляется оптическая ориентация либо атомов К, либо атомов Li и определяются сдвиги частоты либо атомов Li, либо К соответственно.

В таком случае в соответствии с [12] учет только спин-обменных столкновений приводит к следующим выражениям для сдвигов частоты магнитного резонанса двух сверхтонких состояний щелочного атома:

$$\Delta\omega(\pm) = \delta^{(1)}\omega(\pm) + \delta^{(2)}\omega. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое обусловлено возникновением у атома А добавки к поперечной компоненте ориентации в столкновениях с продольно ориентированными атомами В, а второй член обусловлен переносом поперечной ориентации с одного подуровня F атома А на другой в результате столкновений. Представленные в (2) сдвиги

в соответствии с [12] имеют следующий вид:

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

$$\delta^{(1)}\omega(-)= -\frac{P_z(B)}{2(2I_A+1)} \left[\bar{\gamma}_{AB} + \bar{\gamma}_{AA}B + \left(\frac{2I_A+3}{2I_A+1} \right)^{1/2} \right], \quad (4)$$

$$\delta^{(2)}\omega = -\frac{C}{\bar{\omega}_0} \left\{ (2\bar{\gamma}_{AA} + 3\bar{\gamma}_{AB})^2 - [\bar{\gamma}_{AA}P_z(B)]^2 \right\}. \quad (5)$$

В данной работе индекс А относится к атомам Li или К (в зависимости от того, какой атом оптически ориентируется), а индекс В — к атомам ^{39}K или ^7Li соответственно. Далее $\delta^{(1)}\omega(+)$ — сдвиг частоты магнитного резонанса для сверхтонкого состояния $F = S + I$ (где S — электронный спин, который в случае щелочных атомов равен 1/2, а I — ядерный спин щелочного атома (в нашем случае $I = 3/2$)), $\delta^{(1)}\omega(-)$ — сдвиг частоты магнитного резонанса для сверхтонкого состояния $F = S - I$, $P_z(B)$ — поляризация частицы В (как уже отмечалось выше, спин-обменные сдвиги рассчитываются, когда оптической ориентации подвергнуты атомы В), I_A — ядерный спин частицы А (атом Li) равен 3/2 и 3/2, когда в качестве атома В выступают атомы ^{39}K , $\bar{\gamma}_{AB}$ и $\bar{\gamma}_{AA}$ — мнимые части комплексной скорости спинового обмена γ , которая может быть выражена через мнимые части комплексного сечения спинового обмена ($\gamma_{AB} = \langle v_{AB} \rangle N_B \sigma_{AB}$, N_B — концентрация частиц сорта В, $\langle v_{AB} \rangle$ — средняя относительная тепловая скорость сталкивающихся частиц, σ_{AB} — сечение спинового обмена сталкивающихся частиц), $\bar{\omega}_0 = H_0 |g_s| \mu_B / \hbar$ (частота электронной прецессии), H_0 — постоянное магнитное поле, g_s — g -фактор электрона, μ_B — магнетон Бора. Индексы AA и AB соответствуют столкновениям между одинаковыми или разными атомами, величины B_{\pm} в соответствии с [12] имеют следующий вид:

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

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

$$C = \frac{2I_A(2I_A + 2)(2I_A + 3)(2I_A - 1)}{288(2I_A + 1)^4}. \quad (7)$$

Таким образом, для расчета интересующих нас сдвигов частоты магнитного резонанса, обусловленных спиновым обменом, в соответствии с (3)–(5) необходимо знать комплексные сечения спинового обмена (в первую очередь, их мнимые части, а в случае сдвига, определяемого соотношением (6), еще и действительные части комплексных сечений) для следующих пар атомов: Li-Li, Li-K и K-K.

Следует заметить, что коэффициент C в формуле (7) значительно меньше единицы, а в выражение (5) входят квадраты мнимой и действительной частей комплексных скоростей спинового обмена. Поэтому сдвигом частоты $\delta^{(2)}\omega$ можно пренебречь по сравнению со сдвигами частоты $\delta^{(1)}\omega(+)$ и $\delta^{(1)}\omega(-)$.

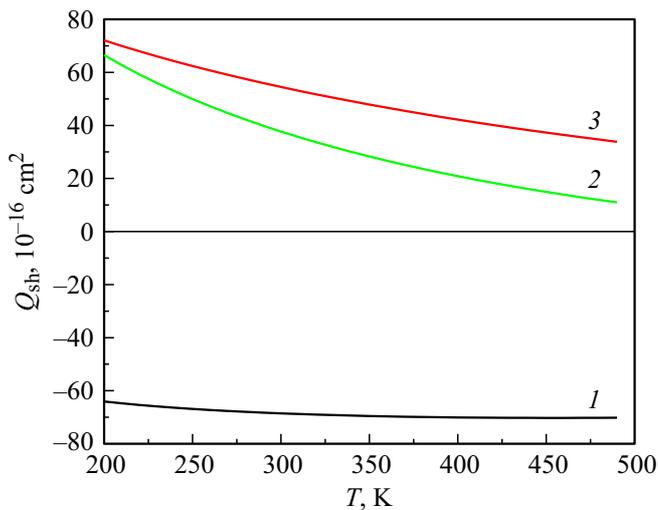


Рис. 1. Зависимости мнимых частей комплексного сечения спинового обмена от температуры: 1 — система K-Li по данным работы [13], 2 — система Li-Li по данным работы [14], 3 — система K-K по данным работы [15].

2. Оптическая ориентация атомов K. Сдвиг частоты магнитного резонанса атомов Li

Рассмотрим ситуацию, когда в смеси щелочных атомов K и Li осуществляется оптическая ориентация атомов калия. В соответствии с выражениями (3) и (4) нам необходимо знать температурные зависимости мнимых частей комплексной скорости спинового обмена ($\bar{\gamma}_{AB} = \langle v_{AB} \rangle N_B \bar{\sigma}_{AB}$ и $\bar{\gamma}_{AA} = \langle v_{AA} \rangle N_A \bar{\sigma}_{AA}$) в случае, когда атом A — атом калия, а атом B — атом лития. В [14–16] были рассчитаны температурные зависимости действительной и мнимой частей комплексного сечения спинового обмена для пар K-K, K-Li и Li-Li. Результаты максвелловского усреднения мнимой части комплексного сечения приведены на рис. 1. Как следует из рисунка, мнимые части сечений спинового обмена для пар одинаковых атомов K-K и Li-Li положительные по величине и уменьшаются с ростом температуры. В то же время мнимая часть сечения спинового обмена для пары K-Li растет по величине и остается положительной во всем интервале температур.

На рис. 2 представлен расчет сдвигов частоты магнитного резонанса атомов Li в ситуации, когда осуществляется оптическая ориентация атомов K. Расчет проводился в соответствии с формулами (3)–(6) с использованием данных по мнимым частям комплексных сечений спинового обмена, представленных на рис. 1. Поскольку в выражения (3), (4) входят температурные зависимости мнимых частей комплексной скорости спинового обмена, то для расчета сдвигов необходимо знать концентрацию щелочных атомов в камере поглощения. Для расчета концентраций использовались таблицы из [17]. Так как в работе рассматривается случай смеси

щелочных атомов, то для перехода от температуры камеры поглощения к концентрации щелочных атомов в камере необходимо воспользоваться законом Рауля для давления насыщенного пара над расплавом смеси металлов.

Как видно из рис. 2, значения сдвигов $\delta^{(1)}\omega(+)$ и $\delta^{(1)}\omega(-)$ атомов Li совпадают по величине и по знаку и растут во всем интервале исследуемых температур. Совпадение сдвигов обусловлено тем, что входящие в выражения (3) и (4) мнимые части комплексной скорости спинового обмена ($\bar{\gamma}_{AA} = \langle v_{AA} \rangle N_A \bar{\sigma}_{AA}$ и $\bar{\gamma}_{AB} = \langle v_{AB} \rangle N_B \bar{\sigma}_{AB}$) зависят от концентрации щелочных атомов, соответствующего сечения и относительной скорости сталкивающихся атомов. Причем если скорости столкновения и сечения (представленные на рис. 1) близки, то концентрации атомов Li и K отличаются на несколько порядков, причем концентрация атомов K выше. Таким образом, в выражениях (3) и (4) преобладают первые члены в скобках, которые зависят от концентрации атомов K и определяют как абсолютное значение, так и знак сдвига частоты магнитного резонанса.

3. Оптическая ориентация атомов Li. Сдвиги частоты магнитного резонанса атомов K

При оптической ориентации атомов Li в смеси K-Li рассчитывались температурные зависимости сдвига частоты магнитного резонанса атомов калия для двух сверхтонких состояний $F = 2$ и $F = 1$. На рис. 3 представлены температурные зависимости сдвига частоты магнитного резонанса для сверхтонких состояний $F = 1$ и $F = 2$ атома ^{39}K , рассчитанные на основании соотношений (3)–(6) и данных по мнимым частям сечений спинового обмена для пар K-K и K-Li из рис. 1. Как следует из рис. 3, температурные зависимости сдвига

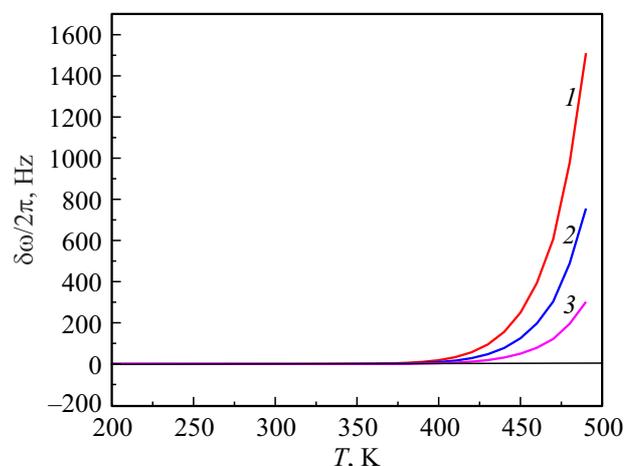


Рис. 2. Зависимость сдвига частоты магнитного резонанса $\delta^{(1)}\omega(+)$ и $\delta^{(1)}\omega(-)$ атомов Li от температуры в смеси щелочных атомов K и Li при оптической ориентации P атомов K: $P = 100$ (1), 50 (2), 20% (3).

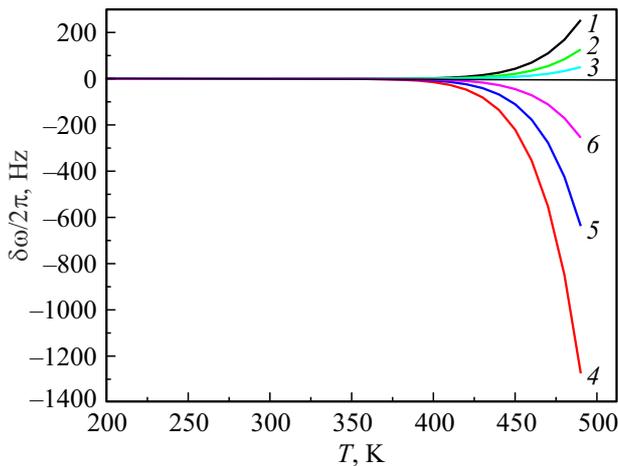


Рис. 3. Зависимость сдвига частоты магнитного резонанса атомов калия в смеси щелочных атомов K и Li при оптической ориентации P атомов Li: $\delta^{(1)}\omega(+)$ для $P = 100$ (1), 50 (2), 20%(3); $\delta^{(1)}\omega(-)$ для $P = 100$ (4), 50 (5), 20%(6).

частоты для атома K в основном состоянии существенно отличаются от аналогичных зависимостей для атома лития (рис. 2). Это обусловлено тем, что в случае оптической ориентации атомов Li и наблюдения сдвига у атомов калия существенную роль играет второе слагаемое в выражении (4), поскольку именно оно зависит от концентрации атомов калия в камере поглощения. Как отмечалось ранее, концентрация атомов калия в камере поглощения намного превышает концентрацию атомов Li при одинаковых температурах. Различие зависимостей $\delta^{(1)}\omega(+)$ и $\delta^{(1)}\omega(-)$ обусловлено различием коэффициентов B_- и B_+ , явный вид которых представлен выражениями (6), и знаками между первым и вторым членами в выражении (4).

Заключение

Как уже отмечалось во Введении, сдвиги частоты магнитного резонанса играют существенную роль в устройствах, принцип работы которых основан на оптической ориентации атомов щелочных металлов. При этом поведение сдвигов частоты зависит от комплексного сечения спинового обмена, которое определяется потенциалами взаимодействия атомов, используемых в камерах поглощения в качестве рабочих сред. Потенциалы взаимодействия щелочных атомов определяют как абсолютную величину мнимой части комплексного сечения спинового обмена, так и ее знак, что наглядно видно на рис. 1. Кроме того, существенный вклад в сдвиги вносят концентрации атомных частиц в рабочей камере. Влияние этих факторов наглядно видно на рис. 2 и 3. Сдвиг частоты магнитного резонанса $\delta^{(2)}\omega(+)$, определяемый соотношениями (5) и (7), существенно меньше, чем сдвиги частоты $\delta^{(1)}\omega(+)$ и $\delta^{(1)}\omega(-)$, и поэтому может не учитываться в исследуемом диапа-

зоне температур при напряженности магнитного поля $H_0 = 1$ Ое.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D. Budker, M. Romalis. *Nature Physics*, **3** (4), 227 (2007).
- [2] Е.Б. Александров, А.К. Вершовский. *УФН*, **179** (6), 605 (2009). [E.B. Aleksandrov, A.K. Vershovskii. *Physics-Uspekh*, **52** (6), 573 (2009). DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906f.0605].
- [3] S. Groeger, G. Bison, J.L. Schenker, R. Wynands, A. Weis. *Eur. Phys. J. D.*, **38** (2), 239 (2006). DOI: 10.1140/epjd/e2006-00037-y
- [4] Y. Lu, Y. Zhang, W. Fan, L. Xing, Y. Zhai, W. Quan. *Chin. Phys. B*, **29** (4), 043204 (2020). DOI: 10.1088/1674-1056/ab75d3
- [5] M.V. Romalis. *Phys. Rev. Lett.*, **105** (24), 243001 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.243001
- [6] Е.В. Блинов, Р.А. Житников, П.П. Кулешов. *ЖТФ*, **49** (1), 588 (1979).
- [7] H. Gilles, J. Hamel, B. Cheron. *Rev. Sci. Instr.*, **72** (5), 2253 (2001). DOI: 10.1063/1.1364667
- [8] В.А. Картошкин. *Опт. и спектр.*, **85** (2), 177 (1998). [V.A. Kartoshkin. *Opt. Spectrosc.*, **85** (2), 177 (1998)].
- [9] С.П. Дмитриев, Н.А. Доватор, В.А. Картошкин, *ЖТФ*, **85** (6), 40 (2015). [S.P. Dmitriev, N.A. Dovator, V.A. Kartoshkin. *Tech. Phys.*, **60** (6), 826 (2015). DOI: 10.1134/S1063784215060079].
- [10] Е.Б. Александров, М.В. Балабас, А.К. Вершовский, А.С. Пазгалеv. *ЖТФ*, **70** (7), 118 (2000). [E.B. Aleksandrov, M.V. Balabas, A.K. Vershovskii, A.S. Pazgalev. *Tech. Phys.*, **45** (7), 931 (2000). DOI: 10.1134/1.1259751].
- [11] Y. Chen, W. Quan, S. Zou, Y. Lu, L. Duan, Y. Li, H. Zhang, M. Ding, J. Fang. *Scientific Reports*, **6**, 36547 (2016). DOI: 10.1038/srep36547
- [12] А.И. Окуневич. *Опт. и спектр.*, **79** (5), 718 (1995). [Opt. Spectrosc., **79** (5), 718 (1995)].
- [13] В.А. Картошкин. *ЖТФ*, **91** (9), 1316 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.09.51209.78-21 [V.A. Kartoshkin. *Tech. Phys.*, **66** (11), 1221 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221090097].
- [14] В.А. Картошкин. *Опт. и спектр.*, **111** (6), 930 (2011). [V.A. Kartoshkin. *Opt. Spectrosc.*, **111** (6), 881 (2011). DOI: 10.1134/S0030400X1113008X].
- [15] В.А. Картошкин. *Опт. и спектр.*, **127** (4), 639 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.10.48369.107-19 [V.A. Kartoshkin. *Opt. Spectrosc.*, **127** (4), 691 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19100138].
- [16] В.А. Картошкин. *Опт. и спектр.*, **129** (6), 555 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.05.50881.311-20 [V.A. Kartoshkin. *Opt. Spectrosc.*, **129** (6), 641 (2021). DOI: 10.1134/S0030400X21050076].
- [17] А.Н. Несмеянов. *Давление паров химических элементов* (Изд-во АН СССР, М., 1961).