

01

## Взаимодействия с участием оптически ориентированных атомов Na и Cs в основном состоянии в смеси Na–Cs. Сдвиги частоты

© В.А. Картошкин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,

Санкт-Петербург, Россия

e-mail: victor.kart@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 12.04.2024 г.

В окончательной редакции 29.07.2024 г.

Принята к публикации 29.07.2024 г.

Рассмотрено взаимодействие щелочных атомов Na и Cs в смеси Na–Cs при оптической ориентации. Подобные системы используются в качестве рабочих сред при создании устройств, работающих на принципах оптической ориентации атомов и использующихся для магнитных измерений. В частности, при разработке квантовых магнитометров, гироскопов, а также в магнитоэнцефалографах. Оптически ориентированные атомы щелочных металлов в рабочей камере таких устройств сталкиваются друг с другом, при этом столкновения атомов сопровождаются известным процессом спинового обмена (т. е. имеет место обмен электронной поляризацией между сталкивающимися атомами). Процесс спинового обмена существенно влияет на ширину линии магнитного резонанса, а также на сдвиг частоты. В работе проведен расчет зависимостей сдвигов частоты магнитного резонанса от температуры в интервале  $T = 300–400$  К, обусловленных столкновениями оптически ориентированных атомов для различных сверхтонких уровней этих атомов (полный момент  $F = 4, 3$  атомов Cs и  $F = 2, 1$  атомов Na). Установлено существенное различие в зависимости сдвигов от температуры при оптической ориентации атомов  $^{133}\text{Cs}$  или  $^{23}\text{Na}$  для разных сверхтонких уровней.

**Ключевые слова:** сдвиг частоты, оптическая ориентация, магнитный резонанс.

DOI: 10.61011/OS.2024.07.58892.6259-24

### Введение

Квантовые магнитометры, работающие на принципах оптической ориентации (ОО) атомов в качестве „магниточувствительного элемента“, используют линию магнитного резонанса (ЛМР) оптически ориентированных атомов. На точность и чувствительность этих устройств влияют следующие характеристики: отношение сигнал–шум, сдвиг ЛМР относительно точного резонанса, а также магнитные и радиотехнические шумы. При оптической ориентации щелочных атомов в качестве источников сдвига частоты выступают свет накачки, столкновения атомов в объеме рабочей камеры между собой или с атомами буферного газа. Избежать негативного влияния света накачки возможно в условиях „непрямой“ оптической ориентации атомов, т. е. в ситуации, когда оптически ориентируются атомы одного сорта, а атомы другого сорта приобретают поляризацию в результате столкновений с оптически ориентированными атомами. В работе будет рассмотрен случай, когда в камере поглощения присутствует смесь щелочных атомов Na и Cs и сдвиг частоты обусловлен столкновениями между атомами Cs–Cs, Cs–Na и Na–Na. Подобного рода ситуация была рассмотрена ранее для смеси K–Cs [1], которая используется в так называемых ко-магнитометрах [2–4] наряду со смесью  $^{39}\text{K}–^{85}\text{Rb}$  [5–7].

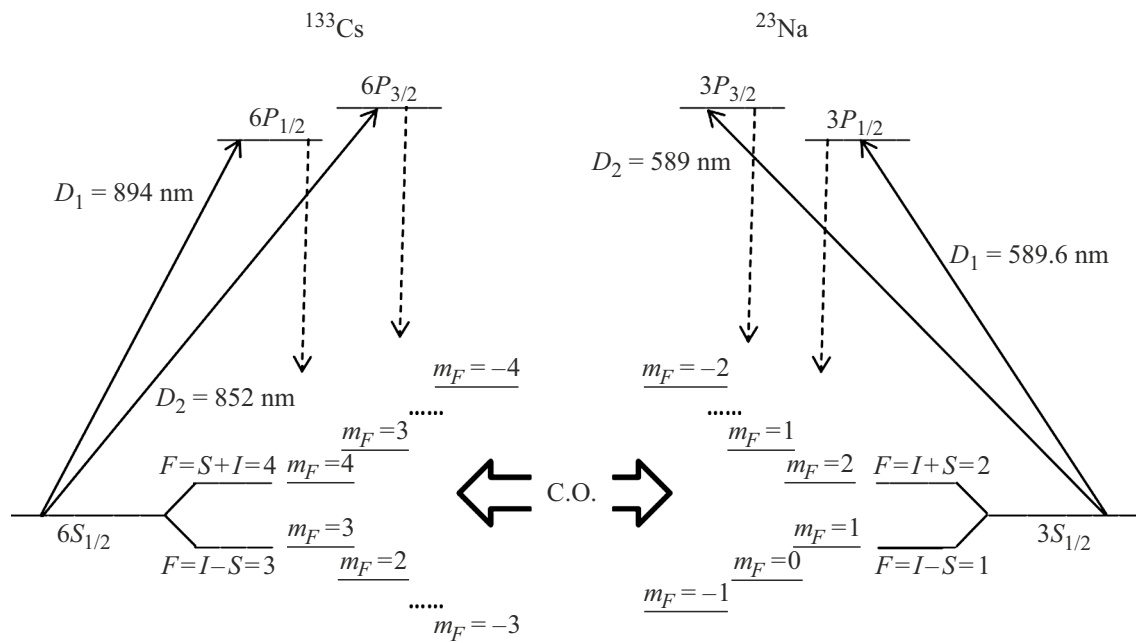
Точность измерения в устройствах, использующих принцип ОО атомов, зависит, в частности, от соответствия измеряемой частоты ЛМР значению постоянного магнитного поля, в котором находится рабочая камера устройства, содержащая смесь щелочных атомов. В работе будет рассмотрена ситуация, когда сдвиг частоты обусловлен столкновениями между поляризованными атомами в основном состоянии, а в рабочей камере находится смесь щелочных атомов. В этом случае свет накачки взаимодействует только с атомами одного сорта, а у поляризованных за счет столкновений атомов другого сорта нет взаимодействия со светом и, естественно, отсутствуют световые сдвиги.

Таким образом, в работе рассматриваются сдвиги частоты, обусловленные спин-обменными столкновениями одинаковых и разных атомов в условиях ОО.

### 1. Столкновения с переносом поляризации в смеси Na–Cs

В столкновениях с участием поляризованных щелочных атомов имеет место перенос поляризации, если один из партнеров столкновения был предварительно поляризован в процессе ОО. Подобного рода процесс описывается с помощью комплексного сечения спинового обмена [1,8]:

$$\sigma = \bar{\sigma} + i\bar{\delta}. \quad (1)$$



**Рис. 1.** Схема нижних энергетических уровней (упрощенная) щелочных атомов  $^{133}\text{Cs}$  и  $^{23}\text{Na}$  в присутствии постоянного магнитного поля  $H_0$ :  $D_1$  и  $D_2$  — оптические резонансные линии, используемые при ОО атомов, символ  $\longleftrightarrow$  указывает на наличие спин-обменных столкновений между атомами в основном состоянии,  $m_F$  — проекции полного момента  $F$  на выделенное направление (направление постоянного магнитного поля  $H_0$ ).

Здесь первый член выражения (действительная часть) отвечает за перенос поляризации, релаксацию, а второй (мнимая часть) — за сдвиги частоты в системе сверхтонких и зеемановских уровней атомов.

На рис. 1 представлена упрощенная схема, описывающая процессы, происходящие при ОО атомов в условиях спинового обмена. Снятие вырождения в системе зеемановских подуровней достигается приложением постоянного магнитного поля  $H_0$ , при этом в полях порядка земного и меньше зеемановские подуровни соответствующего сверхтонкого состояния не разрешаются. Оптическая ориентация щелочного атома осуществляется резонансным оптическим излучением линий  $D_1$  или  $D_2$  (для  $^{133}\text{Cs}$   $D_1 = 894$  нм,  $D_2 = 852$  нм, для  $^{23}\text{Na}$   $D_1 = 589$  нм,  $D_2 = 589.6$  нм). При использовании правополяризованного излучения ( $\sigma^+$ ) переходы из основного  $S_{1/2}$ -состояния в возбужденные  $P_{1/2}$  и  $P_{3/2}$  происходят с изменением проекции полного момента атома  $m_F$  на  $(+1)$ , в то время как при использовании левополяризованного излучения ( $\sigma^-$ )  $m_F$  изменяется на  $(-1)$ . В дальнейшем происходит распад возбужденного состояния с изменением  $m_F$  на 0 или  $\pm 1$ , что приводит к возникновению неравновесной заселенности в системе зеемановских подуровней основного состояния. Поляризованные таким образом атомы щелочного металла сорта А, сталкиваясь с неполяризованными атомами сорта В, передают им часть своей поляризации. Следует отметить, что при столкновении щелочных атомов при не очень низких температурах, т.е. при температурах, при которых время сверхтонкого взаи-

модействия ( $2\pi\hbar/\Delta E$ ) ( $\Delta\nu = 1717 \cdot 10^6$  Нз для  $^{23}\text{Na}$  и  $\Delta\nu = 9192 \cdot 10^6$  Нз для  $^{133}\text{Cs}$  [9]) существенно меньше времени столкновения, составляющего порядка  $10^{-12}$  с, процесс спинового обмена может рассматриваться только как эволюция электронных спинов в момент столкновения. То есть предполагается сохранение полного спина электронов в процессе столкновения. При этом связь между электронным и ядерным спинами осуществляется в промежутке между столкновениями. Таким образом, образующаяся в процессе столкновения молекула, состоящая из двух щелочных атомов, может быть описана в основном состоянии с помощью двух потенциалов, соответствующих полным спинам системы  $S_1 = 0$  и  $S_2 = 1$ .

Для определения сдвига частоты в системе зеемановских подуровней возбуждается магнитный резонанс с помощью прикладываемого вращающегося радиочастотного поля для разделения сигналов от двух сверхтонких состояний (сверхтонкие состояния исследуемых атомов имеют одинаковый по модулю  $g$ -фактор разного знака) [10]. Таким образом, определялся удвоенный модуль сдвига частоты.

Ранее в [11,12] были рассчитаны сечения (1) при столкновениях атомов Na–Na, Na–Cs, Cs–Cs. Действительная и мнимая части комплексного сечения спинового обмена (1) могут быть выражены через фазы рассеяния для синглетного и триплетного термов димера щелочного металла. Фазы рассеяния определялись в квазиклассическом приближении Джеффриса, модифицированном Лангером [13]. Использование ква-

**Таблица 1.** Значения мнимой части комплексного сечения спинового обмена  $\bar{\sigma} (\times 10^{16} \text{ cm}^2)$  при различных температурах для пар атомов Na–Cs, Cs–Cs, Na–Na

$T, \text{K}$	Na–Cs по данным работы [18]	Cs–Cs	Na–Na по потенциалам [12,13]	Na–Na по потенциалам [12]
200	-43,3	-7,6	-581	-429
250	-45,5	-6,8	-560	-411
300	-47,2	-6,45	-542	-395
350	-48,4	-5,7	-524	-381
400	-49,3	-5,0	-508	-369
450	-49,8	-4,7	-493	-357
500	-50,2	-4,06	-478	-346

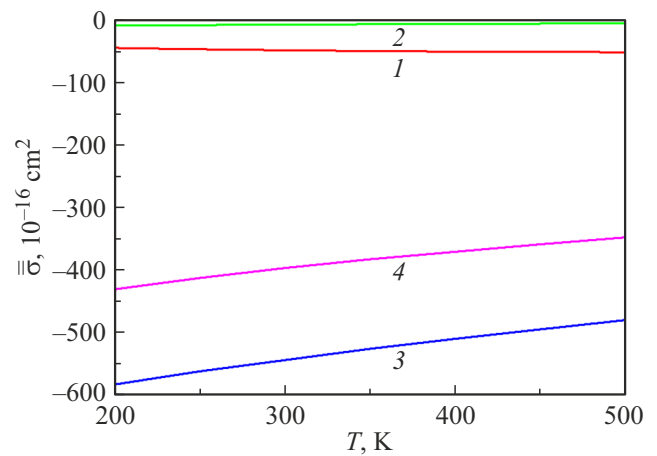
зиклассического приближения при расчете фаз рассеяния вполне оправдано, поскольку в случае димеров щелочных металлов с большой приведенной массой  $\mu_{AB}$  центробежный барьер  $\left(\frac{(l+1/2)^2}{2\mu_{AB}R^2}\right)$  мало изменяется с ростом орбитального квантового числа  $l$  по сравнению с кинетической энергией. В результате необходимо учитывать вклады большого числа парциальных волн. Комплексные сечения спинового обмена исследуемых пар атомов рассчитывались в интервале энергий столкновения  $10^{-4} - 10^{-2}$  а.е. с использованием потенциалов взаимодействия для синглетного и триплетного термов димеров Na–Cs, Na–Na, Cs–Cs. В дальнейшем проводилась процедура максвелловского усреднения сечений по скоростям. Результаты расчета приведены в табл. 1.

На рис. 2 представлены зависимости величины  $\bar{\sigma}$  исследуемых пар атомов от температуры, полученные ранее в [11,12]. Видно, что все сечения лежат в области отрицательных значений, причем сечения сдвига для пары Na–Na отличаются примерно в полтора раза для потенциалов Земке [14] (кривая 4) и Земке–Совкова [14,15] (кривая 3). Для кривой 4 расчет сечений проводился с использованием синглетного и триплетного потенциалов из работы [14], в то время как для кривой 3 синглетный потенциал брался из работы [14], а триплетный — из работы [15]. Отрицательный знак у сечения сдвига свидетельствует о том, что в результате спинового обмена резонансная частота сдвигается в сторону меньших значений по отношению к точному значению, определяемому соотношением  $\omega = \gamma H_0$ , где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение, а  $H_0$  — величина постоянного магнитного поля.

## 2. Сдвиги частоты

Сдвиги частоты двух сверхтонких подуровней щелочного атома имеют вид [16]:

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



**Рис. 2.** Зависимости мнимой части комплексного сечения спинового обмена от температуры: 1 — Na–Cs [20], 2 — Cs–Cs, 3 — Na–Na [14,15], 4 — Na–Na [14].

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

Сдвиги частоты  $\delta^{(1)}\omega(+)$  атома А (сверхтонкое состояние  $F = I + S$ , где  $F$  — полный момент атома,  $I$  — ядерный спин,  $S$  — электронный спин) и  $\delta^{(1)}\omega(-)$  (сверхтонкое состояние  $F = I - S$ ),  $P_z(\mathbf{B})$  — степень поляризации атома В (атом В поляризуется резонансным оптическим излучением),  $\bar{y}_{AA}$  — мнимая часть скорости спинового обмена при столкновении атомов А. Эта величина зависит от мнимой части сечения  $\bar{\sigma}_{AA}$ , средней относительной скорости сталкивающихся частиц  $\langle v_{AA} \rangle = (8k_B T / \pi \mu_{AA})^{1/2}$  (здесь  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура в рабочей камере,  $\mu_{AA}$  — приведенная масса при столкновении одинаковых атомов) и концентрации  $N_A$  атомов А в камере поглощения:

$$\bar{y}_{AA} = N_A \langle v_{AA} \rangle \bar{\sigma}_{AA}.$$

Аналогично выглядит величина  $\bar{y}_{AB}$  для случая столкновения атомов А и В. Индексы А и В соответственно относятся к атомам Cs или Na.

**Таблица 2.** Коэффициенты  $V_+$  и  $V_-$ , входящие в выражения (4) и (5) и зависящие от ядерных спинов  $I$  сталкивающихся атомов

Ядерный спин, коэффициенты	$^{133}\text{Cs}$	$^{23}\text{Na}$
$I_A$	$7/2$	$3/2$
$V_-$	$3\sqrt{5}/4$	$5/6\sqrt{3/2}$
$V_+$	$7\sqrt{3}/12$	$1/2\sqrt{1/2}$

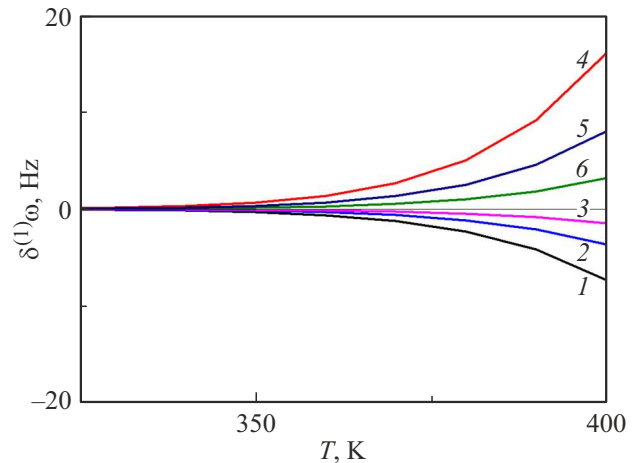
Коэффициенты  $V_-$  и  $V_+$  в соответствии с [16] зависят от ядерных спинов атомов, участвующих в столкновениях (табл. 2). В частности, для рассматриваемой пары атомов Cs и Na имеем

$$V_+ = \frac{2I_A + 2}{6} \left( \frac{2I_A + 3}{2I_A + 1} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$V_- = \frac{2I_A}{6} \left( \frac{2I_A - 1}{2I_A + 1} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Поскольку выражения (2), (3) включают зависимости мнимых частей комплексной скорости спинового обмена от температуры, то для расчета сдвигов необходимо знать концентрацию каждого из щелочных атомов в камере поглощения. Для расчета концентраций использовались таблицы из [17]. Поскольку в данной работе рассматривается смесь щелочных атомов, то для перехода от температуры камеры поглощения к концентрации щелочных атомов в ней необходимо использовать закон Рауля для давления насыщенного пара над расплавом смеси металлов. При расчете предполагалось, что щелочные металлы в смеси присутствуют в равных весовых соотношениях.

На рис. 3 приведены зависимости сдвигов частоты от температуры для случая, когда ОО подвергаются атомы Na (B), а сдвиг частоты наблюдается у атомов Cs (A). Из рисунка видно, что сдвиг  $\delta^{(1)}\omega(-)$ , соответствующий сверхтонкому состоянию атома Cs  $F = I - S = 3$ , лежит в области положительных значений. Исходя из выражения (3), которым этот сдвиг определяется, следует, что основной вклад в сдвиг вносят оба члена в квадратной скобке, определяемые, в частности, мнимыми частями комплексной скорости спинового обмена  $\bar{v}_{AB} = \langle v_{AB} \rangle N_{AB} \bar{\sigma}_{AB}$  (в случае одинаковых атомов индекс B заменяется на A). Как следует из данных рис. 2, входящие в выражения (2) и (3) величины  $\bar{v}_{AB}$  и  $\bar{v}_{AA}$  определяются мнимыми частями комплексных сечений  $\bar{\sigma}_{AB}$  и  $\bar{\sigma}_{AA}$ , которые имеют одинаковый знак. В то же время сдвиг  $\delta^{(1)}\omega(+)$  для сверхтонкого уровня  $F = I + S = 4$  лежит в области отрицательных значений и по абсолютной величине меньше, чем сдвиг  $\delta^{(1)}\omega(-)$ . Это связано с тем, что в соответствии с соотношением (2) вклады от первого и второго членов в квадратной скобке имеют разные знаки, что обусловлено величинами  $\bar{v}_{AB} = \langle v_{AB} \rangle N_{AB} \bar{\sigma}_{AB}$  и  $\bar{v}_{AA} = \langle v_{AA} \rangle N_{AA} \bar{\sigma}_{AA}$ , которые



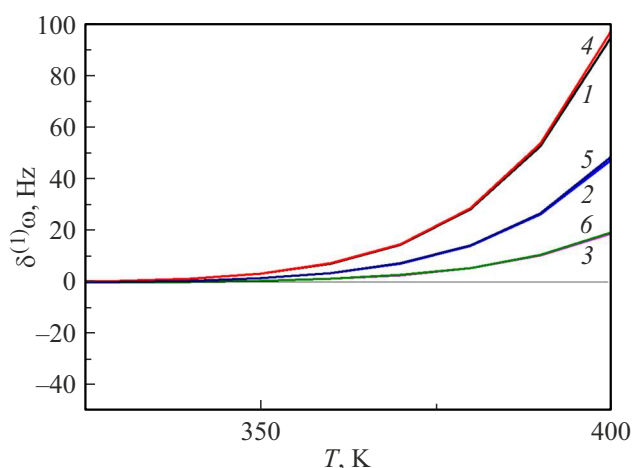
**Рис. 3.** Зависимости сдвигов частоты магнитного резонанса от температуры для двух сверхтонких состояний атома Cs  $\delta^{(1)}\omega(+)$  (1–3) и  $\delta^{(1)}\omega(-)$  (4–6) при трех значениях степени поляризации атомов Na:  $P_z(B) = 100$  (1, 4), 50 (2, 5) 20% (3, 6).

в свою очередь зависят от сечений  $\bar{\sigma}_{AB}$  и  $\bar{\sigma}_{AA}$  (рис. 2). Причем первый член зависит от концентрации атомов B, в данном случае это атомы Na, которая существенно меньше, чем концентрация атомов Cs. Таким образом, рассматриваемый сдвиг определяется вторым слагаемым в квадратной скобке. Потенциал взаимодействия для расчета сечений пары Cs–Cs был взят из работы [18].

При ОО в смеси атомов Cs сдвиг зависит от мнимой части сечения  $\bar{\sigma}_{AB}$  для пары Cs–Na и мнимой части сечения  $\bar{\sigma}_{AA}$  для пары Na–Na. Искомые сечения были ранее рассчитаны в [11,12] для различных потенциалов взаимодействия. Результаты по мнимым частям сечений приведены на рис. 2. Как уже отмечалось, сечения имеют одинаковый знак и отличаются примерно в полтора раза (рис. 2). Встает вопрос, каким образом подобное различие скажется на сдвигах частоты атомов Na.

На рис. 4 приведены зависимости сдвигов частоты от температуры у атомов Na для двух сверхтонких состояний при ОО атомов Cs. Система Cs–Na описывается потенциалами из [19], а взаимодействие между двумя атомами Na — потенциалами из [14]. Как видно из рисунка, сдвиги частоты для двух сверхтонких состояний имеют одинаковый знак и практически совпадают. Это обусловлено тем, что основной вклад в сдвиг вносят первые члены в квадратных скобках выражений (2) и (3), которые определяются столкновениями атомов натрия с атомами цезия. Как и в предыдущем случае, концентрация Cs при одинаковых температурах выше, чем концентрация Na, кроме того, скорость столкновения атомов для пары Cs–Na выше, чем для пары Na–Na, что определяет величины  $\bar{v}_{AB}$  и  $\bar{v}_{AA}$ .

Зависимости сдвигов частоты от температуры у атомов Na для случая, когда оптически ориентируются атомы Cs и система Cs–Na описывается потенциалами из [14,15], практически совпадают и имеют такой же



**Рис. 4.** Зависимости сдвигов частоты магнитного резонанса от температуры для двух сверхтонких состояний атома Na  $\delta^{(1)}\omega(+)$  (1–3) и  $\delta^{(1)}\omega(-)$  (4–6) при трех значениях степени поляризации атомов Cs:  $P_z(B) = 100$  (1, 4), 50 (2, 5) 20% (3, 6).

знак, как и в случае использования потенциалов из [14]. Поэтому в работе они не приводятся.

## Заключение

Следует заметить, что несмотря на существенное различие сечений  $\bar{\sigma}_{AA}$ , в случае, когда оптической ориентации подвергается атом Cs, а сдвиги определяются для атомов Na, величины сдвигов частот этих атомов практически совпадают. Это обусловлено тем, что основной вклад в сдвиги частоты атомов натрия в смеси Cs–Na дают столкновения атомов натрия с атомами Cs. Кроме того, абсолютное значение сдвигов атомов Na больше чем на порядок превышает сдвиги атомов Cs.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] В.А. Картошкин. *Опт. и спектр.*, **128** (9), 1355 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.09.49859.125-20 [V.A. Kartoshkin. *Opt. Spectrosc.*, **128** (9), 1355 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X2009012X].
- [2] Yudong Ding, Wei Xiao, Yixin Zhao et al. *Phys. Rev. Appl.*, **19** (3), 034066 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.19.034066
- [3] Е.Б. Александров, М.В. Балабас, А.К. Вершовский, А.С. Пазгалев. *ЖТФ*, **70** (7), 118 (2000). [E.B. Aleksandrov, M.V. Balabas, A.K. Vershovskii, F.S. Pazgalev. *Tech. Phys.*, **45**, 931 (2000). DOI: 10.1134/1.1259751].
- [4] Jian-Hua Liu, Dong-Yang Jing, Lin Zhuang, Wei Quan, Jiancheng Fang, Wu-Ming Liu. *Chin. Phys. B*, **29** (4), 043206 (2020). DOI: 10.1088/1674-1056/ab7d94
- [5] LvYang, Haoying Pang, Wei Quan. *Photonics*, **11** (2), 182 (2024). DOI: 10.3390/photonics11020182
- [6] Sixun Liu, Ruigang Wang, Linlin Yuan, Jiaqi Wu, Qi Yuan, Jun Zhu, Wenfeng Fan, Zhuo Wang, Pengcheng Du. *Opt. Expr.*, **30** (9), 15310 (2022). DOI: 10.1364/OE.456937
- [7] Y. Chen, W. Quan, S. Zou, Y. Lu, L. Duan, Y. Li, H. Zhang, M. Ding, J. Fang. *Sci. Rep.*, **6**, 36547 (2016). DOI: 10.1038/srep36547
- [8] M.M. Hawamdeh, A.S. Sandouqa1, B.R. Joudeh, O.T. Al-Obeidat, H.B. Ghassib. *Eur. Phys. J. Plus*, **137**, 1025 (2022). DOI: 10.1140/epjp/s13360-022-03244-y
- [9] А.А. Радциг, Б.М. Смирнов Б.М. *Справочник по атомной и молекулярной физике* (Атомиздат, М.,1980).
- [10] С.П. Дмитриев, Н.А. Доватор. *ЖТФ*, **77** (7), 120 (2007). [S.P. Dmitriev, N.A. Dovator. *Tech. Phys.*, **52** (7), 940 (2007). DOI: 10.1134/S1063784207070183].
- [11] V.A. Kartoshkin. In *Alkali metals: new research* (Nova Sci. Publ. Publ., 2023). Ch. 3.
- [12] В.А. Картошкин. *Опт. и спектр.*, **116** (4), 588 (2014). [V.A. Kartoshkin. *Opt. Spectrosc.*, **116** (4), 548 (2014). DOI: 10.1134/S0030400X14030096].
- [13] N.F. Mott, H.S.W. Massey. *The Theory of Atomic Collisions* (Clarendon Press, Oxford, 1965).
- [14] W.T. Zemke, W.C. Stwalley. *J. Chem. Phys.*, **100** (4), 2661 (1994). DOI: 10.1063/1.467249
- [15] V.S. Ivanov, V.B. Sovkov. *J. Chem. Phys.*, **118** (18), 8242 (2003). DOI: 10.1063/1.1565107
- [16] А.И. Окуневич. *Опт. и спектр.*, **79** (5), 718 (1995). [A.I. Okunevich. *Opt. Spectrosc.*, **79** (5), 718 (1995)].
- [17] A.N. Nesmeyanov. *Vapor Pressure of the Elements* (Academic Press, N.Y., 1963).
- [18] C. Amiot, O.J. Dulieu. *Chem. Phys.*, **117** (11), 5155 (2002). DOI: 10.1063/1.1499122
- [19] O. Docenko, M. Tamanis, J. Zaharova, R. Ferber, A. Pashov, H. Knockeland, E. Tiemann. *J. Phys. B*, **39** (19), S929 (2006). DOI: 10.1088/0953-4075/39/19/S08
- [20] В.А. Картошкин. *Опт. и спектр.*, **131** (8), 1047 (2023). DOI: 10.21883/OS.2023.08.56294.4731-23 [V.A. Kartoshkin. *Opt. Spectrosc.*, **131** (8), 992 (2023)].