

РАСЧЕТ СДВИГОВ МАГНИТНЫХ ПОДУРОВНЕЙ АТОМОВ КАЛИЯ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Т. Я. Карагодова и А. И. Карагодов

Проведен расчет сдвигов магнитных подуровней атомов калия, возникающих в результате взаимодействия атомов с постоянным магнитным полем и электрическим полем лазерного излучения для произвольного соотношения между интервалом тонкой структуры и зеемановскими и штарковскими сдвигами. Рассмотрены случаи линейной и циркулярной поляризации лазерного излучения. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Расчет сдвигов атомных уровней в электрическом поле лазерного излучения и в постоянном магнитном поле (ПМП) в случае, когда штарковские и зеемановские сдвиги малы по сравнению с интервалом тонкой структуры, проведен в [1]. В связи с экспериментальными исследованиями вынужденного электронного комбинационного рассеяния (ВЭКР) света на магнитных подуровнях атомов калия в ПМП [2] представляет интерес расчет сдвигов атомных уровней в случае, когда эти сдвиги не могут считаться малыми по сравнению с интервалами тонкой структуры. Гамильтониан взаимодействия представлен в виде суммы спин-орбитального взаимодействия, взаимодействия с ПМП и полем лазерного излучения в дипольном нерелятивистском приближении. Справедливость выбора нерелятивистского приближения обусловлена малостью интервалов тонкой структуры и сдвигов магнитных подуровней атомов калия по сравнению с разностями уровней с различными L, S [3].

Рассматривается приближение трехуровневого атома, причем два уровня вырождены по m, l , а третий — по m в отсутствие взаимодействий ($4S_{1/2}, 4P_{1/2}, 4P_{3/2}$).

Волновая функция атома ищется в виде разложения по невозмущенным состояниям ψ, f, φ с энергиями E_1 и $E_{2(3)}$

$$\Psi = \sum_u a_u \psi_u \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_1 t\right) + \left(\sum_v b_v f_v + \sum_w c_w \varphi_w \right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{2(3)} t + i \varepsilon t\right), \quad (1)$$

где u, v, w — магнитные квантовые числа соответствующих состояний, $\varepsilon = \omega_{2(3),1} - \omega_L$ — расстройка резонанса.

Подставляя (1) в уравнение

$$i\hbar \left(\frac{d\Psi}{dt} + \frac{\gamma}{2} \Psi \right) = (\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{int}}) \Psi,$$

где γ — постоянная затухания, и переходя к представлению взаимодействия, получим систему уравнений для коэффициентов в (1)

$$i\hbar \left(\frac{da_u}{dt} + \frac{\gamma_{1u}}{2} a_{1u} \right) = -\frac{e}{2mc} \sum_{u'} \langle \psi_u^* | (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \mathbf{H} | \psi_{u'} \rangle a_{u'} + \\ + \frac{i\omega_{2(3),1}}{c} \sum_{v'} \langle \psi_u^* | \mathbf{R} \mathbf{A}_L^{0*} | f_{v'} \rangle_a b_{v'} + \frac{i\omega_{2(3),1}}{c_2} \sum_{w'} \langle \psi_u^* | \mathbf{R} \mathbf{A}_L^{0*} | \varphi_{w'} \rangle c_{w'}$$

$$\begin{aligned}
i\hbar \left(\frac{db_v}{dt} + \frac{\gamma_{2v}}{2} b_v + i\varepsilon b_v \right) &= \sum_{v'} \langle f_v^* | ALS | f_{v'} \rangle b_{v'} - \frac{e}{2mc} \sum_{v'} \langle f_v^* | (L + 2S) \mathbf{H} | f_{v'} \rangle b_{v'} - \\
&- \frac{e}{2mc} \sum_{w'} \langle f_v^* | (L + 2S) \mathbf{H} | \varphi_{w'} \rangle c_{w'} - \frac{i\omega_{2(3),1}}{c} \sum_{u'} \langle f_v^* | \mathbf{R} A_L^0 | \psi_{u'} \rangle a_{u'}, \\
i\hbar \left(\frac{dc_w}{dt} + \frac{\gamma_{3w}}{2} c_w + i\varepsilon c_w \right) &= \sum_{w'} \langle \varphi_w^* | ALS | \varphi_{w'} \rangle c_{w'} - \frac{e}{2mc} \sum_{v'} \langle \varphi_w^* | (L + 2S) \mathbf{H} | f_{v'} \rangle b_{v'} - \\
&- \frac{e}{2mc} \sum_{w'} \langle \varphi_w^* | (L + 2S) \mathbf{H} | \varphi_{w'} \rangle c_{w'} - \frac{i\omega_{2(3),1}}{c} \sum_{u'} \langle \varphi_w^* | \mathbf{R} A_L^0 | \psi_{u'} \rangle a_{u'}. \quad (2)
\end{aligned}$$

В (2) A_L^0 — амплитуда вектор-потенциала поля излучения, A — постоянная спин-орбитального взаимодействия, \mathbf{R} — оператор электрического дипольного момента, при переходе к которому использована известная связь с оператором импульса

$$\frac{e}{m} \mathbf{p}_{mn} = -i\omega_{mn} \mathbf{R}_{mn}.$$

Рассмотрены случаи: а) линейно-поляризованного излучения, распространяющегося перпендикулярно \mathbf{H} (вектор поляризации $\mathbf{e}_L \uparrow \uparrow \mathbf{H}$) и б) циркулярно-поляризованного излучения, распространяющегося параллельно \mathbf{H} ($\mathbf{k}_L \uparrow \uparrow \mathbf{H}$).

При учете правил отбора для матричных элементов в коэффициентах правой части системы (2) для различной поляризации излучения эта система распадается на следующие подсистемы: а) линейная поляризация: две системы трех уравнений для коэффициентов $a_{-1/2}$, $b_{-1/2}$, $c_{-1/2}$; $a_{1/2}$, $b_{1/2}$, $c_{1/2}$ и два независимых уравнения для $c_{-3/2}$, $c_{3/2}$; б) циркулярная поляризация — для правой поляризации (одна система трех уравнений для) $a_{-1/2}$, $b_{1/2}$, $c_{1/2}$, (две системы двух уравнений для) $a_{1/2}$, $c_{3/2}$ и $b_{-1/2}$, $c_{-1/2}$ и независимое уравнение для $c_{-3/2}$; для левой поляризации одна система трех уравнений для $a_{1/2}$, $b_{-1/2}$, $c_{-1/2}$, две системы двух уравнений для $a_{-1/2}$, $c_{-3/2}$ и $b_{1/2}$, $c_{1/2}$ и независимое уравнение для $c_{3/2}$.

Сдвиги магнитных подуровней определяются мнимыми частями собственных чисел характеристических определителей подсистем и находятся с помощью ЭВМ.

Рассмотрено приближение, в котором скорости распада подуровней $4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$ состояний одинаковы и равны $\gamma_{2p} = \gamma_{3p} = 0.5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, а скорости распада подуровней $4S_{1/2}$ состояния $\gamma_{1s} = 0.5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Расчет проведен для значений $|A_L| = 10^{-3}$ и 10^{-2} СГС (что соответствует плотности мощности $I_L \approx 10 \text{ МВт/см}^2$ и 10^3 МВт/см^2 соответственно) и расстройки резонанса $\varepsilon \approx 2 \text{ см}^{-1}$. При расчете использованы известные для атомов калия значения постоянной тонкой структуры, сил осцилляторов для переходов $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$, $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$ и g -факторы магнитных подуровней.

Расчитанные значения сдвигов магнитных подуровней за счет взаимодействия с ПМП и с электрическим полем лазерного излучения приведены в табл. 1—3.

Как показывает анализ сдвигов магнитных подуровней для различной поляризации лазерного излучения, штарковские сдвиги подуровней $4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$ состояний противоположны по направлению. Сдвиги за счет взаимодействия с ПМП и электрическим полем лазерного излучения различны по величине для различной поляризации излучения.

В [4] показано, что в случае относительно слабых электрических полей лазерного излучения штарковские и зеемановские сдвиги аддитивны. Эта аддитивность выполняется, как показывает расчет, при полях $|A_L| = 10^{-3}$ СГС. В случае сильных электрических полей и малых расстроек резонанса сдвиги подуровней зависят не только от магнитного момента в данном состоянии, но и от магнитного момента в состоянии, связанном с данным электрическим дипольным переходом. По этой причине в случаях циркулярной поляризации в группах трех взаимодействующих подуровней для пар магнитных подуровней $4S_{1/2}(-1/2)$, $4P_{1/2}(1/2)$ (правая поляризация) и $4S_{1/2}(1/2)$, $4P_{3/2}(-1/2)$ (левая поляризация) имеет место необычная зависимость сдвигов от ПМП. Для подуровней $4P_{3/2}(1/2)$ и $4P_{1/2}(-1/2)$ из рассмотренных взаимодействующих

Таблица 1
Сдвиги магнитных подуровней (см^{-1}) за счет взаимодействия с ПМП
и с электрическим полем лазерного излучения линейной поляризации
 $|A_L| = 10^{-3}$ ГГС

Состояние	H, Э							
	0	10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	$5 \cdot 10^4$	10^5	$5 \cdot 10^5$	10^6
$4S_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-0.563	-0.584	-0.679	-0.791	-1.72	-2.87	-12.1	-23.5
$4P_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-0.080	-0.130	-0.190	-0.240	-0.880	-1.78	-10.3	-25.2
$4P_{3/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	0.680	0.630	0.520	0.360	-0.860	-2.40	-12.7	-21.4
$4S_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-0.563	-0.536	-0.445	-0.329	0.600	1.76	11.1	22.9
$4P_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-0.080	-0.080	-0.030	0.080	0.660	1.41	5.97	9.49
$4P_{3/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	0.680	0.680	0.840	0.940	2.22	3.86	17.9	37.7

$|A_L| = 10^{-2}$ ГГС

$4S_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-18.0	-18.0	-18.0	-18.1	-18.4	-18.8	-21.8	-25.5
$4P_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-12.2	-12.2	-12.3	-12.5	-13.7	-15.1	-27.9	-45.5
$4P_{3/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	30.2	30.1	30.0	29.9	28.6	27.0	14.8	0.94
$4S_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-18.0	-18.0	-17.9	-17.9	-17.6	-17.1	-12.2	-2.55
$4P_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-12.2	-12.1	-12.0	-11.9	-10.8	-9.37	0.24	7.56
$4P_{3/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	30.2	30.2	30.4	30.5	31.8	33.4	47.2	64.8

Таблица 2

Сдвиги магнитных подуровней (см^{-1}) за счет взаимодействия с ПМП
и с электрическим полем лазерного излучения правой поляризации
 $|A_L| = 10^{-3}$ ГГС

Состояние	H, Э							
	0	10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	$5 \cdot 10^4$	10^5	$5 \cdot 10^5$	10^6
$4S_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-0.073	-0.096	-0.186	-0.297	-1.20	-2.35	-11.5	-22.3
$4P_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-0.08	-0.08	0.130	0.080	0.660	1.35	5.76	8.39
$4P_{3/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	0.150	0.200	0.310	0.470	1.74	3.33	17.4	37.2
$4S_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-0.494	-0.467	-0.370	-0.246	0.074	1.96	11.5	23.2
$4P_{3/2} \left(\frac{3}{2}\right)$	0.519	0.572	0.944	1.42	5.08	9.70	46.7	93.4
$4P_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	0	-0.026	-0.133	-0.239	-1.19	-2.41	-13.8	-31.7
$4P_{3/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	0	-0.012	-0.171	-0.330	-1.55	-3.04	-13.4	-22.8

Таблица 2 (продолжение)

$$|A_L| = 10^{-2} \text{ ГГС}$$

Состояние	H, э							
	0	10 ³	5 · 10 ³	10 ⁴	5 · 10 ⁴	10 ⁵	5 · 10 ⁵	10 ⁶
$4S_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-3.78	-3.77	-3.73	-3.68	-3.32	-2.93	-1.86	-3.73
$4P_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-8.68	-8.68	-8.63	-8.63	-8.47	-8.36	-8.84	-12.4
$4P_{3/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	12.5	12.5	12.5	12.5	13.0	13.6	22.3	39.5
$4S_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-23.8	-23.8	-23.7	-23.4	-21.5	-19.2	-3.40	12.8
$4P_{3/2} \left(\frac{3}{2}\right)$	23.8	23.9	24.2	24.5	27.3	30.9	61.6	104

Таблица 3

Сдвиги магнитных подуровней (см⁻¹) за счет взаимодействия с ЦМП и с электрическим полем лазерного излучения левой поляризации

$$|A_L| = 10^{-3} \text{ ГГС}$$

Состояние	H, э							
	0	10 ³	5 · 10 ³	10 ⁴	5 · 10 ⁴	10 ⁵	5 · 10 ⁵	10 ⁶
$4S_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-0.073	-0.050	0.040	0.153	1.06	2.17	6.95	23.6
$4P_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-0.080	-0.080	-0.133	-0.239	-0.876	-1.72	-10.1	-24.8
$4P_{3/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	0.150	0.148	0.042	-0.118	-1.34	-2.77	-8.49	-22.0
$4S_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-0.494	-0.519	-0.621	-0.743	-1.75	-3.05	-10.9	-23.1
$4P_{3/2} \left(-\frac{3}{2}\right)$	0.519	0.443	0.042	-0.436	-4.10	-8.61	-47.4	-93.4
$4P_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	0	0.027	0.133	0.239	1.14	2.26	9.79	16.6
$4P_{3/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	0	0.042	0.148	0.307	1.58	3.17	17.5	37.7

$$|A_L| = 10^{-2} \text{ ГГС}$$

$4S_{1/2} \left(\frac{1}{2}\right)$	-3.78	-3.79	-3.83	-3.87	-4.28	-4.84	-10.2	-15.4
$4P_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-8.68	-8.68	-8.68	-8.73	-8.89	-9.21	-13.9	-26.4
$4P_{3/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	12.5	12.4	12.4	12.4	12.0	11.7	12.4	18.2
$4S_{1/2} \left(-\frac{1}{2}\right)$	-23.8	-23.9	-24.1	-24.3	-26.3	-28.8	-52.1	-88.6
$4P_{3/2} \left(-\frac{3}{2}\right)$	23.8	23.8	23.5	23.1	20.4	17.1	-6.33	-28.1

щих групп имеет место обычная зависимость сдвигов от ПМП, так как при увеличении H происходит удаление этих подуровней от резонансного положения, потому что штарковские, зеемановские сдвиги и сдвиги за счет спин-орбитального взаимодействия для них направлены в одну сторону. Рассчитанные значения сдвигов подуровней $m=1/2$ и $m=3/2$ $4P_{3/2}$ состояния можно сравнить с измеренными в [2], где приведены следующие данные: штарковские сдвиги для подуровней $m=1/2$ и $m=3/2$ $4P_{3/2}$ уровня составляют 0.2 ± 0.05 см⁻¹ и 0.6 ± 0.05 см⁻¹ для плотности мощности излучения внутри кюветы с парами калия $I_L \approx 30$ МВт/см².

Сравнение показывает, что порядок величины сдвигов подуровней одинаков. Полученные значения сдвигов магнитных подуровней позволяют рассчитать влияние ПМП на сдвиг центра линии ВЭКР в ПМП. Составленная программа для расчета сдвигов магнитных подуровней за счет спин-орбитального взаимодействия, взаимодействия с ПМП и электрическим полем лазерного излучения может быть использована и для других атомов.

Литература

- [1] Т. Я. Карагодова, М. А. Ковнер. В кн.: Исследования по нелинейной оптике и спектроскопии. Межвуз. научн. сб., вып. 2, с. 3. Саратовский университет, 1975.
- [2] Р. Х. Драмлян, М. Е. Мовсисян. ЖЭТФ, 74, 1208, 1978.
- [3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, с. 300. Физматгиз, М., 1963.

Поступило в Редакцию 15 января 1981 г.