

УДК 539.186:537;539.196:537

## ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А. А. Каменский

*Воронежский государственный университет*

С помощью теории возмущений для близких состояний на основе редуцированной функции Грина найдены волновая функция и энергия подуровней тонкой структуры атомов щелочных металлов. Поляризуемости таких состояний определяют аналитическую зависимость вероятности радиационных переходов от напряженности внешнего электрического поля в низшем порядке. Исследовано влияние эффекта антипересечения на радиационные характеристики атома для состояний с произвольным орбитальным квантовым числом.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Основными процессами, характеризующими квантовую структуру атома, являются радиационные переходы на подуровнях тонкой структуры. Появление и исчезновение с ростом поля штарковских линий представляет интерес как в теоретическом плане, так и с точки зрения эксперимента. Зависимость интенсивности отдельных компонент от напряженности внешнего поля долгое время оставалась не изученной. Также вопрос о влиянии эффекта антипересечения на вероятности переходов в щелочных атомах в литературе не ставился.

Изучение свойств штарковских подуровней тонкой структуры атома удобно проводить с использованием интегрального уравнения Шредингера, записанного через редуцированную функцию Грина  $G'_E$ . Для близких подуровней мультиплетного атома построена теория возмущений и проведен расчет зависимости тонкого расщепления от поля  $F_0$  в атоме гелия [1], где для некоторых состояний одинаковой четности наблюдается эффект антипересечения. С помощью этого формализма записана волновая функция атома [2] произвольного состояния, и исследованы вероятности радиационных переходов на соответствующих подуровнях.

Удобно использовать систему координат с осью  $Oz \parallel e_0$ . Тогда оператор взаимодействия

с постоянным полем  $F_0 e_0$  можно представить в виде  $\hat{V} = F_0 z$ . Для двух близких подуровней ( $\delta = E_{nLJ_2} - E_{nLJ_1}$  — энергия расщепления в отсутствие поля) первая исчезающая поправка к энергии имеет вид [2]

$$\Delta E_{\pm}^{(2)} = \frac{1}{2} \{W_{J_1 J_1}^{(2)} + W_{J_2 J_2}^{(2)} \pm \Delta^{(2)}(F_0)\}. \quad (1)$$

Где введены обозначения

$$\Delta^{(2)}(F_0) = \sqrt{(\delta + W_{J_2 J_2}^{(2)} - W_{J_1 J_1}^{(2)})^2 + 4(W_{J_1 J_2}^{(2)})^2},$$

$W_{JJ'}^{(2)} = -F_0 \langle \phi_{nLJM} | z G'_E z | \phi_{nLJ'M} \rangle$ ,  $\phi_{nLJM}(\mathbf{r})$  — волновая функция атома в отсутствие поля.

Изначально роль параметра малости играет напряженность электрического поля  $F_0$ . Но в области минимума расщепления подуровней дублета (в окрестности поля антипересечения  $F_0 \sim F_A$ ) поправки к матричным элементам и энергии сравнимы с тонким расщеплением ( $W_{JJ'}^{(2)} \sim \alpha_{nL} F_0^2 \sim \delta$ , где  $\alpha_{nL}$  — поляризуемость). Поэтому расщепление  $\delta$  будем считать величиной порядка  $F_0^2$ . Таким образом, выражение (1) не является строго пропорциональным  $F_0^2$  и лишь формально описывает квадратичный эффект Штарка дублетных подуровней. Волновая функция атома в поле представляется в виде

$$\Psi \approx a_{J_1 M}^{(0)} | \phi_{nLJ_1 M} \rangle + a_{J_2 M}^{(0)} | \phi_{nLJ_2 M} \rangle, \quad (2)$$

Даже в нулевом приближении коэффициенты  $a_{JM}^{(0)}$  являются функциями напряженности поля [2]:

$$a_{J_1 M}^{(0)\pm} = \mp \operatorname{sgn}(W_{J_1 J_2}^{(2)}) a_{J_2 M}^{(0)\mp} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 \mp \frac{(\delta + W_{J_2 J_2}^{(2)} - W_{J_1 J_1}^{(2)})}{\Delta^{(2)}(F_0)} \right)} \quad (3)$$

Здесь  $\operatorname{sgn}(x) = x/|x|$  — знаковая функция. При  $F_0 = 0$  ненулевым может быть только один коэффициент  $a_{J_j}^{(0)\pm}$ , соответствующий состоянию с энергией  $\Delta E^{(2)} = \pm \delta/2$ .

Данный формализм позволяет аналитически исследовать зависимость радиационных характеристик от напряженности электрического поля, а для дублетных состояний ( $S = 1/2$ ) получить вероятность переходов в более общем виде, чем для атома гелия [2].

## 2. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ И ЭНЕРГИЯ ЩЕЛОЧНОГО АТОМА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В атомах щелочных металлов и щелочно-подобных ионов квантовые числа определяются валентным электроном. Подуровень с  $|M| = J_{\max} = L + S$  остается изолированным, и первая исчезающая поправка к энергии (1) равна

$$\Delta E^{(2)} = -\frac{F_0^2}{2} (\alpha_{nL}^{(s)} + \alpha_{nL}^{(t)}), \quad (4)$$

причем это выражение применимо к состояниям произвольной мультиплетности. Для попарно взаимодействующих подуровней полагаем  $J_1 = L - 1/2$ ,  $J_2 = L - 1/2$ , при этом в случае обратного порядка уровней ( $E_{nLJ_2} < E_{nLJ_1}$ ) величину  $\delta$  следует считать отрицательной. Техника, развитая в работе [1], позволяет разложить матричные элементы оператора возмущения  $W_{JJ'}^{(2)}$  на скалярную  $\alpha_{nL}^{(s)}$  и тензорную  $\alpha_{nL}^{(t)}$  поляризуемости произвольного дублета:

$$\begin{aligned} W_{J_1 J_1}^{(2)} &= W_{L-\frac{1}{2}L-\frac{1}{2}}^{(2)} = \\ &= -\frac{F_0^2}{2} \left( \alpha_{nL}^{(s)} + \frac{(12M^2 - 4L^2 + 1)(2L + 3)}{4L(2L - 1)(2L + 1)} \alpha_{nL}^{(t)} \right), \\ W_{J_2 J_2}^{(2)} &= W_{L+\frac{1}{2}L+\frac{1}{2}}^{(2)} = \\ &= -\frac{F_0^2}{2} \left( \alpha_{nL}^{(s)} + \frac{12M^2 - (2L + 1)(2L + 3)}{4L(2L + 1)} \alpha_{nL}^{(t)} \right), \\ W_{J_1 J_2}^{(2)} &= W_{L-\frac{1}{2}L+\frac{1}{2}}^{(2)} = -\frac{3F_0^2 M \sqrt{(2L + 1)^2 - 4M^2}}{2L(2L - 1)(2L + 1)} \alpha_{nL}^{(t)}. \end{aligned}$$

Подстановка матричных элементов  $W_{JJ'}^{(2)}$  в энергию (1) и коэффициенты суперпозиции (3) дает аналитические выражения, зависящие от квантовых чисел соответствующих подуровней (здесь не приводятся из-за громоздкости). Коэффициенты  $a_{J_j}^{(0)\pm}$  оказываются независимыми от скалярной поляризуемости, (что можно доказать для состояний произвольной мультиплетности). Чтобы избежать слагаемых, содержащих  $\operatorname{sgn}(\alpha_{nL}^{(t)})$ , в дальнейшем удобнее отказаться от  $(\pm)$ -обозначений, связанных с расположением уровней энергии (1), и нумеровать решения квантовым числом  $\lambda = 1, 2$ . Отнесем  $\lambda = 1$  к подуровню, который в исчезающем поле при  $\alpha_{nL}^{(t)} > 0$  лежит ниже.

Существует область относительно больших полей, в которых коэффициенты суперпозиции нулевого порядка стремятся к своим предельным значениям, но поправки следующих порядков теории возмущений остаются пренебрежимо малыми [2]. При  $|W_{J_1 J_2}^{(2)}| \gg \delta$  энергия подуровней и коэффициенты  $a_{JM}^{(0)}$  принимают следующий вид:

$$\Delta E_{\lambda=1(2)}^{(2)} \rightarrow -\frac{F_0^2}{2} \left( \alpha_{nL}^{(s)} + \frac{12M^2 - (2L - 1)(2L + 3)}{4L(2L - 1)} \alpha_{nL}^{(t)} + \frac{(-)^+ 3|M|}{L(2L - 1)} \alpha_{nL}^{(t)} \right);$$

$$a_{L-\frac{1}{2}M\lambda=1}^{(0)} = -\operatorname{sgn}(M) a_{L+\frac{1}{2}M\lambda=2}^{(0)} \rightarrow \sqrt{\frac{2L + 2|M| + 1}{2(2L + 1)}}, \quad (5)$$

$$a_{L-\frac{1}{2}M\lambda=2}^{(0)} = \operatorname{sgn}(M) a_{L+\frac{1}{2}M\lambda=1}^{(0)} \rightarrow \sqrt{\frac{2L - 2|M| + 1}{2(2L + 1)}}. \quad (6)$$

Как и в атоме гелия [1], на штарковских подуровнях атомов щелочных металлов может наблюдаться явление антипересечения. Если величина  $\delta$  и тензорная поляризуемость имеют разные знаки, то зависимость тонкого расщепления  $E_+^{(2)} - E_-^{(2)}$  от поля имеет минимум. Приближенное выражение (1) позволяет с хорошей точностью найти поле антипересечения подуровней с орбитальным квантовым числом  $L$ :

$$F_A = \sqrt{\frac{2L(2L - 1)\delta}{3\alpha_{nL}^{(t)}(2L + 1)}}. \quad (7)$$

В этом поле коэффициенты суперпозиции (3) принимают следующие значения

$$a_{L-\frac{1}{2}M\lambda=1}^{(0)}(F_A) = -\text{sgn}(M)a_{L+\frac{1}{2}M\lambda=2}^{(0)}(F_A) = \sqrt{\frac{2L+1-\sqrt{(2L+1)^2-4M^2}}{2(2L+1)}}, \quad (8)$$

$$a_{L-\frac{1}{2}M\lambda=2}^{(0)}(F_A) = \text{sgn}(M)a_{L+\frac{1}{2}M\lambda=1}^{(0)}(F_A) = \sqrt{\frac{2L+1+\sqrt{(2L+1)^2-4M^2}}{2(2L+1)}}. \quad (9)$$

Полученные выражения определяют волновую функцию атома в нулевом порядке (2) и позволяют проанализировать изменение вероятности радиационных переходов под действием электрического поля в аналитическом виде.

Эффект антипересечения наблюдается у большинства  $P$ -состояний атомов щелочных металлов. Зная значения тензорной поляризуемости, (например, из работы [3]) можно с хорошей точностью вычислить поле антипересечения по формуле (7). В частности, для первых  $P$ -состояний атомов щелочных металлов:  $F_A(\text{Li}, 2P)=660$  кВ/см,  $F_A(\text{Na}, 3P)=2189$  кВ/см,  $F_A(\text{K}, 4P)=3929$  кВ/см,  $F_A(\text{Rb}, 5P)=6985$  кВ/см,  $F_A(\text{Cs}, 6P)=8521$  кВ/см.

### 3. ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ПРОИЗВОЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

Основной величиной, определяющей вероятность вынужденного или спонтанного перехода между связанными состояниями,  $\Psi_i \rightarrow \Psi_f$ , является матричный элемент оператора  $\hat{v}$  ( $\hat{v}^\dagger$ ) взаимодействия атома с полем поглощаемого (излучаемого) фотона:  $\mathcal{M}_{fi} = \langle \Psi_f | \hat{v} | \Psi_i \rangle$  [5]. Вследствие (2) и (3) зависимость  $\mathcal{M}_{fi}$  от поля  $F_0$  для дипольно-разрешенных переходов между подуровнями мультиплетов, проявляется уже в нулевом приближении

$$\mathcal{M}_{fi}^{(0)}(F_0) = \langle \Psi_f^{(0)} | \hat{v} | \Psi_i^{(0)} \rangle = \sum_{J'} \sum_J a_{JM\lambda}^{(0)} a_{JM\lambda}^{(0)} \langle \phi_{n'L'JM'} | \hat{v} | \phi_{nLJM} \rangle. \quad (10)$$

Соответствующую зависимость от поля вероятности радиационного перехода, пренебрегая изменением в поле частоты пере-

хода и радиального матричного элемента, можно представить в виде:

$$\mathcal{W}_{fi}(F_0) = R_{\lambda\lambda}(F_0) \mathcal{W}_{fi}(0), \quad (11)$$

где  $\mathcal{W}_{fi}(0)$  — суммарная вероятность переходов при  $F_0 = 0$  между подуровнями тонкой структуры начального  $|nLJM\rangle$  и конечного  $|n'L'JM'\rangle$  состояний с заданными  $M$  и  $M'$ . С использованием стандартных обозначений для коэффициентов Клебша—Гордана и  $6j$ -символов [4], получается отношение вероятностей [2]

$$R_{\lambda\lambda}(F_0) = \frac{|\mathcal{M}_{fi}^{(0)}(F_0)|^2}{\sum_{JJ'} |\langle \phi_{n'L'JM'} | \hat{v} | \phi_{nLJM} \rangle|^2} = \frac{\left| \sum_J a_{JM\lambda}^{(0)} (-1)^{J+1/2} \sqrt{2J+1} \sum_{J'} a_{J'M'\lambda}^{(0)} C_{JM\lambda}^{J'M'} \left\{ \begin{matrix} L1/2J \\ J'1L' \end{matrix} \right\} \right|^2}{\sum_J (2J+1) \sum_{J'} \left( C_{JM\lambda}^{J'M'} \right)^2 \left\{ \begin{matrix} L1/2J \\ J'1L' \end{matrix} \right\}^2}. \quad (12)$$

Суммирование здесь проводится по полным моментам  $J, J'$  взаимодействующих подуровней. Так, для изолированных состояний ( $|M| = L + 1/2$ ) энергия подчиняется квадратичному эффекту Штарка (4), а относительная вероятность  $R_{\lambda\lambda} = 1$ . Рассматривая дипольно-разрешенные переходы, для определенности положим  $L' = L - 1$ .

Применим формулу (12) для случая, когда уровень  $n'L'$  изолирован, а состояние  $nL$  состоит из двух взаимодействующих подуровней. Относительная вероятность радиационного  $\pi$ -перехода принимает вид

$$R_{\lambda}^{(\pi)}(F_0) = \frac{1}{2L+1} \left( a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} - \text{sgn}(M) \sqrt{2L} a_{L+\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} \right)^2. \quad (13)$$

Для  $\sigma$ -переходов вероятность существенно зависит от изменения модуля магнитного квантового числа:

a)  $|M| = |M'| = 1/2$  ( $L = 1$ ):

$$R_{\lambda}^{(\sigma)} = \frac{1}{3} \left( \sqrt{2} a_{\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} + \text{sgn}(M) a_{\frac{3}{2}M\lambda}^{(0)} \right)^2,$$

b)  $|M'| = |M| + 1$ :

$$R_{\lambda}^{(\sigma)} = \frac{1}{2L+1} \left( \sqrt{2} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} - \text{sgn}(M) \sqrt{2L-1} a_{L+\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} \right)^2. \quad (14)$$

В достаточно большом поле, когда коэффициенты суперпозиции выходят на асимптотику (5)—(6), вероятности некоторых из переходов (13)—(14) стремятся к нулю независимо от  $L$ :

$$R_{\lambda=1}^{(\pi)} \rightarrow 0, R_{\lambda=2}^{(\pi)} \rightarrow 1, R_{\lambda=1}^{(\sigma)}(a) \rightarrow 0,$$

$$R_{\lambda=2}^{(\sigma)}(a) \rightarrow 1, R_{\lambda=1}^{(\sigma)}(b) \rightarrow 1, R_{\lambda=2}^{(\sigma)}(b) \rightarrow 0.$$

Эффект исчезновения половины компонент радиационных мультиплетов с ростом напряженности представляет собой результат “разрушения” спинорбитального взаимодействия электрическим полем и соответствует переходу с усилением поля к эффекту Штарка на бесспиновом атоме.

Другая особенность радиационных переходов на подуровнях тонкой структуры — в поле антипересечения  $nL$ -подуровней вероятности различных компонент становятся равны между собой. Подстановка коэффициентов (8)—(9) в вероятности (13)—(14) дает:

$$R_{\lambda=1}^{(\pi)}(F_A) = R_{\lambda=2}^{(\pi)}(F_A) = R_{\lambda=1}^{(\sigma)}(F_A) = R_{\lambda=2}^{(\sigma)}(F_A) = 1/2.$$

В частности, эффект совпадения вероятностей наблюдался численно для  $2P - 2S$ -линии атома Li и  $3P - 3S$ -линии атома Na в поле антипересечения  $P$ -подуровней [6].

В качестве примера на рисунке 1 показана зависимость вероятности  $n^2P \xrightarrow{\pi} n'^2S$ -перехода (13) от поля. Напряженность поля

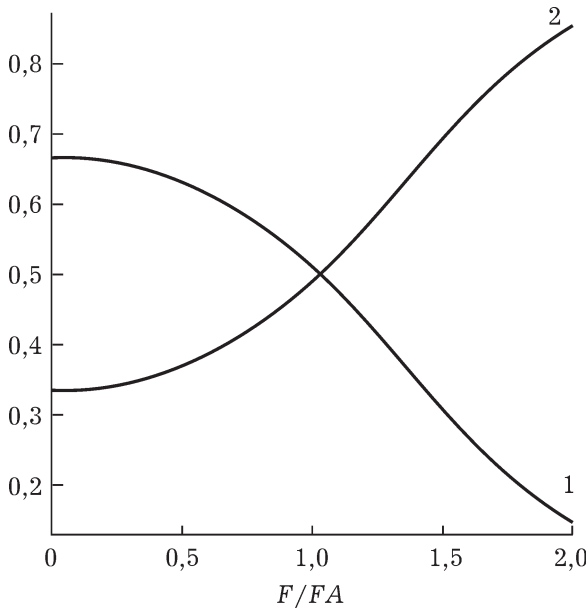


Рис. 1. Зависимость относительной вероятности  $R_\lambda$  для  $n^2P \xrightarrow{\pi} n'^2S$ -перехода от напряженности поля в низшем порядке теории возмущений. Линии 1, 2 соответствуют различным решениям  $\lambda$

откладывается в единицах  $F_A$ , что дает одинаковую зависимость для различных  $n$ .

В большинстве линий, как в начальном, так и в конечном состоянии находится по два взаимодействующих подуровня. Выражение (12) позволяет записать вероятность таких переходов для произвольного орбитального и магнитного квантовых чисел ( $M' = M + \mu$ ):

$$R_{\lambda\lambda}^{(\pi)}(F_0) = \frac{(2L-1)(2L+1)}{2((2L-1)(2L+1) - 4M^2)} \times$$

$$\times \left( \frac{\sqrt{(2L-1)^2 - 4M^2}}{2L-1} a_{L-\frac{3}{2}M\lambda}^{(0)} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} - \frac{4M}{(2L-1)(2L+1)} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} + \frac{\sqrt{(2L+1)^2 - 4M^2}}{2L+1} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} a_{L+\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} \right)^2, \quad (15)$$

$$R_{\lambda\lambda}^{(\sigma)}(F_0) = \frac{(2L-1)(2L+1)}{2(2L-2M\mu-1)} \times$$

$$\times \left( \frac{\sqrt{2L-2M\mu-3}}{2L-1} a_{L-\frac{3}{2}M\lambda}^{(0)} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} - \mu \frac{2\sqrt{2L+2M\mu+1}}{(2L-1)(2L+1)} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} + \frac{\sqrt{2L-2M\mu+1}}{2L+1} a_{L-\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} a_{L+\frac{1}{2}M\lambda}^{(0)} \right)^2. \quad (16)$$

Рассмотрим вероятности переходов дублетного атома в поле, когда условие  $|W_{J_1 J_2}^{(2)}| \gg \delta$  выполняется как для верхнего, так и для нижнего состояний. Аналитические выражения качественно зависят от того, изменяется ли при переходе знак проекции полного момента  $M$ . Для случая  $\text{sgn}(M') = \text{sgn}(M)$ :

$$R_{12}^{(\pi, \sigma)} \rightarrow 0, \quad R_{21}^{(\pi, \sigma)} \rightarrow 0;$$

$$R_{11}^{(\pi)} \rightarrow \frac{4L^2 - 4M^2 - 4|M| - 1}{2(4L^2 - 4M^2 - 1)},$$

$$R_{22}^{(\pi)} \rightarrow \frac{4L^2 - 4M^2 + 4|M| - 1}{2(4L^2 - 4M^2 - 1)}; \quad (17)$$

$$R_{11}^{(\sigma)} \rightarrow \frac{2L - 2\mu M - 2\mu \text{sgn}(M) - 1}{2(2L - 2\mu M - 1)},$$

$$R_{22}^{(\sigma)} \rightarrow \frac{2L - 2\mu M + 2\mu \text{sgn}(M) - 1}{2(2L - 2\mu M - 1)}. \quad (18)$$

В случае  $\text{sgn}(M') = -\text{sgn}(M)$  (только  $\sigma$ -линии) формулы для  $R_{\lambda\lambda}^{(\sigma)}$  получаются из



(17)–(18) заменой  $\lambda' = 1 \leftrightarrow \lambda' = 2$ , а также подстановкой  $|M| = |M'| = 1/2$ , т.к. это единственный возможный вариант. Т.е. половина линий с ростом поля исчезает.

Чтобы увидеть эффект “одинаковых вероятностей” в поле антипересечения одного из состояний, предположим, что коэффициенты суперпозиции второго состояния вышли на свои предельные значения (5)–(6). На основе формул (15)–(16) получаются вероятности различных компонент переходов. Здесь можно выделить два случая. 1) Для состояния  $nL$  выполняется условие  $|W_{J_1 J_2}^{(2)}| \gg \delta$ , а состояние  $n'L'$  находится в поле антипересечения. Такие поля существуют для большинства линий. 2) Для состояния  $n'L'$  выполняется условие  $|W_{J_1 J_2}^{(2)}| \gg \delta$ , а состояние  $nL$  находится в поле антипересечения. Такие поля можно подобрать, например для  $nD - n'P$ -линий атома Rb при  $n' > n$ . Для обоих случаев вероятности различных компонент в поле антипересечения принимают одинаковые значения. Эти выражения нет смысла приводить отдельно, поскольку они получаются из (17)–(18) делением на два.

Простейшими из переходов, когда в начальном и в конечном состояниях находится по два взаимодействующих подуровня, являются  $D - P$ -переходы. Фиксированным  $n$ ,  $n'$ ,  $M$ ,  $M'$  соответствуют четыре  $\pi$ - и восемь  $\sigma$ -линий:

$$n^2 D_{\lambda, M=\pm 1/2} \rightarrow n'^2 P_{\lambda', M'=\pm 1/2} :$$

$$R_{\lambda\lambda}^{(\pi)} = \frac{1}{105} (5\sqrt{2}a_{nD3/2}^{(0)}a_{n'P1/2}^{(0)} \pm a_{nD3/2}^{(0)}a_{n'P3/2}^{(0)} + 3\sqrt{6}a_{nD5/2}^{(0)}a_{n'P3/2}^{(0)})^2,$$

$$R_{11}^{(\pi)} \rightarrow 3/7, \quad R_{12}^{(\pi)} \rightarrow 0, \quad R_{21}^{(\pi)} \rightarrow 0, \quad R_{22}^{(\pi)} \rightarrow 4/7.$$

$$n^2 D_{\lambda, M=\pm 1/2} \rightarrow n'^2 P_{\lambda', M'=\mp 1/2} :$$

$$R_{\lambda\lambda}^{(\sigma)} = \frac{1}{60} (5\sqrt{2}a_{nD3/2}^{(0)}a_{n'P1/2}^{(0)} \pm 2\sqrt{2}a_{nD3/2}^{(0)}a_{n'P3/2}^{(0)} + 3\sqrt{3}a_{nD5/2}^{(0)}a_{n'P3/2}^{(0)})^2,$$

$$R_{11}^{(\sigma)} \rightarrow 0, \quad R_{12}^{(\sigma)} \rightarrow 1/4, \quad R_{21}^{(\sigma)} \rightarrow 3/4, \quad R_{22}^{(\sigma)} \rightarrow 0.$$

$$n^2 D_{\lambda, M=\pm 3/2} \rightarrow n'^2 P_{\lambda', M'=\pm 1/2} :$$

$$R_{\lambda\lambda}^{(\sigma)} = \frac{1}{45} (5\sqrt{2}a_{nD3/2}^{(0)}a_{n'P1/2}^{(0)} \pm \sqrt{2}a_{nD3/2}^{(0)}a_{n'P3/2}^{(0)} + 3\sqrt{2}a_{nD5/2}^{(0)}a_{n'P3/2}^{(0)})^2,$$

$$R_{11}^{(\sigma)} \rightarrow 2/3, \quad R_{12}^{(\sigma)} \rightarrow 0, \quad R_{21}^{(\sigma)} \rightarrow 0, \quad R_{22}^{(\sigma)} \rightarrow 1/3.$$

$$R_{11}^{(\sigma)} \rightarrow 2/3, \quad R_{12}^{(\sigma)} \rightarrow 0, \quad R_{21}^{(\sigma)} \rightarrow 0, \quad R_{22}^{(\sigma)} \rightarrow 1/3.$$

Если для одного состояния выполняется условие  $|W_{J_1 J_2}^{(2)}| \gg \delta$ , а второе находится в поле антипересечения, то вероятности различных компонент, соответственно, принимают равные значения, которые получаются из предельных (ненулевых) делением на два. Причем соответствие результата тому или иному решению зависит от относительного знака магнитных квантовых чисел начального и конечного состояний.

Полученные в данной работе формулы для вероятности выявляют закономерности штарковских радиационных переходов с учетом тонкой структуры щелочных атомов в аналитическом виде для произвольных  $n$  и  $L$ . Количественное описание таких линий позволяет не только прогнозировать результаты экспериментальных исследований, но и управлять процессом излучения с помощью стационарного поля, приводящего к появлению новых (запрещенных) линий в спектре испускания и поглощения и к исчезновению ряда линий, присутствующих в спектре свободного атома.

Работа выполнена при финансовой поддержке Basic Research and Higher Education Program (грант Y1-P-10-02).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болгова И.Л., Овсянников В.Д., Пальчиков В.Г., Магунов А.И., фон Oppen Г., ЖЭТФ 123, 1145 (2003); *Bolgova I.L., Ovsyannikov V.D., Pal'chikov V.G., Magunov A.I., von Oppen G.* ЖЭТФ 96, 1006 (2003).
2. Каменский А.А., Овсянников В.Д. ЖЭТФ, 2005, 127, 551 (2005).
3. Давыдкин В.А., Зон Б.А. Оптика и спектроскопия 52, 600 (1982).
4. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
5. *Bethe H.A., Salpeter E.E.* Quantum Mechanics of One- and Two-electron Atoms. Berlin: Springer, 1957; М.: Физматгиз, 1960.
6. *Stambulchik E., Maron Y.* Phys. Rev. A 56, 2713 (1997).