

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 539.184.5

*Е.В. КОРЮКИНА**, *В.И. КОРЮКИН*****ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА ДЛЯ АТОМА АРГОНА В ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

Проведено систематическое теоретическое исследование эффекта Штарка для атома аргона, находящегося под воздействием переменного циркулярно поляризованного электрического поля. Расчеты проводились методом диагонализации матрицы энергии атома в поле. Алгоритм этого метода был реализован в специальном пакете программ, написанных на FORTRANe, который был использован для компьютерного моделирования сдвигов и расщепления состояний атома аргона в электрическом поле. На основании результатов расчетов установлены закономерности в поведении сдвигов и расщепления энергетических уровней атома аргона в зависимости от электронной структуры уровней, а также от изменения напряженности и частоты электрического поля.

Ключевые слова: метод расчета динамического эффекта Штарка, циркулярно поляризованное электрическое поле, закономерности штарк-эффекта для атома аргона.

Введение

Изучение влияния электрического поля на энергетические спектры атомов и ионов является актуальной задачей спектроскопии плазмы и атомной спектроскопии. Внешнее электрическое поле возбуждает в активных средах спектры излучения, в которых наблюдается эффект Штарка, внутреннее электрическое поле плазмы также влияет на спектры излучения. Эффект Штарка широко используется при теоретическом изучении процессов, протекающих в плазме, и в целях диагностики плазмы, в частности для определения функции распределения электронов по энергиям, концентрации и температуры электронов, а также для оценки напряженности электрического поля внутри разряда [1]. Аргон является одним из представителей благородных газов, часто используемых в физике плазмы и спектроскопии, вследствие чего изучение энергетического спектра этого атома в электрическом поле представляет интерес как в чисто теоретическом плане, так и с точки зрения практических приложений. Актуальной задачей является исследование энергетического спектра атома Ar в переменном циркулярно поляризованном электрическом поле, которое реализуется в индукционном высокочастотном разряде и при лазерном возбуждении. Кроме того, решение уравнения Шредингера при циркулярной поляризации поля является частью задачи о столкновениях с заряженными частицами при низких энергиях [2].

В случае циркулярной поляризации поля нестационарное уравнение Шредингера может быть сведено к стационарному в рамках приближения вращающейся волны [3]. Несомненно, что решение стационарного уравнения Шредингера существенно проще, чем нестационарного, однако и в этом случае общий метод расчета сдвига и расщепления спектральных линий в электрическом поле произвольной напряженности и частоты отсутствует до настоящего времени [4, 5]. Применение теории возмущений ограничивается требованиями слабой напряженности электрического поля и малости расщепления энергетических уровней в поле, кроме того, резонансное и нерезонансное возмущение электрическим полем должны рассматриваться в разных приближениях. В рамках теории возмущений был получен ряд формул для сдвигов энергетических уровней в одно- и двухуровневом приближении [6], а также для случая изолированного атомного уровня (это требование удовлетворяется при частоте электрического поля $\sim 10^{15}$ Гц) в отсутствие резонансов с полем [5, 7]. Однако все полученные в [2, 4, 5, 7] формулы справедливы только для ридберговских атомов.

Теоретический подход, пригодный для расчета спектров атомов в переменном циркулярно поляризованном электрическом поле со значениями напряженности и частоты, изменяющимися в широком диапазоне, был предложен и развит в [8–10]. Этот метод, свободный от ограничений, присущих теории возмущений и позволяющий проводить расчеты в многоуровневом приближении, в данной работе прилагается к расчету динамического эффекта Штарка в атоме Ar. Следует отметить, что расчеты сдвигов и расщепления ряда спектральных линий атома аргона в электриче-

ском поле проводились и ранее [11, 12], однако, в силу сложности расчетов, систематическое изучение зависимости эффекта Штарка от частоты и напряженности электрического поля до настоящего времени не представлялось возможным. Лишь написание дополнительных модулей к пакету программ, позволяющих провести компьютерное моделирование эффекта Штарка, позволило успешно провести систематическое исследование энергетического спектра атома аргона в широком диапазоне изменения частоты и напряженности электрического поля. На основании полученных результатов были выявлены общие закономерности, присущие поведению энергетических уровней атома аргона в зависимости от электронной структуры этих уровней и от параметров электрического поля.

1. Теоретический метод

В циркулярно поляризованном электрическом поле нестационарное уравнение Шредингера записывается в виде

$$i \frac{\partial \psi_n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = (\hat{H}_0(\mathbf{r}) - eF(x \cos \omega t \pm y \sin \omega t)) \psi_n(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где ψ_n – волновая функция n -го состояния системы; $\hat{H}_0(\mathbf{r})$ – невозмущенный гамильтониан; оператор $-eF(x \cos \omega t \pm y \sin \omega t)$ описывает возмущение, вызванное взаимодействием атома с циркулярно поляризованным полем частоты ω и напряженности F . Знаки «+» и «-» соответствуют правой и левой поляризации поля соответственно. Для перехода к стационарному уравнению Шредингера воспользуемся приближением вращающейся волны [3].

В рамках этого приближения волновая функция в системе, вращающейся вокруг оси Z с частотой ω , имеет вид

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \exp(i\omega t \hat{J}_z) \psi(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где \hat{J}_z есть z -компонента оператора полного углового момента. После подстановки волновой функции (2) в уравнение (1) имеем

$$i \frac{\partial \varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \hat{Q} \varphi(\mathbf{r}, t), \quad \hat{Q} = (\hat{H}_0 - \omega \hat{J}_z \pm F \hat{D}_x). \quad (3)$$

Как видно из уравнения (3), оператор \hat{Q} не зависит от времени. Следовательно, в приближении вращающейся волны возможен переход от нестационарного уравнения Шредингера (1) к стационарному, и мы получаем

$$\hat{Q} \varphi(\mathbf{r}) = \varepsilon \varphi(\mathbf{r}), \quad \varphi(\mathbf{r}, t) = \exp(-i\varepsilon t) \varphi(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Оператор \hat{Q} есть оператор энергии атома в электрическом поле, а ε и $\varphi(\mathbf{r}, t)$ – энергия и волновая функция атома в электрическом поле во вращающейся системе координат. Вместо решения уравнения Шредингера (4) в рамках теории возмущений гораздо удобнее решить это уравнение методом диагонализации матрицы энергии, предложенным в [8, 9]. В этих работах было показано, что волновые функции и энергии атома, являющиеся решениями уравнения Шредингера (4), определяются из диагонализации матрицы энергии атома в поле с элементами

$$Q_{mn} = E_n^{(0)} \delta_{mn} - \omega \langle \varphi_m^{(0)}(\mathbf{r}) | \hat{J}_z | \varphi_n^{(0)}(\mathbf{r}) \rangle \pm F \langle \varphi_m^{(0)} | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)} \rangle, \quad (5)$$

где $\varphi_n^{(0)}$ и $E_n^{(0)}$ – волновая функция и энергия n -го состояния атома в отсутствие внешнего электрического поля; F и ω – напряженность и частота внешнего электрического поля; D_x – x -компонента оператора дипольного перехода. Диагонализация матрицы энергии с элементами (5) дает набор волновых функций и энергетический спектр для n состояний атома в электрическом поле. После диагонализации матрицы \hat{Q} мы получаем энергии ε_n и волновые функции φ_n в виде

$$\varphi_n(\mathbf{r}, t) = e^{-i\varepsilon_n t} \sum_k C_{nk} \varphi_k^{(0)}(\mathbf{r}) \quad (6)$$

для n состояний атома во внешнем электрическом поле во вращающейся системе координат. Коэффициенты C_{nk} в волновой функции (6) зависят от частоты и напряженности внешнего электрического поля. Чтобы найти средние энергии атома в первоначальной системе координат, необхо-

димо провести усреднение по периоду колебаний. После усреднения средняя энергия системы в электрическом поле в первоначальной системе координат записывается в следующем виде:

$$\bar{E}_n = \langle \psi_n(\mathbf{r}, t) | H(\mathbf{r}, t) | \psi_n(\mathbf{r}, t) \rangle = \varepsilon_n \pm \omega \langle \varphi_n(\mathbf{r}) | \hat{J}_z | \varphi_n(\mathbf{r}) \rangle. \quad (7)$$

Здесь знак « \pm » соответствует правой и левой поляризации поля. Из уравнения (7) видно, что \bar{E}_n не зависит от времени и что спектр атома в электрическом поле один и тот же при левой и правой поляризации поля, так как

$$\bar{E}_n - \bar{E}_m = \varepsilon_n - \varepsilon_m + \omega \quad (8)$$

для обоих типов поляризации. Этот результат подтверждается выводами, полученными в [5] в рамках теории возмущений.

Матричные элементы оператора D_x в уравнении (5) определяются как

$$\langle \varphi_m^{(0)} | \hat{D}_x | \varphi_n^{(0)} \rangle = \langle \gamma JM | D_x | \gamma' J' M' \rangle = \frac{(-1)^{J-M}}{\sqrt{2}} \left[\begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & -1 & M' \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 1 & M' \end{pmatrix} \right] \langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle, \quad (9)$$

где приведенные матричные элементы $\langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle$ рассчитываются в зависимости от типа связи.

В атоме Ag основное состояние $3p^6 1S_0$ рассчитывается в LS -связи, тогда как возбужденные состояния $3p^5 n l^{2S+1} [K]_J$ рассчитываются в JL -связи. Расчет приведенных матричных элементов $\langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle$ проводится по формулам

$$\begin{aligned} \langle \gamma J \| D \| \gamma' J' \rangle &= A (-1)^0 Q(T_1 T_2 J, U_1' U_2' J') \langle l \| r \| l' \rangle, \\ \langle l \| r \| l' \rangle &= (-1)^{\frac{3l+l'+3}{2}} \sqrt{\max(l, l')} \langle R_{nl} | r | R_{n'l'} \rangle; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\langle R_{nl} | r | R_{n'l'} \rangle = \int_0^\infty R_{nl}(r) r R_{n'l'}(r) r^2 dr, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \delta_{\gamma, \gamma'} \delta_{S_c, S_c'} \delta_{L_c, L_c'} \delta_{J_c, J_c'}, \quad \varphi = \frac{1}{2} + l' - J_c + J', \\ Q(J_c K J, J_c' K' J') &= \sqrt{[K][K'][J][J']} \begin{Bmatrix} K J \frac{1}{2} \\ J K' 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l K J_c \\ K' 1 \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (12)$$

– для переходов между возбужденными состояниями;

$$A = \delta_{\gamma, \gamma'} \delta_{S_c, S_c'} \delta_{L_c, L_c'},$$

$$\varphi = l + L_c - S + J,$$

$$Q(SLJ, J_c' K' J') = \sqrt{[L][S][J_c][K'][J][J']} \begin{bmatrix} L & 1 & S_c & K' \\ S & L_c & J' & l' \\ J & 1/2 & l & J_c \end{bmatrix} \quad (13)$$

– для переходов между основным и возбужденными состояниями. В формулах (12), (13) использованы следующие обозначения: S_c, L_c, J_c – квантовые числа остова атома; $\{\dots\}$ – 6j-символы; $[\dots]$ – 12j-символы II рода; $[X] = 2X+1$. Радиальный интеграл $\langle R_{nl} | r | R_{n'l'} \rangle$ из формулы (11) рассчитывается по полуэмпирической формуле, являющейся улучшенной модификацией формулы Бейтса – Дамгаард [12]. Конкретный вид полуэмпирической формулы и подробности ее получения приведены в [10].

Из вышеприведенных рассуждений видно, что предложенный теоретический подход свободен от ограничений, присущих теории возмущений, и может быть использован для расчета динамического эффекта Штарка в циркулярно поляризованном электрическом поле с напряженностью и частотой, изменяющимися в широком диапазоне. Кроме того, в рамках данного метода расчеты производятся в многоуровневом приближении, что позволяет проследить влияние взаимодействия

энергетических состояний на их поведение в электрическом поле. Наконец, этот метод позволяет рассчитывать резонансное и нерезонансное возбуждения в рамках единого подхода, а не с использованием двух разных приближений, как в теории возмущений.

2. Обсуждение результатов

Алгоритм рассмотренного теоретического подхода был реализован в специальном пакете программ, написанных на FORTRANe. Специальные модули, позволяющие провести графическую обработку рассчитанных данных, дают возможность провести исследование сдвигов и расщепления энергетических уровней атома в электрическом поле любой напряженности и частоты. В данной работе рассматривалась напряженность электрического поля в диапазоне до 10 кВ/см с различными частотами, генерируемыми реальными источниками возбуждения: $\omega = 100$ МГц (безэлектродные высокочастотные лампы (HFD) [13]), $\omega = 151,91 \cdot 10^3$ МГц (NH₃-лазер) и $\omega = 243,52 \cdot 10^4$ МГц (HCN-лазер) [14]. При расчете \hat{Q} -матрицы учитывались ns -, np -, nd - и nf -состояния с $n \leq 10$. Поведение всех рассмотренных состояний $nl[J_c, K]JM$ было исследовано как функция от частоты и напряженности электрического поля. Также была рассмотрена зависимость поведения этих состояний от степени их смешивания в электрическом поле. Рассмотрим закономерности, полученные на основании моделирования эффекта Штарка в электрическом поле различной напряженности и частоты.

Смешивание состояний в электрическом поле (ω и F фиксированы). Прежде всего, очевидно, что чем выше возбужденный уровень, т.е. чем больше главное квантовое число n внешнего электрона, тем сильнее этот уровень смешивается с другими энергетическими уровнями. Далее, как показал анализ волновых функций, степень взаимодействия штарковских состояний увеличивается с ростом орбитального квантового числа l электрона из внешней электронной оболочки. Практически беспримесными являются ns -состояния, наибольшая степень смешивания характерна для nf -состояний. При увеличении квантового числа J также наблюдается усиление взаимодействия штарковских состояний в электрическом поле.

Необходимо отметить, что поведение уровней $nl[J_c, K]J$ зависит от типа остова. При $J_c = 1/2$ энергетические состояния, стандартно обозначаемые как $nl'[K]JM$, практически не смешиваются с соседними состояниями под влиянием электрического поля даже при достаточно больших n . При $J_c = 3/2$ штарковские состояния, стандартно обозначаемые как $nl[K]JM$, сильно смешиваются в электрическом поле, и степень их смешивания быстро растет по мере увеличения главного квантового числа n . Сильное взаимодействие состояний атома Ag приводит к возникновению запрещенных линий. В частности, вследствие того, что $nd[K]JM$ -состояния имеют значительную примесь $nf[K]JM$ -состояний, а $np[K]JM$ -состояния имеют сильную примесь $nd[K]JM$ -состояний, в спектре излучения атома возможно появление линий, запрещенных по правилам отбора по квантовым числам J и M . При очень сильном взаимодействии состояний возникает проблема с их классификацией в рамках Jl -связи.

Как будет показано далее, степень взаимодействия штарковских состояний оказывает определяющее влияние на их поведение при изменении напряженности и частоты электрического поля. Зная электронную структуру рассматриваемого уровня, можно оценить степень его смешивания с другими уровнями и предсказать, как будет вести себя атом в данном состоянии в электрическом поле заданной напряженности и частоты.

Рассмотрим закономерности, выявленные в поведении энергетических состояний как функций от напряженности и частоты электрического поля.

F -зависимость состояний (ω фиксирована). В случае слабого взаимодействия штарковских состояний в поведении сдвигов и расщепления соответствующих уровней при изменении напряженности электрического поля получены следующие закономерности:

1) Зависимость сдвигов штарковских состояний от напряженности электрического поля квадратична, т.е. $\Delta E \sim F^2$, где ΔE есть сдвиг рассматриваемого состояния относительно положения этого состояния в отсутствие поля. Квадратичная зависимость известна из теории возмущений [4, 5, 7], и таким образом, полученный нами результат подтверждает адекватность используемого теоретического подхода и надежность пакета программ. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены сдвиги $np[1/2]_0$ - и $nd[1/2]_0$ -энергетических состояний атома Ag в электрическом поле частоты $\omega = 100$ МГц.

2) Сдвиг штарковских состояний в поле монотонно увеличивается с ростом главного квантового числа n внешнего электрона (рис. 1). Расщепление уровней в электрическом поле также увеличивается с ростом n .

3) Все рассмотренные ns -, ns' - и np' -состояния при увеличении напряженности электрического поля смещаются в инфракрасную область спектра, в то время как nf - и nf' -состояния смещаются в ультрафиолетовую область спектра (рис. 1 и табл. 1).

Сильное взаимодействие энергетических состояний приводит к нарушению хотя бы одной из этих закономерностей. В качестве иллюстрации на рис. 2 показано нарушение квадратичной зависимости сдвига ΔE от F и монотонности зависимости ΔE от главного квантового числа n для $nd[1/2]_0$ -состояний атома Ag при частоте электрического поля $\omega = 243,52 \cdot 10^4$ МГц. Что касается направления сдвига nd -состояний, которые сильно смешиваются в электрическом поле, они могут сдвигаться как в ИК-, так и в УФ-область спектра при увеличении напряженности электрического поля (табл. 1).

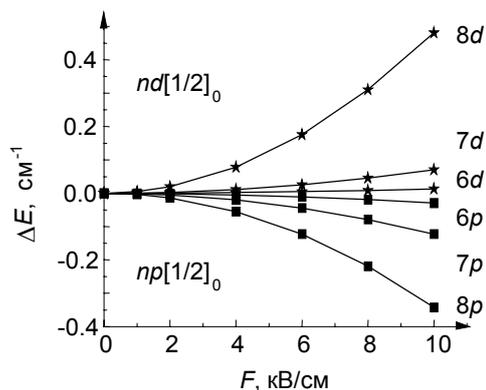


Рис. 1. Зависимость $np[1/2]_0$ - и $nd[1/2]_0$ -состояний атома Ag от напряженности электрического поля, $\omega_{\text{HFD}} = 100$ МГц (слабое взаимодействие состояний)

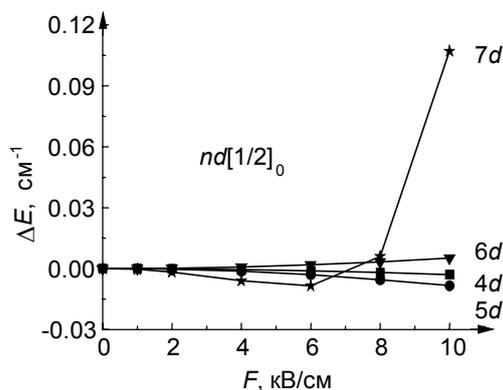


Рис. 2. Зависимость $nd[1/2]_0$ -состояний атома Ag от напряженности электрического поля, $\omega_{\text{HCN}} = 243,52 \cdot 10^4$ МГц (сильное взаимодействие состояний)

Таблица 1

Направление сдвигов ΔE (в см^{-1}) для штарковских состояний $n[K]JM$ в зависимости от частоты и напряженности электрического поля ($M = -J \dots J$)

Состояние		ω		
nl	$K; J$	HFD	NH ₃	HCN
ns'	1/2; 0, 1	ИК	ИК	ИК
np'	1/2; 0, 1	ИК	ИК	ИК
	3/2; 1, 2			
nd'	3/2; 1, 2	ИК ($n \leq 7$), УФ ($n > 7$)	ИК ($n \leq 7$), УФ ($n > 7$)	ИК ($n \leq 6$), УФ ($n > 6$)
	5/2; 2			ИК ($n \leq 7$), УФ ($n > 7$)
nf'	5/2; 2	УФ	УФ	УФ
ns	3/2; 1, 2	ИК	ИК	ИК
np	1/2; 0	ИК	ИК	ИК ($n \leq 6$), УФ ($n > 6$)
	1/2; 1			ИК ($n \leq 8$), ИК-УФ ($n > 8$)
	3/2; 1, 2			ИК ($n \leq 8$), ИК-УФ ($n > 8$)
	5/2; 2			ИК
nd	1/2; 0	УФ	УФ	УФ ($n \leq 7$), ИК-УФ ($n = 8$)
	1/2; 1	УФ ($n \neq 7$), ИК-УФ ($n = 7$)	УФ ($n \neq 7$), ИК-УФ ($n = 7$)	ИК-УФ ($n = 6, 7$), ИК ($n = 8$)
	3/2; 1	ИК	ИК	ИК-УФ ($n = 8$), УФ ($n = 7, 9$)
	3/2; 2		ИК ($n < 7$), ИК-УФ ($n = 8$)	ИК ($n = 7$), УФ ($n = 8$)
	5/2; 2		ИК	ИК ($n = 7$), УФ ($n = 8$)
nf	3/2; 1, 2	УФ	УФ	УФ
	5/2; 2			

ω -Зависимость состояний (F фиксирована). Для того чтобы изучить эффект Штарка в зависимости от изменения частоты электрического поля, потребовалось построить частотные зависимости сдвига и расщепления уровней атома аргона при фиксированной напряженности электрического поля. Эти зависимости для ряда уровней при напряженности электрического поля $F = 10$ кВ/см приведены в табл. 2 и 3. В этих таблицах ΔE есть сдвиг энергетического уровня относительно его положения в отсутствие электрического поля, а ΔE_{Split} – максимальное расщепление энергетического уровня, рассчитанное как разность между состояниями с наибольшим и наименьшим отклонением от невозмущенного положения.

Результаты моделирования позволили выявить следующие закономерности в поведении сдвигов и расщепления уровней атома Ag при изменении частоты электрического поля:

1) В отсутствие взаимодействия штарковских состояний в электрическом поле расщепление и сдвиг энергетического уровня не зависят от частоты электрического поля. В качестве иллюстрации данной закономерности приведены результаты расчета для уровней $6s'[1/2]_0$, $5d[1/2]_0$ (табл. 2) и $6s[3/2]_1$ (табл. 3).

2) При слабом взаимодействии штарковских состояний увеличение частоты электрического поля приводит к уменьшению расщепления уровней и сдвига этих состояний. В качестве иллюстрации в табл. 2 и 3 приведены результаты расчета сдвигов и расщепления уровней $nl'[1/2]_0$, $nl'[K]_J$ (за исключением $8p'[3/2]_2$). Такой вывод не противоречит теории возмущений, так как, согласно этой теории, увеличение частоты электрического поля приводит к тому, что в оптическом пределе (при $\omega \sim 10^{15}$ Гц) уровень атома в поле может рассматриваться как изолированный, т.е. его взаимодействием с соседними уровнями можно пренебречь [5]. При сильном взаимодействии состояний эта закономерность нарушается (см. результаты расчета сдвигов и расщепления уровней $nl[1/2]_0$, $8p'[3/2]_2$, $nl[K]_J$, за исключением $6s[3/2]_1$ - и $5d[1/2]_0$ -уровней, в табл. 2 и 3).

3) При слабом взаимодействии штарковских состояний увеличение частоты электрического поля не приводит к смене направления сдвига уровней и состояний в электрическом поле, тогда как при сильном взаимодействии смена направления сдвига является характерным явлением (см. результаты расчета для np - и nd -состояний в табл. 2 и 3, а также результаты табл. 1).

Таблица 2

Зависимость сдвига ΔE (в см^{-1}) штарковских состояний $nl[K]_0$ ($M = 0$) от частоты электрического поля ($F = 10$ кВ/см)

Состояние	ω			Состояние	ω		
	HFD	NH ₃	HCN		HFD	NH ₃	HCN
$6s'[1/2]_0$	-0,014	-0,014	-0,014	$6p[1/2]_0$	-0,029	-0,054	-0,053
$7s'[1/2]_0$	-0,063	-0,063	-0,062	$8p[1/2]_0$	-0,342	-0,833	+0,842
$8s'[1/2]_0$	-0,205	-0,205	-0,196	$9p[1/2]_0$	-0,974	-6,306	+0,820
$6p'[1/2]_0$	-0,029	-0,029	-0,029	$5d[1/2]_0$	-0,008	-0,008	-0,008
$8p'[1/2]_0$	-0,342	-0,342	-0,313	$7d[1/2]_0$	+0,070	+0,070	+0,107
$9p'[1/2]_0$	-0,974	-0,973	-0,718	$8d[1/2]_0$	+0,481	+0,478	-2,122

Таблица 3

Зависимость расщепления ΔE_{Split} (в см^{-1}) уровней $nl[K]_J$ от частоты электрического поля ($F = 10$ кВ/см)

Состояние	ω			Состояние	ω		
	HFD	NH ₃	HCN		HFD	NH ₃	HCN
$8s'[1/2]_1$	-0,033	-0,017	-0,016	$6s[3/2]_1$	-0,001	-0,001	-0,001
$8p'[1/2]_1$	-0,074	-0,037	-0,030	$9s[3/2]_2$	-0,133	-0,068	-0,327
$8p'[3/2]_1$	-0,083	-0,044	-0,033	$8p[1/2]_1$	-0,093	-0,047	-0,058
$8p'[3/2]_2$	-0,022	-0,014	-0,016	$8p[3/2]_2$	-0,201	-0,102	-0,112
$7d'[3/2]_2$	-0,173	-0,088	+0,446	$8d[1/2]_1$	+5,273	+3,906	-10,918
$7d'[5/2]_2$	-0,174	-0,092	-0,131	$8d[5/2]_2$	-0,192	-0,083	+4,648
$4f'[5/2]_2$	+0,014	+0,009	+0,009	$4f[5/2]_2$	+0,018	+0,010	+0,058

Что касается состояний с $J \geq 3$, они также были рассчитаны в рамках предложенного подхода. Однако эти состояния настолько сильно взаимодействуют с другими состояниями, что их класси-

фикация в рамках J -связи не представляется возможной, и поведение таких состояний в электрических полях различной напряженности и частоты каждый раз требует индивидуального рассмотрения.

Заключение

Полученные результаты представляют интерес как с теоретической точки зрения, так и для решения практических задач спектроскопии. Данные моделирования позволили выявить закономерности, присущие поведению штарковских состояний атома Ag при изменении частоты и напряженности электрического поля. При этом удалось показать, что ключевую роль в поведении сдвигов состояний и расщепления энергетических уровней в поле играет взаимодействие штарковских состояний, которое определяется электронной структурой уровня. Результаты моделирования могут быть использованы для объяснения процессов, протекающих в плазме, для диагностики плазмы, а также для решения задач спектроскопии.

Следует отметить, что квадратичная зависимость сдвигов штарковских состояний хорошо известна из теории возмущений, и эта закономерность подтверждается в рамках рассмотренного теоретического подхода. Все остальные закономерности, найденные в данной работе, получены впервые.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gavrilenko V.P., Ochkin V.N., and Tskhai S.N. // Proc. of SPIE. – 2002. – V. 4460. – P. 207–229.
2. Vrinceanu D. and Flannery M.R. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2000. – V. 33. – No. 20. – P. L721–L728.
3. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46. – № 3. – С. 1091–1097.
4. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. // УФН. – 1999. – Т. 169. – № 7. – С. 753–772.
5. Рапопорт Л.Б., Зон Б.А., Манаков Н.Л., Теория многофотонных процессов в атомах. – М.: Атомиздат, 1978. – 182 с.
6. Кочанов В.П. // Опт. и спектр. – 1998. – Т. 84. – № 1. – С. 9–16.
7. Делоне Н.Б., Зон Б.А., Крайнов В.П., Ходовой В.А. // УФН. – 1976. – Т. 120. – № 7. – С. 1–54.
8. Корюкина Е.В. // Изв. вузов. Физика. – 2003. – Т. 46. – № 11. – С. 3–9.
9. Корюкина Е.В. // Изв. вузов. Физика. – 2005. – Т. 48. – № 9. – С. 3–11.
10. Koryukina E.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – No. 17. – P. 3296–3303.
11. Koryukina E.V. // Proc. of 25th PIERS Symposium. – Beijing, China, 2009. – P. 1161–1165.
12. Bates D.R. and Damgaard A. // Philos. Trans. Roy. Soc. – 1949. – V. A242. – P. 101–122
13. Revalde G. and Skudra A. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1998. – V. 31. – No. 23. – P. 3343–3348.
14. Прохоров А.М. Справочник по лазерам. Т. 1. – М.: Сов. радио, 1978. – 504 с.

*Национальный исследовательский

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

**Сибирский государственный медицинский университет, г. Томск, Россия

E-mail: evk@phys.tsu.ru

Поступила в редакцию 01.06.11.