

Моделирование спектра излучения неона в высокочастотном разряде и лазерных полях для переходов с $J = 0, 1$

Е.В. Корюкина¹, В.И. Корюкин^{2*}

¹Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Сибирский государственный медицинский университет
634050, г. Томск, Московский тракт, 2

Поступила в редакцию 27.03.2008 г.

Проведено теоретическое исследование спектра излучения неона (динамического эффекта Штарка и вероятностей переходов) в зависимости от частоты и напряженности электрического поля, генерируемого в высокочастотном разряде и при лазерном возбуждении. Был обнаружен и исследован ряд закономерностей в поведении изучаемых характеристик. Показано, что вероятности переходов для штарковских энергетических уровней имеют полиномиальную зависимость от напряженности электрического поля. Найдено, что взаимодействие энергетических уровней в поле приводит к появлению аномалий в спектре излучения и к анизотропии вероятностей переходов.

Ключевые слова: спектры излучения, атом Ne, высокочастотный разряд, лазерные поля.

Введение

Электрическое поле в газовом разряде и вероятности переходов являются одними из наиболее важных характеристик разряда. Эти характеристики используются для теоретического изучения процессов, протекающих в плазме, а также в целях диагностики плазмы. Особый интерес представляет изучение спектра излучения благородных газов, поскольку эти газы широко используются в физике плазмы. В частности, актуальной задачей является исследование спектров излучения благородных газов в циркулярно поляризованном переменном электрическом поле, которое реализуется в высокочастотном разряде и при лазерном возбуждении. Спектры атомов в переменном электрическом поле определяются из нестационарного уравнения Шредингера. Методы решения этого уравнения для циркулярно поляризованного электрического поля и возникающие при этом проблемы широко обсуждались в литературе, см. [1–5] и ссылки в них.

В данной статье для получения волновых функций атомов в циркулярно поляризованном электрическом поле используется теоретический метод, предложенный и развитый в [5, 6]. Этот метод, свободный от ограничений, присущих теории возмущения, позволяет провести исследование зависимости сдвига и расщепления спектральных линий атомов и ионов, а также вероятностей переходов между штарковскими уровнями от частоты и напряженности электри-

ческого поля. Данная статья является продолжением цикла работ, инициированных проектом INTAS № 01-0200, в которых были исследованы спектры излучения атомов He [7], Ar [8] и Kr [9] в различных диапазонах частоты и напряженности электрического поля.

Метод расчета

В случае циркулярно поляризованного электрического поля 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 [10].

Чтобы перейти к системе координат, вращающейся вокруг оси Z с частотой ω , введем волновую функцию в этой координатной системе

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

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

* Елена Владимировна Корюкина; Владимир Иванович Корюкин (evk@phys.tsu.ru).

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

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 получим

$$\hat{Q}\varphi(\mathbf{r}) = \varepsilon\varphi(\mathbf{r}), \quad (4)$$

$$\varphi(\mathbf{r},t) = \exp(-i\varepsilon t)\varphi(\mathbf{r}), \quad (5)$$

где \hat{Q} — оператор энергии атома в электрическом поле; ε и $\varphi(\mathbf{r},t)$ — энергия и волновая функция атома в электрическом поле во вращающейся системе координат, которые можно найти, воспользовавшись стационарной теорией возмущения. Вместо решения уравнения Шредингера (4) в рамках теории возмущения используем подход, предложенный и развитый в [5, 6].

В этих работах было показано, что волновые функции и энергии атома, являющиеся решениями уравнения Шредингера (4), определяются из диагонализации матрицы \hat{Q} . Эта матрица может быть получена в представлении невозмущенных волновых функций $\varphi_n^{(0)}$, рассчитанных в отсутствие внешнего электрического поля. В таком представлении матричные элементы оператора энергии \hat{Q} записываются как

$$Q_{mn} = E_n^{(0)}\delta_{mn} - \omega\langle\varphi_m^{(0)}(\mathbf{r})|\hat{J}_z|\varphi_n^{(0)}(\mathbf{r})\rangle \pm \pm F\langle\varphi_m^{(0)}|\hat{D}_x|\varphi_n^{(0)}\rangle, \quad (6)$$

где $E_n^{(0)}$ — 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 (6) дает набор волновых функций и энергетический спектр для n состояний атома в электрическом поле. После диагонализации матрицы \hat{Q} получаем энергии ε_n и волновые функции в виде

$$\varphi_n(\mathbf{r},t) = \exp(-i\varepsilon_n t)\sum_k C_{nk}\varphi_k^{(0)}(\mathbf{r}) \quad (7)$$

для n состояний атома во внешнем электрическом поле во вращающейся системе координат. Коэффициенты C_{nk} в волновой функции (7) зависят от частоты и напряженности внешнего электрического поля. Чтобы найти средние энергии атома в первоначальной системе координат, необходимо провести усреднение по периоду колебаний. После этой операции средняя энергия системы в электрическом поле в первоначальной системе координат определяется следующей формулой:

$$\begin{aligned} \bar{E}_n &= \langle\psi_n(\mathbf{r},t)|H(\mathbf{r},t)|\psi_n(\mathbf{r},t)\rangle = \\ &= \varepsilon_n + \omega\langle\varphi_n(\mathbf{r})|\hat{J}_z|\varphi_n(\mathbf{r})\rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Из уравнения (8) следует, что \bar{E}_n не зависит от времени.

Матричные элементы оператора D_x определяются следующим образом:

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

где приведенные матричные элементы $\langle\gamma J\|D\|\gamma'J'\rangle$ рассчитываются в зависимости от типа связи. Для атома Ne реализуется JL -связь, подробности расчета элементов $\langle\gamma J\|D\|\gamma'J'\rangle$ приведены в [8, 9].

Далее волновые функции и энергии, определенные из диагонализации \hat{Q} -матрицы, используются для расчета вероятностей спонтанных переходов в электрическом поле. В дипольном приближении вероятность спонтанного излучения фотона в элемент телесного угла $d\Omega$ при переходе из $|n\rangle$ состояния в $|m\rangle$ состояние с поляризацией \mathbf{e}_q определяется формулой [11]:

$$A_q = \frac{\omega^3}{\hbar c^3}|\mathbf{e}_q\langle\Psi_n|\mathbf{D}|\Psi_m\rangle|^2 d\Omega, \quad (10)$$

где ω — частота перехода; \mathbf{e}_q — вектор поляризации; $\mathbf{D} = -e\sum_i \mathbf{r}_i$ — дипольный момент атома; Ψ_n и Ψ_m — волновые функции n -го и m -го состояний атома во внешнем электрическом поле. На основании формулы (10) полная вероятность перехода из состояния n в состояние m для излучения, поляризованного по направлению \mathbf{e}_q и усредненного по всем возможным ориентациям в пространстве вектора \mathbf{D} , рассчитывается по формуле

$$A_{nm} = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3}\sum_q |\langle\Psi_n|D_q|\Psi_m\rangle|^2, \quad (11)$$

где D_q — циклические компоненты вектора D . Волновые функции Ψ_n и Ψ_m определяются из диагонализации матрицы энергии \hat{Q} с матричными элементами (6). После подстановки волновых функций Ψ_n и Ψ_m в выражение (11) и использования теоремы Вигнера—Эккарта выражение для вероятности $JM \rightarrow J'M'$ -перехода между магнитными подуровнями примет вид

$$\begin{aligned} A(JM \rightarrow J'M') &= \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3}|D_{JM,J'M'}|^2, \\ D_{JM,J'M'} &= \sum_q \left| \sum_{ij} C_i^{(JM)*} C_j^{(J'M')} (-1)^{J_i - M_i} \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_j \\ -M_i & q & M_j \end{pmatrix} \right| \times \\ &\times \langle\gamma_i J_i\|D\|\gamma_j J_j\rangle, \end{aligned} \quad (12)$$

где $C_i^{(JM)}$ и $C_j^{(J'M')}$ – коэффициенты разложения волновых функций для атома в поле по невозмущенным волновым функциям $\phi_j^{(0)}(\gamma_j J_j M_j)$; $\omega_{JM, J'M'}$ – частота $JM \rightarrow J'M'$ -перехода.

Как правило, существующие методики эксперимента не позволяют измерить расщепление между магнитными подуровнями и определить соответствующие вероятности переходов, поэтому следует провести расчет вероятностей $J \rightarrow J'$ -переходов между энергетическими уровнями. Эти вероятности рассчитываются по формуле

$$A(J \rightarrow J') = \frac{1}{2J+1} \sum_{MM'} A(JM \rightarrow J'M'). \quad (13)$$

Рассмотрим результаты, полученные в рамках данного теоретического подхода.

Обсуждение результатов

Вышеописанный метод был использован для моделирования спектра излучения неона в высокочастотном разряде и в лазерных полях. При расчете \hat{Q} -матрицы учитывались ns -, np -, nd - и nf -состояния с $n \leq 10$. Таким образом, в расчете матрицы энергии атома неона в электрическом поле учитывались 267 энергетических уровней (1309 магнитных подуровней). Были исследованы переходы между штарковскими уровнями с $J, J' = 0, 1$. Напряженность электрического поля рассматривалась в диапазоне до 10 кВ/см со следующими частотами: $\omega = 100$ МГц для высокочастотного разряда [12], $\omega = 151,31 \cdot 10^3$ МГц для NH_3 -лазера и $\omega = 243,52 \cdot 10^4$ МГц для HCN -лазера [13]. В основном рассматривались спектральные линии в видимой части спектра.

Прежде всего, на основании расчетов были выявлены два возможных варианта поведения спектральных линий в электрическом поле. Первый вариант поведения демонстрируют линии, соответствующие переходам $nl'_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml'_2[K_2]J_2M_2$. В электрическом поле эти линии претерпевают сдвиг, который пропорционален F^2 , и расщепление, которое медленно убывает с ростом частоты поля. Спектральные линии, соответствующие переходам из состояния M в состояния $+M'$ и $-M'$, совпадают. Как показал анализ волновых функций, такое поведение объясняется тем, что энергетические уровни $nl'[K]JM$, даже очень высокие, практически не смешиваются с соседними уровнями под влиянием электрического поля.

Второй вариант поведения наблюдается для спектральных линий, соответствующих $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$ -переходом. В отличие от предыдущего случая $nl'[K]JM$ -уровни смешиваются в электрическом поле, и степень их смешивания растет по мере увеличения главного квантового числа n энергетического уровня, с которого происходит переход на нижележащие состояния. Кроме того, степень смешивания штарковских уровней увеличивается с ростом напряженности электрического поля и сильно

зависит от его частоты. Вследствие этого смешивания спектральные линии, соответствующие переходам из состояния M в состояния $+M'$ и $-M'$, более не совпадают. При слабом взаимодействии штарковских уровней сдвиг $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$ -линий по-прежнему квадратичен по напряженности электрического поля, а увеличение частоты поля приводит к уменьшению сдвига и расщепления энергетических уровней атома неона. Сильное же взаимодействие энергетических уровней приводит к нарушению квадратичной зависимости сдвига спектральных линий от напряженности поля, появлению аномалий в спектре излучения и возникновению запрещенных линий. Самое сильное смешивание подуровней наблюдается для спектральных линий $nd[K_1]J_1M_1 \rightarrow mp[K_2]J_2M_2$, так как $nd[K]JM$ -состояния имеют значительную примесь $nf[K]JM$ -состояний, а $np[K]JM$ -состояния имеют сильную примесь $nd[K]JM$ -состояний.

В качестве иллюстрации всего вышесказанного на рис. 1 приведены сдвиг и расщепление спектральных линий $9s[3/2]_1-3p[3/2]_1$ и $7d[3/2]_1-3p[1/2]_1$ для атома Ne в электрическом поле различной частоты. Сдвиг штарковских уровней в поле определяется как величина $\Delta E = E - E_0$, где E – положение рассматриваемой линии в электрическом поле и E_0 – положение этой линии в отсутствие поля. Результаты, аналогичные приведенным на рис. 1, получены для всех остальных исследованных линий.

Далее рассчитанные волновые функции и энергии атома в поле были использованы для изучения зависимости вероятностей переходов в спектре неона от частоты и напряженности электрического поля. Сравнение вероятностей переходов, рассчитанных в отсутствие электрического поля, с точными данными [14] (табл. 1) показало хорошее согласие, что свидетельствует о надежности метода расчета.

После проверки точности расчета, в рамках предложенного метода по формуле (12) были рассчитаны вероятности $nlJM-n'l'J'M'$ -переходов между штарковскими уровнями в электрическом поле различной напряженности и частоты. Полученные результаты приведены в табл. 2.

Из табл. 2 следует, что вероятности всех $nl'_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml'_2[K_2]J_2M_2$ -переходов практически нечувствительны к изменению частоты и напряженности электрического поля. С ростом напряженности электрического поля вероятности подавляющего большинства этих переходов убывают, причем переходы с одного штарковского уровня на уровни с квантовыми числами $+M$ и $-M$ имеют либо одинаковые, либо почти одинаковые вероятности.

Совершенно иное поведение обнаруживают вероятности $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$ -переходов. Даже при слабом смешивании штарковских уровней этого типа обнаруживается зависимость вероятностей переходов от напряженности и частоты электрического поля. Если же степень смешивания энергетических уровней велика, вероятности переходов между штарковскими уровнями могут не только убывать, но и возрастать при увеличении напряженности электрического поля. При этом переходы с одного

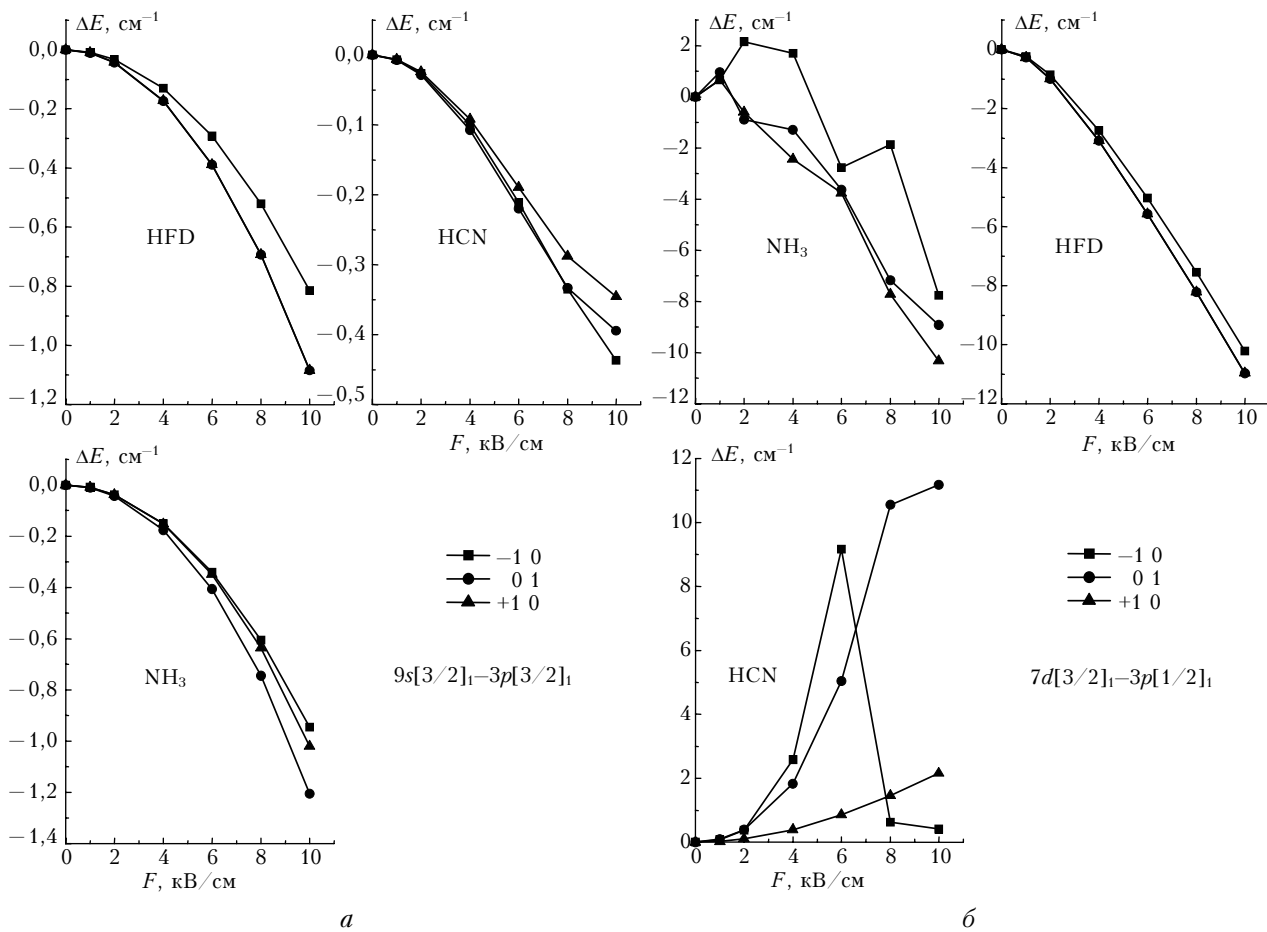


Рис. 1. Зависимость эффекта Штарка от частоты и напряженности электрического поля (M и M' приведены в рамке): спектральная линия $\lambda = 455,387$ нм (слабое смешивание подуровней) (а) и $426,892$ нм (сильное смешивание подуровней) (б)

Таблица 1
Вероятности $n l J M - n' l' J' M'$ -переходов
в отсутствие электрического поля, 10^6 с^{-1}

Переход $i \rightarrow k$	λ , нм	A_{ik}	
		Данная работа	[14]
$5d[3/2]_1 - 3p[3/2]_1$	515,586	1,80	1,9
$5d'[3/2]_1 - 3p'[3/2]_1$	512,193	0,58	0,56
$4d[3/2]_1 - 3p[3/2]_1$	591,527	4,60	4,5
$4d[1/2]_1 - 3p[1/2]_0$	622,746	2,18	2,4
$5d[1/2]_1 - 3p[1/2]_1$	471,018	3,52	4,2
$4p'[1/2]_1 - 3s'[1/2]_1$	359,466	0,87	0,66
$5d'[3/2]_1 - 3p'[1/2]_1$	512,193	1,07	1,3
$4d[1/2]_1 - 3p[1/2]_1$	534,258	8,41	11
$5s[3/2]_1 - 3p[1/2]_1$	566,412	0,52	0,69

энергетического подуровня на другие подуровни с квантовыми числами $+M$ и $-M$ имеют, как правило, различные вероятности. Таким образом, для вероятностей $n l_1 [K_1] J_1 M_1 \rightarrow m l_2 [K_2] J_2 M_2$ -переходов наблюдается анизотропия, которая может оказаться весьма значительной. В качестве иллюстрации на рис. 2 приводится зависимость вероятностей переходов между магнитными подуровнями от частоты

и напряженности электрического поля для спектральной линии $7d[3/2]_1 - 3p[1/2]_1$.

Аналогичные зависимости были получены и для других спектральных линий.

Такое же исследование было проведено для вероятностей $J \rightarrow J'$ -переходов. Вероятности $A_{JJ'}$ рассчитывались по формуле (13) при различных значениях напряженности и частоты электрического поля. Результаты исследования для спектральных линий $8d[1/2]_0 - 3p[3/2]_1$ (со слабым смешиванием энергетических подуровней) и $7d[1/2]_0 - 3p[3/2]_1$ (с сильным смешиванием подуровней) приведены на рис. 3.

Видно, что в случае слабого взаимодействия подуровней вероятности $A_{JJ'}$ плавно убывают с ростом напряженности электрического поля (рис. 3, а). При этом зависимость $A_{JJ'}$ от напряженности поля носит полиномиальный характер. В высокочастотном разряде полином является кубическим

$$A_{JJ'} = a + bF + cF^2 + dF^3,$$

тогда как при частоте NH_3 -лазера полином имеет уже четвертый порядок, а именно:

$$A_{JJ'} = a + bF + cF^2 + dF^3 + eF^4.$$

Вероятности $nJM-n'J'M'$ -переходов в высокочастотном разряде (HFD) и лазерных полях (NH_3 - и HCN -лазеры), 10^6 c^{-1}

Переход $i \rightarrow k$	λ , нм (при $F = 0$)	A_{ik} (при $F = 0$)	ω	$M \rightarrow M'$	A_{ik}	
					$F = 2 \text{ кВ/см}$	$F = 10 \text{ кВ/см}$
$9s[1/2]_0-3p[1/2]_1$	458,428	0,246	HFD	$0 \rightarrow \pm 1$	0,082	0,082
			NH_3	$0 \rightarrow \pm 1$	0,082	0,082
			HCN	$0 \rightarrow +1$	0,082	0,084
			HCN	$0 \rightarrow -1$	0,082	0,079
$9p[1/2]_0-3s[1/2]_1$	268,755	0,113	HFD	$0 \rightarrow \pm 1$	0,038	0,036
			NH_3	$0 \rightarrow \pm 1$	0,038	0,036
			HCN	$0 \rightarrow \pm 1$	0,037	0,036
$9d[3/2]_1-3p[1/2]_0$	490,676	0,079	HFD	$0 \rightarrow \pm 1$	0,079	0,078
			NH_3	$0 \rightarrow \pm 1$	0,079	0,078
			HCN	$0 \rightarrow \pm 1$	0,079	0,078
$9s[3/2]_1-3p[3/2]_1$	455,387	0,223	HFD	$+1 \rightarrow 0$	0,112	0,113
			HFD	$-1 \rightarrow 0$	0,112	0,110
			HFD	$0 \rightarrow \pm 1$	0,112	0,110
			NH_3	$\pm 1 \rightarrow 0$	0,112	0,111
			NH_3	$0 \rightarrow \pm 1$	0,112	0,109
			HCN	$\pm 1 \rightarrow 0$	0,112	0,112
HCN	$0 \rightarrow \pm 1$	0,110	0,110			

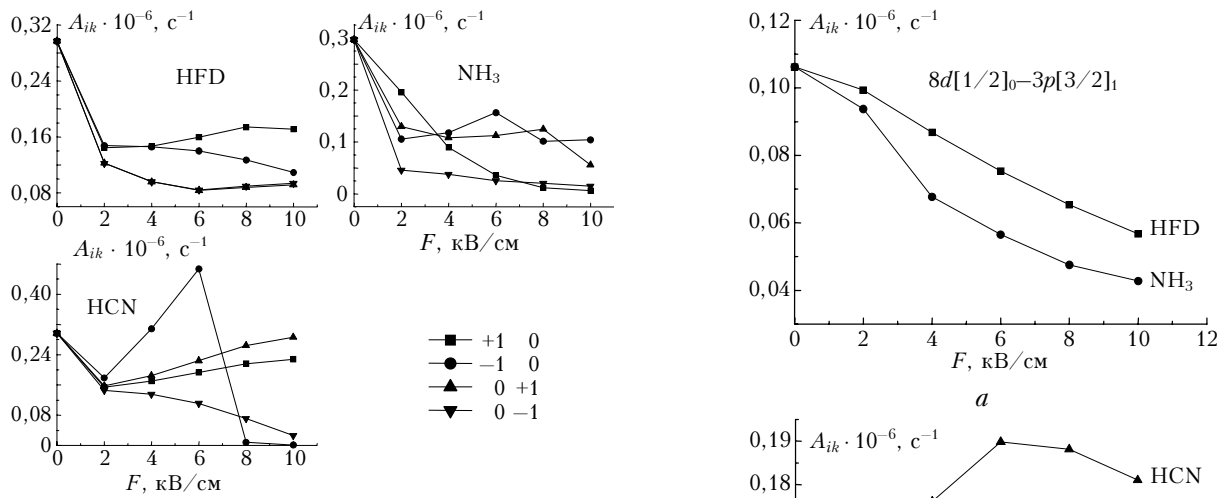


Рис. 2. Зависимость вероятностей переходов от частоты и напряженности электрического поля (M и M' приведены в рамке) для спектральной линии $7d[3/2]_1-3p[1/2]_1$, $\lambda = 426,892 \text{ нм}$

В случае сильного взаимодействия подуровней (рис. 3, б), как и следовало ожидать, вероятности $J \rightarrow J'$ -переходов как возрастают, так и убывают с ростом напряженности электрического поля при различных значениях частоты поля. Однако они по-прежнему удовлетворяют найденным полиномиальным зависимостям, т.е. в высокочастотном разряде — кубичный полином, при частоте NH_3 -лазера — полином четвертой степени, при частоте HCN -лазера кривая изменения вероятностей все еще неплохо аппроксимируется полиномом четвертого порядка.

Опираясь на предыдущие исследования [7, 9], можно предположить, что при увеличении частоты электрического поля до порядка 10^7 МГц порядок полинома увеличится еще на единицу, т.е. будем иметь $A_{JJ'} = a + bF + cF^2 + dF^3 + eF^4 + fF^5$. Такие же полиномиальные зависимости получены для всех

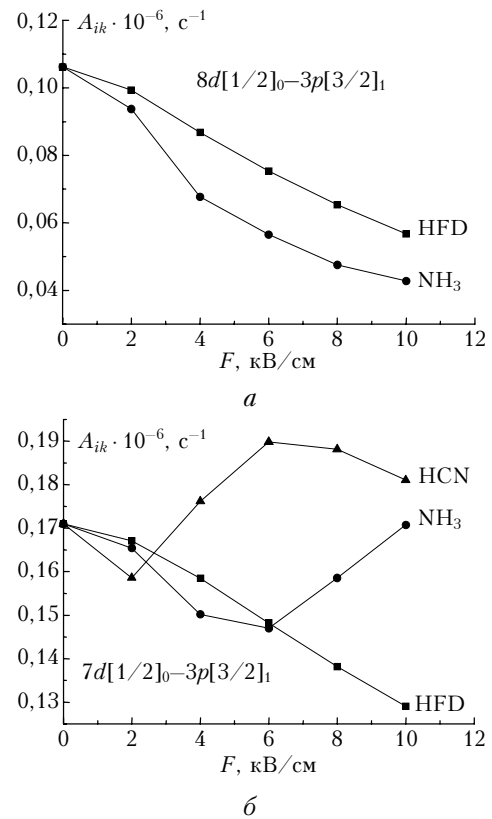


Рис. 3. Зависимость вероятностей переходов $A_{JJ'}$ от частоты и напряженности электрического поля: спектральная линия $\lambda = 452,924 \text{ нм}$ (слабое смешивание подуровней) (а) и $426,892 \text{ нм}$ (сильное смешивание подуровней) (б)

исследованных вероятностей переходов $A_{JJ'}$. Закономерности, полученные при моделировании спектра неона, отлично согласуются с результатами моделирования спектров излучения других благородных газов He , Ar и Kr , полученных ранее [7–9].

Заклучение

Общий анализ расчетов позволил выявить ряд закономерностей для спектра излучения неона в высокочастотном разряде и лазерных полях. Показано, что спектральные линии, соответствующие переходам $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$ и $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$ демонстрируют совершенно разное поведение при изменении как напряженности, так и частоты внешнего электрического поля. Увеличение напряженности электрического поля приводит к обычному сдвигу и расщеплению спектральных линий, соответствующих переходам $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$. Сдвиг линий пропорционален F^2 , расщепление уровней убывает с ростом частоты поля. В то же время для спектральных линий, соответствующих переходам $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$, увеличение напряженности и частоты электрического поля приводит к аномалиям в сдвиге и расщеплении этих линий. Причиной несхожести поведения этих двух типов линий является различие в степени смешивания энергетических уровней в электрическом поле.

Эта же причина лежит в основе различия в поведении вероятностей переходов при изменении частоты и напряженности электрического поля. Вероятности $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$ -переходов практически не зависят от изменения частоты и напряженности электрического поля и являются равновероятными для $M \rightarrow \pm M'$ -переходов, в то время как вероятности $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$ -переходов могут как убывать, так и возрастать с ростом напряженности и частоты поля. Сильное взаимодействие энергетических уровней приводит к анизотропии вероятностей переходов $nl_1[K_1]J_1M_1 \rightarrow ml_2[K_2]J_2M_2$. Наконец, была выявлена полиномиальная зависимость вероятностей $J \rightarrow J'$ -переходов от напряженности электрического поля, причем оказалось, что степень полинома растет с увеличением частоты поля.

Полученные теоретические результаты могут быть использованы для объяснения физических процессов, происходящих в плазме, сгенерированной в циркулярно поляризованном переменном электрическом поле. В частности, на основании рассчитан-

ных данных можно установить напряженность электрического поля внутри разряда, прояснить механизмы заселения возбужденных уровней и причины изменения интенсивности спектральных линий. Кроме того, полученные закономерности также могут быть полезны при моделировании новых световых источников и источников возбуждения.

1. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Динамический штарковский сдвиг атомных уровней // Успехи физ. наук. 1999. Т. 169. № 7. С. 753–772.
2. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1978. 288 с.
3. Манаков Н.Л., Рапопорт Л.Б., Фанштейн А.Г. Квазиэнергетические состояния плоского ротатора в поле циркулярно поляризованной волны // Теор. и мат. физ. 1977. Т. 30. № 3. С. 395–407.
4. Рапопорт Л.Б., Зон Б.А., Манаков Н.Л. Теория многофотонных процессов в атомах. М.: Атомиздат, 1978. 182 с.
5. Корюкина Е.В. Закономерности динамического эффекта Штарка в благородных газах // Изв. вузов. Физ. 2005. № 9. С. 3–11.
6. Корюкина Е.В. Многоуровневое приближение в расчете динамического эффекта Штарка для атома гелия // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 2–3. С. 151–156.
7. Корюкина Е.В. Расчет вероятностей перехода и времени жизни состояний атома гелия в переменном электрическом поле // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 7. С. 581–587.
8. Koryukina E. V. Modelling of the dynamic Stark effect and calculation of the transition probabilities for an Ar atom // J. Phys. D. 2005. V. 38. N 17. P. 3296–3303.
9. Koryukina E. V. Investigation of the regularities of the transition probabilities for a Kr atom in an alternating electric field // Proc. SPIE. 2006. V. 6263. P. 175–185.
10. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. Возбуждение и ионизация атомов в сильном поле излучения // Ж. эксперим. и теор. физ. 1964. Т. 46. Вып. 3. С. 1091–1097.
11. Юцис А.П., Савукина А.Ю. Математические основы теории атома. Вильнюс: Мокслас, 1973. 479 с.
12. Skudra A., Revalde G., Mathematical modelling of the spectral line profiles in the high-frequency discharge // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1999. V. 61. N 6. P. 717–728.
13. Прохоров А.М. Справочник по лазерам. Т. 1. М.: Сов. радио, 1978. 504 с.
14. <http://www.nist.gov>

E. V. Koryukina, V. I. Koryukin. Simulation of the neon emission spectrum in a high-frequency discharge and laser fields for transitions with $J = 0.1$.

The dependence of the neon emission spectrum (the dynamic Stark effect and transition probabilities) on the frequency and strength of the electric field generated in a high-frequency discharge and at laser excitation was theoretically investigated. The number of regularities in the behaviour of the studied characteristics was revealed and investigated. It was shown that the transition probabilities for the Stark energy levels have polynomial dependence on the electric-field strength. It was found that the interaction of energy levels in the electric field leads to an appearance of anomalies in the emission spectrum and anisotropy of the transition probabilities.