

Е.П. Скороход, М.Е. Кули-заде, А.Ю. Гаврилова, А.Г. Киселев

О формировании профилей линий ксенона*Московский государственный авиационный институт (технический университет)*

Поступила в редакцию 7.10.2001 г.

Исследованы характеристики контуров линий ксенона в спектрах поглощения неоднородных объемов низкотемпературной плазмы в рамках столкновительно-излучательной метаравновесной модели. Рассчитаны константы уширения контуров линий ксенона. Рассмотрены механизмы уширения спектральных линий ксенона. Приведены табличные данные, позволяющие определять концентрацию электронов по ширинам линий ксенона в случае двухтемпературной метаравновесной плазмы.

Введение

Анализ профилей спектральных линий плазмы инертных газов является достаточно эффективным в диагностике для определения параметров исследуемой плазмы. Формально задачи определения параметров плазмы по характеристикам регистрирующего излучения относятся к обратным и являются некорректными. Использование в диагностических целях [1] результатов расчетов ширин контуров линий ксенона не всегда приводит к желаемым результатам. Основные трудности связаны прежде всего с двумя важными моментами, такими как изменение параметров самой плазмы вдоль луча наблюдения и отсутствие теоретических рекомендаций в диагностике термически неравновесной двухтемпературной плазмы и т.д.

Двухтемпературная квазистационарная плазма отличается рядом особенностей [2, 3] от термически равновесной плазмы, рассматриваемой в модели ЛТР. Нарушаются зависимости, отраженные формулами Саха–Больцмана. Их заменяют диаграммы метаравновесных состояний [2, 3], являющиеся результатом решения поуровневой стационарной кинетики. Для такой плазмы характерно изменение температуры электронов $T_e \approx (0,8 \pm 0,2)$ эВ для большой области изменений концентраций электронов N_e и плотности частиц (числа ядер).

В работе [2] нами подробно рассмотрено распределение возбужденных состояний двухтемпературной метаравновесной плазмы [3] инертных газов. В данной статье обращается внимание на фотонные распределения или профили линий в случае метаравновесной плазмы ксенона.

Уширение спектральных линий атома ксенона

Для оценок ширин линий двухтемпературной метаравновесной плазмы полезны классические представления [4]. Согласно ударной теории основную

роль в уширении играют пролеты частиц внутри радиуса Вайскопфа

$$\rho_n = (\alpha_n C_n / v)^{1/(n-1)}. \quad (1)$$

Изменение фазы за время одного столкновения можно записать в виде

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_n dt}{(\rho^2 + v^2 t^2)^{n/2}}. \quad (2)$$

Здесь C_n – константы взаимодействия; v – средняя скорость налетающей частицы; $\alpha_n = \sqrt{\pi} \Gamma(n-1/2) \times \Gamma(n/2)$; ударная ширина

$$\gamma_n = 2\pi N_e v \rho_n. \quad (3)$$

На уширение линий оказывают влияние факторы различных взаимодействий с заряженными и нейтральными частицами: квадратичный Штарк-эффект ($n=4$), линейный Штарк-эффект ($n=2$), ван-дер-ваальсово ($n=6$) и резонансное уширение ($n=3$).

Для удобства, как и в работе [5], введем следующие обозначения:

$$\bar{C}_3 = C_3 \cdot 10^8 \text{ (см}^3/\text{с)}, \quad \bar{C}_4 = C_4 \cdot 10^{14} \text{ (см}^4/\text{с)}, \\ \bar{C}_6 = C_6 \cdot 10^{32} \text{ (см}^6/\text{с)}. \quad (4)$$

Энергетические величины (T , $\hbar\omega$, γ , Δ и т.д.) будем выражать в электронвольтах, концентрации в 10^{18} см^{-3} ($N_{e,a} = 10^{18} \cdot n_{e,a}$).

По теории Вайскопфа–Линдхольма ширина линии для квадратичного штарковского уширения запишется как

$$\gamma_4 = 11,4 C_4^{2/3} v^{1/3} N_e; \quad (5)$$

$$\Delta_4 = 9,8 C_4^{2/3} v^{1/3} N_e. \quad (6)$$

Константа квадратичного штарковского уширения включает все переходы с данного на выше- и нижележащие уровни. Каждый переход учитывался со своим статистическим весом g :

Значения главных квантовых чисел, энергий уровней и констант уширения \bar{C}_3 , \bar{C}_4 , \bar{C}_6

№ П/П	Уровень	n^*	E , эВ	\bar{C}_3	\bar{C}_4	\bar{C}_6
1	6s[3/2] ₁	1,919296	8,436	14	0,75	14
2	7s[3/2] ₁	2,975527	10,592	78	12,1	78
3	8s[3/2] ₁	3,987458	11,274	250	60	250
4	6s[3/2] ₂	1,888554	8,315	–	0,6	13
5	7s[3/2] ₂	2,945823	10,561	–	8,4	75
6	8s[3/2] ₂	3,951016	11,257	–	21	240
7	6p[1/2] ₀	2,488849	9,932	–	–15	32
8	7p[1/2] ₀	3,493408	11,014	–	–27	130
9	8p[1/2] ₀	4,559365	11,475	–	–	400
10	6p[1/2] ₁	2,309966	9,579	–	1,8	23
11	7p[1/2] ₁	3,328154	10,901	–	44	110
12	8p[1/2] ₁	4,395120	11,425	–	–	350
13	6p[3/2] ₁	2,410965	9,789	–	2,6	27
14	7p[3/2] ₁	3,474583	11,002	–	60	130
15	8p[3/2] ₁	4,466373	11,447	–	–	370
16	6p[3/2] ₂	2,427514	9,82	–	3,7	28
17	7p[3/2] ₂	3,463531	10,995	–	470	130
18	8p[3/2] ₂	4,481798	11,452	–	–	375
19	6p[5/2] ₂	2,359279	9,685	–	2	25
20	7p[5/2] ₂	3,401835	10,953	–	53	120
21	8p[5/2] ₂	4,421704	11,433	–	–	355
22	6p[5/2] ₃	2,376416	9,72	–	2,3	26
23	7p[5/2] ₃	3,423111	11,005	–	80	120
24	8p[5/2] ₃	4,43898	11,432	–	–	360
25	5d[1/2] ₀	2,464777	9,89	16	1,3	16
26	6d[1/2] ₀	3,427102	10,97	96	–15	96
27	7d[1/2] ₀	4,436948	11,438	310	–280	310
28	5d[1/2] ₁	2,47967	9,917	17	4,8	17
29	6d[1/2] ₁	3,437937	10,978	97	36	97
30	7d[1/2] ₁	4,385481	11,42	300	1400	300
31	5d[3/2] ₁	2,805277	10,4	34	0,94	34
32	6d[3/2] ₁	3,750338	11,162	150	24	150
33	7d[3/2] ₁	4,629578	11,495	375	–110	375
34	5d[3/2] ₂	2,496709	9,958	17	–1,8	17
35	6d[3/2] ₂	3,467703	10,998	100	–450	100
36	7d[3/2] ₂	4,632927	11,495	380	–5	380
37	5d[5/2] ₂	2,626362	10,157	24	–0,8	24
38	6d[5/2] ₂	3,574013	11,064	120	–12	120
39	7d[5/2] ₂	4,613565	11,49	370	–40	370
40	5d[5/2] ₃	2,669041	10,219	26	–0,7	26
41	6d[5/2] ₃	3,636195	11,112	130	0,1	130
42	7d[5/2] ₃	4,638419	11,5	380	–30	380
43	5d[7/2] ₃	2,550903	10,039	20	–0,9	20
44	6d[7/2] ₃	3,52943	11,037	110	–14	110
45	7d[7/2] ₃	4,599136	11,486	370	–33	370
46	5d[7/2] ₄	2,494325	9,943	17	–1,4	17
47	6d[7/2] ₄	3,506969	11,023	107	–31	107
48	7d[7/2] ₄	4,512464	11,461	340	–3800	340
49	6s[1/2] ₀	1,846778	9,445	–	0,6	11
50	7s[1/2] ₀	2,945265	11,865	–	14	72
51	8s[1/2] ₀	3,945265	12,559	–	79	230
52	6s[1/2] ₁	1,875812	9,568	23	0,6	11
53	7s[1/2] ₁	2,954575	11,875	110	19	72
54	8s[1/2] ₁	3,974836	12,572	350	80	240
55	6p[1/2] ₀	2,434749	11,139	–	2,6	29
56	7p[1/2] ₀	3,434749	12,28	–	33	125
57	8p[1/2] ₀	4,434749	12,741	–	210	360
58	6p[1/2] ₁	2,397397	11,067	–	2,7	24
59	7p[1/2] ₁	3,397397	12,255	–	44	110
60	8p[1/2] ₁	4,397397	12,73	–	280	330
61	6p[3/2] ₁	2,342837	10,955	–	3,3	24

$$C_4 = \frac{e^4 \hbar}{4\pi m} \sum \frac{f}{(\hbar\omega)^2}, \quad C_{4(nl)} = \frac{1,18}{g_{nl}} \sum_{n'l'} \frac{gf(nl \rightarrow n'l')}{(\hbar\omega)_{nl,n'l'}^2}. \quad (7)$$

Окончательно расчетные формулы ширины линии электронным ударом $\gamma_{4,e}$ и ионами $\gamma_{4,i}$ примут вид:

$$\gamma_{4,e} = 1,41 \cdot 10^{-3} n_e (\bar{C}_4)^{2/3} (T_e)^{1/6},$$

$$\gamma_{4,i} = 1,78 \cdot 10^{-4} n_i (\bar{C}_4)^{2/3} (T_i)^{1/6}. \quad (8)$$

Уширение контура линии нейтральными частицами учитывает ван-дер-ваальсов механизм. Чаще всего константу взаимодействия C_6 рассчитывают по приближенной формуле [4]:

$$C_6 = e^2 \alpha \bar{R}^2 / \hbar. \quad (9)$$

В (9) α – поляризуемость возмущенного атома; \bar{R}^2 – средний квадрат радиуса орбиты возбужденного состояния излучающего атома

$$\bar{R}^2 = a_0^2 n^{*2} \{5n^{*2} + 1 - 3l(l+1)\} / (2Z), \quad (10)$$

где n^* – эффективное квантовое число; l – орбитальный момент. После преобразования (7) имеем

$$\bar{C}_6 = 0,391 \frac{n^{*2}}{2Z} \{5n^{*2} + 1 - 3l(l+1)\}. \quad (11)$$

Ширина контура в этом случае

$$\gamma_6 = 1,02 \cdot 10^{-6} (\bar{C}_6)^{2/5} (T_a)^{3/10} n_a \quad (12)$$

и сдвиг

$$\Delta_6 = 2,96 C_6^{2/5} v^{3/5} N_a. \quad (13)$$

Резонансное уширение практически существенно лишь для переходов, связанных с основным состоянием [5]. Ширина линии γ_3 связана с силой осциллятора $f_{\text{полг}}$ соотношением

$$\gamma_3 = 4 \frac{e^2 f_{\text{полг}}}{m \hbar \omega} N_a \sqrt{\frac{2J_0 + 1}{2J_1 + 1}}, \quad (14)$$

где N_a – концентрация атомов; J_0 и J_1 – полные моменты атома в основном ($5p^6 1S_0$) и возбужденных ($5p^5 ns$, $5p^5 nd$) состояниях, связанных с основным дипольным переходом ($J_1 = 1$). В соответствии с формулами (1) и (2) имеем

$$\gamma_3 = 2\pi \alpha_3 C_3 N_a, \quad (15)$$

где

$$C_3 = 3,05 \cdot 10^{-8} f_{\text{полг}} / \hbar \omega. \quad (16)$$

Тогда расчетные формулы для ширины линии γ_3 примут вид

$$\gamma_3 = 8,33 \cdot 10^{-5} n_a \bar{C}_3. \quad (17)$$

Следует отметить, что резонансное уширение не зависит, в отличие от других механизмов, от температуры.

В табл. 1 представлены расчеты энергий уровней и констант \bar{C}_3 , \bar{C}_4 , \bar{C}_6 соответственно [6].

№ п/п	Уровень	n^*	E , эВ	\bar{C}_3	\bar{C}_4	\bar{C}_6
62	$7p[3/2]_1$	3,342837	12,216	–	34	110
63	$8p[3/2]_1$	4,342837	12,712	–	230	330
64	$6p[3/2]_2$	2,390129	11,052	–	2,8	26
65	$7p[3/2]_2$	3,390129	12,25	–	260	120
66	$8p[3/2]_2$	4,390129	12,727	–	260	340
67	$5d'[3/2]_1$	2,727304	11,605	–	–4,1	29
68	$6d'[3/2]_1$	3,714424	12,449	–	–0,1	140
69	$7d'[3/2]_1$	4,707171	12,821	–	130	405
70	$5d'[3/2]_2$	2,546386	11,337	–	–11	20
71	$6d'[3/2]_2$	3,546386	12,354	–	–8	110
72	$7d'[3/2]_2$	4,546386	12,777	–	–70	350
73	$5d'[5/2]_2$	2,524493	11,3	–	–0,8	19
74	$6d'[5/2]_2$	3,524493	12,34	–	–21	110
75	$7d'[5/2]_2$	4,524493	12,771	–	–160	340
76	$5d'[5/2]_3$	2,569191	11,374	–	–0,1	21
77	$6d'[5/2]_3$	3,569191	12,372	–	–3,6	115
78	$7d'[5/2]_3$	4,569191	12,784	–	–43	360

Ширина линии определяется как

$$\gamma = \gamma_{4e} + \gamma_{(\sigma v)} + \gamma_3 + \gamma_6, \quad (18)$$

где $\gamma_{(\sigma v)}$ – ширина, обусловленная неупругими столкновениями с электронами [5].

Экспериментально измеренные ширины линий ксенона, полученные по спектрам [10], и теоретические значения, рассчитанные согласно (18), приводятся в табл. 2. Следует заметить, что отдельные значения для s - p -переходов совпадают или отличаются примерно в 2 раза. Для d -состояний, наиболее вероятного канала распада молекулярного иона, ширины p - d -переходов отличаются в 10 раз.

Методика измерений концентрации электронов N_e по ширине спектральной линии инертных газов не утратила своей актуальности и в рамках модели метаравновесной плазмы. (Напомним, что полученная таким образом величина N_e может не удовлетворять формулам Саха–Больцмана). Для значений $N_e \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ширина линии пропорциональна концентрации электронов. При $N_e < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ вклад ван-дер-ваальсова столкновительного уширения значителен. Его величина пропорциональна концентрации атомов. Из ширины исследуемого контура линии (18) необходимо вычесть

ван-дер-ваальсову добавку γ_6 , пропорциональную концентрации атомов, а затем по остатку определить концентрацию электронов.

Таблица 2
Экспериментальные значения сдвига δ , ширины γ , отношения γ/δ из [10] и наш расчет по (18), 10^{-7} эВ; $N_e \sim 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Переход	λ , нм	$\delta_{\text{эксп}}$	$\gamma_{\text{эксп}}$	$\frac{\gamma_{\text{эксп}}}{\delta_{\text{эксп}}}$	γ (18)
$6s[3/2]_1 \rightarrow 6p[1/2]_0$	827,99	–2,5(0,5)*	5(0,6)	20	4,8
$6s[3/2]_1 \rightarrow 6p[3/2]_2$	895,2	1,2(0,2)	5,(0,1)	4,2	4,5
$6s[3/2]_1 \rightarrow 6p[3/2]_1$	916,24	0,6(0,2)	–	–	4,8
$6s[3/2]_2 \rightarrow 6p[3/2]_2$	823,1	0,(0,3)	$\leq 2,5(2,0)$	–	2,8
$6s[3/2]_2 \rightarrow 6p[3/2]_1$	840,89	0,5(0,2)	1,24(0,7)	2,5	3,4
$6s[3/2]_2 \rightarrow 6p[3/2]_3$	881,91	0,12(0,5)	$\leq 2,5(2,0)$	21,0	2,5
$6s[3/2]_2 \rightarrow 6p[5/2]_2$	904,51	0,37(0,2)	1,25(0,8)	3,4	2,4
$6s[3/2]_1 \rightarrow 7p[1/2]_0$	480,69	1,(0,3)	5,(2,0)	5,0	7,8
$6s[3/2]_1 \rightarrow 7p[3/2]_1$	482,96	1,(1,1)	7,5(2,0)	7,5	9,3
$6s[3/2]_1 \rightarrow 7p[3/2]_2$	484,32	2,5(0,2)	7,5(3,0)	3,0	17,0
$6s[3/2]_1 \rightarrow 7p[5/2]_2$	492,3	1,6(0,4)	7,5(2,0)	4,7	9,5
$6s[3/2]_2 \rightarrow 7p[3/2]_2$	462,41	2,4(0,3)	7,5(1,5)	3,1	15,0
$6s[3/2]_2 \rightarrow 7p[5/2]_3$	467,11	2,(0,4)	7,5(2,0)	3,8	7,4
$6s[3/2]_2 \rightarrow 7p[5/2]_2$	469,69	2,1(0,25)	5,(2,0)	2,4	8,1
$6s[1/2]_1 \rightarrow 6p[1/2]_1$	826,6	1,(0,1)	3,7(0,5)	3,7	3,2
$6s[1/2]_1 \rightarrow 6p[3/2]_2$	834,66	0,5(0,2)	3,7(1,0)	7,4	3,3
$6p[1/2]_1 \rightarrow 6d[3/2]_2$	873,91	0,25(0,1)	5,(0,6)	20,0	48,0
$6p[1/2]_1 \rightarrow 6d[1/2]_0$	890,84	1,24(0,5)	3,7(0,6)	3,0	7,4
$6p[1/2]_1 \rightarrow 7d[3/2]_2$	646,95	1,5(0,2)	7,5(0,7)	5,0	40,0
$6p[1/2]_1 \rightarrow 7d[3/2]_1$	647,26	1,5(0,6)	6,2(4,0)	4,1	40,0
$6p[3/2]_1 \rightarrow 7d[5/2]_2$	728,51	1,6(0,3)	7,5(0,7)	4,7	40,0

* –2,5(0,5) – «минус» означает синий сдвиг; в круглых скобках указана относительная погрешность измерений.

В табл. 3 приведены значения ширин линий атома Хе, обусловленные разными механизмами уширения, отнесенные на один атом (электрон): γ_{4e}/n_e , $\gamma_{(\sigma v)}/n_e$, γ_6/n_a , γ_3/n_a для температур $T_e = 0,5; 0,7; 0,9$ эВ. Эти значения соответствуют наклону прямой на графике зависимости ширины линии $\gamma = \gamma(N_e)$. Зная экспериментальную ширину, можем определить концентрацию электронов ($\gamma = \frac{1,24 \cdot 10^4}{\lambda^2} \Delta\lambda$, где γ выражена в эВ, а λ и $\Delta\lambda$ в Å).

Таблица 3

Значения γ_{4e}/n_e , $\gamma_{\sigma v}/n_e$, γ_6/n_a , γ_3/n_a для температур $T_e = 0,5; 0,7; 0,9$ эВ					
Переход λ , Å	T_e , эВ	γ_{4e}/n_e , эВ/см ^{–3}	$\gamma_{\sigma v}/n_e$, эВ/см ^{–3}	γ_6/n_a , эВ/см ^{–3}	γ_3/n_a , эВ/см ^{–3}
$6s[3/2]_1 \rightarrow 6p[1/2]_0$ 8279,9	0,5	0,0074	0,0108	5.69E–06	3.96E–6
	0,7	0,008	0,0104	6.1 E–06	4.0 E–6
	0,9	0,0082	0,0092	6.75E–06	4.19E–6
$6s[3/2]_1 \rightarrow 7p[1/2]_0$ 4806,9	0,5	0,0111	0,0286	1.06E–05	3.96E–6
	0,7	0,0121	0,0282	1.19E–05	4.0 E–6
	0,9	0,0126	0,028	1.29E–05	4.19E–6
$6s[3/2]_{1,2} \rightarrow 7p[1/2]_1$ 5028,1; 4792,5	0,5	0,0156	0,0187	1.03E–05	3.96E–6
	0,7	0,0168	0,0177	1.13E–05	4.0 E–6
	0,9	0,0173	0,0166	1.28E–05	4.19E–6
$6s[3/2]_{1,2} \rightarrow 7p[3/2]_1$ 4829,6; 4611,8	0,5	0,0188	0,0412	1.07E–05	3.96E–6
	0,7	0,0196	0,0313	1.29E–05	4.0 E–6
	0,9	0,0204	0,026	1.28E–05	4.19E–6
$6s[3/2]_{1,2} \rightarrow 7p[3/2]_2$ 4843,2; 4624,1	0,5	0,0926	0,0861	1.07E–05	3.96E–6
	0,7	0,0966	0,0929	1.19E–05	4.0 E–6
	0,9	0,1019	0,1066	1.29E–05	4.19E–6

Переход λ , Å	T_e , эВ	γ_{4e}/n_e , эВ/см ⁻³	$\gamma_{\langle\sigma_{12}\rangle}/n_e$, эВ/см ⁻³	γ_6/n_{at} , эВ/см ⁻³	γ_3/n_{at} , эВ/см ⁻³
6s[3/2] _{1,2} → 7p[5/2] ₂ 4923,0; 4696,9	0.5	0.0231	0.0477	1.06E-05	3.96E-6
	0.7	0.0257	0.0446	1.18E-05	4.0 E-6
	0.9	0.0257	0.0456	1.28E-05	4.19E-6
6s[3/2] ₂ → 7p[5/2] ₃ 4671,1	0.5	0.0257	0.0258	1.05E-05	0
	0.7	0.0276	0.0270	1.16E-05	0
	0.9	0.0278	0.0208	1.25E-05	0

Примечание. 5,69E-06 означает 5,96·10⁻⁶ и т.д.

Контур спектральной линии цилиндрического плазменного столба с переменной концентрацией электронов

В работе [7] был предложен «метод локализаций», позволяющий определить локальную излучательную способность плазмы неоднородных объектов осевой симметрии без использования традиционных методов инверсии. В основу метода был положен факт быстрого уменьшения излучательной способности плазмы с падением температуры при постоянном давлении, в результате чего основной вклад в регистрируемое на опыте суммарное излучение вносят осевые зоны объема.

В постановке задачи в [7] рассматривается неоднородный плазменный объем, давление в котором постоянно, а распределение температуры вдоль линии наблюдения симметрично и имеет параболический вид.

В численном моделировании для определения интенсивности излучения используется формальное решение уравнения переноса

$$I_\lambda(\tau) = I_\lambda(0)\exp(-\tau) + \int_0^\tau I_{\lambda P}(\tau')\exp(\tau' - \tau)d\tau';$$

$$\tau = \int_y^\infty x_\lambda(y')dy'. \quad (19)$$

Численный алгоритм сводит решение к рекуррентному соотношению, связывающему интенсивности излучения в соседних точках:

$$I_\lambda(\tau_i) = I_\lambda(\tau_{i-1})\exp(-\Delta\tau_i) + I_{\lambda P}(\tau_i) \times [1 - \exp(-\Delta\tau_i)] - \left(\frac{dI_{\lambda P}}{d\tau}\right)_i [1 - \exp(-\Delta\tau_i)(1 + \Delta\tau_i)]. \quad (20)$$

Спектральный коэффициент поглощения x_λ имеет вид

$$x_\lambda = \pi e^2 f_{nm} N_e \phi(\lambda) / (mc). \quad (21)$$

Так как центральная часть контура обусловлена столкновениями с электронами, то контур является лорентцевским с полушириной $\gamma/2$ и сдвигом δ , пропорциональными концентрации электронов и слабо зависящими от температуры.

В нетрадиционной области диаграммы метаравновесных состояний плазмы инертных газов возникает иная ситуация: температура электронов меняется незначительно, концентрации электронов, например по радиусу цилиндрического столба, могут уменьшаться на порядок.

Зададим уменьшение концентрации электронов по радиусу ($r = 1$ см), как показано на рис. 1 (кривая 1), либо оставим ее постоянной (кривая 2). Затем рассмотрим, каким будет контур линии 6s[3/2]₁ → 7p[1/2]₀ в поглощении, $\lambda = 4810,9$ Å XeI. Ширина линии обусловлена, как и выше, квадратичным Штарк-эффектом, константа есть $C_4 = -27 \cdot 10^{-14}$ см⁴·с⁻¹ (синий сдвиг). Расчеты формально будем проводить по (19)–(21) в очень упрощенном варианте для четырех случаев:

1) зададим N_e согласно кривой 1 (см. рис. 1), а заселенность нижнего уровня и температуру определим

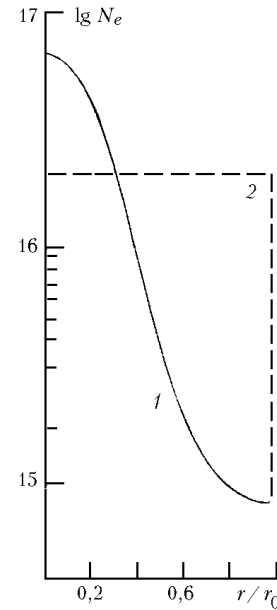


Рис. 1. Изменение концентрации электронов по радиусу

из решения уравнений поуровневой кинетики для ксенонной плазмы [8] при заданном числе ядер (диаграммы метаравновесных состояний Xe);

2) зададим N_e согласно кривой 1, а заселенность нижнего уровня и температуру вычислим, используя уравнения Саха–Больцмана при известных N_e и плотности;

3) $N_e = \text{const}$, заселенность нижнего уровня и температуру определим из решения уравнений поуровневой кинетики;

4) $N_e = \text{const}$, заселенность нижнего уровня и температуру вычислим, используя уравнения Саха–Больцмана при известных N_e и плотности.

На рис. 2 представлен контур линии $\lambda = 4810,9$ Å XeI для вышеперечисленных случаев. Первые два

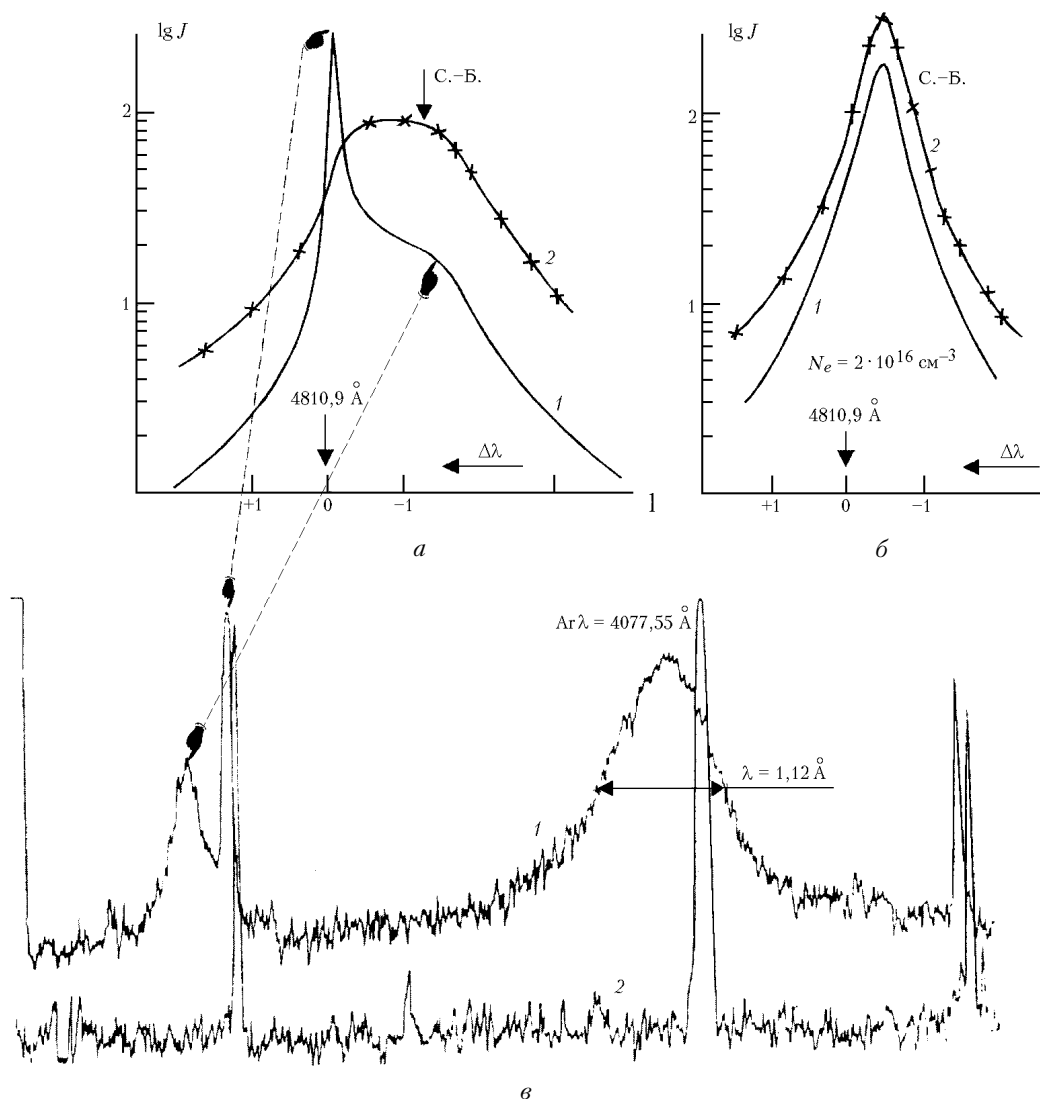


Рис. 2. Расчет интенсивности линии XeI $\lambda = 4077,55 \text{ \AA}$ (а, б) (Саха-Больцмана); микрофотограмма линий ArII [9]; стрелками показана идентичность поведения контуров (в)

отражены на рис. 2, а, третий для $N_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответствует кривой 1 на рис. 2, б, четвертый – кривой 2.

Кривая 2 на рис. 2, а получена тем же путем, что и контуры в [7], и также асимметрична. Необычный вид имеет кривая 1 на этом рисунке. Подобный контур наблюдался в эксперименте [9]. В работе [9] приводится микрофотограмма (рис. 2, в) для плазмы аргона в искровом разряде (кривая 1), который сравнивается с кривой 2, соответствующей спектру плазмы полого катода (параметры плазмы отличаются незначительно). Первая слева линия на микрофотограмме 2 совпадает с пиком кривой 1 (рис. 2, в), т.е. и в первом, и во втором случае длина волны перехода одна и та же. Однако пик слева дополнен как бы второй «широкой линией». На самом деле пик и «широкая линия» – это контур одного перехода, поведение которого аналогично для контура 1 на рис. 2, а (сдвиги разные из-за знака константы C_4).

Закключение

В результате численного решения системы уравнений поуровневой кинетики получены диаграммы метаравновесных состояний плазмы инертных газов, устанавливающие однозначное соответствие между концентрацией электронов, плотностью газа и заданной температурой электронов. Метаравновесные состояния характеризуются распределениями возбужденных состояний, отличными от больцмановского и имеющими вид ломаной.

Исследованы характеристики контуров линий в спектрах поглощения неоднородных объемов низкотемпературной плазмы, когда концентрация электронов падает по радиусу на порядок и более. Рассмотрены механизмы уширения спектральных линий метаравновесной плазмы. Приведены табличные данные, позволяющие проводить оценки и в случае метаравновесной плазмы. Даны рекомендации для диагностики плазмы.

1. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 491 с.
2. *Скороход Е.П., Гаврилова А.Ю., Киселев А.Г., Решетников О.Ф., Скалинский А.Ю.* Распределение возбужденных атомов в неравновесной плазме благородных газов // *Оптика атмосф. и океана.* 2000. Т. 13. N 3. С. 276–279.
3. *Гаврилова А.Ю., Киселев А.Г., Скороход Е.П., Решетников О.Ф.* Метаравновесие и эрозийная плазменная струя сильноточного разряда в капилляре // *Мат. моделир.* 1999. Т. 11. Вып. 6. С. 31–35.
4. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1963. 463 с.
5. *Скороход Е.П., Земцов Ю.К.* Уширение спектральных линий ксеноновой плазмы. М., 1981. Деп. в ВИНТИ. N 3574–81. 65 с.
6. *Земцов Ю.К., Скороход Е.П.* Константы уширения спектральных линий атома ксенона. М., 1981. Деп. в ВИНТИ. N 3575–81. 40 с.
7. *Ершов-Павлов Е.А., Степанов К.Л.* Формирование линейчатого спектра в излучении неоднородных объемов плазмы. Минск, 2000. 18 с. (Препринт N 8 / Ин-т молекулярной и атомной физики).
8. *Киселев А.Г., Скороход Е.П.* Диаграммы состояний ксеноновой плазмы // *Горение и электродинамические явления.* Чебоксары: Изд-во Чуваш. гос. ун-та им. И.Н. Ульянова, 1999. С. 104–110.
9. *Мазинг М.А.* Об уширении и сдвиге спектральных линий в плазме газового разряда: Дис. канд. физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 1959.
10. *Jack Son D.A.* Pressure shifts and broadenings in the arc spectrum of Xe // *J. Opt. Soc. Amer.* 1976. V. 66. P. 1014–1016.

E.P. Skorokhod, M.Ye. Kuli-zade, A.Yu. Gavrilova, A.G. Kiselev. **Formation of lines profiles of xenon.**

The characteristics of xenon contours for absorption spectra of low-temperature plasma inhomogeneous volumes are investigated within the framework of collision-radiant meta-equilibrium model. Xenon line contours widening constants are counted. Widening mechanisms of xenon spectrum lines are reviewed. The tabular data permitting one to determine electron concentrations by xenon line widths in case of two-temperature meta-equilibrium plasma are presented.