

О ЗАКОНЕ ПОДОБИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПО ЗАРЯДУ ИОНОВ

Ю.С.Протасов, С.Н.Чувашев

Показано, что влияние неидеальности на оптические свойства, ионизационный состав, релаксацию неравновесности, электронный спектр отрицательной энергии идентично в невырожденной плазме однозарядных ионов с электронной концентрацией N_e и температурой T , и в плазме z -зарядных ионов с концентрацией $z^4 N_e$ и температурой $z^2 T$.

В широком круге плазменно-физических систем проявляются эффекты неидеальности, связанные с появлением у плазмы ряда черт, характерных для конденсированных сред, и приводящие к многократному изменению ее свойств. Для ионизационного состава, релаксации неравновесности, оптических свойств это объясняется возмущением отрицательного спектра энергии электронов $E_e < 0$. В теории этих эффектов для $z = 1$ достигнуты значительные успехи (например, $1, 2$); меньше изучена плотная плазма с $z > 1$, хотя она встречается в приложениях (плазменные лазеры, сильный взрыв, быстрый электронный, нейтронный, оптический нагрев, высокоскоростной удар, мощные разряды и т.д.). При сложности измерений в таких системах, свойства плазмы приходилось рассчитывать по малообоснованным моделям (например, идеальной плазмы) $3-5$.

В настоящей работе обнаружено качественное подобие вышеуказанных эффектов неидеальности в плазме с $z = 1$ и $z > 1$, и установлен закон, позволяющий количественно определить влияние этих эффектов.

1. Состояние электрона с $E_e < 0$ в плазме – разреженной неупорядоченной "решетке" медленных ионов – определяется, как известно, соотношениями между энергетическими величинами: J – интеграл перекрытия; U – амплитуда длинноволновых флуктуаций потенциала; Δ – расстояние по спектру между соседними уровнями, по которым возможно объединение в кластер; штарковское уширение δ ; E_{IT} – инглис-теллеровский оптический сдвиг порогов фотоионизации и др. Кроме связанных состояний, локализованных по Лифшицу (то есть одноцентровых, $4J < \Delta$) и по Андерсону (то есть в потенциальной яме, $J < U$) – зоны 1 (рис. 1), образуются: зона 2 – уровней, уширенных до слияния в квазиконтинуум ($\delta > \Delta$); 3 и 4 – электронов, локализованных в потенциальной яме, но делокализованных по кластеру ионов ($4J > \Delta$ и $J < U$, зона 4 – с макроскопической областью локализации); 5 – квазисвободных электронов, перемещающихся по областям с пониженным потенциалом, пронизывающим весь объем плазмы ($|E_e| < E_f$); 6 – состояний, близких к электронам проводимости жидкого металла ($4J > \Delta$ и $J > U$).

Влияние неидеальности на указанные свойства плазмы связано с этими зонами: так, наличие зоны 2 (рис. 1а) повышает коэффициент непрерывного поглощения излучения κ по сравнению с идеальным κ_i в среднем в $\exp(E_{IT}/T)$ раз, а при ее отсутствии (рис. 1б) – $\xi = \kappa/\kappa_i$ многократно снижается из-за появления "мягкой щели", как в спектре твердого тела, то есть уменьшения в g/g_0 раз заселенности зон 3 и 4 (g – эффективный, g_0 – невозмущенный статвес). Для плазмы z -ионов в водородоподобном приближении можно получить:

$$\begin{aligned}
 J(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'}) &= \int \psi_{n'l'm}^*(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{j'}) (ze^2 / |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}|) \psi_{nlm}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) d^3 \mathbf{r}; \\
 \Delta &= 2Ry z^2 / n^3 \text{ при } |E_e| > E_{IT}, \Delta = 2Ry z^2 / n^4 \text{ при } |E_e| < E_{IT}; \\
 \delta &= 3n^2 e a_0 F_H / z, F_H = (4\pi/3)^{2/3} e z N_i^{2/3}; \\
 E_p &= 2^{2/3} z e^2 N_i^{2/3}; U = e^{3/2} \chi (N_i T (z + z^2))^{1/4}; E_f = 0, 2U; \\
 E_{IT} &= z^2 Ry (3e^2 a_0 (4\pi/3)^{2/3} N_i^{2/3} / (2Ry z^2))^{2/5},
 \end{aligned} \tag{1}$$

здесь $\psi_{nlm}(x) = z^{3/2} F_{nlm}(zx)$ – волновая функция состояния, F_{nlm} – функция, вид которой зависит от квантовых чисел $n, l, m; r_j, r_{j^*}, r$ – радиус-векторы ядер соседних ионов и текущий радиус-вектор, $Rv = 13,6$ эВ, a_0 – радиус Бора, ψ^* комплексно сопряжено с ψ .

Эти параметры по-разному зависят от z , и при росте z можно было ожидать новых комбинаций неравенств, то есть появление качественно новых состояний электронов. На это, казалось бы, указывали и эксперименты: так, при $N_e = 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для $z > 1$ вместо падения ζ , характерного для однозарядной плазмы (из-за мягкой щели), наблюдается рост ζ (рис. 2) ⁶.

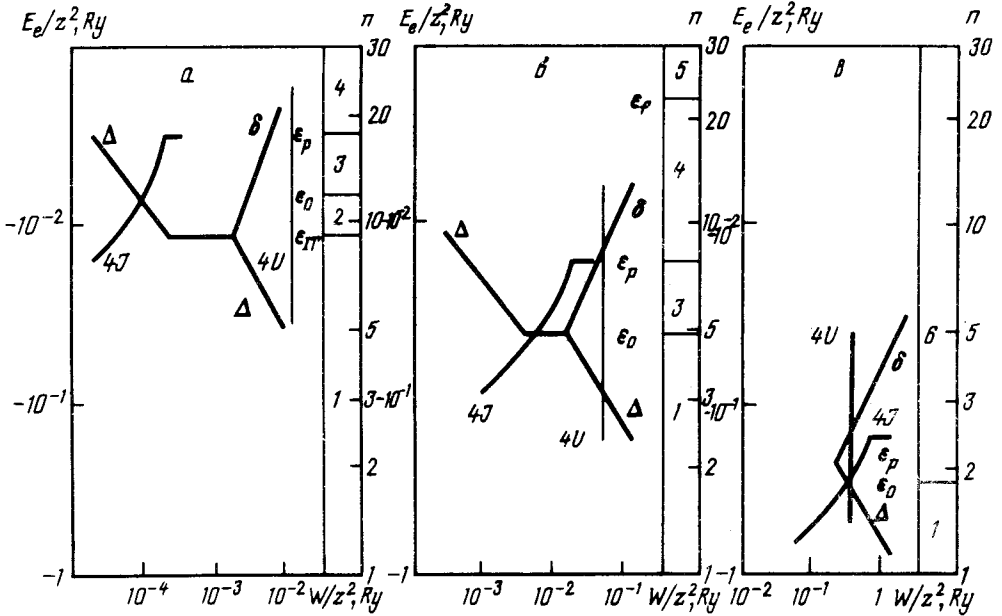


Рис. 1. Электронные спектры: а – слабонеидеальной ($N_e = 0,5 \cdot 10^{16} z^4 \text{ см}^{-3}$), б – неидеальной ($N_e = 0,5 \cdot 10^{18} z^4 \text{ см}^{-3}$); в – жидкометаллической плазмы ($N_e = 0,5 \cdot 10^{21} z^4 \text{ см}^{-3}$), $T = z^2$ эВ.

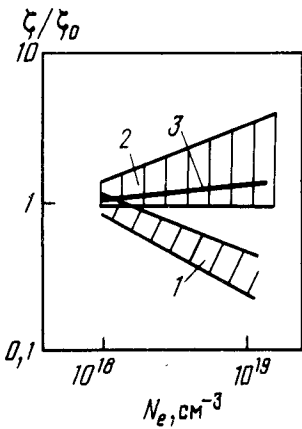


Рис. 2. Влияние неидеальности на непрерывный спектр поглощения излучения, ζ отнесена к $\zeta_0 = \zeta(N_{e0} = 10^{18} \text{ см}^{-3})$. 1 – данные ^{1, 2} для $z = 1$; 2 – эксперименты для C_2F_4 и для Si плазмы фокуса плазмодинамического разряда магнитоплазменного компрессора ⁶; $z = 2, T = 4,5 - 5$ эВ, показаны диапазоны ζ/ζ_0 , полученные по измеренным различными методами: коэффициентам поглощения на длинах волн 362,8 и 441,6 нм; спектрам поглощения при энергиях квантов 2 – 6 эВ; спектрам излучения при 0,5 – 6 эВ и 10 – 350 эВ; интегральным по спектру потокам излучения при 12 – 65, 6 – 250, 11,5 – 250 эВ. 3 – расчет по (1), (2)

2. Применим, однако, подход теории подобия. Величины $J, \Delta, \delta, E_{IT}$ являются интегралами от решений уравнения Шредингера для электрона в потенциальной яме, определяемой полями различных систем кулоновских центров ze на квазинепрерывном фоне невырожденного электронного газа. Можно показать, что для этого уравнения существует подо-

бие по z , если линейные размеры преобразуются обратно пропорционально z , а энергетические величины W — пропорционально z^2 , то есть

$$W(z, E_e, T, N_i) = z^2 W(1, E_e/z^2, T/z^2, N_i/z^3). \quad (2)$$

В справедливости (2) для $W = J, \Delta, \delta, E_{IT}, E_p$ легко убедиться подстановкой¹⁾. Для U и E_f (2) выполняется с точностью до $\approx z^{1/4}$; (2) верно и для неводородоподобных ионов: так, оценки с учетом квадратичного штарк-эффекта (по формулам³⁾ дают систематическое отклонение всего $\approx z^{1/3}$.

3. Из вышесказанного следует, что энергетическая диаграмма (рис. 1) практически идентична для однозарядной плазмы с N_e и z -зарядной плазмы с $N_e = z^4 N_{e1}$, то есть качественно новых состояний не возникает, и следует ожидать образования мягкой щели и связанных с ней эффектов. Любому состоянию плазмы с параметрами z', N_e', T' соответствует ряд подобных (по влиянию неидеальности на вышеуказанные свойства) состояний z'' -зарядной плазмы с $N_e'' = (z''/z')^4 N_e'$ и $T'' = (z''/z')^2 T'$, для которых идентичны значения $g/g_0, E_{IT}/T$ и др. Это позволяет рассчитывать свойства плазмы с $z > 1$ по данным для $z = 1$. При росте z неидеальность проявляется при более высоких N_e , что связано с малыми размерами многозарядных ионов.

Полученные выводы согласуются с опытом. Так, расчеты по (1), (2) соответствуют данным⁶ (рис. 2). Для наиболее подробно исследованных состояний с умеренными N_e и $z > 1$ расчеты по^{3-5, 7} не противоречат экспериментам. Согласно (2) мягкой щели там еще не образуется, а связанные с ней эффекты должны существенно менять свойства плазмы при несколько повышенных N_e , более трудных для диагностики, но нередко важных для приложений^{3, 7, 8}.

Авторы выражают искреннюю признательность А.В.Виноградову, В.Б.Розанову, Г.Э.Норману, А.С.Каклюгину и В.Е.Фортову за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Алексеев В.А., Фортов В.Е., Якубов И.Т. УФН, 1983, 139, 193.
2. Каклюгин А.С., Норман Г.Э. ТВТ, 1979, 17, 453; ТВТ, 1984, 22, 1041.
3. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Наука, 1986.
4. Термодинамические и оптические свойства ионизованных газов при температурах до 100 эВ. Под ред. Ю.С.Протасова. М.: Энергоатомиздат, 1988.
5. Каськова С.И., Романов Г.С., Степанов К.Л., Толкач В.И. Оптика и спектроскопия, 1979, 46, 655.
6. Kozlov N.P., Norman G.E., Protasov Yu.S. Phys. Lett. A, 1980, 77, 445.
7. Арделян Н.В., Камруков А.С., Козлов Н.П. и др. ДАН СССР, 1987, 292, 78, 590.
8. Бажулин С.П., Басов Н.Г., Зуев В.С. и др. Письма в ЖТФ, 1986, 12, 1423; Долгих Б.А., Камруков А.С., Протасов Ю.С., Сорока А.Д. Письма в ЖТФ, 1987, 13, 244.

Московское высшее техническое училище
им. Н.Э.Баумана

Поступила в редакцию
9 декабря 1988 г.

¹⁾ Так $E_{IT}(z, N_i) = z^2 Ry(3e^2 a_0(4\pi/3)^{2/3}(N_i/z^3)^{2/3}/(2Ry))^{2/5} = z^2 E_{IT}(1, N_i/z^3)$.