

04; 07

© 1990

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УДАРНО-СЖАТОЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ. СРАВНЕНИЕ ШИРОКОДИАПАЗОННОЙ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

А.Я. Полищук, В.Е. Фортгов

В работе [1] был предложен метод расчета ионизационного равновесия в широком диапазоне параметров плазмы, учитывающий делокализацию связанных состояний и переход диэлектрик-металл. Метод [1], будучи дополненным широкодиапазонной моделью описания кулоновских столкновений [2], успешно использован в [3] для интерпретации в описании экспериментальных данных [4] по оптическим свойствам плазмы металлов при твердотельных плотностях и температурах $300-10^6$ К.

Для выяснения степени достоверности широкодиапазонной модели [1, 2] представляет интерес также сравнить ее результаты с экспериментальными данными для плазмы типичных неметаллов - инертных газов [5-7] с плотностями $10^{19}-10^{22}$ см⁻³, температурами несколько эВ и значениями параметра кулоновской неидеальности $\Gamma \sim 1-7$. В [8] показано, что широкодиапазонная модель [1, 2] хорошо описывает эксперименты [6, 7] по статической проводимости.

В настоящей заметке показано, что несмотря на приближенный характер широкодиапазонной модели [1], она адекватно описывает довольно тонкие оптические эффекты просветления плазмы, экспериментально обнаруженные в [5] и связанные с делокализацией возбужденных электронных состояний атомов.

Для анализа этого эффекта целесообразно придать более удобную математическую форму описанию делокализации электронных состояний, по сравнению с предложенным в [1]. Представим уравнение Саха, описывающее ионизационное равновесие, в виде

$$\frac{n_{e} n_{i+1}}{n_i} = f_i(T) e^{-\beta I_i} e^{-\beta \Delta I_i(\rho)}, \quad (1)$$

где n_e - числовая плотность электронов, n_i - числовая плотность ионов с зарядом i , $f_i(T)$ - известная функция температуры [9], I_i - потенциал ионизации i -го иона. Последний множитель в (1) представляет собой записанный в терминах „снижения потенциала ионизации“ полуэмпирический весовой множитель введенный в [1] для описания перехода диэлектрик-металл. Для величины здесь предлагается следующее аналитическое представление:

$$\Delta I_i = -I_i \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{2(R-a_i)}{\Delta_i} \right) \right), \quad (2)$$

где R – радиус ячейки, приходящейся на одно атомное ядро, a_i – характерный размер электронной орбиты с энергией связи электрона I_i , Δ_i – величина, характеризующая ширину электронного перехода. Зависимость параметров a_i и Δ_i от I_i устанавливается из соображений, связанных с описанием перехода Андерсона [10] в модели Лифшица [11], описывающей делокализацию электронных орбит в неупорядоченной системе с топологическим беспорядком, а также с моделью Хаббарда, описывающей переход диэлектрик-металл в системах с сильной межэлектронной корреляцией [12]:

$$a_i = \frac{a}{\sqrt{I_i}}, \quad \Delta_i = \delta a_i. \quad (3)$$

Конкретные значения параметров $\alpha=4.4$, и $\delta=0.44$ устанавливаются из сравнения с экспериментальными данными по проводимости щелочных металлов в области перехода диэлектрик – металл [13]. Расчет по формуле (1) корректно описывает число свободных электронов на атом в конденсированной фазе металлов (оно оказывается близким к валентности), что позволяет количественно описать проводимость элементов Периодической системы [1].

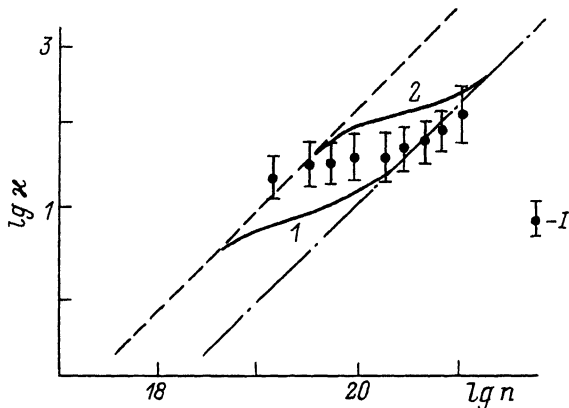
Рассмотрим вопрос о количественной применимости уравнений (1)–(3) к описанию эффектов просветления плазмы. Обратим внимание на то, что уравнение химического равновесия (1) справедливо и для конкретных возбуждаемых состояний атомов и ионов. Если n^0 и n^* – числовые концентрации атомов соответственно в основном состоянии и в состоянии с энергией возбуждения $\Delta \mathcal{E}$, то можно записать:

$$\frac{n_1 n_e}{n^0} = f^0(T) e^{-\beta I^0 - \beta \Delta I^0(\rho)}; \quad \frac{n_1 n_e}{n^*} = f^*(T) e^{-\beta I^* - \beta \Delta I^*(\rho)}, \quad (4)$$

где I^0 , I^* – потенциалы ионизации атомов в основном и возбужденном состояниях, ΔI^0 и ΔI^* – соответствующие „снижения потенциала ионизации“, $I^0 - I^* = \Delta \mathcal{E}$. Из (4) следует, что

$$n^* = n^0 \frac{g^*}{g^0} e^{-\beta \Delta \mathcal{E}} e^{-\beta (\Delta I^*(\rho) - \Delta I^0(\rho))}, \quad (5)$$

где учтено, что f^0/f^* равно отношению статистических весов состояний: основного g^0 и возбужденного g^* . Если обозначить через $\sigma^*(\omega)$ сечение фотоионизационного поглощения квантов с энергией ω , возбужденным атомом, то вклад в коэффициент поглощения $\kappa_{\omega}^* = \sigma^*(\omega) n^*$ оказывается зависящим от плотности. Наряду



Коэффициент поглощения света α (см^{-1}) в ударно-сжатой плазме аргона при $T=20000$ К, $\lambda=5800$ А в зависимости от плотности n (атом· см^{-3}). 1 – эксперимент [5], расчет: 1 – модель ограниченного атома [5], 2 – настоящая работа; пунктир – расчет без учета делокализации, штрих-пунктир – тормозной коэффициент поглощения.

с фотоионизацией вклад в непрерывный спектр поглощения дает тормозной механизм. Коэффициент тормозного поглощения $\eta(\omega)$ определяется через диэлектрическую проницаемость $\epsilon(\omega)$ свободных электронов:

$$\eta_{\omega} = \frac{\omega}{c} \text{Im} \epsilon(\omega). \quad (6)$$

Широкодиапазонная интерполяционная формула для $\epsilon(\omega)$, учитывающая различные предельные случаи: разреженной и сильно неидеальной алазмы, классическое и квантовое рассеяние, высокие и низкие (по отношению к плазменной) частоты излучения, предложена в [2].

В [5] измерялся коэффициент поглощения квантов с энергией 2.14 эВ ударно сжатой плазмой аргона при температуре $2 \cdot 10^4$ К и плотностях от 10^{19} см^{-3} до 10^{22} см^{-3} . В этой же работе проведен соответствующий расчет по квантовомеханической модели ограниченного атома. В рассматриваемых условиях основной вклад в коэффициент поглощения α_{ω} дает фотоионизация с $3p^5 3d$ состояния атома аргона (энергия возбуждения $\Delta E = 13$ эВ) и тормозное поглощение на ионах:

$$\alpha_{\omega} = \alpha_{\omega}^* [3p^5 3d] + \eta_{\omega}. \quad (7)$$

На рисунке сопоставляются экспериментальные данные [5] по коэффициенту поглощения с расчетом по квантовомеханической модели ограниченного атома [5] и по формуле (7) с учетом и без учета поправки (2). Сечение фотопоглощения из состояния $3p^5 3d$ атома Ar принималось по данным [15]. Расчет сечений в рамках модели ограниченного атома [14] приводит к близким результатам [5]. Отчетливо видно, что с ростом плотности вклад фотоионизации подавляется и коэффициент поглощения асимптотически стремится к тормозному пределу. Таким образом, широкодиапазонная модель (1)–(3) разумно описывает не только переход металл–диэлектрик в околос критической области и последовательную ионизацию давлением внутренних электронных оболочек [1], но и тонкие эффекты, связанные с делокализацией высоковозбужденных состояний атомов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Беспалов И.М., Полищук А.Я. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 2. С. 4; Препринт ИВТАН. 1989. № 1-257.
- [2] Полищук А.Я. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 10. С. 24.
- [3] Беспалов И.М., Полищук А.Я., Фортвов В.Е. // Письма в ЖТФ (в печати).
- [4] Milchberg H.M., Freeman R.R., Davey S.C. and More R.M. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 20. P. 2364.
- [5] Беспалов В.Е., Грязнов В.И., Фортвов В.Е. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 1. С. 141.
- [6] Иванов Ю.В., Минцев В.Б., Фортвов В.Е., Дремин А.Н. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 1. С. 216.
- [7] Минцев В.Б., Фортвов В.Е., Грязнов В.К. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. Т. 1. С. 115.
- [8] Беспалов И.М., Фортвов В.Е., Полищук А.Я., Севалников А.Ю. In: The Physics of Ionized Gases (Proc. SPIG 88) ed L. Tanović, N. Konjević, N. Tanović. 1989. 389 p.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статическая физика, М.: Наука, 1980.
- [10] Anderson P.W. // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 1492.
- [11] Lifshitz I.M. // Adv. Phys. 1964. V. 13. P. 483.
- [12] Nabbar I. // Proc. Roy. Soc. 1964. V. A277. P. 237.
- [13] Hensel F. // Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 1976. V. 80. P. 786.
- [14] Грязнов В.К., Иосилевский И.Я., Красников Ю.Т. и др. Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора М.: Атомиздат, 1980.

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
12 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 8

26 апреля 1990 г.

10; 12

© 1990

РАСШИРЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИЗМЕННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ю.Л. Б а д а к е р, Л.Г. Г л и к м а н, С.П. К а р е ц к а я,
В.М. К е л ь м а н

Разрешающая способность призмных спектрометров заряженных частиц [1] растет с увеличением фокусных расстояний коллиматорной и фокусирующей линз. Однако одновременно удлиняются и плечи спектрометра, т. е. растут габариты прибора. При использовании одиночных электростатических осесимметричных линз, главные плоскости которых всегда расположены вблизи середины линзы, плечо спектрометра оказывается значительно больше, чем фокусное расстояние. Применение дублета из квадрупольных линз [2] позволяет улучшить соотношение между длиной плеча и фокусным расстоянием, т. к. фокальная и главная плоскости, характеризующие свойства этого дублета в плоскости дисперсии, расположены по разные стороны от электродной системы.

Проведенные нами расчеты показали, что такого же эффекта можно достичь и при использовании одиночных трансаксиальных линз. Подобрав радиусы кольцевых щелей и потенциалы электродов, можно найти одиночную трансаксиальную линзу с наружными свойствами. В качестве примера на рис. 1 изображена одна из таких линз. На рис. 1, а показаны электроды линзы и траектории заряженных частиц (пунктиром) в проекции на среднюю плоскость xy , на рис. 1, б – электроды в сечении плоскостью симметрии xz и проекции траекторий на эту плоскость. Буквой O на рисунке отмечена точка пересечения оси симметрии электрического поля со средней плоскостью. Через $R_1 - R_3$ обозначены средние радиусы кривизны кольцевых щелей, разделяющих пластины соседних электродов, φ_1 – потенциал первого и четвертого электродов, φ_2 и φ_3 – второго и третьего. Главные плоскости, фокусные расстояния и фокусы линзы обозначены через H , f и F соответственно. Кардинальные элементы, относящиеся к плоскости xy , помечены индексом y , к плоскости xz , – индексом z , индекс 2 означает принадлежность элемента к пространству изображений. В одиночных