

КОНТУР СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ В КЛАССИЧЕСКОЙ АДИАБАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Методом динамики многих частиц в рамках классической адиабатической модели вычислены универсальные контуры линий, обусловленные ионными микрополями при линейном эффекте Штарка. В предельных случаях контуры соответствуют квазистатическому (хольцмарковскому) и квазиударному приближениям; промежуточная область исследована впервые.

Даже в рамках классической адиабатической модели аналитические выражения для контура линии удается получить /1—3/ лишь в пределах большого и малого числа частиц в сфере Вайскопфа. При этом сам контур линии в переходной области и конкретные границы этой области до настоящего времени не известны. Численное моделирование уже применялось для вычисления контуров некоторых линий серий Лаймана и Бальмера /4—8/. Однако рассмотрение было ориентировано на конкретные задачи и основывалось на предположениях, нуждающихся в проверке: замене внутривозмущенного микрополя ступенчатым стохастическим процессом /4/; замене плазмы идеальным газом квазичастиц (ионов с экранированным по Дебаю полем) /5—8/; учете электронных столкновений в рамках теории ударного оператора /7/. Переходная область в этих работах не исследовалась. Попытка промоделировать контур линии в близкой к нашей постановке задачи предпринята в /9/, результаты которой по нашему мнению ошибочны.

Спектр излучения в классической (частицы движутся по траекториям) адиабатической (отсутствуют неупругие переходы) двухуровневой системе при учете уширения уровней за счет линейного эффекта Штарка представим в виде суммы спектров отдельных цугов колебаний, испускаемых разными атомами /10/:

$$S(\Delta\omega) = \lim_{M \rightarrow \infty} M^{-1} \sum_{k=1}^M S_k(\Delta\omega), \quad (1)$$

$$S_k(\Delta\omega) = (1/2\pi T_k) \left| \int_{t_k}^{t_k+T_k} dt \exp \left[-i\Delta\omega t + (i\alpha/e) \int_{-\infty}^t |F(t')| dt' \right] \right|^2, \quad (2)$$

где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ — сдвиг частоты излучения ω относительно частоты перехода ω_0 , α — постоянная

Штарка, $F(t)$ — напряженность плазменного микрополя в месте расположения излучающего атома. Моменты времени t_k являются здесь случайными, а интервалы T_k распределены по закону Пуассона $P\{T_k\} = \gamma \exp(-\gamma T_k)$, причем γ задает вероятность распада возбужденного состояния атома. Мы ограничимся рассмотрением только ионного уширения. В этом случае для идеальной плазмы контур линии является функцией лишь одного параметра — бинарности $h = N\alpha^3/v_T^3$, где N — плотность ионов; v_T — характерная тепловая скорость ионов.

Плазменное микрополе $F(t)$ моделировали методом динамики многих частиц /11, 12/. Рассматривались n положительно и n отрицательно заряженных частиц, помещенных в куб со стенками, идеально отражающими частицы, но полностью проницаемыми для полей. Длина ребра куба d выбиралась такой, чтобы обеспечить нужную плотность ионов $N = n/d^3$. Начальные значения задавались с помощью генератора псевдослучайных чисел: координаты — случайными; скорости частиц — в соответствии с распределением Максвелла. Поскольку исследовалось уширение уровней ионами в идеальной плазме, то в отличие от /11, 12/, взаимодействие между частицами не учитывалось: они двигались по прямолинейным траекториям. Микрополе $F(t)$ вычислялось как векторная сумма полей ионов в точке расположения излучателя (центре куба).

Для точного учета столкновений с малыми прицельными параметрами (это существенно при $h \ll 1$), как и в /12/, вводились внешние и внутренние шаги по времени. На внешних шагах микрополе рассчитывалось точно; на внутренних — изменение микрополя за счет движения ближайших к центру частиц учитывалось точно, а за счет всех остальных — аппроксимировалось. Вычисление интегралов (2) производилось по квадратурным формулам Чебышева с автоматическим выбором их порядка; микрополе на каждом внешнем шаге по времени аппроксимировалось сплайном третьей степени. Отсутствие зависимости полученных результатов от начальных значений координат и скоростей частиц, их числа n а также от количества учтенных членов суммы (1) проверялось специальными численными расчетами.

В предельном случае $h \rightarrow \infty$ контур линии определяется распределением мгновенных значений микрополей, создаваемых системой из n независимо и хаотически двигающихся в объеме куба ионов — модифицированным хольцмарковским распределением /11/. Контур линии в противоположном предельном случае $h \rightarrow 0$ получен в работе /1/. Существенное отличие результата /1/ от обычного ударного приближения, приводящего к формуле Лоренца, состоит в том, что сдвиг центра линии оказывается много больше ее ширины.

Сравнение результатов расчетов с предельными выражениями показало, что совпадение с точностью около 5% достигается при $h \geq 10^3$, $h \leq 10^{-8}$ соответственно (рис. 1а). Результаты

расчетов полуширины контура $\Delta\omega$ и сдвига δ в зависимости от параметра бинарности h представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, переходная область оказывается чрезвычайно

широкой, причем переходные области по ширине и сдвигу в раздельности являются более узкими и не совпадают ($10^{-7} \leq h \leq 10^{-3}$ по ширине и $10^{-5} \leq h \leq 10^{-1}$ по сдвигу).

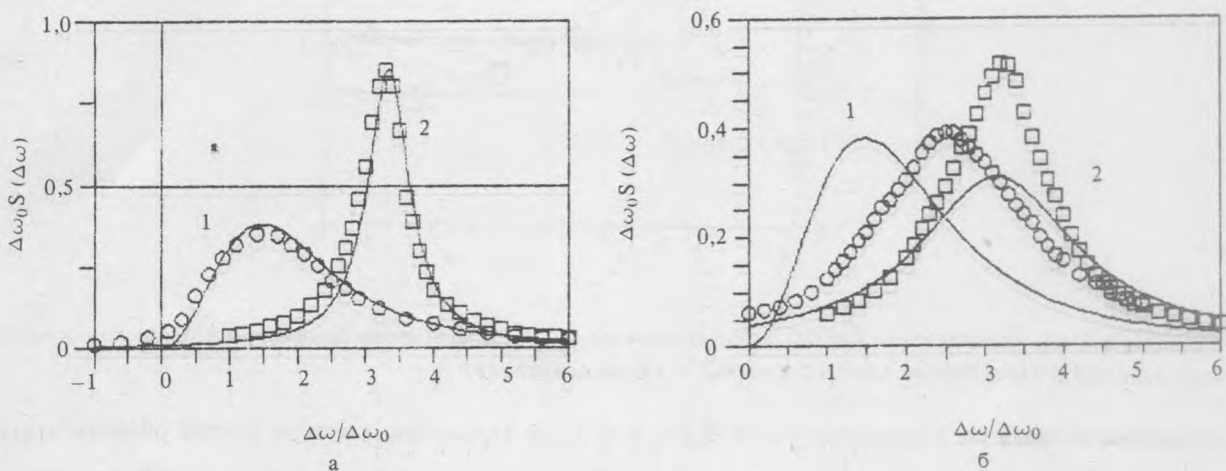


Рис. 1. Контуры линий в хольцмарковском (кривая 1, $h = 10^{-3}$) и квазиударном (кривая 2, $h = 10^{-8}$) пределах (а) и в переходной области (б) при значениях $h = 10^{-6}$ (\square) и $h = 10^{-3}$ (\circ). Маркеры — расчет; сплошные кривые на рис. 1б — модифицированное распределение Хольцмарка для $h = 10^{-6}$ (1) и квазиударный контур для $h = 10^{-3}$ (2).

Зависимости $\Delta\omega$ и δ от h с точностью 10% удается аппроксимировать обеспечивающими правильные асимптотики функциями (пунктир на рис. 2):

$$\Delta\omega/\Delta\omega_0 = (1,6h^{1/3} + 0,34)/(h^{1/3} + 0,1), \quad (3)$$

$$\delta/\Delta\omega_0 = 2,26h^{1/3}/(h^{1/3} + 0,0035), \quad \Delta\omega_0 = 2,6031\alpha N^{2/3}.$$

Контуры линии при промежуточных значениях $h = 10^{-6}, 10^{-3}$, соответствующих максимальным отклонениям $\Delta\omega$ и δ от предельных значений, не описываются ни одним из предельных выражений (рис. 1б).

Проведенное моделирование позволяет определить границы применимости широко используемого при описании уширения ионами квазистатического приближения. Из рис. 2 видно, что с точностью около 30% это приближение справедливо вплоть до $h \sim 10^{-3}$.

При сравнении описанных выше результатов с результатами /9/ оказалось, что оригинальные результаты и выводы /9/ радикально отличаются от наших. Так, в /9/ утверждается, что

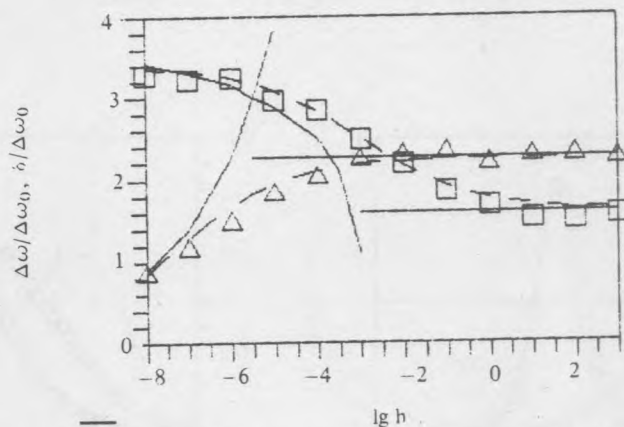


Рис. 2. Зависимость ширины линии $\Delta\omega$ (\square) и сдвига контура δ (Δ) от параметра бинарности h . Сплошные кривые — хольцмарковский и квазистационарный пределы; пунктир — аппроксимации (3).

переходная область по h является узкой ($0,5 \leq h \leq 2$), а параметры контура в этой области хорошо описываются дробно-линейной функцией h . Согласно нашим данным переходная область охватывает 6 порядков по h , а параметры контура являются функциями $h^{1/3}$. Отличаются также и контуры линий. Причины такого расхождения, по-видимому, следующие: а) постановка задачи в /9/ была недостаточно проработана — в качестве исходного при численном моделировании использовалось выражение, не имеющее предела в классе обычных (не обобщенных) функций (следствием этого является большой разброс точек контуров линий); б) недостаточной была точность расчетов. Эти соображения привели нас к заключению об ошибочности всех полученных в /9/ результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган В. И. В кн: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Под ред. М. А. Леонтовича, М., изд. АН СССР, 1958, т. 4, с. 258.
2. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., Мир, 1978.
3. Лисица В. С. УФН, 122, 449 (1977).
4. Seidel J. Z. Naturforsch., 32A, 1195 (1977); 32A, 1207 (1977); 35A, 679 (1980).
5. Stamm R., Voslamber D. JQSRT, 22, 599 (1979).
6. Seidel J., Stamm R. JQSRT, 27, 499 (1982).
7. Stamm R., Smith E. W., Talin V. Phys. Rev., A30, 2039 (1984).
8. Stamm R. et al. Phys. Rev., A34, 4144 (1986).
9. Жидков А. Г., Терских А. О. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 27 (1989).
10. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Препринт ИОФАН, № 36, М., 1990; Труды ИОФАН, 40 (1991).
11. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ДАН СССР, 299, 106 (1988); Препринт ИОФАН № 342, М., 1987.
12. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 33 (1987); № 11, 42 (1988); Письма в ЖТФ, 14, 354 (1988).

Поступила в редакцию 29 марта 1991 г.