

УДК 533.082.5

ВЛИЯНИЕ НЕИДЕАЛЬНОСТИ НА ФОТОРЕКОМБИНАЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ ПЛАЗМЫ

Кобзев Г. А., Курилеников Ю. К.

Развивается предложенная ранее модель [1], описывающая влияние неидеальности на оптические свойства плазмы. Рассмотрены припороговые области спектра и суммарные спектры. Показано, что с ростом плотности зарядов в плазме появляется характерный провал в интенсивности излучения в припороговой области, а суммарные спектры в высокочастотной области могут уменьшаться по сравнению с рассчитанными в приближении слабой неидеальности. Обсуждаются границы применимости принципа спектроскопической устойчивости. Оценивается влияние неидеальности на росселандово среднее пробега излучения в плотной цезиевой плазме. Проведено сравнение с экспериментальными данными по излучению неидеальной плазмы.

При вычислении оптических свойств слабонеидеальной плазмы ранее обычно учитывался один механизм влияния неидеальности: слияние верхних членов спектральных серий, приводящее к кажущемуся сдвигу порогов фотоионизации атомов и ионов и к увеличению суммарного коэффициента поглощения в припороговых областях спектра. В [1] было обращено внимание на другое проявление неидеальности — нереализацию части верхних уровней атомов и ионов в результате действия плазменных микрополей. Воздействие сильных микрополей неидеальной плазмы на верхние уровни атома приводит к двум наблюдаемым эффектам: появлению провала в распределении сил осцилляторов вблизи порога фотоионизации и уменьшению интенсивности суммарных рекомбинационных спектров по сравнению с рассчитанными в приближении слабой неидеальности [2]. Последнее относится к частотам, превышающим пороговые для фотоионизации уровней, которые дают определяющий вклад в суммарный коэффициент поглощения. Предложенная в [1] теоретическая модель позволила объяснить результаты экспериментальных работ по спектрам в припороговых областях [3, 4] и по излучению плотной ксеноновой плазмы [5], а также объяснить общую картину влияния неидеальности на рекомбинационные спектры плотной плазмы различных элементов.

Предлагаемая работа является продолжением работы [1]. Рассмотрены некоторые вопросы теоретического обоснования модели, анализируются экспериментальные данные по излучению плазмы, исследуется влияние неидеальности на величину росселандова среднего пробега излучения в плотной плазме.

1. В дипольном приближении вероятность радиационного перехода w можно представить в виде

$$w_F \sim |\langle \psi_{E',F} | \mathbf{r} | \psi_{E,F} \rangle|^2 \rho_F(E) \sim \left(\frac{df}{dE} \right)_F, \quad (1)$$

где $\psi_{E',F}$ и $\psi_{E,F}$ — волновые функции начального и конечного состояний в поле F , $\rho_F(E)$ — плотность конечных состояний в поле F , df/dE — спектральная плотность сил осцилляторов. Согласно [1], исследуемая частично ионизованная низкотемпературная плазма состоит из подсистемы заря-

дов, которая может быть неидеальной, и атомов, «погруженных» в квазистатистические микрополя. В слабонеидеальной плазме с параметром неидеальности $\gamma \ll 1$ ($\gamma = e^2(2n_i)^{1/2}/kT$, e — заряд электрона, n_i — плотность однократных ионов, kT — температура в энергетических единицах) характерные значения напряженности микрополя $F_0 = 2,603en_i^{1/2}$ не превышают $10^3 - 10^5$ В/см, при этом подвергаемая возмущающему действию микрополя область энергетического спектра атома пренебрежимо мала. В этом случае плотность сил осцилляторов вблизи нуля энергии мала, поскольку для невозмущенного кулоновского потенциала расходимость $\rho(E)$ при подходе к нулю энергий слева компенсируется уменьшением до нуля значений квадрата матричного элемента, а при подходе к нулю энергий справа расходимость квадрата матричного элемента компенсируется обращением в нуль $\rho(E)$ (рис. 1, а).

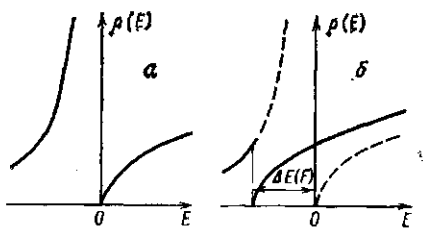


Рис. 1. Качественный вид плотности состояний электрона в области малых энергий

В неидеальном случае $\gamma \ll 1$ величина F_0 может достигать значений порядка 10^7 В/см, и возмущенная область энергетического спектра становится существенной. В этих условиях кулоновский потенциал заметно искажается микрополем плазмы и пороговое поведение сечения фотоионизации будет в основном определяться плотностью конечных состояний [6, 7]. Плотность дискретных состояний в результате переализации части верхних уровней энергии атома в микрополе F становится конечной, а плотность состояний непрерывного спектра сдвигается в область отрицательных энергий (рис. 1, б) на величину, близкую

$$\Delta E(F) = 2e\sqrt{eF}. \quad (2)$$

Поскольку значение матричного элемента в (1), соответствующего переходу в область нереализующихся уровней, не обращается в бесконечность для любых разумных приближений (например, если в качестве ψ_F выбрать волновую функцию свободного движения или движения в однородном поле [8]), следует ожидать появления провала в распределении $(df/dE)_F$ вблизи порога фотоионизации. Результирующий спектр плазмы в припороговой области будет определяться усредненным по распределению микрополей $P(F)$ значением df/dE

$$df/dE = \int_0^{\infty} (df/dE)_F P(F) dF. \quad (3)$$

Аналогично усредненная величина области нереализующихся уровней (2) оказывается пропорциональной параметру неидеальности γ

$$\Delta E/kT = c\gamma, \quad (4)$$

где $c \approx 3-4$ — численный коэффициент, слабо зависящий от γ . Величина c носит оценочный характер ($c \approx 4$ при $\gamma \ll 1$, $c \approx 3$ при $\gamma \approx 1$).

2. В слабонеидеальной плазме основным эффектом неидеальности в оптических спектрах является уширение спектральных линий. Приближенный способ учета вклада сильно уширенных и слившихся верхних членов спектральных серий в непрерывный спектр заключается в продлении в длинноволновую область сечений фотоионизации в соответствии с невозмущенной плотностью сил осцилляторов и предполагает распространение принципа спектроскопической устойчивости (ПСУ) [9] на верхние члены спектральных серий и непрерывный спектр [2]. Эксперименты в слабонеидеальной плазме подтверждают правомерность этого. Различные способы разделения вкладов фоторекомбинационного континуума и кон-

тинуума, образованного переналожением уширенных спектральных линий в припороговой области [10, 11] (вклад рекомбинации увеличивается, вклад линий уменьшается, а сумма сохраняется для каждой данной частоты), основаны фактически на применении ПСУ и не могут быть перенесены на неидеальную плазму [12]. Это связано с тем, что в неидеальной плазме область спектра, в которой нарушаются условия применимости ПСУ, становится заметной (см. (4)). В самом деле, ПСУ применим, если возмущение конечного и начального состояний излучающей системы невелико [9], и его действие на оба состояния описывается унитарным преобразованием. В рассматриваемом же случае верхнее состояние переходит в континуум под действием микрополя и такой переход не может быть описан унитарным преобразованием. Таким образом, распределение df/dE в припороговой области должно отличаться от невозмущенного и будет определяться в основном плотностью конечных состояний, что и приводит, как указывалось выше, к появлению провала или «окна прозрачности» в этой области спектра [1, 12].

При описании суммарных спектров слабонеидеальной плазмы ПСУ используется при преобразовании связанно-связанных переходов электрона в связанно-свободные и связанно-свободных в свободно-свободные [2]. При этом суммарный коэффициент поглощения фактически оказывается не зависящим от положения границы между дискретным и непрерывным спектром. В неидеальной плазме величина суммарного поглощения становится чувствительной к характерному размеру области ΔE [12]. Нереализация групп верхних уровней особенно заметно проявляется в высокочастотной части спектра плазмы, где уменьшение вклада связанно-свободных переходов из этой группы уровней в континуум заведомо не компенсируется возможным увеличением вклада тормозных процессов. Таким образом, в высокочастотной области спектра с ростом n_i следует ожидать уменьшения суммарного коэффициента поглощения плазмы по сравнению с рассчитанным в приближении слабой неидеальности [2]. Более заметного уменьшения коэффициента поглощения следует ожидать для атомов, у которых состояния, дающие определяющий вклад в поглощение на данной частоте, лежат ближе к границе ионизации.

Отметим также, что состояния ниже, но вблизи потенциального барьера при наличии квазистатического микрополя нестабильны и подобны автоионизационным. Вклад в результирующие спектры переходов из таких состояний в континуум может быть учтен, если рассматривать его как тормозное излучение в поле иона при наличии резонанса в уругом рассеянии. Как показано в [13], спектр излучения при таком переходе смещается в красную сторону по сравнению с фоторекомбинацией на стабильный уровень.

3. Области параметров плазмы на диаграмме n_i-T , в которых преобладает слияние спектральных линий (n_i — эффективное главное квантовое число уровня, отвечающего последней наблюдаемой линии) или нереализация уровней энергии атомов (n_2' — квантовое число последнего реализующегося уровня) были указаны в [1]. На рис. 2, а приведены зависимости $n_1(n_i)$ и $n_2'(n_i)$, следующие из результатов [14] и выражения (2) соответственно. При некотором значении $n_i = n_i^*$ величины n_1 и n_2' оказываются равными. В случае $n_i < n_i^*$ в плазме могут проявиться оба эффекта: как слияние спектральных линий, так и нереализация уровней энергии атомов. (При $n_i < n_i^*$ последний может быть незаметен из-за перезарядки). Когда $n_i > n_i^*$, что соответствует неидеальной плазме, остается только второй эффект (рис. 2, а), при этом спектральные линии должны исчезать, не перекрываясь.

В выборе n_1 и n_2' существует неопределенность. На рис. 2, б представлены зависимости $n_1(n_i)$ и $n_2'(n_i)$, построенные для водорода по данным [14–18]. Функции $n_2'(n_i)$ несколько сильнее зависят от плотности зарядов, поэтому с ростом n_i любые две зависимости $n_1(n_i)$ и $n_2'(n_i)$ пересе-

куются. Неточность положения границы $n_i = n_i^*$ двух обсуждавшихся эффектов неидеальности обусловлена как разбросом значений n_1 и n_2' , так и экстраполяцией рассматриваемых функций в область больших n_i . Поэтому можно указать лишь область плотностей $n_i \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в которой с ростом n_i в спектрах вблизи порогов фотоионизации могут стать заметны

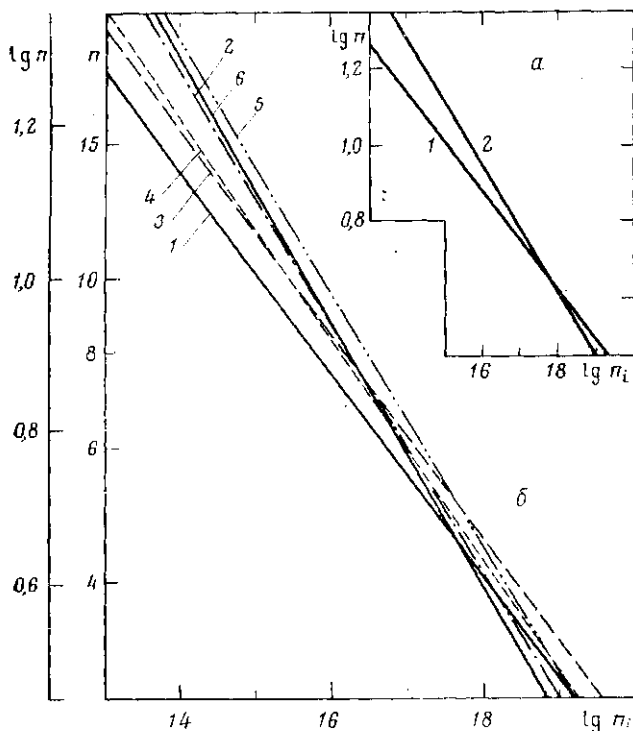


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости $n_1(n_i) - 1, 3, 4$ и $n_2'(n_i) - 2, 5, 6$; 1 - [14]; 2 - (2); 3 - [15]; 4 - [16]; 5 - [17]; 6 - [18]

Рис. 3. Росселандово среднее пробега излучения l в неидеальной цезиевой плазме: сплошные кривые - расчет в приближении слабой неидеальности, пунктирные - оценка влияния плотностных эффектов; заштрихованная область - экспериментальные данные [32] для $P=1100 \text{ атм}$

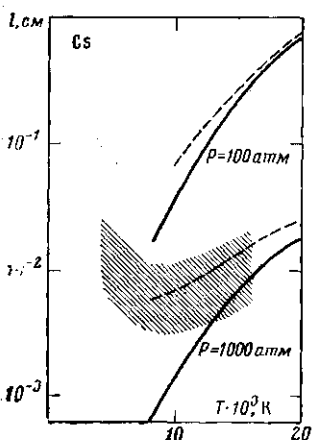


Рис. 3

особенности, обусловленные нереализацией уровней энергии атомов под действием микрополей.

4. Экспериментальные данные, относящиеся к влиянию неидеальности на излучение плазмы, и их интерпретация обсуждались в [1]. Обратим внимание еще на ряд результатов по оптическим свойствам плотной плазмы.

Припороговая область спектра. Литий. В работе [19] исследовалось излучение плотной литиевой плазмы, образующейся при электровзрыве проволоочки. По оценкам [19] были достигнуты значения $n_i \approx 1,7 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полученный интегральный по времени спектр излучения содержит линии главной серии в поглощении на фоне интенсивного континуума. По мере приближения к границе фотоионизации спектральные линии сливаются и исчезают, а в припороговой области наблюдается всплеск интенсивности, выходящий за рамки погрешностей измерения. Последний может быть объяснен резким уменьшением оптической толщины, обусловленным обсуждавшимся выше эффектом.

Аргон. Детальные результаты исследования плотной аргоновой плазмы приведены в [3], их интерпретация в рамках рассматриваемой модели дана в [1].

Ртуть. Существенное влияние плотностных эффектов на поглощение порогов фоторекомбинации ртутной плазмы отмечалось в [4]. В [1] эти

особенности интерпретировались аналогично спектрам аргоновой плазмы. В работе [20] экспериментально исследовалось излучение плотной ртутной плазмы. Особое внимание было обращено на спектры вблизи порогов фоторекомбинации на уровни $6p^1P_1^0$ и $6p^3P_2^0$. Прослеживались серии спектральных линий с целью выявления последней еще различимой на фоне континуума линии. В менее плотном случае ($n_i = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) в припороговых областях спектра наблюдалось слияние спектральных линий (согласно модели Инглиса — Теллера), которое приводит к кажущемуся сдвигу порогов фоторекомбинации в сторону меньших частот. При больших плотностях зарядов ($n_i = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) подтверждается качественно новый эффект: спектральные линии вблизи порогов фоторекомбинации исчезают, не перекрываясь, а сами пороги оказываются практически несдвинутыми. В результате у границы фоторекомбинации возникает провал в интенсивности излучения по сравнению с расчетом в приближении слабой неидеальности [2].

Водород. Исследование водородной плазмы представляет особый интерес, однако ввиду экспериментальных трудностей достигнутые в опытах значения концентрации зарядов, как правило, не превышают $n_i \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, см., например, [21, 22]. Исключением являются данные [23], где достигнуты плотности $n_i \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. У границы бальмеровской серии наблюдается провал в коэффициенте поглощения, что приводит к отличию расчетных и экспериментальных данных, заметно выходящему за пределы погрешностей опыта [23]. На меньших частотах, по-видимому, наблюдается область слившихся и несколько ослабленных линий H_δ , H_ϵ , H_ζ , H_η . Данные особенности согласуются с предсказаниями на основе развитой выше модели влияния неидеальности на спектры плазмы в припороговых областях. Поскольку результаты [23] являются единичными, представляются важными дальнейшие экспериментальные исследования при $n_i > 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Суммарный коэффициент поглощения. Результаты обработки экспериментальных данных в виде зависимости ξ -фактора от n_i для плазмы Ag и Xe, которые наиболее изучены, приведены в [1] (частота $\nu = 22\,000 - 23\,000 \text{ см}^{-1}$). Укажем работы, вышедшие в последнее время. Ряд результатов, полученных для случая $n_i < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [24—26], согласуется с расчетными значениями ξ -фактора. Из экспериментов, в которых достигнуты значения $n_i > 10^{18}$, отметим [26—28]. В [26, 27] опытные значения ξ -фактора (Ar, $n_i = 5,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) совпадают в пределах погрешности с расчетным значением и оценкой влияния неидеальности [1]. Результаты, полученные для ксеноновой плазмы авторами [27] ($n_i \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$), указывают на заметное уменьшение ξ с ростом n_i на больших частотах, что находится в согласии как с другим независимым экспериментом [5], так и с теоретическими оценками [1]. Существенное уменьшение ξ -фактора в аргоновой плазме по сравнению с расчетным при $n_i \approx 10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($\lambda = 4950, 5800 \text{ \AA}$) обнаружено в [28].

5. В этом разделе приведены результаты оценки росселандова среднего l пробега излучения в неидеальной цезиевой плазме. Эта величина представляет интерес в ряде приложений, связанных с переносом излучения в плазме, определением роли излучения в энергетическом балансе, оценкой температурных профилей и т. д. Кроме того, важно знать, насколько могут быть чувствительны к неидеальности интегральные по частоте оптические характеристики.

При оценке коэффициента поглощения $\kappa(\nu, T)$ цезиевой плазмы, необходимого для определения l [29], учитывались следующие радиационные процессы: связанно-свободные переходы электронов, обусловленные фотоионизацией Cs и Cs^+ ; свободно-свободные переходы электронов в полях Cs^+ , Cs_2^+ и Cs^{++} ; свободно-свободные переходы электронов в полях атома Cs; поглощение в спектральных линиях атома Cs и иона Cs^+ . Состав плазмы рассчитывался с учетом поправок на неидеальность [30, 31]. На рис. 3 показаны зависимости $l(T)$, полученные

на основании расчета $\kappa(\nu, T)$ в приближении слабой неидеальности (сплошные кривые). Отметим, что основной вклад в $\kappa(\nu, T)$ при $T \approx 10^4$ К на частотах, определяющих l , обусловлен фотоионизацией атомов Cs.

Оценим влияние плотностных эффектов на величины $\kappa(\nu, T)$ и l . Поскольку основной вклад в l определяется поглощением на больших частотах ($h\nu/kT \approx 3-5$), изменение $\kappa(\nu, T)$ и l при учете неидеальности будет обусловлено значительным уменьшением вклада в поглощение связанно-свободных переходов по сравнению со случаем слабой неидеальности. Для атома Cs нереализация уровней будет весьма заметной, что приведет к увеличению значений l (рис. 3, пунктирные кривые) по сравнению с рассчитанными в приближении слабой неидеальности.

Полученные оценки указывают на то, что плотностные эффекты в рассмотренных условиях приводят к относительному просветлению цезиевой плазмы, заметному даже в интегральных по спектру характеристиках. Отметим, что этот вывод качественно согласуется с результатами экспериментального определения лучистой теплопроводности плотной плазмы цезия [32]. Области значений l для давления $P=275$ атм и $P=1100$ атм в [32] оказываются практически одинаковыми, в то время как в приближении слабой неидеальности величина $\kappa(\nu, T)$ должна заметно увеличиваться (l — уменьшаться) с ростом давления в указанных пределах.

Авторы выражают благодарность Г. Э. Норману за полезные обсуждения и Э. И. Асиновскому за поддержку работы.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Кобзев, Ю. К. Куриленков, Г. Э. Норман. ТВТ, 15, 193, 1977.
2. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. УФН, 91, 193, 1967.
3. В. М. Батенин, П. В. Минаев. ТВТ, 9, 676, 1971; JQSRT, 17, 171, 1977.
4. В. М. Батенин, П. В. Минаев. В сб. Химия плазмы, вып. 2. Атомиздат, 1975.
5. С. И. Андреев, В. Е. Гаврилов. ЖПС, 13, 988, 1970; С. И. Андреев, Т. В. Гаврилова, В. Е. Гаврилов. Тезисы докл. IV Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1975; С. И. Андреев. ЖТФ, 45, 1010, 1975; Оптика и спектроскопия, 38, 432, 1975.
6. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. «Наука», 1971.
7. А. Б. Мигдал. Качественные методы в квантовой теории. «Наука», 1975.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. «Наука», 1974.
9. И. Б. Левинсон, А. А. Нихилгин. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Изд. ЛГУ, 1962.
10. В. П. Гурович, Л. К. Меренкова, В. С. Энгельшт. ДАН СССР, 221, 315, 1975.
11. V. Vujnovic. JQSRT, 13, 929, 1970.
12. Ю. К. Куриленков. Тезисы докл. III Всес. конф. Динамика излучающего газа, М., 1977.
13. Л. Г. Дьячков, Г. А. Кобзев, Г. Э. Норман. ЖЭТФ, 65, 1399, 1973.
14. Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, 1969.
15. D. R. Inglis, E. Teller. Astrophys. J., 90, 439, 1939.
16. B. H. Armstrong. JQSRT, 4, 207, 1964.
17. A. Unsöld. Z. Astrophys., 24, 355, 1948.
18. B. Grabowski. Acta Physica Polonica, 444, 565, 1973.
19. B. Ya'akobi. In: Exploding Wires, 4, 87. Plenum Press, N.-Y., 1968.
20. Ю. К. Куриленков, П. В. Минаев. ЖЭТФ, 74, 563, 1978.
21. V. Z. Nizovskiy, V. T. Shabashov. III Intern. Conf. Gas. Discharges, London, 1974.
22. W. Z. Wiese, D. E. Kelleher, D. R. Paquette. Phys. Rev., 6, 1132, 1972.
23. A. A. Kon'kov, A. V. Vorontsov, S. G. Kulagin, A. P. Ryazin. High Temp.— High Press., 5, 405, 1973.
24. C. Goldbach, G. Nollez, D. Stuck. J. Phys., B9, 1191, 1976.
25. J. Glasser, J. Chappelle, D. Djordjevic. XII Intern. Conf. Phen. Ionized Gases, Eindhoven, 1975.
26. В. А. Волков, С. И. Тигоров, Б. К. Ткаченко. Тезисы докл. III Всес. конф. Динамика излучающего газа, М., 1977.
27. В. А. Волков, С. И. Тигоров, Б. К. Ткаченко. ТВТ, 16, № 2, 1978.
28. В. Е. Беспалов, В. Е. Форгов. Письма в ЖТФ, 4, вып. 9, 1978.
29. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. «Наука», 1966.
30. С. П. Вегчинин, Ю. К. Куриленков. ТВТ, 13, 863, 1975.
31. Б. В. Зеленер, Ю. К. Куриленков, Г. Э. Норман. Химия высоких энергий, 10, 489, 1976.
32. П. П. Кулик, Е. К. Розанов, В. А. Рябый. ТВТ, 15, 415, 1977.