

## СПЕКТРАЛЬНОЕ БОЛЬЦМАНОВСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЛИ ИНФРАКРАСНАЯ "КАТАСТРОФА" В РЕЗОНАНСНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ГАЗА

Ю.К.Земцов, А.Ю.Сечин, А.Н.Старостин, А.Г.Леонов\*, Д.И.Чехов\*

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований  
142092 Троицк, Московская обл., Россия*

*\*Московский физико-технический институт  
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 1997 г.

После переработки 5 мая 1997 г.

Экспериментально исследованы инфракрасные спектры чисто теплового свечения резонансной среды (паров натрия). Показано, что интенсивность их излучения в области  $2 \div 3$  мкм при температуре  $600 \div 1200$  К на несколько порядков превышает величину, получаемую из стандартной теории переноса резонансного излучения. Это явление условно может быть названо инфракрасной "катастрофой". Форма зарегистрированных спектров и абсолютная интенсивность свечения как в инфракрасной, так и в видимой областях спектра согласуются с развитой ранее теорией [3], в которой спектральное больцмановское распределение заселенности резонансного уровня пропорционально  $\exp(-\hbar\omega/T)$ .

PACS: 42.50.-p, 51.70.+f

В теории переноса резонансного излучения [1,2] получены важные результаты, согласующиеся со многими экспериментальными данными. Однако в некоторых предельных случаях эта теория противоречит фундаментальным законам. В частности, это относится к приближению узкой линии ( $\Delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$ , где  $\omega_0$  - частота резонансного перехода), в котором спектральная интенсивность объемного излучения резонансной среды описывается выражением [1,2]

$$\epsilon_\omega = (1/4\pi)\hbar\omega_0 A N^*(\omega), \quad (1)$$

где  $A$  - вероятность спонтанного излучения,  $\hbar$  - постоянная Планка,  $N^*(\omega)$  - спектральная плотность населенности резонансного уровня, то есть плотность атомов, способных излучить фотон с частотой  $\omega$  (в приближении полного перераспределения поглощенных и испущенных фотонов по частотам считается, что  $N^*(\omega) = N^*a(\omega)$ , где  $N^*$  - полная населенность резонансного уровня,  $a(\omega)$  - контур линии). Однако, как показано в [3], полагая в равновесии  $N^* = N_0 \exp(-\hbar\omega_0/T)$  [1] (кратности вырождения считаем равными,  $T$  - температура,  $N_0$  - населенность основного состояния), из (1) не удастся получить правильного выражения для равновесной планковской интенсивности  $J_P$ , поскольку в (1) входит частота резонанса  $\omega_0$ , а не текущая частота  $\omega$ . Для того чтобы получить корректную формулу для  $J_P$ , необходимо модифицировать выражение для  $N^*(\omega)$ , введя в него поправочный множитель [2,3]:

$$\tilde{N}^*(\omega) = N^*a(\omega) \exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T). \quad (2)$$

В равновесии будем иметь спектральное больцмановское распределение:

$$\tilde{N}^*(\omega) = N_0a(\omega) \exp(-\hbar\omega/T), \quad (3)$$

(в отсутствие равновесия  $\tilde{N}(\omega)$  находится из уравнений кинетики, приведенных в [3]). Полная населенность возбужденных атомов определяется интегралом от (2) по частоте и, например, для чисто радиационного уширения может быть записана в виде

$$\tilde{N}^* \simeq N_0 \left\{ \exp(-\hbar\omega_0/T) + \frac{3!}{2\pi} \frac{A}{\omega_0} \left[ \frac{T}{\hbar\omega_0} \right]^4 \right\}. \quad (4)$$

Интересно, что аналогичная сумма экспоненциального и степенного вкладов получена и в распределении частиц по импульсам [4].

Введение фактора  $\exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T)$  практически не сказывается на форме ядра линии  $\Delta\omega \ll \omega_0$ , но может привести при  $T \ll \omega_0$  к появлению второго максимума в контуре линии на ее далеком "красном" крыле в области нескольких  $T$  (для плазмы этот факт отмечался в [3]). При этом большая часть излучаемой в линии энергии может принадлежать именно к ее нерезонансному "красному" крылу, а не к центральной околорезонансной части. Этот факт условно и будем называть инфракрасной "катастрофой". Отметим также, что коэффициент поглощения в этом крыле мал и "мягкие" фотоны могут выходить из ограниченной среды.

Целью данной работы являлось экспериментальное наблюдение второго максимума в далеком "красном" крыле резонансной линии и абсолютные измерения ее интенсивности в околорезонансной и низкочастотной частях контура для проверки развитой в [3,5] теории. Свечение в столь далеком крыле спектральной линии ранее не изучалось (как правило, измерения ограничивались отстройками  $\leq 1000 \text{ см}^{-1}$ , смотри, например, [6]). В качестве резонансной среды использовались стационарно нагреваемые до температур  $600 \div 1200 \text{ К}$  пары натрия, и изучалось свечение резонансного дублета 3P-3S. Для него при указанных температурах второй максимум лежит в инфракрасной (ИК) области в диапазоне  $2 \div 5 \text{ мкм}$ . Особо отметим, что регистрировалось чисто тепловое свечение паров в отсутствие возбуждения их электрическим полем или внешним источником излучения. В этих условиях плотность электронов пренебрежимо мала, как мала и интенсивность тормозного и фоторекомбинационного континуумов. Относительно низкие температуры исключают и появление в этой области спектра теплового свечения каких-либо других линий.

Исследования проводились на установке, состоящей из цилиндрической кюветы типа "тепловой трубы", наполненной парами натрия, и комплекса регистрирующей аппаратуры. Перед проведением экспериментов кювета, содержащая металлический натрий, откачивалась, наполнялась аргоном при давлении 1 атм и нагревалась до требуемой температуры. Излучение приосевой зоны трубы, входящее через окно в ее торце, непосредственно регистрировалось двумя калиброванными по абсолютной чувствительности приемниками. В видимой части спектра (в полосе  $0.5 \div 0.6 \text{ мкм}$ , вырезаемой набором светофильтров) – фотоэлектронным умножителем ФЭУ-84, а в ИК области (в полосе  $2 \div 3 \text{ мкм}$ ) – фотоприемником на основе фоторезистора из PbS с германиевым окном. Для получения спектров свечения в ИК области (с разрешением  $\sim 300 \text{ см}^{-1}$ ) излучение направлялось на входную щель ИК монохроматора, на выходе которого был расположен пироэлектрический приемник. Особое внимание в экспериментах уделялось предотвращению попадания прямого излучения нагретых стенок кюветы в апертуру приемников. Для этого между ними и кюветой устанавливались две диафрагмы, которые ограничивали телесный угол попадающего

на приемники излучения. Отметим, что при установке диафрагм в отсутствие натрия в кювете и независимо от наличия и давления аргона в ней сигнал приемников был ниже уровня чувствительности регистрирующей аппаратуры даже при максимальных температурах.

Полученная в эксперименте зависимость интегральной по указанным выше диапазонам длин волн интенсивности свечения паров в видимой ( $J_{vis}$ ) и ИК ( $J_{ir}$ ) областях спектра от температуры представлена на рис.1, а спектр их ИК свечения для различных  $T$  – на рис.2. Из приведенных данных следует, что интенсивность ИК свечения на несколько порядков превышает таковую в околорезонансной области спектра, причем в ИК части спектра наблюдается хорошо заметный максимум, что качественно подтверждает теоретические соображения.

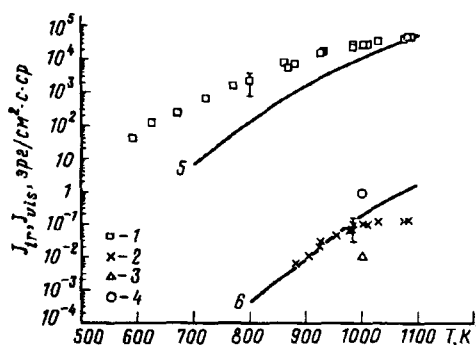


Рис.1. Зависимость интегральных интенсивностей свечения паров натрия в ИК (1,3,5) и видимой (2,4,6) областях спектра от температуры в центре тепловой трубы: 1,2 – эксперимент; 3,4 – стандартная теория; 5,6 – теория [3]

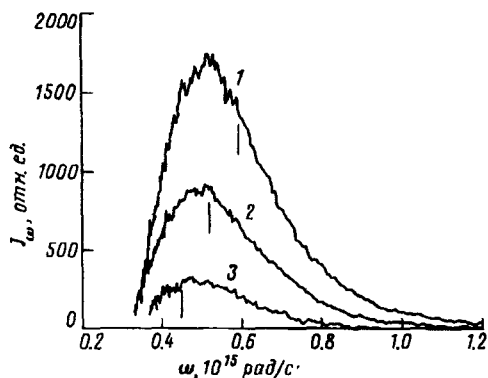


Рис.2. Спектр теплового свечения паров натрия в ИК области спектра при различных температурах в центре тепловой трубы: 1 –  $T = 1080$  К, 2 – 950 К, 3 – 830 К. Вертикальными отрезками показаны теоретические [3] положения максимумов

Для количественного сравнения с экспериментальными данными были приняты численные расчеты на основе развитой в [3,5] теории переноса резонансного излучения с учетом измеренного распределения температур вдоль оси кюветы. Распределение плотности атомов Na при этом полагалось соответствующим давлению насыщенных паров [7] (что справедливо, по крайней мере, до температур порядка  $800 \div 900$  К [8]). В расчетах предполагалось, что оптически прозрачное "красное" крыло резонансной линии формируется квазистатическим уширением аргоном [9]. Вблизи же центра линии для численного моделирования использовалась теория [5], учитывающая сильную дисперсию резонансного газа высокой плотности. На рис.3 показаны зависимости от частоты интенсивности излучения в центре кюветы для заданной температуры  $T = 1000$  К. Кривая 1 соответствует теории [3], учитывающей экспоненциальный множитель  $\exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T)$ , кривая 2 – стандартной теории излучения спектральной линии [1], а кривая 3 – планковской интенсивности. В ИК области спектра теория [3] дает для интенсивности излучения величину, на несколько порядков превышающую получаемую в стандартной теории. На "синем" крыле ситуация обратная и, что особенно важно, интеграл по частотам

от интенсивности, рассчитанной по стандартной теории, при высоких частотах расходится. Отметим, что в центре линии на кривой 1 отчетливо проявляется узкий пик с интенсивностью, превышающей планковскую, объясненный своим происхождением сильной дисперсии и поглощению в плотных парах натрия, что подробно обсуждалось в [5,10]. На рис.4 показаны спектральные зависимости выходящего из кюветы теплового излучения. При этом наблюдаемая спектральная зависимость интенсивности свечения "красного" крыла согласуется по форме и положению максимума с расчетными данными (сравни рис.2 и 4).

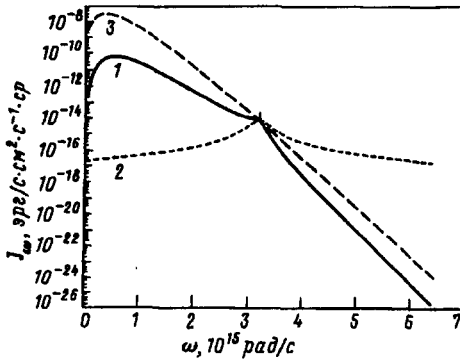


Рис.3. Зависимости от частоты спектральных интенсивностей излучения в центре кюветы для  $T = 1000\text{K}$ : 1 - расчет по теории [3], 2 - расчет по стандартной теории излучения [1], 3 - планковская интенсивность

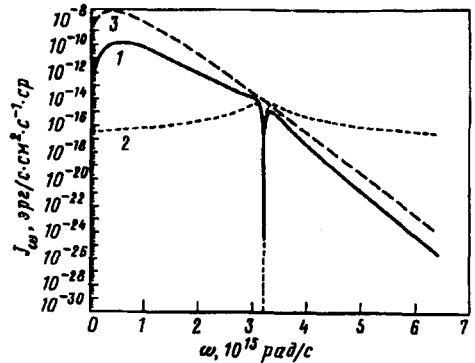


Рис.4. Зависимости от частоты спектральных интенсивностей выходящего из кюветы излучения ( $T = 1000\text{K}$ ): 1 - расчет по теории [3], 2 - расчет по стандартной теории излучения [1], 3 - планковская интенсивность

На рис.1 представлены расчеты по теории [3] интегральной интенсивности излучения в спектральных диапазонах, соответствующих эксперименту. Как следует из графиков, теоретическая кривая для области  $0.5 \div 0.6\text{мкм}$  хорошо согласуется с экспериментом. Для ИК же области опытные и расчетные данные согласуются в пределах порядка величины. Расхождение может быть объяснено, с одной стороны, несовершенством теории, приближенно описывающей формирование статического крыла на столь больших отстройках, а с другой, - отсутствием точных данных о распределении плотности паров по длине кюветы. Вклад в ИК излучение паров могут дать и далекие крылья молекулярных линий молекул  $\text{Na}_2$ , примесь которых, однако, невелика. Отметим, что вклад крыльев резонансных переходов в атомах аргона пренебрежимо мал из-за их большого потенциала возбуждения, что подтверждается исчезновением сигналов свечения в отсутствие паров  $\text{Na}$ .

Интегральные интенсивности, полученные из стандартной теории, разительно отличаются от наблюдаемых (см. рис.1), будучи в несколько раз выше их в видимой области и почти на шесть порядков ниже в ИК части спектра. Таким образом, экспериментальные данные вполне согласуются с развитой в [3] теорией, в которой бoльцмановское распределение спектральной населенности резонансного уровня пропорционально  $\exp(-\hbar\omega/T)$ , и подтверждают наличие инфракрасной "катастрофы" в свечении резонансной среды. Следует отметить, что реально экспоненциальный множитель  $\exp(-\hbar\omega/T)$  в спектраль-

ном распределении возбужденных атомов возникает (см. [3]) как за счет столкновительных процессов возбуждения и ударов второго рода, если выход излучения из ограниченной среды слабо влияет на равновесие внутри ее (что имеет место в нашем случае, так как  $\Gamma \gg A$ , где  $\Gamma$  – столкновительная ширина), так и за счет внешнего равновесного излучения (что также имеет место в наших условиях, так как излучение стенок кюветы близко к чернотельному). Кроме того, укажем, что тот же множитель может быть получен и при рассмотрении столкновительно-индуцированного излучения [11,12]. Однако вероятность этого процесса определяется неупругим сечением столкновений атомов аргона и натрия, пренебрежимо малым из-за адиабатического запрета.

В заключение отметим, что с ростом температуры соотношение интегральных интенсивностей в видимой и ИК областях спектра меняется. Для паров Na, как показали расчеты,  $J_{v,ii} > J_{i,r}$  при  $T > 3500$  К. Тем не менее, и при высоких температурах вклад "красных" крыльев резонансной линии продолжает оставаться много большим рассчитанного по стандартной теории. Это может оказаться существенным при расчетах и измерении свечения плазмы, источников света, при интерпретации результатов измерений в солнечном спектре, так как интенсивность свечения в далеких "красных" крыльях может конкурировать с интенсивностью, определяемой другими механизмами излучения (тормозным и пр.).

Авторы выражают глубокую благодарность академику А.М.Дыхне, П.Д.Гаспаряну, Ю.К.Кочубею и А.А.Пантелееву за интерес к работе и стимулирующие обсуждения, а также чл.-корр. В.Д.Шафранову и участникам руководимого им семинара за плодотворные дискуссии. Авторы также благодарны А.А.Руденко за большую помощь в экспериментах. Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 96-02-17390 и 97-02-17796) и Международного научно-технического центра (проект 076/95).

- 
1. Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* М.: Наука, 1982.
  2. Д.Михалас, *Звездные атмосферы*, М.: Мир, 1982.
  3. Ю.Л.Земцов, А.Н.Старостин, ЖЭТФ **103**, 345 (1993).
  4. В.М.Галицкий, В.В.Якимец, ЖЭТФ **51**, 957 (1966).
  5. Ю.К.Земцов, А.Ю.Сечин, А.Н.Старостин, ЖЭТФ **110**, 1654 (1996).
  6. M.J.Jongergius, in: *Spectral Line Shapes*, Ed. V.Wende, Berlin, 1980.
  7. *Физические величины*, М.: Энергоатомиздат, 1986.
  8. Д.И.Чехов, Канд. дисс., МФТИ, Москва, 1994.
  9. И.И.Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, М.: Физматгиз, 1966.
  10. Ю.К.Земцов, А.Ю.Сечин, А.Н.Старостин и др., Письма в ЖЭТФ **110**, 15 (1997).
  11. В.А.Касьянов, А.Н.Старостин, ЖЭТФ **48**, 295 (1965).
  12. J.Borisov and L.Frommhold, in: *Phenomena Induced by Intermolecular Interaction*, Ed. G.Birnbaum, New York: Plenum, 1985.