

## МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ И СТРУКТУРА СПЕКТРОВ СВЕЧЕНИЯ ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

Ю. К. Земцов, А. Ю. Сечин, А. Н. Старостин\*

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

А. Г. Леонов, А. А. Руденко, Д. И. Чехов†

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

Поступила в редакцию 10 ноября 1997 г.

Впервые экспериментально исследовано чисто тепловое свечение плотной неоднородно нагретой до температур 600–1200 К резонансной среды (паров натрия) в видимой и ИК областях спектра в условиях, когда длина свободного пробега фотона сравнивается с длиной волны излучения. Форма зарегистрированных спектров и абсолютные интенсивности свечения в различных областях спектра хорошо согласуются с результатами численного моделирования по развитой ранее теории переноса резонансного излучения, учитывающей в том числе спектральное бoльцмановское распределение заселенности резонансного уровня, пропорциональное  $\exp(-\hbar\omega/T)$ . Обнаружена сильная асимметрия самообращенной резонансной линии натрия и показано, что при определенных условиях в спектре свечения среды на далеком «красном» крыле резонансной линии может наблюдаться дополнительный широкий максимум. Расчеты и измерения продемонстрировали, что интенсивность теплового излучения паров натрия в этом «красном» максимуме на несколько порядков превышает величину, получаемую из стандартной теории переноса резонансного излучения. Это явление условно может быть названо инфракрасной «катастрофой». Отмечено, что в плазме солнечной короны, в газоразрядных лампах далекие «красные» крылья резонансных линий могут вносить существенный вклад в полную интенсивность свечения и в ряде случаев значительно превосходить по интенсивности фоторекombинационный и тормозной континуумы.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы все большее внимание уделяется проблеме формирования спектров свечения и процессам переноса резонансного излучения в плотных газовых и плазменных средах [1–7]. Главным образом это связано с развитием исследований по изучению радиационных процессов в плотной плазме многозарядных ионов, создаваемой лазерным излучением или различными типами разрядов ( $Z$ - и  $X$ -пинчами и т.д.), и с работами по созданию рентгеновских лазеров. Значительный прогресс в этой области показал настоятельную необходимость существенного пересмотра некоторых устоявшихся представлений в стандартной теории переноса резонансного излучения [8, 9], развитой для случая низких газовых плотностей, и, в частности, необходимость отказа

\* E-mail: staran@fly.triniti.troitsk.ru

† E-mail: chekhov@post.mipt.rssi.ru

от ряда используемых в ней приближений. В первую очередь это касается известного критерия Бибермана [8] применимости стандартной теории  $\varepsilon' - 1 \ll 1$  ( $\varepsilon'$  — вещественная часть диэлектрической проницаемости среды:  $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ ) и приближения узкой линии  $\Delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$ , где  $\omega_0$  — частота резонансного перехода, а  $\omega_0$  — частота излучаемого фотона. С учетом этого обстоятельства в работах [10, 11] впервые была создана обобщенная теория переноса резонансного излучения, свободная от указанных ограничений. Развитый в них подход позволил предсказать существование принципиально новых эффектов, проявляющихся в процессах переноса излучения в плотных средах. Так, в частности, в [11] было показано, что внутри плотной сильнопоглощающей среды интенсивность равновесного излучения  $J_\omega$  в пределах контура линии может значительно превышать планковскую. Кроме того, было обнаружено [10], что в определенных условиях на контуре резонансной линии может наблюдаться второй широкий максимум, смещенный относительно  $\omega_0$  в низкочастотную область, причем интенсивность излучения в этом «красном» крыле линии может на много порядков превосходить интенсивность околорезонансной ее части. Последнее явление в [12] было названо инфракрасной «катастрофой».

Рассмотренные эффекты могут в значительной мере проявиться при наблюдении теплового излучения, выходящего из плотной неоднородно нагретой среды, что позволяет провести опытную проверку изложенной в [10, 11] теории. Поскольку сильно нестационарная и сильно неоднородная плазма лазерной искры, пинчей и т. д. является достаточно неудобным объектом для исследований, представляла интерес экспериментальная проверка развитой теории на простой модельной среде, которой могли бы послужить термически нагретые плотные пары щелочных металлов. Данная работа посвящена экспериментальному наблюдению предсказанных в [10, 11] эффектов на примере теплового излучения стационарно нагреваемых до температур 600–1200 К плотных паров натрия (о результатах которого кратко сообщалось в [12, 13]), а также сравнению опытных данных с результатами численного моделирования. В экспериментах изучалась структура спектра свечения резонансного дублета натрия  $3P - 3S$ . 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 спектре теплового свечения каких-либо других линий.

Работа построена следующим образом. Во втором разделе проведено качественное рассмотрение обсуждаемых эффектов, в третьем приведены результаты численного моделирования радиационных процессов в плотных средах при различных условиях. В четвертом разделе для плазменных условий даны сравнительные оценки соотношения интенсивности излучения в резонансных линиях и интенсивности фоторекомбинационного и тормозного континуумов. В пятом разделе представлено описание экспериментальной установки и методик диагностики. В шестом изложены результаты измерений теплового свечения плотных паров натрия в различных спектральных диапазонах, проведено обсуждение полученных опытных данных и их сравнение с результатами расчетов. В заключении сформулированы основные выводы работы.

## 2. КАЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ

Как уже упоминалось во Введении, при высоких давлениях стандартная теория переноса резонансного излучения [8, 9], развитая для случая низких газовых плотностей, становится неприменимой, поскольку перестает выполняться условие малого отличия  $\varepsilon$  от единицы, а длина свободного пробега фотона сравнивается с длиной волны излучения. Как легко показать, в плотной среде фотон оказывается «плохой» квазичастицей и для него не выполняется дисперсионное соотношение  $\sqrt{\varepsilon'}\omega = ck$ , где  $c$  — скорость света,  $k$  — волновой вектор. В этом случае задача о переносе резонансного излучения может быть решена с использованием уравнения для фурье-компонент корреляционных функций электромагнитного поля, которое можно сформулировать на языке кинетических функций Грина [11]. Это позволяет ввести обобщенную спектральную «интенсивность» излучения  $J(\omega, \mathbf{k})$ , в которой частота  $\omega$  и волновой вектор  $\mathbf{k}$  являются независимыми переменными. В общем случае функция  $J(\omega, \mathbf{k})$  не является положительной и физический смысл имеют некоторые ее моменты, т. е. интегралы по  $k$  с различными весовыми функциями. Так, спектральная интенсивность излучения  $J_\omega$ , с которой обычно имеют дело в измерениях и в стандартной теории переноса, связана с  $J(\omega, \mathbf{k})$  соотношением [11]

$$J_\omega(\Omega) = \frac{2c^2}{\omega} \int_0^\infty k J(\omega, \mathbf{k}) \frac{k^2 dk}{(2\pi)^5}, \quad (1)$$

где  $\Omega$  — единичный вектор в направлении  $\mathbf{k}$ .

Развитый подход позволяет предсказать принципиально новые эффекты, проявляющиеся в процессах переноса резонансного излучения в плотных средах. Так, в условиях термодинамического равновесия в неограниченной среде функцию  $J(\omega, \mathbf{k})$  можно найти из флуктуационно-диссипативной теоремы для спектральной плотности флуктуаций напряженности поперечного электромагнитного поля:

$$J(\omega, \mathbf{k}) = \frac{8\pi\hbar\omega^4 n(\omega)\varepsilon''}{|\omega^2\varepsilon - c^2k^2|}, \quad (2)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $n(\omega)$  — равновесные числа заполнения фотонов, выражаемые формулой Планка:

$$n(\omega) = (\exp(\hbar\omega/T) - 1)^{-1}. \quad (3)$$

Если подставить (2) в (1) и выполнить интегрирование в приближении слабой зависимости  $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$  от волнового числа (что справедливо в плотных средах, так как столкновительная ширина  $\Gamma$  в этих условиях много больше доплеровской), то для равновесной сильнопоглощающей среды получим

$$J_\omega \simeq \frac{\hbar\omega^3 n(\omega)}{4\pi^3 c^2} \frac{\varepsilon'}{2} \left( 1 + \frac{2}{\pi} \arctg \frac{\varepsilon'}{\varepsilon''} + \frac{4\varepsilon''}{\varepsilon'} \ln \left( \frac{\Gamma}{\omega v_T/c} \right) \right) \equiv J_\omega^{Pl} \psi(\omega)\varepsilon', \quad (4)$$

где  $J_\omega^{Pl}$  — планковская интенсивность для излучения черного тела в вакууме,  $v_T$  — тепловая скорость атома. Поскольку при больших плотностях среды  $N$  ширина  $\Gamma$  определяется резонансными столкновениями по механизму Власова–Фурсова [14] ( $\Gamma \propto N$ ),

из-за наличия логарифмического вклада в (4), растущего с увеличением  $N$ , значение равновесной интенсивности в поглощающей среде может превышать интенсивность излучения в прозрачной среде, определяемую формулой Клазиуса  $J_{\omega}^{Pl} \varepsilon'$ , почти на порядок величины в пределах контура спектральной линии для отстроек  $\Delta\omega \lesssim \Gamma$ . Отметим, что численные расчеты  $J_{\omega}$  для паров натрия с учетом зависимости  $\varepsilon$  от  $\omega$  и  $k$  показывают удовлетворительную точность приближения (4) [11].

Рассмотренные эффекты могут в значительной мере проявиться при наблюдении теплового излучения, выходящего из плотной среды. Расчет интенсивности такого излучения также должен быть выполнен с использованием введенной ранее функции  $J(\omega, k, \mathbf{\Omega}, \mathbf{r})$ . В стационарном случае обобщенная спектральная «интенсивность» излучения  $J(\omega, k, \mathbf{\Omega}, \mathbf{r})$  должна удовлетворять одновременно двум уравнениям. Одно из них имеет вид кинетического уравнения:

$$(\mathbf{\Omega}, \nabla)J = -k_{\omega}J + \tilde{\varepsilon}(\omega, k, \mathbf{\Omega}, \mathbf{r}), \quad (5)$$

где  $k_{\omega}$  — коэффициент поглощения, а  $\tilde{\varepsilon}$  — обобщенная спектральная интенсивность объемного спонтанного испускания [11]:

$$k_{\omega} = \frac{\omega^2 \varepsilon''(\omega, k)}{c^2 k} = \frac{4}{3} \frac{g_2}{g_1} \frac{(d\pi\omega)^2}{\hbar c^2 k} a(\omega, k) \left( \tilde{N}_1 - \frac{g_1}{g_2} \tilde{N}_2 \exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T) \right), \quad (6)$$

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{4}{3} \frac{d^2 \omega^3 \hbar \omega}{\hbar c^2 k} \frac{\omega^2 \varepsilon''}{|\omega^2 \varepsilon - c^2 k^2|^2} (2\pi)^3 \tilde{N}_2 a(\omega, k) \exp\left(-\frac{\hbar(\omega - \omega_0)}{T}\right). \quad (7)$$

В (6) и (7)  $a(\omega, k)$  — обобщенный контур линии,  $g_{1,2}$  — статистические веса основного и возбужденного уровней,  $\tilde{N}_{1,2}$  — их эффективные населенности (см. ниже), которые в равновесии подчиняются соотношениям Больцмана, а в отсутствие его могут быть найдены из уравнений кинетики, приведенных в [10]. Проинтегрировав (7) по  $k$  в пренебрежении пространственной дисперсией (при этом  $a(\omega, k) \simeq a(\omega)$ ), можно получить наглядное выражение для спектральной интенсивности спонтанного излучения в сильнопоглощающей среде:

$$\varepsilon_{\omega} = \frac{1}{4\pi} \hbar \omega A_0 \left[ \frac{\omega}{\omega_0} \right]^3 \operatorname{Re}(\varepsilon^{1/2}) \tilde{N}_2 a(\omega) \exp\left(-\frac{\hbar(\omega - \omega_0)}{T}\right). \quad (8)$$

Из (5) следует, что в общем случае для спектральной интенсивности  $J_{\omega}$ , определенной в (1), не существует замкнутого уравнения и кроме уравнения в частных производных первого порядка (5) функция  $J(\omega, k, \mathbf{\Omega}, \mathbf{r})$  должна удовлетворять также неоднородному волновому уравнению, которое в стационарном случае имеет вид

$$\left( -\frac{c^2}{2} \Delta + 2(c^2 k^2 - \omega^2 \varepsilon') \right) J = \frac{8\pi \hbar \omega^4 \varepsilon''}{|\omega^2 \varepsilon - c^2 k^2|} \frac{2(c^2 k^2 - \omega^2 \varepsilon')}{\left( \left( \tilde{N}_1 / \tilde{N}_2 \right) (g_2 / g_1) \exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T) - 1 \right)}. \quad (9)$$

В однородном случае из (9) следует такой же результат (2), как и из кинетического уравнения (5). В общем же случае уравнения (5) и (9) необходимо решать совместно.

Для замыкания системы уравнений (5), (9) необходимо дополнить их уравнениями для населенностей  $\tilde{N}_i$ . В пределе  $\tilde{N}_2 \ll \tilde{N}_1 \simeq N$  для  $\tilde{N}_2$  можно получить следующее уравнение (с учетом того, что в плотной среде имеет место режим ППЧ — полного перераспределения по частотам):

$$\begin{aligned}
& \frac{2}{3} \frac{d^2}{\hbar^2} \frac{g_2}{g_1} \int \frac{d\omega d\Omega k^2 dk}{(2\pi)^3} J(\omega, k, \mathbf{\Omega}, \mathbf{r}) a(\omega, k) \tilde{N}_1 - \\
& - \frac{8}{3} \frac{d^2}{\hbar} \int \frac{d\omega k^2 dk}{\pi} \frac{\omega^4 \varepsilon''(\omega, k)}{|\omega^2 \varepsilon - c^2 k^2|^2} a(\omega, k) \exp\left(-\frac{\hbar(\omega - \omega_0)}{T}\right) \tilde{N}_2 - \\
& - W \left( \tilde{N}_2 - \tilde{N}_1 \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T}\right) \right) = 0.
\end{aligned} \tag{10}$$

Первый член в уравнении (10) соответствует фотопоглощению излучения, второй — спонтанному распаду возбужденных атомов, третий — столкновительному обмену между состояниями 1 и 2 с вероятностью  $W$ . Граничные условия, которым удовлетворяет интенсивность на поверхности раздела, могут быть выведены из рассмотрения задачи об испускании нагретой среды в вакуум. В частности, для интенсивности излучения  $J_{\omega}^{ex}(\mathbf{\Omega})$ , выходящего из нагретой среды, характеризующейся на границе температурой  $T_0$ , коэффициентом отражения  $R = R_0$ , значениями диэлектрической проницаемости  $\varepsilon = \varepsilon_0$  и функции  $\psi = \psi_0$  (см. (4)), получим

$$J_{\omega}^{ex}(\mathbf{\Omega}) = \frac{J_{\omega}^{(-)}(\mathbf{\Omega})|_{z=0}}{\varepsilon_0'(\omega)\psi_0(\omega)} (1 - R_0(\omega, \mathbf{\Omega})), \tag{11}$$

где  $J_{\omega}^{(-)}$  — интенсивность излучения, идущего из среды к границе. Отметим, что в однородном полупространстве соотношение (11) обобщает закон Кирхгофа для выходящей из равновесной среды интенсивности излучения:

$$J_{\omega}^{ex} = J_{\omega}^{Pl}(I - R). \tag{12}$$

Появление в (6)–(10) экспоненциального множителя  $\exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T)$  (на необходимость введения которого указывалось еще в [15–17]) связано с обобщением стандартной теории переноса излучения [8, 9] на случай широких линий, характерных для плотной среды, и строго обосновано в работе [10] в рамках теории Л. В. Келдыша с использованием кинетических функций Грина [18–21]. Рассмотрим, например, случай равновесия среды двухуровневых атомов с тепловым излучением, которое будем здесь для простоты считать планковским.

Условие равновесия означает равенство скоростей радиационного распада спектральной плотности возбужденных атомов и фотопоглощения из основного состояния. Запишем это условие в терминах чисел заполнения фотонов и атомов с учетом импульсов отдачи фотонов и кинетического движения атомов, а также эффектов квантовой статистики (ср. с [10]):

$$\begin{aligned}
& \tilde{N}_2(p) a_2(\varepsilon) \int d\omega_k d\Omega \omega_k^3 (1 + n_k) \left[ 1 - \tilde{N}_1(p - \hbar k) \right] \times \\
& \times a_1(\varepsilon - \omega_k + \omega_0 + E(\mathbf{p})/\hbar - E(\mathbf{p} - \hbar \mathbf{k})/\hbar) = \\
& = \left[ 1 - \tilde{N}_2(p) \right] a_2(\varepsilon) \int d\omega_k d\Omega \omega_k^3 n_k \tilde{N}_1(p - \hbar k) \times \\
& \times a_1(\varepsilon - \omega_k + \omega_0 + E(\mathbf{p})/\hbar - E(\mathbf{p} - \hbar \mathbf{k})/\hbar).
\end{aligned} \tag{13}$$

Здесь  $\omega_k = c|\mathbf{k}|$ ,  $n_k$  — числа заполнения фотонов:

$$n_k = (\exp(\hbar\omega_k/T) - 1)^{-1}, \tag{14}$$

$\tilde{N}_i(p)$  — обобщенные числа заполнения  $i$ -го состояния атома (предполагаем для определенности фермиевскую статистику для атомных состояний),  $E(p) = p^2/2m$  — кинетическая энергия атома как целого,  $a_i(\varepsilon)$  — спектральная плотность (контур)  $i$ -го состояния ( $i = 1, 2$ ):

$$a_i(\varepsilon) = \frac{\gamma_i/2\pi}{\varepsilon^2 + (\gamma_i/2)^2}, \quad (15)$$

где  $\gamma_i$  — ширина этого состояния. В (15) обозначено

$$\hbar\varepsilon = \hbar\omega - \hbar\omega_i - E(\mathbf{p}) + \mu, \quad (16)$$

$E_i = \hbar\omega_i$  — энергия  $i$ -го состояния,  $\mu$  — химический потенциал,  $\omega_0 = \omega_2 - \omega_1$ , т. е. величина  $\varepsilon$  является частотной отстройкой от резонанса в состоянии  $i$ , определяемой энергией  $\hbar\omega_i + E(\mathbf{p}) - \mu$ .

Условие (13) удовлетворяется тождественно, если  $\tilde{N}_i(p)$  имеет вид (ср. с [10])

$$\tilde{N}_i(p) = \frac{1}{\exp((\hbar\varepsilon + \hbar\omega_i + E(\mathbf{p}) - \mu)/T) + 1} \equiv \frac{1}{\exp(\hbar\omega/T) + 1}. \quad (17)$$

Рассмотрим случай, когда основное состояние ( $i = 1$ ) является неупорядоченным, т. е.  $a_1(\varepsilon) = \delta(\varepsilon)$ . Тогда с учетом (17) из (13) следует, что скорость ухода фотона в направлении  $\mathbf{\Omega}$  будет пропорциональна величине  $R_1$ :

$$R_1 = \frac{1}{\exp((\hbar\varepsilon + \hbar\omega_2 + E(\mathbf{p}) - \mu)/T) + 1} a_2(\varepsilon)(1 + n_k) \times \\ \times \left[ 1 - \frac{1}{\exp((\hbar\varepsilon + \hbar\omega_1 + E(\mathbf{p}) - \hbar\omega_k + \hbar\omega_0)/T) + 1} \right]. \quad (18)$$

Здесь  $\omega_k$  и  $\varepsilon$  — отстройка от положения уровня 2 — связаны соотношением (см. (16)):

$$\hbar\varepsilon = \hbar\omega_k - \hbar\omega_0 - E(\mathbf{p}) + E(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}). \quad (19)$$

Если ввести вспомогательную населенность  $\tilde{N}_i$ , определенную как

$$\tilde{N}_i = \exp(-\hbar\omega_i/T) [\exp(\mu/T)/\lambda_T^3] \quad (20)$$

(где статистические веса  $g_i$  для простоты полагались равными единице, а  $\lambda_T$  — тепловая длина волны де-Бройля атома), и пренебечь вырождением, то скорость радиационного распада атома в состоянии 2 с импульсом  $\mathbf{p}$  и отстройкой  $\varepsilon$  будет иметь вид

$$R_1 \simeq \tilde{N}_2 \lambda_T^3 \exp(-E(\mathbf{p})/T - \hbar\varepsilon/T) (1 + n_k) a_2(\varepsilon). \quad (21)$$

Аналогично скорость фотовозбуждения атома из состояния  $i = 1$  с импульсом  $\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}$  в тех же обозначениях будет иметь вид

$$R_1 \simeq \tilde{N}_1 \lambda_T^3 \exp(-E(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k})/T) n_k a_2(\varepsilon). \quad (22)$$

Приравнявая (21) и (22), получим (с учетом (19), (20))

$$\frac{1 + n_k}{n_k} = \exp\left(\frac{\hbar\omega_k}{T}\right) \equiv \exp\left[\frac{\hbar\varepsilon + \hbar\omega_0 + E(\mathbf{p}) - E(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k})}{T}\right]. \quad (23)$$

Соотношение (19) для частоты фотона  $\omega_k$  означает, что для уширенного атомного состояния 2 фотон, испущенный из крыла линии ( $\varepsilon \neq 0$ ), обладает энергией, которая определяется не только частотой перехода  $\omega_0$  и энергией отдачи атома  $E(\mathbf{p}) - E(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k})$ , но и величиной отстройки  $\varepsilon$ .

Если проинтегрировать скорость спонтанного распада по импульсам излучающих атомов, то из (21), опустив член с  $n_k$ , можно получить

$$\langle R_{\downarrow} \rangle_{sp} = \tilde{N}_2 \exp(-\hbar(\omega_k - \omega_0)/T) \varphi(\omega_k - \omega_0), \quad (24)$$

где  $\varphi(\omega_k - \omega_0) \equiv \varphi(\Delta)$  — фойхтовский профиль линии испускания, являющийся в общем случае сверткой контуров  $a_2$  и  $a_1$ . Выражение (24) содержит как раз поправочный фактор  $\exp(-\Delta/T)$ , опускаемый в стандартной теории переноса резонансного излучения, который обычно близок к единице вблизи центра линии,  $\Delta \ll T$ , но является принципиальным для описания излучения на далеких крыльях линии ( $\Delta \geq T$ ). В резонансном приближении в выражении для спектральных населенностей (ср. (17), (21), (23)) величиной  $\varepsilon/T$  пренебрегается по сравнению с 1, и фактор  $\exp(-\Delta/T)$  автоматически превращается в единицу. Отметим, что при выводе этих соотношений конкретный механизм однородного уширения не имеет значения, так что  $\gamma_2$  может определяться даже чисто радиационным механизмом уширения.

Качественно появление экспоненциального множителя можно пояснить следующим образом. В приближении узкой линии  $\Delta\omega \ll \omega_0$  и в разреженной среде спектральная интенсивность объемного излучения резонансной среды описывается выражением [8] (ср. с (8)):

$$\varepsilon_\omega = (1/4\pi)\hbar\omega AN_2(\omega), \quad (25)$$

где  $N_2(\omega)$  — спектральная плотность населенности резонансного уровня, т. е. плотность атомов, способных излучить фотон с частотой  $\omega$  (в приближении полного перераспределения поглощенных и испущенных фотонов по частотам считается, что  $N_2(\omega) = N_2 a(\omega)$ , где  $N_2$  — полная населенность резонансного уровня). Коэффициент же поглощения, как известно, в стандартной теории переноса резонансного излучения [8] определяется следующим выражением:

$$k_\omega = A\pi^2(c^2/\omega^2)(g_2/g_1)a(\omega) (N_1 - (g_1/g_2)N_2). \quad (26)$$

Полагая в равновесии  $N_2 = (g_2/g_1)N_1 \exp(-\hbar\omega_0/T)$  [8], получим для отношения  $\varepsilon_\omega/k_\omega$  следующее выражение:

$$\varepsilon_\omega/k_\omega = (\hbar\omega^3/4\pi^3c^2) (\exp(\hbar\omega_0/T) - 1)^{-1}. \quad (27)$$

Но с другой стороны, в равновесии отношение  $\varepsilon_\omega/k_\omega$  должно равняться и тождественно совпадать с планковской интенсивностью  $J_\omega^{Pl}$ , которая, в свою очередь, определяется выражением аналогичным (27), содержащим, однако, в экспоненте не частоту резонанса  $\omega_0$ , а текущую частоту  $\omega$ :

$$J_\omega^{Pl} = (\hbar\omega^3/4\pi^3c^2) (\exp(\hbar\omega/T) - 1)^{-1}. \quad (28)$$

Помимо отмеченного противоречия, существует и другое. Нетрудно видеть, что полная интенсивность излучения, проинтегрированная по всем частотам при использовании выражения (25), оказывается бесконечной. Даже при пренебрежении зависимостью спонтанной вероятности излучения от  $\omega$  ( $A = A_0(\omega/\omega_0)^3$ , где  $A_0$  — классическая

вероятность спонтанного испускания в вакууме, см. [10, 11]) и, например, для чисто радиационного уширения интеграл от  $\varepsilon_\omega$  на больших частотах, где  $a(\omega) \propto \omega^{-2}$ , логарифмически расходится.

Для того чтобы получить корректную формулу для  $J_\omega^{Pl}$  и обеспечить сходимость соответствующего интеграла, необходимо модифицировать выражение для  $N_2(\omega)$ , введя в него поправочный множитель

$$\tilde{N}_2(\omega) = \tilde{N}_2 a(\omega) \exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T), \quad (29)$$

причем, как показано в [10], в (29) будут фигурировать не истинные населенности, а именно эффективные (вспомогательные) населенности  $\tilde{N}_2$ . В равновесии будем иметь спектральное больцмановское распределение:

$$\tilde{N}_2(\omega) = \tilde{N}_1 a(\omega) \exp(-\hbar\omega/T) \quad (30)$$

(в отсутствие равновесия эффективные населенности  $\tilde{N}_i(\omega)$  находятся из уравнений кинетики, приведенных в [10]). При этом истинная полная населенность возбужденных атомов определяется интегралом от (30) по частоте и, например, для чисто радиационного уширения может быть записана в виде

$$N_2 \simeq \tilde{N}_1 \left\{ \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T}\right) + \frac{3!}{2\pi} \frac{A_0}{\omega_0} \left[\frac{T}{\hbar\omega_0}\right]^4 \right\}. \quad (31)$$

Интересно, что аналогичная сумма экспоненциального и степенного вкладов получена и в распределении частиц по импульсам [22]. В работах [15, 16], где использовалось выражение аналогичное (29), при интегрировании по частоте предполагалось, что полная населенность определяется первым, больцмановским, слагаемым в (31), что может приводить к большим ошибкам. Из (31) следует, что, строго говоря, даже в равновесии истинная населенность  $N_2$  не будет удовлетворять соотношению Больцмана и будет совпадать с  $\tilde{N}_2$  только в случае узкой линии  $\hbar\Gamma \ll T$ . Однако детальный анализ [10] показывает, что в (6)–(10) входит именно  $\tilde{N}_2$ , и поэтому она определяется как эффективная населенность.

Введение фактора  $\exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T)$  практически не сказывается на форме ядра линии  $\Delta\omega \propto \Gamma$  (хотя при достаточно широкой линии еще более усиливает в плотной среде асимметрию линий поглощения и испускания), но может привести при  $T \ll \omega_0$  к появлению второго максимума в контуре линии на ее далеком красном крыле (при  $\omega \ll \omega_0$ ), если температура газа достаточно мала. В этих условиях

$$\varepsilon_\omega \propto \omega^4 a(\omega) \exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T)$$

(см. (8)), и если контур не слишком быстро (степенным образом) уменьшается в области низкочастотных отстроек, то большая величина экспоненциального множителя и обеспечивает возникновение дополнительного максимума. Допустим, что уширение резонансной линии создается собственным газом (и на больших отстройках квазистатический контур  $a(\omega) \propto \Delta^{-2}$ ) или буферным газом ( $a(\omega) \propto \Delta^{-3/2}$ ) [14]. Тогда легко показать, что частота  $\omega_m$ , соответствующая этому максимуму, в обоих случаях определяется температурой среды и примерно равна  $4T/\hbar$ . Сам же дополнительный максимум будет существовать в области температур  $T \lesssim \hbar\omega_0/11$ , а его интенсивность будет пропорциональна  $T^4$ . Разумеется, величина интенсивности в низкочастотном максимуме в этих двух случаях будет различаться значительно.



В таких условиях, как показывают детальные расчеты (см. ниже), интенсивность далекого крыла спектральной линии может значительно превышать его интенсивность, рассчитанную по стандартной теории [8], причем большая часть излучаемой в линии энергии может принадлежать именно ее нерезонансному «красному» крылу, а не центральной околорезонансной части, что и было условно названо в [13] инфракрасной «катастрофой». Более того, даже в отсутствие максимума при относительно высоких температурах интенсивность излучения в далеком крыле все равно будет существенно выше интенсивности, рассчитанной по стандартной теории. Следует отметить, что хотя введение экспоненциального фактора напрямую не связано с эффектами плотности среды, реально его влияние на интенсивности излучения в различных спектральных диапазонах и на соотношение между ними все-таки будет определяться именно концентрацией взаимодействующих частиц, поскольку  $\varepsilon_\omega \propto a(\omega)$ , а контур линии и в ударном, и в квазистатическом случае пропорционален при данной частоте излучения этой концентрации.

Термодинамические соотношения не указывают конкретного механизма установления бальцовановского распределения (30). Однако легко показать, что такое распределение может быть сформировано в ряде элементарных актов: во взаимодействии атомной системы с равновесным излучением, в столкновениях. В последнем случае, например, можно рассмотреть столкновение излучающего и буферного атомов, сопровождающееся виртуальным возбуждением и последующим излучением фотона с частотой  $\omega$ , далекой от резонансной частоты  $\omega_0$  (аналог поляризационного излучения [23, 24]). Легко видеть, что интенсивность спонтанного излучения фотонов в таких столкновениях будет пропорциональна  $\exp(-\omega/T)$ . Однако, если сталкиваются тяжелые частицы, вследствие критерия Мессе  $a\omega/v \gg 1$  (где  $a$  — характерный масштаб радиуса взаимодействия частиц,  $v$  — их относительная скорость) вероятность этого процесса будет экспоненциально мала и пропорциональна  $\exp(-a\omega/v)$ .

Рассмотрим другой радиационно-столкновительный процесс — излучение фотона на далеком квазистатическом крыле линии возбужденной частицы, потенциал взаимодействия которой с буферным атомом обозначим  $U_2(R)$ . Для атомов в основном состоянии обозначим потенциал взаимодействия  $U_1(R)$ . Тогда для частоты излучаемого фотона по принципу Франка-Кондона можно написать следующее условие:

$$\hbar\omega = \hbar\omega(R) = E_2 - E_1 + U_2(R) - U_1(R). \quad (32)$$

На далеком крыле линии можно пренебречь доплеровским сдвигом и считать контур линии  $a_2(\varepsilon)$ , обусловленный взаимодействием квазистатических частиц, пропорциональным  $\delta$ -функции. В этом приближении для объемной интенсивности спонтанного излучения получим (ср. с [15, 16]):

$$\varepsilon_\omega \propto N_1(R)N_b \exp[-\hbar\omega(R)/T] |R^2 dR/d\omega|. \quad (33)$$

Здесь

$$N_1(R) \propto \exp(\mu/T) \exp[-(E_1 + U_1(R))/T]$$

— плотность атомов в основном состоянии, взаимодействующих с буферными частицами (с плотностью  $N_b$ ), находящимися на расстоянии  $R$ , соответствующем испусканию фотона с частотой  $\omega(R)$ . Производная  $dR/d\omega$  находится из соотношения (32). Видно, что и в этом модельном примере на далеком квазистатическом крыле линии вероятность

испускания пропорциональна больцмановскому фактору  $\exp(-\hbar\omega/T)$  и квазистатическому контуру линии, определяемому последним сомножителем в (33).

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОТНЫХ ПАРАХ НАТРИЯ

Численное решение системы уравнений (5), (9), (10) с граничным условием (11) применялось для расчета интенсивности  $J_\omega$  излучения резонансных линий натрия ( $\omega_0 \simeq 3.2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ) как внутри, так и на выходе неоднородно нагретого плоского слоя паров натрия длиной  $L$  в присутствии буферного газа — аргона при давлении  $P \simeq 1$  атм. В расчетах предполагалось, что в околорезонансной области уширение определяется ударным механизмом с главенствующей ролью резонансных столкновений в области высоких температур. Значения столкновительных ширин для  $D_1$  и  $D_2$  линий натрия приведены в [25] и составляют

$$\Gamma_{D_1} = 2\pi \cdot 4.68 \cdot 10^{-8} N \text{ с}^{-1} \quad \text{и} \quad \Gamma_{D_2} = 2\pi \cdot 7.62 \cdot 10^{-8} N \text{ с}^{-1}.$$

На крыле линии полагалось, что контур  $a(\omega)$  формируется квазистатическим уширением аргоном, при котором

$$a(\omega) = (4\pi/6)(C_6)^{1/2} N_b \Delta\omega^{-1.5}$$

(см. [26]), где  $N_b$  — плотность буферного газа. Константа ван-дер-ваальсовского взаимодействия  $C_6 \simeq 1.9 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$  находилась из данных по ударному уширению аргоном  $D$ -линий натрия [27].

Результаты расчетов представлены на рис. 1–3. На рис. 1а показаны зависимости от частоты интенсивности излучения в центре слоя толщиной  $L = 15$  см для температуры в центре  $T_c = 1000$  К. Профиль температуры в слое при этом соответствовал экспериментальным условиям (см. ниже), а плотности атомов Na полагались соответствующими давлению насыщенных паров при данной температуре [28]. Кривая 1 соответствует

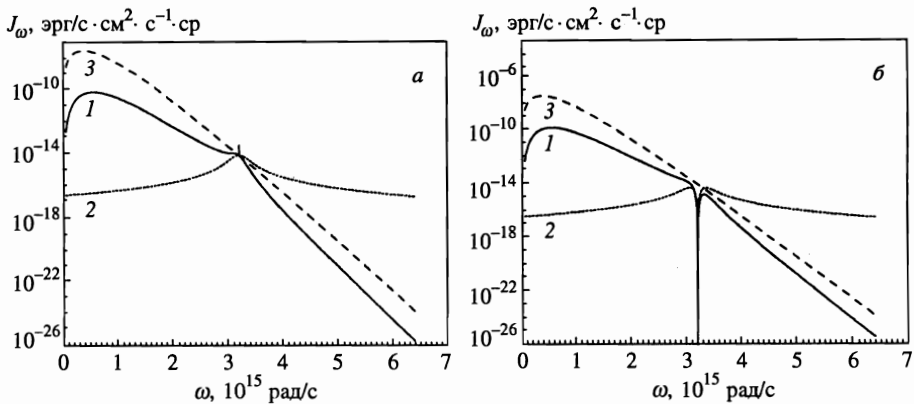


Рис. 1. Зависимости от частоты спектральной интенсивности излучения в центре плоского слоя паров натрия (а) и интенсивности излучения, выходящего из этого слоя (б).  $T_c = 1000$  К,  $L = 15$  см. 1 — расчет по теории [10, 11], 2 — расчет по стандартной теории излучения [8], 3 — планковская интенсивность

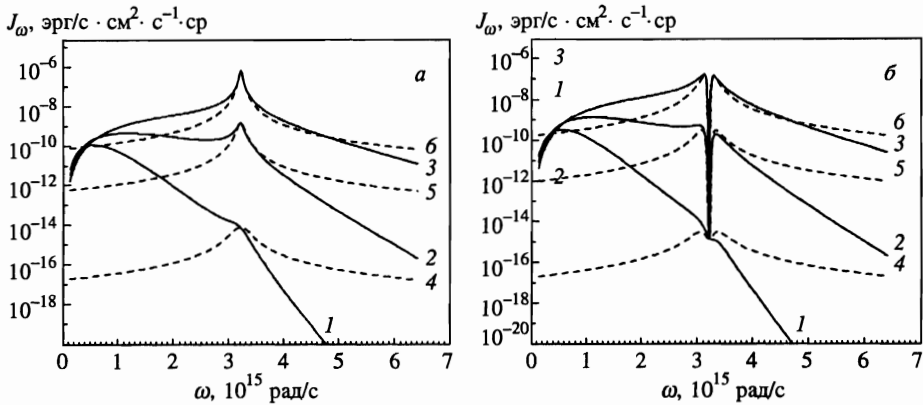


Рис. 2. Зависимости от частоты спектральных интенсивностей излучения в центре плоского слоя паров натрия (а) и интенсивности излучения, выходящего из этого слоя (б), при различных температурах  $T_c$ . 1–3 — расчет по теории [10, 11], 4–6 — по стандартной теории переноса излучения.  $L = 15$  см,  $T_0 = 950$  К,  $P_{Na} = 0.1$  атм,  $P_{Ar} = 1$  атм;  $T_c = 1000$  (1, 4), 2000 (2, 5), 4000 К (3, 6)

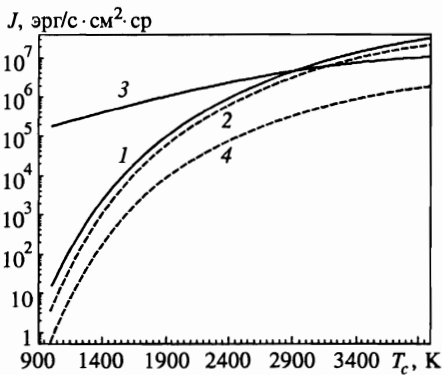


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности излучения слоя паров натрия в видимой (1, 2),  $0.4 < \lambda < 0.7$  мкм, и ИК (3, 4),  $\lambda > 0.7$  мкм областях спектра от температуры в центре слоя. 1, 3 — обобщенная теория переноса излучения [10, 11], 2, 4 — стандартная теория.  $L = 15$  см,  $T_0 = 950$  К,  $P_{Na} = 0.1$  атм,  $P_{Ar} = 1$  атм

изложенной выше теории, кривая 2 — стандартной теории излучения спектральной линии [8], а кривая 3 — планковской интенсивности. На графике хорошо видно, что в центре линии на кривой 1 отчетливо проявляется узкий пик с интенсивностью, превышающей планковскую, обязанный своим происхождением сильной дисперсии и поглощению в плотных парах натрия, что подробно обсуждалось выше. В ИК области спектра (при  $\omega = \omega_{max} \sim 5 \cdot 10^{14}$  с $^{-1}$ ) расчеты демонстрируют возникновение широкого максимума с интенсивностью излучения, на несколько порядков превышающей величину, получаемую в стандартной теории при той же частоте. На «синем» крыле ситуация обратная, и, что особенно важно, интеграл по частотам от интенсивности, рассчитанной по стандартной теории, при высоких частотах расходится. При этом из приведенных данных следует, что интегральная интенсивность спектра излучения в представленной теории при данной температуре в основном определяется «красным» максимумом, а вклад околорезонансной части линии относительно мал. Следует отметить, что, как показали расчеты, оптическая толщина слоя  $\tau$  в «красном» максимуме относительно невелика (для указанных выше условий  $\tau \sim 10^{-3}$ ) и «мягкие» фотоны могут выходить

из ограниченной среды.

На рис. 1б показаны спектральные зависимости интенсивности выходящего из кюветы теплового излучения при тех же условиях. Из приведенных на нем кривых видно, что вдали от резонанса в выходящем излучении проявляются все те же закономерности. При малых же отстройках пик на резонансной частоте сменяется провалом из-за самообращения линии, однако расчет показывает, что интенсивность в центре линии при этом все равно на несколько порядков превышает рассчитанную по стандартной теории.

На рис. 2 представлено семейство кривых, отражающих изменения в структуре спектров излучения в центре слоя толщиной  $L = 15$  см и на выходе из него в зависимости от температуры  $T_c$  ( $T_0$  во всех случаях полагалась равной 950 К). При расчете кривых давление паров натрия и аргона в слое считалось постоянным и равным  $P_{Na} = 0.1$  атм,  $P_{Ar} = 1$  атм. Профиль температуры в слое предполагался параболическим. Хорошо видно, что с повышением температуры «красный» максимум постепенно сглаживается и при  $T_c > 2000$  К пропадает, хотя и при высоких температурах вклад «красных» крыльев резонансной линии продолжает оставаться много большим рассчитанного по стандартной теории. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 3 показаны температурные зависимости интегральной интенсивности свечения слоя в видимой ( $0.4 < \lambda < 0.7$  мкм) и инфракрасной ( $\lambda > 0.7$  мкм) областях спектра.

#### 4. ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ СООТНОШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЯХ И ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОРЕКОМБИНАЦИОННОГО И ТОРМОЗНОГО КОНТИНУУМОВ

В предыдущем разделе на примере паров натрия была рассмотрена структура спектров чисто теплового свечения резонансной среды в отсутствие ее ионизации. В плазме же интенсивность свечения в далеких крыльях, пусть даже и значительная, будет конкурировать с интенсивностью излучения, определяемой другими механизмами и, в частности, тормозным и фоторекомбинационным. В этой связи возникает вопрос о соотношении между ними и о том, может ли интенсивность излучения в крыле резонансной линии вносить существенный вклад в полное излучение плазмы. Для его решения приведем достаточно грубые оценки вклада различных механизмов светимости плазмы на ряде конкретных примеров.

В качестве первого рассмотрим плоский слой равновесной плазмы дуги в смеси натрия и ртути с характерным размером  $L = 0.8$  см со следующими параметрами. Пусть температура газа уменьшается по параболическому закону от максимальной в центре слоя  $T_c(z=0) = 4000$  К до  $T_0(z = \pm L/2) = 1500$  К на его границе, температура электронов везде равна температуре тяжелых частиц. Давление паров натрия (0.1 атм) и ртути (1 атм) везде постоянно, а концентрация их атомов определяется температурой газа. (Эти параметры примерно соответствуют условиям, реализующимся в газоразрядной натриевой лампе высокого давления.) Для приведенных выше условий спектральная интенсивность непрерывного спектра, обусловленная суммой фоторекомбинационного и тормозного континуумов, который рассчитывался по формулам Крамерса [29], постоянна для  $\omega < \omega_0 \simeq 3.2 \cdot 10^{15}$  рад/с и примерно равна  $1.5 \cdot 10^{-10}$  эрг/с·см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>·ср. Расчеты по обобщенной теории показали, что для резонансной D-линии натрия интенсивность ее далекого красного крыла начинает превышать интенсивность континуума уже при

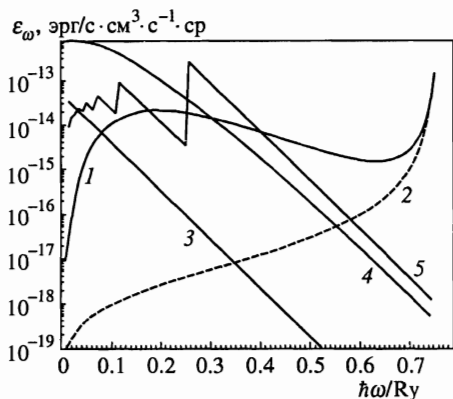


Рис. 4. Спектральная излучательная способность водородной плазмы. 1, 2 — излучение в линии  $L_{\alpha}$ , 3 — тормозное излучение на атомах, 4 — тормозное излучение на ионах, 5 — фоторекомбинационное излучение. 1 — расчет по теории [10, 11], 2 — по стандартной теории

$\omega > 0.6 \cdot 10^{15}$  рад/с. В то же время расчет по стандартной теории переноса показывает, что крыло линии превышает континуум лишь при  $\omega > 1.7 \cdot 10^{15}$  рад/с, причем на этой частоте различие в интенсивностях крыла линии, вычисленных по стандартной и обобщенной теории, достигает порядка величины.

В качестве второго примера обратимся к излучению линии  $L_{\alpha}$  в плазме, содержащей атомы водорода или водородоподобных ионов, и сравним объемную излучательную способность  $\varepsilon_{\omega}$  на крыле линии с интенсивностью континуума. Для многозарядных ионов учитывались тормозное и рекомбинационное излучения (также в приближении Крамерса [29]), причем расчеты проводились для плазмы, в которой присутствуют в основном «голые» ядра, водородоподобные и гелиоподобные ионы (ионный состав рассчитывался по формуле Саха). Для водорода учитывалось, кроме того, тормозное излучение электронов на атомах. Контур линии на больших отстройках от резонанса рассчитывался как сумма штарковского и дисперсионного крыльев.

Результаты части расчетов представлены на рис. 4, на котором изображена излучательная способность  $\varepsilon_{\omega}$  атома водорода в равновесной изотермической плазме, обусловленная различными механизмами излучения при плотности электронов  $N_e = 6.4 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$  и температуре 0.55 эВ. Указанные параметры соответствуют условиям, реализующимся в фотосфере на краю солнечного диска, где плазма состоит в основном из водорода (гарвардско-смитсоновская стандартная модель атмосферы Солнца [17]). На этом графике кривая  $\varepsilon_{\omega}$ , соответствующая излучению в линии, не превышает континуума в своем максимуме. Однако при энергиях  $\hbar\omega > \hbar\omega_1 = 0.412$  Ry ( $\lambda_1 = 221.3$  нм) интенсивность крыла линии  $L_{\alpha}$  может заметно превышать интенсивность континуума. Отметим, что в указанной точке контур, рассчитанный по стандартной теории, дает излучательную способность почти на два порядка величины меньшую, чем расчет по формуле (8). Но даже когда излучательная способность в стандартной теории сравнивается с континуумом (при  $\hbar\omega_2 = 0.588$  Ry,  $\lambda_2 = 155.1$  нм), расхождение с формулой (8) все равно достигает 20 раз. Таким образом, и в том случае, когда в видимом и инфракрасном диапазонах обсуждаемые в данной работе эффекты слабо влияют на спектр излучения, в ультрафиолетовой области за бальмеровским декрементом  $\hbar\omega > \text{Ry}/4$  учет указанных эффектов может существенно изменить радиационный баланс, что, в свою очередь, возможно повлияет на выходные параметры полуэмпирической модели солнечной атмосферы.

Расчеты для многозарядных водородоподобных ионов при параметрах плазмы ( $N_e = 10^8 \text{ см}^{-3}$  и  $T = 150 \text{ эВ}$ ), характерных для солнечной короны, в которой присутствует элемент кальций ( $Z = 20$ ), показывают, что и в этих условиях интенсивность в «красном» крыле линии намного превышает интенсивность, рассчитанную по стандартной теории, и интенсивность континуума.

Таким образом, рассмотренный во втором разделе механизм формирования крыла спектральной линии во многих случаях может конкурировать с интенсивностью, определяемой другими механизмами излучения (тормозным и фоторекомбинационным). Это может оказаться весьма существенным фактором при расчетах и интерпретации измерений свечения различных плазменных объектов. Более того, появление интенсивного красного крыла может существенно сказываться на процессах радиационного заселения других уровней и менять кинетику плазмы.

### 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СВЕЧЕНИЯ ПАРОВ НАТРИЯ

Измерения спектров чисто теплового свечения, предпринятые для проверки развитой выше теории, проводились на установке (см. рис. 5), состоящей из цилиндрической кюветы типа «тепловой трубы», наполненной парами натрия, и комплекса высокочувствительной регистрирующей аппаратуры. Перед проведением экспериментов кювета (с внутренним диаметром трубы 2.5 см), содержащая металлический натрий, откачивалась до давления  $\sim 10^{-5}$  мм рт. ст., наполнялась инертным газом (аргоном или гелием) при давлении 0.2–1 атм., а затем нагревалась до требуемой температуры, измерявшейся

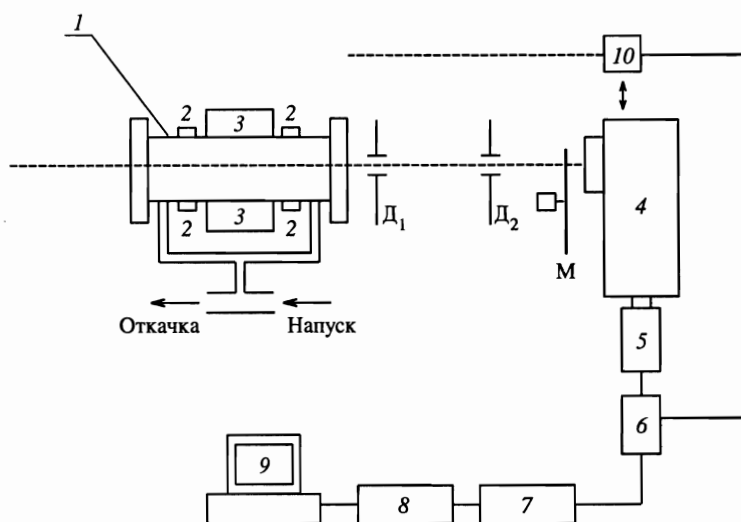


Рис. 5. Схема экспериментальной установки. 1 — тепловая труба, 2 — водоохлаждаемые кольца, 3 — нагреватель, 4 — монохроматор, 5 — приемник излучения, 6 — усилитель, 7 — синхронный детектор, 8 — аналого-цифровой преобразователь, 9 — ЭВМ, 10 — приемники излучения для измерения абсолютной интегральной интенсивности видимого и ИК диапазона, Д<sub>1,2</sub> — апертурные диафрагмы, М — модулятор

рядом термопар, расположенных на поверхности трубы. В экспериментах использовались две кюветы с длиной активной зоны (расстоянием между водоохлаждаемыми фланцами)  $L = 15$  и  $30$  см, распределение температур по длине которых примерно соответствовало параболическому. Отметим, что при  $T_c \sim 900$  К и выше через выходное окно в торце кюветы отчетливо визуально наблюдается желтое свечение паров Na.

Излучение приосевой зоны трубы, выходящее через сапфировое окно, проходило через механический прерыватель, модулирующий входной световой поток с частотой  $\sim 1000$  Гц, и непосредственно регистрировалось двумя приемниками. В видимой части спектра (в полосе  $0.5$ – $0.6$  мкм, вырезаемой набором светофильтров) — фотоэлектронным умножителем ФЭУ-84, а в ИК области (в полосе  $2$ – $3$  мкм) — фотоприемником на основе фоторезистора из PbS с германиевым окном. Абсолютная по интенсивности калибровка фоторезистора осуществлялась по излучению глобара, нагретого до известной температуры, а ФЭУ — по излучению эталонной вольфрамовой лампы СИ-8-200. В обоих случаях точность калибровки составляла  $\sim 50\%$ . Отметим, что интегральные по указанным спектральным диапазонам интенсивности свечения будем в дальнейшем обозначать как  $J_{ir}$  и  $J_v$ .

Для получения спектров свечения паров в области  $2$ – $5$  мкм их излучение направлялось на входную щель ИК монохроматора, на выходе которого был расположен пироэлектрический приемник МГ-30. Для спектральных измерений в видимой и ближней ИК областях (в области длин волн  $\lambda \leq 1.2$  мкм) использовался другой монохроматор, на выходе которого размещался другой фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-83 или ФЭУ-84), также калиброванный по спектру при помощи вольфрамовой лампы. Сигналы приемников усиливались узкополосными усилителями, а затем поступали на синхронные детекторы, постоянное напряжение с которых подавалось на высокоточные аналого-цифровые преобразователи, подсоединенные к ЭВМ. Спектральное разрешение в экспериментах составляло, как правило,  $15 \text{ см}^{-1}$  в видимой и ближней ИК областях и  $\sim 300 \text{ см}^{-1}$  в области  $2$ – $5$  мкм.

Особое внимание в экспериментах уделялось предотвращению попадания прямого излучения нагретых стенок кюветы в апертуру приемников. Для этого между ними и кюветой устанавливались две апертурные диафрагмы (см. рис. 5), центры которых совпадали с осью кюветы, с диаметрами отверстий  $d_1 = 1$ – $16$  и  $d_2 = 5$  мм и расстоянием между ними  $43$  см, которые ограничивали телесный угол попадающего на приемники излучения. Измерение интенсивности свечения паров как в видимой ( $J_v$ ), так и в ИК ( $J_{ir}$ ) областях спектра показали, что при увеличении  $d_1$  вплоть до  $10$  мм величины  $J_v$  и  $J_{ir}$  с хорошей точностью пропорциональны  $d_1^2$ . Кроме того, в отсутствие натрия в кювете и независимо от наличия и давления буферного газа в ней в том же диапазоне изменений диаметра первой диафрагмы сигнал с приемников отсутствовал (был ниже уровня чувствительности регистрирующей аппаратуры) даже при максимальных температурах нагрева. Поэтому во всех экспериментах величина  $d_1$  устанавливалась не более  $6$  мм.

## 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И СРАВНЕНИЕ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАСЧЕТОВ

Полученный на описанной установке характерный самообращенный спектр теплового свечения паров натрия в диапазоне длин волн  $0.5$ – $1.1$  мкм представлен на рис. 6.

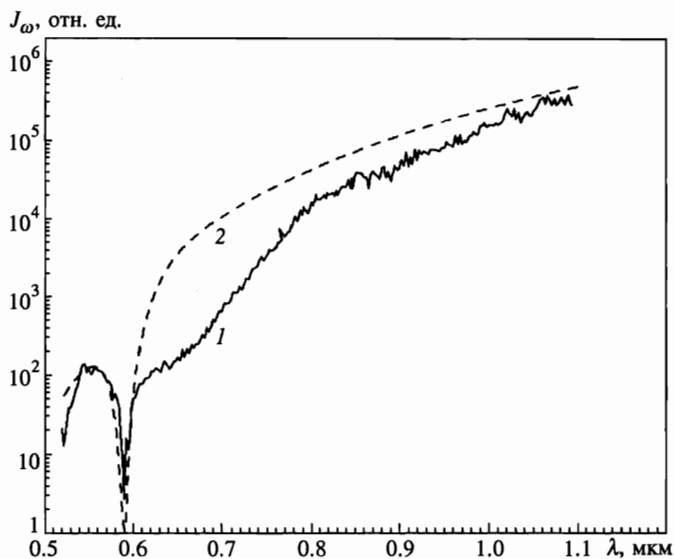


Рис. 6. Экспериментально измеренный (1) и теоретически рассчитанный (2) спектры выходящего из тепловой трубы свечения плотных паров натрия в области 0.5–1.1 мкм.  $L = 15$  см,  $T_c = 1140$

На этом же рисунке показана и рассчитанная по уравнениям (5), (9) и (10) теоретическая кривая. При численном моделировании предполагалось, как уже указывалось выше, что распределение плотности атомов натрия по длине кюветы определяется распределением температуры в соответствии с кривой давления насыщенных паров, что справедливо, по крайней мере, до температур  $\sim 900$  К [30]. С учетом высокой плотности паров и буферного газа, а также большое отношение длины кюветы к ее диаметру ( $\sim 10$ ) такое приближение вполне корректно и при более высоких температурах. При измерениях спектра свечения в экспериментах регистрировалась относительная интенсивность свечения, и поэтому для сравнения с опытными данными теоретическая кривая на рис. 6 нормировалась по интенсивности свечения на коротковолновом максимуме измеренного спектра. Из сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов видно, что теоретическая кривая хорошо описывает опытные данные вблизи резонанса и вполне удовлетворительно — в области больших длин волн. Значительное же расхождение теоретической и экспериментальной кривых при  $0.6 < \lambda < 0.8$  мкм связано, по-видимому, с неучтенным в расчетах влиянием излучения и поглощения на электронно-колебательных переходах молекулярного натрия  $\text{Na}_2$ , который в достаточно большом количестве (порядка нескольких процентов от плотности атомарного натрия) присутствует в объеме кюветы.

Наиболее существенным моментом, проявившимся и в теории, и в эксперименте, является сильная асимметрия спектра теплового излучения резонансной среды, которая не может быть получена в стандартной теории переноса. Количественно проверить другой предсказываемый эффект — значительное превышение выходящей интенсивности в центре линии по сравнению с величиной, следующей из стандартной теории, — в данной постановке эксперимента трудно вследствие недостаточной чувствительности регистрирующей аппаратуры, поскольку рассчитанная по уравнениям (5), (9) и (10) ве-



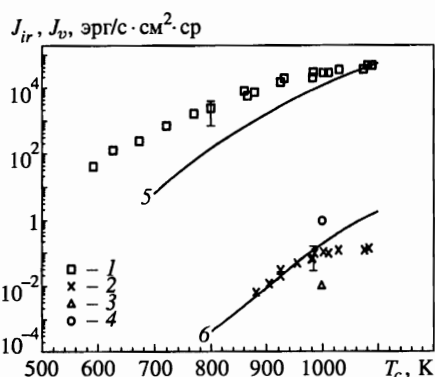


Рис. 7

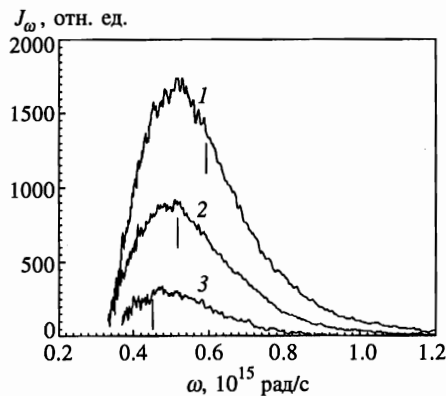


Рис. 8

Рис. 7. 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 [10, 11].  $L = 30$  см

Рис. 8. Спектр теплового свечения паров натрия в ИК области спектра при различных температурах в центре тепловой трубы.  $T_c = 1080$  (1), 950 (2), 830 (3) К. Вертикальными отрезками показаны теоретические положения максимумов.  $L = 30$  см

личина покидающего резонансную среду потока излучения в центре самообращенного провала остается крайне низкой.

Вдали от резонанса эффекты, связанные с превышением интенсивности излучения над планковской, становятся не важными и оптическая плотность паров оказывается много меньшей единицы. Однако при  $\Delta\omega \gg \Gamma$  существенную роль в интенсивности свечения в ИК области начинает играть экспоненциальный множитель  $\exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T)$  (см. разд. 2). Результаты измерений абсолютной интенсивности теплового свечения плотных паров натрия в ИК и видимой областях спектра представлены на рис. 7, а спектр их свечения в области 2–5 мкм для различных  $T_c$  — на рис. 8. Отметим, что свечение в столь далеком ИК крыле спектральной линии ранее не изучалось (как правило, измерения ограничивались отстройками  $\leq 1000$  см $^{-1}$ , см., например, [31], тем более отсутствуют измерения чисто теплового свечения). Из приведенных на рис. 7, 8 данных следует, что интенсивность ИК свечения на несколько порядков превышает таковую в околорезонансной области спектра, причем в ИК части спектра наблюдается ярко выраженный максимум, что качественно подтверждает теоретические соображения. На рис. 7 представлены расчеты по изложенной выше теории интегральной интенсивности излучения в спектральных диапазонах, соответствующих эксперименту. Как следует из графиков, теоретическая кривая для области 0.5–0.6 мкм хорошо согласуется с экспериментом. Для ИК же области опытные и расчетные данные согласуются в пределах порядка величины. Частично расхождение может быть объяснено несовершенством теории, весьма качественно описывающей формирование статического крыла на столь больших отстройках. К сожалению, данные о потенциальных кривых системы Na–Ag при расстояниях между частицами, соответствующих отстрой-

кам  $\Delta \sim 2 \cdot 10^{15}$  рад/с, недостаточно надежны, и воспользоваться более аккуратными данными в приближении ближайшего соседа не представляется возможным. Помимо знания потенциальных кривых на малых расстояниях для количественного описания профиля линии на столь далеких отстройках необходимо обобщение теории уширения на случай многочастичного возмущения уровней энергии излучающей частицы как за счет буферного газа, так и собственного.

Также следует указать, что поскольку излучательная способность резонансной среды пропорциональна контуру линии ( $\varepsilon_\omega \propto a(\omega)$ ), в ИК области спектра интенсивность свечения должна зависеть от сорта буферного газа и его давления, так как на квазистатическом крыле  $a(\omega) \propto \sqrt{C_6} N_b$ . Как показали измерения, величина  $J_{ir}$  действительно примерно пропорциональна давлению буферного газа, причем в присутствии гелия при одном и том же давлении интенсивность свечения в ИК диапазоне на порядок меньше, чем для аргона. Однако величина  $\sqrt{C_6}$  для гелия всего в 2.8 раза меньше, чем для аргона [32], что существенно отличается от экспериментально измеренного отношения  $J_{ir}(\text{Ar})/J_{ir}(\text{He}) \simeq 8$ . Отметим, что чистота газа (которая в опытах варьировалась в диапазоне от 98 до 99.99%) в пределах ошибки не влияла на интенсивность излучения паров натрия как в видимой, так и в инфракрасной областях спектра. Более того, добавка к гелию воздуха (в соотношении He : воздух = 10 : 1) также практически не меняла измеряемую интенсивность свечения.

Вклад в ИК излучение паров могут дать и далекие крылья молекулярных линий  $\text{Na}_2$ , примесь которых, однако, как уже упоминалось выше, 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 Na. Источником расхождения экспериментальных данных и расчетных кривых может быть и недостаточная точность в расчетах распределения плотности паров по длине кюветы.

Интегральные интенсивности, полученные из стандартной теории, разительно отличаются от наблюдаемых (см. рис. 7), 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 [10, 11] теорией, в которой бальмановское распределение спектральной населенности резонансного уровня пропорционально  $\exp(-\hbar\omega/T)$ , и подтверждают наличие инфракрасной «катастрофы» в свечении резонансной среды.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе на основе развитой ранее теории [10, 11] формирования спектров свечения плотных резонансных сред проведено численное моделирование обсуждаемых эффектов и получены экспериментальные данные по структуре спектров и абсолютной интенсивности теплового свечения плотных паров натрия в различных спектральных диапазонах, которые вполне хорошо качественно, а в ряде случаев и количественно, согласуются с результатами численных расчетов. Основными результатами можно считать экспериментальное обнаружение хорошо выраженного максимума на далеком «красном» крыле резонансной линии натрия, интенсивность которого на несколько порядков превышает интенсивность свечения в околорезонансной области спектра, а также обнаружение несимметричности самообращенной линии. Эти данные показывают су-

ществленную роль эффектов плотности в энергобалансе излучающих атомных и молекулярных систем и значительно меняют устоявшиеся представления в стандартной теории переноса резонансного излучения [8], развитой для случая низких газовых плотностей и в приближении узких линий.

Универсальный, строго обоснованный теоретически в [10, 11] и экспериментально подтвержденный в данной работе вид спектрального бальмановского распределения, не претендуя на детальное описание профиля линии на больших отстройках от резонанса, может существенным образом проявляться в самых различных процессах. По этой причине полученные в настоящей работе результаты могут оказаться важными и в ряде практических применений. Так, отметим, что хотя с ростом температуры соотношение интегральных интенсивностей в видимой и ИК областях спектра меняется, тем не менее, как уже упоминалось ранее, и при высоких температурах вклад «красных» крыльев резонансной линии продолжает оставаться много большим рассчитанного по стандартной теории. Как показали проведенные в работе оценки, это может оказаться существенным при расчетах и измерении свечения разнообразных плазменных образований (в том числе и газоразрядных источников света), при интерпретации результатов измерений в солнечном спектре и т. д., так как интенсивность свечения в далеких «красных» крыльях может конкурировать с интенсивностью, определяемой другими механизмами излучения (тормозным и пр.). Более того, при определенных условиях интенсивное излучение в «красном» крыле может существенно увеличивать радиационное заселение других уровней и тем самым значительно влиять на кинетику плазменных процессов.

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, академику В. Д. Шафранову и участникам руководимого им семинара, а также J. Cooper, A. Gallagher, H.-J. Kunze, R. More, A. Osterheld, A. Phelps, A. Sureau, A. Szöke за плодотворные дискуссии. 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).

## Литература

1. R. Stamm, B. Talin, E. Pollock, and C. Iglesias, *Phys. Rev. A* **34**, 4144 (1986).
2. A. Calisti, F. Khelifaoui, R. Stamm, and B. Talin, in *Spectral Line Shapes*, ed. by L. Frommhold and J. W. Kato, AIP, New York (1990), Vol. 6, p. 3.
3. F. Khelifaoui, A. Calisti, R. Stamm, and B. Talin, *ibid*, p. 102.
4. A. Calisti, R. Stamm, and B. Talin, *Europhys. Lett.* **4**, 1003 (1987).
5. А. В. Ануфриенко, А. Л. Годунов, А. В. Демура и др., *ЖЭТФ* **98**, 1304 (1990).
6. А. В. Ануфриенко, А. Е. Бульшев, А. Л. Годунов и др., *ЖЭТФ* **103**, 417 (1993).
7. А. Е. Бульшев, А. В. Демура, В. С. Лисица и др., *ЖЭТФ* **108**, 212 (1995).
8. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, Наука, Москва (1982).
9. Л. А. Апресян, Ю. А. Кравцов, *Теория переноса излучения*, Наука, Москва (1983).
10. Ю. К. Земцов, А. Н. Старостин, *ЖЭТФ* **103**, 345 (1993).
11. Ю. К. Земцов, А. Ю. Сечин, А. Н. Старостин, *ЖЭТФ* **110**, 1654 (1996).
12. Ю. К. Земцов, А. Ю. Сечин, А. Н. Старостин и др., *Письма в ЖЭТФ* **65**, 20 (1997).

13. Ю. К. Земцов, А. Ю. Сечин, А. Н. Старостин и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 807 (1997).
14. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Физматгиз, Москва (1966).
15. A. V. Phelps, *Tunable gas laser utilizing ground state dissociation*, JILA Rpt. **110**, University of Colorado, Boulder, Colorado (1972).
16. G. York and A. Gallagher, *Power gas laser on alkali-dimers A-X band radiation*, JILA Rpt. **114**, University of Colorado, Boulder, Colorado (1974).
17. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Мир, Москва (1982).
18. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964).
19. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
20. Б. А. Векленко, Г. Б. Ткачук, *Опт. и спектр.* **38**, 1132 (1975).
21. В. А. Махров, А. Ю. Сечин, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **97**, 1114 (1990).
22. В. М. Галицкий, В. В. Якимец, ЖЭТФ **51**, 957 (1966).
23. В. А. Касьянов, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **48**, 295 (1965).
24. J. Borisov and L. Frommhold, in *Phenomena Induced by Intermolecular Interaction*, ed. by G. Birnbaum, Plenum, New York (1985), p. 67.
25. C. G. Carrington, D. N. Stacey, and J. Cooper, *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* **6**, 417 (1973).
26. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, Москва (1979).
27. R. H. Chatham, A. Gallagher, and E. L. Levis, *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* **13**, 47 (1980).
28. *Физические величины. Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
29. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).
30. Д. И. Чехов, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук, МФТИ, Москва (1994).
31. M. J. Jongeius, in: *Spectral Line Shapes*, ed. by V. Wende, Berlin (1980), p. 963.
32. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов*, Энергоатомиздат, Москва (1986).