

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

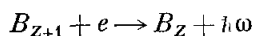
539.184.5

## ДИЭЛЕКТРОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ

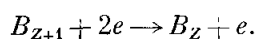
И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, Р. А. Сюняев

## ВВЕДЕНИЕ

В расчетах ионизационного равновесия в плазме обычно принимаются во внимание два возможных механизма рекомбинации: фоторекомбинация иона  $B_{Z+1}$



и безызлучательная трехчастичная рекомбинация



В последнем процессе второй электрон необходим для того, чтобы унести избыток энергии, так как передача этой энергии ядру несовместима с выполнением законов сохранения импульса и энергии. В плазме низкой плотности трехчастичная рекомбинация практически не играет роли. Оценка показывает, что фоторекомбинация преобладает при электронной плотности

$$N_e < \left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)^3 Z^4 \frac{kT}{Ry} \sim 10^{18} Z^4 \frac{kT}{Ry} \text{ см}^{-3},$$

где  $T$  — температура плазмы,  $Ry = 13,6 \text{ эв}$  — энергия ионизации атома водорода,  $Z$  — заряд иона. Правда, эта оценка завышена, так как не учитывает ступенчатой трехчастичной рекомбинации. Тем не менее, при  $N_e < 10^{18} \text{ см}^{-3}$  трехчастичная рекомбинация, по-видимому, не играет роли.

Вероятность излучательной рекомбинации при столкновении электрона и иона сравнительно мала ( $\sim \alpha^3 = (e^2/\hbar c)^3 \sim 10^{-6}$ ) ввиду слабости электромагнитного взаимодействия.

Помимо двух указанных процессов возможен резонансный захват электрона на высокий уровень  $n, l$  с одновременным возбуждением одного из электронов иона  $B_{Z+1}$ . Если энергия электрона (в пределах ширины уровня) равна энергии возбуждения минус энергия связи на уровне  $n, l$ , процесс захвата происходит без излучения. Образующееся таким образом двухэлектронное возбужденное состояние нестабильно. Оно распадается либо путем автоионизации, либо в результате радиационного перехода в стабильное возбужденное состояние  $B_Z$ , лежащее ниже границы его ионизации\*). В первом случае электрон возвращается в непрерывный спектр. Последний вариант приводит к рекомбинации иона  $B_{Z+1}$  — это и есть диэлектронная рекомбинация (ниже везде она обозначается д. р.). На рис. 1, а представлена элементарная схема процесса. На рис. 1, б тот же процесс изображен более строго, как переход в двухэлектронной

\*) Здесь и ниже «стабильным» состоянием условно называется состояние, не подверженное автоионизационному распаду, т. е. лежащее ниже границы ионизации. Радиационный переход в основное состояние при этом, разумеется, возможен.

Для вычисления скорости д. р. нужно определить населенность  $N_{\gamma, n, l}$  автоионизационного состояния  $\gamma, n, l$  иона  $B_Z$ . Для этого напомним уравнение баланса реакции (1)

$$N_{Z+1} N_e F(\Delta E) v \sigma_d(\gamma n l) \delta E = N_{\gamma, n, l} (W + A), \quad (2)$$

где  $F(E)$  — функция распределения электронов по энергиям, которая предполагается максвелловской;  $\Delta E$  — энергия уровня  $\gamma, n, l$  относительно границы ионизации  $B_Z$  (см. рис. 1);  $\sigma_d(\gamma, n, l)$  — сечение захвата электрона на уровень  $\gamma, n, l$ ;  $W$  и  $A$  — вероятности автоионизационного и излучательного распадов уровня  $\gamma, n, l$ . Если положить  $A = 0$ , то (2) должна давать распределение Саха

$$\left( \frac{N_{Z+1} N_e}{N_{\gamma, n, l}} \right)_{\text{равн}} = S_{n, l} \equiv \frac{2g(\gamma_0)}{g(\gamma, n, l)} \left( \frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\Delta E/kT}, \quad (3)$$

где  $g(\gamma_0)$  и  $g(\gamma, n, l) = g(\gamma)(2l+1)$  — статистические веса соответствующих состояний  $B_{Z+1}$  и  $B_Z$ . В показателе экспоненты стоит знак плюс, так как уровень  $\gamma, n, l$  лежит выше границы ионизации. Из (2) и (3) вытекает следующее соотношение между  $\sigma_d$  и  $W$ :

$$W = SFv\sigma_d(\gamma, n, l) \delta E = \frac{g(\gamma_0) m^2 v^2}{g(\gamma) \pi^2 \hbar^3} \frac{\sigma_d \delta E}{2l+1}. \quad (4)$$

Для скорости д. р.

$$\kappa_d = \frac{1}{N_{Z+1} N_e} \sum_{\gamma, n, l} N_{\gamma, n, l} A,$$

используя (2) и (4), находим

$$\kappa_d = \sum \frac{1}{S_{n, l}} \frac{WA}{W+A} = \sum_{\gamma, n, l} \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mkT} \right)^{3/2} \frac{g(\gamma)}{g(\gamma_0)} \frac{(2l+1)A}{1+(A/W)} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}. \quad (5)$$

Захват электрона происходит главным образом на уровне с большим значением  $n$  (см. ниже). При этом электрон на уровне  $n, l$  практически не влияет на внутренний электрон в состоянии  $\gamma$  или  $\gamma_0$ , так что величины, относящиеся к  $B_Z$ , можно заменить соответствующими величинами для иона  $B_{Z+1}$ :

$$\Delta E = E_{\gamma\gamma_0} - \frac{Z^2 Ry}{n^2} \simeq E_{\gamma\gamma_0}, \quad A(\gamma, n, l) = A_\gamma = \sum_{\gamma' < \gamma} A_{\gamma\gamma'}, \quad (6)$$

где  $E_{\gamma\gamma_0}$  — расстояние между уровнями  $\gamma$  и  $\gamma_0$  иона  $B_Z$ ,  $Ry = 13,6 \text{ эв}$  — половина атомной единицы энергии,  $1/A_\gamma$  — время жизни уровня  $\gamma$ . В большинстве случаев с хорошей точностью  $A_\gamma$  можно заменить на  $A_{\gamma\gamma_0}$ . Наконец, вероятность автоионизации  $W$  можно выразить через парциальное сечение  $\sigma_{\gamma_0\gamma}(l)$  возбуждения уровня  $\gamma$  электронным ударом вблизи порога. Действительно, обратный процесс — захват электрона на орбиту  $n, l$  — соответствует возбуждению иона  $B_{Z+1}$  электроном с энергией, несколько меньшей пороговой.

Как известно, парциальное сечение возбуждения иона у порога  $\sigma_{\gamma_0\gamma}(l)$  конечно (в отличие от сечений возбуждения нейтральных атомов, которые в пороге равны нулю). Экстраполируя  $\sigma_{\gamma_0\gamma}(l)$  в область ниже порога, получим среднее значение сечения захвата

$$\overline{\sigma_{\gamma_0\gamma} dE} = \overline{\sigma_d \delta E} dn,$$

если  $dn$  соответствует интервалу энергии  $dE$ . Следовательно (полагая  $l$  заданным)

$$\overline{\sigma_d(\gamma, n, l) \delta E} = \sigma_{\gamma_0\gamma}(l) \frac{dE}{dn} - \frac{2Z^2}{n^3} Ry \sigma_{\gamma_0\gamma}(l). \quad (7)$$

Подставляя (7) в (4), получаем выражение для вероятности автоионизации

$$W \equiv W_{\gamma, n, l} = \frac{Z^2 \Delta E g(\gamma_0)}{\pi \hbar n^3 g(\gamma)} \frac{\sigma_{\gamma_0 \gamma}(l)}{\pi a_0^2 (2l+1)}. \quad (4')$$

В приложении I приведен прямой квантовомеханический вывод соотношения (4') в первом порядке теории возмущений. Более подробное изложение свойств кулоновского сечения у порога и предельного перехода, приводящего к формуле (7), содержится в приложении II, написанном П. Парадоксовым \*).

Используя (4'), (5), (6) и полагая для простоты дальнейших формул  $A_\gamma = A_{\gamma\gamma_0}$ , можно получить следующее выражение для скорости д. р.:

$$v_d = \sum_{\gamma} c(\gamma) \left( \frac{E_{\gamma\gamma_0}}{kT} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{E_{\gamma\gamma_0}}{kT} \right), \quad (8)$$

где

$$c(\gamma) = \frac{4\pi^{3/2} \hbar a_0 \alpha^3 Z f_{\gamma_0 \gamma}}{m n_1} \sum_{n > n_1} \sum_{l=0}^{n-1} \frac{2l+1}{(1+(n/n_s))^3} \exp \left( \frac{Z^2 Ry}{n^2 kT} \right), \quad (9)$$

$$n_1 = \left( \frac{Z^2 Ry}{E_{\gamma\gamma_0}} \right)^{1/2}, \quad n_s \equiv n_s(l) = \frac{1}{\alpha} \left[ \frac{n_1^2 \sigma_{\gamma_0 \gamma}(l)}{\pi^2 a_0^2 (2l+1) f_{\gamma_0 \gamma}} \right]^{1/3}. \quad (10)$$

Здесь  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ ,  $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0,53 \cdot 10^{-8}$  см,  $f_{\gamma_0 \gamma}$  — сила осциллятора перехода  $\gamma_0 - \gamma$  в ионе  $B_{Z+1}$ ;  $(n_1 + 1)$  — приближенно равно главному квантовому числу наименьшего автоионизационного уровня. О физическом смысле числа  $n_s$  см. ниже.

Сечение  $\sigma(l)$  практически не зависит от  $n$ , но очень быстро убывает с ростом  $l$  (рис. 2). Поэтому можно считать, что верхний предел суммирования по  $l$  не зависит от  $n$ , и поменять порядок суммирования в (9). Заменяя, далее, суммирование по  $n$  интегрированием и опуская близкий к единице множитель  $\exp(Z^2 Ry/n^2)$ , можно с хорошей точностью представить  $c(\gamma)$  в виде

$$c(\gamma) = 6,55 \cdot 10^{-14} \frac{Z}{n_1} f_{\gamma_0 \gamma} \sum_l \frac{(2l+1) n_s}{1 + 2,4 \left( \frac{n_1 - 1}{n_s} \right)^2} \quad (см^3 сек^{-1}). \quad (11)$$

При  $Z \rightarrow \infty$   $\sigma_{\gamma_0 \gamma}(l)$  убывает  $\sim Z^{-4}$  и для всех  $l$   $n_s \ll 1$ . В этом случае можно выполнить суммирование по  $n, l$  в (9):

$$c(\gamma) = 2,5 \cdot 10^8 \left( \frac{E_{\gamma_0 \gamma}}{Ry} \right)^{1/2} \sigma_{\gamma_0 \gamma} \quad (см^3 сек^{-1}), \quad Z \rightarrow \infty, \quad (11a)$$

где  $\sum_l \sigma_{\gamma_0 \gamma}(l) = \sigma_{\gamma_0 \gamma}$  — полное сечение перехода  $\gamma_0 \rightarrow \gamma$  и пренебрегается разницей  $n_1$  и  $n_1 + 1$ .

\*) Авторы признательны П. Парадоксову, любезно предложившему включить эти не опубликованные ранее заметки в настоящий обзор.

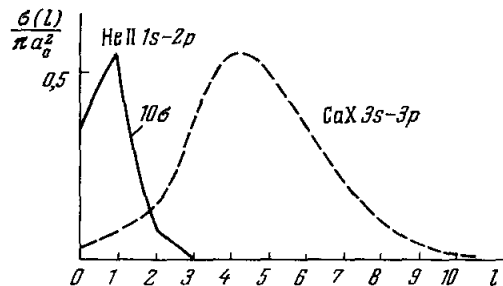


Рис. 2. Зависимость от  $l$  частичных сечений возбуждения резонансного перехода в He II и CaX в пороге.

## 2. Обсуждение формул

Остановимся теперь несколько подробнее на свойствах полученных формул.

1) Населенность автоионизационных уровней  $\gamma$ ,  $n$ ,  $l$  согласно (2) и (4) определяется отношением  $A/W = (n/n_s)^3$ . Поэтому все уровни естественным образом делятся на две группы. Для уровней с  $n < n_s$   $W \gg A$  и излучательный распад не влияет на населенность. Эти уровни находятся в термодинамическом равновесии с непрерывным спектром:

$$N_{\gamma, n, l} = N_{Z+1} N_e S_{n, l}^{-1}, \quad n < n_s. \quad (12)$$

Для уровней с  $n > n_s$   $W \ll A$  и каждый акт захвата электрона сопровождается рекомбинацией. Населенность на этих уровнях

$$N_{\gamma, n, l} = N_{Z+1} N_e \frac{Fv\sigma_d(\gamma, n, l) \delta E}{A} = N_{Z+1} N_e \frac{Z^2 Ry Fv\sigma_{\gamma_0\gamma}(l)}{2An^3}, \quad (13)$$

т. е. быстро убывает с ростом  $n$ .

Необходимо подчеркнуть, что величина  $n_s \sim [\sigma_{\gamma_0\gamma}(l)]^{1/3}$  и сильно зависит от  $l$ . В качестве иллюстрации на рис. 2 показана зависимость  $\sigma(l)$  для двух типичных случаев: переход  $1s - 2p$  в He II (большая  $E_{\gamma_0\gamma}$ ,  $n_1 \sim 1$ ) и переход  $3s - 3p$  в CaX (малая  $E_{\gamma_0\gamma}$ ,  $n_1 \gg 1$ ). При достаточно больших  $l$   $n_s < n_1$ , т. е. уровней, находящихся в термодинамическом равновесии с непрерывным спектром, нет.

2) При небольших  $l$ , соответствующих максимальным значениям  $\sigma(l)$ , можно положить  $\sigma(l) \sim \pi a_0^2 f_{\gamma_0\gamma} (Ry/E_{\gamma_0\gamma})^p$ . Для оценок обычно можно положить  $p = 2$ , т. е.

$$n_s \cong \frac{n_1^2}{\alpha Z} \gg n_1. \quad (14)$$

Фактически основной вклад в  $s(\gamma)$  вносят те  $l$ , для которых выполняется неравенство (14). Из (9) видно, что при этом основную роль играют автоионизационные уровни с  $n < n_s$ , находящиеся в термодинамическом равновесии с непрерывным спектром. Поскольку  $n_s \gg 1$  и все уровни с  $n < n_s$  дают одинаковый вклад, можно в дальнейшем полагать, что существенны лишь уровни с  $n \gg 1$ .

3) В разделах 1—2 речь шла в основном о внешнем электроде, который из свободного состояния захватывается на высоковозбужденный уровень  $n$ ,  $l$  иона  $B_Z$ . Рассмотрим теперь переходы  $\gamma_0 - \gamma$  внутреннего электрона — оптического электрона иона  $B_{Z+1}$ . В сумме по  $\gamma$  в (8) достаточно, как правило, ограничиться учетом одной-двух низших возбужденных конфигураций, оптически связанных с основным состоянием (резонансных состояний)\*).

Нетрудно показать, что если для отдельных термов данной электронной конфигурации величины  $E_{\gamma_0\gamma}$  отличаются не слишком сильно, то расщепления на термы можно вообще не учитывать и рассматривать электронную конфигурацию как одно состояние. Для этого достаточно показать, что  $s(\gamma)$  аддитивно по термам. Величина  $n_s$  в (10) есть функция лишь от отношения  $\sigma_{\gamma_0\gamma}/f_{\gamma_0\gamma}$ , которое не зависит от терма при одинаковых значениях  $E_{\gamma_0\gamma}$ . Следовательно, вся зависимость сосредоточена в факторе  $f_{\gamma_0\gamma}$  в (9). Но сила осциллятора, как известно, аддитивна по верхним уровням, что и доказывает аддитивность  $s(\gamma)$ . Что касается расщепления основного состояния  $\gamma_0$ , то можно воспользоваться следующим общим

\* С нестабильных возбужденных уровней отрицательного иона возможен прямой двухэлектронный излучательный переход в основное состояние. Однако вероятность такого перехода мала (ср. прим. при корр. на стр. 291). Заметим, кроме того, что ввиду отсутствия кулоновского поля число нестабильных уровней отрицательного иона невелико.

соотношением: пусть  $\Gamma_0$  и  $\Gamma$  — индексы термов электронных конфигураций  $\gamma_0$  и  $\gamma$ , тогда (см., например, <sup>13</sup>)

$$f_{\Gamma_0, \gamma} = \sum_{\Gamma} f_{\Gamma_0 \Gamma} = f_{\gamma_0 \gamma}$$

и, следовательно, в (8) — (9)

$$c_{\Gamma_0}(\gamma) = c_{\gamma_0}(\gamma). \tag{15}$$

Очевидно, все сказанное в равной мере относится не только к термам, но и к компонентам тонкой структуры и т. п. Поэтому везде ниже индексы  $\gamma_0$  и  $\gamma$  относятся к электронным конфигурациям иона  $B_{Z+1}$ .

Величина коэффициента д. р. существенно зависит от отношения  $E_{\gamma\gamma_0}/kT$ , благодаря наличию экспоненциального множителя в (8). Если переход  $\gamma_0 \rightarrow \gamma$  происходит с изменением главного квантового числа оптического электрона, то  $E_{\gamma\gamma_0} \sim |E_{\gamma_0}| > kT$ . При этом скорость д. р. мала. Для ионов такого рода (примером может служить рекомбинация He II  $\rightarrow$  He I) д. р. играет роль лишь при таких больших температурах, когда концентрация этого иона в плазме незначительна.

В тех случаях, когда оптический электрон в резонансном состоянии  $\gamma$  имеет такое же главное квантовое число, что и в  $\gamma_0$ ,  $E_{\gamma\gamma_0} \ll |E_{\gamma_0}|$  и экспоненциальный фактор в (8) не играет роли. В то же время для таких переходов сечение очень велико (ср. формулу (14)). Поэтому  $\kappa_d$  оказывается очень большим. Заметим, что в ионах с  $Z \geq 2$  существенную роль могут играть переходы из заполненной подоболочки, например,  $2s^2 2p^q \rightarrow 2s 2p^{q+1}$ .

### 3. Сравнение с тройной рекомбинацией и фоторекомбинацией

Сопоставим теперь эффективности различных типов рекомбинации.

а) *Фоторекомбинация*  $B_{Z+1} + e \rightarrow B_Z + \hbar\omega$ . Частота этого процесса в плазме  $N_e \langle \nu \sigma_\nu \rangle$  порядка  $N_e \alpha^3 \frac{a_0 \hbar}{m}$ , т. е. пропорциональна первой степени плотности. Поскольку этот процесс связан с испусканием кванта, выражение для его скорости включает малый множитель  $\alpha^3 \cong 10^{-6}$ . Фоторекомбинация происходит в основном в нижние состояния иона  $B_Z$ , точнее, в те состояния, для которых энергия  $|E_n| > kT$ .

б) *Трехчастичная (безызлучательная) рекомбинация*  $B_{Z+1} + 2e \rightarrow B_Z + e$ . Частота этого процесса в плазме  $N_e^2 \langle \nu \sigma_\nu \rangle$  пропорциональна квадрату электронной плотности и при достаточно низкой плотности оказывается значительно меньше частоты фоторекомбинации. Оценки показывают, что при  $N_e < 10^{13} \text{ см}^{-3}$  тройной рекомбинацией, как правило, можно пренебречь при расчетах ионизационного равновесия. Правда, при оценках населенностей очень высоко возбужденных уровней ее иногда нужно учитывать.

в) Частота процесса д. р. (1) равна  $N_e \kappa_d$ . Используя формулы (8), (9) и (14), находим, что по порядку величины

$$N_e \kappa_d \sim N_e \alpha^2 \frac{a_0 \hbar}{m} e^{-E_{\gamma\gamma_0}/kT}.$$

Так же как при фоторекомбинации, частота д. р. пропорциональна первой степени плотности. Однако вместо множителя  $\alpha^3 N_e \kappa_d$  содержит лишь  $\alpha^2$ , т. е. может быть на два порядка больше, чем скорость фоторекомбинации. Разумеется, для этого необходимо, чтобы экспоненциальный фактор был порядка единицы, т. е. чтобы  $E_{\gamma\gamma_0} \ll kT$ . В отличие от фоторекомбинации д. р. происходит в основном на высокие уровни с  $n \sim n_s$ .

Таким образом, в плазме низкой плотности суммарная частота рекомбинаций равна  $N_e [\langle v\sigma_v \rangle + \kappa_d]$ . Зависимость  $\kappa_d$  от температуры дается формулой (8). Для  $\langle v\sigma_v \rangle$  можно указать лишь асимптотическое поведение при  $kT \ll E_i$  и  $kT \gg E_i$  ( $E_i$  — энергия ионизации):

$$\left. \begin{aligned} kT \ll E_i, \quad \langle v\sigma_v \rangle &\sim (E_i/kT)^{1/2}, \quad \kappa_d \sim e^{-E_{\gamma\gamma_0}/kT}, \\ kT \gg E_i, \quad \langle v\sigma_v \rangle &\sim (E_i/kT)^{3/2}, \quad \kappa_d \sim (E_{\gamma\gamma_0}/kT)^{3/2}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

#### 4. Влияние диэлектронной рекомбинации на населенности уровней и излучение плазмы

1) Благодаря д. р. в плазме происходит сдвиг ионизационного равновесия. Дополнительный процесс рекомбинации, очевидно, приводит к уменьшению степени ионизации, т. е. все ионизационные кривые сдвигаются к большим температурам. Поэтому учет д. р. в некоторых работах в ряде случаев приводил к заниженным значениям температуры, полученной в результате спектроскопических измерений.

Помимо сдвига ионизационного равновесия д. р. может, вообще говоря, оказывать и непосредственное влияние на населенности возбужденных уровней и, следовательно, на интенсивность излучения. Рассмотрим в этой связи прежде всего излучение в резонансной линии  $\gamma \rightarrow \gamma_0$  иона  $B_{Z+1}$ . Интенсивность линии за счет прямого возбуждения перехода  $\gamma_0 \rightarrow \gamma$  электронным ударом равна  $N_e \hbar \omega \langle v\sigma_{\gamma_0\gamma} \rangle$ , где

$$\langle v\sigma_{\gamma_0\gamma} \rangle = \int_{E_{\gamma\gamma_0}}^{\infty} F(E) v\sigma_{\gamma_0\gamma} dE \sim F(E_{\gamma\gamma_0}) v\sigma_{\gamma_0\gamma} kT. \quad (17)$$

Каждый акт д. р. сопровождается испусканием такого же кванта, правда, с незначительным сдвигом частоты благодаря присутствию электрона на высоком уровне  $n, l$ .

Увеличение интенсивности, очевидно, равно  $N_e \hbar \omega \kappa_d(\gamma)$ . Для сравнения с (17) запишем  $\kappa_d(\gamma)$  с помощью (4), (5) и (7) в форме

$$\begin{aligned} \kappa_d(\gamma) &= \sum_{n, l} F(E) v\sigma_d(\gamma, n, l) \delta E [1 + (W/A)]^{-1} - \\ &= \int_{E_{\gamma\gamma_0} - Z^2 Ry/n_s^2}^{E_{\gamma\gamma_0}} F(E) v\sigma_{\gamma_0\gamma} dE + \int_{E_{\gamma\gamma_0} - Z^2 Ry/n_1^2}^{E_{\gamma\gamma_0} - Z^2 Ry/n_s^2} F(E) v \sum_l \sigma_{\gamma_0\gamma}(l) [1 + (W/A)]^{-1} dE. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь использован тот факт, что при энергиях, соответствующих  $n > n_s$ ,  $W \ll A$ . Нетрудно видеть теперь, что  $\kappa_d(\gamma) \ll \langle v\sigma_{\gamma_0\gamma} \rangle$ . Действительно, первый член в (18) мал из-за малой области интегрирования:  $Z^2 Ry/n_s^2 \ll kT$ . Во втором члене область интегрирования  $\ll kT^*$ , а множитель  $[1 + (W/A)]^{-1} \ll 1$ , так как  $n < n_s$ . Таким образом, увеличение интенсивности резонансной линии  $\gamma \rightarrow \gamma_0$ , а следовательно, и потери на излучение за счет д. р., как правило, незначительны.

Разумеется, как уже отмечалось в начале этого раздела, сдвиг ионизационного равновесия может сильно повлиять на интенсивность резонансных линий ионов.

\*) Это соотношение подтверждается рассмотрением ряда типичных, но частных случаев. Обосновать его строго в общем случае трудно.

В оценках теплового баланса межгалактической среды существенную роль играет He, число атомов которого составляет около 10% H. Проведенные выше оценки показывают, что д. р. непосредственно не влияет на интенсивность резонансной линии He II. Большое значение  $E_{\gamma\gamma_0} = 40 \text{ эв}$  означает, что д. р. может сказываться на соотношении He I/He II лишь при очень высокой температуре  $T \gtrsim 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ . При таких температурах количество ионов He II определяется равновесием с водородоподобным ионом He III, для которого д. р. невозможна (см. ниже рис. 4). Таким образом, д. р. не сказывается и на ионизационном равновесии He II и, следовательно, не влияет на излучение He II. Возможность изучения спектров квазаров в далеком ультрафиолете зависит от оптической толщи межгалактического газа в линиях H I и He I. При  $T \gtrsim 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  возможно некоторое увеличение оптической толщи в резонансной линии He I ( $\lambda 584 \text{ \AA}$ ). Именно такова, по-видимому, температура межгалактического газа. Однако отсутствие поглощения в  $L_\alpha$  H I (в спектрах далеких квазаров) указывает на малую толщину и в линии He I, так как согласно рис. 4 при  $T \sim 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$  число атомов H I меньше числа атомов He I.

2) Совершенно иначе обстоит дело с населенностью высоких уровней. Как уже отмечалось выше, автоионизационные уровни  $\gamma$ ,  $n$ ,  $l$  с  $n < n_s$  находятся в термодинамическом равновесии с непрерывным спектром. Соответствующие стационарные уровни  $\gamma_0$ ,  $n$ ,  $l$  населяются со скоростью  $A_{\gamma\gamma_0}$ , а распадаются за счет излучательного перехода в более низкие состояния значительно медленнее (по крайней мере в  $n^3$  раз). Поэтому населенность уровней  $\gamma_0$ ,  $n$ ,  $l$  по отношению к непрерывному спектру будет значительно выше, чем в случае термодинамического равновесия. С ростом  $n$  населенность  $N_{\gamma_0 n}$  будет расти вплоть до  $n = n_s$ .

Для получения количественной оценки допустим, что за время жизни иона  $B_Z$  в  $n$ -м (стационарном) возбужденном состоянии происходит полное перемешивание по квантовым числам  $l$ . В то же время мы не будем учитывать столкновения, приводящие к ионизации иона  $B_Z$  или к переходам с изменением  $n$  \*). Кроме того, пренебрежем подзаселением уровня  $n$  за счет радиационных переходов с более высоких уровней.

Используя формулу (5), уравнение баланса для уровня  $\gamma_0 n$  можно записать в виде

$$N_{\gamma_0 n} A_n = N_{Z+1} N_e \sum_l S_{n,l}^{-1} \frac{A}{1 + (A/W)}, \quad (19)$$

где  $A_n$  — полная вероятность радиационного распада, которая в приближении Крамерса равна

$$A_n = A_0 \frac{3L}{n^5}, \quad A_0 = \frac{8\alpha^3 \hbar Z^4}{3 \sqrt{3} \pi a_0^3 m} = 0,80 \cdot 10^{10} Z^4 \text{ сек}^{-1}, \quad (20)$$

$$L = \ln \frac{n}{(1,4n_0 - 1)^{2/3}}.$$

Здесь  $n_0$  — эффективное главное квантовое число основного состояния иона  $B_Z$ . Для вероятности резонансного перехода в ионе  $B_{Z+1}$  имеем

$$A = A_0 \frac{g_{\gamma_0}}{g_\gamma} \left( \frac{E_{\gamma\gamma_0}}{Z^2 R_y} \right)^2 f_{\gamma_0\gamma}. \quad (21)$$

Отсюда находим отношение населенности уровня  $\gamma_0 n$  к равновесной по Саха)

$$b(n) \equiv \frac{N_{\gamma_0 n}}{(N_{\gamma_0 n})_S} = \left( \frac{E_{\gamma\gamma_0}}{Z^2 R_y} \right)^2 f_{\gamma_0\gamma} \frac{n^3}{3L} \sum_l \frac{2l+1}{1 + (n/n_s)^3} e^{-E_{\gamma\gamma_0}/kT}. \quad (22)$$

Как видно, фактор  $b(n)$  растет с ростом  $n$  пропорционально  $n^3$  до  $n \cong n_s$  (наличие суммы по  $l$  несколько усложняет ход, но качественно ничего не меняет). При  $n > \max n_s$  (имеется в виду максимум по  $l$ )  $b(n)$  остается

\*) Такое допущение довольно искусственно, так как сечения переходов  $n, l \rightarrow n, l'$  и  $n, l \rightarrow (n+1), l'$  отличаются не очень сильно. Поэтому приводимые ниже оценки следует рассматривать лишь как иллюстративные.

почти постоянным. Соответствующее максимальное значение  $b(n)$  с учетом формулы (10) можно написать в виде

$$b_{\max} = \frac{137^3}{3\pi L} \frac{E_{\gamma\gamma_0} \sigma_{\gamma_0\gamma}}{Z^2 R_y \pi a_0^2} e^{-E_{\gamma\gamma_0}/kT}. \quad (23)$$

Если экспоненциальный фактор не слишком мал, что, как правило, имеет место, то  $b(n)$  может достигать очень больших значений. Фактиче-

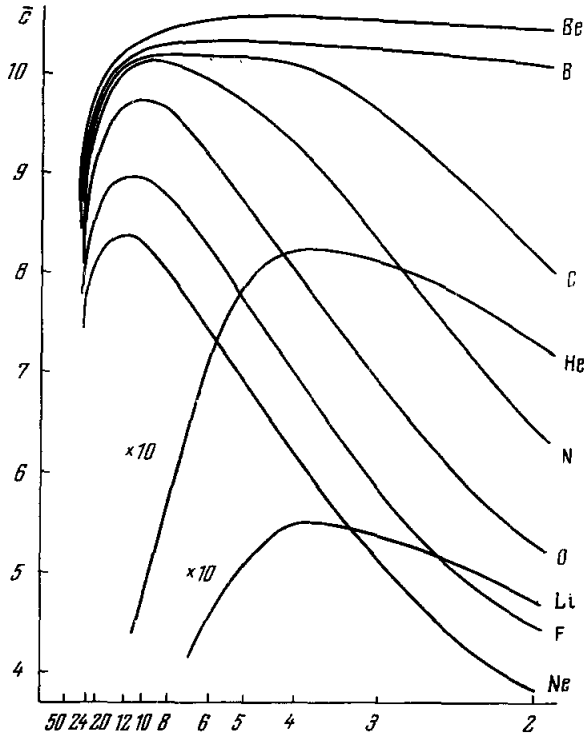


Рис. 3. Зависимость коэффициента д. р.  $\bar{c}$  от  $Z$  для ряда изоэлектронных последовательностей (по оси абсцисс  $Z+1$ ).

ски, однако, при некотором достаточно большом  $n$  становятся существенными столкновения и, возможно, фотоионизация (см. следующую гл. II), которые восстанавливают термодинамическое равновесие (распределение Саха;  $b=1$ ). Следовательно, при некотором  $n$ , зависящем от плотности электронов или излучения, начинается спад  $b(n)$  от максимального значения к единице.

#### 5. Некоторые результаты численных расчетов

Скорость д. р. можно вычислить по формуле (8), если известны коэффициенты  $c(\gamma)$ . Как уже отмечалось выше, в большинстве случаев достаточно ограничиться одним членом в сум-

ме по  $\gamma$ , именно рекомбинацией через резонансный уровень иона  $B_{Z+1}$ . При этом встречающиеся в практических случаях переходы можно разбить на два типа:

$$\text{а) } n_0 l_0^q \rightarrow n_0 l_0^{q-1}, nl;$$

$$\text{б) } n_0 l_0^N, n_0 l^q \rightarrow n_0 l_0^{N-1}, n_0 l^{q+1},$$

причем  $l = l_0 + 1$ ,  $N = 2(2l_0 + 1)$ , т. е.  $n_0 l_0^N$  — заполненная оболочка;  $c(\gamma)$  для этих двух типов переходов удобно записать в виде

$$\text{а) } c(\gamma) = 10^{-10} \frac{q}{2l_0 + 1} \bar{c};$$

$$\text{б) } c(\gamma) = 10^{-10} \left( 2 - \frac{q}{2l_0 + 1} \right) \bar{c}. \quad (24)$$

Тогда коэффициенты  $\bar{c}$  слабо зависят от  $q$ . На рис. 3 показана зависимость величин  $\bar{c}$  от  $Z$  для изоэлектронных последовательностей от He до Ne.

Энергии переходов  $E_{\gamma\gamma_0}$  в ионе  $B_{Z+1}$  можно записать в виде

$$E_{\gamma\gamma_0} = R_y [(Z+1)^2 a_0 + (Z+1) a_1 + a_2]. \quad (25)$$



Напомним, что  $Z = 1$  соответствует нейтральному атому, получающемуся при д. р. однократного иона. В табл. I приведен список соответствующих

Таблица I  
Типы переходов и параметры

Изоэлектронная последовательность	Переход $\gamma_0 - \gamma$	$a_0$	$a_1$	$a_2$
He	$1s - 2p$	0,75	0	0
Li	$1s^2 - 1s2p$	0,75	0,78	—
Be	$2s - 2p$	0	0,135	-0,039
B	$2s^2 - 2s2p$	0	0,176	0,027
C	$2s^2 2p - 2s^2 p^2$	0	0,219	0,117
N	$2s^2 2p^2 - 2s^2 p^3$	0	0,256	0,258
O	$2s^2 2p^3 - 2s^2 p^4$	0	0,295	0,420
F	$2s^2 2p^4 - 2s^2 p^5$	0	0,333	0,609
Ne	$2s^2 2p^5 - 2s^2 p^6$	0	0,376	0,816

переходов  $\gamma_0 - \gamma$  и значения параметров  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  для изоэлектронных последовательностей He — Ne. В табл. II приведены параметры переходов в различных ионах Fe (Z).

Приведенные значения  $\bar{c}$  были получены с помощью формул (9) и (10) путем численного расчета сечений возбуждения перехода  $\gamma_0 - \gamma$  у порога

Таблица II

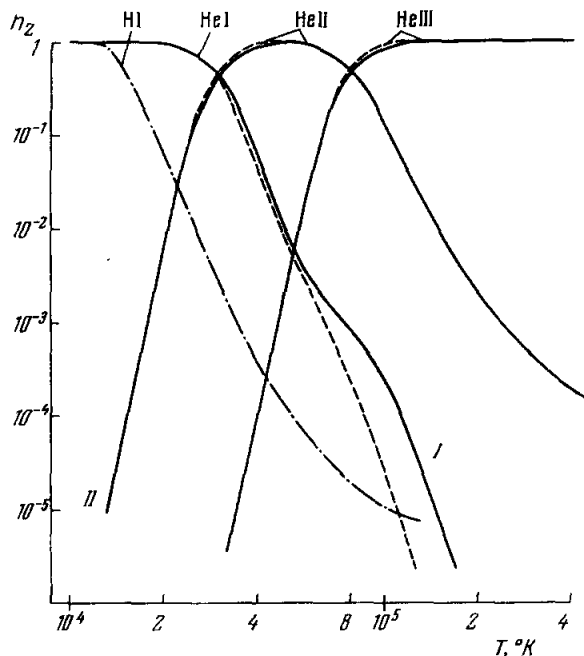
Характеристики д. р. в ионах Fe (Z)  
(величины  $\bar{c}$ ,  $c'$  и  $b_{\max}$  определены в тексте)

Z	Переход $\gamma_0 - \gamma$	$\frac{E_{\gamma\gamma_0}}{(Z+1)^2 R\gamma}$	$I_{\gamma_0\gamma}$	$\bar{c}$	$\bar{c}'$	$b_{\max} \cdot 10^{-3}$
1	$4s - 4p$	0,090	1,0	1,37	0,20	1,1
2	$3p^6 3d^6 - 3p^5 3d^7$	0,400	1,7	0,89	0,65	35
3	$3p^6 3d^5 - 3p^5 3d^6$	0,23	2,0	1,57	1,25	23
4	$3p^6 3d^4 - 3p^5 3d^5$	0,146	2,4	2,3	1,9	17
5	$3p^6 3d^3 - 3p^5 3d^4$	0,102	2,8	3,2	2,7	13
6	$3p^6 3d^2 - 3p^5 3d^3$	0,076	3,04	4,0	3,6	10,7
7	$3p^6 3d - 3p^5 3d^2$	0,059	3,4	4,8	4,4	9
8	$3s^2 3p^6 - 3d$	0,047	3,4	5,3	4,8	7,4
9	$3s^2 3p^5 - 3d$	0,038	2,75	5,8	5,3	4,6
	$3s^2 3p^5 - 3s^3 p^6$	0,025	0,17	3,1	2,7	0,6
10	$3s^2 3p^4 - 3d$	0,031	1,86	6,3	5,8	2,93
	$3s^2 3p^4 - 3s^3 p^5$	0,021	0,326	3,5	3,0	0,93
11	$3s^2 3p^5 - 3d$	0,026	1,3	6,8	6,3	1,8
	$3s^2 3p^3 - 3s^3 p^4$	0,0173	0,47	3,8	3,3	1,1
12	$3s^2 3p^2 - 3d$	0,021	0,73	7,0	6,6	1
	$3s^2 3p^2 - 3s^3 p^3$	0,0148	0,6	4,1	3,7	1,26
13	$3s^2 3p - 3d$	0,0179	0,33	7,4	7,0	0,4
	$3s^2 3p - 3s^3 p^2$	0,0127	0,716	4,3	3,9	1,3
14	$3s^2 - 3s^3 p$	0,0111	0,82	4,5	4,1	1,32
15	$3s - 3p$	0,0097	0,39	4,8	4,3	0,57
16	$2p^6 - 2p^5 3d$	0,19	3,0	0,55	0,55	0,048

Продолжение табл. II

Z	Переход $\gamma_0-\gamma$	$\frac{E_{\gamma\gamma_0}}{(Z+1)^2 \text{ Ry}}$	$f_{\gamma_0\gamma}$	$\bar{c}$	$\bar{c}'$	$b_{\text{max}} \cdot 10^{-3}$
17	$2s^2 2p^5 - 2s 2p^6$	0,023	0,05	0,76	0,75	0,0196
18	$2s^2 2p^4 - 2s 2p^5$	0,0191	0,086	0,79	0,78	0,034
19	$2s^2 2p^3 - 2s 2p^4$	0,0156	0,12	0,82	0,81	0,046
20	$2s^2 2p^2 - 2s 2p^3$	0,0126	0,128	0,84	0,83	0,0546
21	$2s^2 2p - 2s 2p^2$	0,010	0,13	0,86	0,84	0,0616
22	$2s^2 - 2s 2p$	0,0077	0,13	0,85	0,82	0,066
23	$2s - 2p$	0,0056	0,05	0,82	0,79	0,030
24	$1s^2 - 1s 2p$	0,78	0,8	0,0088	0,0088	0,00058
25	$1s - 2p$	0,75	0,42	0,009	0,0090	0,00027

в борн-кулоновском приближении, т. е. в первом порядке теории возмущений, когда внешний электрон описывается кулоновской волновой функцией с зарядом  $Z + 1$ . Энергии  $E_{\gamma_0}$  и  $E_{\gamma}$  определялись как собственные

Рис. 4. Ионизационные кривые  $n_Z(T)$  для H и He.

$n_Z = N_Z / \sum_{Z'} N_{Z'}$  — относительная концентрация иона.

Сплошные линии получены с учетом д. р., пунктир — без учета д. р.

значения одноэлектронного уравнения Шрёдингера без учета объема. Сравнение с имеющимися для ионов с небольшими  $Z$  экспериментальными данными показывает, что погрешность расчета энергий порядка величины расщепления состояния  $\gamma$  на термы.

Для иллюстрации влияния д. р. на ионизационное равновесие на рис. 4—6 показаны ионизационные кривые для H, He, O и Ca. Эти кривые

ДИЭЛЕКТРОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ

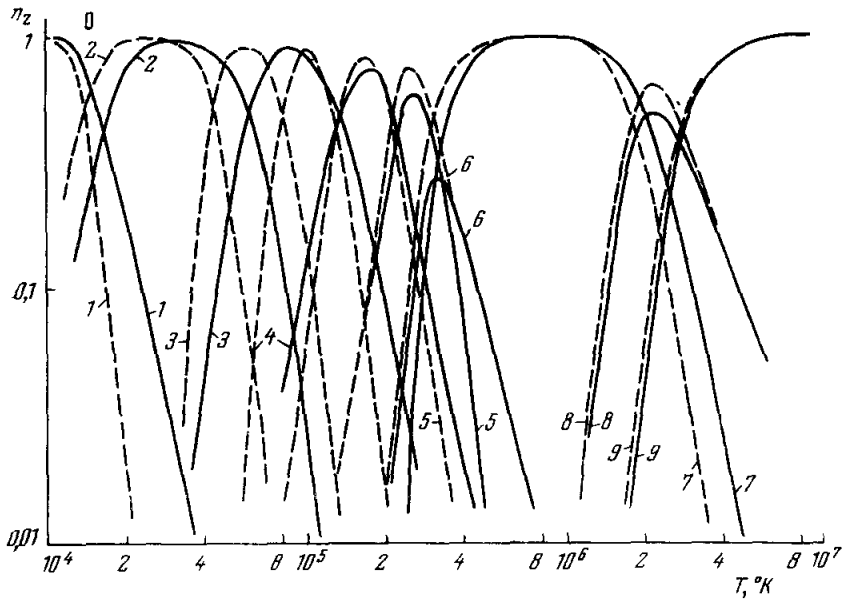


Рис. 5. Ионизационные кривые для O.  
Обозначения как на рис. 4.

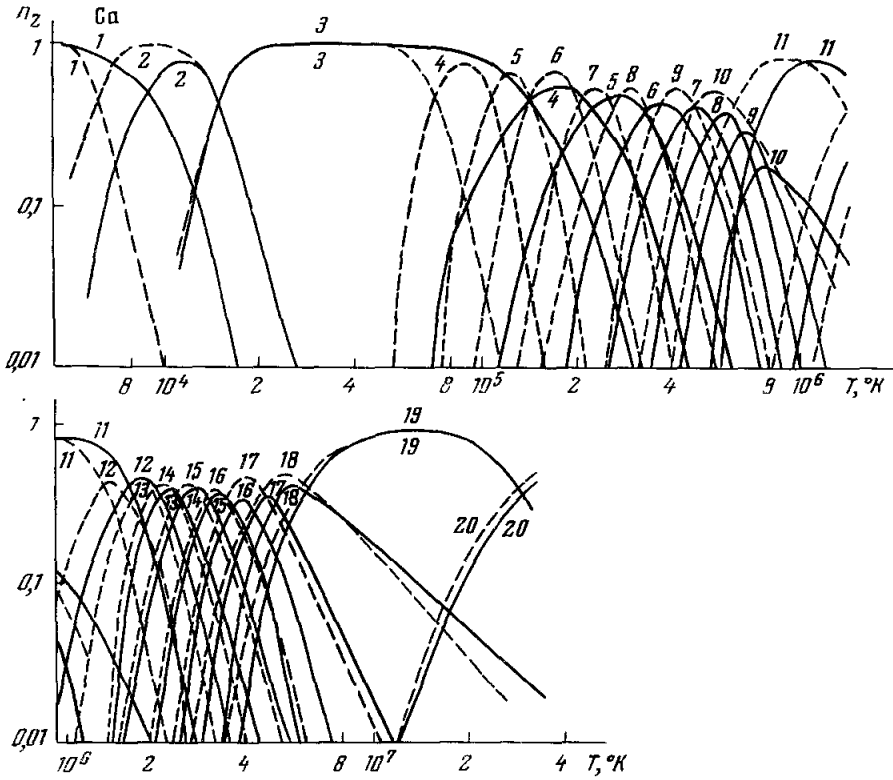


Рис. 6. Ионизационные кривые для Ca.  
Обозначения как на рис. 4.

соответствуют так называемому «коронарному приближению» (малые  $N_e$ ), когда ионизация электронным ударом находится в равновесии с фоторекомбинацией и д. р. Все необходимые сечения также были получены численно для каждого иона (подробнее см. <sup>8</sup>).

## II. ВЛИЯНИЕ КОНКУРИРУЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

### 1. В в е д е н и е

Как уже отмечалось, д. р. происходит в основном на высоковозбужденные уровни. Эти уровни значительно сильнее, чем нижние состояния, подвержены влиянию окружения — электронов и излучения, так как отношение сечений взаимодействия к вероятности радиационного распада быстро растет с ростом  $n$ . Поэтому в случае д. р. конкурирующие процессы — столкновения с электронами и поглощение квантов излучения — играют значительно более важную роль, чем в случае фоторекомбинации, которая происходит в основном на нижние уровни. Корректный количественный расчет влияния конкурирующих процессов связан со значительными трудностями и до сих пор не проводился. Поэтому здесь мы ограничимся лишь качественным обсуждением и некоторыми простейшими оценками, носящими скорее иллюстративный характер.

С ростом электронной плотности влияние конкурирующих процессов быстро растет, и в условиях лабораторной плазмы роль д. р. в большинстве случаев, по-видимому, незначительна. Ниже мы ограничимся обсуждением лишь астрофизических приложений ( $N_e \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$ ).

### 2. В л я и н и е в т о р и ч н о й и о н и з а ц и и с в о з б у ж д е н н о г о у р о в н я

В гл. I при вычислении коэффициента д. р. предполагалось, что образующийся в результате рекомбинации возбужденный ион  $B_Z(\gamma, n, l)$  далее переходит в основное состояние  $\gamma_0, n_0, l_0$ . Однако при не слишком низкой электронной плотности  $N_e$  или при наличии в плазме излучения высокой плотности ион  $B_Z(\gamma_0, n, l)$  может быть вновь ионизован, прежде чем произойдет радиационный распад в основное состояние. Это приводит к уменьшению коэффициента д. р. <sup>12</sup>.

Для оценки указанного эффекта мы воспользуемся упрощенной моделью, уже применявшейся выше в п. 4 гл. I. Именно, будем считать, что происходит полное перемешивание состояний  $\gamma_0, n, l$  по квантовым числам  $l$ , но не будем учитывать население уровня  $\gamma_0, n$  за счет переходов с уровней с другими  $n$ . Тогда вклад в д. р. на  $n$ -й уровень будет уменьшен на фактор

$$\frac{A_n}{A_n + A_v + N_e \langle v\sigma_i \rangle},$$

где  $A_n$  и  $A_v$  — вероятности спонтанного излучательного распада и фотоионизации уровня  $n$ ,  $N_e \langle v\sigma_i \rangle$  — вероятность ионизации электронным ударом.

Для планковского поля излучения с температурой  $T_v$  в приближении Крамерса имеем

$$A_v = \int_{\omega_n}^{\infty} \sigma_{iv}(\omega) J(\omega) \frac{d\omega}{\hbar\omega} = \frac{A_0}{n^5} \int_{x_n}^{\infty} \frac{dx}{x(e^x - 1)}, \quad x_n = \frac{\hbar\omega}{kT_v} = \frac{Z^2 Ry}{n^2 kT_v}, \quad (26)$$

где  $\sigma_{iv}(\omega)$  — сечение фотоионизации с уровня  $n$ ;  $J(\omega)$  — планковская функция потока излучения. Коэффициент  $A_0$  и вероятность спонтанного

распада  $A_n$  даются формулой (20). Скорость ударной ионизации  $\langle v\sigma_i \rangle$  при максвелловском распределении скоростей электронов с температурой  $T$  можно представить полуэмпирической формулой

$$\langle v\sigma_i \rangle = 10^{-7} \frac{n^3}{Z^3} \sqrt{\frac{\beta_n}{\beta_n + 1}} \frac{e^{-\beta_n}}{1 + \beta_n} \quad (\text{см}^3 \text{сек}^{-1}), \quad (27)$$

$$\beta_n = \frac{\hbar\omega_n}{kT} = \frac{Z^2 \text{Ry}}{n^2 kT}.$$

Таким образом, учет вторичной ионизации приводит к замене  $c(\gamma)$  в (8) — (9) на величину

$$c'(\gamma) = \frac{4\pi^{3/2} \alpha^3 \hbar a_0 Z}{mn_1} f_{\gamma_0 \gamma} \sum_{n > n_1} \sum_l \frac{2l+1}{\left[1 + \left(\frac{n}{n_s}\right)^3\right] [1 + q_v + q_e]}, \quad (28)$$

$$q_v = \frac{1}{3L} \int_{x_n}^{\infty} \frac{dx}{x(e^x - 1)}, \quad q_e = \frac{N_e \langle v\sigma_i \rangle n^5}{3A_0 L}. \quad (29)$$

Нетрудно видеть, что фактор  $q_v \cong e^{-x_n}/3Lx_n$ . При  $x_n < 1$

$$q_v = \frac{n^2}{n_v^2}, \quad n_v = Z \left( \frac{3L \text{Ry}}{kT_v} \right)^{1/2} \quad (n > n_v). \quad (30)$$

Аналогично  $q_e$  экспоненциально малб при  $\beta_n > 1$ . Однако во всех представляющих интерес случаях  $\beta_n \ll 1$ , т. е.

$$q_e = \frac{n^7}{n_e^2}, \quad n_e = Z \left[ \frac{2,4 \cdot 10^{17} L}{ZN_e} \left( \frac{\text{Ry}}{kT} \right)^{1/2} \right]^{1/7}. \quad (31)$$

Без учета вторичных процессов д. р. происходит на уровни с  $n \ll n_s$ . Фотоионизация и ионизация электронным ударом приводят к тому, что уровни с  $n > \min\{n_v, n_e\}$  фактически в д. р. не участвуют

Рассмотрим в качестве примера случай солнечной короны. Излучение фотосферы будем считать планковским с  $T_v \cong 6000^\circ \text{K}$ , плотность электронов  $N_e \cong 10^9$ , электронная температура  $T \cong 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ . При этом  $n_v = 18Z$ ,  $n_e = 25 Z^{6/7}$ . Для ионов с  $Z \sim 10$   $n_i \cong n_e$ . Для He-подобных ионов  $n_s \sim 40Z^{-4/3}$ , т. е. при  $Z \geq 2$  ударная ионизация и фотоионизация не играют существенной роли. Такого рода ионы дают излучение в рентгеновской области спектра ( $\lambda \sim 1 - 30 \text{ \AA}$ ). Излучение в линиях в видимой и ультрафиолетовой областях спектра связано с ионами, имеющими основную электронную конфигурацию типа  $2s^2 2p^q$  или  $3s^2 3p^q$ . Для таких ионов скорость д. р. в отсутствие фотоионизации очень велика, так как  $n_s \approx 10^2 n_i^2 Z^{-1} \sim 2 \cdot 10^3 Z^{-1}$ . При  $Z = 10$   $n_s \sim 200$ , т. е. порядка  $n_v$ .

Таким образом, фотоионизация планковским излучением может приводить к заметному ослаблению д. р. как раз в тех случаях, когда роль этого процесса особенно велика. По-видимому, значительно важнее роль фотоионизации в условиях оболочек квазаров (см. ниже, конец п. 2 гл. III и 21).

Разумеется, приведенные оценки весьма грубы и, как показывает сравнение с результатами численных расчетов, несколько завышают роль фотоионизации. В качестве иллюстрации в табл. II приведены также параметры  $c'$ , вычисленные для ряда ионов Fe согласно (28) — (31) при  $T_v = 6000^\circ \text{K}$ ,  $N_e = 10^9$ ,  $T = 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ .

## 3. Населенности возбужденных уровней

В п. 4 гл. I было показано, что д. р. приводит к очень большой перенаселенности высоких уровней. Без учета вторичных процессов фактор  $b(n)$ , равный отношению  $N_{\nu_0 n}$  к его равновесному значению (по Саха), растет пропорционально  $n^3$  при  $n < n_s$  и остается практически постоянным при  $n > n_s$ . Ударная ионизация и фотоионизация приводят к тому, что величина  $b(n)$  снова начинает убывать при  $n > n_\nu$  или  $n_e$ . Для учета этих эффектов достаточно выражение (22) или (23) поделить на  $[1 + (n/n_\nu)^2 + (n/n_e)^2]$ .

Следует, однако, иметь в виду, что полученная таким образом формула будет справедлива лишь при не слишком больших  $n$ , именно пока  $b(n) \gg 1$ . При еще больших  $n$  необходимо включить в уравнение баланса обратные процессы — фоторекомбинацию (включая вынужденную) и тройную рекомбинацию. Для  $n > \max n_s$  фактор  $b(n)$  с учетом всех указанных процессов можно, используя известные соотношения между скоростями ионизации и рекомбинации, записать в виде

$$b(n) = \frac{b_{\max} + \Gamma q_\nu + q_e}{1 + q_\nu + q_e} \quad (n > \max n_s). \quad (32)$$

Здесь  $b_{\max}$  определен формулой (23),  $q_\nu = (n/n_\nu)^2$  и  $q_e = (n/n_e)^2$  — формулами (29) — (31), а коэффициент  $\Gamma$  учитывает возможное отличие  $T_\nu$  от  $T$ :

$$\Gamma = \frac{\int_0^\infty \sigma_\nu (1 - e^{-\hbar\omega/kT_\nu})^{-1} e^{-E/kT} E dE}{\int_0^\infty \sigma_\nu (1 - e^{-\hbar\omega/kT_\nu})^{-1} e^{-E/kT_\nu} E dE}, \quad (33)$$

$$\hbar\omega = E + \frac{Z^2 Ry}{n^2}.$$

Используя для сечения фоторекомбинации  $\sigma_\nu$  приближение Крамерса, находим

$$\Gamma = \frac{\int_{x_n}^\infty \frac{e^{x(1-\tau)} dx}{x(e^x-1)}}{\int_{x_n}^\infty \frac{dx}{x(e^x-1)}}, \quad \tau = \frac{T_\nu}{T}, \quad (34)$$

$$x_n = \frac{Z^2 Ry}{n^2 k T_\nu}.$$

Нетрудно видеть, что в представляющем наибольший интерес случае  $Z^2 Ry/n^2 \ll kT_\nu \ll kT$   $\Gamma \simeq 1$ .

В случае  $n < n_s$  надо в (32) вместо  $b_{\max}$  подставить величину, определенную формулой (22).

Таким образом, с ростом  $n$  фактор  $b(n)$  сначала растет пропорционально  $n^3$ . Если  $n_s < n_\nu, n_e$ , то в области  $n_s < n < \min(n_\nu, n_e)$   $b(n)$  остается постоянным, равным  $b_{\max}$ . При  $n \gg n_\nu, n_e$   $b(n) \rightarrow 1$ , что соответствует термодинамическому равновесию с непрерывным спектром (рис. 7). В табл. II приведены также значения  $b_{\max}$  для различных ионов Fe.

Для более последовательной оценки населенностей необходимо включить в рассмотрение помимо ионизации переходы между дискретными уровнями при столкновениях с электронами и при поглощении и вынужденном излучении квантов. При этом электрон как бы диффундирует по уровням атома (см., например, работы <sup>14, 15</sup>). Подробные расчеты этого эффекта еще не проводились. Можно ожидать, что учет его приведет к заметному сглаживанию функции населенности по уровням, т. е. к уменьшению  $b(n)$ .

Этот эффект особенно важен в области  $n > n_s$ . Действительно, спад функции  $b(n)$  за счет фотоионизации начинается при

$$n = n_v = Z \left( \frac{Ry L}{kT_v} \right)^{1/2}.$$

Переходы между соседними уровнями при поглощении планковского излучения приводят к диффузии атомного электрона с уровней  $n < n_v$  к уровню  $n = n_v$ . В результате спад  $b(n)$  начинается уже с уровня, для которого  $\Delta E_n \cong kT_v$ , т. е. с

$$n \simeq \left( \frac{2Z^2 Ry}{kT_v} \right)^{1/3} \ll n_v.$$

В заключение настоящего раздела кратко коснемся следующего вопроса. При наличии в объеме излучения высокой плотности необходимо,

вообще говоря, принимать во внимание вынужденную фоторекомбинацию. Если  $T_v \ll T$ , то она происходит лишь на высокие уровни с  $n > n_v$ . Полная вероятность фоторекомбинации возрастает для таких  $n$  на фактор  $\frac{kT_v}{h\omega_n} \sim n^2$ . Другими словами, вероятность фоторекомбинации на уровень  $n > n_v$  пропорциональна  $\frac{1}{n^3} n^2 = 1/n$ .

Однако при суммировании по  $n$  нужно иметь в виду, что при достаточно больших  $n$  ( $n > n_c$ ) уровни находятся в равновесии

с непрерывным спектром за счет гораздо более сильного эффекта соударений. Простая оценка показывает, что во всех реальных условиях увеличение полной вероятности фоторекомбинации за счет вынужденных переходов незначительно.

Из приведенных выше оценок населенности высоких уровней видно, что вынужденная фоторекомбинация и в этом случае не существенна. Действительно, она сказывается лишь на выражении для  $\Gamma$ , которое в наиболее интересных случаях близко к единице.

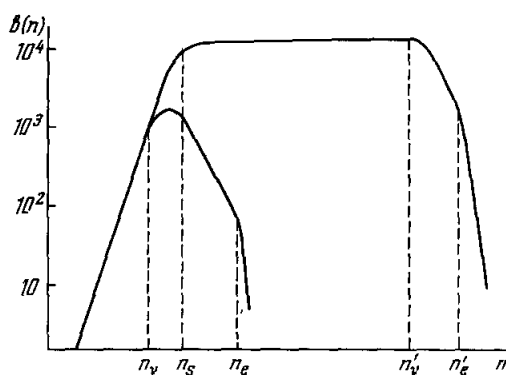


Рис. 7. Примерный ход функции  $b(n)$ .

### III. НЕКОТОРЫЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

#### 1. Солнечная корона

Физическая интерпретация спектра солнечной короны представляет весьма сложную задачу, главным образом ввиду существенной неоднородности короны. В частности, температура короны меняется с глубиной, а в пределах одного слоя имеются активные области, температура которых значительно выше средней температуры «спокойной короны». Тем не менее имеющиеся наблюдательные данные в широком спектральном диапазоне от видимой до рентгеновской областей позволяют получить довольно много сведений о химическом составе и температурах как спокойной короны, так и ее активных областей. Мы остановимся на некоторых вопросах, для которых д. р. может оказаться существенной.

Линейчатое излучение в видимой области спектра связано с переходами между термами или компонентами тонкой структуры основной электронной конфигурации ионов высокой кратности. Очевидно, ион должен иметь незаполненную электронную оболочку. В этом случае кривая ионизационного равновесия  $N_Z(T)$  имеет острый максимум. Линии данного иона излучаются из области короны с электронной температурой, близкой к температуре  $T_Z$  максимума соответствующей кривой ионизационного равновесия. С другой стороны, можно определить температуру  $T_Z$  по ширине линии, которая в условиях короны целиком обусловлена доплеровским механизмом уширения.

Разумеется, как  $T_Z$ , так и  $T_D$  для линий разных ионов существенно различны, так как линии могут излучаться из разных областей короны. Более странным представлялся тот факт, что для каждой линии  $T_D$  оказы-

вается систематически большей, чем  $T_Z$  (см., например, <sup>16</sup>). Во всех расчетах  $T_Z$ , выполненных до 1964 г., д. р. не учитывалась. Берджесс и Ситон <sup>4</sup> впервые показали, что учет д. р. при расчете кривой ионизационного равновесия приводит к увеличению  $T_Z$  и соответственно к существенному уменьшению различия между  $T_D$  и  $T_Z$ . В качестве иллюстрации в табл. III приведены температуры для трех линий.

Таблица III

Ион	$\lambda \text{ \AA}$	$T_D \cdot 10^{-6}$	$T_Z \cdot 10^{-6}$	
			без д. р.	с д. р.
Fe X	6374	1,9	0,6	1,25
Fe XIV	5303	2,5	1,2	2,7
Ca XV	5694	3,0	2,5	3,2

При последовательном учете вторичных эффектов роль д. р., возможно, уменьшится. Более точное знание разности  $T_D - T_Z$  важно для оценки скорости макроскопических движений в короне.

Линии в рентгеновской области спектра обусловлены в основном излучением H- и He-подобных ионов (исключение составляют лишь ионы Ca и Fe). Для первых д. р. вообще невозможна. Для He-подобных ионов она приводит к существенному увеличению концентрации в тех случаях, когда энергия ионизации  $E_Z$  меньше  $kT$ , т. е. справа от максимума кривой ионизационного равновесия. Сдвиг максимума при этом незначителен. Следует отметить, что с ростом  $Z$  скорость фоторекомбинации растет  $\sim Z$ , а скорость ионизации убывает  $\sim Z^{-3}$ . Поэтому величина  $E_Z/kT$  в максимуме ионизационной кривой иона  $Z$  становится меньше. В результате для He-подобных ионов роль д. р. возрастает с увеличением  $Z$ .

В табл. IV приведены интенсивности некоторых линий солнечной короны, вычисленные с учетом и без учета д. р. для трех значений  $T$ . Данные таблицы соответствуют однородной модели короны с мерой эмиссии по Баумбаху ( $N_e^2 V = 3,2 \cdot 10^{49} \text{ см}^{-3}$ ) и фотосферным значениям обилия элементов <sup>17</sup>. Однородная модель хотя и не может претендовать на полное описание рентгеновского спектра, дает качественно правильные представления о температуре областей короны, ответственных за излучение указанных линий. В последнее время появились данные о том, что обилие ряда элементов в короне значительно отличается от фотосферных значений. Сравнение приведенных в табл. IV результатов с экспериментом <sup>18</sup> подтверждает этот вывод <sup>19, 6, 7</sup>, однако имеющиеся сейчас данные, по-видимому, еще не достаточны для надежного определения обилия элементов в короне.

Процесс д. р. приводит также к весьма интересным особенностям в зависимости отношения интенсивностей линий от температуры. Так, отношение интенсивностей резонансных линий N VII и O VII имеет «плато»



Таблица IV

Относительные концентрации  $n_Z$  и потоки рентгеновского излучения  $J$  ( $\text{эрг}/\text{см}^2\text{сек}$ ) в линиях наиболее обильных элементов

Ион, переход	Обилие элемента	$\lambda, \text{Å}$	без д. р.						с д. р.						Эксперимент
			$10^6 \text{°K}$		$2 \cdot 10^6 \text{°K}$		$4 \cdot 10^6 \text{°K}$		$10^6 \text{°K}$		$2 \cdot 10^6 \text{°K}$		$4 \cdot 10^6 \text{°K}$		
			$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	
N VI	-4 15*)		0 95		-1 39		-3 30		0 87		0 13		-2 24		
1s-2p		28,75		-2 22		-3 93		-4 21		-2 22		-2 31		-3 17	
-3p		24,95		-3 26		-3 16		-5 42		-3 26		-3 53		-4 34	
N VII			0 15		0 46		-1 47		0 12		0 41		-1 47		
1s-2p		24,77		-3 10		-2 44		-2 15		-4 86		-2 40		-2 16	-3 40
-3p		20,97		-5 90		-3 63		-3 29		-5 73		-3 57		-3 29	
O VII	-3 91		0 99		0 38		-2 53		0 99		0 56		-1 29		
1s-2p		21,56		-2 46		-1 37		-2 22		-2 45		-1 55		-1 12	-2 32
-3p		18,57		-3 37		-2 51		-3 39		-3 37		-2 76		-2 21	-3 32
O VIII			-2 72		0 54		0 18		-2 69		0 38		0 17		
1s-2p		18,87		-5 77		-1 20		-1 34		-5 73		-1 14		-1 33	-3 36
-3p		16,08		-6 52		-2 25		-2 60		-6 50		-2 18		-2 59	-4 59
Ne IX	-4 81		0 88		0 94		0 21		0 88		0 95		0 44		
1s-2p		13,69		-5 78		-3 85		-2 21		-5 57		-3 85		-2 42	
-3p		11,49		-7 32		-4 13		-4 50		-7 32		-4 13		-3 10	
Ne X			-4 23		-1 41		0 63		-4 23		-1 35		0 45		
1s-2p		11,98		-**)		-4 14		-2 32		-		-4 12		-2 23	
-3p		10,25		-		-5 12		-3 47		-		-5 11		-3 34	
Na X	-5 20		0 67		0 97		0 71		0 64		0 96		0 81		
1s-2p		10,98		-7 12		-5 82		-3 12		-7 11		-5 82		-3 14	
-3p		9,43		-9 34		-6 67		-4 17		-9 33		-6 69		-4 20	
Na XI			-6 10		-2 20		0 28		-7 98		-2 19		0 16		
1s-2p		9,99		-		-8 48		-4 18		-		-8 46		-4 11	
-3p		8,38		-		-9 26		-5 19		-		-9 24		-5 11	
Mg XI	-4 25		0 28		0 92		0 91		0 20		0 92		0 94		
1s-2p		9,16		-8 46		-4 27		-2 10		-8 34		-4 27		-2 10	
-3p		7,83		-		-5 18		-3 12		-		-5 17		-3 13	



Продолжение табл. IV

Ион, переход	Область элемента	$\lambda, \text{Å}$	без д. р.						с д. р.						Эксперимент
			$10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$		$2 \cdot 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$		$4 \cdot 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$		$10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$		$2 \cdot 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$		$4 \cdot 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$		
			$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	$n_Z$	$J$	
Ca XVI	—		—	—	—2 66	—	0 17	—	—	—3 11	—	0 26	—	—	
2p—3s	—	23,9***)	—	—	—7 22	—	—5 22	—	—	—9 30	—	—	—	—5 32	
—4s	—	(17,5*)	—	—	—8 27	—	—6 44	—	—	—	—	—	—	—6 68	
—3d	—	(22,7*)	—	—	—5 12	—	—3 12	—	—	—7 20	—	—	—	—3 20	
—4d	—	(17,2*)	—	—	—6 18	—	—4 30	—	—	—9 30	—	—	—	—4 45	
Ca XVII	—		—	—	—3 41	—	0 42	—	—	—5 15	—	0 19	—	—	
2s—3p	—	(20,1*)	—	—	—7 20	—	—3 10	—	—	—	—	—	—	—4 46	
—4p	—	(15,1*)	—	—	—8 32	—	—4 28	—	—	—	—	—	—	—4 13	
Ca XVIII	—		—	—	—5 47	—	0 28	—	—	—8 83	—	—1 72	—	—	
2s—3p	—	19,07	—	—	—9 11	—	—4 34	—	—	—	—	—	—	—5 89	
—4p	—	14,28	—	—	—	—	—5 56	—	—	—	—	—	—	—5 14	
Ca XIX	—		—	—	—7 13	—	—1 56	—	—	—	—	—1 15	—	—	
1s—2p	—	3,19	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—9 31	
Ca XX	—		—	—	—	—	—8 62	—	—	—	—	—8 16	—	—	
1s—2p	—	2,99	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
Fe XVII	—5 37		—	—	0 12	—	0 38	—	—	—2 71	—	0 34	—	—	
2p—3d	—	15,26	—	—	—4 56	—	—2 14	—	—	—5 27	—	—	—	—2 10	—3 12
—4d	—	12,16	—	—	—5 69	—	—3 31	—	—	—6 32	—	—	—	—3 20	
Fe XVIII	—		—	—	—3 58	—	0 30	—	—	—4 16	—	—1 27	—	—	
2p—3s	—	15,88	—	—	—8 82	—	—4 22	—	—	—	—	—	—	—5 70	
—4s	—	12,02	—	—	—9 75	—	—5 40	—	—	—	—	—	—	—5 12	
—3d	—	14,33	—	—	—6 17	—	—3 58	—	—	—8 28	—	—	—	—4 44	
—4d	—	11,48	—	—	—7 18	—	—3 11	—	—	—9 28	—	—	—	—2 80	

\*) Приведены порядок и мантисса числа, например 4 95 означает  $0,95 \cdot 10^{-4}$ .\*\*) Интенсивность этой линии меньше, чем  $10^{-10}$ .\*\*\*) Возможна ошибка  $\sim 0,5 \text{Å}$ .

в области температур  $(1,5 \div 3) \cdot 10^6$  К (рис. 8). Поскольку температура вряд ли намного превышает  $3 \cdot 10^6$  К, это позволяет сделать некоторые качественные заключения об отношении обилий О и N в солнечной короне.

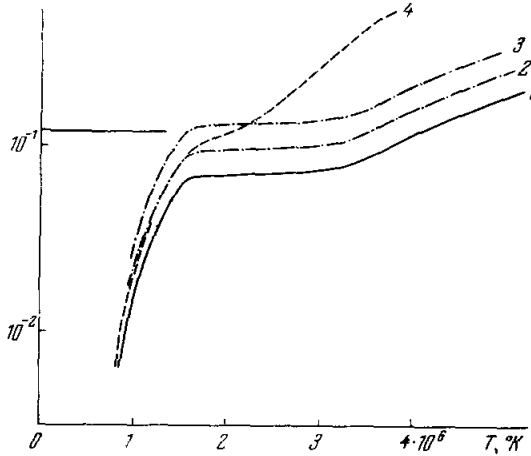


Рис. 8. Отношение интенсивностей резонансных линий ионов N VII и O VII в зависимости от температуры.

1, 4 — обилие по фотосферным данным<sup>17</sup>, 2 — обилие по данным ультрафиолетового излучения<sup>19</sup>, 3 — обилие по данным солнечных космических лучей<sup>18</sup>, 1—3 — расчеты с учетом д. р., 4 — без учета д. р.; горизонтальная линия — экспериментальное значение<sup>16</sup>.

не играет большую роль в определении физических характеристик туманностей. Свойства уровней с такими большими  $n$  для атомов всех элементов практически идентичны с водородом. Это относится и к скорости населения уровней при излучательной и тройной рекомбинации. Д. р. составляет единственное исключение, так как в случае водорода она невозможна. Большие значения  $b(n)$  означают аномально большую интенсивность радиолиний Mg, O, C и т. п. по сравнению с H (с учетом относительного обилия элементов). Именно такое объяснение результатов наблюдений линий 109α (т. е. переход  $n = 109 \rightarrow 108$ ) в C и H было предложено Голдбергом и Дьюпри<sup>20</sup>.

В случае ионов высокой кратности линии, соответствующие переходу  $n \rightarrow n - 1$ , попадают в инфракрасную и видимую области спектра (при  $Z \sim 10$ ,  $n \sim 10 - 15$ ). Существенно, что интенсивность таких линий не зависит от  $n$ , в то время как при возбуждении их электронным ударом или при фоторекомбинации интенсивность пропорциональна  $n^{-3}$ . Грубая оценка показывает, что при  $n > n_s^{1/3} \sim 4 - 6$  население за счет д. р. становится более эффективным, чем население электронным ударом.

При  $n > n_v$  или  $n_e$ , т. е. на убывающей ветви кривой  $b(n)$  (см. рис. 7) в принципе возможно наблюдение линий поглощения<sup>11, 20</sup>. Оптическая толщина при этом равна

$$\tau = \left( N_n - \frac{n^2}{(n+1)^2} N_{n+1} \right) kl = N_Z N_e \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mkT} \right)^{3/2} n^2 \frac{\partial b(n)}{\partial n}, \quad (35)$$

где  $k$  — коэффициент поглощения:

$$k = \frac{2\pi^2\hbar}{137m\Delta\omega} f_{n, n+1}, \quad f_{n, n+1} = \frac{n}{5} \text{ (большие } n), \quad (36)$$

Действительно, приведенные на этом же рисунке кривые, соответствующие обилиям О и N по данным ультрафиолетового излучения короны и солнечных космических лучей, явно свидетельствуют в пользу последних.

2. Линии излучения и поглощения при переходах между высокими уровнями

Д. р. приводит к весьма существенной перенасыщенности высоких уровней  $b(n) \gg 1$  при больших  $n$ . Это может сильно сказаться на интенсивности линии излучения, связанной с переходами между высокими уровнями. Изучение таких линий ( $cn \sim 100$ ) в спектрах газовых туманностей в радиодиапазо-

$\Delta\omega$  — ширина линии. Полагая уширение доплеровским (так как столкновения становятся существенными лишь при  $n \gg n_e$ ), окончательно находим

$$\tau \approx 10^{-27} N_Z N_e l \sqrt{A} \frac{n^6}{Z^2 T^2} \frac{\partial b(n)}{\partial n}. \quad (37)$$

При  $n > n_s$ , с учетом вторичных процессов фото- и ударной ионизации, согласно (32)

$$b(n) = \frac{b_{\max}}{1 + q_v + q_e} \quad (38)$$

(радиационная рекомбинация в интересующих нас условиях несущественна).

Величину  $b_{\max}$  можно оценить с помощью (23) и полуэмпирической формулы для  $\sigma_{\gamma_0 \nu}$

$$\sigma_{\gamma_0 \nu} \approx 10 f_{\gamma_0 \nu} \left( \frac{Ry}{E_{\gamma_0 \nu}} \right)^2 \pi a_0^2, \quad (39)$$

отсюда

$$b_{\max} \approx 10^6 f_{\gamma_0 \nu} \frac{Ry}{Z^2 E_{\gamma_0 \nu}} e^{-E_{\gamma_0 \nu}/kT}. \quad (40)$$

Рассмотрим в качестве примера ситуацию в солнечной короне:  $T = 10^6$  °К,  $T_v = 6000$  °К,  $N_e \sim 10^8 \div 10^9$  см<sup>-3</sup> и значения  $n$ , для которых  $q_v > 1$ ,  $q_e > q_e$ . Такие значения  $n$  наиболее интересны, так как для них максимально  $\frac{\partial b(n)}{\partial n}$ . Используя (38), (40) и вводя длину волны линии поглощения  $\lambda = 0,45 \cdot 10^{-5} n^3/Z^2$  см, получаем

$$\tau \approx 10^{-13} N_e N_Z l \sqrt{A} \frac{\lambda f_{\gamma_0 \nu}}{T^2} \left( \frac{Ry}{E_{\gamma_0 \nu}} \right) e^{-E_{\gamma_0 \nu}/kT}. \quad (41)$$

При  $\lambda < \lambda_v$   $\tau$  меньше, чем значение, приведенное в (41). При  $\lambda > \lambda_e \approx 0,1Z$ , где  $\lambda_e$  соответствует  $q_e \approx q_v$ , оптическая толщина  $\tau$  уменьшается с ростом  $\lambda$  пропорционально  $1/\lambda$ . При оценке  $\tau$  необходимо также суммировать вклад ионов различных элементов с данным  $Z$ , так как  $\lambda$  зависит только от  $Z$  и  $n$ . По нашим оценкам<sup>11</sup> полное значение  $\tau$  порядка  $10^{-2}$  для  $Z = 10$  ( $N_Z N_e l$  брались из работы Поташа<sup>7</sup>). Оптическую толщину того же порядка  $10^{-3} - 10^{-2}$  можно ожидать и для других ионов.

Линии поглощения должны проявиться и в спектрах квазаров<sup>21</sup>. При этом, однако, условия существенно отличны от условий в короне. Непрерывный спектр отличен от планковского и имеет очень большую эффективную температуру. Электронная плотность в оболочке квазара, по-видимому, значительно меньше, чем в солнечной короне. В результате убывающая ветвь  $b(n)$  связана исключительно с фотоионизацией. Оценки, проведенные в<sup>21</sup>, показывают, что можно ожидать  $\tau \sim 10^{-3} - 10^{-1}$  (мера эмиссии  $N_e^2 l$  известна плохо) для ионов с  $Z = 1 - 4$ .

ПРИЛОЖЕНИЕ

I

В первом порядке теории возмущений по межэлектронному взаимодействию  $V = \sum_j e^2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^{-1}$  вероятность автоионизации  $\gamma, n, l \rightarrow \gamma_0, E, l'$  ( $E, l'$  — энергия и момент электрона в непрерывном спектре) определяется формулой<sup>22</sup>

$$W = \frac{2\pi}{\hbar g} |\langle \Psi_{\gamma_0} \Phi_{E, l'} | V | \Psi_{\gamma} \Phi_{n, l} \rangle|^2, \quad (I.1)$$

$$g = g_{\gamma} (2l + 1).$$

Если  $n$  достаточно велико, зависимость выражения (I,1) от  $n$  может быть найдена в явной форме. При этом можно считать, что  $\varphi_{n,l}$  является волновой функцией электрона в кулоновском поле атомного остатка  $-Ze^2/r$ , т. е. ее радиальная часть равна

$$\begin{aligned} \varphi_{n,l}(r) &= \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{1/2} \left[\frac{(n+l)!}{(n-l-1)!}\right]^{1/2} \frac{1}{n(2l+1)!} \left(\frac{2Zr}{a_0n}\right)^{l+1} \times \\ &\quad \times e^{-Zr/a_0n} F\left(-n+l+1, 2l+1; \frac{2Zr}{a_0n}\right) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \\ &\quad \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \left(\frac{Z}{a_0n}\right)^{3/2} \sqrt{\frac{2Zr}{a_0}} J_{2l+1}\left(\sqrt{\frac{8Zr}{a_0}}\right) = \frac{Z\hbar}{a_0 \sqrt{mn}^{3/2}} \varphi_{0,l}(r), \end{aligned} \quad (I,2)$$

где  $\varphi_{0,l}(r)$  — радиальная кулоновская волновая функция непрерывного спектра с нулевой энергией.

Из (I,1) и (I,2) следует

$$W = \frac{2\pi Z^2 \hbar}{m a_0 n^3 g} |\langle \psi_{\gamma_0} \varphi_{E,l'} | V | \psi_{\gamma} \varphi_{0,l} \rangle|^2. \quad (I,3)$$

Матричный элемент в (I,3) в точности совпадает с матричным элементом, определяющим парциальное сечение возбуждения перехода  $\gamma_0 \rightarrow \gamma$  в борн-кулоновском приближении при пороговой энергии налетающего электрона:

$$\sigma_{\gamma_0\gamma}(l) = \frac{4\pi^3 a_0^2}{g_{\gamma_0}} \frac{Ry}{E_{\gamma\gamma_0}} |\langle \psi_{\gamma_0} \varphi_{E,l'} | V | \psi_{\gamma} \varphi_{0,l} \rangle|^2. \quad (I,4)$$

Сравнивая (I,3) и (I,4), получаем формулу (4').

## II. КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ И ДИЭЛЕКТРОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ\*

Высокие возбужденные уровни с  $n \gg 1$  электрона в кулоновском поле описывают состояния, в которых электрон почти все время находится вдали от ядра; в этом смысле состояния подобны состояниям электрона в сплошном спектре при малой положительной энергии. Поэтому естественно, что должным образом усредненные величины, относящиеся к дискретному спектру вблизи его точки сгущения (при  $n \rightarrow \infty$ ,  $E \rightarrow 0$ ), не отличаются от соответствующих величин для сплошного спектра вблизи порога, т. е. при  $0 < E \ll Z^2 Ry$ .

Как известно, процессы, в которых в конечном состоянии получают медленные электроны в кулоновском поле, отличаются тем, что соответствующие сечения стремятся к конечной, не равной нулю величине  $\sigma_0$  у порога при  $E \rightarrow 0$  \*\*). Обращение в нуль фазового объема  $\left(\frac{dN}{dE} \sim p \sim \sqrt{E}\right)$  при  $E \rightarrow 0$  компенсируется бесконечным нарастанием матричных элементов за счет деформации волновой функции кулоновским полем:  $|\psi(0)|^2/|\psi(\infty)|^2 \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ . Мы выразим величины, относящиеся к дискретному спектру при  $-Z^2 Ry \ll E < 0$ , т. е. при  $n \rightarrow \infty$ , через  $\sigma_0$ :

$$\frac{1}{E_{n_2} - E_{n_1}} \sum_{n=n_1}^{n_2} \sum_l \sum_m \int \sigma_{n,l,m}(E) dE = \sigma_0. \quad (II,1)$$

В дискретном спектре сечения представляют собой  $\delta$ -функции от энергии (без учета ширины уровней) или очень узкие резонансные кривые.

\*). См. сноску на стр. 271.

\*\*.) Хорошо известно, что без кулоновского взаимодействия сечение фотоэффекта и т. п. процессов образования медленных частиц стремится к нулю пропорционально их импульсу  $p \sim \sqrt{E}$ . Соответственно сечение захвата медленных частиц будет  $\sim 1/p \sim 1/v$  при отсутствии кулоновского поля. В отличие от этого, в кулоновском поле сечение захвата медленных заряженных частиц  $\sim 1/p^2$ , т. е. обратно пропорционально энергии.

Из формулы (II,1) следует, что интеграл сечения по энергии для каждого отдельного подуровня с фиксированными  $l, m$  в среднем пропорционален  $1/n^3$ . Если взять интервал значений  $\Delta n = n_2 - n_1 \ll n$  и учесть, что разность  $E_{n_2} - E_{n_1}$  равна  $Z^2 R_y \frac{n_2^2 - n_1^2}{2n_1^2}$ , находим

$$\sum_{l, m} \int \sigma_{n, l, m} dE = \frac{2Z^2 R_y \sigma_0}{n^3}. \quad (\text{II},2)$$

Качественно можно представить, что сам процесс получения медленного электрона (например, при поглощении кванта электроном, находившимся в основном состоянии) всегда происходит вблизи ядра. При этом если  $\hbar\omega = I + E$  ( $I$  — энергия ионизации,  $E$  — малое, но положительно), медленный электрон уходит на бесконечность.

Если

$$\hbar\omega = I - \xi,$$

медленный электрон также уходит далеко от ядра, но все же остается связанным. При этом из-за квантования связанных состояний  $\xi$  уже не может быть любым,  $\xi = \xi_n = R_y/n^2$ .

Но для вероятности процесса при облучении белым светом (сплошным спектром) знак  $E$  не важен, общая вероятность процесса одинакова при  $E > 0$  (ионизация), и при  $E = -\xi < 0$  общая вероятность процесса определяется тем, что происходит вблизи ядра и не зависит от дальнейшей судьбы электрона, не зависит от того, уйдет ли электрон далеко или на бесконечность.

Формулы вида (II,1), (II,2) относятся к нескольким типам процессов:

1) Поглощение света атомом в основном состоянии. При этом полагаем

$$\hbar\omega = I + E$$

и сравниваем фотоэффект  $\hbar\omega > I$ ,  $E > 0$  и возбуждение высоких уровней при

$$\hbar\omega_n = I - (Z^2 R_y/n^2).$$

2) Испускание света при взаимодействии быстрого электрона с ионом. Энергия электрона  $A$ ; он может излучить

$$\hbar\omega = A - E, \quad \hbar\omega < A, \quad E > 0$$

— тормозное излучение, или

$$\hbar\omega_n = A - Z^2 R_y/n^2$$

при рекомбинации на высокий уровень  $n$ .

3) Та же формула относится и к безызлучательному взаимодействию электрона с положительным ионом, связанному с внутренним возбуждением иона. Пусть  $\Delta E$  есть энергия возбуждения иона. Тогда при энергии электрона  $A = \Delta E + E$ ,  $E > 0$  происходит неупругое рассеяние электрона с уходом медленного электрона (энергия  $E$ ) на бесконечность. При энергии электрона  $A_n = \Delta E - Z^2 R_y/n^2$  происходит образование атома в дважды возбужденном состоянии с положительной энергией. В этом состоянии возбужден внутренний электрон и к тому же на далекой орбите находится связанный налетающий электрон. Так, например, возможен процесс  $\text{He}^+ (1s) + e \rightarrow \text{He} (2p, n, l)$ .

Именно этот процесс — д. р. — рассмотрен подробно во вполне ортодоксальной статье, к которой приложены данные замечания.

*Примечание при корректуре* (к стр. 269). Согласно (9)  $s(\gamma) \sim f_{\gamma_0\gamma}$ . Поэтому мы нигде не учитываем оптически запрещенных переходов  $\gamma_0 - \gamma$ , для которых  $f_{\gamma_0\gamma}$  мало, хотя  $\sigma_{\gamma_0\gamma}$  и, следовательно, соответствующие сечения захвата могут быть значительными (например, обменное возбуждение уровней с  $s \neq s_0$ ).

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. S. W. Massey, D. R. Bates, Rept. Progr. Phys. 9, 62 (1942).
2. A. Burgess, Astrophys. J. 138, 776 (1964).
3. A. Burgess, Astrophys. J. 141, 1588 (1965).
4. A. Burgess, M. Seaton, Mont. Not. R.A.S. 127, 355 (1964).
5. W. Tucker, R. J. Gould, Astrophys. J. 144, 244 (1965).
6. И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, Препринт ФИАН № 104 (1967).
7. S. R. Pottasch, Bull. Astr. Inst. Netherl. 19, 113 (1967).
8. L. Goldberg, A. Dupree, Nature 215, 41 (1967).
9. J. Beigman, L. Vainshtein, Astrophys. Lett. 1, 33 (1967).

10. И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, А. В. Виноградов, Тр. ФИАН (1968).
  11. Л. А. Вайнштейн, Р. А. Сюняев, Препринт ФИАН № 134 (1967); *Astrophys. Lett.* **1** (5) (1968).
  12. R. Sunyaev, L. Vainshtein, *Astrophys. Lett.* **1**, 69 (1968).
  13. И. И. Соболевман, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
  14. А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ* **46**, 1281 (1964).
  15. В. А. Абрамов, Б. М. Смирнов, *Оптика и спектроскопия* **21**, 19 (1966).
  16. M. J. Seaton, *Planet.-Space. Sci.* **12**, 55 (1964).
  17. L. Goldberg, E. Müller, L. Aller, *Astrophys. J. Suppl.* **5**, N 45 (1960).
  18. R. L. Blake, T. A. Chubb, H. Friedman, A. Unzicker, *Astrophys. J.* **142**, 1 (1965).
  19. S. R. Pottasch, *Astrophys. J.* **137**, 945 (1963).
  20. L. Goldberg, A. Durgée, *Astron. J.* **72**, 799 (1967).
  21. Л. А. Вайнштейн, Р. А. Сюняев, *Астрон. циркуляр* № 455, 3 (1967).
  22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М., Физматгиз, 1963.
-