АСТРОФИЗИКА

TOM 45

ФЕВРАЛЬ, 2002

ВЫПУСК 1

УДК: 52-47:52-629:524.31:524.52

ИОНИЗАЦИЯ И ОХЛАЖДЕНИЕ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ С ФЛУКТУАЦИЯМИ ТЕМПЕРАТУРЫ

А.Ф.ХОЛТЫГИН¹, В.Ф.БРАТЦЕВ², В.И.ОЧКУР³ Поступила 10 июня 2001 Принята к печати 23 октября 2001

Рассчитаны функции охлаждения стационарной плазмы в широком интервале температур от 5 · 10 ³ К до 10⁴ К как для плазмы с солнечным содержанием элементов, так и для плазмы с аномальным химическим составом, характерным для звезд типа Вольфа-Райе. Изложены задачи проекта HILYS, нацеленного на вычисление сечений и скоростей возбуждения электронным ударом апомов и ионов с зарядом $Z \le 26$ и главными квантовыми числами электронов $n \le 10$, необходимыми для расчета ионизационного и теплового состояния плазмы и разработки методов вычисления спектра плазмы в оптическом, УФ и рентгеновском диапазонах. Излагаются результаты расчета сечений и эффективных сил столкновений, полученные в рамках проекта. Изучено влияние флуктуаций температуры ($\delta T/T \le 0.16$) на относительные содержания ионов и полную функцию охлаждения. Показано, что в присутствии таких флуктуаций существенно возрастает интервал температур, в котором содержания ионов заданной степени ионизации не пренебрежимо малы, а функция охлаждения может значительно отличаться от рассчитанной для однотемпературной плазмы. Исследован вклад диялектронной рекомбинации в полную функцию охлаждения, который оказался значимым только для плазмы с высокими содержания тяхих элементов. Проанализирован реитеновский спектр яркого сверхитианта ζ Pup.

1. Введение. Задача расчета ионизационного и теплового состояния горячего газа ($T \le 10^8$ K) низкой плотности $n_e \le 10^{12}$ см⁻³ является одной из важнейших в астрофизике и была предметом многочисленных исследований (см., например [1-7]). Особую актуальность эта задача приобрела в последние годы в связи с запуском ренттеновских спутников Chandra и XMM и получением большого числа высококачественных ренттеновских спектров звезд, галактик и других объектов [8-10], ренттеновское излучение которых формируется в оптически тонкой разреженной плазме с $T \ge 10^6$ K.

Ионизационное состояние такого газа контролируется процессами ударной ионизации, фото и диэлектронной рекомбинации и определяется значением электронной температуры рассматриваемой области плазмы. В то же время полное число атомов какого-либо элемента в определенной стадии ионизации зависит от распределения электронной температуры во всем объеме газа. При анализе свечения газа, состояние которого контролируется ударными процессами, обычно рассматривается либо однокомпонентная плазма заданной электронной температуры, либо излучающая плазма предполагается состоящей из нескольких компонент разной температуты [7,8].

В то же время анализ свечения газовых туманностей с малыми температурными флуктуациями [11] показывает, что интенсивности линий даже при небольших значениях отношения ($\delta T/T$) - могут измениться в 2-3 и более раз. Для плазмы, состояние которой контролируется ударными процессами, роль температурных флуктуаций может быть еще более существенной, так как для такой плазмы температурные флуктуации приводят не только к изменению полных потоков в линиях по сравнению с однородной средой, но и к существенному изменению ионизационного состояния среды ввиду сильной температурной зависимости скоростей ударной ионизации. По этой причине представляется весьма важной задача исследования влияния температурных флуктуаций на ионизационное состояние плазмы и ее функцию высвечивания. Решению этой задачи и посвящена настоящая статья.

Основным механизмом формирования излучения в линиях большого числа астрофизических объектов - планетарных и диффузных туманностей, корон Солнца и звезд, межзвездной и межгалактической среды - является возбуждение атомов и ионов электронным ударом. Для расчета интенсивностей линий в спектрах этих объектов требуется знание сечений и скоростей возбуждения электронным ударом уровней атомов и ионов, как в низко (n = 2 - 3), так и в высоколежащие (n = 4 - 10) состояния в широком интервале электронных температур ($10^4 - 10^8$ K).

Однако для многих ионов элементов, представляющих астрофизический интерес, и особенно для многозарядных ионов, а также для переходов на уровни с главными квантовыми числами n > 2 - 3 необходимые сечения возбуждения либо не рассчитаны, либо имеют недостаточную точность. Для нахождения необходимых при расчете спектра астрофизических объектов низкой плотности предлагается выполнение проекта HILYS (High Lying States) [12,13], нацеленного на получение атомных параметров переходов в возбужденные ($n \le 10$) состояния астрофизически важных атомов и их ионов. В рамках указанного проекта планируется также проведение расчетов спектра выходящего излучения горячей плазмы, состояние которой контролируется столкновениями, с температурой от $5 \cdot 10^3$ K до 10° K во всех спектральных диапазонах.

В настоящей статье представлены результаты исследования свечения горячей плазмы с флуктуациями температуры и расчета сечений и скоростей возбуждения атомов и ионов электронным ударом. В разделе 2 обсуждаются методы вычисления сечений возбуждения атомных мишеней электронным ударом и представлены результаты расчета сечений и скоростей возбуждения. Процедура расчета ионизационного соотояния оптически тонкой плазмы описана в разделе 3. В пункте 3.1 представлены результаты расчета относительных содержаний ионов, а в пункте 3.2 - функции высвечивания горячей плазмы (однородной и с флуктуациями температуры). Влияние вариаций химического состава на функцию высвечивания рассмотрено в пункте 3.3. В пункте 3.4 дан анализ ренттеновского спектра звезды ζ Pup.

ИОНИЗАЦИЯ И ОХЛАЖДЕНИЕ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ 47

2. Методы вычисления характеристик процесса рассеяния электронов атомами. В настоящее время разработаны методы получения всех характеристик процесса рассеяния электронов на атомных мишенях с высокой точностью. Это прежде всего методы R-матрицы [14] и сходящейся сильной связи (ССС) [15], использующие большие базисы псевдофункций. Однако эти методы требуют использования огромных вычислительных ресурсов, поэтому до сих пор вычисления эффективно проделывались лишь для одно и двухэлектронных атомов и ионов. Так для реализации предлагаемого нами проекта HILYS в полном объеме требуется получение большого числа сечений для различных атомов и ионов, в том числе и многоэлектронных, то целесообразно использовать более простые методы, дающие приемлемую для астрофизических приложений точность и применимые не только к простым, но и сложным атомам и ионам. В качестве основного метода расчета нами выбран метод искаженных волн (DW), позволяющий получить необходимую точность для большинства из интересующих нас атомных систем (ионов с зарядами атомного остатка больше 3-4).

2.1. Волновые функции связанных и свободных электронов. Волновые функции атомной мишени строятся как антисимметричные комбинации одноэлектронных волновых функций, которые, в свою очередь, находятся или как собственные функции одноэлектронного уравнения Шредингера с подходящим потенциалом центрального поля, или как решения уравнений Хартри-Фока. В первом случае легко достигается как ортогональность волновых функций начального и конечного состояний мишени рассматриваемого перехода, так и их ортогональность к волновым функциям свободного электрона. Во втором случае для достижения ортогональности связанных и свободных атомных состояний необходимо их искусственно ортогонализовать.

2.2. Первое борновское приближение искаженных волн (DWB1). Потенциал, в котором находится свободный электрон, можно представить в виде

$$V = V_1(r_0) + V_2(r_0, X), \tag{1}$$

где r_0 - координаты свободного электрона, а X - набор координат электронов мишени (атома или иона). Волновые функции свободного электрона Ψ_{k_o} могут быть получены из решения соответствующего уравнения Шредингера:

$$(K_0 + V_1)\psi_{k_a}^{\pm}(\mathbf{r}) = 0.$$
⁽²⁾

В приближении DW волновая функция системы атом плюс свободный электрон $\Phi_a(r_0, X)$ может быть представлена как

$$\Phi_a^{\pm}(\mathbf{r}_0, X) = \Psi_{k_a}^{\pm}(\mathbf{r}_0)\phi_a(X).$$
(3)

Здесь $\phi_a(X)$ - функция мишени в состоянии *a*. Это выражение может быть подставлено в стандартное выражение для амплитуды рассеяния $a \to b$, где

индексами а и b обозначены начальное и конечное состояние соответственно.

$$f_{ba}(\boldsymbol{k}_{b}, \, \boldsymbol{k}_{a}) = -\frac{1}{2\pi} \left\langle \boldsymbol{k}_{b} \phi_{b} | \boldsymbol{V} | \Phi_{a}^{+} \right\rangle, \tag{4}$$

однако более подходящее приближение (см. [16,17]) может быть получено при помощи "двухпотенциальной формулы" Гелл-Манна и Гольдбергера, что дает

$$2\pi \cdot f_{ba}^{dir}(\mathbf{k}_{b}, \mathbf{k}_{a}) = -\langle \Psi_{\mathbf{k}_{a}}(\mathbf{r}_{0})\phi_{b}(\mathbf{r}_{1}, ..., \mathbf{r}_{N})|V_{1}(\mathbf{r}_{0})|\Phi_{a}^{+}(\mathbf{r}_{0}, X)\rangle - \langle \Phi_{b}^{-}(\mathbf{r}_{0}, X)|V_{2}(\mathbf{r}_{0}, X)|\Phi_{a}^{+}(\mathbf{r}_{0}, X)\rangle$$
(5)

для прямой части амплитуды рассеяния и

$$2\pi \cdot f_{ba}^{exch}(\mathbf{k}_{b}, \mathbf{k}_{a}) = -\langle \Psi_{\mathbf{k}_{b}}(\mathbf{r}_{1})\phi_{b}(\mathbf{r}_{0}, ...\mathbf{r}_{N}) | \dot{V}_{1}(\mathbf{r}_{0}) | \Phi_{a}^{+}(\mathbf{r}_{0}, X) \rangle - \langle \Phi_{b}^{-}(\mathbf{r}_{1}, \mathbf{r}_{0}, \mathbf{r}_{2}, ...\mathbf{r}_{N}) | \dot{V}_{2}(\mathbf{r}_{0}, X) | \Phi_{a}^{+}(\mathbf{r}_{0}, X) \rangle$$
(6)

- для обменной.

Для неупругого рассеяния $a \rightarrow b$ матричный элемент $\langle \phi_a | V_1 | \phi_b \rangle$ прямой части амплитуды рассеяния равен нулю вследствие ортогональности волновых функций атомных состояний ϕ_a и ϕ_b . Для обменной части это справедливо только тогда, когда волновые функции свободных состояний ψ_k либо вычислены в том же самом потенциале, что и волновые функции связанных состояний, либо искусственно ортогонализованы к ним.

Простая антисимметризация волновых функций свободных и связанных состояний часто приводит к нереалистически большому увеличению обменной части амплитуды рассеяния. По этой причине стала популярна принудительная ортогонализация (в основном для расчета обменной части амплитуды рассеяния f_{ab}^{exch}). Но амплитуда рассеяния является единым целым, и такой подход не может считаться удовлетворительным. Оправданным с точки зрения физики процесса рассеяния можно считать использование одного и того же потенциала для связанных и свободных состояний атома, предложенное Dai et al. [16], при котором ВФ связанных и свободных состояний естественно ортогонализуются. В пункте 2.3 иллюстрируется влияние *принудительной* и естественной ортогонализации на сечения возбуждения.

2.2.1. Используемые приближения. В качестве основного при расчете сечений возбуждения использовалось приближение искаженных волн. Расчеты проводились с тремя видами искажающего потенциала $V_1(r_e)$. АР1 - приближение искаженных волн с искажающим потенциалом

$$V_1(\mathbf{r}_0) = \left\langle \phi_a \middle| \frac{Z}{\mathbf{r}_0} - \sum_l \frac{1}{\mathbf{r}_{0l}} \middle| \phi_a \right\rangle, \tag{7}$$

усредненным по начальному состоянию *a*. В приближении AP2 искажающий потенциал находился из выражения (7), в котором сделана замена $\phi_a \rightarrow \phi_b$, то есть усреднение проводится по конечному состоянию

b. В приближении ЕР волновые функции связанных и свободных электронов, вычисляются в одном и том же потенциале (например, потенциале Томаса-Ферми). В этом приближении ортогональность волновых функций связанных и свободных состояний достигается автоматически и не требуется дополнительной процедуры ортогонализации.

Рассматривались следующие варианты приближения AP1: AP1-N искажающий потенциал AP1 без ортогонализации волновых функций непрерывного и дискретного спектра, AP1-Y - то же, но с учетом ортогонализации и аналогично для AP2. Напомним, в варианте EP вопрос об ортогонализации не возникает.

Следует отметить, что приближение AP2 было рекомендовано в работе [18] как наиболее удовлетворительное. Наши расчеты подтверждают, что в большинстве случаев это так, но это не означает, что для нейтральных атомов и ионов низкой кратности такой выбор всегда гарантирует хорошие результаты в области низких энергий. Поэтому в необходимых случаях рассматривались различные варианты расчета и выбирался наиболее физически обоснованный.

2.3. Результаты расчета сечений и скоростей возбуждения. На настоящей стадии выполнения проекта нами разработан пакет программ расчета атомных параметров, включающий программы расчета волновых функций связанных и свободных состояний (в том числе и с учетом эффектов наложения конфигураций). В данном комплексе программ имеются программы вычисления дифференциальных и полных сечений возбуждения атомных и ионных состояний в приближениях Борна, Кулона-Борна и различными вариантами приближения искаженных волн. Описанный комплекс программ

Рис. 1а иллюстрирует влияние принудительной (шмидтовской) ортогонализации свободных и связанных состояний на сечение возбуждения 1s-2s перехода ионизованного гелия. Видно, что принудительная ортогонализация (AP2-уу) приводит к нефизическому поведению сечений в области, близкой к порогу возбуждения. Следует, впрочем, отметить, что проблема ортогонализации важна только для нейтральных атомов и мало заряженных ионов. Уже для ионов с зарядом атомного остатка z = 3 и выше влияние различных методов ортогонализации на получаемые сечения становится мало существенным.

На рис.1b сравниваются сечения возбуждения перехода 1s² ¹S - 1s2s ³S в Не, вычисленные в приближении Борна и несколькими вариантами метода искаженных волн с рассчитанными в приближении сходящейся сильной связи [19]. Можно отметить хорошее согласие рассчитанных в приближении EP-сечений с вычисленными в этом приближении.

Нами были рассчитаны сечения и скорости возбуждения водородно-,

А.Ф.ХОЛТЫГИН И ДР.



Рис.1. а) Сечение возбуждения перехода 1s-2s в HeII. b) Сечения возбуждения перехода 1s² ¹S - 1s2s ³S в HeI в приближении Борна (В) и рассчитанные несколькими вариантами метода искаженных волн в сравнении с рассчитанными в приближении сходящейся сильной связи [19] (Втау) - жирная сплошная линия.

гелие- и литиеподобных ионов с зарядами ядра Z = 1 + 26 с использованием описанного пакета программ. Для иллюстрации на рис.2а представлены результаты расчетов сечений возбуждения интеркомбинационных переходов $1 s^2 {}^{1}S \rightarrow 1 snp {}^{3}P^{0}$ и $1 s^2 {}^{1}S \rightarrow 1 sns {}^{3}P$ гелиеподобного иона Fe⁺²⁴. Для удобства приведены не сами сечения $\sigma(E)$, а силы столкновений $\Omega(E)$, связанные с сечениями соотношением

$$\Omega_{ab}(E) = \frac{g_a \sigma(E) \cdot E}{\pi a_0^2}, \qquad (8)$$

где E - энергия налетающего электрона в ридбергах, g_{a} - статистический вес нижнего уровня перехода $a \rightarrow b$, a_{a} - боровский радиус.

Скорость возбуждения перехода $a \to b$ выражается через усредненную по максвелловскому распределению скоростей электронов эффективную силу столкновения $\Upsilon_{ab}(T_e)$:

$$R_{ab} = \frac{8.629 \cdot 10^{-6}}{g_a \sqrt{T_e}} \Upsilon_{ab}(T_e) e^{-E_{ab}/kT_e} \quad [\text{cm}^3/\text{c}].$$
(9)

В данной формуле электронная температура T_e выражается в градусах Кельвина, E_{eb} - энергия перехода $a \rightarrow b$.

$$\Upsilon_{ab}(T_e) = \int_0^\infty \Omega_{ab}(X) e^{-\beta_{ab}(X-1)} d(\beta_{ab} X), \qquad (10)$$

где $\beta_{ab} = E_{ab}/kT_e$, а $X = E/E_{ab}$ - энергия налетающего электрона в пороговых единицах.



Рис.2. а) Силы столкновения для возбуждения электронным ударом переходов 1s² ¹S - 1snp ³P⁰ (сплошные линии) и 1s² ¹S - 1sns ³S (пунктир) в Fe⁻²⁴. b) Эффективные силы столкновений перехода 1s² ¹S - 1s2p ³P⁰ в Fe⁻²⁴. DW - результаты настоящих расчетов методом искаженных волн, GS83 - аппроксимация в работе [20]. Пунктирная прямая - аппроксимация (14) с δ = 2.0. Для удобства использования силы столкновения для прямых переходов были представлены следующим аналитическим выражением:

$$\Omega(X) = A + B/X + C/X^2 + D/X^3 + E \ln(X), \tag{11}$$

где *A*, *B*, *C*, *D* и *E* - параметры аппроксимации. В случае чисто обменных переходов сечение убывает с ростом энергии быстрее, поэтому той же формулой представлялась величина $\Omega(X) \cdot (E+I)^2$, где *I* - потенциал ионизации атома. Точность аппроксимации (11) для большинства переходов не ниже 1+3% в интервале энергий налетающего электрона от порога возбуждения до 50-100 значений энергии порога, что позволяет рассчитывать скорости возбуждения для электронных температур $T_e \le 10^8$ К. При необходимости она может быть повышена при разбиении интервала энергии на два промежутка аппроксимации. Подставив выражение (11) в формулу (10) получим:

$$\Upsilon_{ab}(T_e) = \left(A + C\beta_{ik} + \frac{D}{2}\beta_{ab}(1 - \beta_{ab})\right) + \left(B - C\beta_{ab} + \frac{1}{2}\beta_{ab}^2 + \frac{E}{\beta_{ab}}\right)e^{\beta_{ab}}\beta_{ab}E_1(\beta_{ab}), (12)$$

где $E_1(\beta)$ - интегральная экспонента:

$$E_1(\beta) = \int_1^\infty \frac{e^{-\beta x}}{x} dx.$$
(13)

Рассчитанные по формуле (12) значения эффективной силы столкновения резонансного перехода 1s² ¹S - 1s2p ¹P⁰ Fe^{+M} приведены на рис.2b. Для сравнения на этом же рисунке представлены значения параметра $\Upsilon(T_e)$. вычисленные с использованием коэффициентов α , β и T_a аналитичсской аппроксимации $\Upsilon_{ab}(T_e) = g_a \alpha (T/T_m)^{\beta}$ [20]. Как видно из рисунка, при низких температурах указанная формула неудовлетворительна. Для получения правильной зависимости $\Upsilon_{ab}(T_e)$ при $T << T_m$ следует использовать представление

$$\Upsilon_{ab}(T_e) = a_0 + a_1 (T/T_m)^{\beta\delta} \tag{14}$$

с параметрами $a_0 = \alpha\beta(1-\delta)/(1-\beta\delta)$ и $a_1 = \alpha(1-\beta)/(1-\beta\delta)$. Сравнение рассчитанных по этой формуле эффективных сил столкновений с вычисленными по формуле (12) показывает, что значение параметра $\delta = 2$ является оптимальным.

3. Разреженная плазма: излучение и определение параметров плазмы. В рамках проекта HILYS предусмотрено исследование характеристик свечения разреженной плазмы. Под разреженной мы будем понимать оптически тонкую в частотах линий (за исключением, быть может, резонансных линий водорода и ионизованного гелия) и континуума в инфракрасной (ИК), оптической, ультрафиолетовой (УФ) и рентгеновской областях спектра плазму. Будем также предполагать, что распределение всех частиц в плазме по скоростям является максвелловским с одной температурой как для электронов, так и для ионов всех находящихся в плазме элементов. Состояние такой плазмы в какой-либо области излучающего объема определяется, как известно, локальными характеристиками среды: ее температурой и концентрациями атомов и ионов, а рассматриваемый метод описания плазмы обычно называется корональным приближением (см., например, [21]).

В рамках коронального приближения ионизационное состояние плазмы контролируется процессами ударной ионизации, фото- и диэлектронной рекомбинации. Роль внешних источников излучения и (или) частиц высокой энергии в установлении ионизационного равновесия считается пренебрежимо малой. Под представленный выше набор условий подходят прежде всего короны Солнца и звезд, охлаждающие потоки (cooling flows) в скоплениях галактик и области за фронтом галактических ударных волн. Кроме того, указанным условиям удовлетворяют компактные горячие области газа, образующиеся при прохождении ударных волн в расширяющихся атмосферах горячих звезд ранних спектральных классов. По современным представлениям именно в этих областях формируется ренттеновское излучение указанных звезд [22].

3.1. Ионизационное состояние плазмы. В стационарных условиях распределение атомов по стадиям ионизации может быть найдено из решения уравнений ионизационного равновесия:

$$\frac{x_{l-1j}}{x_{lj}} = \frac{\alpha_{lj}(T) + n_z Q_{lj}}{C_{l-1j}(T)},$$
(15)

где α_{ij} - полная скорость рекомбинации иона *i* атома *i* и C_{ij} - полная скорость ударной ионизации этого иона, Q_{ij}^{ℓ} - скорость тройной рекомбинации, дополненных условиями

$$\sum_{j=0}^{Z(l)} x_{ij} = 1 \quad \varkappa \quad n_e/n = \sum_{j=0}^{Z(l)} j \cdot x_{ij},$$
(16)

где Z(i) - заряд ядра атома с номером i.

Величины х, определяются следующим образом:

$$x_{ij} = n_{ij}/n_i, \quad n_i = A_i \cdot n,$$
 (17)

где n_y - концентрация иона *j* элемента с номером *i*, а A_i - относительное содержание этого элемента в рассматриваемой области плазмы. Будем предполагать, что относительные содержания элементов постоянны по всему излучающему объему плазмы.

Применимость стационарного приближения для описания ионизационного состояния плазмы определяется соотношением между характерными временами рекомбинации (τ_{pex}) и охлаждения среды (τ_{oxn}), а также гидродинамическим временем $\tau_{nam} = R/c$, где R - характерный размер рассматриваемой области плазмы, c - скорость звука. Рекомбинационное время $\tau_{pex} = [n_e \alpha(T_e)]^{-1}$, где $\alpha(T_e)$ - полная скорость рекомбинации рассматриваемого иона, а время охлаждения $\tau = T_e/(dT_e/dt)$. Если $\tau_{pex} <<\tau_{oxn}$, а $\tau_{oxn} <<\tau_{dnen}$, то стационарное приближение применимо.

Оценим условия выполнимости этого приближения для горячих облаков

в атмосферах звезд ранних спектральных классов. Характерный размер таких облаков составляет $\approx 0.1 R_{\odot}$ [23]. При типичных для горячих облаков значениях $T_{e} \approx 10^{7}$ K [24] значение $\tau_{\rm пин} \approx 1^{\rm h}$. Скорость охлаждения можно оценить из очевидного соотношения $\tau_{\rm охл} \approx 3/2 kT/(n \Lambda)$. Здесь n - полная концентрация атомов в среде, а Λ - функция высвечивания (см., раздел 4). При значении $T \approx 10^{7}$ K и величине $n = 10^{11}$ см⁻³ для внешних частей расширяющихся атмосфер горячих звезд $\tau_{\rm охл} \approx 1$ мин. При указанных температурах полная скорость рекомбинации определяется главным образом скоростью диэлектронной рекомбинации. Используя данные каталога [25], найдем: $\tau_{\rm рек} = (1-10)$ с << $\tau_{\rm охл}$. Таким образом, можно сделать вывод, что горячие облака находятся в состоянии ионизационного равновссия.

Для определения ионизационного состояния плазмы мы рассчитали относительные содержания ионов наиболее распространенных в космосс элементов: H, He, C, N, O, Ne, Mg и Fe в стационарной плазме низкой плотности, используя скорости ионизации и рекомбинации, приведенные в каталоге [25]. На рис.За в качестве иллюстрации представлена зависимость относительных содержаний ионов углерода от локальной температуры среды *T*. Оказалось, что при $n_e < 10^{19}$ см⁻³ скорости тройной рекомбинации малы по сравнению со скоростями фото- и диэлектронной рекомбинации и относительные содержания ионов не зависят от n_e . Отметим, что рассчитанные нами содержания находятся в согласии с результатами аналогичных расчетов других авторов (см., например, [3]).

Для исследования влияния флуктуаций температуры в среде на ес ионизационное состояние рассмотрим более общую задачу определения глобальных характеристик среды с флуктуациями температуры и плотности, основываясь на методике, предложенной в работах [11,26-28]. Пусть какойлибо аддитивный параметр *Q*, характеризующий среду, определяется соотношением:

$$Q = \int_{V} q(T_e, n_e) n^2 dV, \qquad (18)$$

где $q(T, n_c)$ - функция распределения параметра Q в среде, а интегрирование производится по всему объему среды V. Представление (18) применимо, например, для описания полной энергии, излучаемой в какой-либо линии, полного содержания иона какого-либо элемента в среде и т.д.

Предположим, что флуктуации T и n (δT и δn_e соответственно) в среде малы по сравнению с самими значениями электронной температуры и концентрации. Для удобства вместо величин T_e и n_e введем безразмерные параметры $t = T_e/10^6$ К и $s = \log(n_e/10^{12} \text{ см}^{-3})$. Для атмосфер звезд ранних спектральных классов значения этих параметров близки к 1. Определим средние по всему рассматриваемому объему значения параметров:

$$\bar{t} = \int_{V} tn^2 dV / \int_{V} n^2 dV, \quad \bar{s} = \int_{V} sn^2 dV / \int_{V} n^2 dV. \tag{19}$$

Введем также параметры, описывающие среднеквадратичные флуктуации *t* и *s*:

$$\tau^{2} = \int_{V} \left(t - \bar{t} \right)^{2} n^{2} dV / \bar{t}^{2} \int_{V} n^{2} dV, \qquad (20)$$

$$t\sigma = \left(\frac{t}{v} \left(t - \overline{t} \right) \left(s - \overline{s} \right) n^2 dV / \overline{t} \overline{s} \left(\frac{n^2 dV}{v} \right) \right)$$
(21)

$$\sigma^{2} = \int_{a} (s - \bar{s})^{2} n^{2} dV / \bar{s}^{2} \int_{a} n^{2} dV.$$
(22)



Рис.3. а) зависимость относительного содержания нонов углерода от электронной температуры. Пунктирными линиями показано содержание при учете флуктуаций электронной температуры (параметр = 0.08). b) Функция высвечивания (эрг см⁻³с⁻¹) однородной плазмы для солнечного содержания He, C, N, O, Ne, Mg и Fe. Тонкой пунктирной линией со звездочками показана функция высвечивания при значении параметра $t^2 = 0.08$, жирный пунктир – при $t^2 = 0.16$. Отметим, что в формуле (21) величина то - это единый параметр, а не произведение $\tau \cdot \sigma$. При малости величин τ^2 , то и σ^2 справедливо соотношение

$$Q = Q^{0} \left(1 + \mu_{tt} \tau^{2} + \mu_{tt} \tau \sigma + \sigma^{2} \right),$$
 (23)

где $Q^0 = Q(\bar{t}, \bar{s})$ - значение параметра Q при постоянных значениях $t = \bar{t}$ и $s = \bar{s}$ во всей среде. Параметры μ_{it}, μ_{is} и μ_{is} определяются следующими выражениями:

$$\mu_{tt} = \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} Q^{-1} t^2\right]_{t=\bar{t}; s=\bar{s}}, \qquad (24)$$

$$\mu_{ts} = \left[\frac{\partial^2 q}{\partial t \, \partial s} Q^{-1} ts \right]_{t=\bar{t}; \, s=\bar{s}}, \tag{25}$$

$$\mu_{ss} = \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial s^2} Q^{-1} s^2 \right]_{q=\bar{t}; s=\bar{s}}$$
(26)

При подстановке в соотношения (24-26) вместо величины q величин n_q/n^2 , где концентрация n_i иона i элемента i зависит от локальных значений параметров i и s, можно найти полное содержание рассматриваемого иона в среде при учете флуктуаций электронной температуры и концентрации.

Результаты расчетов показали, что при типичных для корон Солнца и звезд электронных концентрациях $n_e < 10^{13}$ см⁻³ параметры $\mu_{\rm B}$. и $\mu_{\rm B}$ малы, поэтому на содержания ионов в среде оказывают влияние только флуктуациии электронной температуры. Приведем для иллюстрации на рис.За содержания ионов С⁺¹ для среды с флуктуациями T_e (пунктир). Из рисунка видно, что в присутствии флуктуаций увеличивается интервал температур, в котором относительное содержание ионов больше какой-либо заданной величины, и, в то же время, уменьшаются максимальные значения содержаний ионов. Такое же поведение характерно и для ионов других элементов.

3.2. Функция высвечивания. Скорость охлаждения плазмы L равна энергии, излучаемой единичным объемом среды за единицу времени, и зависит от кинетической температуры среды - T (которую мы полагаем равной электронной температуре T_e) и полной концентрации частиц в среде - n, а также от интенсивности источников нагрева и ионизации среды. В корональном приближении скорость охлаждения среды можно выразить через произведение квадрата концентрации частиц n на функцию высвечивания $\Lambda = L/n^2$. В стационарной или квази-стационарной однотемпературной плазме функция высвечивания зависит только от температуры и полной концентрации частиц.

Используя значения парциального содержания ионов x_y, определяемого уравнением (17), представим функцию высвечивания в виде:

$$\Lambda = \sum_{ij} x_{ij} \lambda_{ij} = \sum_{ij} x_{ij} \left(\lambda_{ij}^{line} + \lambda_{ij}^{cont} \right)$$
(27)

где λ_{ij} - парциальная функция высвечивания иона элемента с номером *j* в стадии ионизации *i*, а λ_{ij}^{line} и λ_{ij}^{cont} - вклады в нее за счет излучения в линиях и континууме соответственно.

Основной вклад в функцию охлаждения плазмы вносит излучение в линиях, которые контролируются столкновениями с электронами. Линии, формируемые другими механизмами, вносят пренебрежимо малый вклад в функцию охлаждения (см., например, [29]).

Коэффициент излучения в линии $k \rightarrow i$

$$h\pi\varepsilon_{kl} = n_k h \,\nu_{kl} \,A_{kl}, \tag{28}$$

где v_ы - частота излучения в линии, а населенности уровней n_k определятся из решения уравнений баланса (см., например, [29]).

Парциальная функция высвечивания в линии $k \rightarrow i$:

$$\lambda_{kl}^{line} = 4\pi \int_{U} \varepsilon_{kl} \, dV \,. \tag{29}$$

гдс И - полный объем плазмы, излучающий в рассматриваемой линии.

Для определения парциальных функций охлаждения в линиях мы рассчитали коэффициенты излучения для наиболее интенсивных линий ионов рассматрияасмых нами элементов. Необходимые при проведении таких расчетов эффективные силы столкновений были взяты из каталога [25], компиляции [20] (с учетом поправки (14)) или были рассчитаны по соотношению (12) с использованием полученных нами сечений возбуждения (см. пункт 2.3). Парциальные функции охлаждения для излучения в континууме рассчитаны согласно формулам, данным в работе [6]. Кроме этого мы учли охлаждение плазмы в результате процесса диэлектронной рекомбинации. Для расчета соответствующей скорости охлаждения была использована модифицированная формула Берджеса (см., например, [29]) и коэффициенты аппроксимаций скорости диэлектронной рекомбинации, данные в каталоге [25].

3.2.1. Однородная плазма. Нами были рассчитаны стационарные функции высвечивания однородной плазмы в интервале температур $5 \cdot 10^3$ К - 10^8 К для плазмы, содержащей 8 наиболее распространенных в космосе элементов: H, He, C, N, O, Ne, Mg и Fe. На рис.3b представлена функция высвечивания для солнечных содержаний элементов [30]. Рассчитанная нами функция высвечивания при $T_e < 10^6$ К практически совпадает с нычисленной в работах [6,7], а при больших температурах примерно на 50% ниже данных работы [7], что связано с большим числом элементов, учитываемых в цитируемой работе.

3.2.2. Неоднородная плазма. Для иллюстрации влияния флуктуаций температуры на функцию охлаждения неоднородной плазмы мы рассчитали функцию высвечивания плазмы для различных значений параметра τ^2 , определяющего амплитуду флуктуаций температуры (рис.3b) для температур, характерных_для горячих облаков в атмосферах горячих звезд. Для

57

А.Ф.ХОЛТЫГИН И ДР.

рассматриваемых элементов были взяты их солнечные содержания согласно [30]. На рисунке видно, что присутствие флуктуаций температуры существенно изменяет скорость охлаждения плазмы по сравнению с однородной плазмой той же средней температуры. Заметно существенное увеличение функции высвечивания для температуру $T \ge 2 \cdot 10^6 \text{ K}$, при которых относительные содержания ионов быстро меняются с температурой. Результаты наших расчетов показали, что при увеличении содержания С, N, O и более тяжелых элементов по сравнению с их солнечным содержанием влияние флуктуаций температуры на функцию охлаждения возрастает.

3.3. Влияние вариаций содержания элементов на функцию высвечивания. На рис.4а представлены результаты расчетов функции

Рис.4. а) Функция высвечивания для плазмы с содержанием He, C, N и O, характерными для звезд подтилов WC и WN в сравнении с функцией высвечивания для солнечного содержания элементов. Пунктир - функция высвечивания при значении параметра $\tau^2 = 0.08$. b) Парциальные вклады охлаждения в линиях He, C, N и O (пунктир) в функцию высвечивания для плазмы в атмосферах звезд WC (сплошная линия). Отмечен вклад в функцию высвечивания охлаждения плазмы при свободно-свободных и свободно-связанных переходах и диэлектронной рекомбинации (жирный пунктир).

высвечивания для плазмы с аномально высокими содержаниями Не и СNO элементов, характерными для звезд типа Вольфа-Райе (WR). Мы использовали типичное содержание этих элементов для звезд подтипов WC и WN [31] и солнечное содержание остальных элементов. Из рисунка видно значительное (1-2 порядка) увеличение функции охлаждения в интервале температур $T_e = (3 + 10) \cdot 10^4$ K, характерных для облаков горячего газа в расширяющихся атмосферах звезд типа WR, по сравнению с функцией высвечивания для солнечного содержания элементов. При более высоких температурах ($T_c > 10^4$ K) функции высвечивания для плазмы с солнечным содержанием элементов и типичным для звезд подтипа WN практически совпадают, тогда как функция высвечивания для содержания Не, С, N и O, характерного для звезд подтипа WC, превышает их на порядок величины.

Относительные вклады различных элементов в парциальные функции высвечивания в линиях ионов He, C, N и O показаны на рис.4b. На этом же рисунке приведены вклады в полную функцию высвечивания охлаждения при свободно-свободных и свободно-связанных перходах, а также при диэлектронной рекомбинации. Результаты наших расчетов показывают, что роль диэлектронной рекомбинации в охлаждении плазмы с солнечным химическим составом пренебрежимо мала, тогда как для содержаний CNO элементов, характерных для звезд типа WR, роль этого процесса становится, как видно из рис.4b, заметной и его следует учитывать.

3.4. Рентгеновские линии в спектре звезд ранних спектральных классов. Используя программу расчета относительных содержаний ионов как в однотемпературной плазме, так и в плазме с флуктуациями T_{c} , мы рассчитали отношения интенсивностей линий ионов рассматриваемых нами элементов в области чувствительности спектрографа RGS спутника XMM-Newton ($\lambda \lambda = 5 + 50$ Å). В табл.1 представлены относительные интенсивности рентгеновских линий спектра яркого сверхгиганта ζ Pup (O4lef) [9] в шкале I (OVIII λ 18.97 Å) = 1. Для мультиплетов даны их средние длины волн. Отметим, что ввиду малости относительных содержаний в космической плазме элементов с Z > 8, добавление или исключение таких элементов из списка учитываемых при расчете функции охлаждения практически не меняет относительных интенсивностей линий.

Проведенный в работе [9] анализ наблюдаемого спектра показал, что оптическая толщина оболочки звезды в рассматриваемом спектральном диапазоне мала, поэтому для интерпретации наблюдаемого спектра можно использовать корональную модель, рассмотренную в предыдущем разделе. В табл.1 даны рассчитанные нами значения электронных температур, при которых наблюдаемые отношения интенсивностей линий и полученные в корональной модели совпадают при предположении, что содержание всех элементов в атмосфере - солнечное. Приведены значения температур как для плазмы с постоянной температурой, так и для плазмы с флуктуациями *T*.

Из анализа таблицы видно, что учет флуктуаций электронной температуры в ряде случаев существенно изменяет значения температур возбуждения для рассматриваемых линий. Отметим, что определенные нами температуры возбуждения находятся в интервале (1 + 4) · 10⁶ K, в котором функция охлаждения существенно возрастает при наличии флуктуаций температуры, что может служить косвенным указанием на присутствие таковых в горячих облаках расширяющихся атмосфер звезд ранних спектральных классов.

Таблица 1

λ, Å	Ион	I,	$T_{\epsilon} \ (\tau^2 = 0)$	$T_{e} (\tau^{2} = 0.08)$
8.42	MgXII	0.12	3.0 · 10 ⁴	2.3 · 10 ⁶
9.24	MgXI	0.57	1.0 - 106	0.8 · 10 [¢]
12.13	NeX	0.51	1.8.106	1.4 . 106
13.52	NeIX	1.4	1.5 - 106	1.7 • 10"
15.13	FeXVIII	2.1	3.8 · 10 ⁶	3.5 · 10 ⁶
16.96	FeXVIII	1.3	3.3 · 10 ⁶	3.3 · 10 ⁶
21.85	OVII	1.5	4.4 · 10 ⁶	4.5 · 10 ⁶
24.78	NVII	1.8	1.7 · 10 ⁶	1.9 • 106
33.74	CVI	0.16	3.2 · 10*	3.1 · 10°

4. Заключение. В данной статье изложены результаты работы по проекту HILYS, нацеленному на вычисление сечений и скоростей возбуждения электронным ударом атомов и ионов с зарядом Z ≤ 26 и главными квантовыми числами электронов $n \le 10$, необходимыми для расчета ионизационного и теплового состояния плазмы, и разработки методов вычисления спектра плазмы в оптическом. УФ и рентгеновском диапазонах и определения ее параметров. Отмечено, что выбранное для расчетов сечений возбуждения приближение искаженных волн позволяет получить приемлемую для астрофизических приложений точность сечений. Рассчитаны относительные содержания ионов H, He, C, N, O, Ne, Mg и Fe и функция высвечивания разреженной плазмы различного химического состава в интервале температур 5.10³ К - 10⁸ К. Сделан вывод о значительном влиянии флуктуаций температуры на относительные содержания ионов и функцию охлаждения. Показано, что значения температур возбуждения, позволяющих воспроизвести наблюдаемые отношения интенсивностей линий в ренттеновском спектре яркого сверхгиганта (Рир, сильно зависят от амплитуды флуктуаций Те и находятся в интервале температур $\approx (1+4) \cdot 10^6 \text{ K}$.

Работа поддержана грантами РФФИ 99-02-17207, 01-02-16858 и Федеральной программой Астрономия.

Санкт-Петербургский государственный университет:

- ¹ Астрономический институт
- ² Институт химии
- 3 Институт физики

IONIZATION AND COOLING OF HOT PLAZMA WITH TEMPERATURE FLUCTUATIONS

A.F.KHOLTYGIN¹, V.F.BRATSEV², V.I.OCHKUR³

Cooling functions for plazma with kinetic temperatures $5 \cdot 10^3 - 10^4$ K of different element abundances for both solar and typical for Wolf-Rayet stars are calculated. The project HILYS aimed at calculation of the cross-sections and rates for electron impact excitation for levels up to n = 10 for atoms and their ions with $Z \le 26$ and preparation of the diagnostic tools for calculation and analysis of the spectra of the astrophysical sources in the optical, UV and X-Ray regions is described. The influence of temperature fluctuations ($\delta T/T \le 0.16$) in plazma on relative ion abundances and total cooling function are investigated. It is shown that in plazma with temperature fluctuations the ions of definite ionization degree can survive within wider temperature intervals than in homogeneous plazma. The cooling function for temperature inhomogeneous plazma can considerably (up to 2-3 times) differ from that for the homogeneous one. The effect of dielectronic recombination on the cooling function is also studied. It appears to be significant for plazma with the high abundances of heavy elements. The analysis of the X-Ray spectra of the bright supergiant ζ Pup is fulfilled.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. W.H.Tucker, M.Koren, Astrophys. J., 168, 283, 1971.
- 2. Н.Г.Бочкарев, Иссл. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 48, 195, 1979.
- 3. M.Arnaud. R.Rothenflug, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 60, 425, 1985.
- 4. H.Boehringer, G.Hensler, Astron. Astrophys., 215, 147, 1989.

- 5. M.Landini, B.C.Monsignori-Fassi, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 82, 229, 1990.
- 6. А.Б.Кириенко, Письма в Астрон. ж., 19, 27, 1993.
- 7. E.Landi, M.Landini, Astron. Astrophys., 347, 401, 1999.
- 8. M.Audard, E.Behar, M.Gadel et al., Astron. Astrophys., 365, 329, 2001.
- 9. S.M.Kahn, M.A.Leutenegger, J.Kottan et al., Astron. Astrophys., 365, 312, 2001.
- 10. W.L. Waldron, J.P. Cassinelli, Astrophys. J., 548, L45, 2001.
- 11. А.Ф.Холтыгин, Астрофизика, 43, 629, 2000.
- 12. http://www.astro.spbu.ru/staff/afk/AtDataCentre/Projects/HILYS.
- V.F.Bratsev, V.I.Ochkur, A.F.Kholtygin, in "Atomic and Molecular Data for Astrophysics", eds. A.F.Kholtygin, V.B.Ochkur, Saint-Petersburg, 2000, p.18-31.
- 14. K.Bartschat, Comp. Phys. Commun., 114, 1998.
- 15. V.Fursa, I.Bray, J. Phys., B30, 757, 1997.
- 16. T.B.Dai et al., Phys. Rev., 123, 1051, 1961.
- 17. J.Tailor, Scattering Theory, chpt., 22, 5, 1966.
- 18. D. Madison et al., J. Phys., B24, 3861, 1991.
- 19. http://yin.ph.flinders.edu.au/CCC-WWW.
- 20. T.J. Gaetz, E.E. Sapleter, Astrophys. J. Suppl. Ser., 52, 155, 1966.
- 21. Л. Пресняков, Успехи физ. наук, 119, 49, 1976.
- 22. S.P.Owocki, D.H.Cohen, Astrophys. J., 520, 833, 1999.
- 23. О.А.Александрова, К.В.Бычков, Astronomy Reports, 44, 781, 2001.
- R.Ignace, L.M.Oskinova, C.Foullon, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 318, 214, 2000.
- V.V.Golovatyj, A.Sapar, T.Feklistova, A.F.Kholtygin, "Catalogue of atomic data for low-density Astrophysical plasma", Astron. Astrophys. Transact., 12, 85-262, 1997.
- M.Peimbert, S.Torres-Peimbert, V.Luridiana, Rev. Mex. Astron. Astrophys., 31, 131, 1995.
- 27. A.F.Kholtygin, Astron. Astrophys., 329, 691, 1998.
- 28. A.F.Kholtygin, Astrophys. Space Sci., 255, 513, 1998.
- 29. З.Б.Рудзикас, А.А.Никитин, А.Ф.Холтыгин, Теоретическая атомная спектроскопия, Изд. ЛГУ, Л, 1990.
- 30. N. Grevesse, A. Noels, A.J. Sanval, ASP Conference Series, 99, 117, 1996.
- 31. K.A. van der Hucht, J.P.Cassinelli, P.M.Williams, Astron. Astrophys., 168, 111, 1986.