

УДК: 524.5

О СВОЙСТВАХ ЛОКАЛЬНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Ал. А. СУЧКОВ

Поступила 26 сентября 1984

Принята к печати 8 мая 1985

Рассмотрены механизмы формирования ионов, линии поглощения которых наблюдаются в спектрах ближайших ($d < 50$ пс) белых карликов. Показано, что межзвездный ион Si III частично формируется в зоне, обусловленной теплопроводностью между облаком H I ($T = 10^4$ K), в котором находится Солнце, и окружающим его коронарным газом ($T > 10^5$ K), и частично в зоне H II вокруг наблюдаемой звезды. Наблюдаемое в направлении белого карлика G191—B2B отношение плотностей ионов на луче зрения $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$ наилучшее объяснение находит в модели нестационарной зоны H II вокруг этой звезды.

1. *Введение.* За последнее десятилетие много информации о физических условиях в межзвездной среде получено на основе данных о линиях поглощения межзвездных ионов, наблюдаемых в ультрафиолетовой области спектров звезд с достаточно мощным ультрафиолетовым континуумом. Наблюдения близких звезд ($d < 50$ пс) позволяют делать выводы о свойствах локальной межзвездной среды. Эти наблюдения показывают, что на расстояниях от 2.7 по до 48 пс от Солнца среднее по лучу зрения значение плотности числа нейтральных атомов водорода изменяется в широких пределах: от $\bar{n}_{\text{H I}} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$ до $\bar{n}_{\text{H I}} \sim 0.005 \text{ см}^{-3}$ [1, 2]. Это означает, что в ближайшей галактической окрестности Солнца ($d < 50$ пс) межзвездная среда крайне неоднородна. Считается, что такой характер распределения H I связан с наличием вокруг солнечной системы облака H I, окруженного горячим коронарным газом. Наблюдения в спектрах ближайших звезд линий поглощения ионов тяжелых элементов призваны способствовать построению более рафинированной модели локальной межзвездной среды. В настоящей работе мы проводим анализ механизмов формирования ионов в локальной межзвездной среде, увязывающий совокупность данных по ионам в ближайшем галактическом окружении Солнца со свойствами среды.

2. *Наблюдения и интерпретация.* В работах [1—3] на основе данных, полученных на спутнике IUE, проведен анализ линий поглощения ряда ионов в спектрах звезд, лежащих на расстояниях от 2.7 пс до 48 пс от Солнца. Значения плотностей на луче зрения (поверхностных плотностей) низкозарядных ионов не обнаруживают корреляции с расстоянием. Логарифмы поверхностных плотностей ионов $\lg N(X)$ ($N(X)$ в см^{-2}) составляют: H I — $17.9 \div 18.1$; C II — $13.7 \div 13.9$; NV — $13.7 \div 13.9$; O I — $14.0 \div 14.3$; Mg II — $12.3 \div 13.0$; Si II — $12.8 \div 13.2$; Si III — < 12.3 . В направлении на белый карлик G 191—B2B ($d = 48$ пс) обнаружены значительные количества высокозарядных ионов:

$$\lg N(\text{NV}) = 13.6 \div 14.0; \quad \lg N(\text{C IV}) = 13.7 \div 14.2;$$

$$\lg N(\text{Si IV}) = 13.0 \div 13.7.$$

Отсутствие корреляции между лучевыми концентрациями низкозарядных ионов и расстоянием до наблюдаемых звезд, лежащих в различных направлениях, приводит к естественному заключению, что эти ионы локализованы вблизи Солнца, в окружающем его нейтральном облаке, в согласии с общепринятой точкой зрения [1]. При характерном радиусе облака $r \simeq 2 \div 3$ пс, оценка плотности числа атомов нейтрального водорода в облаке $n \simeq 0.1 \text{ см}^{-3}$. Облако окружено горячим ($T = 10^5 \div 10^6$ K) разреженным ($n \sim 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}^{-3}$) газом [1].

В работе [3] авторы указывают на несколько возможных механизмов формирования высокозарядных ионов, наблюдающихся в направлении на белый карлик G 191—B2B. В одну группу входят процессы, не связанные с наблюдаемой звездой — термическая (возможно неравновесная) ионизация в протяженных областях сравнительно горячего ($T \simeq 10^6$ K) межзвездного газа, пересекаемых лучом зрения на звезду. К другой группе относятся механизмы, в которых сама звезда участвует в формировании этих ионов — планетарная туманность, «холодная» корона, гало вокруг белого карлика.

Значительная часть энергии в спектре электромагнитного излучения белого карлика приходится на ультрафиолетовый участок и частично на область мягкого рентгеновского излучения. Поэтому в окружающей ее нейтральной среде такая звезда будет создавать зону H II, содержащую высокозарядные ионы. В работе [4] рассчитаны несколько моделей зон H II, зависящих от характеристик белого карлика и плотности окружающей среды. Варьируя эти параметры, авторы добиваются удовлетворительного согласия с наблюдениями высокозарядных ионов.

Однако в работах [1—4] не выявлена связь между происхождением высокозарядных и низкозарядных ионов, наблюдаемых в направлении на одну и ту же звезду. В частности, остается открытым вопрос о происхож-

дении иона Si III. Кроме того, в этих работах не полностью учитывались реакции перезарядок ионов тяжелых элементов с нейтральным водородом, не учитывались реакции перезарядок с нейтральным гелием. Не учтены также реакции перезарядок с ионизованным водородом и гелием, приводящие к увеличению заряда ионов.

3. *Физические условия и ионный состав участков межзвездной среды.* Луч зрения в направлении на звезду может пересекать участки, в которых межзвездная среда находится в различных фазах [5, 6]. Рассмотрим вклады различных фаз в лучевые концентрации ионов.

1. В „теплой“ нейтральной среде ($T \simeq 10^4$ К, $x = n_e/n \lesssim 0.1$, n_e , см⁻³ — плотность числа электронов) водород практически полностью нейтрален, диффузным ультрафиолетовым излучением ионизованы атомы элементов, потенциал ионизации которых $E_i < 13.6$ эВ; они находятся в состоянии однократной ионизации (C II, Mg II, Si II, S II), атомы остальных элементов нейтральны (N I, O I, Ne I, см. [7]).

2. Коронарный газ ($T \sim 10^5 + 10^6$ К, $x \simeq 1$) характеризуется тем, что водород ионизован полностью, остальные элементы находятся в высокоионизованных состояниях с зарядом ионов $+4 \div +6$ (см., например, [8]).

3. Газ в теплой ионизованной среде ($T \simeq 10^4$ К, $x \simeq 1$) существует в зонах H II вокруг звезд, электромагнитное излучение которых содержит достаточное количество квантов с энергией $\epsilon > 13.6$ эВ, например, в окрестностях O-B звезд [9, 10], рентгеновских источников [11, 12], белых карликов [4]. При пересечении лучом зрения такой области можно наблюдать как низкозарядные, так и высокозарядные ионы.

4. Определенный вклад в наблюдаемые плотности ионов на луче зрения может давать переходной слой между теплой нейтральной средой и коронарным газом, физическое состояние которого определяется теплопроводностью. При рассмотрении такого слоя от $T = 10^4$ К до $T \simeq 10^6$ К все элементы последовательно проходят стадии ионизации от нейтральных атомов до ионов с зарядом $z \simeq +5 \div +6$.

Наибольший вклад в лучевые концентрации ионов H I, C II, N I, O I, Mg II и Si II будет вносить теплая нейтральная среда. Типичное значение плотности на луче зрения нейтральных атомов водорода в рассматриваемой области $\lg N(\text{H I}) \simeq 18$ [1]. Ближайшая звезда, в спектре которой наблюдались рассматриваемые ионы, — белый карлик Сириус В [1]. Приняв расстояние до этой звезды, $d = 2.7$ пс, за верхнюю оценку для радиуса облака, получим $\bar{n}_{\text{H I}} \simeq 0.1$ см⁻³. При нормальных космических оби-

лиях элементов ожидаемые в этих условиях логарифмы лучевых концентраций ионов составят: C II — 14.5; N — 14.0; O I — 14.8; Mg II — 13.4; Si II — 13.5. Наблюдаемые значения меньше этих на $0.2 \div 0.75$. Авторы работы [1] приходят к выводу, что это расхождение можно объяснить за счет обеднения тяжелых элементов в облаке. Нами были проведены численные расчеты, которые показали, что никакими другими способами — разумным варьированием температуры в облаке, возможным увеличением потока фонового рентгеновского излучения к краю облака, теплопроводностью у края облака — устранить это расхождение не удастся.

На луче зрения могут оказаться другие нейтральные облака, дающие вклад в поверхностные плотности низкозарядных ионов. Однако на их количество накладывают ограничения наблюдаемые лучевые концентрации ионов Si III — об этом речь будет идти ниже.

Значительный участок луча зрения на звезду пролегает через коронарный газ. В [3] отмечается, что в предположении о формировании ионов C IV, NV и Si IV в этой фазе оценка температуры $T \approx 10^{4.7} + 10^{5.1}$ К. Это меньше, чем нужно для интерпретации обилия межзвездного иона O VI и недостаточно для объяснения наблюдаемого потока фонового рентгеновского излучения [3]. Численными расчетами не подтверждается предположение о том, что эти ионы формируются в очень старом остатке сверхновой, или в области с пониженной температурой, заключенной в коронарный газ [3]. Расчет ионного состава остывающего газа остатка сверхновой с учетом реакций перезарядок проводился в [13]. На рис. 1 приве-

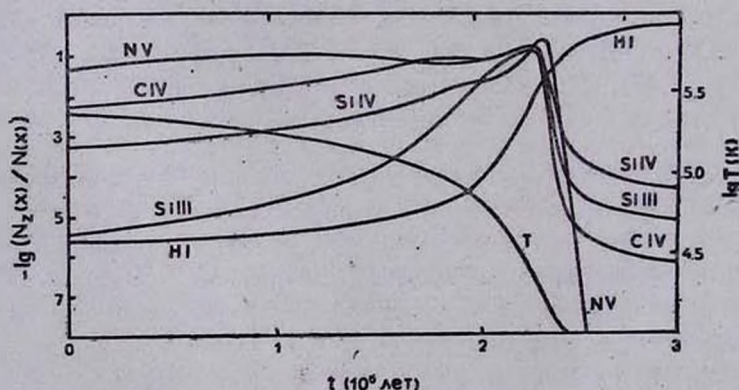


Рис. 1. Зависимости относительных концентраций ионов от времени в остывающем газе.

дены графики рассчитанных нами зависимостей относительных концентраций рассматриваемых ионов в газе, остывающем при постоянном давлении, $nT = 1000 \text{ см}^{-3} \text{ К}$ (характерное для диска Галактики значение).

Расстояние до звезды G191—B2B, в спектре которой наблюдаются линии поглощения этих ионов, $d = 48$ пс. На таком расстоянии в газе с $T > 10^5$ К будем иметь: $\lg N(\text{NV}) < 13.1$; $\lg N(\text{CIV}) < 13.4$; $\lg N(\text{SiIV}) < 12.0$, т. е. примерно на порядок меньше наблюдаемых значений. С другой стороны, при $T < 10^5$ К хотя и набираются требуемые количества ионов NV, CIV и Si IV, однако в этом случае $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \sim 1$, тогда как наблюдается $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$.

В работе [1] указывается на возможность формирования ионов Si III в переходном слое между нейтральным облаком и коронарным газом. Задача об испарении и конденсации нейтральных облаков в горячем газе решалась в [14]. По данным этой работы, а также работ [7] и [8], на рис. 2

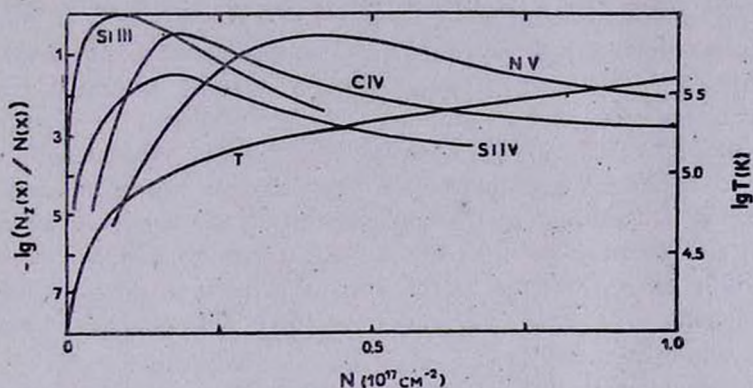


Рис. 2. Распределение относительных концентраций ионов в переходном слое.

построены графики зависимости относительных концентраций ионов от полной плотности числа частиц на луче зрения в переходном слое. Логарифмы лучевых концентраций ионов в переходном слое составляют: CIV — 12.2; NV — 11.9; Si IV — 10.2; Si III — 11.5. Вклад переходного слоя в лучевые концентрации ионов CIV, NV и Si IV мал. В то же время приведенное значение для Si III согласуется с наблюдаемыми количествами Si III: $\lg N(\text{Si III}) < 12.3$. Чтобы выполнялось это условие, луч зрения на звезду не должен пересекать более чем три-четыре переходных слоя, т. е. помимо облака, в котором находится Солнце, и облака, в котором может находиться наблюдаемая звезда, на луче зрения может встретиться еще не более одного облака.

Наиболее вероятной областью, в которой набираются наблюдаемые количества ионов CIV, NV и Si IV, является зона H II вокруг белого карлика, погруженного в нейтральное облако. Мы повторили расчет модели [4] зоны H II вокруг белого карлика с водородной атмосферой, поверхностной температурой $T = 60\,000$ К и $R_* = 0.0127 R_\odot$. При расчетах мы

учли реакции перезарядок всех ионов тяжелых элементов с нейтральными водородом и гелием, реакции перезарядок ряда ионов с ионизованными водородом и гелием. Данные о скоростях этих реакций приведены в [15]. Схема расчета ионизационного равновесия среды, подверженной воздействию электромагнитного излучения, аналогична приведенной в [7]. Для нашего случая уравнения ионизационного равновесия несколько модифицированы:

$$\Gamma_i x_i - \sum_{j < i} \Gamma_j K_{ij} x_j = (S_{i-1} x_{i-1} + A_{i+1} x_{i+1} - S_i x_i - A_i x_i) n, \quad (1)$$

здесь Γ_i , с^{-1} — скорость ионизации иона с зарядом i электромагнитным излучением; $x_i = n_i/n$ — относительная концентрация иона с зарядом i ; n_i , см^{-3} — плотность числа ионов с зарядом i ; n , см^{-3} — полная плотность числа частиц; K_{ij} — коэффициент вероятности Оже-переходов, в результате которых после захвата ионом с зарядом j фотона образуется ион с зарядом i путем выброса исходным ионом $i - j$ электронов; S_i , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ — суммарная скорость ионизации иона с зарядом i парными столкновениями, куда входят ионизации тепловыми электронами и ионизации при перезарядках с ионизованными водородом и гелием; A_i , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ — суммарная скорость рекомбинации иона с зарядом i , куда входят фото- и диэлектронная рекомбинации при столкновениях с тепловыми электронами и перезарядки с нейтральными водородом и гелием.

Скорость ионизации Γ_i пропорциональна потоку ионизирующего излучения, который в случае точечного источника является функцией расстояния до источника. Мы будем рассматривать случай оптически тонкой среды. Действительно, в случае, когда имеются достаточные количества ионов C IV, NV и Si IV, относительная концентрация атомов нейтрального водорода $x_{\text{H I}} = n_{\text{H I}}/n_{\text{H}} < 0.1$, гелий находится в основном в состоянии He II. Длина свободного пробега квантов с энергией у порога ионизации водорода, $\epsilon \geq 13.6$ эВ, имеет порядок $l \sim 1/(\sigma_{\text{H I}} n_{\text{H I}})$, где $\sigma_{\text{H I}} \sim 10^{-17} \text{ см}^2$ — сечение ионизации у порога. Тот же порядок имеет сечение ионизации для He II. Тогда, при плотности среды $n \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$, $l \geq 3 \text{ пс}$. В то же время, как будет видно ниже, при плотности среды $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ рассматриваемые высокозарядные ионы формируются на расстояниях $r < 1 \text{ пс}$ от звезды, т. е. приближение оптически тонкой среды является вполне оправданным.

В рассматриваемом случае плотность потока ионизирующих квантов и скорость ионизации излучением обратно пропорциональны квадрату расстояния от источника: $\Gamma_i = \gamma_i/R^2$. Величины S_i и A_i явно зависят только от температуры среды. Тогда для среды с постоянной температурой (мы

принимали типичное для зон Н II значение $T = 10^4$ К) уравнение (1) можно переписать в виде:

$$(\gamma_i x_i - \sum_{j < i} \gamma_j K_{ij} x_j) \xi^2 = F_i. \quad (2)$$

Здесь эффективность ионизации γ_i зависит только от формы спектра ионизирующего излучения. Функция F_i представляет собой выражение в скобках в правой части уравнения (1) и не зависит от полной концентрации n . Зависимости от расстояния до источника излучения и плотности среды вынесены в параметр ионизации $\xi = 1/(Rn^{1/2})$, который для удобства представлен нормированным к среде $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ и расстоянию до звезды $R = 1 \text{ пс}$: $\xi = \left(\frac{1 \text{ пс}}{R}\right) \cdot \left(\frac{0.1 \text{ см}^{-3}}{n}\right)^{1/2}$.

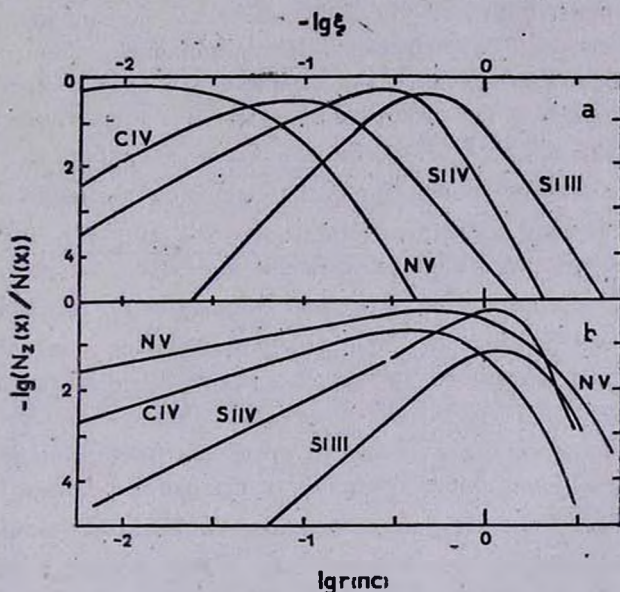


Рис. 3. Распределение относительных концентраций ионов в стационарной зоне Н II (а) и вдоль следа звезды в нестационарной зоне Н II (б).

Результаты расчетов приведены на рис. 3а в виде графиков зависимостей относительных концентраций ионов от параметра ξ . При плотности среды $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ логарифмы плотностей на луче зрения для рассматриваемых ионов составляют: CIV — 12.7; NV — 11.9; Si III — 12.3; Si IV — 12.2. Нетрудно видеть, что для согласования с наблюдаемыми значениями лучевых концентраций ионов CIV, NV и Si IV необходимо увеличить плотность среды на 2—3 порядка.

Однако интерпретация обилия иона Si III сталкивается здесь с трудностями. В этой модели всегда $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \approx 1$, тогда как наблюдается $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$ [1, 3]. При использовании более жесткого спектра ионизирующего излучения это отношение повышается до ~ 5 [11], однако такой спектр характерен для аккрецирующих нейтронных звезд или для белых карликов с очень мощной аккрецией [12].

Одна из возможностей согласовать такую модель с наблюдениями состоит в предположении, что наблюдаемая звезда находится в облаке на таком расстоянии от края, что этому соответствует $\lg \xi \geq 0.75$. В этом случае количества ионов Si III на луче зрения будут превышать количества ионов Si IV более чем в 10 раз.

4. *Неравновесная ионизация.* Согласно [3], звезда G191—B2B движется с положительной лучевой скоростью относительно среды, в которой локализованы ионы C IV, N V и Si IV. В таком случае, мы должны наблюдать «хвост» зоны Стремгrena с нестационарным ионным составом. При движении звезды относительно окружающей среды участки среды с высокой ионизацией будут рекомбинировать с характерным временем $t_r \sim 1/(n_e \alpha_r)$, где n_e , см^{-3} — плотность числа электронов, α_r , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ — коэффициент скорости рекомбинации. Типичное значение $\alpha_r \sim 10^{-12} + 10^{-13} \text{ см}^3 \text{с}^{-1}$. При плотности среды $n \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, $t_r \sim 3 \cdot (10^5 \div 10^6)$ лет. Это значение много больше времени $t_* \sim r_i/v_*$, за которое звезда успевает пройти радиус зоны высокой ионизации r_i , где локализованы ионы C IV, N V, Si III и Si IV в стационарном случае. Характерная пространственная скорость белых карликов $v_* \sim 30 \text{ км/с}$. При $n \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, $r_i \approx 1 \text{ пс}$, $t_* \sim 3 \cdot 10^4$ лет. Однако, когда концентрация нейтрального водорода достигает в процессе рекомбинации значений $x_{\text{H I}} = n_{\text{H I}}/n_{\text{H}} \geq 0.01$, преобладающими в процессе релаксации ионного состава становятся реакции перезарядок, характерное время которых $t_c \sim 1/(n_{\text{H}} x_{\text{H I}} \alpha_c)$. Здесь $\alpha_c \sim 10^{-9} \text{ см}^3 \text{с}^{-1}$ — коэффициент скорости реакций перезарядок. Уже при относительной концентрации нейтральных атомов водорода $x_{\text{H I}} \geq 0.01$, время релаксации ионного состава за счет реакции перезарядок становится $t_c \lesssim 3 \cdot 10^4$ лет, т. е. сравнимо со временем прохождения звездой зоны высокой ионизации. В свою очередь, как легко видеть, полностью ионизованный водород рекомбинирует до относительной концентрации $x_{\text{H I}}$ за время $t_{\text{H I}} \sim x_{\text{H I}}/(n_e \alpha_r)$. При $x_{\text{H I}} = 0.01$, $t_{\text{H I}} \sim 3 \cdot 10^4$ лет, т. е. характерные времена этих процессов имеют один порядок: $t_{\text{H I}} \sim t_c \sim t_*$. Это означает, что размер зоны высокой ионизации тяжелых элементов имеет тот же порядок, что и в случае стационарной ионизации. Однако высокзарядные ионы

будут „размазаны“ по следу звезды, и их распределение может значительно отличаться от стационарного, что отразится на значениях поверхностных плотностей ионов.

Исходя из этого, мы рассчитали неравновесное распределение относительных концентраций ионов в окрестности белого карлика, движущегося со скоростью $v_* = 30$ км/с относительно среды с $n = 0.1$ см $^{-3}$, $T = 10^4$ К. Уравнения, описывающие изменение относительных концентраций ионов, записываются в виде:

$$\frac{dx_i}{dt} = [F_i - (\tau_i x_i - \sum_{j < i} \tau_j K_{ij} x_j)] n. \quad (3)$$

Здесь все обозначения те же, что и в (2). Метод расчета состоит в следующем. Элемент межзвездной среды на некотором удалении от линии движения звезды «протаскивается» мимо звезды со скоростью v_* , и для него решается система уравнений (3). Получив распределение относительных концентраций ионов на сетке линий на разных удалениях от линии движения звезды, мы затем соединяем точки равных концентраций ионов и получаем картину распределения ионов вокруг движущегося белого карлика. Результаты расчетов относительных концентраций ионов вдоль следа звезды для этой модели приведены на рис. 3b, а общий вид распределения ионов в окрестности звезды — на рис. 4.

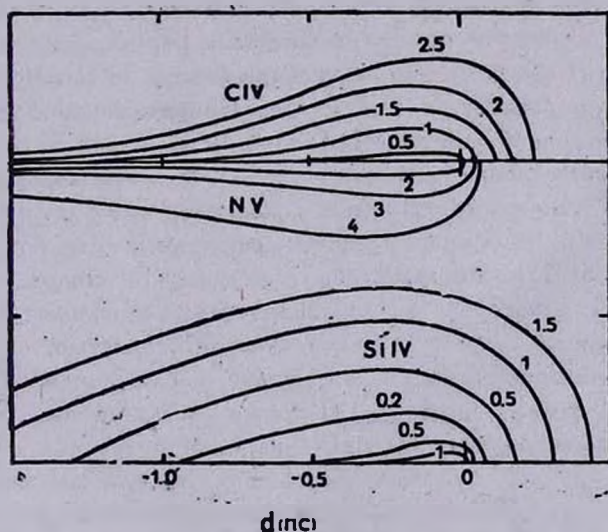


Рис. 4. Распределение относительных концентраций ионов в окрестности движущегося белого карлика. Масштабы по осям одинаковы, звезда движется направо.

Одним из существенных отличий этого случая от случая стационарной ионизации (рис. 3a) является понижение относительной концентрации

ионов Si III по отношению к Si IV. Это приводит к тому, что отношение плотностей на луче зрения ионов Si IV и Si III повышается до ≈ 6 . При плотности среды $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$ логарифмы лучевых концентраций ионов в этой модели составляют: C IV — 13.2; N V — 13.2; Si III — 12.0; Si IV = 12.8. Для согласования этой модели с данными наблюдений в направлении G 191—B2B [3] необходимо повысить плотность окружающей звезду нейтральной среды примерно на порядок. При этом лучевые концентрации ионов повысятся на полпорядка и для ионов C IV, N V и Si IV будут согласовываться с наблюдениями. Отношение $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \approx 6$ в этом случае ближе к наблюдаемому соотношению $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$, чем в случае стационарной ионизации.

5. *Заключение.* Мы рассмотрели механизмы формирования ионов, наблюдаемых в локальной ($d < 50$ пс) межзвездной среде. В рамках модели, в которой Солнце находится в облаке H I с $n \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$ и радиусом $r \approx 2 + 3$ пс, низковзарядные ионы H I, C II, N I, Mg II, Si II локализованы в этом облаке [1]. Ионы Si III частично формируются в переходном слое, обусловленном теплопроводностью между облаком H I и окружающим его горячим ($T > 10^6$ K) газом, и частично в окрестности наблюдаемой звезды. Нами показано, что наблюдаемые в направлении на белый карлик G 191—B2B количества ионов C IV, N V и Si IV не могут набираться в старом остатке сверхновой или остывающем коронарном газе, т. е. в этом случае не обеспечиваются требуемые соотношения между количествами ионов. Вместе с тем, предложенная в [4] для интерпретации происхождения этих ионов модель стационарной зоны H II вокруг белого карлика также представляется нам неудовлетворительной. Как показано в разделе 3, в стационарной зоне H II количества ионов Si III значительно превышают наблюдаемые, поэтому в такой модели не находит объяснения наблюдаемое отношение лучевых концентраций ионов $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$. Согласно нашим расчетам, близкое отношение $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \approx 6$ может быть получено в модели нестационарной зоны H II, в которой звезда движется относительно окружающей ее нейтральной среды с положительной лучевой скоростью, что для звезды G 191—B2B непосредственно подтверждено наблюдениями [3].

Отметим, что выдвинутое в [4] предположение о том, что движущиеся сквозь межзвездную среду белые карлики будут оставлять за собой длинные ($l \sim 30$ пс) «хвосты» высокоионизованной межзвездной среды, требует уточнения. Действительно, протяженность области, в которой степень ионизации водорода $x > 0.1$, будет составлять около 30 пс. Однако, как показано в разделе 4, для высокозарядных ионов картина выглядит иначе. Перезарядки с нейтральными водородом и гелием эффективно понижают их концентрации уже при $x_{\text{H I}} > 0.01$, поэтому длина «хвоста» вы-

сокозарядных ионов составляет всего $l < 3$ пс и не превышает величины радиуса соответствующей стационарной зоны Стремгрена, $R_S \simeq 7$ пс. [4]. Ширина «хвоста» для каждого иона порядка величины радиуса соответствующей стационарной зоны, внутри которой локализован этот ион (см. рис. 4), поэтому доля занимаемого им объема того же порядка, что и в случае стационарной ионизации.

Автор благодарен Ю. А. Щекинову за помощь в работе и В. И. Корчагину за полезные замечания, высказанные им при прочтении рукописи.

Ростовский государственный
университет

ON THE PROPERTIES OF THE LOCAL INTERSTELLAR MEDIUM

AL. A. SUCHKOV

The possible mechanisms of creating ions, the absorption lines of which are seen in the spectra of nearby ($d < 50$ pc) white dwarfs are considered. It is shown that interstellar ion Si III is partially formed in the thermal conduction zone between H I cloud ($T = 10^4$ K) and surrounding coronal gas ($T > 10^5$ K), and partially in the H II zone around the observed star in which the Sun is placed. Observed in the direction of white dwarf G191-B2B column densities ratio $N(\text{Si IV})/N(\text{Si III}) \geq 10$ finds the best explanation in the model of non-stationary H II zone around this star.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. C. Bruhweiler, Y. Kondo, Ap. J., 259, 232, 1982.
2. F. C. Bruhweiler, Y. Kondo, Ap. J., 260, L91, 1982.
3. F. C. Bruhweiler, Y. Kondo, Ap. J., 248, L23, 1981.
4. A. K. Dupree, J. C. Raymond, Ap. J., 275, L71, 1983.
5. C. F. McKee, J. P. Ostriker, Ap. J., 218, 148, 1977.
6. R. McCray, T. P. Snow, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 213, 1979.
7. Ал. А. Сучков, Ю. А. Щекинов, Астрон. ж., 60, 883, 1983.
8. M. Shull, M. Van Sleenberg, Ap. J., Suppl. ser., 48, 95, 1982.
9. J. H. Black, A. K. Dupree, L. W. Hartman, J. C. Raymond, Ap. J., 239, 502, 1980.
10. G. Stasinska, Astron. Astrophys. Suppl., 32, 429, 1978.
11. T. R. Kallman, R. McCray, Ap. J. Suppl. ser., 50, 263, 1982.
12. R. McCray, S. Hatchett, C. Wright, Ap. J., 211, L29, 1977.
13. Ал. А. Сучков, Ю. А. Щекинов, Письма АЖ, 10, 35, 1984.
14. C. F. McKee, L. L. Cowie, Ap. J., 215, 213, 1977.
15. Ал. А. Сучков, Ю. А. Щекинов, Астрофизика, 19, 569, 1983.