

АТОМНЫЕ ДАННЫЕ О НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССАХ, ПРОИСХОДЯЩИХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БОРА С ВОДОРОДОМ

© 2022 г. А. К. Беляев^{1*}, Я. В. Воронов¹

¹Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 30.12.2021 г.

После доработки 30.12.2021 г.; принята к публикации 01.02.2022 г.

Исследованы неупругие процессы, происходящие при столкновениях атомов и катионов бора с атомами и анионами водорода, а именно, процессы взаимной нейтрализации, образования ионной пары, возбуждения и девозбуждения, всего 56 процессов. Рассчитаны парциальные сечения и константы скоростей в диапазонах энергий столкновения 10^{-4} –100 эВ и температур 1000–10 000 К соответственно. Квантовые расчеты проведены в рамках асимптотического подхода для электронной структуры и многоканальной формулы для исследования ядерной динамики. Показано, что наибольшая константа скорости соответствует процессу взаимной нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s^23p) + H(1s)$ со значением 5.51×10^{-8} см³/с. Полученные данные позволяют провести моделирование фотосфер звезд в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия с большей точностью, чем предыдущие расчеты, базировавшиеся на использовании классической формулы Дравина.

Ключевые слова: константы скорости, неупругие процессы, столкновения с атомами водорода.

DOI: 10.31857/S0320010822030019

ВВЕДЕНИЕ

Бор представляет значительный интерес для астрофизических приложений. Вместе с водородом, гелием, литием и бериллием бор образует так называемую группу легких элементов. Основным механизмом образования бора являются столкновения высокоэнергетичных космических лучей с частицами межзвездного газа (см., например, Ривза, 1970, 1973; Минигуззи, 1971). При этом в эпоху первичного нуклеосинтеза образование бора практически не происходило. Однако в звездах при температурах порядка 5×10^6 К происходило и происходит в настоящее время разрушение бора. По этим причинам информация о содержании бора, а также лития и бериллия, в фотосферах звезд позволяет получить информацию о распределении вещества внутри звезды, о процессах перемешивания вещества (Примас, 2000, 2009; Боегсаард и др., 2016; Рандич, Магрини, 2021, и ссылки в них). В то же время информация о распространенности бора позволяет уточнить стандартную теорию первичного нуклеосинтеза и получить более ясную картину эволюции легких элементов (см., например, Примас, 2000, 2009).

Исследования бора в основном базируются на резонансной линии В I 249.7 нм (см., например, Киселман, 1994; Киселман, Карлссон, 1996; Дункан и др., 1997; Тан и др., 2010). Интерес также представляет вторая резонансная линия 209.0 нм (см., например, Йоханссон и др., 1993; Ребулл и др., 1998), в частности, для более точного определения соотношения изотопов ¹⁰B/¹¹B. Также используют линии ионов бора В II 136.2 нм (Ритчей и др., 2010) и В III 206.6 нм (Лемке и др., 2000). В связи с тем, что не-ЛТР поправки для бора большие при высоких температурах звезд и низкой металличности (Киселман, 1994; Киселман, Карлссон, 1996; Дункан и др., 1997; Проффитт, Куиглей, 2001), исследования указанных выше линий необходимо проводить в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия, не-ЛТР.

В работе Киселмана 1994 высказано предположение, что основными механизмами, ответственными за не-ЛТР поправки для спектральных линий 249.7 и 209.0 нм, являются сверхионизация и оптическая накачка этих резонансных линий, что было неоднократно подтверждено (Киселман, 1994; Киселман, Карлссон, 1995, 1996; Тан и др., 2010). Оба механизма приводят к ослаблению линий относительно ЛТР. Итоговые не-ЛТР поправки могут

*Электронный адрес: andrey.k.belyaev@gmail.com

превышать $+0.5 \text{ dex}$ (Киселман, 1994). В то же время для звезд солнечного типа эти поправки существенно меньше и не превышают 0.05 dex (Асплунд, 2005). В работе Киселмана и Карлссона (1996) представлено исследование не-ЛТР эффектов для нейтрального бора для различных звезд с различными параметрами. В этой же работе представлены значения поправок к ЛТР, которые использовались во множестве других исследований (см., например, Дункан и др., 1997; Кунха и др., 2000; Кинг, 2001; Боесгаард и др., 2004, и др.).

В работе Киселмана (1994) выдвигается предположение, что учет столкновений с водородом важен для более высоколежащих состояний, однако вряд ли влияет на низколежащие уровни, переходы между которыми и соответствуют линиям 249.7 и 209 нм, или может немного увеличить не-ЛТР поправки. Однако Тан и др. (2010) показали, что учет таких столкновений уменьшает не-ЛТР поправки. Тан и др. (2010) учитывали столкновения с водородом по формуле Дравина (Дравин, 1968, 1969; Стинбок, Холвегер, 1984) с применением масштабирующего фактора. Результаты работы Тан и др. (2010) согласовывают тренд V относительно Fe и O с результатами, полученными ранее для Be (Примас, 2009; Тан и др., 2009).

С другой стороны, неоднократно было показано, что формула Дравина дает некорректные значения величин констант скоростей (см., например, Беляев, Барклем, 2003; Беляев и др., 2010; Барклем, Беляев, 2011). Константы скоростей отличаются на несколько порядков для процессов возбуждения-девозбуждения, а для процессов перезарядки формула Дравина дает нулевые значения, в то время как именно для этих процессов характерны самые большие по величине константы скоростей (см., например, Беляев и др., 2010, 2019а,б; Бергеманн и др., 2021, и ссылки в них).

Для построения более точной модели атома бора необходимо физически корректно учесть столкновения с водородом, что невозможно в рамках подхода Дравина. Наилучший вариант — полный строгий квантовый расчет, как потенциальных энергий и матричных элементов неадиабатической связи, так и ядерной динамики (посредством решения системы связанных уравнений методом перепроецирования). Однако при проведении подобных расчетов до сих пор возникают различные трудности, такие как проблема сходимости решения, выбор базисных функций и прочие. В такой ситуации применение физически обоснованных квантовых модельных подходов дает возможность с хорошей точностью оценить величины констант скоростей тех неупругих процессов столкновений бора с водородом, учет которых наиболее важен для не-ЛТР моделирования.

В данном исследовании впервые проведены расчеты сечений и констант скоростей процессов, происходящих при столкновениях атомов и катионов бора с атомами и анионами водорода. Расчеты проведены квантовым модельным подходом, а именно, асимптотическим методом (Беляев, 2013) для определения адиабатических молекулярных потенциальных энергий и многоканальной формулой (Яковлева и др., 2016) для расчетов вероятностей неадиабатических переходов. Сечения и константы скоростей неупругих процессов рассчитаны для диапазона энергий столкновения 10^{-4} – 100 эВ и диапазона температур 1000 – $10\,000 \text{ К}$ соответственно.

КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

Данное исследование проведено в рамках квантового модельного подхода: электронная структура молекулы ВН рассчитана в рамках асимптотического подхода (Беляев 2013), а неадиабатическая ядерная динамика исследована с помощью многоканальной формулы (см., например, Яковлева и др., 2016) и модели Ландау–Зинера.

Исследование электронной структуры молекулы ВН было проведено в нескольких работах (Брокхове и др., 1993; Гаглиарди и др., 1997; Милиордос, Мавридис, 2008) различными квантово-химическими методами. В работе Брокхове и др. (1993) расчет проводился до величины межъядерного расстояния 25 атомных единиц ($\approx 13 \text{ \AA}$), в других работах межъядерное расстояние ограничено значением 10 атомных единиц ($\approx 5.3 \text{ \AA}$).

Как было показано в разных работах (см., например, в работах Олсона и др., 1971; Чибисова, Янева, 1988; Беляева и др., 1999; Гиту и др., 2011), наибольший вклад в величину полного парциального сечения неупругого процесса¹ при низких энергиях столкновения вносят неадиабатические переходы в областях неадиабатичности, обусловленных ионно-ковалентным взаимодействием и расположенных на относительно больших межъядерных расстояниях. Эти области неадиабатичности обычно располагаются на расстояниях, превышающих 10–15 атомных единиц. Области неадиабатичности, относящиеся к так называемому оптимальному окну, располагаются на расстояниях 20–40 атомных единиц.

По этим причинам адиабатические молекулярные потенциальные энергии, рассчитанные в работах Брокхове и др. (1993), Гаглиарди и др. (1997), Милиордоса и Мавридиса (2008), не могут быть

¹Подразумевается сечение, проинтегрированное по всем углам рассеяния.

Таблица 1. Молекулярные состояния молекулы ВН, соответствующие им каналы рассеяния, асимптотические энергии, отсчитанные от основного состояния, и статистические заселенности p_i^{stat} для молекулярной симметрии $^1\Sigma^+$

| j | Канал рассеяния | Асимптотическая энергия, эВ | p_i^{stat} |
|-----|------------------------------------|-----------------------------|---------------------|
| 1 | $V(2s^2 2p^2 P^\circ) + H(1s^2 S)$ | 0.0000 | 0.0833 |
| 2 | $V(2s^2 3s^2 S) + H(1s^2 S)$ | 4.9630 | 0.25 |
| 3 | $V(2s^2 2p^2 D) + H(1s^2 S)$ | 5.9322 | 0.05 |
| 4 | $V(2s^2 3p^2 P^\circ) + H(1s^2 S)$ | 6.0260 | 0.0833 |
| 5 | $V(2s^2 3d^2 D) + H(1s^2 S)$ | 6.7891 | 0.05 |
| 6 | $V(2s^2 4s^2 S) + H(1s^2 S)$ | 6.8191 | 0.25 |
| 7 | $V(2s^2 4p^2 P^\circ) + H(1s^2 S)$ | 7.1634 | 0.0833 |
| ion | $V^+(2s^2^1 S) + H^-(1s^2^1 S)$ | 7.5428 | 1.0 |

использованы при исследовании ядерной динамики, поскольку в этих данных отсутствует важная информация об областях неадиабатичности, обусловленных ионно-ковалентным взаимодействием. В данном исследовании применен асимптотический метод построения адиабатических молекулярных потенциальных энергий для определения параметров областей неадиабатичности, обусловленных ионно-ковалентным взаимодействием.

Исследование ядерной динамики проводилось только для молекулярной симметрии $^1\Sigma^+$, так как ионное состояние $V^+ + H^-$ порождает только одну молекулярную симметрию $^1\Sigma^+$. В табл. 1 перечислены молекулярные состояния молекулы ВН, соответствующие им каналы рассеяния, асимптотические энергии и статистические населенности для симметрии $^1\Sigma^+$. Всего учтено семь ковалентных и одно ионное состояние. Значения асимптотических энергий взяты из базы данных NIST (Крамида и др., 2021). На рис. 1 представлены адиабатические молекулярные потенциальные энергии как функции межъядерного расстояния, полученные в рамках асимптотического метода (сплошные линии). Также на этом рисунке представлены молекулярные термы, полученные в работе Броекхове и др. (1993) для четырех нижних состояний симметрии $^1\Sigma^+$.

Матричный элемент неадиабатичности, рассчитываемый по формуле Олсона–Смита–Байера, между основным и первым возбужденным состояниями приводит к меньшему энергетическому расщеплению по сравнению с квантово-химическими расчетами (примерно, в полтора раза меньше). По

этой причине для молекулярных потенциальных энергий, полученных асимптотическим методом, матричный элемент Олсона–Смита–Байера для области между молекулярными состояниями 1 и 2 H_{12}^{OSB} был увеличен в 2.15 раза, чтобы параметры областей неадиабатичности, полученные в данной работе и в работе Броекхове и др. (1993), имели близкие значения.

Исследование ядерной динамики проведено с помощью многоканальной формулы с учетом осцилляций в энергетически закрытых каналах (подробнее см. в работе Яковлевой и др., 2016). Вероятности однократного прохождения областей неадиабатичности рассчитывались по модели Ландау–Зинера (Ландау, 1932а,б; Зинер, 1932), переписанной в терминах энергетического расщепления (Беляев, Лебедев, 2011). Полные вероятности неадиабатических переходов рассчитаны по многоканальной формуле. По полным вероятностям неадиабатических переходов были рассчитаны сечения и константы скоростей неупругих процессов по известным формулам (подробнее см., например, в работе Яковлевой и др., 2016).

НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БОРА С ВОДОРОДОМ

В данной работе исследованы неупругие процессы возбуждения, девозбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации, происходящие при столкновениях атомов и катионов бора с атомами и анионами водорода, всего 56 процессов.

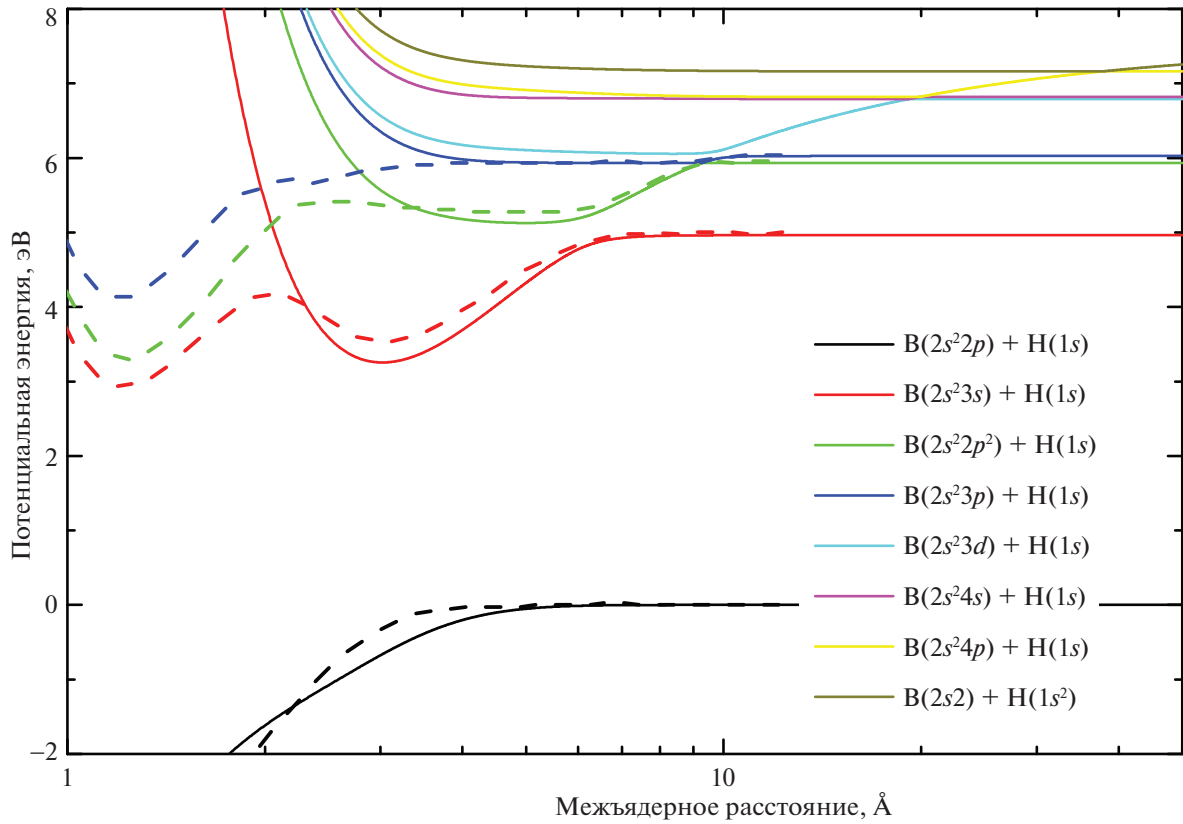


Рис. 1. Молекулярные адиабатические потенциальные энергии молекулы BH: сплошные линии соответствуют результатам, полученным асимптотическим методом в данной работе, штриховые линии – данные, полученные строгими квантово-химическими расчетами в работе Броккхе и др. (1993).

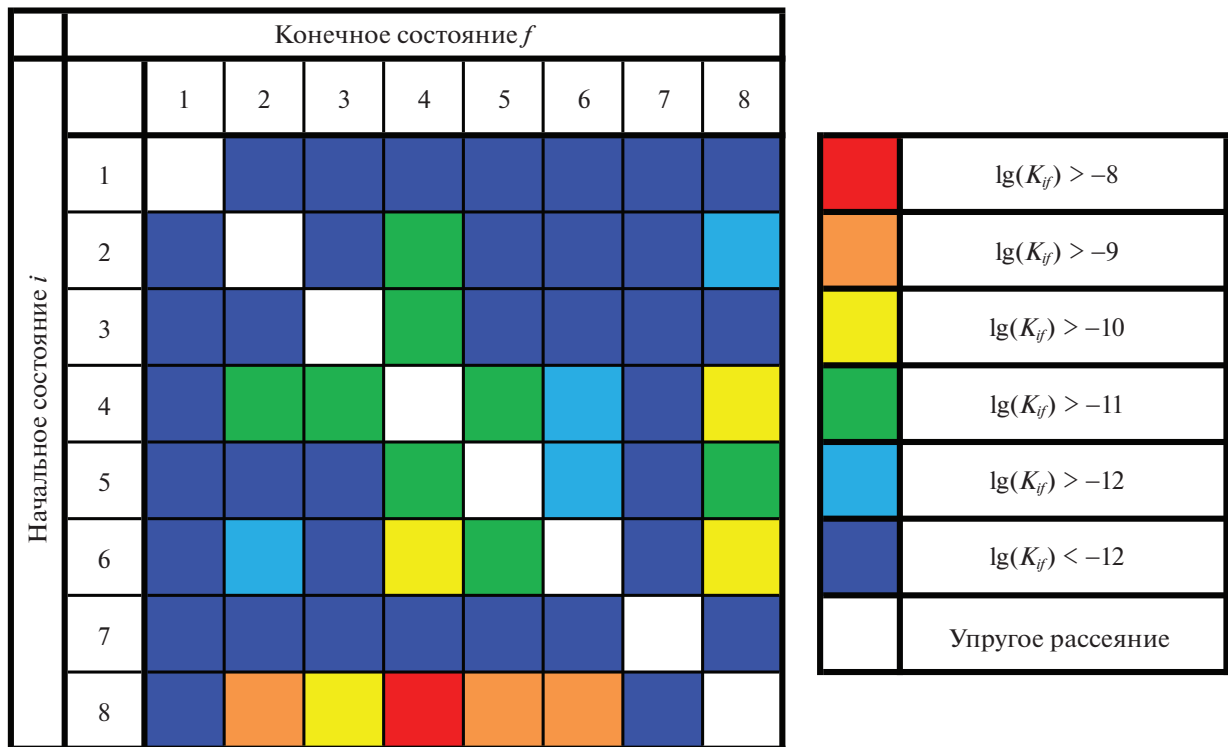


Рис. 2. Графическое представление величин констант скорости процессов возбуждения, девозбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации при температуре $T = 6000$ К.

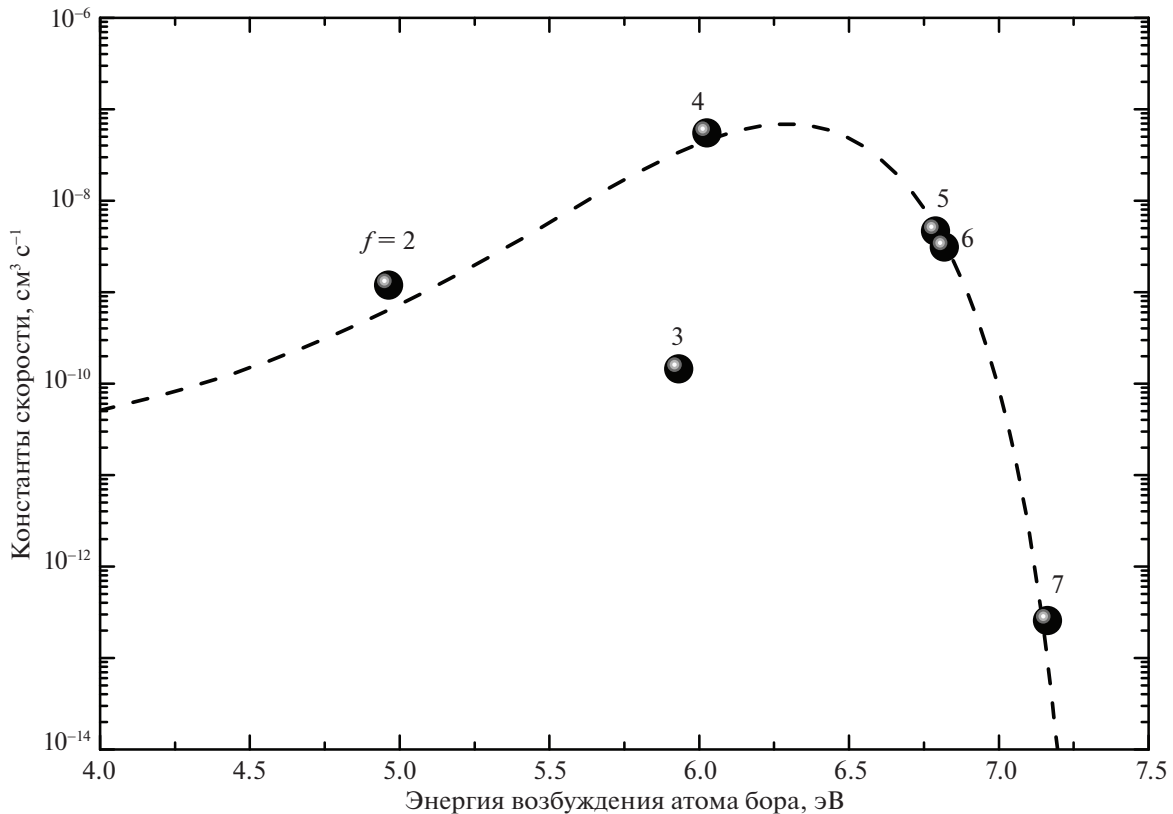


Рис. 3. Зависимость величин констант скорости от энергии возбуждения атома бора. Символами обозначены константы скоростей, соответствующие процессам нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B^* + H$, штриховая линия — константы скоростей, рассчитанные по упрощенной модели.

Для всех процессов рассчитаны сечения и константы скоростей. Сечения рассчитаны в диапазоне энергий столкновения 10^{-4} – 100 эВ, константы скоростей — в диапазоне температур 1000 – 10000 К.

На рис. 2 изображено графическое представление констант скоростей для температуры $T = 6000$ К в виде теплокарты. Видно, что наибольшее значение константы скорости (превышающее величину 10^{-8} $\text{см}^3/\text{с}$) соответствует процессу взаимной нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s^23p) + H(1s)$. Также можно видеть, что все процессы с участием основного состояния $B(2s^22p)$ имеют малые значения констант скоростей. Это связано с тем, что в молекулярной симметрии $^1\Sigma^+$ энергетическое расщепление в области неадиабатичности между основным и первым возбужденным состояниями составляет около 3 эВ. Соответственно вероятность неадиабатического перехода в этой области имеет малое значение.

На рис. 3 представлена зависимость констант скоростей процессов взаимной нейтрализации от

энергии возбуждения атома бора в конечных каналах рассеяния для температуры $T = 6000$ К. Видно, что почти все константы скоростей хорошо согласуются с предсказаниями упрощенной модели (штриховая линия), за исключением константы процесса взаимной нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s2p^2) + H(1s)$. Процессы $j = 8 \rightarrow 3, 4, 5, 6$ попадают в область так называемого “оптимального окна”, максимум которого приходится для атома бора на значение ≈ 6.3 эВ.

Обратим внимание на константу скорости процесса нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s2p^2) + H(1s)$. Несмотря на то что этот процесс находится в области “оптимального окна”, значение константы скорости имеет величину меньшую, чем величины констант скоростей процессов нейтрализации в состоянии $j = 2, 4$. Это обусловлено тем, что данный процесс соответствует двухэлектронному переходу. Как видно на рис. 1, область неадиабатичности между состояниями $j = 3, 4$ имеет довольно малое энергетическое расщепление, что приводит к адиабатическому характеру прохождения данной области. Это

Таблица 2. Константы скоростей неупругих процессов при температуре $T = 6000$ К. Строка определяет начальное состояние, столбец — конечное

| Состояния | $V(2s^22p)$ | $V(2s^23s)$ | $V(2s2p^2)$ | $V(2s^23p)$ | $V(2s^23d)$ | $V(2s^24s)$ | $V(2s^24p)$ | $V^+ + H^-$ |
|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| $V(2s^22p)$ | — | 1.30E-34 | 1.10E-38 | 5.83E-36 | 2.11E-38 | 1.30E-38 | 3.47E-43 | 1.13E-35 |
| $V(2s^23s)$ | 5.74E-30 | — | 8.87E-14 | 1.54E-11 | 5.41E-14 | 3.41E-14 | 7.36E-19 | 2.02E-12 |
| $V(2s2p^2)$ | 6.34E-34 | 1.17E-13 | — | 2.10E-11 | 2.03E-14 | 1.24E-14 | 1.56E-19 | 3.13E-13 |
| $V(2s^23p)$ | 6.72E-31 | 4.01E-11 | 4.32E-11 | — | 1.45E-11 | 8.89E-12 | 1.17E-16 | 2.44E-10 |
| $V(2s^23d)$ | 6.38E-33 | 3.75E-13 | 1.07E-13 | 3.83E-11 | — | 5.23E-12 | 2.76E-17 | 5.28E-11 |
| $V(2s^24s)$ | 2.08E-32 | 1.25E-12 | 3.48E-13 | 1.24E-10 | 2.79E-11 | — | 9.61E-17 | 1.86E-10 |
| $V(2s^24p)$ | 3.61E-37 | 1.74E-17 | 2.82E-18 | 1.06E-15 | 9.63E-17 | 6.33E-17 | — | 1.01E-14 |
| $V^+ + H^-$ | 2.94E-28 | 1.19E-09 | 1.44E-10 | 5.51E-08 | 4.66E-09 | 3.10E-09 | 2.55E-13 | — |

уменьшает полную вероятность неадиабатического перехода в канал рассеяния $V(2s2p^2) + H(1s)$ в симметрии $^1\Sigma^+$. Следовательно, параметры областей неадиабатичности, полученные в рамках асимптотического метода, хорошо согласуются с данными, полученными посредством квантово-химических расчетов электронной структуры молекулы VH в работах Брокхове и др. (1993), Гаглиарди и др. (1997), Милиордоса и Мавридиса (2008).

В табл. 2 приведены значения констант скоростей всех исследованных процессов для температуры $T = 6000$ К. Все исследованные неупругие процессы могут быть разделены на три группы в соответствии с величинами констант скоростей:

- процессы с величиной константы скорости, превышающей 10^{-8} $\text{см}^3/\text{с}$;
- процессы с величиной константы скорости, лежащей в диапазоне 10^{-8} – 10^{-12} $\text{см}^3/\text{с}$;
- процессы, величина константы скорости для которых меньше 10^{-12} $\text{см}^3/\text{с}$.

К первой группе относится один процесс, а именно, $V^+ + H^- \rightarrow V(2s^23p) + H(1s)$ с величиной константы скорости 5.51×10^{-8} $\text{см}^3/\text{с}$. Этот процесс отмечен красным цветом на рис. 2.

Ко второй группе относится множество процессов возбуждения, девозбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации. Наибольшие величины констант скоростей из этой группы имеют процессы взаимной нейтрализации $V^+ + H^- \rightarrow V(2s^23s) + H(1s)$, $V(2s^23d) + H(1s)$

и $V(2s^24s) + H(1s)$ со значениями 1.19×10^{-9} , 4.66×10^{-9} и 3.10×10^{-9} $\text{см}^3/\text{с}$ соответственно. Такие процессы обозначены оранжевым, желтым, зеленым и голубым цветом на рис. 2.

К третьей группе относятся все процессы с участием состояний $V(2s^22p)$ и $V(2s^24p)$, а также некоторые процессы возбуждения и девозбуждения. Такие процессы обозначены синим цветом на рис. 2. Учет процессов из первой и второй групп наиболее важен при моделировании фотосфер звезд в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном исследовании проведены расчеты сечений и констант скоростей неупругих процессов возбуждения, девозбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации, происходящих при столкновениях атомов и катионов бора с атомами и анионами водорода. Адиабатические молекулярные потенциальные энергии для восьми нижних состояний молекулярной симметрии $^1\Sigma^+$, соответствующих семи ковалентным состояниям и одному ионному, получены асимптотическим методом. Ядерная динамика исследована с помощью многоканальной формулы с учетом осциллиций в энергетически закрытых каналах.

Показано, что наибольшая по величине константа скорости соответствует процессу взаимной нейтрализации $V^+ + H^- \rightarrow V(2s^23p) + H(1s)$. Также константы скоростей процессов взаимной нейтрализации $V^+ + H^- \rightarrow V(2s^23s) + H(1s)$, $V(2s^23d) + H(1s)$ и $V(2s^24s) + H(1s)$ по

величине превосходят значение 10^{-9} см³/с. Эти процессы соответствуют так называемой области “оптимального окна”. Процесс $B^+ + H^- \rightarrow B(2s^23p) + H(1s)$, несмотря на то что также относится к области “оптимального окна”, имеет величину константы скорости немногим большую, чем 10^{-10} см³/с. Это обусловлено тем, что данному процессу соответствует двухэлектронный переход. Тем не менее можно ожидать, что учет областей неадиабатичности на малых расстояниях будет способствовать увеличению сечения данного процесса и, следовательно, увеличению константы скорости. Для более точных расчетов сечений и констант скоростей необходимы строгие квантово-химические расчеты адиабатических молекулярных потенциальных энергий до значений межъядерного расстояния порядка 75 атомных единиц, причем не только для молекулярной симметрии $^1\Sigma^+$, но и для $^3\Sigma^+$, $^1,3\Pi$, $^1,3\Delta$.

Полученные в этом исследовании данные о неупругих процессах позволят физически корректно учесть столкновения с водородом при моделировании фотосфер звезд в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Министерство просвещения (проект № 2020-0026).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барклем и др. (P.S. Barklem, A.K. Belyaev, M. Guitou, N. Feautrier, F.X. Gadéa, and A. Spielfiedel), *Astron. Astrophys.* **530**, A94 (2011).
2. Беляев и др. (A.K. Belyaev, J. Grosser, J. Hahne, and T. Menzel), *Phys. Rev. A* **60**, 2151 (1999).
3. Беляев, Барклем (A.K. Belyaev and P.S. Barklem), *Phys. Rev. A* **68**, 062703 (2003).
4. Беляев и др. (A.K. Belyaev, P.S. Barklem, A.S. Dickinson, and F.X. Gadéa), *Phys. Rev. A* **81**, 032706 (2010).
5. Беляев, Лебедев (A.K. Belyaev and O.V. Lebedev), *Phys. Rev. A* **84**, 014701 (2011).
6. Беляев (A.K. Belyaev), *Phys. Rev. A* **88**, 052704 (2013).
7. Беляев, Яковлева (A.K. Belyaev and S.A. Yakovleva), *Astron. Astrophys.* **606**, A147 (2017).
8. Беляев и др. (A.K. Belyaev, Ya.V. Voronov, A. Mitrushchenkov, M. Guitou, and N. Feautrier), *MNRAS* **487**, 5097 (2019a).
9. Беляев и др. (A.K. Belyaev, D.V. Vlasov, A. Mitrushchenkov, and N. Feautrier), *MNRAS* **490**, 3384 (2019b).
10. Бергеманн и др. (M. Bergemann, R. Hoppe, E. Semanova, M. Carlsson, S.A. Yakovleva, Ya.V. Voronov, M. Bautista, A. Nemer, A.K. Belyaev, J. Leenaarts, L. Mashonkina, A. Reiners, and M. Ellwarth), *MNRAS* **508**, 2236 (2021).
11. Боесгаард и др. (A.M. Boesgaard, E.J. McGrath, D.L. Lambert, and K. Cunha), *Astrophys. J.* **606**, 306 (2004).
12. Боесгаард и др. (A.M. Boesgaard, M.G. Lum, C.P. Deliyannis, J.R. King, M.H. Pinsonneault, and G. Somers), *Astrophys. J.* **830**, 49 (2016).
13. Броекхове и др. (J. Broeckhove, B. Feyen, P. Van Leuven, R. Cimiraglia, and M. Persico), *Int. J. Quant. Chem.* **48(S27)**, 517 (1993).
14. Гаглиарди и др. (B.L. Gagliardi, G.L. Bendazzoli, and S. Evangelisli), *Mol. Phys.* **91**, 861 (1997).
15. Гиту и др. (M. Guitou, A.K. Belyaev, P.S. Barklem, A. Spielfiedel, and N. Feautrier), *J. Phys. B* **44**, 035202 (2011).
16. Дравин (H.W. Drawin), *Z. Physik* **211**, 404 (1968).
17. Дравин (H.W. Drawin), *Z. Physik* **225**, 483 (1969).
18. Дункан и др. (D.K. Duncan, F. Primas, L.M. Rebull, A.M. Boesgaard, C.P. Deliyannis, L.M. Hobbs, J.R. King, and S.G. Ryan), *Astrophys. J.* **488**, 338 (1997).
19. Зинер (C. Zener), *Proc. Roy. Soc. A* **137**, 696 (1932).
20. Йоханссон и др. (S.G. Johansson, U. Litzen, J. Kasten, and M. Kock), *Astrophys. J.* **403**, L25 (1993).
21. Кинг (J.R. King), *Astronom. J.* **122**, 3115 (2001).
22. Киселман (D. Kiselman), *Astron. Astrophys.* **286**, 169 (1994).
23. Киселман, Карлссон (D. Kiselman and M. Carlsson), *Astron. Astrophys.* **311**, 680 (1996).
24. Крамида и др. (A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, NIST ASD Team), *NIST Atomic Spectra Database (version 5.9)*, <https://physics.nist.gov/asd> (2021).
25. Кунха и др. (K. Cunha, V.V. Smith, A.M. Boesgaard, and D.L. Lambert), *Astrophys. J.* **530**, 939 (2000).
26. Ландау (L.D. Landau), *Phys. Z. Sowietunion* **1**, 88 (1932).
27. Ландау (L.D. Landau), *Phys. Z. Sowietunion* **2**, 46 (1932).
28. Лемке и др. (M. Lemke, K. Cunha, and D.L. Lambert), *Proceed. 35th Liege Inter. Astrophys. Colloq.* **507**, 223 (2000).
29. Милиордос, Мавридис (E. Miliordos and A. Mavridis), *J. Chem. Phys.* **128**, 144308 (2008).
30. Минигуззи и др. (M. Meneguzzi, J. Audouze, and H. Reeves), *Astron. Astrophys.* **15**, 337 (1971).
31. Олсон и др. (R.E. Olson, F.T. Smith, and E. Bauer), *Appl. Optics* **10**, 1848 (1971).
32. Примас (F. Primas), *Symp.—Inter. Astron. Union* **198**, 405 (2000).
33. Примас (F. Primas), *Proceed. Inter. Astron. Union* **268**, 221 (2009).
34. Проффитт, Куиглей (C.R. Proffitt and M.F. Quigley), *Astrophys. J.* **548**, 429 (2001).
35. Рандич, Магрини (S. Randich and L. Magrini), *Front. Astron. Space Sci.* **8**, 6 (2021).

36. Ребулл и др. (L. Rebull, D. Duncan, S. Johansson, J. Thorburn, and B. Fields), *Astrophys. J.* **507**, 387 (1998).
37. Ривз и др. (H. Reeves, W.A. Fowler, and F. Hoyle), *Nature* **226**, 727 (1970).
38. Ривз и др. (H. Reeves, J. Audouze, W.A. Fowler, and D.N. Schramm), *Astrophys. J.* **179**, 909 (1973).
39. Ритчей и др. (A.M. Ritchey, S.R. Federman, Y. Sheffer, and D.L. Lambert), *Proceed. Inter. Astron. Union* **268**, 237 (2009).
40. Стинбок, Холвергер (W. Steenbock and H. Holweger), *Astron. Astrophys.* **130**, 319 (1984).
41. Тан и др. (K.F. Tan, J.R. Shi, and G. Zhao), *MNRAS* **392**, 205 (2009).
42. Тан и др. (K. Tan, J. Shi, and G. Zhao), *Astrophys. J.* **713**, 458 (2010).
43. Чибисов, Янев (M.I. Chibisov and R.K. Janev), *Phys. Rep.* **166**, 1 (1988).
44. Яковлева и др. (S.A. Yakovleva, Ya.V. Voronov, and A.K. Belyaev), *Astron. Astrophys.* **593**, A27 (2016).