

На правах рукописи

**Холупенко Евгений Евгеньевич**

**Рекомбинация первичной плазмы и связанные с ней искажения  
спектра реликтового излучения**

Специальность 01.03.02 – астрофизика и радиоастрономия

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2008

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН

Научный руководитель кандидат физико-математических наук  
Иванчик Александр Владимирович

Официальные оппоненты доктор физико-математических наук,  
Дубрович Виктор Константинович (САО РАН)

кандидат физико-математических наук  
Бургин Михаил Семенович (АКЦ ФИАН)

Ведущая организация Институт космических исследований РАН

Защита состоится 13 ноября 2008 г. в 14:00 на заседании диссертационного совета Д 002.205.03 при Учреждении Российской академии наук Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской академии наук Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН

Автореферат разослан 10 октября 2008 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук \_\_\_\_\_  
Красильщиков А.М.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы диссертации.** Рекомбинация первичной плазмы - процесс, приводящий в итоге к образованию нейтральных атомов из ионов и свободных электронов вследствие уменьшения температуры при космологическом расширении. Этот процесс имеет три ярко выраженных этапа, при которых существенно изменяется доля свободных электронов: (1) рекомбинация гелия  $\text{HeIII} \rightarrow \text{HeII}$  ( $z \simeq 5000 - 7000$ ), (2) рекомбинация гелия  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  ( $z \simeq 1500 - 3000$ ), (3) рекомбинация водорода  $\text{HII} \rightarrow \text{HI}$  ( $z \simeq 900 - 1600$ ), где  $z$  - космологическое красное смещение. Поскольку других нуклидов (D,  $^3\text{He}$ , Li, B и пр.) в первичной плазме существенно меньше, чем  $^1\text{H}$  и  $^4\text{He}$  ( $< 10^{-4}$  по числу частиц), обычно рассматривают рекомбинацию именно водородно-гелиевой плазмы [1–3]. Рекомбинация прочих элементов рассматривается в отдельно взятых случаях для специальных задач, таких как, например, влияние рекомбинации лития на анизотропию микроволнового фонового излучения ([4] и ссылки там же), формирование первичных молекул ([5] и ссылки там же) и др.

Рекомбинация первичной плазмы оказывает существенное влияние на формирование крупномасштабной структуры Вселенной и анизотропии реликтового излучения (т.е. малых ( $10^{-5}$ ) флуктуаций температуры РИ на различных угловых масштабах), поскольку именно этот процесс определяет эпоху т.н. просветления Вселенной и период отделения излучения от вещества. Высокая концентрация свободных зарядов (прежде всего электронов) на ранних этапах развития Вселенной (при красных смещениях  $z \gtrsim 1070$ ) приводит к тому, что оптическая толща в этот период чрезвычайно велика и эти эпохи фактически не доступны наблюдениям. При этом излучение “сцеплено” с веществом и плазма представляет собой фотонно-барионную жидкость, скорость звука в которой равна  $c/\sqrt{3}$ . Столь высокая упругость среды эффективно препятствовала падению барионной материи в гравитационные “ямы”, созданные темной материей. Рекомбинация означает связывание свободных зарядов, что позволяет реликтовому излучению (начиная с некоторого момента, который и называется “эпохой просветления Вселенной”) распространяться свободно, практически не взаимодействуя с веществом. При этом скорость звука уменьшается до значений, соответствующих значениям порядка  $\sqrt{k_B T / m_H}$ . Уменьшение упругости среды является необходимым фактором роста возмущений плотности барионной компоненты первичной среды и способствует образованию первичных гравитационно-связанных систем, из которых впоследствии формируются галактики и скопления галактик. Таким образом, исследование рекомбинации чрезвычайно важно для понимания физики формирования крупномасштабной структуры Вселенной и анализа экспериментальных данных по анизотропии РИ.

Существенный прогресс в наблюдениях анизотропии РИ, достигнутый во второй половине 1990-х годов (BOOMERANG, WMAP), привел к необходимости учета ряда тонких эффектов, которые могут повлиять на рекомбинацию первичных водорода и гелия на уровне 0.1 – 1% [6–14], и которые будет необходимо учитывать при анализе результатов будущих экспериментов по измерению анизотропии РИ (Planck и др.). Рассмотрению ряда таких эффектов посвящены первые две главы диссертации.

В процессе рекомбинации первичной плазмы формируется неравновесное рекомбинационное излучение, которое искажает (планковский) спектр РИ. Относительная величина этих искажений в рэлей-джинсовской части спектра РИ, доступной наблюдениям (т.е. не зашумленной радиоизлучением галактик) не превышает  $3 \cdot 10^{-7}$ , что соответствует абсолютным возмущениям температуры менее 1 мкК. Эта величина соответствует предельным значениям чувствительности современной аппаратуры, поэтому в настоящее время наблюдение этих спектральных искажений невозможно. Тем не менее, бурный прогресс в области создания измерительной техники, связанный с решением экспериментальных задач по наблюдению анизотропии РИ (где также приходится иметь дело с малыми возмущениями температуры величиной 1 - 100 мкК), позволяет надеяться, что эксперименты по наблюдению искажений спектра РИ, обусловленных рекомбинацией первичной плазмы, станут возможны в ближайшие десятилетия. Подобные эксперименты станут независимым космологическим тестом и позволят уточнить информацию о значениях таких космологических параметров как плотность барионов и доля гелия в первичном хим. составе Вселенной. Рассмотрению вопросов, связанных с формированием рекомбинационного излучения, посвящена третья глава диссертации.

### Цели работы.

1. Исследование влияния перепоглощения  $Ly\alpha$  квантов водорода, “покрасневших” в результате космологического красного смещения, на кинетику переходов  $HI\ 2s \leftrightarrow 1s$  (т.н. эффект обратной связи) и, тем самым, на кинетику рекомбинации первичного водорода.
2. Исследование влияния перепоглощения резонансных квантов  $HI\ (n+1) \rightarrow 1$  водорода, “покрасневших” в результате космологического красного смещения, на кинетику переходов  $HI\ n \leftrightarrow 1$  (эффект резонансной обратной связи) и, тем самым, на кинетику рекомбинации первичного водорода.
3. Исследование влияния нейтрального водорода, поглощающего резонансные кванты гелия  $HeI$ , на кинетику рекомбинации первичного гелия  $HeII \rightarrow HeI$ .
4. Расчет спектра излучения, возникающего при связанно-связанных переходах в атомах водорода в течение его рекомбинации.
5. Расчет спектра излучения  $HI\ Ly\alpha$ , обусловленного переизлучением резонансных квантов  $HeI$ , рождающихся при рекомбинации гелия  $HeII \rightarrow HeI$ .

### Новизна работы.

1. Впервые рассмотрено влияние “покрасневшего” рекомбинационного  $HI\ Ly\alpha$  излучения на скорость двухквантовых  $2s \rightarrow 1s$  переходов в водороде (эффект обратной связи). Рассчитан фактор подавления скорости  $2s \rightarrow 1s$  переходов, обусловленный этим эффектом. С использованием этого фактора рассчитана поправка к степени ионизации первичной плазмы, обусловленная эффектом обратной связи.
2. Аналитически рассмотрено влияние “покрасневшего” резонансного излучения  $HI\ (n+1) \rightarrow 1$  на скорость переходов  $HI\ n \rightarrow 1$  и рассчитаны соответствующие факторы подавления.
3. Получена приближенная формула для вероятности “гибели” резонансных фотонов при поглощении в континууме с учетом частичного перераспределения по частоте и комбинационного рассеяния. Данная формула при-

менена для расчета скорости нескомпенсированных резонансных переходов в гелии HeI, обусловленной поглощением резонансных квантов HeI нейтральным водородом. С учетом этого эффекта численно рассчитана рекомбинация гелия HeII→HeI.

4. Рассчитан спектр рекомбинационного излучения, вызванного связанно-связанными переходами, происходящими в атомах водорода между уровнями с большими значениями главных квантовых чисел  $n \leq 160$  в процессе рекомбинации первичной плазмы.
5. Получено аналитическое выражение для вероятности излучения фотона в заданной линии атома водорода (т.н. матрица КПД переходов).
6. Впервые рассчитан спектр излучения HI Ly $\alpha$ , обусловленного переизлучением резонансных квантов HeI, рожденных при рекомбинации гелия HeII→HeI.

**Достоверность научных результатов.** Результаты диссертации получены аналитически или путем численного моделирования. Их достоверность подтверждается использованием адекватных математических и численных методов в рамках физически разумных приближений. Результаты всех расчетов хорошо согласуются с результатами численных расчетов других научных групп [6, 10, 12, 15–17].

**Практическая значимость работы.** Результаты первой и второй глав диссертации необходимы для корректного анализа экспериментальных данных по анизотропии РИ от будущего спутникового эксперимента Planck. Результаты третьей главы диссертации могут быть полезны при планировании экспериментов по наблюдению спектральных искажений РИ, обусловленных рекомбинацией первичной плазмы.

**Основные положения, выносимые на защиту.**

1. Разработка метода расчета влияния "покрасневших" рекомбинационных Ly $\alpha$ -квантов водорода на скорость переходов HI  $2s \leftrightarrow 1s$  (т.н. эффект "обратной связи"). Расчет кинетики рекомбинации первичного водорода с учетом этого эффекта с использованием оригинального вычислительного кода.

2. Разработка метода учета влияния нейтрального водорода на кинетику рекомбинации HeII→HeI. Вывод кинетического уравнения, описывающего рекомбинацию HeII→HeI с учетом этого эффекта в рамках упрощенной ("трехуровневой") модели. Численный расчет рекомбинации HeII→HeI.

3. Использование оригинального вычислительного кода для расчета искажений спектра реликтового излучения, вызванных связанно-связанными переходами, происходящими в атомах водорода между уровнями с главными квантовыми числами  $n \leq 160$  в процессе рекомбинации первичной плазмы. Вывод аналитического выражения для вероятности излучения фотона в заданной линии атома водорода (т.н. матрица КПД переходов).

4. Построение модели формирования излучения HI Ly $\alpha$ , обусловленного рекомбинацией HeII→HeI, и выполнение расчета спектра этого излучения.

**Апробация работы и публикации.** Результаты, вошедшие в диссертацию, были получены в период с 2001 по 2008 гг. и изложены в 6 печатных работах (включая 4 статьи в реферируемых журналах). Результаты диссертационной работы были представлены:

На международных конференциях:

1. COSMION 2004, Россия, С.-Петербург, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, устный доклад "CMBR distortion concerned with recombination of the primordial hydrogen plasma.", Е.Е. Kholupenko, A.V. Ivanchik, and D.A. Varshalovich
2. Workshop on "The Physics of Cosmological Recombination", Germany, Garching, МРА, 2008, устный доклад "Effect of Resonant Re-absorption FeedBack during cosmological recombination of hydrogen", Е.Е. Kholupenko, A.V. Ivanchik, and D.A. Varshalovich

На всероссийской конференции "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2007", Россия, Москва, ИКИ, 2007, устный доклад "Космологическая рекомбинация гелия  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ ", Холупенко Е.Е., Иванчик А.В. и Варшалович Д.А.

На семинарах сектора теор. астрофизики ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на Низкоразмерном семинаре ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на конкурсах работ молодых ученых ФТИ им. А.Ф. Иоффе в 2005 и 2006 годах.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения, содержит 105 страниц печатного текста, 40 рисунков, 3 таблицы и список литературы, включающий 88 наименований.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** к диссертации сформулированы цели и задачи работы, обоснована актуальность работы, новизна и достоверность результатов, приведены положения, выносимые на защиту.

В **главе 1** рассмотрена рекомбинация первичного водорода и поправки к ней, обусловленные эффектами "обратных связей"  $\text{HI } 2p \rightarrow 1s \Rightarrow \text{HI } 2s \rightarrow 1s$  и  $\text{HI } (n+1) \rightarrow 1 \Rightarrow \text{HI } n \rightarrow 1$ .

В разделе 1.1 описаны параметры стандартной  $\Lambda\text{CDM}$  космологической модели, использованной при рассмотрении рекомбинации первичной плазмы и формировании искажения спектра реликтового излучения.

В разделе 1.2 рассмотрена модель равновесной рекомбинации первичного водорода как наиболее простая модель, позволяющая оценить временные рамки эпохи рекомбинации.

В разделе 1.3 рассмотрена упрощенная "трехуровневая" модель кинетики рекомбинации первичного водорода. Эта модель была разработана в работах [1] и [2]. Ее существенное отличие от модели равновесной рекомбинации состоит в том, что в ней учитывается непрозрачность плазмы для собственного резонансного излучения. Это означает, что излученный резонансный квант (например,  $\text{Ly}\alpha$ ) практически мгновенно (по сравнению с характерными временами рекомбинации и ионизации) поглощается другим атомом водорода. Поскольку этот резонансный квант является избыточным по отношению к равновесному фону излучения, то его поглощение приводит к избыточному (по сравнению с равновесным) заселению возбужденных состояний, которые в свою очередь легко ионизируются равновесным фоном излучения. Таким образом, непрозрачность плазмы приводит к превышению населенности континуума (т.е. степени ионизации) по сравнению с равновесным значением. Скорость рекомбинации определяется скоростью релаксации резонансных квантов. При рекомбинации водорода это главным образом "гибель"  $\text{Ly}\alpha$ -квантов

за счет двухквантового распада уровня  $2s$  и выход  $Ly\alpha$ -квантов из профиля резонансной линии  $Ly\alpha$  за счет космологического красного смещения. Именно скорость релаксации  $Ly\alpha$ -квантов определяет величину затяжки рекомбинации по сравнению с рекомбинацией по Саха (равновесной рекомбинацией). “Трехуровневой” эта модель рекомбинации называется по следующей причине: одно из предположений данной модели состоит в том, что все возбужденные состояния (начиная с уровня 2) находятся в равновесии, которое поддерживается быстрыми радиативными переходами ( $10^2 - 10^7 \text{ сек}^{-1}$ ), индуцированными равновесным фоном излучения с температурой  $0.25 - 0.4 \text{ эВ}$ . Таким образом, все возбужденные состояния могут рассматриваться как подуровни одного мультиуровня, населенности которых удовлетворяют распределению Больцмана, в то время как населенность мультиуровня относительно основного состояния определяется с помощью кинетического уравнения. Это и позволяет говорить о том, что у рассматриваемого модельного атома водорода есть три уровня: основное состояние  $1s$ , эффективный мультиуровень (включающий уровни с главным квантовым числом  $n \geq 2$ ), и ионизованное состояние (континуум).

Расчеты с использованием этой модели хорошо согласуются с расчетами с использованием т.н. многоуровневых моделей (т.е. моделей, где все уровни рассматриваются по отдельности, а их населенности находят путем решения системы кинетических уравнений), осуществленными в работах [18] и [19]. Поэтому в дальнейшем на трехуровневую модель будем ссылаться как на стандартную. При поиске поправок к кинетике рекомбинации первичной плазмы в диссертации используется именно эта модель.

В разделе 1.4 рассмотрен перенос излучения в резонансной линии  $Ly\alpha$  в условиях бесконечной однородной изотропной расширяющейся среды. Решение этой задачи является необходимым этапом рассмотрения кинетики рекомбинации первичной плазмы, поскольку именно оно позволяет установить скорость релаксации неравновесных  $Ly\alpha$ -квантов вследствие выхода из профиля линии из-за космологического красного смещения. Кроме того в этом разделе получено приближенное уравнение переноса излучения в резонансных линиях, использование которого оказывается чрезвычайно плодотвор-

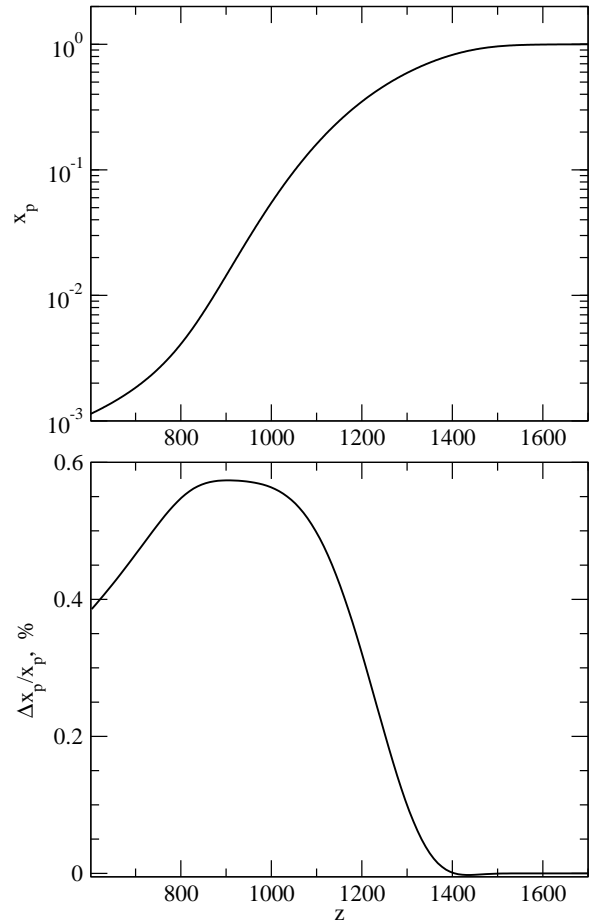


Рис. 1: **Верхний рисунок:** Степень ионизации  $x_p$  первичной водородной плазмы в зависимости от красного смещения  $z$ . **Нижний рисунок:** Относительное изменение  $\Delta x_p/x_p = (x_p - x_p^{st})/x_p^{st}$  степени ионизации по сравнению со стандартной моделью рекомбинации [2,20], связанное с учетом индуцированных переходов и эффекта обратной связи  $\text{HI } 2p \rightarrow 1s \Rightarrow \text{HI } 2s \rightarrow 1s$ .

ным при рассмотрении ряда задач по теории рекомбинации и формированию рекомбинационного излучения.

В разделе 1.5 рассмотрен эффект “обратной связи”  $\text{HI } 2p \rightarrow 1s \Rightarrow \text{HI } 2s \rightarrow 1s$  и его влияние на кинетику рекомбинации. Получена формула для фактора подавления скорости  $2s \rightarrow 1s$  переходов, обусловленного этим эффектом:

$$C_{2s1s} = \int_0^{1/2} \phi(\nu/\nu_{21}) (1 + \eta^0(\nu)) \left( \frac{\Upsilon(z) - \Upsilon(z')}{\Upsilon(z) - 1} \right) d\left(\frac{\nu}{\nu_{21}}\right) \quad (1)$$

где  $\phi(\nu/\nu_{21})$  - профиль спектра двухквантового распада, нормированный следующим условием  $\int_0^{1/2} \phi(y) dy = 1$ ,  $\Upsilon(z) = \eta_{21}(z)/\eta_{21}^0(z)$  - отношение числа заполнения фотонного поля в линии  $\text{Ly}\alpha$   $\eta_{21}(z)$  с учетом неравновесного рекомбинационного излучения к равновесному числу заполнения фотонного поля в линии  $\text{Ly}\alpha$   $\eta_{21}^0(z)$ , а параметр  $z'$  дается следующей формулой:  $z' = (1 + z)\nu_{21}/\nu - 1$ . Знание фактора подавления  $C_{2s1s}$  позволяет вычислить скорость переходов  $2s \rightarrow 1s$  с учетом обратной связи  $\text{HI } 2p \rightarrow 1s \Rightarrow \text{HI } 2s \rightarrow 1s$  по следующей формуле:

$$J_{2s1s} = C_{2s1s} A_{2s1s} \left( N_{2s} - N_{1s} \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{k_B T}\right) \right) \quad (2)$$

где  $A_{2s1s} = 8.22 \text{ с}^{-1}$  - коэффициент спонтанного двухквантового распада  $\text{HI } 2s \rightarrow 1s$ ,  $N_{2s}$  и  $N_{1s}$  - населенности уровней  $2s$  и  $1s$  соответственно. Формула (2), в свою очередь, позволяет рассчитать поправку к степени ионизации первичного водорода, обусловленную обратной связью  $\text{HI } 2p \rightarrow 1s \Rightarrow \text{HI } 2s \rightarrow 1s$  (см. рис. 1).

В разделе 1.6 рассмотрен эффект резонансной обратной связи  $\text{HI } (n+1) \rightarrow 1 \Rightarrow \text{HI } n \rightarrow 1$  и его влияние на кинетику рекомбинации. Получена формула для фактора подавления скорости  $n \rightarrow 1$  переходов, обусловленного этим эффектом:

$$C_n = \left( 1 - \frac{g_n}{g_{n+1}} \frac{N_1(z)}{N_n(z)} \frac{N_{n+1}(z'')}{N_1(z'')} \right) \left( 1 - \frac{g_n N_1}{g_1 N_n} \eta_n^0 \right)^{-1} \quad (3)$$

где  $g_n$  - статистический вес уровня  $n$ ,  $N_n$  - населенность уровня  $n$ ,  $\eta_n^0$  равновесное число заполнения фотонного поля в линии  $n \rightarrow 1$ , а параметр  $z''$  дается следующей формулой:  $z'' = (1 + z)\nu_{n+1}/\nu_n - 1$  (где  $\nu_n$  - частота перехода  $n \rightarrow 1$ ). Знание фактора подавления  $C_n$  позволяет вычислить скорость переходов  $n \rightarrow 1$  с учетом обратной связи  $\text{HI } (n+1) \rightarrow 1 \Rightarrow \text{HI } n \rightarrow 1$  по следующей формуле:

$$J_{n1} = C_n P_{n1} A_{n1} \left( N_n - \frac{g_n}{g_1} N_1 \exp\left(-\frac{h\nu_n}{k_B T}\right) \right) \quad (4)$$

где  $A_{n1}$  - коэффициент спонтанных переходов  $\text{HI } n \rightarrow 1$ ,  $P_{n1}$  вероятность нескомпенсированных переходов  $\text{HI } n \rightarrow 1$ , обусловленная перепоглощением собственного резонансного излучения  $\text{HI } n \rightarrow 1$  (т.е. непрозрачностью плазмы для собственного резонансного излучения о которой шла речь в разделе 1.3). Вероятность  $P_{n1}$  используется в многоуровневых моделях рекомбинации и в

стандартной модели для расчета скорости переходов  $2p \rightarrow 1s$  и рассчитывается по формуле:

$$P_{n1} = \tau_{n1}^{-1} (1 - \exp(-\tau_{n1})) \quad (5)$$

где  $\tau_{n1}$  - оптическая толща в линии  $\text{HI } n \rightarrow 1$ , данная формулой:

$$\tau_{n1} = \frac{g_n A_{n1} N_1 c^3}{g_1 8\pi H \nu_n^3} \quad (6)$$

где  $H$  - постоянная Хаббла как функция красного смещения  $z$ . Формула (4) позволяет рассчитать поправку к степени ионизации первичного водорода, обусловленную обратной связью  $\text{HI } (n+1) \rightarrow 1 \Rightarrow \text{HI } n \rightarrow 1$  (см. рис. 2).

В разделе 1.7 дан обзор наиболее существенных поправок к кинетике рекомбинации первичной плазмы, к которым относятся поправки за счет учета двухквантовых распадов возбужденных состояний с главным квантовым числом  $n \geq 3$  (см. например [13]), отдачи при рассеянии фотона на атоме [14] и др.

В **главе 2** рассмотрены две стадии рекомбинации первичного гелия  $\text{HeIII} \rightarrow \text{HeII}$  и  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  и поправка к кинетике рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ , обусловленная поглощением резонансных квантов  $\text{HeI}$  нейтральным водородом, что приводит к существенному ускорению рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ .

Раздел 2.1 является обзорным. В нем рассмотрена рекомбинация первичного гелия  $\text{HeIII} \rightarrow \text{HeII}$  согласно формуле Саха (т.е. равновесная рекомбинация) и “трехуровневая” модель рекомбинации  $\text{HeIII} \rightarrow \text{HeII}$  [20], которая вполне аналогична “трехуровневой” модели для водорода (это сходство тем более сильно, что  $\text{HeII}$  ( $\text{He}^+$ ) является водородоподобным ионом). Показано, что отличие между степенью ионизации гелия (долей  $\text{HeIII}$ ), рассчитанной согласно формуле Саха и согласно “трехуровневой” модели пренебрежимо мало.

Раздел 2.2, который так же носит обзорный характер, посвящен рассмотрению модели равновесной рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  как наиболее простой модели, позволяющей получить зависимость степени ионизации гелия от красного смещения в аналитической форме. Как и в случае рекомбинации первичного водорода, эта модель на практике оказывается неприменимой для описания процесса рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  из-за того, что она не учитывает непрозрачность гелиевой компоненты плазмы для собственного резонансного излучения.

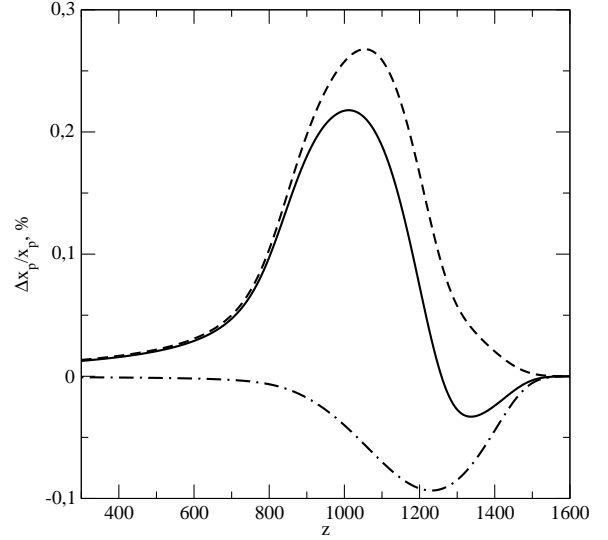


Рис. 2: Относительные изменения степени ионизации: штрих-пунктирная кривая соответствует разнице между моделью, учитывающей переходы из высоковозбужденных состояний ( $2 \leq n \leq 30$ ) в основное состояние и стандартной моделью, штриховая кривая - разнице между моделью, учитывающей обратные связи и моделью, учитывающей переходы из высоковозбужденных состояний, сплошная кривая - разнице между моделью с обратными связями и стандартной моделью.

Раздел 2.3 посвящен рассмотрению рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  и формулировке “трехуровневой” модели для данного случая [3, 6, 17, 20]. Эта модель оказывается несколько сложнее, чем в случае водорода, поскольку нейтральный атом гелия  $\text{HeI}$  является двухэлектронной системой. Это обстоятельство влечет за собой два важных отличия:

1. Возбужденный атом гелия  $\text{HeI}$  может находиться в состояниях, различающихся суммарным спином электронов:  $S = 0$  - синглетное состояние (парагелий) и  $S = 1$  - триплетное состояние (ортогелий). Переходы между этими состояниями запрещены, т.е. скорости переходов с изменением суммарного спина пренебрежимо малы по сравнению со скоростями переходов без изменения суммарного спина. Это приводит к тому, что возбужденные атомы гелия  $\text{HeI}$  в первичной плазме образуют два ансамбля, переходы между которыми возможны только через промежуточные состояния - континуум и основное состояние  $1S$ . Переход между триплетным  $2^3P$  и синглетным  $1^1S$  состояниями хотя и является запрещенным, тем не менее коэффициент этого перехода  $A_{2^3P \rightarrow 1^1S} = 177.58 \text{ с}^{-1}$  сравним с коэффициентом двухквантового распада синглетного состояния  $2^1S$   $A_{2^1S \rightarrow 1^1S} = 51.3 \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, в кинетическом уравнении, описывающем рекомбинацию  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  возникает дополнительное слагаемое, соответствующее скорости триплет-синглетных переходов  $2^3P \rightarrow 1^1S$ , посредством которых атомы гелия могут переходить в основное состояние  $1^1S$ , также как и посредством переходов в синглетной структуре гелия  $2^1P \rightarrow 1^1S$  и  $2^1S \rightarrow 1^1S$ .

2. В отличие от случая рекомбинации первичного водорода расщепление в тонкой структуре нейтрального атома гелия (0.6 эВ для  $2^1S$  и  $2^1P$  состояний) сравнимо с температурой излучения в эпоху рекомбинации гелия  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  (0.35 - 0.7 эВ), что приводит к некоторым отличиям в структуре факторов подавления (скорости переходов собственным резонансным излучением), используемых в кинетическом уравнении, описывающем рекомбинацию  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ .

В разделе 2.4 рассмотрен вопрос о переносе излучения в линии при наличии поглощения в континууме на примере переноса резонансного излучения  $\text{HeI}$  при наличии небольшого ( $10^{-5} - 10^{-2}$ ) количества нейтрального водорода.

В разделе 2.5 рассмотрен вопрос о вероятности “гибели” резонансных фотонов в процессе переноса излучения в линии при наличии поглощения в континууме с учетом частичного перераспределения по частоте и комбинационного рассеяния. В диссертации эта ситуация рассмотрена на примере поглощения резонансных квантов  $\text{HeI}$  нейтральным водородом. На поздних стадиях рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$   $z \lesssim 2000$  вероятность “гибели” при поглощении нейтральным водородом  $P^H$  дает определяющий вклад в суммарную вероятность релаксации резонансных фотонов  $\text{HeI}$   $P = P^{red} + P^H$ . Остальной вклад вносит модифицированная вероятность выхода резонансных квантов из профиля линии вследствие космологического красного смещения  $P^{red}$ .

Для вероятности “гибели” резонансных фотонов получена следующая формула:

$$P^H \simeq P_D^H + P_G^H + P_R^H \quad (7)$$

где  $P_D^H$ ,  $P_G^H$  и  $P_R^H$  вклады в вероятность  $P^H$  от различных частотных диапазонов профиля резонансной линии.

Вклад  $P_D^H$  обусловлен “гибелью” фотонов из области “доплеровского” ядра (т.е. полосы частот вокруг центральной частоты линии шириной несколько тепловых ширин) и дается следующей формулой [21]:

$$P_D^H(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pi^{-1/2} \exp(-y^2)}{1 + \gamma \exp(-y^2)} dy \quad (8)$$

где  $\gamma$  - отношение коэффициентов поглощения фотонов в линии и в континууме на центральной частоте линии.

Вклад  $P_G^H$  обусловлен “гибелью” фотонов из области “близких” крыльев (шириной 40 - 80 тепловых ширин вокруг доплеровского ядра) и дается следующей формулой [22]:

$$P_G^H = (8\lambda a)^{1/4} \pi^{-5/8} \gamma^{-3/4} F\left(\frac{1}{2}, 2, s+2, \frac{1}{2}\right) \frac{\Gamma(s+3/2)}{\Gamma(s+2)} \quad (9)$$

где  $a$  - фойгтовский параметр рассматриваемой линии,  $\lambda$  - альбеда однократного рассеяния. Параметр  $s$  дается следующей формулой:

$$s = 2^{-3/2} \pi^{-1/4} (1 - \lambda) \lambda^{-1/2} a^{1/2} \gamma^{1/2} - 1/4 \quad (10)$$

Вклад  $P_R^H$  обусловлен “гибелью” фотонов из области “далеких” крыльев и дается следующей формулой:

$$P_R^H = 2(1 - \lambda) \sqrt{\frac{a}{(1 - \lambda)\gamma\pi^{3/2}}} \left( \frac{\pi}{2} - \arctan(f(a, \lambda, \gamma)) \right) \quad (11)$$

где  $f(a, \lambda, \gamma)$  определяется следующим выражением

$$f(a, \lambda, \gamma) \simeq A_1 2^{1/4} \pi^{1/8} (1 - \lambda)^{-1/2} \lambda^{1/4} (a\gamma)^{-1/4} \sqrt{\ln \gamma} \quad (12)$$

Значение коэффициента  $A_1 = 0.5$  определяется из условия наилучшего соответствия результатов расчетов зависимости  $P = P^{red} + P^H$  (рис. 3), полученной в рамках настоящей работы и работы [16].

Для вероятности  $P^{red}$  получена следующая формула:

$$P^{red} = (1 + \gamma^{-1})^{-2} P_{n1} \quad (13)$$

где величина  $P_{n1}$  дается формулой (5).

Также в разделе 2.5 приведены результаты расчетов степени ионизации гелиевой компоненты первичной плазмы при учете влияния нейтрального водорода для различных моделей перераспределения резонансных фотонов по частоте (см. рис. 4).

**Глава 3** посвящена рассмотрению задач о формировании искажений спектра РИ, связанных с рекомбинацией первичной плазмы.

В разделе 3.1 рассмотрено формирование искажений спектра РИ, вызванных связанно-связанными переходами, происходящими в атомах водорода в процессе рекомбинации водородной компоненты первичной плазмы.

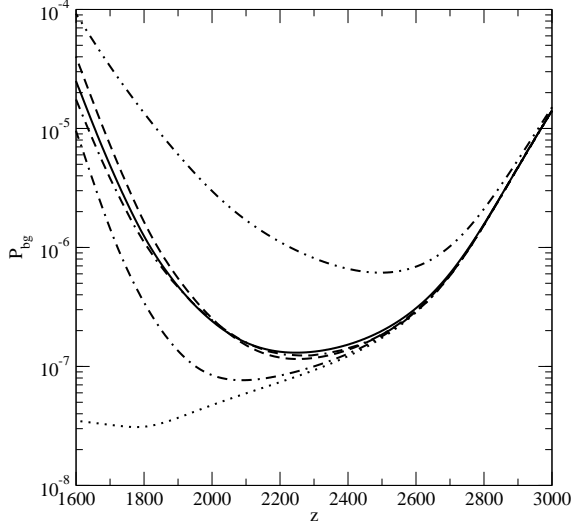


Рис. 3: Вероятность нескомпенсированных HeI  $2^1P \rightarrow 1^1S$  переходов (или, что тоже самое, вероятность “релаксации” резонансных HeI  $2^1P \rightarrow 1^1S$  квантов)  $P$  как функция красного смещения  $z$  для различных моделей поглощения и перераспределения по частоте в линии HeI  $2^1P \rightarrow 1^1S$ : штрихпунктирная кривая соответствует использованию доплеровского профиля поглощения, сплошная кривая - частичное перераспределение по частоте (настоящая работа), кривая два штриха-точка - частичное перераспределение по частоте [16], штриховая кривая - частичное перераспределение по частоте, приближение [17], кривая штрих с двумя точками соответствует использованию фойгтовского профиля поглощения при полном перераспределении по частоте, пунктирная кривая - соболевская вероятность  $P_{21}$  (рассчитанная по формуле (5)). Кривые рассчитаны для значений космологических параметров, принятых в работе [16].

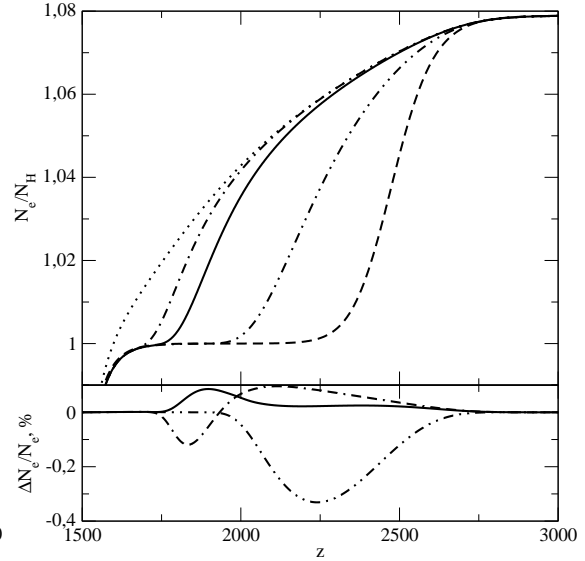


Рис. 4: **Верхняя панель:** Относительное количество свободных электронов  $N_e/N_H$  как функция красного смещения  $z$ : штриховая кривая - равновесная рекомбинация, пунктирная кривая - рекомбинация согласно модели без учета поглощения резонансных квантов HeI нейтральным водородом, штрихпунктирная кривая - рекомбинация согласно модели, использующей в качестве профилей поглощения и излучения доплеровский профиль, сплошная кривая - рекомбинация согласно модели, предложенной в диссертационной работе, кривая штрих с двумя точками - рекомбинация, рассчитанная с использованием приближения полного перераспределения по частоте в резонансных линиях HeI. Все кривые рассчитаны для значений космологических параметров, принятых в работе [16]. **Нижняя панель:** Относительная разница в доле свободных электронов для различных моделей рекомбинации: сплошная кривая - разница между результатами настоящей работы и результатами [16] для моделей с частичным перераспределением по частоте, кривая штрих с двумя точками - разница между результатами настоящей работы и результатами [16] для моделей с полным перераспределением по частоте, кривая два штриха-точка - разница между результатами, соответствующими использованию модели [17] и результатами [16] для модели с частичным перераспределением по частоте.

С использованием точного решения уравнения переноса излучения в линиях водорода, рассчитаны интенсивность рекомбинационного излучения и относительные искажения температуры РИ  $\Delta T/T$ , обусловленные рассматриваемыми переходами. Используя точное решение уравнения переноса в линиях, показано, что для расчета относительного искажения температуры в оптически тонкой линии  $i \rightarrow k$  может быть применена следующая формула (приведенная ранее в работах [23] и [24]):

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{c^3}{8\pi\nu_{ik}^3} (1+z) \frac{dx_p}{dz} \frac{h\nu_{ik}}{k_B T(z)} N_H(z) \theta_{ik} \quad (14)$$

где  $N_H$  - суммарная концентрация атомов и ионов водорода, как функция  $z$ ,  $x_p$  - доля свободных протонов,  $\theta_{ik} \equiv J_{ik}/J_{21}$  - вероятность излучения фотона в линии  $i \rightarrow k$  атома водорода (где  $J_{ik}$  и  $J_{21}$  [см<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>] - скорости переходов  $i \rightarrow k$  и  $2 \rightarrow 1$  соответственно).

Для величины  $\theta_{ik}$  (еще ее называют матрицей КПД радиативных переходов) найдена следующая аналитическая формула (ранее матрица КПД получалась по определению путем численного расчета [24, 25]):

$$\theta_{ik} = (R_{ik}(Q^{-1})_{i2} - R_{ki}(Q^{-1})_{k2}) \quad (15)$$

где  $R_{ik}$  [с<sup>-1</sup>] - коэффициент радиативных переходов  $i \rightarrow k$ , а матрица  $Q$  определена следующими равенствами:

$$Q_{ik} = R_{ki}, \quad i \neq k; \quad Q_{ii} = - \left( \sum_{k=2}^{\infty} R_{ik} + \beta_i \right) \quad (16)$$

здесь  $\beta_i$  - коэффициент ионизации атома водорода, находящегося на уровне  $i$ . Поскольку рекомбинация первичного водорода происходила на ранних стадиях развития Вселенной, то фотоны, излученные при этом испытывают сильное красное смещение (в 1000 - 1500 раз вследствие расширения Вселенной). Сейчас они могут регистрироваться на частотах  $\nu_{ik}^{obs} = \nu_{ik}/(1+z)$  (где  $z$  - красное смещение, соответствующее моменту испускания кванта), т.е. для переходов между уровнями с главными квантовыми числами  $2 \leq i, k \leq 160$ , спектр рекомбинационного излучения попадает в радиодиапазон 1 МГц - 800 ГГц. Таким образом, искажение спектра РИ, обусловленное связанно-связанными переходами между возбужденными состояниями атомов водорода в процессе космологической рекомбинации может наблюдаться методами радиоастрономии. Типичная ширина спектральных деталей, которые образуются в результате рекомбинации может быть оценена из формулы (14) и составляет

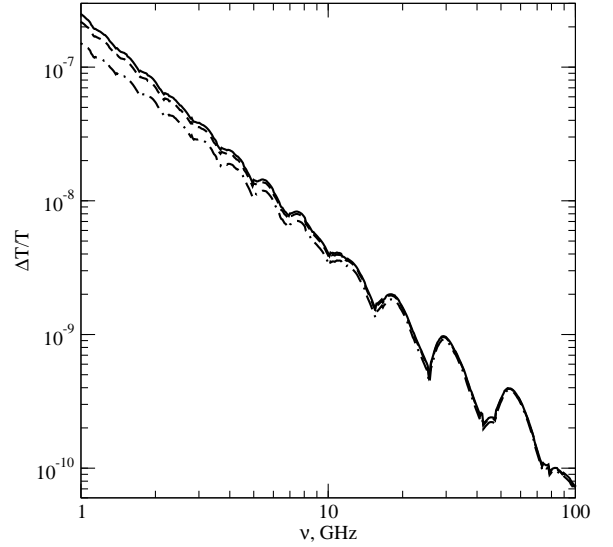


Рис. 5: Относительное искажение температуры РИ, обусловленное связанно-связанными переходами в процессе рекомбинации первичного водорода для различных моделей атома: снизу вверх показаны кривые для 40 (штрих-пунктирная кривая), 80 (штриховая кривая) и 160 (сплошная кривая) уровней атома водорода.

примерно  $(\Delta\nu/\nu) = \Delta z/(1+z) \simeq 0.3$ , где  $\Delta z \simeq 500$  длительность эпохи рекомбинации. Столь большая относительная ширина космологических рекомбинационных линий приводит к их перекрытию и формированию спектра с невысокой контрастностью, который носит скорее непрерывный характер, чем линейчатый (см. рис. 5). Следует также отметить формирование возрастающего тренда температуры в сторону уменьшения частот, что обусловлено возрастанием количества линий водородного спектра в единичном интервале частот при уменьшении частоты.

В разделе 3.2 рассмотрено формирование излучения  $\text{HI Ly}\alpha$ , обусловленного рекомбинацией  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ . Интерес к этой задаче связан с тем, что на поздних стадиях рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  ( $z \lesssim 2000$ ), когда начинает сказываться влияние нейтрального водорода, рекомбинация  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  существенно ускоряется, что способствует формированию более узких спектральных деталей, чем в случае рекомбинации водорода. Еще одним обстоятельством, вызывающим интерес, является то, что резонансные кванты гелия  $\text{HeI}$  после выхода из профиля линии распрстраняются не свободно (как это происходит с квантами  $\text{Ly}\alpha$  водорода), а взаимодействуют с нейтральным водородом, что, в конечном итоге, приводит к их расщеплению на фотоны  $\text{HI Ly}\alpha$  и субординатные фотоны, спектр которых соответствует спектру водорода. Таким образом, мы не можем наблюдать резонансное излучение  $\text{HeI}$  непосредственно, но можем наблюдать излучение  $\text{HI Ly}\alpha$ , обусловленное переизлучением резонансных фотонов  $\text{HeI}$ , рожденных в процессе рекомбинации  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ . Этот процесс приводит к формированию уникальной спектральной детали в виновской части спектра РИ. Форма этой детали, зависящая от космологических параметров, может быть предсказана теоретически с высокой точностью, и экспериментальное наблюдение хотя бы даже только максимума этой линии может дать ценную информацию о количестве первичного гелия.

Для расчета спектра излучения  $\text{HI Ly}\alpha$ , обусловленного рекомбинацией  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$  была получена следующая формула:

$$\Delta\eta(\nu_{21}, z) = \frac{c^3 N_{\text{He}}(z) |\dot{x}_{\text{HeII}}(z)|}{8\pi\nu_{21}^3 H(z)} \quad (17)$$

где  $\Delta\eta$  - вклад в число заполнения фотонного поля в линии  $\text{HI Ly}\alpha$  (т.е. на частоте перехода  $\text{HI } 2 \rightarrow 1 \nu_{21}$ ), обусловленный рекомбинацией  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ ,  $N_{\text{He}}$  - суммарная концентрация атомов и ионов гелия,  $x_{\text{HeII}}$  - доля однократ-

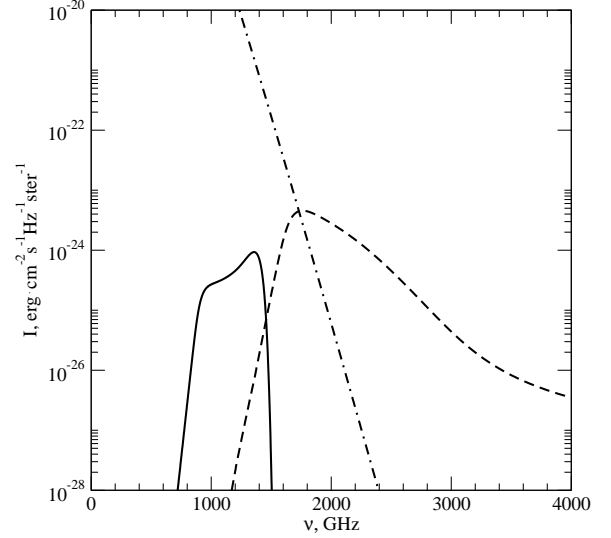


Рис. 6: Интенсивность рекомбинационного излучения как функция частоты: штриховая кривая - излучение  $\text{HI Ly}\alpha$ , обусловленное рекомбинацией первичного водорода, сплошная кривая - излучение  $\text{HI Ly}\alpha$ , обусловленное рекомбинацией первичного гелия  $\text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$ . Штрих-пунктирная кривая - интенсивность равновесного излучения с температурой  $T = 2.725$  К.

но ионизованного гелия в общем количестве атомов и ионов гелия. Спектр излучения  $\text{H I Ly}\alpha$ , обусловленного рекомбинацией  $\text{He II} \rightarrow \text{He I}$ , который можно наблюдать в настоящую эпоху (см. рис. 6), может быть найден с использованием следующего соотношения:

$$\Delta\eta^{obs}(\nu) = \Delta\eta(\nu_{21}, z') \quad (18)$$

где  $z' = \nu_{21}/\nu - 1$ .

В разделе 3.3 обсуждаются некоторые особенности наблюдения реликтовых рекомбинационных линий, обусловленные наличием инфракрасного фонового излучения и фонового радиоизлучения.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы.

## ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. На примере обратной связи  $\text{Ly}\alpha \Rightarrow 2s \leftrightarrow 1s$  впервые показано, что обратные связи оказывают влияние на кинетику рекомбинации на уровне около 1% для эпохи последнего рассеяния ( $z = 1050 - 1100$ ).
2. Поглощение резонансных квантов  $\text{He I}$  нейтральным водородом оказывает существенное влияние на кинетику рекомбинации  $\text{He II} \rightarrow \text{He I}$ . В эпоху  $z \simeq 1750$  относительное изменение количества свободных электронов по сравнению с моделью без учета влияния нейтрального водорода составляет -3%. Использование аналитического подхода (развитого в диссертации) для описания поглощения резонансных квантов  $\text{He I}$  нейтральным водородом позволяют воспроизвести результаты расчетов многоуровневых кодов [12] и [16] с относительной точностью не хуже 0.1%.
3. Относительная величина искажения РИ в диапазоне 1 - 100 ГГц не превышает  $3 \cdot 10^{-7}$ . Варьирование  $\Omega_b$  показывает, что искажение температуры прямо пропорционально плотности барионной материи.
4. Впервые показано, что максимум интенсивности рекомбинационного излучения  $\text{H I Ly}\alpha$ , обусловленного рекомбинацией  $\text{He II} \rightarrow \text{He I}$  находится в диапазоне частот 1100 - 1500 ГГц и составляет около  $10^{-24}$  эрг·см $^{-2}$ с $^{-1}$  стер $^{-1}$ Гц $^{-1}$ .

## СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Холупенко Е.Е., Иванчик А.В. и Варшалович Д.А., Искажение спектра РИ, связанное с рекомбинацией первичной водородной плазмы. // препринт ФТИ 1758 (2002) (формулировка математической модели, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов и подготовка препринта).
2. E.E. Kholupenko, A.V. Ivanchik, and D.A. Varshalovich, CMBR distortion concerned with recombination of the primordial hydrogen plasma. // *Gravitation & Cosmology*, 11, 161 (2005) (формулировка математической модели, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов и подготовка статьи).
3. Холупенко Е.Е. и Иванчик А.В., Двухфотонные переходы  $2s \leftrightarrow 1s$  в ходе рекомбинации водорода во Вселенной // Письма в *Астрономический*

- Журнал, 32, 883 (2006) (участие в постановке задачи, формулировка математической модели, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов и подготовка статьи).
4. Е. Е. Kholupenko, A. V. Ivanchik and D. A. Varshalovich, Rapid HeII→HeI recombination and radiation arising from this process. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 378, L39 (2007) (участие в постановке задачи, формулировка математической модели, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов и подготовка статьи).
  5. Холупенко Е.Е., Иванчик А.В. и Варшалович Д.А., Космологическая рекомбинация гелия HeII→HeI // тезисы всероссийской конференции "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2007", Москва, 2007 (участие в постановке задачи, формулировка математической модели, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов и подготовка текста тезисов).
  6. Холупенко Е.Е., Иванчик А.В. и Варшалович Д.А., Рекомбинация первичной гелиевой плазмы HeII→HeI с учетом влияния нейтрального водорода. // Письма в Астрономический Журнал, 34, 803 (2008) (участие в постановке задачи, формулировка математической модели, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов и подготовка статьи).

#### Список литературы

- [1] Зельдович Я.Б., Курт В.Г. и Сюняев Р.А., ЖЭТФ, 55, 278 (1968)
- [2] Пиблс (P. J. Peebles), Astrophys. J., 153, 1, (1968).
- [3] Матсуда и др. (T. Matsuda, H. Sato and H. Takeda), Progr. Theor. Phys., 42, N2, 219, (1969)
- [4] Стэнсил и др. (P. C. Stancil, A. Loeb, M. Zaldarriaga, A. Dalgarno and S. Lepp), Astrophys. J., 580, 29, 2002
- [5] Галли и Палла (D. Galli, F. Palla), Planetary and Space Science, 50, 1197, 2002
- [6] Дубрович В.К. и Грачев С.И., ПАЖ, 31, 403 (2005)
- [7] Бургин М.С., Кауц В.Л., Шахворостова Н.Н. ПАЖ, 32, 563 (2006)
- [8] Холупенко Е.Е. и Иванчик А.В., ПАЖ, 32, 12, 883 (2006)
- [9] Хлуба и Сюняев (J. Chluba and R.A. Sunyaev) A&A, 446, 39 (2006)
- [10] Хлуба и Сюняев (J. Chluba and R.A. Sunyaev), A&A, 475, 109 (2007)
- [11] Хлуба и Сюняев (J. Chluba and R.A. Sunyaev), A&A, 478, L27 (2008)
- [12] Свайтцер и Хирата (E.R. Switzer and C.M. Hirata), Ph. Rv. D, 77, id. 083006 (2008)
- [13] Хирата (C.M. Hirata), arXiv:0803.0808
- [14] Грачев С.И. и Дубрович В.К., ПАЖ, 34, 483 (2008)
- [15] Рубино-Мартин и др. (J.A. Rubino-Martin, J. Chluba and R.A. Sunyaev) MNRAS, 371, 1939 (2006)
- [16] Рубино-Мартин и др. (J.A. Rubino-Martin, J. Chluba and R.A. Sunyaev) A&A, 485, 377 (2008)
- [17] Вонг и др. (W.Y. Wong, A. Moss and D. Scott), MNRAS, 386, 1023 (2008)
- [18] Грачев С.И. и Дубрович В.К., Астрофизика, 34, 249 (1991)
- [19] Сигер и др. (S. Seager, D. Sasselov and D. Scott), Astrophys. J. Suppl., 128, 407, 2000
- [20] Сигер и др. (S. Seager, D. Sasselov and D. Scott), Astrophys. J. Letters, 523, L1, 1999
- [21] Иванов В.В., *Перенос излучения и спектры небесных тел*, (М.: "Наука", 1969)
- [22] Грачев С.И., Астрофизика, 28, 205 (1988)
- [23] Дубрович В.К., ПАЖ, 1, 3 (1975)
- [24] Бернштейн И.Н., Бернштейн Д.Н., Дубрович В.К., Астрон. Журнал, 54, 727 (1977)
- [25] Бургин М.С., Астрон. Журн., 80, 771 (2003)