

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 45

МАЙ, 2002

ВЫПУСК 2

ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ И ОБИЛИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ГЕЛИЯ ПО ДАННЫМ ПРЯМЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Г.Н.Застенкер, Э.Салерно, Ф.Бюлер, П.Бокхслер, М.Басси, Ю.Н.Агафоноф, Н.А.Эйсмонт, В.В.Храпченков, Г.Буземанн 159

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ФУОРА V1057 Cyg ОТ МОМЕНТА ВСПЫШКИ ДО НАШИХ ДНЕЙ

Е.Н.Копачкая, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской, О.С.Шулов 175

НЕОБЫЧНАЯ ЗВЕЗДА Ae/Be ХЕРБИГА XY Per A

Я.Н.Чхиквадзе 183

ОЦЕНКА ШКАЛЫ СЛИЯНИЯ КОМПОНЕНТОВ КОНТАКТНЫХ ДВОЙНЫХ ТИПА W UMa

Г.Н.Дремова, М.А.Свечников 193

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С ЯДРОМ, СОСТОЯЩИМ ИЗ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Д.М.Седракян, Д.Блашке 203

ИЗМЕНЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ПРИ ЕЕ РЕИОНИЗАЦИИ

В.Г.Горбацкий 213

ТРАНСФОРМАЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ВОЛН НА НЕПОДВИЖНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦАХ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ. II

Г.Б.Нерсисян, Д.М.Седракян, Г.Г.Матевосян 223

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչևի (Ռուսաստան), Է.Ե.Նաչկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոցյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բխնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինիև (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենկև (Ռուսաստան), Դ.Կուկու (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկոբոյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Ստրուկովաձև (Վրաստան), Ե.Թերվյան (ՄԼՆ):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Գրադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^Г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e-mail: astrofiz @ sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2002

УДК: 524.5-36

ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ И ОБИЛИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ГЕЛИЯ ПО ДАННЫМ ПРЯМЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Г.Н.ЗАСТЕНКЕР¹, Э.САЛЕРНО², Ф.БЮЛЕР², П.БОКХСЛЕР²,
М.БАССИ², Ю.Н.АГАФОНОВ¹, Н.А.ЭЙСМОНТ¹,
В.В.ХРАПЧЕНКОВ¹, Г.БУЗЕМАНН²

Поступила 10 декабря 2001

Принята к печати 25 января 2002

Одной из важных проблем астрофизики является определение содержания изотопов гелия ^3He и ^4He в различных областях Вселенной, так как это содержание может быть свидетельством интенсивности различных возможных процессов создания и распада легких элементов и отражать, тем самым, ее историю. В статье описываются методика и результаты впервые проведенного прямым методом определения обилия изотопов гелия в ближней межзвездной среде, окружающей Солнечную систему. Эксперимент был осуществлен на пилотируемой станции МИР путем длительного экспонирования в открытом космосе образцов металлической фольги с последующим их возвращением на Землю и детальным лабораторным масс-спектрометрическим анализом. В результате удалось получить для ближней межзвездной среды оценку концентрации ^4He (около $7.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$) и изотопного соотношения $^3\text{He}/^4\text{He}$ (около $1.7 \cdot 10^{-4}$).

1. *Введение.* Определение элементного и изотопного состава различных астрофизических объектов (звезд, твердого вещества планет и их атмосфер, облаков нейтрального и ионизированного газа, метеоритов и т.д.) может дать прямую информацию о химической структуре галактического вещества на различных галактоцентрических расстояниях и в различные эпохи его эволюции. В этом отношении наблюдение обилия разных компонент очень важно, так как позволяет проверить предсказания модели галактической химической эволюции и установить ограничения на ее входные параметры. Сравнительно простой (по сравнению с другими легкими элементами) проблемой является эволюция дейтерия, так как в соответствии с общепринятыми представлениями [1] он возник в ходе синтеза нуклидов сразу после "Большого взрыва", и с тех пор его содержание только уменьшалось. Более сложной представляется эволюция ^3He - его производство в ходе первичного нуклеосинтеза и последующий баланс в конкурирующих процессах - образование из дейтерия в звездах всех масс и сгорание в ходе синтеза ^4He в массивных звездах [1].

При этом, однако, имеется значительное расхождение между предсказаниями различных моделей, а также между моделями и наблюдениями для различных областей. Согласно прежним моделям

(например, [2]) обилие ^3He по отношению к водороду от начальной величины порядка $1 \cdot 10^{-5}$ в ходе эволюции Вселенной должно было значительно увеличиваться за счет его сохранения в маломассивных (меньше двух масс Солнца) звездах (после синтеза из дейтерия) и последующего рассеяния их вещества. Это предсказание хорошо соответствует оценке $^3\text{He}/\text{H}$ около 10^{-3} - 10^{-4} для планетарных туманностей [3].

Однако в последнее десятилетие на основе новых измерений стало ясно, что в других областях содержание ^3He значительно меньше - в Солнечной системе отношение $^3\text{He}/\text{H}$ около $(1.5-4) \cdot 10^{-5}$ [4], а в окружающей ее межзвездной среде приблизительно $3 \cdot 10^{-5}$ [5]. Эти эксперименты стимулировали появление новых моделей (например, [6-8]), в которых предполагается, что ниже конвективных зон маломассивных звезд на определенной стадии их развития происходит дополнительное перемешивание вещества, приводящее к усиленному сгоранию ^3He . Однако в указанных моделях для увязки с данными по планетарным туманностям остается открытым вопрос: во всех ли таких звездах это дополнительное перемешивание имеет место?

В этой связи представляется весьма существенным определение современного содержания ^3He (т.е. изотопного отношения $^3\text{He}/^4\text{He}$) для LISM (Local Interstellar Medium) и сравнение его с таким же отношением для протосолнечного облака, в котором оно было заморожено на момент образования Солнечной системы около 4.6 миллиарда лет назад.

Имеющиеся на сегодня оценки содержания нейтрального гелия в LISM хотя и довольно многочисленны, но получены, в основном, косвенными методами. Среди них надо упомянуть детектирование ^4He по резонансному рассеянию ультрафиолетового излучения [9,10], оценку параметров межзвездного гелия по угловому распределению нейтральных атомов [11] и весьма ограниченный по объему данных эксперимент [5] по регистрации ионов ^3He , захваченных солнечным ветром из межзвездного газа.

Прямому экспериментальному определению изотопного отношения гелия для LISM был посвящен российско-швейцарский эксперимент COLLISA (COLLection of InterStellar Atoms), осуществленный в 1995-97гг. на орбитальной станции МИР совместно Институтом космических исследований РАН, РКК "Энергия" им. С.П.Королева и Физическим институтом Бернского университета.

Первые результаты этого эксперимента в части регистрации межзвездных атомов ^4He были кратко изложены в нашей работе [12], методика и аппаратура измерений подробно описаны в нашей статье [13], некоторые данные приведены также в [14].

В данной статье описываются и обсуждаются результаты определения содержания ^4He и изотопного отношения $^3\text{He}/^4\text{He}$ для локальной межзвездной среды.

2. *Основные характеристики эксперимента.* Возможность регистрации межзвездного газа на орбите Земли основывается на представлении о втекании межзвездного вещества в Солнечную систему и его прохождении сквозь последнюю. Действительно, при движении Солнечной системы как целого относительно ближайших звезд со скоростью около 25 км/с [11] за счет взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем и заряженными частицами межзвездной среды должна образовываться система граничных поверхностей - гелиопауза, полностью разделяющая заряженные компоненты двух сред, и две ударных волны по обе ее стороны [15]. Очевидно, что нейтральная компонента межзвездного газа, в отличие от ионов и электронов плазмы, может свободно проникать через гелиопаузу и создавать в Солнечной системе поток межзвездных частиц, идущий к Солнцу.

Оценки показывают, что вследствие сильной разреженности межпланетной среды и малости как поперечного сечения перезарядки атомов гелия на протонах солнечного ветра, так и вероятности фотоионизации гелия солнечным излучением (около 10^{-7}с^{-1} на 1 а.е. [11]) поток нейтрального межзвездного гелия будет доходить от гелиопаузы до орбиты Земли лишь с небольшим уменьшением концентрации [12].

Для прямой регистрации нейтральных межзвездных атомов на орбите Земли был выбран метод, использующий их адсорбцию на экспонируемой в открытом космическом пространстве металлической фольге с возвращением облученных образцов на Землю и последующим лабораторным анализом захваченного газа.

Этот метод был развит Физическим институтом Бернского университета и впервые был успешно применен для определения элементного и изотопного содержания ионов инертных газов в составе солнечного ветра. С этой целью в ходе нескольких полетов миссии "Аполлон" достаточно большая площадь фольги разворачивалась на поверхности Луны, облучалась солнечным ветром и затем возвращалась на Землю [16].

3. *Прибор КОМЗА.* Для проведения в эксперименте COLLISA долговременной экспозиции образцов металлической фольги в потоке межзвездных атомов в ИКИ РАН был разработан специальный прибор КОМЗА (КОллектор МежЗвездных Атомов), схематический вид которого представлен на рис.1.

Сложность описываемого эксперимента связана с чрезвычайно малой ожидаемой концентрацией межзвездных атомов гелия (около 0.01см^{-3} согласно [11] для ^4He и еще на четыре порядка меньше для ^3He), поэтому основные усилия при разработке прибора и отработке методики эксперимента были направлены на предохранение фольги-детектора от возможных загрязнений и фоновых адсорбций в ходе космического полета.

В состав прибора КОМЗА входили две идентичные съемные кассеты, содержавшие алюминиевые подложки, на которых помещались тонкие пластинки медно-бериллиевой фольги площадью 200 см^2 . Фольга была предварительно обработана путем нагрева в водороде для уменьшения содержания трития, очищена струей плазмы и оксидирована в вакууме

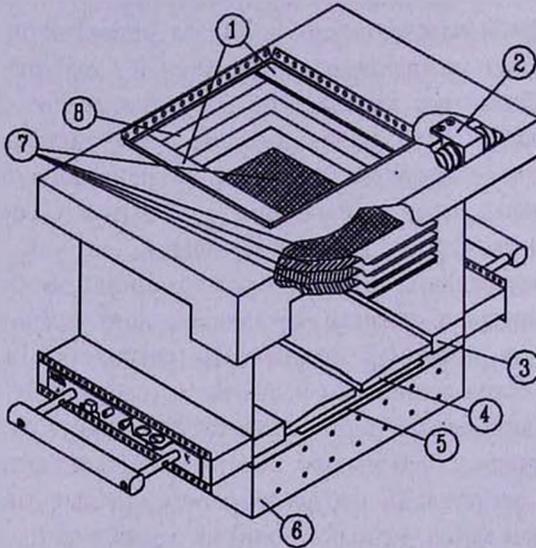


Рис.1. Схема прибора КОМЗА. Обозначения: 1) подвижные защитные створки, 2) механизм движения створок, 3) кассета, 4) подложка с фольгой, 5) нагреватель, 6) субблок электроники, 7) защитные сетки, 8) боковые отражатели частиц.

парами воды для образования на поверхности тонкого слоя окиси бериллия, что обеспечивало химическую стабильность и высокий коэффициент адсорбции для падающих на фольгу легких атомов [17].

Корпус прибора имел модульную конструкцию (см. рис.1) и включал в себя помимо двух кассет:

- субблок электроники, обеспечивавший выработку питающих напряжений и телеметрических сигналов, прием и исполнение телекоманд;
- нагреватель для поддержания требуемого температурного режима кассет с фольгой и других узлов прибора, а также несколько датчиков для контроля температуры;
- узел защитных створок с двигателем и контрольными датчиками.

Входное окно прибора было постоянно закрыто защитными створками для предохранения фольги от возможных загрязнений и открывалось только во время сеансов экспозиции по команде с Земли.

Входное окно прибора имело размеры, соответствующие размерам двух кассет, вставленных в прибор, - $200 \times 200 \text{ мм}$. Специальные диафрагмы и расположение кассет в приборе обеспечивали ширину угловой диаграммы для потока нейтрального газа равной $\pm 40^\circ$ по нулевому уровню.

Для отсечки потока заряженных частиц магнитосферы, которые могли бы попасть на фольгу и исказить результаты экспозиции, в приборе имелась система сеток с высокой прозрачностью - сетка с отрицательным по отношению к корпусу потенциалом для отсечки электронов с энергией менее 100 эВ, сетка с положительным потенциалом для отсечки ионов с энергией на заряд менее 5 кэВ и две соединенные с корпусом сетки для выравнивания электростатического потенциала.

Два идентичных блока прибора КОМЗА были установлены на внешней поверхности модуля СПЕКТР, запущенного в мае 1995г. и затем пристыкованного к станции МИР, совершавшей полет по круговой орбите на высоте около 400 км над Землей. На рис.2 дана фотография модуля СПЕКТР во время полета, на которой видны два блока прибора КОМЗА.

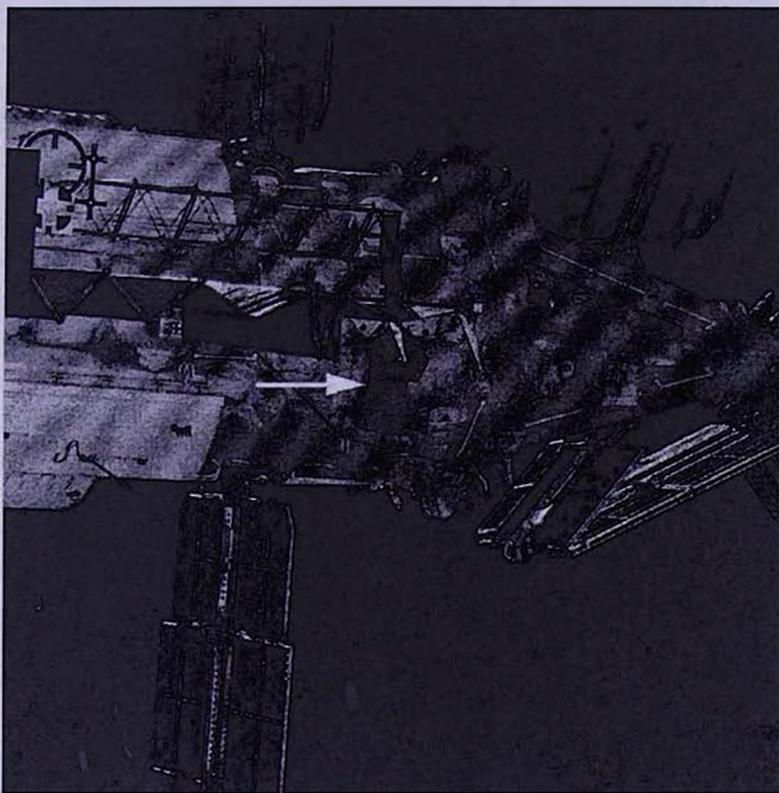


Рис.2. Фотография модуля СПЕКТР в полете, снятая с американского корабля "Атлантис". Белой стрелкой отмечены два блока прибора КОМЗА.

4. *Некоторые особенности методики эксперимента.* Для регистрации межзвездных нейтральных атомов весьма существенно, что величина их потока для наблюдателя на орбите Земли будет сильно зависеть от сезона наблюдения. Как показано схематично на рис.3а, скорость потока, которую он имел при входе в Солнечную систему, будет

изменяться, во-первых, из-за гравитационного ускорения его Солнцем и, во-вторых, складываться векторно с орбитальной скоростью движения Земли вокруг Солнца.

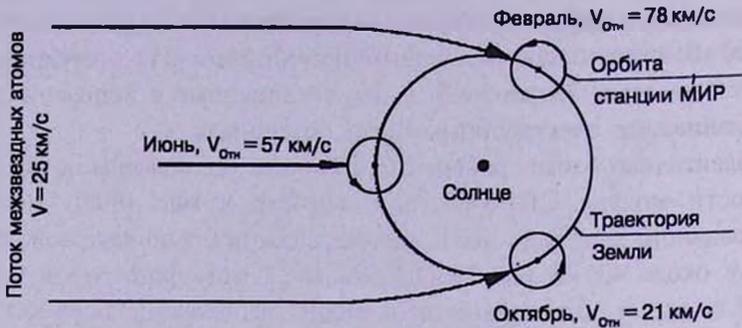


Рис.3а. Схематическое изображение сезонного хода относительной скорости межзвездных атомов на орбите Земли.

Результаты проведенного в работе [12] расчета абсолютной скорости и величины потока межзвездных атомов на орбите Земли (по отношению к их потоку на бесконечности) с учетом гравитационного ускорения и потерь на фотоионизацию в зависимости от дня приведены на рис.3б. Видно, что для космического аппарата на орбите Земли наибольшая скорость прихода потока межзвездных нейтральных атомов (около 80 км/с) будет иметь место в январе, к июню она падает до 50 км/с, а к октябрю - до 20 км/с. При

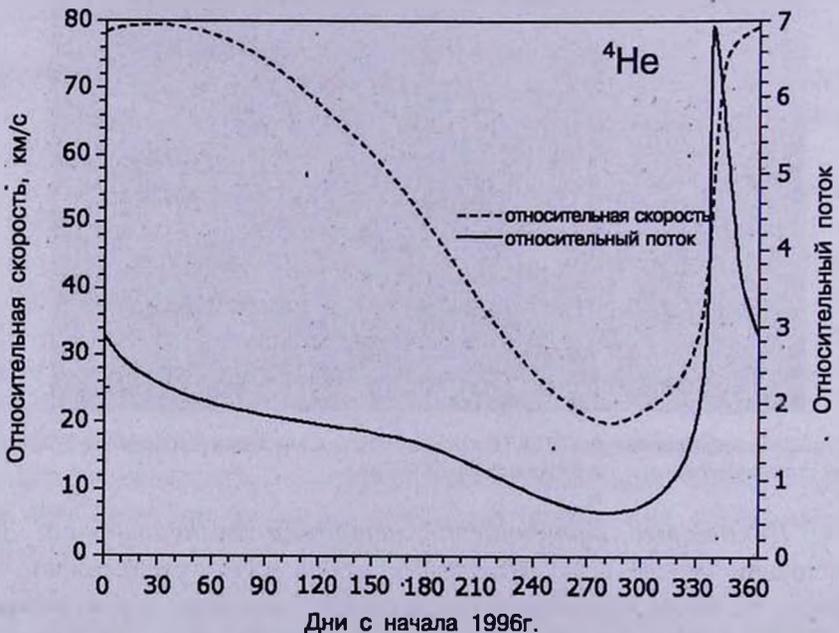


Рис.3б. Расчет временного хода относительной скорости и относительного потока межзвездных атомов в модели "холодного газа" [12].

этом относительный поток атомов падает от примерно 2.8 до 0.5. Это означает, что уменьшение концентрации нейтральных атомов к орбите Земли за счет фотоионизации составляет, в среднем, около 30%.

Коэффициент адсорбции (т.е. вероятность захвата) атомов гелия на поверхности фольги-детектора тщательно измерялся (в том числе и на образцах, подвергавшихся затем экспозиции в космическом пространстве) в лабораторном эксперименте с помощью облучения фольги пучками ионов гелия заданной массы и энергии [17]. При этом была установлена очень резкая зависимость адсорбции от кинетической энергии падающих частиц. Вероятность захвата (определяемая как отношение числа адсорбированных атомов к числу упавших на поверхность) составляет примерно 35% для энергии атомов 33 эВ/нуклон (что соответствует скорости атомов ${}^4\text{He}$ 80 км/с) и спадает до 10% при энергии 15 эВ/нуклон (скорости 54 км/с) и до 1% уже при энергии 7 эВ/нуклон (скорости 36 км/с).

Наличие такой резкой зависимости адсорбции от скорости падающих атомов сильно влияет на выбор условий эксперимента. Действительно, в течение календарного года (от зимы к весне и далее) не только падает величина потока межзвездных атомов из-за уменьшения их скорости относительно прибора (см. рис.3b), но и, что гораздо более существенно, резко уменьшается вероятность захвата нейтральных атомов фольгой. Отсюда следует ограничение на сезон проведения экспозиций - они возможны только зимой и весной каждого года.

В среднем, для атомов межзвездного гелия в рабочий период экспозиции (январь-май) вероятность захвата в соответствии с лабораторной калибровкой использовавшейся фольги составляла $(18 \pm 4)\%$ для ${}^3\text{He}$ и $(25 \pm 4)\%$ для ${}^4\text{He}$.

Принципиальным вопросом методики эксперимента является возможность сортировки захваченных атомов по их энергии. Для такого разделения в послеполетном лабораторном анализе использовался ступенчатый нагрев-экспонированной фольги в специальной камере с ультравысоким вакуумом (около 10^{-9} мм рт. ст.). На основе определенной в [12,17] эмпирической зависимости энергии испаряющихся частиц от температуры прогрева (из-за разной глубины проникновения адсорбированных атомов в фольгу при разной их энергии) было надежно установлено, что для полного выделения из фольги атомов гелия с энергиями в интересующем нас диапазоне 20-30 эВ/нуклон необходим прогрев фольги до температур в пределах 300-1000°С. Соответственно, при температурах ниже 300°С из фольги выделяются имплантированные атомы заметно меньших энергий (например, атомы остаточной атмосферы Земли на орбите станции), а при температурах выше 1000°С - частицы заметно больших энергий (например, магнитосферные ионы с $E > 5$ кэВ/заряд).

5. *Условия и ограничения экспозиций.* В соответствии с указанными выше особенностями методики экспозиция фольги-детектора

потоком межзвездного газа проводилась только в том случае, когда вероятность захвата нейтральных межзвездных атомов гелия была на достаточно высоком уровне. Это относится не только к выбору сезона, но и к осуществлению необходимой ориентации прибора в соответствии с ожидаемым направлением прихода межзвездных атомов.

На рис.4 показано направление вектора, противоположного вектору относительной скорости частиц межзвездного газа, (направление на "источник") в системе отсчета, связанной с Землей (в геоцентрической экваториальной системе координат), в зависимости от даты в течение 1996г.

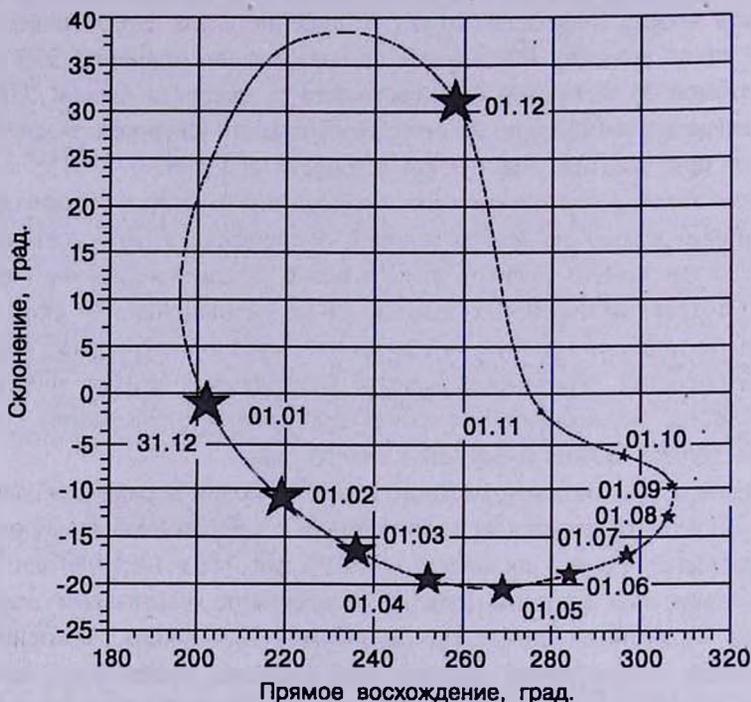


Рис.4. Ожидаемое изменение направления прихода межзвездных нейтральных атомов в течение 1996г. Цифрами у звездочек указаны день и месяц; размер звездочки условно соответствует величине ожидаемого потока атомов.

В ходе эксперимента COLLISA удалось осуществить три серии экспозиций: в июле-сентябре 1995г., в январе-мае 1996г. и в феврале-мае 1997г. Каждая серия состояла из множества (от нескольких десятков до нескольких сот) отдельных сеансов, длительностью 10-20 минут каждый, для проведения которых станция МИР заранее по согласованной программе разворачивалась так, чтобы рассчитанное направление прихода потока межзвездного газа (см. рис.4) попадало в поле зрения прибора КОМЗА. На время сеанса открывались створки обоих блоков, и ожидаемый поток межзвездного газа мог попадать на фольгу-детектор.

Экспозиция 1995г. была только фоновой, ибо она проводилась в

сезон, неблагоприятный для регистрации межзвездного газа. Рабочей оказалась экспозиция 1996г., когда в 140 сеансах удалось набрать суммарно около 59 часов регистрации. Экспозиция 1997г. в силу множества технических ограничений, возникших на станции МИР, имела суммарную продолжительность всего 7 часов.

По окончании экспозиций 1995, 1996гг. во время очередного выхода космонавтов на поверхность станции ими проводилась замена всех 4-х экспонированных кассет на свежие. Затем экспонированные кассеты помещались в герметичный контейнер, возвращались на Землю экипажем американского космического корабля "Атлантис", доставлялись в ИКИ РАН и передавались в Физический институт Бернского университета для последующего анализа.

К сожалению, вследствие аварийной разгерметизации модуля СПЕКТР в июне 1997г. дальнейшие работы по эксперименту COLLISA были прекращены и последний набор экспонированных в 1997г. кассет вернуть на Землю не удалось.

Необходимо упомянуть, что помимо наиболее серьезных сокращений времени экспозиций, связанных с объективной трудностью получения требуемой ориентации станции МИР, имелся и еще целый ряд физических ограничений - по углу скорости межзвездных атомов с местной вертикалью (чтобы избежать рассеяния на атмосфере Земли), по углу к вектору орбитальной скорости станции (чтобы минимизировать попадание в прибор атомов остаточной атмосферы), по углу к направлению на Солнце (для сохранения требуемого теплового режима) и т.д. Подробно эти вопросы рассмотрены в работе[13].

6. Результаты эксперимента. Результаты извлечения из фольги адсорбированного гелия путем ее ступенчатого нагревания представлены в табл.1. Здесь непосредственно показано (нарастающим итогом) количество атомов ^3He и ^4He , испарившееся с каждого кв. см фольги при ее последовательном нагреве до температур 300, 600, 1100, 1400, и 1700°С.

Таблица 1

**КОЛИЧЕСТВО ГАЗА, ВЫДЕЛЕННОЕ ИЗ ОБРАЗЦА ФОЛЬГИ
ПРИ СТУПЕНЧАТОМ НАГРЕВЕ**

(В ЕДИНИЦАХ 10^7 ат./см² ДЛЯ ^4He И 10^4 ат./см² ДЛЯ ^3He)

Температура, °С	^4He				^3He			
	300	600	1100	1700	300	600	1100	1700
Образец								
S ₁	10	30	135	150	3	6	24	30
S ₂	5	8	9	23	2	5	12	17
S ₃	2	3	5	15	1	4	14	27
S ₄	2	3	5	7	1	1	4	14

Данные приведены для 4-х образцов - одного экспонировавшегося на станции МИР (S_1) и трех контрольных (S_2 , S_3 , S_4), имевших такой же размер и приготовленных из фольги, прошедшей точно такую же предполетную обработку, как и "летающий" образец.

Сравнение показывает, что для ^4He "фоновые" образцы из-за земного загрязнения дают не более 8% от полного количества газа, извлеченного из "летающего" образца. Для ^3He , однако, из-за весьма малого его содержания в межзвездном газе дело обстоит заметно хуже - здесь полное количество газа, выделившееся из "фоновых" образцов, составляет, в среднем, почти 40% от полученного из "летающего" образца. По всей видимости, наличие ^3He в "фоновых" образцах связано с радиоактивным распадом трития, имевшегося в исходном материале фольги.

Тем не менее, полученные данные позволяют утверждать, что из экспонированного в космосе образца были выделены атомы ^3He и ^4He в количестве, заметно (а для более обильного изотопа и значительно) превышающем фоновый уровень из-за земного загрязнения.

Важнейшим обстоятельством, вытекающим из данных табл.1, является то, что наибольшее количество газа (и для ^3He , и для ^4He) испаряется из "летающего" образца при нагреве его в интервале от 600 до 1100°С. Именно этот интервал нагрева, как показывает лабораторная калибровка, соответствует энергии адсорбированных атомов 20-30 эВ/нуклон, что, в свою очередь, совпадает с ожидаемой энергией атомов межзвездного газа, попадающих на фольгу-детектор. Такое совпадение в сочетании с тем, что экспозиция проводилась только при ориентации прибора в направлении на ожидаемый поток, позволяет утверждать, что экспозиция данного образца фольги в космосе позволила зарегистрировать именно атомы межзвездного газа.

Измерение абсолютного количества выделенного из "летающего" образца межзвездного гелия (преимущественно ^4He) дает величину $[1.24 \pm 0.11] \cdot 10^9$ ат./см². С учетом средней вероятности захвата атомов фольгой, длительности экспозиции и ширины угловой диаграммы прибора это соответствует потоку атомов гелия на орбите Земли примерно $3.8 \cdot 10^4$ см²с⁻¹ или концентрации около $5.0 \cdot 10^{-3}$ см⁻³ (при средней скорости потока межзвездных атомов по отношению к прибору около 75 км/с). Отсюда, исходя из ожидаемого уменьшения концентрации межзвездного гелия в Солнечной системе к орбите Земли примерно в 1.5 раза (см. рис.3б), можно получить оценку концентрации нейтрального гелия в LISM:

$$n_{\text{He}} = 7.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}. \quad (1)$$

Следующим (и важнейшим) шагом нашего анализа было определение относительного содержания изотопов ^3He и ^4He в межзвездном газе. Используя отношение вероятностей захвата для ^3He и ^4He (см. выше) и

с учетом среднего вклада фона в измеренные количества этих газов (см. табл.1) была получена оценка изотопного отношения:

$${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 1.7_{-0.4}^{+0.5} \cdot 10^{-4}. \quad (2)$$

7. *Обсуждение результатов и выводы.* 1. Прежде всего следует подчеркнуть, что описанная методика осуществления эксперимента COLLISA на станции МИР, несмотря на множество ограничений, опасения насчет возможного высокого уровня загрязнений и объективные трудности работы на пилотируемой станции, позволила впервые прямым методом не только успешно определить количество межзвездного нейтрального гелия на орбите Земли, но и оценить относительное содержание его изотопов.

2. Измеренное абсолютное количество зарегистрированного межзвездного гелия сравнивалось с расчетом [12] на основе модели "горячего" газа, для которой в качестве исходных данных брались оценки параметров локальной межзвездной среды из работы [11] ($V \sim 24.6$ км/с, $T = 5800$ К, $n_{\text{He}} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ см $^{-3}$) и которая учитывала фокусировку Солнцем потока межзвездного газа, ослабление потока за счет фотоионизации солнечным излучением и сложение скоростей потока и орбитального движения Земли.

Модельный расчет дал для ожидаемого количества выделенного из исследуемого образца ${}^4\text{He}$ величину $2.3 \cdot 10^9$ ат./см 2 , что примерно в два раза больше, чем реально полученная (см. выше). С учетом неопределенности в измерении вероятности захвата, которая, к тому же, менялась изо дня в день в период экспозиции за счет изменения угла между векторами скорости потока межзвездного газа и скорости орбитального движения Земли, такое различие можно считать вполне удовлетворительным.

Некоторые результаты различных определений концентрации нейтрального гелия в локальной межзвездной среде представлены для сравнения в табл.2. Из этого сравнения видно, что наша оценка (1) совпадает с нижней границей оценки в [9], находится в пределах оценки [10] и в два раза ниже оценки в [11].

Нельзя также исключить того обстоятельства, что наша оценка концентрации оказалась несколько заниженной из-за того, что, несмотря на дополнительный прогрев в полете, не удалось полностью устранить

Таблица 2

ОЦЕНКА КОНЦЕНТРАЦИИ НЕЙТРАЛЬНОГО ГЕЛИЯ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ (В ЕД. 10^{-2} см $^{-3}$)

Источник	Метод	Величина
Настоящая работа	Прямой захват детектором	0.75
[9]	Резонансное рассеяние солнечным УФ-излучением	2.8-0.8
[10]	Резонансное рассеяние солнечным УФ-излучением	1.0-0.45
[11]	По угловому распределению нейтральных атомов	1.4

слой конденсата на поверхности фольги-детектора (см. [13]). В любом случае, оценку (1) можно рассматривать как нижний предел концентрации нейтрального гелия в LISM.

3. Полученная нами прямым методом величина изотопного отношения нейтрального гелия ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для LISM (2) может быть сопоставлена с аналогичной оценкой в [5] по ионам, захваченным солнечным ветром, и с оценками изотопного соотношения гелия для солнечного ветра [18], метеоритов [4] и атмосферы Юпитера [19]. Такое сравнение приведено в табл.3.

Таблица 3

ИЗОТОПНОЕ ОТНОШЕНИЕ ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ОБЛАСТЕЙ (В ЕДИНИЦАХ 10^{-4})

Область	Источник	Величина
LISM (прямое измерение)	Настоящая работа	$1.7^{+0.5}_{-0.4}$
LISM (захваченные ионы)	[5]	$2.5^{+0.7}_{-0.6}$
Солнце (конвективная зона)	[18]	3.7 ± 0.7
Метеориты	[4]	1.5 ± 0.3
Атмосфера Юпитера	[19]	1.66 ± 0.05

При этом предполагается (см., например, [1]), что изотопный состав гелия, измеренный в метеоритах и в атмосфере Юпитера, адекватен составу протосолнечного вещества, которое могло сохраниться в этих областях с момента образования солнечной системы.

Отметим, что наша оценка для LISM хотя и смыкается на уровне ошибки, но все же заметно ниже более косвенной оценки, полученной в [5].

Как следует из табл.1 (и это является наиболее важным нашим результатом) имеет место очень хорошее совпадение нашей оценки отношения ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для локальной межзвездной среды в настоящее время с оценками для протосолнечного вещества. Отсюда следует весьма важный (см., например, [1,4,6]) для астрофизики вывод, что за последние примерно 4.6 миллиарда лет (т.е. со времени образования Солнечной системы) в локальной межзвездной среде не произошло значительного увеличения содержания ${}^3\text{He}$.

Полученная оценка (2) может быть сопоставлена с моделями, описывающими динамику содержания ${}^3\text{He}$ в межзвездной среде, например, с моделью [8]. Такое сравнение приведено на рис.5. Здесь обилие ${}^3\text{He}$ по отношению к водороду получено путем умножения оценки (2) на величину содержания гелия в LISM по данным работы [5] $\text{He}/\text{H} = 0.13 \pm 0.002$.

Из представленного сравнения следует, что измеренное обилие ${}^3\text{He}$ в межзвездной среде во много раз меньше, чем должно было быть, если бы гелий, образованный из дейтерия в ядрах звезд и перенесенный в

конвективную их зону, далее сохранялся без изменения вплоть до смерти звезды. Из данных рис.5 следует, что процесс дополнительного перемешивания вещества мало-массивных звезд с опусканием ^3He во внутренние слои, где может происходить его сгорание, имеет место в подавляющем большинстве таких звезд - более, чем в 90%, как это следует из модели [8].

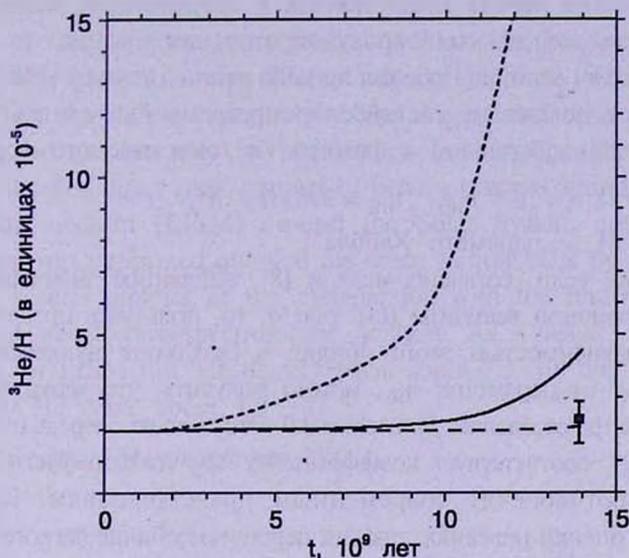


Рис.5. Сравнение полученной в нашем эксперименте оценки обилия ^3He с моделью [8] временного хода этого обилия. Обозначения: черный квадратик - результат эксперимента, штриховая кривая - при дополнительном перемешивании вещества в 100% мало-массивных звезд, сплошная кривая - то же в 93% таких звезд, пунктирная кривая - в отсутствие дополнительного перемешивания (см. текст).

Примечательно, что оценка величины $^3\text{He}/^4\text{He}$ для внешней конвективной зоны Солнца, полученная из измерений солнечного ветра в [18], оказывается значительно выше его протосолнечного содержания, что может быть следствием быстрой переработки дейтерия в ^3He в ядре молодого Солнца и имеющим место на данной стадии развития Солнца сохранением ^3He без особых изменений в его конвективной зоне.

Тогда из измеренного для Солнца содержания $^3\text{He}/^4\text{He}$ можно получить суммарное обилие легких компонент $(\text{D} + ^3\text{He})/\text{H}$ для протосолнечного вещества. Принимая для протосолнечного вещества значение $\text{He}/\text{H} = 0.1$ [20] из данных табл.3 (с небольшой поправкой на фракционирование, предложенной в [18]), получим оценку:

$$\left[(\text{D} + ^3\text{He})/\text{H} \right]_{\text{ps}} = \left[^3\text{He}/^4\text{He} \right]_{\text{ps}} \cdot \left[\text{He}/\text{H} \right]_{\text{ps}} = (3.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}. \quad (3)$$

С другой стороны, на основе нашей оценки (2) для изотопного состава гелия в LISM, оценки обилия гелия в LISM в работе [5] (см. выше) и оценки обилия дейтерия в LISM, полученной в работе [21] на основе

измерения спектров поглощения в ультрафиолете ($(D/H)_{LISM} = 1.65 \pm 0.35$), можно оценить суммарное обилие легких компонент в современной межзвездной среде:

$$[(D+{}^3\text{He})/H]_{LISM} = [D/H]_{LISM} + [{}^3\text{He}/{}^4\text{He}]_{LISM} \cdot [He/H]_{LISM} = (3.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}. \quad (4)$$

Сравнение (3) и (4) показывает, что не только содержание ${}^3\text{He}$, но и суммарное обилие легких компонент в современной межзвездной среде почти такое же, как и в эпоху образования Солнца.

Полученная нами величина обилия легкого изотопа гелия в межзвездной среде может быть использована для известной проблемы - уточнения пределов исходного отношения барионов к фотонам η , описываемого формулой:

$$\eta = 10^{-10} \eta_{10}; \quad \eta_{10} = 273 \cdot \Omega_B \cdot h^2, \quad (5)$$

где $h = H_0/100$, H_0 - параметр Хаббла.

Действительно, если, согласно модели [8], найденное значение ${}^3\text{He}/\text{H}$ близко к его первичной величине (см. рис.5), то, пользуясь предложенной в модели [22] зависимостью этого обилия в результате нуклеосинтеза в "Большом взрыве" от параметра η_{10} , можно получить, что верхний предел указанного параметра составляет примерно 2.0. Это, в свою очередь (принимая $H_0 = 70$ км/с/Мпк), соответствует коэффициенту Ω_B из формулы (5) около 0.02, что не противоречит современным представлениям. Конечно, надежность этой оценки невелика, так как первичное обилие легкого изотопа гелия довольно слабо зависит от параметра η_{10} .

Авторы благодарят большие коллективы специалистов, содействовавших проведению эксперимента COLLISA на станции МИР, в том числе, сотрудников РКК "Энергия" им. С.П.Королева, ИКИ РАН, НПО им. С.А.Лавочкина и два экипажа американского космического корабля "Атлантис" (полеты STS-74 и STS-79).

Особой благодарности заслуживают космонавты Сергей Авдеев, Томас Райтер, Юрий Онуфриенко и Юрий Усачев, осуществившие снятие экспонированных и установку свежих кассет во время выходов в открытый космос.

Данная работа была частично поддержана Швейцарским Национальным Научным Фондом (SNSF).

¹ Институт космических исследований РАН,
Россия, e-mail: gzastenk@iki.rssi.ru

² Физический институт Бернского университета, Швейцария

ISOTOPIC RATIO AND ABUNDANCE OF INTERSTELLAR NEUTRAL HELIUM BY DIRECT MEASUREMENTS

G.N.ZASTENKER¹, E.SALERNO², F.BUEHLER², P.BOCHSLER²,
M.BASSI², Yu.N.AGAFONOV¹, N.A.EISMONT¹,
V.V.KHRAPCHENKOV¹, H.BUSEMANN²

One of the important astrophysical problems is the determination of the ³He and ⁴He content in the different sites of Universe. This content can be used to test the different processes of producing and destroying of the light elements and to show the Universe history. In this paper the method and the result of the first direct measurement of helium isotopes abundances in the local interstellar medium (LISM) around the Solar System are described. This experiment was performed onboard the space station MIR by the long exposure in space several samples of the metallic foil with the returning them to the Earth and detail mass-spectrometric analysis. As a result, we obtained the estimates for LISM the ⁴He density equal about $7.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ and the isotopic ratio ³He/⁴He equal about $1.7 \cdot 10^{-4}$.

Key words: *ISM:abundances-ISM:He*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Geiss*, in "Origin and Evolution of the Elements", eds. N.Prantoz, E.Kandioni-Flam, M.Gasse, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1993, p.89.
2. *I.Iben et al.*, *Astrophys. J.*, **220**, 980, 1978.
3. *D.Balser, T.Bania, R.Rood, T.Wilson*, *Astrophys. J.*, **483**, 320, 1997.
4. *J.Geiss, H.Reeves*, *Astron. Astrophys.*, **18**, 126, 1972.
5. *G.Gloeckler, J.Geiss*, *Space, Sci. Rev.*, **84**, 275, 1998.
6. *C.Charbonnel*, *Space Sci. Rev.*, **84**, 199, 1998.
7. *M.Tosi et al.*, *Astrophys. J.*, **498**, 226, 1988.
8. *C.Chiappini et al.*, in "The Light elements and their evolution", IAU Symp., 198, eds. L. da Silva et al., ASP Conf. Ser., 2000, p.540.
9. *В.Г.Курт, Е.Н.Миронова и др.*, *Космич. исслед.*, **23**, вып.2, 225, 1984.
10. *E.Chassefiere, J.L.Bertaux et al.*, *Astron. Astrophys.*, **160**, 229, 1986.
11. *M.Witte, M.Banaszkiewicz, H.Rosenbauer*, *Space Sci. Rev.*, **78**, 289, 1996.
12. *F.Bueler, M.Bassi et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **274**, 19, 2000.
13. *Г.Н.Застенкер, Ю.Н.Агафонов и др.*, *Космич. исслед.*, 2002 (в печати).
14. *E.Salerno, F.Bueler et al.*, in "Solar and Galactic Composition", eds. R.F.Wimmerschweingruber, Woodbury, NY. AIP conference Proceedings, 2001 (in press).

15. В.Б.Баранов, К.В.Краснобаев, Гидродинамическая теория космической плазмы, Наука, М., 1977.
16. J.Geiss, P.Eberhardt et al., J. Geophys. Res., 75, 5972, 1970.
17. C.Filleux, M.Moergeli et al., Radiation Effects, 46, 1, 1980.
18. R.Bodmer, P.Bochsler, Astron. Astrophys., 337, 921, 1998.
19. P.Mahaffy, N.Donahue et al., Space Sci. Rev., 84, 251, 1998.
20. J.Bahcall, M.Pinsonneault, Rev. Mod. Phys., 67, 781, 1995.
21. M.Pettini, S.L.Ellison et al., Astrophys. J., 510, 576, 1999.
22. K.Olive et al., Astrophys. J., 483, 788, 1997.

УДК: 524.338.6:520.8

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ФУОРА V1057 Cyg ОТ МОМЕНТА ВСПЫШКИ ДО НАШИХ ДНЕЙ

Е.Н.КОПАЦКАЯ¹, В.П.ГРИНИН^{2,3}, Д.Н.ШАХОВСКОЙ³,
О.С.ШУЛОВ¹

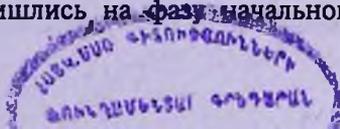
Поступила 10 ноября 2001

Представлены и кратко обсуждаются наблюдения блеска, цвета и поляризации фуора V1057 Cyg на интервале более 30 лет. Обнаружена переменность линейной поляризации.

1. *Введение.* V1057 Cyg выделяется в немногочисленной группе фуоров сравнительно быстрым падением блеска с момента максимума вспышки в 1970 году. Это позволяет исследовать поведение различных характеристик фуора на разных фазах кривой блеска, что делает V1057 Cyg наиболее перспективным объектом для изучения природы вспышек фуоров и их эволюционных последствий.

В данном сообщении использованы результаты многополосных фотометрических и поляриметрических наблюдений фуора V1057 Cyg, выполненных авторами в обсерватории Ленинградского университета в период с 1974г. по 1989г. [1,2] и в Крымской астрофизической обсерватории в течение лета и осени 2001 года. Эти наблюдения, дополненные фотоэлектрической *UBVR* - фотометрией из каталога Хербста [3] (наблюдения выполнены в Астрономическом институте АН Узбекистана), охватывают интервал времени около 30 лет.

2. *Наблюдения.* Основная часть наблюдательных данных, использованных в данной статье, была получена на Бюраканской станции Ленинградского университета. Наблюдения проводились с 1974г. по 1989г. на 0.5-м телескопе АЗТ-14 с помощью одноканального фотометра-поляриметра. Результаты этих наблюдений суммированы в работах [1,2]. Усредненные за каждый год параметры поляризации в полосе *V* приведены в табл.1, а также на рис.3 и 4. В табл.1 приведены также усредненные за год результаты фотометрических наблюдений в полосах *UBVR*, полученные на основе наших наблюдений [1,2], дополненных наблюдениями из базы данных Хербста [3]. Из рис.1 видно, что наблюдения поляризации в [1,2] пришлось на фазу начального спада блеска фуора после вспышки.



СРЕДНЕГОДОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ БЛЕСКА, ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА
И ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ V1057 Cyg

Год	V	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$P\%$	σ_p	Θ	σ_0
До всп.	14 ^m .26		1 ^m .42					
всп.	9 .21		1 .13					
1970	9 .23		1 .15					
1971	9 .49	0 ^m .72	1 .16	1 ^m .26	2.08	0.06	72°	1
1972	9 .79	0 .83	1 .35					
1973	10 .00	1 .04	1 .48					
1974	10 .35	0 .97	1 .47	1 .35	1.92	0.08	71	1
1975	10 .46	1 .03	1 .55	1 .40	1.82	0.09	71	1
1976	10 .62	1 .14	1 .59	1 .46	1.75	0.10	73	1
1977	10 .74	1 .10	1 .64	1 .42	1.96	0.07	72	1
1978	10 .89	1 .11	1 .62	1 .47	1.82	0.07	70	1
1979	11 .02	1 .11	1 .65	1 .46	1.72	0.07	66	1
1980	11 .20	1 .20	1 .70	1 .50	1.68	0.06	67	1
1981	11 .35	1 .10	1 .75	1 .55	1.74	0.09	67	1
1982	11 .46	1 .27	1 .76	1 .52				
1983	11 .46	1 .11	1 .68	1 .51				
1984	11 .55	1 .18	1 .70	1 .51				
1985	11 .63	1 .18	1 .70	1 .51				
1986	11 .64	1 .15	1 .71	1 .52				
1987	11 .60	1 .09	1 .71	1 .51				
1988	11 .59	1 .05	1 .72	1 .50				
1989	11 .60	1 .01	1 .72	1 .56				
1990	11 .63	1 .01	1 .71	1 .50				
1991	11 .72	1 .06	1 .70	1 .51				
1992	11 .63	1 .12	1 .77	1 .67				
1995	12 .27	1 .58	1 .99	1 .77				
1998	12 .75		1 .97	1 .72				
2001	12 .45	1 .54	2 .24	1 .88	1.70	0.05	83	1

Примечание. Значения блеска и цвета до вспышки получены по данным за несколько лет, а в максимуме вспышки - за интервал менее года.

Наблюдения фуора в Крымской астрофизической обсерватории были начаты в июне 2001г., когда его блеск упал по сравнению с максимальным уже примерно на 3 звездных величины (рис.1,2). Наблюдения проводились на 1.25-м телескопе АЗТ-11 с помощью пятиканального фотометра-поляриметра конструкции Пиирола [4]. Использовалась стандартная методика наблюдений, включающая ежемесячный контроль инструментальных ошибок по звездам - стандартам для исправления наблюдаемой поляризации за инструментальную. Результаты наблюдений приведены в табл.2. Средние значения поляризации за 2001г. показаны на рис.3,4.

Ошибки фотометрических наблюдений составили 0^m.20 в полосе U , 0^m.04 в полосе B и 0^m.01-0.^m02 в полосах VRI . Результаты фотометрии

редуцированы в стандартную систему $UBVRI$ и даны в табл.2.

3. Результаты наблюдений. 3.1. Фотометрия. На рис.1 приведена кривая блеска фуора с момента вспышки и до наших дней,

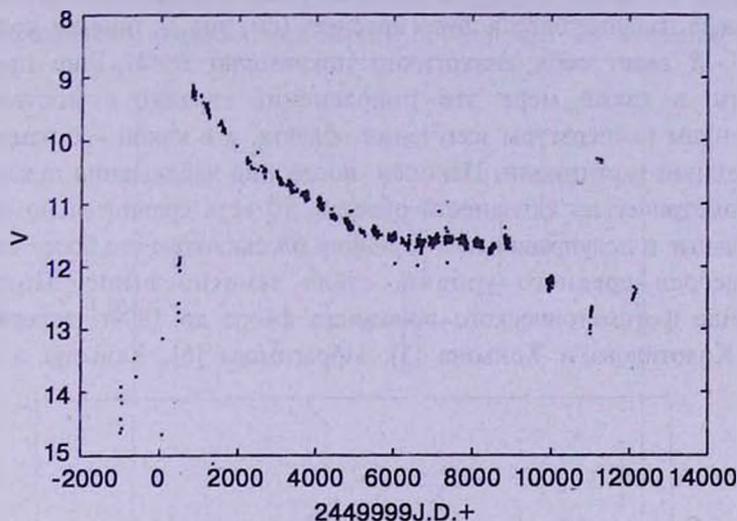


Рис.1. Кривая блеска V1057 Cyg в полосе V по данным [1-3] и данным настоящей статьи.

построенная по имеющимся у нас наблюдательным данным. Видно, что после сравнительно быстрого падения блеска в течение первых 13-и лет на кривой блеска появилось "плато", длившееся около 10 лет. После этой задержки падение блеска фуора возобновилось, и примерно за 6 лет он ослабел до $V = 13^m$. Начиная с этого момента падение блеска прекратилось, и он начал постепенно ярчать так, что за последние три года яркость V1057 Cyg увеличилась примерно на 0.5 звездные величины.

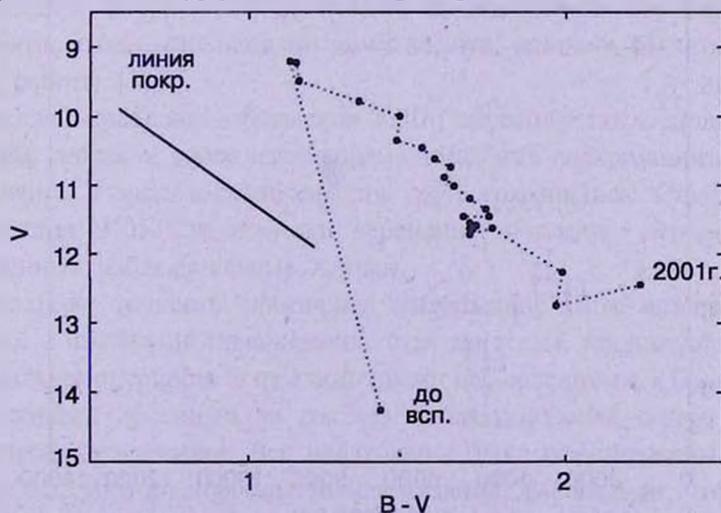


Рис.2. Диаграмма $V - (B - V)$ фуора. Точки соответствуют средним за год значениям показателя цвета и звездной величины объекта.

Пока трудно сказать, завершилась ли полностью фаза вспышки. Можно лишь констатировать, что видимый блеск фуора за 30 лет после вспышки упал приблизительно на 3 звездные величины в полосе V и что он все еще остается намного ярче своего довыспышечного уровня светимости.

По мере падения блеска фуор краснеет (см. рис.2), причем показатель цвета $V-R$ ведет себя аналогично показателю $B-V$. Еще предстоит выяснить, в какой мере это покраснение связано с постепенным уменьшением температуры излучения объекта, а в какой - с изменением околосредней экстинкции. Наконец, последние наблюдения показывают, что фотометрическая активность объекта, то есть сравнительно быстрые неправильные и полуправильные вариации блеска около его более медленно меняющегося среднего уровня, стала заметно выше. Подробное обсуждение фотометрического поведения фуора до 1999г. содержится в статьях Колотилова и Кеньона [5], Ибрагимова [6], Кеньона и др. [7].

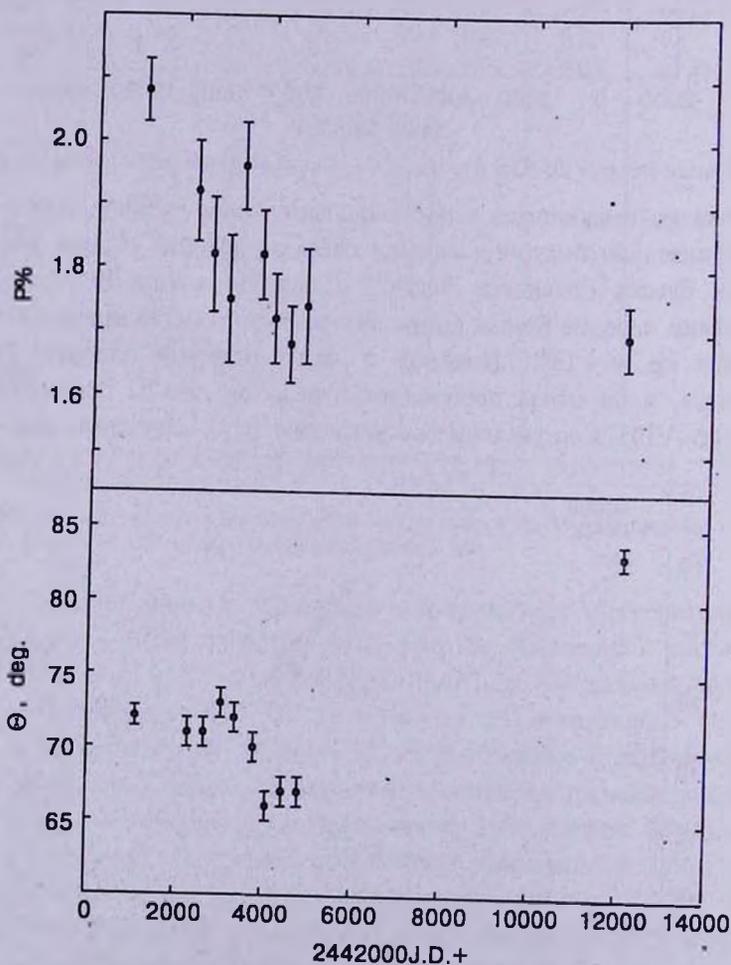


Рис.3. Поведение степени и позиционного угла линейной поляризации фуора в полосе V .

3.2. *Поляриметрия.* Первое наблюдение линейной поляризации V1057 Cyg было сделано в 1971г. Рике, Ли, Койном [8], которые измерив $p(\lambda)$, обнаружили ее межзвездный характер. Авторы пришли к заключению, что наблюдаемая у этого фуора поляризация чисто межзвездная и, следовательно, должна оставаться постоянной во времени.

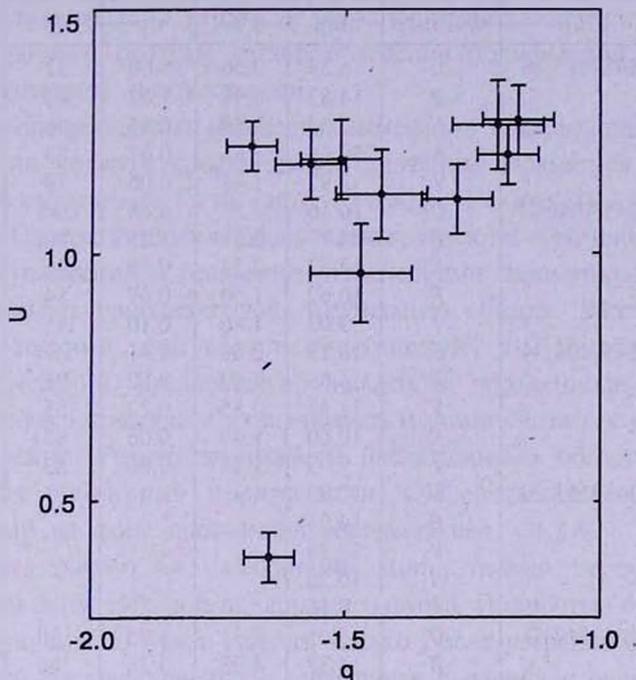


Рис.4. Поведение параметров Стокса фуора в полосе V на плоскости (q, u) .

В 1974-1981гг. Копацкая выполнила длинный ряд наблюдений поляризации фуора с целью поиска ее возможной переменности, но очевидных изменений найдено не было, что, казалось бы, подтверждало вывод работы [3].

Наконец, крымские наблюдения 2001г., сделанные после двадцатилетнего перерыва, показали явное изменение направления поляризации фуора, хотя ее величина и межзвездный характер $p(\lambda)$ сохранились. Стало ясно, что поляризация V1057 Cyg все-таки переменна, и следует пересмотреть все накопленные наблюдательные данные.

Поскольку точность единичных наблюдений часто оставляет желать лучшего, а изменения поляризации, судя по всему, происходят медленно, рациональнее оперировать не единичными наблюдениями, а более точными и надежными средними за год (за наблюдательный сезон) оценками параметров поляризации. Все наблюдения были редуцированы на полосу V с $\lambda = 0.55$ мкм по нормальной межзвездной зависимости, что позволяет использовать и наблюдения в других полосах. Допустимость такой редукции обоснована тем, что дважды (в 1971 и 2001гг.) измеренная $p(\lambda)$ имела

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ
НАБЛЮДЕНИЯ V1057 Cyg, ВЫПОЛНЕННЫЕ В КРЫМСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ В 2001г.

Дата	J.D.	Фильтр	mag.	P%	σ_p	Θ '	σ_θ
14.06.01	2452075.46	U	16.53	2.56	6.00	52	33
		B	14.83	0.98	1.03	63	23
		V	12.54	2.50	0.45	96	5
		R	10.63	1.65	0.07	83	1
		I	8.97	1.48	0.06	79	1
29.06.01	2452090.48	U	16.16	7.21	6.68	168	21
		B	14.79	2.68	1.25	90	13
		V	12.52	2.33	0.39	79	5
		R	10.62	1.50	0.09	84	2
		I	9.02	1.40	0.10	85	2
14.07.01	2452105.34	U	16.19	2.55	4.41	176	30
		B	14.69	1.40	0.82	91	15
		V	12.47	2.55	0.22	85	2
		R	10.60	1.49	0.06	83	1
		I	9.03	1.34	0.06	83	1
20.07.01	2452111.50	U	17.82				
		B	14.94				
		V	12.33				
		R	10.50				
		I	9.16				
26.07.01	2452117.53	U	15.05	7.31	4.95	130	17
		B	14.32	4.28	3.26	166	19
		V	12.48	3.49	0.97	67	8
		R	10.65	1.59	0.27	86	5
		I	9.13	1.60	0.26	80	5
30.07.01	2452121.50	U		9.95	4.65	60	13
		B		1.74	1.11	70	16
		V		2.02	0.40	84	6
		R		1.46	0.10	83	2
		I		1.46	0.09	80	2
17.08.01	2452139.47	U	15.97	12.77	5.62	109	12
		B	14.62	3.57	0.54	82	4
		V	12.44	1.52	0.33	79	6
		R	10.51	1.70	0.06	86	1
		I	8.93	1.55	0.05	85	1
18.09.01	2452171.42	U	15.90	1.53	4.36	49	35
		B	14.62	2.59	0.72	78	8
		V	12.38	1.83	0.45	82	7
		R	10.54	1.42	0.25	89	5
		I	8.98	1.36	0.17	83	3

межзвездный характер, и нет никаких свидетельств того, что она когда-либо резко отличалась от межзвездной.

Рис.3 показывает, как усредненные по годам параметры поляризации в полосе V изменялись со временем. В первые годы после вспышки

степень поляризации сравнительно быстро уменьшалась на 0.4% - от 2.1% в 1971г. до 1.7% к 1978г., и в дальнейшем оставалась практически неизменной. Угол Θ , наоборот, сначала уменьшался мало, на 5° - 6° к 1978г., а далее возрос довольно значительно - на 16° - 17° к 2001г. К сожалению, нам не удалось найти в литературе промежуточных по времени измерений поляризации V1057 Cyg для заполнения двадцатилетнего пробела в наших данных, поэтому детали поведения поляризации между 1981г. и 2001г. остаются неизвестными.

Еще лучше реальность найденных изменений поляризации фуора видна на рис.4, на котором среднегодовые значения параметров поляризации нанесены в координатах (q, u) , где $q = p \cos 2\Theta$; $u = p \sin 2\Theta$ - относительные параметры Стокса. Разброс наблюдательных точек на этой плоскости вызван ошибками измерений и реальными изменениями параметров поляризации. Точки занимают приблизительно треугольную область. Расстояния между крайними точками этой области многократно, в 2-18 раз, превышают ошибки измерений. Следовательно, найденная переменность поляризации имеет высокую статистическую значимость и может считаться установленной весьма надежно. Размер занимаемой наблюдениями области показывает нам размах изменений поляризации. Он составляет $\approx 0.5\% - 1.0\%$, наблюдаемый на фоне постоянной составляющей $\approx 1.8\%$.

Непосредственно из наблюдений видна только переменная часть собственной околозвездной поляризации фуора. Полностью околозвездную поляризацию можно будет увидеть только после устранения постоянной межзвездной составляющей. Но определить последнюю очень не просто, поскольку звезды из окрестности фуора показывают очень сложную картину межзвездной поляризации без четко выделенного преимущественного направления и разной для разных направлений поляризации поляризующей способностью межзвездной среды. Степени их поляризации того же порядка величины, что и у фуора, откуда следует, что вклад межзвездной поляризации в наблюдаемую у V1057 Cyg может быть велик. Задача выделения межзвездного компонента еще предстоит решить.

4. *Обсуждение.* Таким образом, падение блеска фуора на три звездные величины сопровождалось довольно скромными изменениями линейной поляризации.

Этот результат представляется довольно странным в свете современных представлений о природе фуоров, согласно которым вспышка фуора вызвана резким увеличением темпа аккреции на молодую звезду типа Т Тельца до значений порядка $10^{-4} M_\odot$ в год (Хартманн и Кеньон [9,10]). Получается, что образование столь мощного аккреционного диска вокруг звезды и последовавшая затем его диссипация почти не отразились на собственной поляризации объекта. Такой результат был бы понятен, если бы аккреционный диск фуора наблюдался с полюса, поскольку в

этом случае поляризация рассеянного излучения должна быть равна нулю. Но интерпретация спектра флуора, предложенная авторами цитированных выше работ, исключает такую ориентацию и требует, чтобы диск был ориентирован под небольшим углом (около 30-и градусов) к лучу зрения.

Авторы признательны П.П.Петрову и Е.А.Колотилову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №99-02-18520 и гранта федеральной программы "Астрономия".

¹ Астрономический институт им. В.В.Соболева при СПбГУ, Россия

² Главная Астрономическая обсерватория РАН Пулково, Россия, e-mail: grinin@VG1723.spb.edu

³ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

THE RESULTS OF PHOTOMETRIC AND POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF FU Ori-TYPE STAR V1057 Cyg AT TIME INTERVAL FROM THE OUTBURST TO PRESENT DAYS

E.N.KOPATSKAYA¹, V.P.GRININ^{2,3}, D.N.SHAKHOVSKOY³,
O.S.SHULOV¹

Observations of brightness, color-index and polarization of V1057 Cyg are presented and discussed briefly. The polarization is revealed to be variable.

Key words: *stars: photometry-stars: polarimetry-stars: individual: V1057 Cyg*

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.Н.Копецкая, *Астрофизика*, **20**, 263, 1984.
2. Е.Н.Копецкая, Канд. диссертация, ЛГУ, 1986.
3. W.Herbst *et al*, *Astron. J.*, **108**, 1906, 1994.
4. V.Piirola, *Ann. Acad. Sci., A*, N 418, 1975, p.61.
5. Е.А.Колотилоv, S.J.Kenyon, *IBVS*, N 4497, 1997.
6. M.A.Ibragimov, *IBVS*, N 4479, 1997.
7. S.J.Kenyon *et al*, *Astrophys. J.*, **531**, 1028, 2000.
8. G.Rieke, T.Lee, G.Coyne, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **84**, 37, 1972.
9. L.Hartmann, S.J.Kenyon, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **34**, 207, 1996.
10. S.J.Kenyon, L.Hartmann, *Astrophys. J.*, **323**, 714, 1987.

УДК: 524.3:520.8

НЕОБЫЧНАЯ ЗВЕЗДА Ae/Be ХЕРБИГА XY Per A

Я.Н.ЧХИКВАДЗЕ

Поступила 8 октября 2001

Принята к печати 25 января 2002

Представлены результаты исследования XY Per на основе фотоэлектрических наблюдений в системе Стрёмгрена. Показано, что в двойной системе XY Per AB переменной типа Ae/Be Хербига является более яркий компонент, ранее классифицированный как A2II. Между тем, наши оценки показали, что M_v (XY Per A) = +1.25. Анализ изменения индексов β и c показал, что XY Per A является типичной shell-звездой: наряду с интенсивными абсорбционными линиями водорода она обнаруживает ощутимый дефицит излучения и в бальмеровском континууме. Наиболее примечательными являются те результаты наблюдений, которые указывают на то, что в процессе падения блеска непрозрачность оболочки возрастает как в линиях, так и в бальмеровском континууме. Этот наблюдательный факт едва ли объясним в рамках модели изменения блеска, обусловленного вращающимися вокруг звезды пылевыми облаками.

1. *Введение.* XY Per в ОКПЗ [1] указана как переменная типа In ($m_{pk} = 9^m.8-11^m$) [1]. Видимая величина V меняется от $8^m.99$ до $10^m.05$ [2]. В 1985г. В.С.Шевченко [3] наблюдал алгоподобное падение блеска с амплитудой $0^m.4$ с явной тенденцией к покраснению звезды в минимуме. Падение блеска с такой же амплитудой было зафиксировано наблюдениями Hipparcos [4]. XY Per является двойной системой ADS 2788, состоящей из компонента A2II и менее яркой B6V звезды. XY Per связана с отражательной туманностью VdB 24. В каталог звезд типа Ae/Be Хербига (HBe-звезды) XY Per была включена Финкенцеллером и Мундтом в 1984г. [5]. Фотоэлектрические наблюдения XY Per проводились по программе исследования HBe-звезд, осуществляемой в Абастуманской астрофизической обсерватории [6-9].

2. *Наблюдения.* Фотоэлектрические наблюдения были проведены на 125-см телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории в системе Стрёмгрена. Стандартом служила звезда №2 [10]. Точность измерения в ультрафиолете порядка $0^m.015 + 0^m.020$, в остальных полосах $0^m.005 + 0^m.010$. Результаты наблюдений (переменная минус стандарт) представлены в табл.1. На рис.1 и 2 представлены зависимости показателей цвета и индексов β и c от блеска. Амплитуды изменения блеска в $uvby$ -полосах равны соответственно, $0^m.55$, $0^m.48$, $0^m.43$, $0^m.39$.

С падением блеска на фоне общего покраснения звезды (рис.1). индексы β и c практически не менялись.

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ.
(N-ЧИСЛО НАБЛЮДЕНИЙ, $\Delta m_\lambda = m_\lambda(\text{var}) - m(\text{stand})$, $\Delta\beta_n$ И $\Delta\beta_{IV}$ -
ОЦЕНКИ В УЗКОМ И ШИРОКОМ H_β -ФИЛЬТРАХ)

JD2440000+	N	Δm_y	Δm_b	Δm_V	Δm_u	$\Delta\beta_n$	$\Delta\beta_{IV}$
6714.3973	3	-0.755	-0.754	-0.738	-0.578	-0.685	-0.739
6728.4083	5	-0.726	-0.732	-0.730	-0.560	-0.690	-0.730
6748.3386	4	-0.532	-0.521	-0.503	-0.231	-0.473	-0.512
6773.1846	5	-0.737	-0.755	-0.754	-0.606	-0.701	-0.744
6774.1887	4	-0.768	-0.766	-0.767	-0.548	-0.713	-0.745
7450.3791	2	-0.383	-0.336	-0.281	-0.013	-0.315	-0.334
7451.4000	2	-0.376	-0.328	-0.291	-0.050	-0.291	-0.350
7452.3973	2	-0.417	-0.386	-0.330	-0.140	-0.338	-0.391
7457.3324	4	-0.528	-0.519	-0.501	-0.344	-0.466	-0.505
7550.1901	2	-0.380	-0.360	-0.290	-0.050	-0.290	-0.400
7562.1948	2	-0.559	-0.545	-0.519	-0.302	-0.504	-0.540
7563.2134	2	-0.487	-0.470	-0.447	-0.232	-0.437	-0.490
7564.1823	2	-0.525	-0.510	-0.464	-0.245	-0.490	-0.500
7565.1890	2	-0.53	-0.51	-0.46	-0.29	-0.47	-0.50
7756.4363	3	-0.657	-0.642	-0.636	-0.461	-0.610	-0.646
7774.4804	5	-0.491	-0.483	-0.450	-0.231	-0.430	-0.471
7775.5220	5	-0.549	-0.531	-0.519	-0.333	-0.520	-0.536
7778.4946	6	-0.635	-0.629	-0.620	-0.438	-0.600	-0.625
7780.4982	3	-0.626	-0.626	-0.604	-0.425	-0.583	-0.634
7785.4709	3	-0.592	-0.584	-0.568	-0.397	-0.561	-0.575
7791.4956	5	-0.551	-0.551	-0.530	-0.350	-0.515	-0.522
7793.4958	6	-0.508	-0.498	-0.472	-0.245	-0.457	-0.433
7794.4958	6	-0.534	-0.508	-0.476	-0.260	-0.483	-0.498
7795.4194	1	-0.52	-0.52	-0.50	-0.30	-0.45	-0.52
7797.4195	2	-0.54	-0.53	-0.53	-0.36	-0.51	-0.55
7874.4237	4	-0.517	-0.482	-0.468	-0.264	-0.462	-0.505
7875.3478	3	-0.504	-0.485	-0.458	-0.270	-0.438	-0.490
7877.2120	5	-0.545	-0.548	-0.499	-0.302	-0.484	-0.516
7879.2292	6	-0.480	-0.441	-0.420	-0.227	-0.443	-0.427
7880.3309	4	-0.388	-0.353	-0.300	-0.071	-0.345	-0.368
7885.2636	3	-0.461	-0.443	-0.402	-0.201	-0.439	-0.438
7886.2738	3	-0.485	-0.473	-0.430	-0.240	-0.450	-0.467
7888.2719	3	-0.499	-0.470	-0.435	-0.250	-0.413	-0.459
7917.2209	3	-0.457	-0.422	-0.382	-0.132	-0.383	-0.447
7918.2341	3	-0.460	-0.446	-0.396	-0.170	-0.407	-0.436
7921.2279	3	-0.409	-0.395	-0.336	-0.093	-0.340	-0.396
7931.2636	4	-0.550	-0.505	-0.464	-0.260	-0.448	-0.525
7957.2211	3	-0.531	-0.513	-0.478	-0.250	-0.502	-0.527
7958.2309	3	-0.466	-0.426	-0.408	-0.210	-0.399	-0.434
7960.2253	3	-0.481	-0.457	-0.429	-0.202	-0.414	-0.469
7961.2636	3	-0.521	-0.504	-0.465	-0.295	-0.478	-0.499

3. Обсуждение. 3.1. Какой из двух компонентов XY Per (AB) нужно считать переменной, т.е. звездой типа HBe? Допустим, что таким

является компонент B6V. Так как расстояние между компонентами мало ($\rho = 1''.3$ [11]), то при фотометрии мы измеряем полное излучение обеих звезд и поэтому

$$10^{-0.4\Delta m_{\lambda}^x} = \alpha_{\lambda} + (1 - \alpha_{\lambda})10^{-0.4\Delta m_{\lambda}^B}, \quad (1)$$

где Δm_{λ}^x - наблюдаемое значение падения суммарного блеска, Δm_{λ}^B - истинное значение изменения блеска звезды B6V и α_{λ} - доля излучения A-компонента в максимуме суммарной яркости. По данным Hipparcos [11], компонент

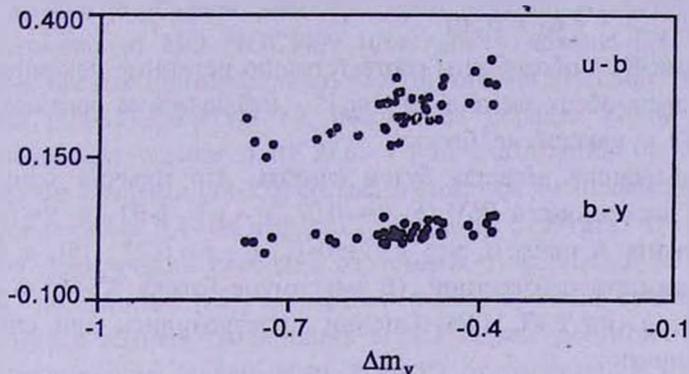


Рис.1. Зависимости $u-b$ и $b-y$ от блеска.

B6V на $0^m.88$ слабее, чем A2II, и, следовательно, $\alpha_y = \alpha(\text{Hip}) = 0.69$. Тогда из соотношения (1) следует, что амплитуда падения блеска системы XY Per (AB) не должна превышать $0^m.4$, тогда как переменная показывала падения блеска с амплитудой больше чем 1^m [1.2]. Следовательно, переменной типа HVe следует считать компонент A2II. В пользу такого заключения говорят результаты исследований HVe-звезд: согласно [4,12] максимальная амплитуда падения блеска HVe-звезд, более ранних, чем B8-A0, не превышает $0^m.5$, в то время как HVe-звезды с более поздними подклассами характеризуются амплитудой падения блеска до $V=4^m$.

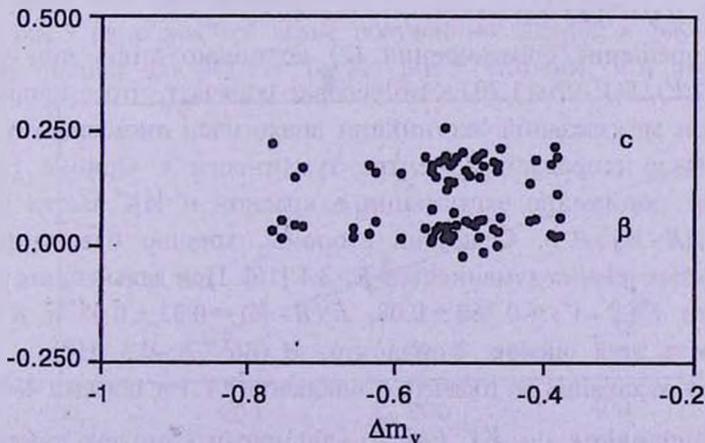


Рис.2. Зависимости индексов β и c от блеска.

3.2. *Оценка поглощения.* При допущении, что переменной является компонент А2II, соотношение (1) принимает вид

$$10^{-0.4\Delta m_{\lambda}^x} = (1 - \alpha_{\lambda}) + \alpha_{\lambda} 10^{-0.4\Delta m_{\lambda}^A}, \quad (2)$$

где Δm_{λ}^A - истинное значение изменения блеска компонента А2II. Из соотношения (2) следует, что

$$\left. \begin{aligned} 10^{-0.4\Delta m_{\lambda}^x} &> 1 - \alpha_{\lambda} = (1 - \alpha_y) 10^{-0.4[(m_{\lambda} - m_y)^B + E^B(m_{\lambda} - m_y) - (m_{\lambda} - m_y)F]} \\ 1 - 10^{-0.4\Delta m_{\lambda}^x} &< \alpha_{\lambda} = \alpha_y 10^{-0.4[(m_{\lambda} - m_y)^A + E^A(m_{\lambda} - m_y) - (m_{\lambda} - m_y)F]} \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

где индексами В, А обозначены соответственно истинные показатели цвета и избытки цвета обеих звезд, а $(m_{\lambda} - m_y)^{\Sigma}$ - наблюдаемые показатели цвета XY Per (AB) в максимуме блеска.

При дальнейших расчетах будем считать, что горячий компонент - нормальная звезда класса В6V ($b - y = -0.07$, $v - y = -0.02$, $u - y = 0.48$ [13]). Для компонента А примем, что $b - y = 0.02$, $v - y = 0.22$ [13], а величину $u - y$ будем считать неизвестной. (В максимуме блеска XY Per $b - y = 0.33$, $v - y = 0.78$, $u - y = 2.47$ [14]). Оценки производились при следующих предположениях:

1) истинные значения амплитуд Δm_{λ}^A растут с уменьшением длины волны;

$$2) E(u - y)/E(b - y) = 2.50, E(v - y)/E(b - y) = 1.7. [15]$$

В конечном счете были получены следующие оценки: $E^A(b - y) = 0.24 \pm 0.02$, $E^B(b - y) = 0.56 \pm 0.06$ и $(u - y)^A = 2.30 \pm 0.16$.

Аналогичные расчеты были проведены по данным UBVR-наблюдений [12]. Был выбран один конкретный участок между JD2448440 и JD2448500, в котором четко прослеживается алголеподобное изменение блеска: $V(\max) = 9.04$, $U - V = 0.908$, $B - V = 0.475$, $V - R = 0.457$, $\Delta U = 0.748$, $\Delta B = 0.621$, $\Delta V = 0.533$ и $\Delta R = 0.427$.

Были получены следующие оценки: $E^A(B - V) = 0.37 \pm 0.07$, $E^B(B - V) = 0.76 \pm 0.15$, $(U - V)^A = 0.43 \pm 0.1$.

Точное решение соотношения (2) возможно лишь при условии $1.246 > E(B - V)/E(V - R) > 1.207$. Это условие означает, что в направлении XY Per закон межзвездной экстинкции аналогичен аномальному закону поглощения в направлении центра туманности в Орионе [15], где наблюдается понижение экстинкции в красной и ИК частях спектра, а $R = A_v/E(B - V) > 3.1$. С другой стороны, хорошо известно, что в областях густых темных туманностей $R > 3.1$ [16]. При дальнейших расчетах примем, что $E^B(B - V) = 0.760 \pm 0.08$, $E^A(B - V) = 0.33 \pm 0.03$ и $R = 3.3$.

На основе этих оценок, считая что $M_v(B6V) = -0.5$ [17], а $R = 3.3$, находим, что расстояние до горячего компонента XY Per порядка 450 ± 50 пк.

3.3. *Расстояние до XY Per А.* Обширный комплекс туманностей в Perseus, Taurus и Auriga наиболее близкое к нам скопление молекулярных

облаков (МО), в которых наблюдается процесс звездообразования. XY Per генетически связана с МО на северо-западном конце III-области NGC1499 (МО NGC1499) [18], расположенной в центре плотной темной туманности L1442 [19].

Наиболее полный обзор работ по оценкам расстояний до отдельных частей МО в указанных созвездиях произвели Унгерехтс и Таддеуш [20]: по их мнению расстояние до МО NGC1499 порядка 350 пк с пределами от 200 до 800 пк. Однако имеются исследования, из которых следует, что расстояние до МО NGC1499 может быть меньше [21-23]. В свете указанных оценок примечательно, что тригонометрический параллакс XY Per равен $0''00833 \pm 0''00349$ т.е. расстояние порядка 120 пк [11].

Исследование зависимости $E(B-V)$ от расстояния было проведено несколькими авторами [24-27], согласно которым в направлении NGC1499 $E(B-V)/d$ порядка 0.4 - 0.6 mag/кпк, хотя надо отметить, что III-область NGC1499 практически свободна от темных туманностей [20]. С другой стороны, по данным [28], на основе подсчета звезд, среднее значение поглощения в темных туманностях в МО Perseus достигает 2^m .

Для построения зависимости $E(B-V)$ от расстояния воспользуемся двумя звездами около XY Per, №1 и №2, для которых имеются точные $UBVR$ -наблюдения [10]. Для определения спектрального класса и избытка цвета мы применили Q-метод и стандартную зависимость между $U-B$ и $B-V$ при допущении, что $E(U-B)/E(B-V) = 0.72$ и $R = 3.3$.

По нашим оценкам оказалось, что звезда №1 имеет спектральный класс F8V ($E(B-V) = 0.1$, $d = 150$ пк) или B6V ($E(B-V) = 0.74$, $d = 423$ пк). А звезда №2 или является звездой A1V ($E(B-V) = 0.435$, $d = 277$ пк) или же A3V ($E(B-V) = 0.335$, $d = 269$ пк) В расчетах было сделано одно вынужденное допущение, что рассмотренные звезды являются объектами главной последовательности. В рассмотренных случаях оказалось, что $E(B-V)/E(V-R)$ порядка 1.3.

На рис.3 нанесены все выше полученные оценки, а также соответствующие оценки для XY Per B. Из рис.3 находим, что расстояние до

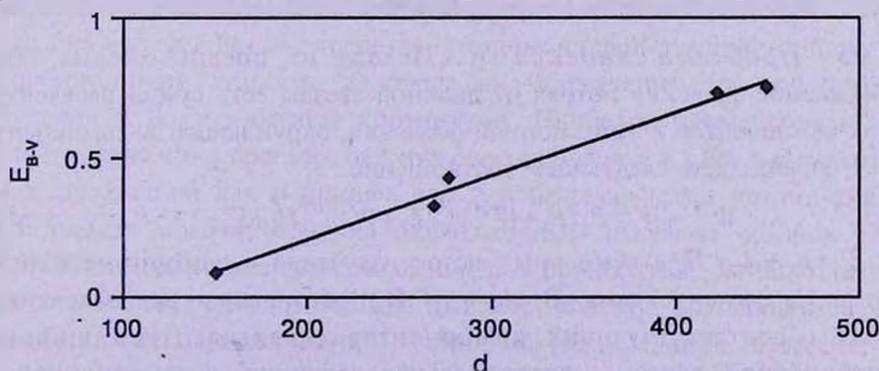


Рис.3. Зависимость $E(B-V)$ от расстояния d (пк) около XY Per.

ХУ Per A порядка 250 пк, т.е. абсолютное значение M_v (ХУ Per A) = 1.25. Последняя оценка исключает возможность того что, ХУ Per A является ярким гигантом. Дело в том, что в спектре ХУ Per A хорошо видны узкие абсорбционные линии оболочки (shell) [18], которые иницируют спектроскопически видимую повышенную светимость звезды. Аналогичная ситуация наблюдается у некоторых HBe-звезд: RR Tau (A2II-III), BF Ori (A5II-III) и V 380 Ori (A2II-III) [3], хотя по светимостям, оцененным при разумных допущениях об ошибках в определении расстояния и поглощения, перечисленные объекты находятся около ГП [3].

3.4. *Проблема бальмеровского скачка.* Из рис.2 видно, что разность индексов бальмеровского скачка (БС) ХУ Per АВ и звезды сравнения №2 (SpA1-A3) в максимуме блеска порядка 0.15. Рассмотрим следующее соотношение:

$$10^{D^\Sigma} = (1 - \alpha_{3650^-}) 10^{D^B} + \alpha_{3650^-} 10^{D^A}, \quad (4)$$

где индексом Σ обозначен БС ХУ Per АВ, индексами В и А БС обоих компонентов, а α_{3650^-} - есть доля излучения А-компонента непосредственно за БС. Для расчетов примем, что $D^\Sigma(\max) = D(A1-3) = 0.52$, $D^B = 0.3$ [29] и $\alpha_{3650^-} = \alpha(U)$. $\alpha(U)$ по нашим оценкам порядка 0.60. При указанных условиях из соотношения [4] находим, что в максимуме блеска $D^A(\max) = 0.62 \pm 0.03$, что на 0.1 больше, чем БС звезды класса А1-А3. Выше были получены следующие оценки $(u-y)^A = 2.30$ и $(U-V)^A = 0.43$. Сравнивая со звездой класса А2V находим, что ХУ Per A характеризуется дефицитом излучения $0^m.80$ и $0^m.30$ в полосах $u(3500 \text{ \AA})$ и $U(3600 \text{ \AA})$, соответственно.

Мы уже говорили о том, что ХУ Per A является shell-звездой. В работах [30,31] нами было показано, что shell-звезды, как правило, характеризуются дефицитом излучения в бальмеровском континууме. Вновь обратимся к рис.2, из которого следует, что в минимуме блеска $\Delta c = 0.18$. Из соотношения (4) записанного для минимума блеска находим, что величина $D^A(\min) = 0.94!$ (Заметим, что у известной shell-звезды HD190073 $D = 0.84$ [32]). Из вышесказанного следует, что в процессе падения блеска оболочка становится менее прозрачной в бальмеровском континууме.

3.5. *Проблема индекса β .* Исходя из предположения, что наблюдаемое значение потока от двойной звезды есть сумма излучений обоих компонентов и эмиссионной оболочки, окружающей А-компонент, будет справедливо следующее соотношение:

$$W^\Sigma = W^B B_c / E_c + W^A A_c / E_c + W^{(\Gamma.O)} H_c / E_c, \quad (5)$$

где $E_c = B_c + A_c + H_c$ - суммарный поток излучения в континууме вблизи линии H_β , а индексами В, А и (Г.О.) обозначены эквивалентные ширины соответствующих компонентов (эквивалентная ширина абсорбционной линии - положительная величина, а эмиссионной -

отрицательная). Из рис.2 следует, что в процессе падения блеска значение индекса β не менялось и оно порядка β -индекса звезды сравнения №2. Принимая, что $W^{\Sigma}(\max) = W^{\Sigma}(\min) = W(A1 - A3) = 12.5\text{\AA}$ и $W^B = 7\text{\AA}$ [33] и A_c/E_c равен 0.74, а H_c/E_c порядка 0.1-0.01, то из соотношения (5) находим, что $W^A(\max) > 14.5 - 15.5\text{\AA}$ и $W^A(\min) > 16 - 18\text{\AA}$. Таким образом выясняется, что в процессе падения блеска, наряду с увеличением непрозрачности в континууме, оболочка становится менее прозрачной также в линиях, что и следовало ожидать.

3.6. *Истинные изменения блеска XY Per A.* Из соотношения (2) можно получить оценки истинных значений амплитуд XY Per A: Δm_R , Δm_V , Δm_B и Δm_U равны, соответственно, $0^m.76$, $0^m.90$, 1^m и $1^m.93$. Однако, учитывая, что $D^A(\min) - D^A(\max) = 0.30$, реальное изменение блеска в ультрафиолете будет порядка $1^m.2$.

Обращает внимание низкий уровень селективности при падении блеска. Малая селективность изменения блеска XY Per A может быть обусловлена двумя причинами: или околозвездное пылевое облако состоит из более мелких частиц, чем межзвездная среда, или же размер затмевающего облака меньше, чем размер звезды, предполагая, что падение блеска обусловлено околозвездными пылевыми облаками [34]. Из рассмотрения затмения XY Per A (JD2448440-JD2448500) [12] следует, что падение блеска от максимума до минимума и, наоборот, подъем от минимума до максимума продолжались в течение 20-22 дней, а продолжительность самого минимума была порядка 3-х дней. Следовательно, можно заключить, что при прохождении пылевого облака затмевается 75% поверхности звезды. С учетом этого реальные амплитуды падения блеска XY Per A будут иметь следующие значения: 2.33, 1.76, 1.50, 1.21 в *UBVR*-фильтрах соответственно.

4. *Заключение.* Переменной звездой типа Ae/Be Хербига в двойной системе XY Per AB следует считать компонент A2II, однако он не является ярким гигантом, так как по нашим оценкам $M_V(XY Per A) = 1.25$.

Наши наблюдения показали, что в процессе падения блеска как индекс бальмеровского скачка, так и индекс β практически не меняются. Показано, что XY Per A является типичной shell-звездой: наряду с абсорбционными линиями водорода она характеризуется дефицитом излучения в бальмеровском континууме. Наиболее примечательно то обстоятельство, что в процессе падения блеска оболочка XY Per A становится менее прозрачной как в линиях, так и в бальмеровском континууме.

В рамках модели затмения околозвездным пылевым облаком [34] кажется более чем странным совпадение двух процессов. С одной стороны, звезду затмевает околозвездное пылевое облако, вращающееся на расстоянии нескольких (десятков) астрономических единиц от звезды. И почему-то именно в этот промежуток времени происходит заметное

усиление непрозрачности оболочки, локализуемой на расстоянии всего нескольких радиусов звезды от переменной. Трудно или почти невозможно понять, как первый процесс (прохождение облака) может инициировать усиление непрозрачности оболочки.

Следует обратить внимание на необычный характер зависимости показателя цвета от блеска на рис.1, из которой следует, что по мере падения блеска показатели цвета растут нелинейно. Анализ многолетних *UBVR*-наблюдений [12] показал, что между величинами "показатель цвета" и "звездная величина" наблюдается подобная функциональная зависимость.

Предварительные расчеты показали, что на диаграмме "показатель цвета-блеск" для истинных значений *XU Per A* не обнаруживается присутствия так называемого эффекта поглубления в минимуме яркости. Эта проблема требует дальнейшего исследования.

В заключение еще раз о расстоянии до *XU Per A*. Надо иметь в виду, что полученная нами оценка поглощения для *XU Per A*, по сути дела, является суммой чисто межзвездной и околозвездной составляющих. Поэтому мы вправе думать, что расстояние 250 пк является верхней границей для *XU Per A*.

Абастуманская астрофизическая обсерватория,
Грузия, e-mail: abao@www2.kheta.ge

THE UNUSUAL Ae/Be HERBIG STAR *XU Per A*

I.N.CHKHIKVADZE

Results of investigation of *XU Per* based on photoelectric observation in the Strömgren system are presented. It is shown that in the double system *XU Per AB* the brighter component classified earlier as A2II, is an Ae/Be Herbig type variable. Meanwhile, we have estimated that $M_v = +1.25$ for *XU Per A*. Analysis of variation of the indices, β and c reveals that *XU Per A* is a typical shell-star: along with the strong absorption hydrogen lines it shows an appreciable radiation deficiency in the Balmer continuum. The most significant result of our observation is that the shell opacity is enhanced both in the hydrogen lines and in the Balmer continuum as star fades. This observational fact can hardly be explained within the framework of the model of star fading due to rotating circumstellar dust clouds.

Key words: stars: peculiar-stars: individual: *XU Per A*

ЛИТЕРАТУРА

1. Обший Каталог Переменных Звезд, гл. ред. П.Н.Холопов, Наука, М., 1987.
2. *V.S.Shevchenko, K.N.Grankin, M.A.Ibragimov, S.Yu.Melnikov, S.D.Yakubov*, *Astrophys. Space Sci.*, **202**, 121, 1993.
3. *В.С.Шевченко*, Ae/Be звезды Хербига, ФАН, Ташкент, 1989.
4. *M.E. van der Ancker, D. de Winter, H.R.E.Tjin A Djie*, *Astron. Astrophys.*, **330**, 145, 1998.
5. *U.Finkenzeller, R.Mundt.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **55**, 109, 1984.
6. *Я.Н.Чхиквадзе, Э.Б.Джаниашвили*, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., **61**, 83, 1987.
7. *Я.Н.Чхиквадзе*, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., **63**, 24, 1988.
8. *Я.Н.Чхиквадзе*, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., **68**, 43, 1990.
9. *I.N.Chkhikvadze*, *Astron. Nachr.*, **3**, 253, 1994.
10. *А.Ф.Пугач, Г.У.Ковальчук*, Перемен. Звезды, **22**, 9, 1983.
11. *C.Bertout, N.Robichon, F.Aernou*, *Astron. Astrophys.*, **352**, 574, 1999.
12. *W.Herbst, V.S.Shevchenko*, *Astron. J.*, **118**, 1043, 1999.
13. *D.L.Crawford, J.V.Barnes*, *Astron. J.*, **75**, 978, 1970.
14. *W.Herbst, J.A.Maley, E.C.Williams*, *Astron. J.*, **120**, 349, 2000.
15. *В.Страйжис*, Многоцветная фотометрия звезд, Мокслас, Вильнюс, 1977.
16. *S.E.Strom, K.M.Strom, L.Carrasco*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **86**, 798, 1974.
17. *В.Страйжис*, Звезды с дефицитом металлов, Мокслас, Вильнюс, 1982.
18. *U.Finkenzeller, I.Jankovics*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **57**, 285, 1984.
19. *B.T.Lunds*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **64**, 1, 1962.
20. *H.Ungerechts, P.Thaddeus*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 645, 1987.
21. *O.Eklof*, *Upsala Observ. Medd.*, 119 in *Ark. Astr.* **2**, N21 (Stockholm; Almqvist and Wiksell) 213, 1958.
22. *D.S.Heecheen*, *Astrophys. J.*, **114**, 132, 1951.
23. *V.Ungerer, N.Mauron, J.Brillet, Nguen-Qung-Rieu*, *Astron. Astrophys.*, **146**, 123, 1985.
24. *Н.Б.Каландадзе, В.И.Ворошилов*, Астрометрия и Астрофизика, **47**, 10, 1982.
25. *M.P.FitzGerald*, *Astron. J.*, **73**, 983, 1968.
26. *P.B.Lucke*, *Astron. Astrophys.*, **64**, 367, 1978.
27. *D.M.Gottlieb, W.L.Upson II*, *Astrophys. J.*, **157**, 611, 1969.
28. *J.Gernicharo, R.Bachiller, G.Duvert*, *Astron. Astrophys.*, **149**, 273, 1985.
29. *В.М.Терещенко, А.В.Харитонов*, Зональные спектрофотометрические стандарты, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, Наука, Алма-Ата, **21**, 1972.
30. *Я.Н.Чхиквадзе*, Астрофизика, **16**, 715, 1980.
31. *Я.Н.Чхиквадзе*, Астрофизика, **17**, 317, 1981.
32. *O.Struve*, *Astrophys. J.*, **106**, 338, 1947.
33. *И.М.Копылов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв. **22**, 123, 1960.
34. *W.Wenzell*, *Astron. Nachr.*, **292**, 221, 1969.

УДК: 524.354.6-337

ОЦЕНКА ШКАЛЫ СЛИЯНИЯ КОМПОНЕНТОВ
КОНТАКТНЫХ ДВОЙНЫХ ТИПА WUMa

Г.Н.ДРЕМОВА, М.А.СВЕЧНИКОВ

Поступила 24 октября 2001

Принята к печати 25 января 2002

В работе оцениваются временные шкалы перехода из контактных двойных систем типа WUMa в одиночные звезды класса «голубые бродяги». Для расчета этих шкал используются модель одностороннего перетекания вещества с главного компонента на спутник, заключенных в общую оболочку (Eggen и др.) и модель контактной двойной, принадлежащей начальной главной последовательности НПП с теряющим массу спутником (F. van't Veer). Расчет времени слияния компонентов проводился для 304 контактных систем типа WUMa из Каталога приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных в шкале потери массы и орбитального углового момента, вызванного магнитным торможением в предположении синхронизации осевого вращения и орбитального обращения. На основе полученной статистики, характерные шкалы слияния составляют $0.4 + 0.6$ и $0.5 + 0.7$ Гигаlet, соответственно, для двух вышеуказанных моделей. Обсуждаются результаты сравнения с другими авторами.

1. *Введение.* В данной работе исследуется динамическая эволюция контактных двойных систем (ДС) типа WUMa в результате потери орбитального углового момента (УМ) из-за звездного ветра и магнитной активности.

На основе анализа фотометрических кривых блеска и кривых лучевых скоростей сделан вывод, что все WUMa ДС солнечного типа обладают общими оболочками [1]. Из статистического изучения функции отношения масс выводится среднее отношение масс $q = M_2/M_1$, близкое к 0.3, и четко прослеживается рост числа контактных ДС с уменьшением q .

Асимметричность кривых блеска, связанная с наличием темных пятен на поверхности главного компонента [2], указывает на магнитное поле, порожденное турбулентностью и дифференциальным вращением, приводящими к механизму динамо. Внезапные скачки орбитального периода у контактной ДС, которые нельзя объяснить эффектом удаленного третьего тела, также иллюстрируют проявление магнитной активности. Природа этих скачков исследовалась в [3] и связана с процессом переноса массы, как в пределах контактной системы, так и из системы.

Итак, перенос массы и потеря орбитального УМ рассматриваются здесь как основные факторы, определяющие процесс слияния компонентов.

Объектами нашего исследования являются KW-системы из каталога приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменно-

переменных звезд [4]. Это сокращение принято согласно классификации [5]:

KW - контактные системы типа WUMa с обоими компонентами, сравнительно близкими к соответствующим внутренним критическим поверхностям (ВКП), с периодами $P \leq 0^d.5$ и спектрами главных компонентов Sp_1 более поздними, чем $\approx F0$. Численность KW-систем в данном каталоге - 304.

2. Оценка шкалы слияния компонентов KW-систем в модели одностороннего перетекания. Первый вариант оценки времени слияния компонентов в KW-системах основан на сценарии Eggen и др. [6], описывающем процесс одностороннего перетекания массы от главного компонента на спутник и потерю орбитального УМ из-за магнитного звездного ветра, выдувающегося с общей оболочки контактной системы.

Динамика эволюции предполагается следующей: первоначально более массивный компонент первым заполняет свою полость Роша, и начинается процесс перетекания массы на спутник, в ходе аккреции масса и размеры спутника увеличиваются, что приводит к формированию общей оболочки [7]. Устанавливается относительно стабильная конфигурация, в которой оба компонента заполнили свои полости Роша. Процесс же перетекания массы продолжается от когда-то более массивного, а теперь уже истощенного компонента на массивный к этому времени спутник (одностороннее перетекание даже в случае перемены ролей).

Вещество общей оболочки, которое в отсутствие магнитного поля могло бы просто выдуваться звездным ветром во внешнее пространство под действием давления излучения, вынуждено вследствие вмороженности в линии магнитного поля коротировать с системой, расходуя при этом энергию ее вращения. В силу предполагаемой синхронизации, которая имеет место в тесных ДС из-за приливного трения, это приводит к уменьшению орбитального УМ, что эквивалентно сближению компонентов.

Подход в оценке времени слияния $\tau_{\text{слияния}}$ в сценарии из [6] определяется отношением массы главного компонента к темпу потери его массы M_1/\dot{M}_1 . Следуя [6], орбитальный УМ контактной ДС имеет вид:

$$H_{\text{orb}} \sim \left(0.027 \cdot \frac{M_1^{1.88} + M_2^{1.88}}{M_1^{0.88}} + \frac{M_1 M_2}{M} \right) A^2 w. \quad (1)$$

Дифференцирование по времени (1) дает выражение для потери орбитального УМ.

Расход собственного УМ контактной системы dH_{spin}/dt построен по аналогии с одиночными звездами, для которых справедлив закон Скуманича [8]. Согласно этому закону экваториальная скорость одиночной звезды замедляется со временем из-за магнитного поля как $V_{\text{rot}} = \alpha/t^{1/2}$. Поэтому потерю собственного УМ контактной системы можно записать как

$$\frac{dH_{\text{spin}}}{dt} = -(M_1 R_{1L}^4 + M_2 R_{2L}^4) \omega^3 / (20\alpha^2), \quad (2)$$

где коэффициент α в данной работе полагался 12 км/с - верхнее значение от калибровки по молодым звездам скопления Плеяды.

Из-за действия приливных сил предполагается, что сколь угодно малое изменение орбитального УМ сразу же синхронизируется с изменением вращательного УМ. Из равенства $dH_{\text{orb}}/dt = dH_{\text{spin}}/dt$ можно выделить величину M_1/M_1 , которая и определяет $\tau_{\text{слияния}}$, сгруппировав в правой части все остальные члены уравнения.

$$\tau_{\text{слияния}} = 297.6 \frac{\alpha^2}{GM/A} \cdot \frac{M^{0.76}}{M_1^{1.76} + M_2^{1.76}} \cdot \left[(M_1 - M_2 - M\delta) \cdot \frac{M_2}{M_2 + M\varepsilon} - 0.28M_2 \right], \quad (3)$$

где

$$\delta = 0.027 - 0.051 \cdot (M_2/M_1)^{0.88} \quad \text{и} \quad \varepsilon = 0.027 \cdot (1 + (M_2/M_1)^{1.88}).$$

Зная всего три физических параметра контактной системы M_1 , M_2 и большую полуось орбиты A , можно в грубом приближении оценить $\tau_{\text{слияния}}$. Для каждой из 304 KW-систем из каталога [4] была рассчитана индивидуальная шкала слияния. На гистограмме рис.1 видно, что характерное $\tau_{\text{слияния}}$ в модели Eggen и др. [6] варьирует в диапазоне от 0.4 до 0.6 Гигалет (1 Гигалет = 10^9 лет).

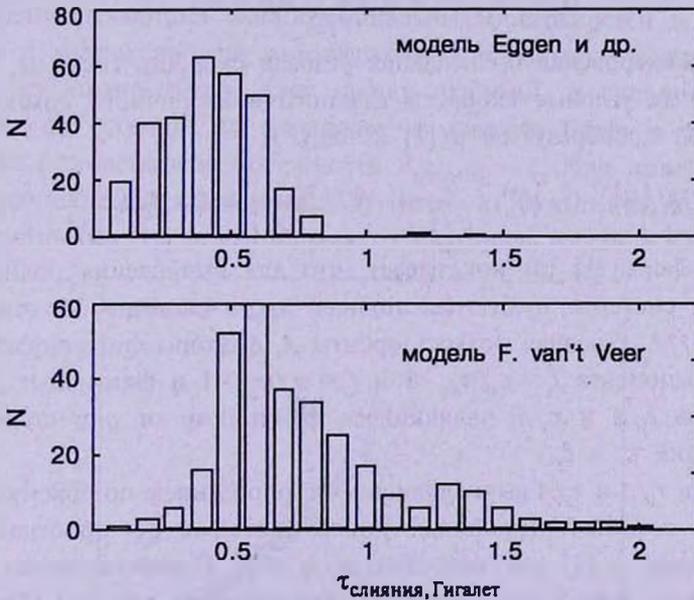


Рис.1. Гистограммы распределения числа KW-систем по шкалам слияния.

3. Оценка шкалы слияния компонентов KW-систем в модели F. van't Veer. В сценарии, предложенном F. van't Veer [1], рассматривается ДС типа WUMa, которая образовалась в результате деления протозвезды

с избыточным УМ. На момент выхода на НГП, то есть до инициации ядерного горения водорода, ДС становится контактной системой.

С поверхности главного компонента в такой системе выдувается вещество во внешнее пространство, которое из-за магнитной вязкости уносит часть углового вращательного момента. Это приводит к десинхронизации всей системы. Первая лагранжева точка L_1 начинает отодвигаться от теряющего массу главного компонента [9], в результате чего развивается динамическая неустойчивость в окрестности L_1 . Из расчетов для малых отклонений от синхронизации в [10] получено, что вещество, вытекающее через L_1 , будет возвращаться обратно на главный компонент, увлекая за собой под действием приливных сил вещество спутника. Таким образом, синхронизация восстанавливается за счет перетекания вещества от спутника на главный компонент или, другими словами, за счет "проглатывания" спутника главным компонентом.

Для определения $\tau_{слияния}$ в [1] используется отношение полного УМ, запасенного в вышедшей на НГП контактной системе к темпу его расхода. Полагая, что эксцентриситет орбиты равен 0 и пренебрегая деформацией поверхностей компонентов из-за приливных возмущений, полный УМ можно записать как

$$H = \frac{M_1 M_2}{M} \cdot A^2 w_{orb} + \sum_{i=1}^2 M_i k_i r_i^2 w_i, \quad (4)$$

где w_{orb} - кеплеровская орбитальная угловая скорость системы, w_1 и w_2 - собственные угловые скорости главного и вторичного компонентов. Формула (4) преобразуется в [1] к виду:

$$H = (GM^3 A)^{0.5} \cdot (1+q)^{-1} \cdot \left\{ \frac{q}{q+1} + (1+f_1) k_1^2 \left(\frac{r_1}{A} \right)^2 + q(1+f_2) k_2^2 \left(\frac{r_2}{A} \right)^2 \right\}. \quad (5)$$

Анализ формулы (5) показывает, что для вычисления полного УМ контактной системы требуются: полная масса системы M , отношение масс $q = M_2/M_1$, большая полуось орбиты A , факторы синхронизации для каждого компонента $f_1 = w_1/w_{orb} - 1$ и $f_2 = w_2/w_{orb} - 1$ и фиктивные радиусы компонентов r_1/A и r_2/A , являющиеся функциями от q и степеней их контактизации c_1 и c_2 .

Значения r_1/A и r_2/A вычислялись интегрированием по объему точного положения эквипотенциальных поверхностей в 3D-пространстве и затабулированы в [1] как функции от q и c . Изучение синтетических кривых блеска дает оценку степени контактности для WUMa систем солнечного типа в районе 0.7-1, а ректифицированные кривые блеска уточняют значение $c = 1$. Поэтому, полагая $c_1 = c_2 = 1$ и по известному q из каталога [4] путем линейной интерполяции мы находили фиктивные радиусы компонентов для каждой из 304 KW-систем.

Используя оценку темпа потери полного УМ контактной ДС как $dH/dt=7.81 \cdot 10^{42} \text{ г см}^2/\text{с год}$ из [1] (для сравнения у Солнца $dH/dt=3 \cdot 10^{38} \text{ г см}^2/\text{с год}$), мы вычислили индивидуальные шкалы слияния $\tau_{\text{слияния}} = H/\dot{H}$ для 304 KW-систем. Данное значение dH/dt вычислено на основе приведенной для контактных ДС в [1] зависимости временная шкала - темп потери полного УМ. В качестве временной шкалы рассматривалось время, требуемое для $\sim \text{KW} \rightarrow \text{KW}$ перехода, как процесса, предшествующего слиянию компонентов в KW-системах. По оценкам, сделанным в [15], время $\sim \text{KW} \rightarrow \text{KW}$ перехода составляет 0.25 Гигалет. Пик в распределении числа KW-систем по $\tau_{\text{слияния}}$ в модели F. van Veer [1] приходится на интервал 0.5 + 0.7 Гигалет.

4. *Результаты.* На гистограммах рис.1 показаны распределения числа KW-систем по временам слияния их компонентов, рассчитанных в моделях Eggen и др. [6] и F. van't Veer [1]. Из графиков видно, что характерная шкала слияния, рассчитанная по 1-ой модели [6], составляет 0.4 + 0.6 Гигалет, а для 60% KW-систем 2-я модель [1] дает 0.5 + 0.7 Гигалет, при этом для 25% KW систем шкала слияния варьирует в пределах 1 Гигалет и для 17 % KW-систем - 1 + 2 Гигалет.

То есть модель F. van't Veer [1], используя более реалистичное представление геометрии эквипотенциальных поверхностей и истечения вещества с учетом степени контактизации и факторов синхронизации каждого из компонентов, дает шкалу слияния, в среднем, на 500 миллионов лет длиннее по сравнению с моделью Eggen и др. [6].

На рис.2 представлена зависимость $\tau_{\text{слияния}}$ - q_0 . При этом, учитывая, что нынешние главные компоненты KW-систем из [4] являлись до "перемены ролей" спутниками [11], и что в процессе «перемены ролей» в KW-системах

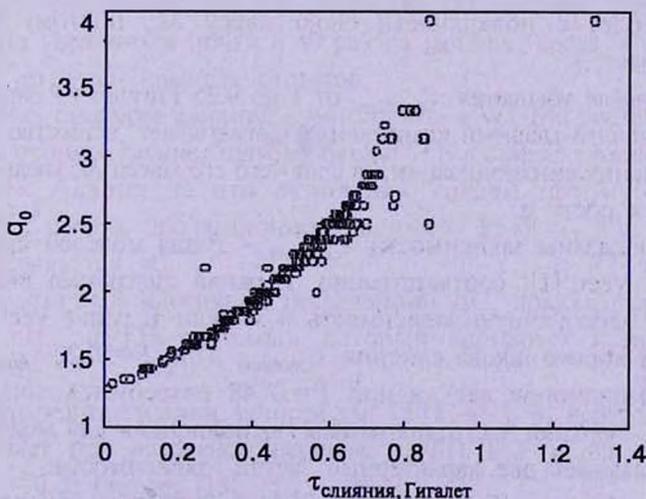


Рис.2. Зависимость начального отношения масс KW-систем от шкалы слияния в модели Eggen и др.

произошел переход от начальных отношений масс $q_0 > 1$ к $q < 1$, для модели одностороннего перетекания от главного компонента на спутник Eggen и др. [6], правильно будет использовать значения $q_0 = (M_2/M_1)^{-1}$. Тогда, график на рис.2 имеет простую интерпретацию: чем ближе q_0 к 1 (компоненты имеют почти равные массы), тем меньше времени потребует спутнику на заполнение своей полости Роша в ходе аккреции и, соответственно, будет короче шкала слияния.

На рис.3 построена аналогичная зависимость для модели F. van't Veer [1]. Ввиду качественного различия между моделями, интерпретация этого графика будет другой:

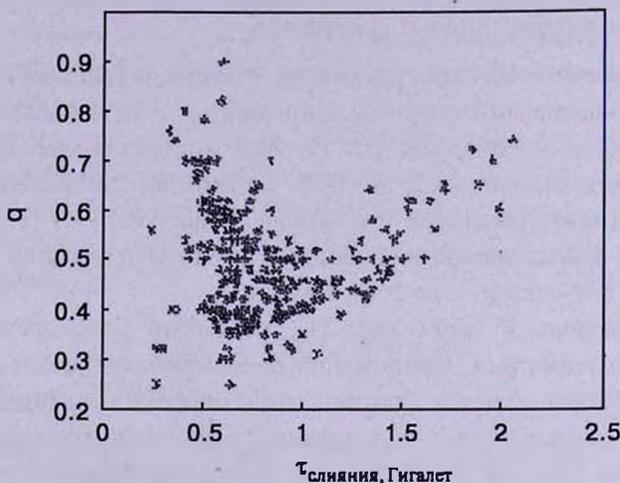


Рис.3. Зависимость отношения масс KW-систем от шкалы слияния в модели F. van't Veer.

1) на участке убывания $\tau_{\text{слияния}}$ от 2 до 1 Гигалет (для периода P это соответствует его изменению примерно от $0^d.5$ до $0^d.4$) бывший главный компонент теряет с поверхности свою массу M_2 , поэтому значение $q = M_2/M_1$ падает;

2) на интервале убывания $\tau_{\text{слияния}}$ от 1 до 0.25 Гигалет (P варьирует от $0^d.4$ до $0^d.2$) бывший главный компонент "проглатывает" вещество спутника для восстановления синхронизации, за счет чего его масса M_2 увеличивается, что приводит к росту q .

На рис.4 показаны зависимости $\tau_{\text{слияния}} - P$ для моделей Eggen и др. [6] и F. van't Veer [1], соответственно. Нижняя диаграмма рис.4 четко иллюстрирует однозначную зависимость в модели F. van't Veer [1]: чем меньше P , тем короче шкала слияния $\tau_{\text{слияния}}$. При $P = 0^d.2$, $\tau_{\text{слияния}} = 0.3$ Гигалет (300 миллионов лет), а при $P = 0^d.48$ потребуются шкала уже в 6 раз длиннее. Верхняя часть диаграммы, выполненная для модели Eggen и др. [6] показывает две характерные "ветви" зависимости:

1) с уменьшением P от $0^d.5$ до $0^d.4$ q_0 растет к экстремальным значениям, поэтому шкала слияния увеличивается;

2) на участке изменения P от $0^d.4$ до $0^d.2$ q_0 стремится к 1, что эквивалентно укорачиванию $\tau_{\text{слияния}}$ от 0.6 Гигалет до 0.2 Гигалет.

Таким образом, особенности каждой рассмотренной модели четко проявляются в вышеописанных зависимостях $N - \tau_{\text{слияния}}$, $P - \tau_{\text{слияния}}$ и $q - \tau_{\text{слияния}}$.

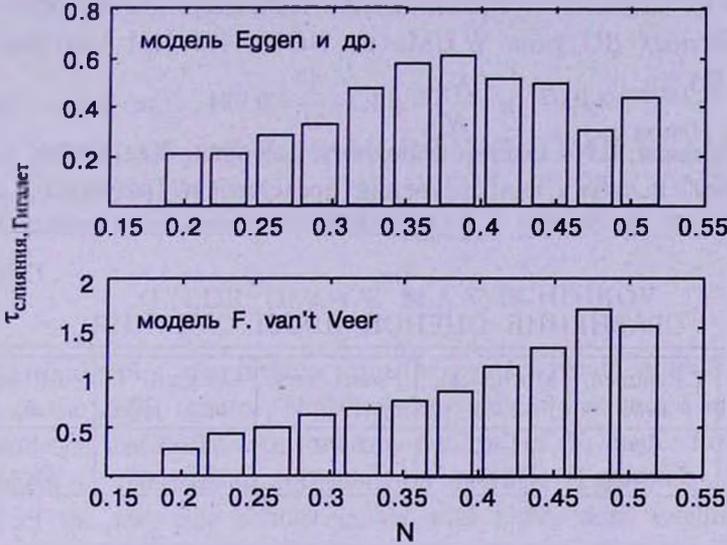


Рис.4. Гистограммы распределения KW-систем по шкалам слияния и периодам обращения.

5. **Обсуждение.** Слияние компонентов в контактных ДС представляет собой сложный процесс. Вторичный компонент может быть полностью "проглочен" главным компонентом. По оценкам R.Webbink [12] в предположении "нетеплового равновесия", однородного синхронизованного вращения и сохранения полной массы и УМ-системы, радиус главного компонента увеличится почти в 40 раз на момент, когда остаток слияния доберется до ветви красных гигантов.

Изучение процесса слияния компонентов в WUMa системах позволяет объяснить происхождение "голубых бродяг" ГБ в старых скоплениях (старше 5 Гигалет). Акцент на эти скопления сделан потому, что возраст "слиянцев", следуя эволюционной цепочке РГП → ~ KW → KW → ГБ [13], складывается из:

1) возраста маломассивной разделенной ДС, локализованной на ГП, с $M_1 \leq 1.5 M_{\odot}$, (РГП системы), который варьирует в пределах 3+5 Гигалет [14];

2) шкалы контактизации, которая для РГП → ~ KW переходов составляет = 1.8 Гигалет при начальном периоде у РГП $1^d.2$, и для ~ KW → KW переходов - 0.25 Гигалет [15],

3) шкалы слияния, оцененной в данной работе, в среднем 0.5 + 1 Гигалет.

Следует дополнить, что класс \sim KW-систем, известных в литературе как RS CVn, рассматривается согласно классификации [5] как промежуточный в эволюционном развитии между маломассивными короткопериодическими РГП-системами и контактными ДС типа KW.

Итак, "слиянцев" отождествляют с "голубыми бродягами" по результатам сравнения их возрастов и численностей. Например, для выборки 47 ГБ и 3 контактных ДС типа WUMa из NGC 5466 [16] получено, что $\frac{\tau_{\text{слияния}}}{\tau_{\text{ГБ}}} = \frac{0.5 \text{ Гигалет}}{7 \text{ Гигалет}} \geq 0,07$ и $\frac{N_{\text{KW}}}{N_{\text{ГБ}}} = 1.3 \cdot \frac{3}{47} \approx 0.084$, где $\tau_{\text{ГБ}}$ - возраст голубого бродяги, 1.3 - фактор неполноты выборки. Как видно, оценки сопоставимы. В табл.1 для сравнения представлены результаты других авторов [17-19] по оценке $\tau_{\text{слияния}}$ для компонентов контактных ДС.

Таблица 1

СРАВНЕНИЕ ОЦЕНОК ШКАЛ СЛИЯНИЯ

L.Stryker, 1993	T.Rahunen, 1981	Mochnecki, 1981	F.van't Veer 1979	O.Eggen, I. Iben, 1989	M.Mateo et. al., 1990
0.05-5 Гигалет	0.5 Гигалет	1-10 Гигалет	0.05-0.1 Гигалет	0.02-0.26 Гигалет	0.5 Гигалет

Можно заключить, что шкала контактизации ($1.8 + 0.25$ Гигалет) в предположении потери орбитального УМ через тепловой магнитный звездный ветер почти в три раза превышает $\tau_{\text{слияния}}$, так как для процесса слияния важно учесть перенос массы между компонентами в дополнение к потере орбитального УМ из-за магнитной вязкости.

Также представляет интерес соотнести полученные возрасты РГП, \sim KW и KW-систем с их пространственными плотностями в окрестности Солнца. По результатам [20] пространственные плотности РГП, \sim KW и KW-систем составляют 660, 100 и 290 $1/10^6 \cdot \text{пк}^3$. Возраст РГП-систем составляет 3+5 Гигалет, в состоянии \sim KW-систем ДС пребывает 0.25 Гигалет [15], а в состоянии WUMa систем - 0.5+1 Гигалет.

$N_{\text{РГП}}/N_{\text{KW}} \approx 2.3$ и $t_{\text{РГП}}/t_{\text{KW}} \approx 4+5$ отличаются более чем в два раза, в то время как аналогичные оценки $N_{\text{KW}}/N_{\sim\text{KW}} \approx 2.9$ и $t_{\text{KW}}/t_{\sim\text{KW}} \approx 2+4$ почти совпадают. Это значит, что эволюционная цепочка РГП $\rightarrow \sim$ KW \rightarrow KW - не единственный источник пополнения класса KW-систем, и вполне возможно, что часть РГП-систем выпадает из этого сценария. Вероятно, существуют и другие механизмы образования контактных KW-систем, например, из контактных ранних O-A спектральных классов с периодами, превышающими $0^d.5$ (согласно классификации [5] это KP-системы). Этот вопрос ранее обсуждался в [11] на основе современных распределений систем этих типов. Близость областей

современного пространственного распределения этих систем, построенных в окрестности Солнца, позволяет предположить эволюционную "миграцию" $KP \rightarrow KW$.

Уральский государственный университет,
Россия, e-mail: g.n.dryomova@mail.ru

ESTIMATION OF THE MERGING TIME SCALE FOR COMPONENTS OF THE WUMa-TYPE CONTACT SYSTEMS

G.N.DRYOMOVA, M.A.SVECHNIKOV

The time scales of transition from the contact binary systems of WUMa type into the single stars of "blue stragglers" class are estimated in this paper. The model of the binary with "one-way outflow" of the matter from the main component to the satellite and common envelope (Eggen, et. al.) and the model of the zero age contact binary with losing mass satellite (F. van't Veer) are used to calculate the time of the merging. For 304 WUMa-type contact systems from the catalogue "Approximate photometric and absolute elements of eclipsing variable stars" the merging times of components were evaluated in mass loss scale and in orbital angular momentum loss scale due to magnetic braking with the assumption of spin and orbital rotation synchronization. On the basis of obtained statistics the characteristic time scale for component merging are equal to $0.4 + 0.6$ and $0.5 + 0.7$ Gy for models by Eggen, et. al. and by F. van't Veer, respectively. Results of comparison with other authors data are discussed.

Key words: (stars:) binaries: close-binaries: merging

ЛИТЕРАТУРА

1. F. van't Veer, *Astron. Astrophys.*, **80**, 287, 1979.
2. L. Binnendijk, *Vistas Astron.*, **21**, 359, 1977.
3. J.M. Kreiner, *IAU Coll.*, No42, Eds. R.Kippenhahn, W.Strohmeier, Bamberg, 1977, p.393.
4. М.А.Свечников, Э.Ф.Кузнецова, Каталог приближенных фотометрических

- и абсолютных элементов затменных переменных звезд, Изд. УрГУ, Екатеринбург, 1990.
5. М.А.Свечников, Л.Ф.Истомин, О.А.Грехова, Перемен. звезды, 21, N3, 399, 1980.
 6. O.J.Eggen, I.Iben, Astron. J., 97, 431, 1989.
 7. F.Meyer, E.Meyer-Hofmeister, Astron. Astrophys., 78, 167, 1979.
 8. A.Scumanich, Astrophys. J., 171, 565, 1972.
 9. M.Plavec, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 20, 411, 1958.
 10. A.Kruszewski, Acta Astron., 14, 231, 1964.
 11. G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov, Odessa Astronomical Publ., 12, 187, 1999.
 12. R.F.Webbink, Astrophys. J., 209, 829, 1976.
 13. Г.Н.Дремова, М.А.Свечников, Астрон. ж., 78, N3, 248, 2001.
 14. Г.Н.Дремова, М.А.Свечников, Кинемат. и физ. небесн. тел, 16, N2, 169, 2000.
 15. Г.Н.Дремова, М.А.Свечников, Кинемат. и физ. небесн. тел, 17, N2, 121, 2001.
 16. L.Stryker, Publ. Astron. Soc. Pacif., 105, 1081, 1993.
 17. T.Rahunen, Astron. Astrophys., 102, 81, 1981.
 18. S.Mochnicki, Astrophys. J., 245, 650, 1981.
 19. M.Mateo, H.Harris, J.Nemec, E.Olszewski, Astron. J., 100, N2, 469, 1990.
 20. М.А.Свечников, О.В.Еретнова, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей затменно-переменных звезд типа РГП и некоторые результаты его статистической обработки, Изд. УрГУ, 1999.

УДК: 524.354.6

MAGNETIC FIELD OF A NEUTRON STAR WITH
COLOR SUPERCONDUCTING QUARK MATTER CORED.M.SEDRAKIAN¹, D.BLASCHKE^{2,3}

Received 13 February 2002

The behaviour of the magnetic field of a neutron star with a superconducting quark matter core is investigated in the framework of the Ginzburg-Landau theory. We take into account the simultaneous coupling of the diquark condensate field to the usual magnetic and to the gluomagnetic gauge fields. We solve the Ginzburg-Landau equations by properly taking into account the boundary conditions, in particular, the gluon confinement condition. We found the distribution of the magnetic field in both the quark and hadronic phases of the neutron star and show that the magnetic field penetrates into the quark core in the form of quark vortices due to the presence of Meissner currents.

Key words: stars: neutron, stars: magnetic fields

1. *Introduction.* Recently, possible formation of diquark condensates in QCD at finite density has been re-investigated in series of papers following [1,2]. It has been shown that in chiral quark models with non-perturbative 4-point interaction motivated from instantons [3] or non-perturbative gluon propagators [4,5] the anomalous quark pair amplitudes in the color antitriplet channel can be very large: of the order of 100 MeV. Therefore, one expects the diquark condensate to dominate the physics at densities beyond the deconfinement/chiral restoration transition density and below the critical temperature (of the order of 50 MeV). Various phases are possible. The so called two-flavor (2SC) and three-flavor (3SC) phases allow for unpaired quarks of one color. It has been also found [6,7] that there can exist a color-flavor locked (CFL) phase for not too large strange quark masses [8], where color superconductivity is complete in the sense that diquark condensation results in a pairing gap for the quarks of all three flavors and colors.

The high-density phases of QCD at low temperatures are relevant for the explanation of phenomena in rotating massive compact stars which might manifest themselves as pulsars. Physical properties of these objects (once being measured) could constrain our hypotheses about the state of matter at the extremes of densities. In contrast to the situation for the cooling behaviour of compact stars [9,10], where the CFL phase is dramatically different from the 2SC and 3SC phases, we don't expect qualitative changes of the magnetic field structure for these phases. Therefore, below we shall restrict ourselves to the discussion of the simpler two-flavor theory first. Bailin and Love [11] used a

perturbative gluon propagator which yielded a very small pairing gap and they concluded that quark matter is a type I superconductor, which expells the magnetic field of a neutron star within time-scales of 10^4 years. If their arguments would hold in general, the observation of life-times for magnetic fields as large as 10^7 years [12,13] would exclude the occurrence of an extended superconducting quark matter core in pulsars. These estimates are not valid for the case of diquark condensates characterized by large quark gaps. Besides, in [14] the authors found that within recent non-perturbative approaches for the effective quark interaction that allow for large pairing gaps the quark condensate forms a type II superconductor. Consequently for the magnetic field $H < H_{c1}$, there exists a Meissner effect and for $H_{c2} > H > H_{c1}$, the magnetic field can penetrate into the quark core in quantized flux tubes. However, they have not considered in that paper the simultaneous coupling of the quark fields to the magnetic and gluomagnetic gauge fields.

Though color and ordinary electromagnetism are broken in a color superconductor, there is a linear combination of the photon and the gluon that remains massless. The authors of [15] have considered the problem of the presence of magnetic fields inside color superconducting quark matter taking into account the possibility of the so called "rotated electromagnetism". They came to the conclusion that there is no Meissner effect and the external static homogeneous magnetic field can penetrate into superconducting quark matter because in their case it obeys the sourceless Maxwell equations. To our opinion this result is obtained when one does not pose correct boundary conditions for the fields. Obviously it is energetically favorable to expell the magnetic field rather than to allow its penetration inside the superconducting matter. Using for the description of the diquark condensate interacting with two gauge fields the same model as in [9,8] and [16], we will show that the presence of the massless excitation in the spectrum does not prevent the Meissner currents to effectively screen the static external magnetic field.

In [16] two of us have derived the Ginzburg-Landau equations of motion for the diquark condensate placed in static magnetic and gluomagnetic fields,

$$ad_p + \beta(d_p d_p^*)d_p + \gamma \left(i \nabla - \frac{e}{3} \bar{A} + \frac{g}{\sqrt{3}} \bar{G}_8 \right)^2 d_p = 0, \quad (1)$$

where d_p is the order parameter, $a = tdn/dE$, $\beta = (dn/dE)7\zeta(3)(\pi T_c)^{-2}/8$, $\gamma = p_F^2 \beta / (6\mu^2)$, $dn/dE = p_F \mu / \pi^2$, $t = (T - T_c) / T_c$, T_c being the critical temperature, p_F - the quark Fermi momentum, and for the gauge fields

$$\lambda_q^2 \text{rotrot} \bar{A} + \sin^2 \alpha \bar{A} = i \frac{\sin \alpha (d_p \nabla d_p^* - d_p^* \nabla d_p)}{2qd^2} + \sin \alpha \cos \alpha \bar{G}_8, \quad (2)$$

$$\lambda_q^2 \text{rotrot} \bar{G}_8 + \cos^2 \alpha \bar{G}_8 = -i \frac{\cos \alpha (d_p \nabla d_p^* - d_p^* \nabla d_p)}{2qd^2} + \sin \alpha \cos \alpha \bar{A}. \quad (3)$$

These equations introduce a "new" charge of the diquark pair $q = \sqrt{\eta^2 e^2 + g^2} P_8$, $P_8 = 1/\sqrt{3}$, and for the diquark condensate with paired blue-green and green-blue ud quarks one has $\eta = 1/\sqrt{3}$. The penetration depth of the magnetic and gluomagnetic fields λ_q and the mixing angle α are given by

$$\lambda_q^{-1} = qd \sqrt{2\gamma}, \quad \cos\alpha = \frac{g}{\sqrt{\eta^2 e^2 + g^2}}. \quad (4)$$

At neutron star densities gluons are strongly coupled ($g^2/4\pi \sim 1$) whereas photons are weakly coupled ($e^2/4\pi = 1/137$), so that $\alpha \approx \eta e/g$ is small. For $g^2/4\pi = 1$ we get $\alpha \approx 1/20$. The new charge q is by an order of magnitude larger than $e/\sqrt{3}$. Please notice also that since red quarks are normal in the 2SC and 3SC phases, there exist the corresponding normal currents $j_\mu^r(A) = -\Pi_{\mu\nu}^{r\prime} A^\nu$ and $j_\mu^r(G_8) = -\Pi_{\mu\nu}^{r\prime} G_8^\nu$ which however do not contribute in the static limit under consideration to the above Ginzburg - Landau equations, cf. [17]. Thus, the qualitative behavior of the static magnetic field for all three 2SC, 3SC, and CFL phases is the same. Recently the influence of a constant uniform chromomagnetic field on the formation of color superconductivity and the role of the Meissner effect for tightly bound states have been considered in the papers [18,19].

We will solve the Ginzburg-Landau equations (1), (2), (3) by properly taking into account the boundary conditions, in particular, the gluon confinement condition. We will find the distribution of the magnetic field in both the quark and hadronic phases of the neutron star and will show that the magnetic field penetrates into the quark core in the form of quark vortices due to the presence of Meissner currents.

We assume a sharp boundary between the quark and hadron matter since the diffusion boundary layer is thin, of the order of the size of the confinement radius ($\sim 0.2 + 0.4$ fm), and we suppose that the coherence length $l_\xi = \sqrt{\gamma/(-2\alpha)}$ is not less than this value and the magnetic and gluomagnetic field penetration depth λ_q is somewhat larger than the confinement radius. Also we assume that the size of the quark region is much larger than all mentioned lengths.

2. Solution of Ginzburg-Landau equations. Let us rewrite equations (2) and (3) for a homogeneous superconducting matter region being a type II superconductor in the following form

$$\lambda_q^2 \text{rotrot } \bar{A} + \sin^2 \alpha \bar{A} = \bar{f} \sin \alpha + \sin \alpha \cos \alpha \bar{G}_8, \quad (5)$$

$$\lambda_q^2 \text{rotrot } \bar{G}_8 + \cos^2 \alpha \bar{G}_8 = -\bar{f} \cos \alpha + \sin \alpha \cos \alpha \bar{A}, \quad (6)$$

where

$$\bar{f} = \lambda_q^2 4\pi i q \gamma [\bar{d} \bar{\nabla} \bar{d}^* - \bar{d}^* \bar{\nabla} \bar{d}] \quad (7)$$

and obeys the equation

$$\text{rotrot } \vec{f} = 0. \quad (8)$$

If we introduce

$$\vec{A}' = \vec{A} - \frac{\vec{f}}{2\sin\alpha}, \quad \vec{G}'_8 = \vec{G}_8 + \frac{\vec{f}}{2\cos\alpha}, \quad (9)$$

then Eqs. (5) and (6) can be rewritten in the form:

$$\frac{\lambda_q^2}{\sin\alpha} \text{rotrot } \vec{A}' = \cos\alpha \vec{G}'_8 - \sin\alpha \vec{A}', \quad (10)$$

$$-\frac{\lambda_q^2}{\cos\alpha} \text{rotrot } \vec{G}'_8 = \cos\alpha \vec{G}'_8 - \sin\alpha \vec{A}'. \quad (11)$$

We can define \vec{G}'_8 from (10) as follows

$$\vec{G}'_8 = \frac{\lambda_q^2 \text{rotrot } \vec{A}' + \sin^2\alpha \vec{A}'}{\sin\alpha \cos\alpha}. \quad (12)$$

We derive from Eqs. (11) and (12) the relation

$$\text{rotrot } \vec{G}'_8 = -\cot\alpha \text{rotrot } \vec{A}'. \quad (13)$$

We can consider instead of the system of coupled equations (10) and (11) the equivalent system (12) and (13). We substitute \vec{G}'_8 from (12) into (13) and obtain the following equation

$$\text{rotrot} \left(\lambda_q^2 \text{rotrot } \vec{A}' + \vec{A}' \right) = 0. \quad (14)$$

We introduce the new function \vec{M}' as

$$\vec{M}' = \text{rotrot } \vec{A}', \quad (15)$$

we obtain

$$\lambda_q^2 \text{rotrot } \vec{M}' + \vec{M}' = 0. \quad (16)$$

So we can determine the function \vec{A}' by simultaneous solution of the equations (15) and (16). Then we can find the electromagnetic potential \vec{A} and the gluonic potential \vec{G}_8 from equations (12) and (9).

In order to determine the distribution of electromagnetic and gluonic potentials inside the superconducting quark matter core in response to an external magnetic field we shall require on the quark-hadronic matter boundary both the continuity of the magnetic field and the vanishing of the gluon potential ($\vec{G}_8 = 0$) due to gluon confinement. As we shall see below, these conditions are sufficient for a unique determination of the magnetic and gluomagnetic fields inside the quark matter region.

We shall assume that a neutron star with radius R possesses a spherical core of radius a consisting of color superconducting quark matter surrounded by a spherical shell of hadronic matter with thickness $R - a$. The functions \vec{M}' , \vec{A} and \vec{G}_8 in spherical coordinates (r, ϑ, φ) have only φ -components $M'_\varphi(r, \vartheta)$, $\vec{A}_\varphi(r, \vartheta)$ and $\vec{G}_{8\varphi}(r, \vartheta)$. For the solution of the equation (16) we make the ansatz $M'_\varphi(r, \vartheta) = M_\varphi(r) \sin\vartheta$. Then equation (16) can be written as

$$\frac{d^2 M_\varphi(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dM_\varphi(r)}{dr} - \left(\frac{2}{r^2} + \frac{1}{\lambda_q^2} \right) M_\varphi(r) = 0. \quad (17)$$

The solution of equation (17) is

$$M_\varphi(r) = \frac{1}{r^2} \left[c_1' \left(1 - \frac{r}{\lambda_q} \right) e^{r/\lambda_q} + c_2' \left(1 + \frac{r}{\lambda_q} \right) e^{-r/\lambda_q} \right]. \quad (18)$$

The condition that $M_\varphi(r)$ tends to zero at the center of the quark core gives $c_1' = -c_2'$, so that

$$M_\varphi(r) = \frac{c_1}{r^2} \left[\sin h \frac{r}{\lambda_q} - \frac{r}{\lambda_q} \cos h \frac{r}{\lambda_q} \right]. \quad (19)$$

Substituting the solution (19) into equation (15) for \bar{A}' we obtain the following solution

$$A_\varphi'(r, \vartheta) = M_\varphi'(r, \vartheta) + c_0' r \sin \vartheta. \quad (20)$$

Taking into account (20) and using equation (9) for the electromagnetic potential we obtain

$$A_\varphi(r, \vartheta) = M_\varphi'(r, \vartheta) + c_0' r \sin \vartheta + \frac{f_\varphi(r, \vartheta)}{2 \sin \alpha}. \quad (21)$$

The unknown function $f_\varphi(r, \vartheta)$ we will find from the solution of equation (8) which gives

$$f_\varphi(r, \vartheta) = c_0' r \sin \vartheta. \quad (22)$$

Finally we get for the electromagnetic potential

$$A_\varphi(r, \vartheta) = \left[M_\varphi(r) + c_0' r + \frac{c_0' r}{2 \sin \alpha} \right] \sin \vartheta. \quad (23)$$

Using equations (12) and (9), we find the gluonic potential $G_{8\varphi}$ in the form

$$G_{8\varphi}(r, \vartheta) = \left[-\cot \alpha M_\varphi(r) + \tan \alpha c_0' r - \frac{c_0' r}{2 \sin \alpha} \right] \sin \vartheta. \quad (24)$$

The constant c_0' we can define using the gluon confinement condition on the surface of the quark matter core $G_{8\varphi}(a, \vartheta) = 0$. This condition will define c_0' as

$$c_0' = \cot^2 \alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{c_0}{2 \sin \alpha}, \quad (25)$$

to be substituted into equations (23) and (24) so that we obtain for the final expressions for the electromagnetic and gluonic potentials

$$A_\varphi(r, \vartheta) = \left[M_\varphi(r) + \cot^2 \alpha \frac{r}{a} M_\varphi(a) + \frac{c_0' r}{\sin \alpha} \right] \sin \vartheta, \quad (26)$$

$$G_{8\varphi}(r) = - \left[M_\varphi(r) - \frac{r}{a} M_\varphi(a) \right] \cot \alpha \sin \vartheta. \quad (27)$$

In ending this section we mention that the electromagnetic potential in the hadronic matter part of the neutron star can be found from the solution (18) by replacing the penetration depth for quark matter λ_q with that for hadronic matter λ_p .

3. *The magnetic field components for the neutron star.* The components of the magnetic fields in quark and hadronic matter can be found from those of the vector potentials using the formula $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$. In spherical coordinates we have

$$B_r = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\phi(r, \theta)), \quad (28)$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi(r, \theta)). \quad (29)$$

For the case of quark matter we have to insert into these formulae the expression (refm1) for $A_\phi(r, \theta)$. Then finally we get (for $r \leq a$)

$$B_r^q = \left[\frac{2M_\phi(r)}{r} + 2\cot^2 \alpha \frac{M_\phi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin \alpha} \right] \cos \theta, \quad (30)$$

$$B_\theta^q = -\left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rM_\phi(r)) + 2\cot^2 \alpha \frac{M_\phi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin \alpha} \right] \sin \theta, \quad (31)$$

where $M_\phi(r)$ is defined by equation (19).

The magnetic field in hadronic matter phase we can find from the solution (18) by taking into account that proton vortices in this phase generate a homogeneous mean magnetic field with amplitude B and direction parallel to the axis of rotation of the star [20]. For the components of the magnetic field \vec{B}^p in the hadronic phase (for $a \leq r \leq R$) we get the following expressions

$$B_r^p = \left[\frac{2A_\phi(r)}{r} + B \right] \cos \theta, \quad (32)$$

$$B_\theta^p = -\left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rA_\phi(r)) + B \right] \sin \theta, \quad (33)$$

where

$$A_\phi(r) = \frac{c_2}{r^2} \left(1 - \frac{r}{\lambda_p} \right) e^{r/\lambda_p} + \frac{c_3}{r^2} \left(1 + \frac{r}{\lambda_p} \right) e^{-r/\lambda_p}. \quad (34)$$

As we have mentioned above λ_p is the penetration depth in hadronic matter.

The external magnetic field \vec{B}^e in the region outside of the star ($r \geq R$) has to be dipolar and their components are given by the following expressions

$$B_r^e = \frac{2\mathcal{M}}{r^3} \cos \theta, \quad B_\theta^e = \frac{\mathcal{M}}{r^3} \sin \theta, \quad (35)$$

where \mathcal{M} is the full magnetic moment of the star. The unknown constants c_0, c_1, c_2, c_3 and \mathcal{M} in equations (28)-(35) have to be defined from the continuity conditions of the magnetic field components at $r=a$ and $r=R$ and from the condition

$$B^q V_1 + B V_2 = 8\pi/3\mathcal{M}, \quad (36)$$

where B^q is the z component of the magnetic field in the quark matter region with the volume V_1 , V_2 is the volume of the hadronic matter region. Here we suppose that the magnetic field in both regions is mainly constant and parallel

to the axis of rotation z . As we will see later this supposition is fulfilled with high accuracy because a , R and $R-a$ are much greater than λ_p and λ_q .

The continuity of the magnetic field components at $r=a$ and $r=R$ gives us the following equations

$$\frac{2M_\varphi(a)}{a} + 2\cot^2 \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin\alpha} = \frac{2A_\varphi(a)}{a} + B, \quad (37)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rM_\varphi(r)) \Big|_{r=a} + 2\cot^2 \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin\alpha} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rA_\varphi(r)) \Big|_{r=a} + B, \quad (38)$$

$$\frac{2A_\varphi(R)}{R} + B = \frac{2\mathcal{M}}{R^3}, \quad (39)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rA_\varphi(r)) \Big|_{r=R} + B = -\frac{\mathcal{M}}{R^3}. \quad (40)$$

Substituting the functions $M_\varphi(r)$ and $A_\varphi(r)$ from equations (19) and (21) into the system of equations (37) - (40) we find the following system of equations

$$0 = c_1 \left[\left(1 + \frac{a^2}{3\lambda_q^2} \right) \sin h \frac{a}{\lambda_q} - \frac{a}{\lambda_q} \cos h \frac{a}{\lambda_q} \right] - c_2 \left[1 - \frac{a}{\lambda_p} + \frac{a^2}{3\lambda_p^2} \right] e^{\frac{a}{\lambda_p}} - c_3 \left[1 + \frac{a}{\lambda_p} + \frac{a^2}{3\lambda_p^2} \right] e^{-\frac{a}{\lambda_p}}, \quad (41)$$

$$D = c_1 \left(\sin h \frac{a}{\lambda_q} - \frac{a}{\lambda_q} \cos h \frac{a}{\lambda_q} \right) - \left[c_2 \left(1 - \frac{a}{\lambda_p} \right) e^{\frac{a}{\lambda_p}} + c_3 \left(1 + \frac{a}{\lambda_p} \right) e^{-\frac{a}{\lambda_p}} \right] \sin^2 \alpha, \quad (42)$$

$$\mathcal{M} = c_2 \left(1 - \frac{R}{\lambda_p} + \frac{R^2}{3\lambda_p^2} \right) e^{\frac{R}{\lambda_p}} + c_3 \left(1 + \frac{R}{\lambda_p} + \frac{R^2}{3\lambda_p^2} \right) e^{-\frac{R}{\lambda_p}}, \quad (43)$$

$$\mathcal{M} = c_2 \left(1 - \frac{R}{\lambda_p} \right) e^{\frac{R}{\lambda_p}} + c_3 \left(1 + \frac{R}{\lambda_p} \right) e^{-\frac{R}{\lambda_p}} + \frac{BR^3}{2}, \quad (44)$$

where

$$D = \frac{Ba^3}{2} \sin^2 \alpha - c_0 a^3 \sin \alpha. \quad (45)$$

The solution of this system of equations using the fact that a , R and $R-a$ are much larger than λ_q and λ_p we obtain the following expressions for c_1 , c_2 , c_3 and \mathcal{M}

$$c_1 = -\frac{\lambda_q^2}{a\lambda_p} \frac{D}{\sin^2 \alpha + \frac{\lambda_q}{\lambda_p} \sin h \frac{a}{\lambda_q}}, \quad (46)$$

$$c_2 = \frac{\lambda_p}{2a} \frac{De^{\frac{R}{\lambda_p}}}{\sin^2 \alpha + \frac{\lambda_q}{\lambda_p} \sin h \frac{R-a}{\lambda_p}}, \quad (47)$$

$$c_3 = -\frac{\lambda_p}{2a} \frac{De^{\frac{R}{\lambda_p}}}{\sin^2\alpha + \frac{\lambda_q}{\lambda_p} \sinh \frac{R-a}{\lambda_p}} \cdot 1, \quad (48)$$

$$\mathcal{M} = \frac{BR^3}{2} - \frac{R}{a} \frac{D}{\sin^2\alpha + \frac{\lambda_q}{\lambda_p} \sinh \frac{R-a}{\lambda_p}} \cdot 1. \quad (49)$$

In order to obtain a final result we have to determine the constant c_0 assuming B is constant. The latter is given since in the hadronic phase entrainment currents generate proton vortices which provide this field [20].

Before we go over to the determination of c_0 let us consider the behaviour of the magnetic field at distances r much larger than λ_p and λ_q . Also we take into account that $\lambda_q \ll \lambda_p \ll a$, $\lambda_q \ll \lambda_p \ll R$ and $\lambda_q \ll \lambda_p \ll R-a$. Using the expressions (46) - (49) for the constants, which we have obtained within this approximation, the components of the magnetic field in the different regions of the neutron star take the following form.

For $r \leq a$

$$B_r^q = \left[\frac{2D}{ar^2} \frac{e^{\frac{a-r}{\lambda_q}}}{\sin^2\alpha + \frac{\lambda_q}{\lambda_p}} \frac{\lambda_q}{\lambda_p} + 2\cot^2\alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin\alpha} \right] \cos\theta, \quad (50)$$

$$B_\theta^q = - \left[\frac{D}{ar\lambda_p} \frac{e^{\frac{a-r}{\lambda_q}}}{\sin^2\alpha + \frac{\lambda_q}{\lambda_p}} + 2\cot^2\alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{c_0}{\sin\alpha} \right] \sin\theta, \quad (51)$$

for $a \leq r \leq R$

$$B_r^p = \left[-\frac{2D}{ar^2} \frac{e^{\frac{r-a}{\lambda_p}}}{\sin^2\alpha + \frac{\lambda_q}{\lambda_p}} \frac{\lambda_q}{\lambda_p} + B \right] \cos\theta, \quad (52)$$

$$B_\theta^p = - \left[\frac{D}{ar\lambda_p} \frac{e^{\frac{r-a}{\lambda_p}}}{\sin^2\alpha + \frac{\lambda_q}{\lambda_p}} + B \right] \sin\theta, \quad (53)$$

and for $r \geq R$

$$B_r^e = \frac{BR^3}{r^3} \cos\theta, \quad B_\theta^e = \frac{BR^3}{2r^3} \sin\theta. \quad (54)$$

As can be seen from the obtained solutions, the magnetic field in both quark and hadronic phases depends on r only close to the phase boundary at $r=a$. In more detail, the part of the solution for the field which depends

on r tends to zero in the quark core at distances $a-r \gg \lambda_q$ and in the hadronic shell at distances $r-a \gg \lambda_p$. But since λ_p and λ_q are much smaller than a and $R-a$ except a small layer at the surface of the quark core with the depth of the order $\lambda_p + \lambda_q$, the magnetic field in both phases is constant and directed parallel to the rotation axis of the star, see solution (50) - (53). We conclude that in the main part of the volume of the quark and hadron phases the magnetic field is constant and has the direction z . In this approximation the condition (36) is satisfied. Therefore inserting in (36) the relation $\mathcal{M} = BR^3/2$, see equation (54), we have

$$B^q = 2\cot^2\alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin\alpha} = B. \quad (55)$$

Solving equations (45) and (55) we finally obtain

$$c_0 = \frac{B \sin\alpha}{2}, \quad D = 0. \quad (56)$$

Thus in this approximation the magnetic field \vec{B} enters from the hadronic phase into the quark phase in the form of quark vortices [16]. The transition zone is of the order $\lambda_p + \lambda_q$ which entails that quantity D is small of the order $(\lambda_p + \lambda_q)/a$ so that the condition $D=0$ is well fulfilled.

4. *Conclusion.* We have investigated the behaviour of the magnetic field of a neutron star with superconducting quark matter core in the framework of the Ginzburg-Landau theory whereby the simultaneous coupling of the diquark condensate field to the usual magnetic and to the gluomagnetic gauge fields has been taken into account (rotated electromagnetism). In solving the Ginzburg-Landau equations for this problem, we have respected the boundary conditions properly, in particular, the gluon confinement condition. We have found the distribution of the magnetic field in both the quark and hadronic phases of the neutron star and have shown that the magnetic field penetrates into the quark core in the form of quark vortices due to the presence of Meissner currents.

Acknowledgement. D.B. and D.S. acknowledge the support from DAAD for mutual visits and the hospitality extended to them at the partner Universities in Yerevan and Rostock, respectively. D.S. acknowledge FAR/ANSEF support in Yerevan University ANSEF grant N_0 PS51-01.

¹ Yerevan State University, Armenia, e-mail: dsedrak@www.physdep.r.am

² Universität Rostock, Germany

³ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С ЯДРОМ, СОСТОЯЩИМ ИЗ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, Д.БЛАШКЕ^{2,3}

Методом теории Гинзбурга-Ландау изучено поведение магнитного поля в нейтронной звезде с ядром, состоящим из сверхпроводящей кварковой материи. Учтено взаимодействие конденсата дикварков с магнитным и глюомагнитным калибровочными полями. Решены уравнения Гинзбурга-Ландау с корректным учетом граничных условий, в том числе с учетом условия конфаймента глюонов. Найдено распределение магнитного поля в кварковой и адронной фазах нейтронной звезды и показано, что магнитное поле проникает в кварковое ядро в виде кварковых вихревых нитей благодаря наличию экранирующих мейснеровских токов.

REFERENCES

1. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, Phys. Lett., **B422**, 247, 1998.
2. *R.Rapp, T.Schäfer, E.V.Shuryak, M.Velkovsky*, Phys. Rev. Lett., **81**, 53, 1998.
3. *G.W.Carter, D.Diakonov*, Phys. Rev., **D60**, 016004, 1999.
4. *D.Blaschke, C.D.Roberts*, Nucl. Phys., **A642**, 197, 1998.
5. *J.C.R.Bloch, C.D.Roberts, S.M.Schmidt*, Phys. Rev., **C60**, 65208, 1999.
6. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, Nucl. Phys., **B357**, 443, 1999.
7. *T.Schäfer, F.Wilczek*, Phys. Rev. Lett., **82**, 3956, 1999.
8. *M.Alford, J.Berges, K.Rajagopal*, Nucl. Phys., **B558**, 219, 1999.
9. *D.Blaschke, T.Klähn, D.N.Voskresensky*, Astrophys. J., **533**, 406, 2000.
10. *D.Blaschke, H.Grigorian, D.N.Voskresensky*, Astron. Astrophys., (in press), [astro-ph/0009120], 2000.
11. *D.Bailin, A.Love*, Phys. Rep., **107**, 325, 1984.
12. *K.Makashima*, in "The structure and evolution of neutron stars", eds D.Pines, R.Tamagaki, S.Tsuruta, Addison-Wesley, New York, 1992, p.86.
13. *D.Bhattacharya, G.Srinivasan*, in "X-Ray Binaries", eds W.H.G.Levin, J.van Paradijs, E.P.G. van den Heuvel, Cambridge University Press, 1995, p.495.
14. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan*, Astron. Astrophys., **350**, L47, 1999.
15. *M.Alford, J.Berges, K.Rajagopal*, Nucl. Phys., **B571**, 269, 2000.
16. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian*, nucl-th/0006038, 2000.
17. *E.Braaten, D.Segel*, Phys. Rev., **D48**, 1478, 1993.
18. *D.Ebert, K.G.Klimenko, H.Toki*, Phys. Rev., **D64**, 014 038, 2001.
19. *V.A.Miranshy, J.A.Shovkovy, L.C.R.Wijewardhana*, Phys. Rev., **D62**, 085 025, 2000.
20. *D.M.Sedrakian*, Astrophysica, **43**, 377, 2000.

УДК: 524.5

ИЗМЕНЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ПРИ ЕЕ РЕИОНИЗАЦИИ

В.Г.ГОРБАЦКИЙ

Поступила 28 декабря 2001

В настоящее время считается, что реионизация межгалактической среды происходила под действием ультрафиолетового излучения горячих звезд, содержащихся в рано сформировавшихся галактиках. Вокруг таких галактик образовались области ионизованного водорода ("зоны НП"). Рассмотрено действие рекомбинации водорода и одновременного космологического расширения таких областей на их непрозрачность. Показано, что области, образовавшиеся при $z > 6$, непрозрачны для L_c -излучения, а при $z_1 \leq 5$ межгалактическая среда для $0 < z < 5$ должна быть прозрачной. Этот вывод соответствует данным недавних наблюдений.

1. *Введение.* Вопрос о состоянии межгалактического газа при больших красных смещениях z в последнее время обсуждался в ряде работ. По стандартной космологической модели температура первичного газа при $z = 3 + 5$ вследствие космологического расширения оказывается настолько малой, что практически все атомы водорода в нем должны быть в нейтральном состоянии. В этом случае объекты при $z = 3$ и более далекие были бы недоступны для оптических наблюдений в определенных интервалах частот. Однако галактики и квазары наблюдаются даже при $z = 5$ без заметного поглощения в континууме и, следовательно, к настоящему времени водород в 99% объема межгалактической среды оказывается ионизованным. При этом степень ионизации в среднем должна быть очень высокой. Оптическая толщина τ_H , создаваемая однородной средой с плотностью ρ_{IGM} и концентрацией атомов водорода $n_H^{(0)}$, для излучения источника с красным смещением z согласно [1] равна:

$$\tau_H = 3.53 \cdot 10^5 (1-x) \frac{\rho_{IGM}}{\rho_{cr}} (1+z)^2. \quad (1)$$

Здесь $x = n_H^+ / n_H^{(0)}$ - степень ионизации и ρ_{cr} - критическая плотность. Поскольку для излучения от объектов с $z = 5$ не наблюдается значительного поглощения, то для них $\tau_H \leq 0.1$ и, следовательно, $1-x \leq 10^{-6}$.

В отношении природы источников энергии реионизации первичного газа высказывались различные предположения. В настоящее время преобладает мнение о том, что водород ионизируется УФ-излучением ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) горячих звезд, образующихся в первых галактиках при $z \leq 20$ [2] (и там же ссылки на более ранние работы). Вокруг этих галактик должны образовываться области ионизованного водорода ("зоны НП").

Физические условия в такой области зависят от ряда обстоятельств - изменений потока ионизирующего излучения со временем, газодинамических и радиационных процессов в ней и космологического расширения, которое приводит к уменьшению средней плотности газа.

Теоретическое изучение реионизации, обусловленной излучением горячих звезд, в большинстве работ сводится к расчетам движения ионизационных фронтов, а физическим процессам, происходящим в областях НII, уделяется мало внимания, хотя именно они определяют свойства ионизируемого газа. В частности, не изучается изменение степени ионизации газа в ходе эволюции области, хотя от этой величины сильно зависит степень непрозрачности газа в области.

В данной работе рассматривается простая модель эволюционирующей области НII и выясняется, как в ходе эволюции таких областей изменяется непрозрачность межгалактической среды.

2. *Энергетика источников реионизации.* При моделировании структуры областей ионизованного водорода в первичном газе приходится вводить параметры, определяющие как свойства источников затрачиваемой на ионизацию энергии, так и окружающей их среды. Не для всех из этих параметров значения - причем достаточно точные - могут быть найдены из наблюдений и для некоторых из них величины принимаются в какой-то мере произвольно.

Как было отмечено выше, предполагается, что ионизация первичного водорода в газе происходит в результате поглощения фотонов с длиной волны $\lambda < 912\text{\AA}$, испускаемых горячими звездами. Тем самым принимается, что образование первых звезд - значит, и галактик - предшествует реионизации или происходит одновременно с ней. Об эффективности указанного источника ионизирующих фотонов можно сделать вывод, оценив число горячих звезд, необходимых для ионизации всего водорода, не вошедшего в состав галактик. Такая оценка производится ниже, причем делаются следующие упрощающие предположения:

1. Первичная среда содержит только водород. Она однородна, т.е. сгущения в ней отсутствуют и значение плотности зависит только от z . Полное число атомов в среде N_H определяется выражением

$$N_H = \mathfrak{M}_b \frac{1 - q_0}{m_H}, \quad (2)$$

где \mathfrak{M}_b - барионная масса во Вселенной и q_0 - доля массы, содержащаяся в галактиках.

2. В ионизации участвуют только звезды со значением массы \mathfrak{M}_* в пределах $10 \leq \mathfrak{M}_*/\mathfrak{M}_\odot < 60$. Начальное распределение по массам, задаваемой той или иной функцией, может дать среднее значение массы $\overline{\mathfrak{M}_*}$. Принимается, что при первых вспышках звездообразования образуется N_*

звезд с массой $\overline{\mathcal{M}}$.

$$N_* = f_* \frac{\overline{\mathcal{M}}_b q_*}{\overline{\mathcal{M}}_*}. \quad (3)$$

Множитель f_* означает долю вещества, приходящуюся на звезды с массой, находящейся в указанном интервале.

3. Звезда класса O с массой $\overline{\mathcal{M}}$ испускает S_{ph} фотонов в секунду ($\lambda < 912\text{\AA}$), причем $S_{ph} = \text{const}$ в течение интервала времени Δt_L и $S_{ph} = 0$ вне этого интервала.

4. Доля образованных звездами класса O ионизирующих фотонов, выходящих за пределы галактики, $q_{esc} < 1$.

5. Для полной ионизации газа необходимо r фотонов на один атом. При учете происходящих в газе рекомбинаций $r > 1$.

6. Время формирования необходимого для полной ионизации числа звезд класса O мало по сравнению с хаббловским временем t_H .

Полная ионизация водорода должна произойти при выполнении следующего условия:

$$f_* \frac{\overline{\mathcal{M}}_b q_*}{\overline{\mathcal{M}}_*} S_{ph} t_L q_{esc} = r \frac{\overline{\mathcal{M}}_b}{m_H} (1 - q_*). \quad (4)$$

Принимая в качестве начальной функции распределения по массам предложенную в работе [3], находим $\overline{\mathcal{M}}_* = 20\overline{\mathcal{M}}_\odot$ и соответственно для величин S_{ph} и t_L (при различных значениях $\overline{\mathcal{M}}_*$, рассчитанных в работе [4]) имеем:

$$S_{ph} = 3 \cdot 10^{48} \text{ с}, \quad \Delta t_L \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ с}.$$

Доля q_{esc} по данным наблюдений [5] составляет несколько процентов полного числа испущенных звездами фотонов. В дальнейшем принимаем $q_{esc} = 0.10$, что значительно меньше, чем обычно используемая в расчетах реионизации величина.

Значение f_* не очень уверенно определяется по рассчитывавшейся в [6] начальной функции масс, поскольку первые звезды формируются в предположении отсутствия в газе иных элементов, кроме водорода и гелия, а при указанных расчетах такая ситуация не рассматривалась. Тем не менее, значение $f_* \approx 10^{-2}$ не должно очень сильно отличаться от действительного.

При указанных значениях параметров из [4] имеем

$$40 q_* \approx r(1 - q_*). \quad (5)$$

В первоначальных расчетах реионизации (например, [2,4]) принималось, что $r = 10$, поскольку предполагалась многократная повторная ионизация атомов. Однако появились основания полагать, что $r \leq 2$ (об этом будет подробнее сказано ниже), то есть вероятность повторной ионизации атомов невелика. Из (5) следует, что $q_* \leq 0.05$, то есть для полной ионизации первичного водорода достаточно, чтобы при $z \geq 5$ в состав галактик перешла сравнительно малая доля вещества. Этот вывод указывает на эффективность

рассматриваемого механизма реионизации.

3. *Формирование областей III.* В первичной среде непосредственно отдельные звезды не образуются и водород ионизируется излучением звезд, возникших при вспышке звездообразования в молодых галактиках. Продолжительность такой вспышки Δt_f неизвестна, но, по-видимому, должны выполняться неравенства

$$\Delta t_L < \Delta t_f \ll t_H.$$

Образовавшиеся за время Δt_f в галактике звезды класса O, представляющие собой в совокупности единый источник реионизации окружающего галактического газа, создают ионизационный фронт. Таким путем формируются области III.

При рассмотрении эволюции области III она будет считаться однородной по плотности, что, безусловно, является грубым приближением, но сильно упрощает решение задачи.

Изменение со временем собственного объема V_i ионизованной области при указанном условии записывается в виде [7]

$$\frac{dV_i}{dt} - 3HV_i = \frac{S}{n_H} - \frac{V_i}{t_{rec}}. \quad (6)$$

Здесь H - постоянная Хаббла, S - величина потока ионизирующих фотонов, выходящих из галактики, n_H - концентрация атомов водорода и t_{rec} - характерное время рекомбинации газа. Оно, как известно (см. например, [8]), выражается равенством

$$t_{rec} = \frac{1}{C_2 n^+}, \quad (7)$$

где C_2 - суммарный коэффициент рекомбинации на все уровни, начиная со второго, равный $C_2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$. Внутренняя энергия в области содержится главным образом в "ионизационной форме" (была поглощена при ионизации и давление не влияет на скорость расширения области - "пылевая модель").

При больших красных смещениях ($z \gg 1$) действие космологического расширения за время образования области Δt_f мало сказывается на изменении величины V_i . Этому промежутку времени соответствует величина Δz_i , связанная с Δt_f условием:

$$\Delta z_i \approx \frac{\Delta t_f}{t_H} (1 + z_i). \quad (8)$$

При $\Delta t_f/t_H \ll 1$, $\Delta z_i \ll z_i$. Время рекомбинации $t_{rec} \gg t_H$. Учитывая эти обстоятельства, процесс изменения объема V_i можно разделить на две стадии:

1. Возрастание V_i происходит только вследствие действия источника ионизирующих фотонов. Если источник начинает действовать в момент $t_i^{(0)}$, то при t , заключающемся в пределах

$$t_i^{(0)} < t < t_i^{(0)} + \Delta t_f \equiv \tilde{t}_i,$$

уравнение (6) записывается в виде

$$\frac{dV_I}{dt} = \frac{S}{n_H}. \quad (9)$$

Заметим, что действие источника кратковременно и размер области намного меньше, чем у классической зоны Стремгrena, соответствующей условию:

$$\frac{S}{n_H} - \frac{V_I}{t_{rec}} = 0.$$

2. Объем образовавшейся области НII возрастает вследствие космологического расширения. Это возрастание описывается уравнением

$$\frac{dV_I}{dt} - 3HV_I = 0. \quad (10)$$

Рекомбинации не влияют на величину V_p , но сказываются на степени ионизации атомов и тем самым на прозрачности газа для L_c -излучения. Как следует из теории ионизационных фронтов, при $t \leq \tilde{t}$ область ионизованного газа должна быть прозрачна для L_c -излучения.

Изменение степени ионизации $x = n^+/n$ со временем после "выключения" источника описывается хорошо известным уравнением

$$\frac{dx}{dt} = -C_2nx^2. \quad (11)$$

Масса \mathfrak{M}_I , заключенная в объеме V_p при $t > \tilde{t}$ не меняется со временем. Так как $\mathfrak{M}_I = V_I m_H n$, то из (10) получается уравнение, определяющее изменение концентрации атомов

$$\frac{d(1/n)}{dt} - 3H \cdot \frac{1}{n} = 0. \quad (12)$$

Использование соотношения между H и t

$$H = \frac{H_0 t_0}{t}, \quad (13)$$

где H_0 и t_0 соответствуют значению $z=0$ при равенстве $3H_0 t_0 = 2$, дает по (12) зависимость $n(t)$:

$$n(t) = n(\tilde{t}) \left(\frac{\tilde{t}}{t} \right)^2. \quad (14)$$

При посредстве (14) и уравнения (11) получается следующее выражение для $x(t)$ при начальном условии $t = \tilde{t}$, $x = 1$:

$$x(t) = \frac{1}{1 + a \left[\frac{1}{\tilde{t}} - \frac{1}{t} \right]}, \quad (15)$$

где $a = C_2 n(\tilde{t}) \tilde{t}^2$. При $t \rightarrow \infty$

$$x(t) \rightarrow \frac{1}{1 + \frac{a}{\tilde{t}}} \neq 0.$$

Таким образом, в данном случае имеет место явление, аналогичное "закалке" ионизационного равновесия.

Величиной $1-x$ определяется концентрация нейтральных атомов водорода в среде. При $0 < 1-x \ll 1$ эту разность приближенно можно выразить в виде

$$1-x \approx a \left[\frac{1}{\bar{t}} - \frac{1}{t} \right] - a^2 \left[\frac{1}{\bar{t}} - \frac{1}{t} \right]^2. \quad (16)$$

Параметр $a(z)$ выражается через возраст Вселенной t_0 и концентрацию атомов n_0 при $z=0$. При $n_e^{(0)} = n_0$

$$a = \frac{t_0^2}{t_{rec}(t_0)} \equiv Q t_0, \quad t_{rec}(t_0) = \frac{1}{C_2 n_e^{(0)}}. \quad (17)$$

Учитывая, что

$$\bar{t} = t_0 (z_i + 1)^{-3/2},$$

из (16) и (17) находим

$$1-x(z) = Q \left[(z_i + 1)^{3/2} - (z + 1)^{3/2} \right] - Q^2 \left[(z_i + 1)^{3/2} - (z + 1)^{3/2} \right]^2. \quad (18)$$

При посредстве этого соотношения определяется изменение степени ионизации в области НII, образованной на уровне z_i .

По современным данным $t_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$ с и $n_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-7}$ см⁻³ (при $\Omega_b = 0.04$). Тогда $Q \approx 1/100$.

Особенностью процесса рекомбинации газа в условиях межгалактической среды является, как было отмечено выше, "закалка" ионизации. Как следует из (18), степень ионизации при $0 < z_i < 20$ и $x(z_i) = 0$ остается сравнительно высокой вплоть до $z=0$. Зависимость $x(z)$ представлена на рис.1.

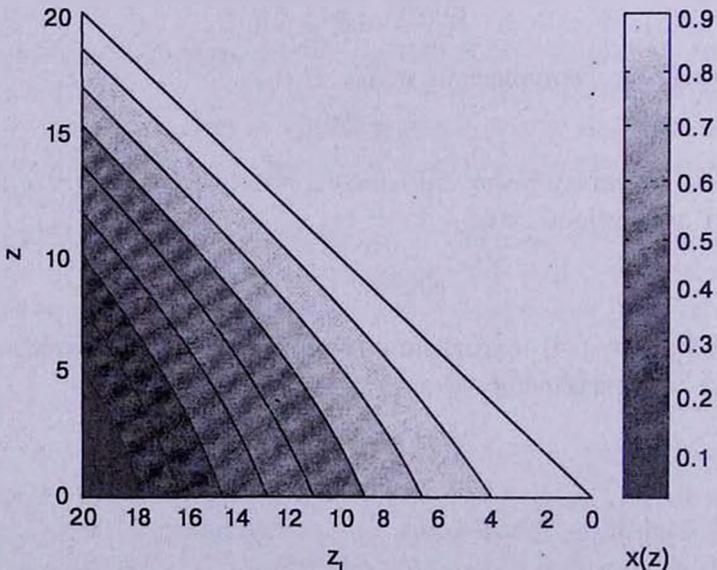


Рис.1. Изменение со временем степени ионизации водорода $x(t)$ в области НII ($N_0 = 10^3$). Моменту формирования области \bar{t} соответствует величина z_i , моменту t - величина $z (< z_i)$.

4. Изменение оптической толщины области НII со временем.

При окончании своего формирования область НII должна обладать очень малой оптической толщиной τ для L_c -излучения, но в процессе эволюции области величина τ изменяется, причем, как будет показано в этом разделе, не монотонно. Предполагается, что область является сферической и однородной по плотности.

К моменту времени t оптическая толщина ее вдоль радиуса $\tau_R(z)$ равна

$$\tau_R(z) = \alpha_c [1 - x(z)] n(z) R_I(z). \quad (19)$$

Здесь $\alpha_c = 0.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$ - коэффициент поглощения у границы лаймановской серии, рассчитанный на один атом водорода, и $R_I(z)$ - радиус области НII. Он связан с начальной (в момент \tilde{t}_i) величиной радиуса $R_I(z_i)$ соотношением:

$$R_I(z) = R_I(z_i) \frac{1 + z_i}{1 + z}. \quad (20)$$

Значение $R_I(z)$ определяется по начальной величине объема $V_I(z)$ после интегрирования в пределах от $t_i^{(0)}$ до \tilde{t} уравнения (9), в котором принято

$S = S_{ph} \frac{\Delta t_L}{\Delta t_f} q_{esc}$. Через N_O обозначено число звезд класса О, образовавшихся в галактике, вокруг которой сформировалась область

$$R_I(z_i) = \left[\frac{3}{4\pi} \frac{S_{ph} \Delta t_L q_{esc}}{n(z_i)} \right]^{1/3} N_O^{1/3}. \quad (21)$$

Используя равенства

$$n(z) = n(z_i) \left(\frac{1 + z}{1 + z_i} \right)^3 = n_0 (1 + z)^3, \quad (22)$$

соотношения (20), (21) и приняв также приведенные выше значения S_{ph} , Δt_L , n_0 и q_{esc} , находим из (19) соотношение, определяющее величину $\tau_R(z)$

$$\tau_R(z) = 0.4 [1 - x(z)] (1 + z)^2 N_O^{1/3}. \quad (23)$$

Подставляя в (23) выражение $1 - x(z)$ и ограничиваясь членом первого порядка малости по Q , получаем:

$$\tau_R(z) = 40 [(z_i + 1)^{3/2} - (z + 1)^{3/2}] (1 + z)^2 N_O^{1/3}.$$

В результате расчетов, проведенных в [4] и ряде последующих работ, было получено, что первые звезды могли образоваться при $z = 25 + 20$ в "гало коллапсировавшего темного вещества". Барийонная масса в таких объектах, по существу являющихся галактиками, равна $\approx 10^8 M_\odot ((1 + z)/10)^{-3/2}$. Если принять, при начальной функции звездообразования по [6], массу, охваченную вспышкой звездообразования $\approx 10^6 M_\odot$, то число образовавшихся в "гало" звезд класса О порядка 10^3 . При вспышке звездообразования в массивных галактиках ($M \approx 10^{11} M_\odot$), образующихся значительно позже ($z < 10$), может возникнуть до 10^6 звезд класса О. Таким образом, входящая в (23) величина

$$N_0^{1/3} = 10 + 10^2.$$

Результаты расчетов оптической толщины области НII при $0 < z_i \leq 20$ для $N_0 = 10^3$ ($1 - x(z_i) = 10^{-6}$) приведены на рис.2.

Если $z_i > 5$, то вначале величина $\tau_R(z)$ возрастает настолько, что область НII оказывается непрозрачной ($\tau_R(z) \gg 1$). Это обусловлено уменьшением степени ионизации и, соответственно, увеличением величины $1 - x(z)$. Однако в дальнейшем $\tau_R(z)$ уменьшается вследствие некоторой стабилизации степени

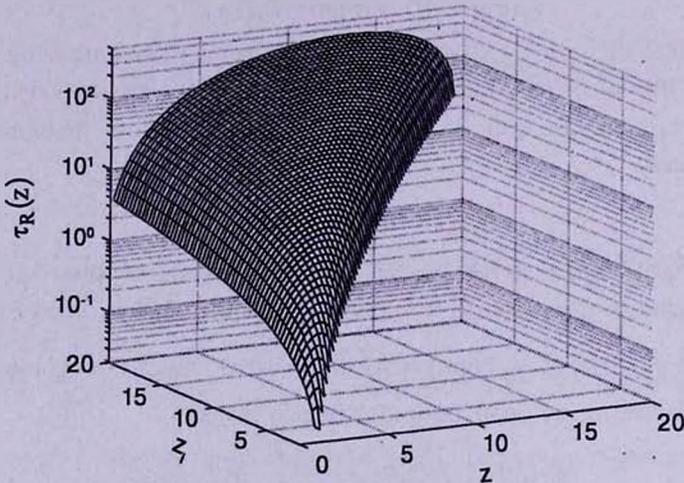


Рис.2. Оптическая толщина $\tau_H(z)$ областей НII, сформировавшихся при $z=z_i$ ($N_0 = 10^3$).

ионизации, а также эффектом, связанным с космологическим расширением области - уменьшением ее плотности. Тем не менее, при $5 < z_i \leq 20$ и $z \geq 5$ значение $\tau_R(z) \gg 1$ и области НII остаются непрозрачными. Дополнительная реионизация источниками, возникающими при $z < 5$, может сделать их прозрачными. Если же $z_i \leq 5$, то для всех $z < 5$ величина $\tau_R(z) < 1$, то есть область НII прозрачна для L_i -излучения.

Естественно, что для установления степени непрозрачности межгалактической среды в целом полученных оценок недостаточно, поскольку вклад в оптическую толщину среды облаков, образовавшихся на различных z_p , неодинаков. Поэтому более точные расчеты распределения степени ионизации в межгалактической среде должны предусматривать одновременное моделирование образования галактик. Подобная задача до сих пор не рассматривалась.

5. Заключение. Оценки степени ионизации водорода в межгалактических областях НII сделаны с использованием грубой модели - в предположении однородного облака сферической формы. Кроме того, принятые значения различных параметров - S_{ph} , t_L , q_{esc} , n_0 - могут значительно отличаться от реальности и быть правильными лишь по порядку

величины. Тем не менее, в качественном отношении представляются справедливыми следующие выводы:

1. Межгалактическая среда должна быть крайне неоднородной в отношении степени ионизации водорода. Поэтому оценки τ_H , сделанные в [1] и ряде других работ в предположении однородности среды, совершенно недостаточны. Неоднородность первичного газа по степени ионизации необходимо учитывать и при расчетах моделей образования крупномасштабных структур на больших z .

2. При $z < 5$ межгалактическая среда прозрачна для L_c -излучения, а излучение за пределом лаймановской серии у источников с $z \geq 5$ поглощается. Такой вывод можно сопоставить с результатами недавнего исследования спектров далеких квазаров [9]. В этой работе показано, что заметное поглощение излучения в области за пределом лаймановской серии имеет место для квазаров с $z \geq 5.5$, а у квазара с красным смещением $z = 6.28$ излучение в указанной области практически не наблюдается. Таким образом, оценки $\tau(z)$, сделанные в данной работе, соответствуют имеющимся наблюдательным данным.

Настоящая работа частично поддержана грантом Президента РФ 00-15-966-07.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, e-mail: vigor@astro.spbu.ru

CHANGES OF THE INTERGALACTIC MEDIUM OPACITY DURING REIONIZATION

V.G.GORBATSKY

At the present it is assumed that reionization of the intergalactic medium was caused with UV radiation from hot stars which were contained in early formed galaxies. The regions of ionized hydrogen ("HII zones") were generated around such galaxies. The effects of hydrogen recombinations and of simultaneous cosmological expansion on the opacity of such regions are considered. It is shown that the regions formed at $z_i > 6$ are opaque for L_c radiation, but for $z_i \leq 5$ the intergalactic medium at $0 < z < 5$ must be transparent. This conclusion is in accord to the data of recent observations.

Key words: (*Galaxies:*) *intergalactic medium*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.E.Gunn, B.A.Peterson*, *Astrophys. J.*, **142**, 1633, 1965.
2. *A.Venkatesan*, *Astrophys. J.*, **537**, 55, 2001.
3. *J.M.Scalo*, *Fund. Cosm. Phys.*, **11**, 1, 1990.
4. *Z.Haiman, A.Loeb*, *Astrophys. J.*, **483**, 21, 1997.
5. *C.Leitherer et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **454**, L19, 1995.
6. *E.E.Salpeter*, *Astrophys. J.*, **121**, 161, 1955.
7. *P.R.Shapiro, M.I.Giroux*, *Astrophys. J. Lett.*, **321**, L107, 1987.
8. *В.В.Соболев*, *Астрон. ж.*, **27**, 5, 1950.
9. *R.H.Becker et al.*, 2001, astro-ph/0108097.

УДК: 524.3-78

ТРАНСФОРМАЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ВОЛН НА НЕПОДВИЖНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦАХ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ. II

Г.Б.НЕРСИСЯН¹, Д.М.СЕДРАКЯН², Г.Г.МАТЕВОСЯН¹

Поступила 29 августа 2001

Рассмотрена трансформация верхнегибридных, нижнегибридных и магнитозвуковых волн на тяжелой заряженной частице, находящейся на плоской границе магнитоактивной плазмы. Исследовано угловое распределение излучения, возникающего вследствие трансформации волн. Трансформация низкочастотной магнитозвуковой волны предложена как возможный механизм радиоизлучения пульсаров.

1. *Введение.* В работе [1] рассмотрено рассеяние и трансформация собственных волн магнитоактивной плазмы на заряженной частице как новый механизм электромагнитного излучения нейтронных звезд. Вышеуказанные процессы были рассмотрены только для высокочастотных обыкновенных и необыкновенных мод плазмы, частоты которых, при значениях плотности вещества $\rho \sim 10^6$ г/см³ ($n_0 \sim 10^{28}$ см⁻³, где n_0 - концентрация свободных электронов) и величины магнитного поля $B \sim 10^5 - 10^{10}$ кГс, лежат в рентгеновском диапазоне $> 10^{18} - 10^{20}$ с⁻¹. Таким образом, рассеяние (трансформация) этих волн на стационарной заряженной частице может привести к возникновению рентгеновского излучения.

В настоящей работе, используя теоретические результаты, полученные в предыдущей статье [1], рассмотрена трансформация собственных низкочастотных волн плазмы на заряженной частице, покоящейся на плоской границе плазмы при наличии внешнего магнитного поля. Имеется в виду трансформация необыкновенных волн промежуточной частоты $\omega_1 \leq \omega_0^{(-)} \leq \omega_H$ (где ω_H - верхнегибридная частота, $\omega_0^{(-)}$ и ω_1 - определяются формулами (38) и (39) работы [1], соответственно), а также низкочастотных (ионных) нижнегибридных и магнитозвуковых волн с частотами $\leq \omega_{LH}$ (где ω_{LH} - нижнегибридная частота). Для вышеуказанных значений параметров плазмы частоты ω_{LH} , ω_1 и ω_H попадают в оптический или рентгеновский диапазон, в то время как магнитозвуковые волны возбуждаются в радиодиапазоне, т.е. в диапазоне частот, на которых излучают пульсары, и их трансформация может быть рассмотрена как возможный механизм радиоизлучения пульсаров. Важно заметить, что излученная пульсаром в радиодиапазоне энергия может переноситься в виде магнитозвуковых волн без существенных потерь к

поверхности звезды [2].

2. *Трансформация волн промежуточной частоты.* Рассмотрим трансформацию необыкновенных волн с частотой $\omega_0^{(-)}(k_0)$; определяемой выражением (38) работы [1] (далее все обозначения совпадают с введенными в работе [1]). Напомним (см. выражение (38) работы [1]), что для данной моды $\omega_0^{(-)}(k_0)$ монотонно возрастает от значения $\omega_0^{(-)} = \omega_1$ при $k_0 \rightarrow 0$ до значения $\omega_0^{(-)} = \omega_H$ при $k_0 \rightarrow \infty$. В силу того, что частота этой моды велика по сравнению с ионными характерными частотами (см., например, [3,4]), вкладом ионов плазмы как в ток рассеяния, так и в дисперсию волн будем пренебрегать. Из [1] (выражение (33)) следует, что в этом диапазоне частот $P(\omega_0) < 0$ (или $E_{0z}^{(2)} < 0$), т.е. данная мода, в общем случае, имеет левую эллиптическую поляризацию в плоскости xz (см. [1], рис.1) и не может резонировать с электронами плазмы. В случае длинных волн ($k_0 \rightarrow 0$) $P(\omega_1) = -1$ волна поляризована почти по кругу, в то время как в случае коротких волн ($k_0 \rightarrow \infty$) $P(\omega_H) \rightarrow -\infty$ данная мода представляет из себя продольную волну (верхнегибридные колебания). В последнем случае имеет место трансформация верхнегибридных волн на электромагнитное излучение в вакууме.

Из выражения для $\omega_0^{(-)}$ следует, что $\omega_0/c \leq k_0$ при $\lambda \leq \lambda_p$ и $\omega_0/c > k_0$ при $\lambda > \lambda_p$. Таким образом, при $\lambda \leq \lambda_p$ процесс рассеяния данной моды происходит с увеличением длины волны, при $\lambda > \lambda_p$ - с уменьшением.

Общие выражения для углового распределения рассеянных необыкновенных волн были получены в [1] (выражения (22), (36) и (37)). В области очень коротких волн ($\lambda \ll \lambda_D$) из этих формул получим угловое распределение трансформации верхнегибридных колебаний

$$I(\theta, \varphi) = I_0 Z^2 (\omega_{pe} T)^2 G^2 (1 + \beta^2) [\beta^2 + \sin^2 \theta (\beta^2 \sin^2 \varphi + 1)]. \quad (1)$$

Сечение трансформации в этой же области длин волн получим из выражений (1) и (35) работы [1]. После интегрирования выражения (1) по углам получим $\sigma \equiv \sigma_T \sigma_0 (\lambda_p / \lambda)^3$, где

$$\sigma_0 = \frac{Z^2}{3} (\omega_{pe} T)^2 G^2 \sqrt{1 + \beta^2} \left(1 + \frac{1}{2\beta^2} \right). \quad (2)$$

Из полученного выражения для сечения видно, что в отличие от рассеяния (трансформации) высокочастотных волн, в которых сечение при $\lambda \ll \lambda_D$ постоянно, в случае промежуточных верхнегибридных волн сечение, вследствие уменьшения потока энергии ($S_0 \sim \lambda^3$), заметно возрастает (как λ^{-3}) при уменьшении длины падающей волны.

Рассмотрим теперь обратный предельный случай длинных волн $\lambda \gg \lambda_p$. Прежде всего заметим, что при достаточно сильных магнитных полях $\omega_{ce} > \omega_{pe} / \sqrt{2}$ ($\beta > 1/\sqrt{2}$) частота рассматриваемых волн при $\lambda = \lambda_c = c / \sqrt{2\omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2}$ совпадает с циклотронной частотой электронов

$\omega_0^{(-)} = \omega_{ce}$. С другой стороны $P(\omega) = -1$ при $\omega = \omega_{ce}$ и падающая волна имеет круговую поляризацию в плоскости xz (см. рис.1 работы [1]). Вблизи циклотронной частоты $\omega_0 \sim \omega_{ce}$ поток энергии промежуточной волны имеет следующий вид:

$$S_0 \sim \frac{2\omega_{ce}\omega_{pe}^4 \sqrt{2\omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2}}{\omega_H^2 (\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)^2} \quad (3)$$

и сильно возрастает из-за циклотронного резонанса. Данный резонанс стабилизируется при учете электрон-ионных столкновений. При этом поток энергии может быть очень большим, но конечным. Таким образом, при $\lambda = \lambda_c$ сечение трансформации мало $\sigma \approx 0$.

В пределе больших длин волн для углового распределения из общих выражений (22) и (36) работы [1] имеем

$$I(\theta, \varphi) = \frac{I_0 Z^2(\omega_{pe} T)^2}{2\tau^4 f_0^8(\beta)} [G + H \sin^2\theta \sin^2\varphi]^2 (1 + \sin^2\theta \sin^2\varphi). \quad (4)$$

В этом же пределе $S_0 = (\lambda_p/\lambda) F_2(\beta)$, где

$$F_2(\beta) = f_0(\beta) \left\{ \frac{2 f_0(\beta)}{\sqrt{4 + \beta^2}} \left[1 + \frac{\beta^2}{(2 - f_0^2(\beta))^2} \right] - \frac{1}{2} \right\}. \quad (5)$$

Сечение в пределе $\lambda \gg \lambda_p$ определяется выражением $\sigma(\lambda) \equiv \sigma_T \sigma_2 \lambda/\lambda_p$, где величина σ_2 задается формулой (31) работы [1], в которой $a_3 = 1/f_0^8(\beta) F_2(\beta)$, $b_3 = 4a_3/5$, $c_3 = 9a_3/35$. Сравнение полученных выражений для углового распределения и сечения с аналогичными выражениями, полученными в случае трансформации высокочастотной необыкновенной волны, показывает, что в первом случае внешнее сильное магнитное поле может сильно подавить процесс трансформации промежуточной волны, интенсивность которой уменьшается как β^{-8} , при увеличении величины внешнего магнитного поля (см. выражение (4)).

Из формул (1) и (4) видно, что интенсивность трансформации промежуточной волны монотонно увеличивается при увеличении угла θ и принимает максимальное значение при $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ (или $\varphi = 3\pi/2$). Следовательно, излучение выходит из плазмы в основном параллельно ее границе в направлении внешнего магнитного поля (см. рис.1 работы [1]).

На рис.1 показана зависимость интенсивности трансформации промежуточной волны $I(\theta, \varphi)$ от ее длины и угла θ . Из рис.1 видно, что интенсивность в области коротких волн имеет максимум, в то время как интенсивность рассеяния (трансформации) высокочастотных волн монотонно спадает с увеличением длины падающей волны.

В конце этого раздела заметим, что ограничение $v_g > v_{Te}$ (см. [1]) приводит к ограничению, наложенному на длину волны

$$\lambda < (c/v_{Te}) \lambda_p / f_0^2(\beta) \sqrt{4 + \beta^2}$$

3. *Рассеяние низкочастотных волн.* В этом разделе рассмотрим рассеяние (трансформацию) низкочастотных магнитозвуковых и нижнегибридных собственных волн плазмы, частоты которых много меньше характерных электронных частот (ω_{ce} и ω_{pe}) и по порядку величины совпадают с ω_{ci} и ω_{pi} - ионной циклотронной и ленгмюровской частотами. В этом низкочастотном пределе необходимо учитывать парциальный вклад ионов плазмы как в дисперсионном уравнении, так и при расчете тока рассеяния.

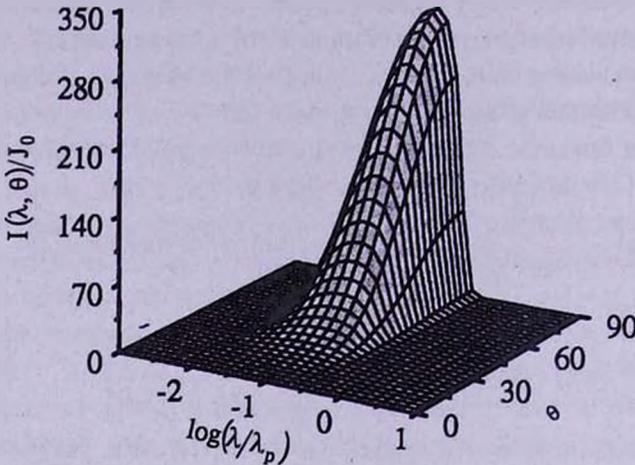


Рис.1. Зависимость $I(\theta, \varphi)$ (нормированного на величину J_0 , где $J_0 = I_0 Z^2 (\omega_{pe} T)^2$) для трансформированной промежуточной волны от ее длины волны и угла θ при $\varphi = \pi/2$. Расчеты выполнены при следующих значениях параметров: $n_0 = 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ кэВ}$, $T_i = 0.1 \text{ кэВ}$, $B = 10^9 \text{ кГс}$.

Из общего уравнения (34) (см. [1]) получим следующее выражение для частоты низкочастотных волн (см. также [3,4])

$$\omega_0^2(k_0) = \omega_{LH}^2 \frac{k_0^2 u_A^2}{k_0^2 u_A^2 + \omega_{LH}^2}, \quad (6)$$

где $\omega_{LH}^2 = \omega_{ce}\omega_{ci}\omega_{pe}^2/\omega_H^2$ - нижнегибридная частота, $u_A = V_A/\sqrt{1+V_A^2/c^2}$, V_A - альвеновская скорость.

Из выражения (6) и [1] следует, что $P(\omega_0) > 0$ (или $E_{0z}^{(2)} > 0$), т.е. данная мода, в общем случае, имеет правую эллиптическую поляризацию в плоскости xz (см. [1], рис.1) и может резонировать с ионами плазмы. В случае длинных магнитозвуковых волн ($k_0 \rightarrow 0$) $P(0) = 0$ волна имеет поперечную поляризацию, а в случае коротких нижнегибридных волн ($k_0 \rightarrow \infty$) $P(\omega_{LH}) \rightarrow \infty$ данная мода представляет из себя продольную волну. В последнем случае имеет место трансформация нижнегибридных волн в электромагнитное излучение в вакууме.

Из выражения для ω_0 следует, что $\omega_0/c < k_0$ при любых значениях λ . Следовательно, процесс трансформации низкочастотной моды сопровождается увеличением длины волны. Сделаем некоторые оценки. При значениях

плотности $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$ и магнитного поля $B = 10^9 \text{ кГс}$ получим, что вследствие трансформации магнитозвуковой волны в вакууме возникает излучение, длина которого превышает длину падающей волны на два порядка $k_0 c/\omega_0 = c/u_A \cong 106$.

Рассмотрим теперь выражения (18)-(21) работы [1] для интенсивности трансформации низкочастотных волн. С учетом дисперсии ионов плазмы эти выражения принимают вид:

$$I(\theta, \varphi) = \frac{I_0 Z^2 (\omega_0 T)^2 \mathfrak{Z}(\omega_0, \theta, \varphi)}{(\eta^2 + 1 + \lambda^2/\lambda_D^2 - 2\eta \cos\theta)^2}, \quad (7)$$

где

$$\mathfrak{Z}(\omega, \theta, \varphi) = \Psi^{(e)2}(\theta, \varphi) \Phi_{ee}(\omega, \theta, \varphi) + 2\mu \Psi^{(e)}(\theta, \varphi) \Psi^{(i)}(\theta, \varphi) \Phi_{ei}(\omega, \theta, \varphi) + \mu^2 \Psi^{(i)2}(\theta, \varphi) \Phi_{ii}(\omega, \theta, \varphi), \quad (8)$$

$$\Psi^{(a)}(\theta, \varphi) = G_a (\eta^2 + 1 - 2\eta \cos\theta) + \eta^2 H_a \sin^2\theta \sin^2\varphi, \quad (9)$$

$$\Phi_{ab}(\omega, \theta, \varphi) = q_{ab}(\omega) [1 - \sin^2\theta \cos^2\varphi + Q_{ab}(\omega) \sin^2\theta], \quad (10)$$

$$q_{ab}(\omega) = \frac{[g_a(\omega) - l_a(\omega)P(\omega)][g_b(\omega) - l_b(\omega)P(\omega)]}{1 + P^2(\omega)}, \quad (11)$$

$$Q_{ab}(\omega) = \frac{[l_a(\omega) - g_a(\omega)P(\omega)][l_b(\omega) - g_b(\omega)P(\omega)]}{[g_a(\omega) - l_a(\omega)P(\omega)][g_b(\omega) - l_b(\omega)P(\omega)]}. \quad (12)$$

В выражениях (8)-(12) индексы a и b принимают значения e или i , для обозначения вклада электронов и ионов плазмы, $\mu = \mu_i = Z_i m/m_i \ll 1$, где Z_i , m_i и m - зарядовое число, масса иона и электрона соответственно, функции G_a , H_a , $g_a(\omega)$, $l_a(\omega)$ и $P(\omega)$ определяются согласно формулам (13) и (33) работы [1] соответственно.

В пределе коротких волн ($\lambda \ll \lambda_D$) из формул (7)-(12) получим угловое распределение трансформации нижнегибридных колебаний

$$I(\theta, \varphi) = I_0 Z^2 (\omega_{pe} T)^2 \frac{\mu}{1 + \beta^2} \left[G_1^2 (1 - \sin^2\theta \cos^2\varphi) + \frac{\mu}{1 + \beta^2} G_2^2 \sin^2\theta \right], \quad (13)$$

где

$$G_1 = G_e + \mu^{3/2} (1 + \beta^2) G_i, \quad (14)$$

$$G_2 = G_e - \mu^{1/2} (1 + \beta^2) G_i. \quad (15)$$

При малых значениях внешнего магнитного поля ($\beta \ll 1$) вклад ионов в выражениях (13)-(15) пренебрежимо мал. При $\beta \gg 1$, напротив, трансформация в основном обусловлена ионным током.

Сечение трансформации нижнегибридных волн найдем из выражения (13), интегрируя последнее по углам $\sigma \equiv \sigma_T \sigma_0 (\lambda_p/\lambda)^3$, где

$$\sigma_0 = \frac{Z^2}{6} (\omega_{pe} T)^2 \frac{\beta \sqrt{\mu}}{\sqrt{1 + \beta^2}} \left(G_1^2 + \frac{\mu}{1 + \beta^2} G_2^2 \right). \quad (16)$$

Из выражений (35) работы [1] и (6) следует, что при значениях длины

падающей волны $\lambda \equiv \lambda_c = u_A / \omega_{ci}$ частота близка к ионной циклотронной частоте $\omega_0 \equiv \omega_{ci}$. При этих же значениях частоты $P(\omega_{ci}) = 1$. Следовательно, вблизи ω_{ci} волна имеет правую круговую поляризацию и, как было отмечено выше, может резонировать с ионами плазмы. При этом имеет место ионный циклотронный резонанс, и поток энергии в падающей волне резко увеличивается по закону

$$S_0 \sim \frac{u_A}{c} \frac{2\omega_{ci}^2 \omega_{pi}^2}{(\omega_0^2 - \omega_{ci}^2)^2}. \quad (17)$$

Таким образом, сечение процесса вблизи $\lambda \equiv \lambda_c$ будет стремиться к нулю.

В пределе длинных магнитозвуковых волн ($\lambda \gg \lambda_p, \lambda_c$) из выражений (7)-(12) получим

$$I(\theta, \varphi) = I_0 Z^2 (\omega_{pe} T)^2 \frac{\mu}{\tau^4} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda} \right)^6 \sin^2 \theta [G_0 (\eta_A^2 + 1 - 2\eta_A \cos \theta) + H_0 \eta_A^2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi], \quad (18)$$

где $\eta_A = u_A / c$, $G_0 = G_e - G_i \sqrt{\mu}$, $H_0 = H_e - H_i \sqrt{\mu}$. Следует отметить, что во втором слагаемом выражения (18) вкладом ионов можно пренебречь при любых значениях магнитного поля ($H_e \gg H_i \sqrt{\mu}$), в то время как в первом слагаемом вкладом ионов можно пренебречь только при слабых внешних магнитных полях.

Сечение трансформации магнитозвуковых волн найдем из выражения (18). После вычисления интегралов по углам найдем $\sigma \equiv \sigma_T \sigma_1 (\lambda_p / \lambda)^6$, где

$$\sigma_1 = Z^2 (\omega_{pe} T)^2 \frac{\beta \mu^{3/2}}{2\tau^4} \left[G_0 \left(\eta_A^2 + 1 - \frac{3}{4} \eta_A \right) + \frac{2}{5} H_0 \eta_A^2 \right]. \quad (19)$$

Из формул (13) и (18) видно, что интенсивность трансформации

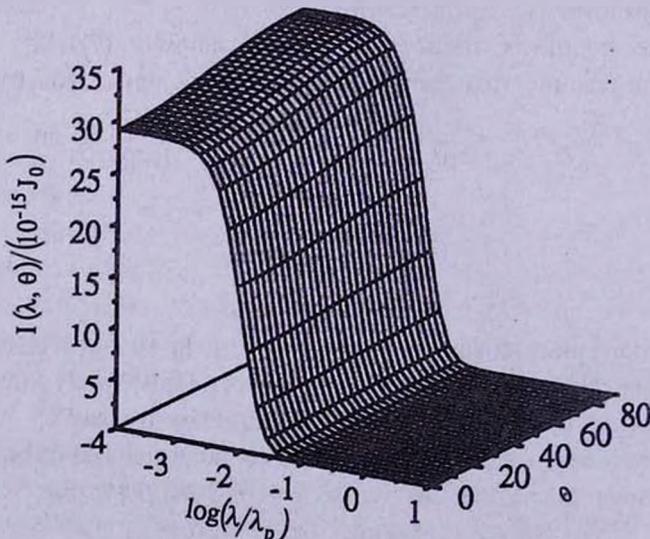


Рис.2. Зависимость $I(\theta, \varphi)$ (нормированного на величину $10^{-15} J_0$) для трансформированной низкочастотной волны от ее длины волны и угла θ при $\varphi = \pi/2$. Значения параметров совпадают со значениями, приведенными на рис.1.

магнитозвуковой волны монотонно увеличивается при увеличении углов θ и φ , принимая максимальное значение при $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ (или $\varphi = 3\pi/2$). Следовательно, как и в случае промежуточной волны, излучение выходит из плазмы в основном параллельно ее границе в направлении внешнего магнитного поля (см. рис.1 работы [1]).

На рис.2 показана зависимость интенсивности трансформации низкочастотной волны от ее длины и угла θ . Как видно из (13), (18) и рис.2, эффективность трансформации нижнегибридных волн гораздо превышает эффективность трансформации магнитозвуковых волн. Однако величина интенсивности радиоизлучения, возникающего вследствие трансформации магнитозвуковых волн, может быть значительной, если учитывать, что она пропорциональна большим величинам Z^2 и T^2 . Заметим, что оценка величины T зависит от конкретной модели замагниченной плазмы. Оценку же величины Z можно провести, зная приближенное значение электрического потенциала вблизи поверхности нейтронной звезды.

4. *Заключение.* Как было показано в работах [2] и [5], где в линейном приближении было рассмотрено распространение волн через плазму коры нейтронной звезды, для частот $\omega_0 \ll 10^{10} \text{ с}^{-1}$ плазма почти прозрачна. Так как волны почти без потерь доходят до поверхности звезды, то представляется интересным оценить мощность излучения, возникающего вследствие трансформации (рассеяния) волн на неоднородностях поверхности звезды. В настоящей работе и в [1], на базе нелинейных уравнений, развита теория данного вопроса в приближении холодной замагниченной плазмы.

В заключение заметим, что хотя на базе полученных результатов можно сделать ряд качественных выводов об угловом распределении возникающего вследствие трансформации излучения, более реалистичным и интересным с практической точки зрения является нахождение тока рассеяния на базе МГД-уравнений с учетом вязкости, вырожденности, релятивизма и корректного уравнения состояния сверхплотной магнитоактивной плазмы (см., например, [5,6]). Можно ожидать, что особенности трансформации и рассеяния волн, обнаруженные в данной работе и в [1], сохранятся и в этом случае. Однако не исключено наличие новых особенностей, связанных с использованием более корректных уравнений движения для вещества.

Количественное сравнение полученных теоретических результатов с наблюдаемыми характеристиками излучения нейтронных звезд в рентгеновском или радиодиапазонах может быть проведено, если известна мощность возбуждения собственных плазменных волн на внутренней границе коры нейтронной звезды. Так как аннигиляция вихревых кластеров на границе ядра нейтронной звезды может привести к возбуждению плазменных волн, то важно оценить, соответствуют ли эти возбуждения, как по мощности, так и по частотному и угловому распределению, тому, чтобы объяснить

наблюдаемые характеристики рентгеновского или радиоизлучения пульсаров.

В настоящее время проводятся исследования этих вопросов и результаты будут опубликованы в последующих статьях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (проект № А-353).

¹ Институт радиофизики и электроники НАН Армении

² Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@www.physdep.r.am

TRANSFORMATION AND SCATTERING OF WAVES ON CHARGED PARTICLES IN A MAGNETIZED PLASMA. II

H.B.NERSISYAN¹, D.M.SEDRAKYAN², H.H.MATEVOSYAN¹

The transformation of upper-hybrid, low-hybrid and magneto-sonic waves on heavy charged particle located on the magnetized plasma plane boundary is considered. Angular distribution of the radiation arising from waves transformation is investigated. The transformation of low-frequency magneto-sonic wave is suggested as a possible radio-emission mechanism for pulsars.

Key words: waves: scattering-Plasmas: magnetic fields

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Б.Нерсисян, Д.М.Седракян, Г.Г.Матевосян, *Астрофизика*, **45**, 69, 2002.
2. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **31**, 101, 1989.
3. Н.Кролл, А.Трайвеллис, *Основы физики плазмы*, Мир, М., 1975.
4. Д.А.Франк-Камеицкий, *Лекции по физике плазмы*, Атомиздат, М., 1964.
5. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **44**, 139, 2001.
6. Д.М.Седракян, А.К.Аветисян, *Астрофизика*, **26**, 489, 1987.

УДК: 524.74

ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ЛИНЗИРОВАНИЯ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ФОНОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Ю.Л.БУХМАСТОВА

Поступила 28 декабря 2001

Принята к печати 25 января 2002

Приводится функция распределения квазаров по видимой яркости, найденная на основе предположения, что квазары, хотя бы частично, являются гравитационно усиленными изображениями активных ядер далеких галактик. Использован шехтеровский вид функции светимости источников и двухстепенной закон для функции светимости источников, а также вероятностный закон усиления изображения для различных моделей гравитационных линз. При нахождении теоретической функции распределения квазаров по видимой яркости использована теорема о плотности вероятности произведения случайных величин. Показано, что наклон этой функции в случае слабых квазаров колеблется в пределах от -1 до -2 , как у обычных галактик. В случае ярких квазаров наклон функции распределения по видимой яркости определяется в основном эффектом линзирования и ограничивается снизу значением -3 . Хорошее согласие теории и наблюдений позволяет предположить, что квазары статистически являются гравитационно усиленными изображениями активных ядер далеких галактик. Если верны исходные предположения, то функции светимости галактик и видимой яркости квазаров не являются независимыми, а связаны посредством дифференциальной вероятности линзирования.

1. *Введение.* Лучи света от далекого источника, проходя мимо массивного объекта - гравитационной линзы, испытывают отклонение. Вследствие этого может увеличиться светящаяся площадь источника. Это означает, что вследствие эффекта гравитационной фокусировки яркость далекого источника способна возрасти в десятки и сотни раз. Это может привести к тому, что функция распределения источников по видимой яркости, полученная на основе анализа различных наблюдений, будет приниматься ошибочно за функцию светимости источников. Таким образом, необходимо учитывать влияние эффектов гравитационного линзирования при анализе функции светимости источников.

Данная работа является логическим продолжением работ [1,2], где обсуждается возможное влияние эффектов гравитационного линзирования на появление тесных пар квазар-галактика. В настоящей работе предлагается метод, позволяющий получить аналитический вид функции распределения источников по видимой яркости (раздел 4) с учетом влияния гравитационного линзирования (раздел 3). Функцию светимости источников предлагается рассмотреть в виде шехтеровской функции или в виде двухстепенного закона (раздел 2).

В качестве примера предлагается применить данный метод при анализе функции светимости квазаров (раздел 5). За основу рассуждений принимается гипотеза Барнотти-Тайсона [3-6], согласно которой по крайней мере часть квазаров является гравитационно усиленными изображениями компактных массивных объектов, находящихся в центральных областях далеких галактик. В качестве таких компактных объектов могут выступать черные дыры с массами порядка $10^6 - 10^{9.5} M_{\odot}$ [7-11], которые, согласно общепринятой точке зрения, находятся в центральных областях большинства галактик. Если поверхностная плотность числа нормальных галактик со звездной величиной до $28^m - 29^m$ составляет порядка 10^6 гал/град², что следует из наблюдений на космическом телескопе Хаббла, то даже с небольшой вероятностью усиления блеска $10^4 - 10^6$ на $3^m - 5^m$, можно по предварительным грубым оценкам ожидать от 1 до 100 квазаров на квадратный градус. На настоящий момент затруднительно оценить, до какой звездной величины должны быть предполагаемые квазары, поскольку в качестве линзируемых источников берутся не сами галактики, а компактные массивные объекты в их центральных областях. В работе [12] указывается на то, что светимости ядер 42 сейфертовских галактик коррелируют со светимостями родительских галактик. В работе [13] указывается на то, что массы компактных массивных объектов находятся в строгом процентном соотношении с массами галактик в целом и составляют ~0.2% от общей массы эллиптических родительских галактик или от массы балджа спиральных галактик. Все это позволяет предположить, что светимости ядер и светимости родительских галактик находятся в некотором процентном соотношении. Отсюда следует, что функция светимости компактных массивных объектов-источников и функция светимости галактик идентичны по общему виду, а значит можно рассмотреть функцию светимости источников в виде шехтеровского закона или в виде двухстепенного закона.

В разделе 5 данной работы показано, что в случае слабых квазаров наблюдательные данные хорошо соответствуют как шехтеровскому виду функции светимости источников, так и двухстепенному закону. Функция наклона (в случае двухстепенного закона - показатель степени) принимает значение от -1 до -2, так же, как для галактик.

Новым результатом является то, что теоретическая функция наклона для ярких квазаров ограничивается снизу значением -3, а не -2, как утверждается в работе [14]. Этот теоретический предел для ярких квазаров определяется в основном эффектом линзирования в отличие от слабых квазаров, где линзирование почти не влияет на наклон.

В разделе 5 делается попытка согласовать теоретический результат с наблюдательными данными. В разделе 6 кратко формулируются основные выводы работы.

Следует отметить, что спектры линзированных квазаров - это отдельная проблема, которая не затрагивается в настоящей работе.

2. *Функция светимости фоновых источников.* Предположим, что функция светимости источников может быть представлена в виде шехтеровской функции, справедливой для галактик, или в виде двухстепенного закона, который находит частое применение для описания галактик и квазаров [14-19].

Общий вид шехтеровской функции

$$p_L(y) = n_0 \cdot y^\alpha e^{-y}, \quad (1)$$

$a < y < b$, $n_0 = \frac{1}{\Gamma(1+\alpha, a) - \Gamma(1+\alpha, b)}$, $-2 \leq \alpha \leq -1$, где $y = L/L_0$, L_0 - характерная светимость источников. Здесь a , b - нижняя и верхняя границы относительной светимости, $\Gamma(\alpha, x)$ - неполная гамма-функция.

Функция светимости источников в виде двухстепенного закона

$$p_L(y) = \begin{cases} c_1 y^\alpha, & a < y \leq k, \\ c_2 y^\beta, & k < y < b. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь a , b - нижняя и верхняя границы относительной светимости, k - граница излома двухстепенного закона, c_1 , c_2 - постоянные величины. α, β - показатели степени, определяющие наклон функции светимости для слабых и ярких источников соответственно.

3. *Дифференциальная вероятность линзирования.* Предположим, что все источники находятся на некотором среднем фиксированном расстоянии (соответствующем красному смещению $z \sim 1$) и рассмотрим случай значительных усилений блеска ($\mu > 1$). Для различных моделей гравитационных линз [1,14] дифференциальная вероятность того, что источник с фиксированным красным смещением будет усилен в μ раз, определяется как

$$p_A(\mu) = \frac{v-1}{\mu^v}, \quad \mu > 1, v > 1. \quad (3)$$

Значение v близко к 3.

4. *Функция распределения линзированных источников по видимой яркости.* Имея функцию светимости источников (1) или (2) и функцию вероятности того, что источники будут усилены в μ раз (3), можем определить функцию видимой яркости линзированных источников. Для этого необходимо воспользоваться теоремой о плотности вероятности произведения независимых случайных величин [20]. Кажущуюся светимость l источника определим как произведение светимости L источника на коэффициент усиления A . Таким образом $l = A \cdot L$. Рассмотрим плотности распределения вероятностей трех случайных величин $p(x)$, $p_A(\mu)$, $p_L(y)$. Введем переменную интегрирования $u = x/\mu$. Плотность вероятности распределения линзированных источников по видимой яркости определится как

$$p_l(x) = \int_0^{\infty} p_L(u) \cdot p_A\left(\frac{x}{u}\right) \frac{du}{u}. \quad (4)$$

С учетом (1) и (3) имеем

$$p_l(x) = n_0 \frac{v-1}{x^v} [\Gamma(v+\alpha, a) - \Gamma(v+\alpha, \min\{x, b\})]. \quad (5)$$

Наклон этой функции определяется как $\beta(x) = -\frac{d \ln p_l(x)}{d \ln x}$. С учетом (5) имеем

$$\beta(x) = - \begin{cases} v - \frac{x^{v+\alpha} e^{-x}}{\Gamma(v+\alpha) - \Gamma(v+\alpha, x)}, & a < x < b, \\ v, & x > b. \end{cases} \quad (6)$$

Используя (2) вместо (1), с учетом (3) и (4) получаем следующие выражения для функции видимой яркости линзированных источников: в случае слабых источников справедливо

$$p_l(x) \sim c_1 c_2 \left(\frac{x^\alpha}{v+\alpha} - \frac{x^{-v} a^{v+\alpha}}{v+\alpha} \right), \quad (7)$$

в случае ярких источников справедливо

$$p_l(x) \sim c_2 c_3 \left(\frac{x^\beta}{v+\beta} - \frac{x^{-v} k^{v+\beta}}{v+\beta} \right). \quad (8)$$

5. Кажущаяся светимость квазаров. О том, что квазары могут быть объектами, усиленными гравитационным линзированием, говорилось многими авторами. В частности, в работе [14] делается предположение, что блеск квазаров может быть усилен более близкими к наблюдателю гравитационными линзами. Это означает, что квазары могут на самом деле являться более слабыми объектами, чем нам кажется. Авторы [14] рассматривали функцию светимости источников-квазаров в виде двухстепенного закона, с помощью функции дифференциальной вероятности линзирования получили функцию кажущейся светимости, которая оказалась более пологой по сравнению с наблюдаемой. Авторами был получен теоретический нижний предел показателя степени функции светимости ярких квазаров, характеризующий наклон этой функции, равный -2 .

Функцию светимости квазаров часто представляют в виде двухстепенного закона. На основе наблюдательных данных о более чем 1000 квазаров с $0.1 < z < 3.3$ [16] и порядка 200 квазаров с $2.0 < z < 4.5$ [17] в [18] делается вывод о том, что функция светимости слабых квазаров $\Phi \sim L^{-1.7}$, а ярких квазаров $\Phi \sim L^{-3.6}$. Показатели степени $\alpha = -1.7$ и $\beta = -3.6$ определяют наклон функции светимости для слабых и ярких квазаров соответственно. В обзоре 2dF QSO [19] приводятся значения $-1.96 < \alpha < -1.55$, $-3.75 < \beta < -3.45$. Согласно наблюдательным данным [21] $\alpha = -1.4$, $\beta = -2.6$. Таким образом, существует разброс значений показателей степени, определенных по разным наблюдениям $-2 < \alpha < -1$, $-3.75 < \beta < -2.6$.

Предположим, что квазары являются усиленными активными ядрами далеких галактик. Тогда функция светимости источников соответствует функции светимости активных ядер галактик. Рассмотрим шехтеровский вид функции светимости ядер галактик (1). Для галактик $-2 \leq \alpha \leq -1$, примем для определенности $\alpha = -1$. Примем также в формуле (3) $\nu = 3$. В этом случае функция распределения квазаров по видимой яркости с учетом (5) имеет вид

$$p_l(x) = \frac{2n_0}{x^3} [(a+1)e^{-a} - (x+1)e^{-x}], \quad (9)$$

а функция наклона

$$\beta(x) = - \begin{cases} \frac{3 - x^2 e^{-x}}{(a+1)e^{-a} - (x+1)e^{-x}}, & a < x < b, \\ 3, & x > b. \end{cases} \quad (10)$$

На рис.1 представлена функция светимости активных ядер галактик (а), функция распределения квазаров по видимой яркости (b), определяемая по формуле (9), а также аппроксимации для слабых квазаров ($p_l(x) \sim x^{-1.4}$)

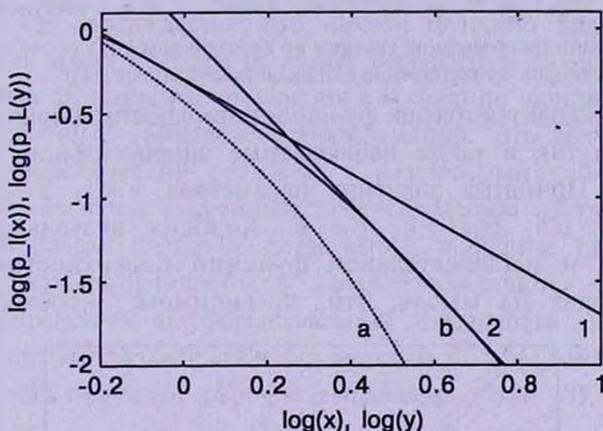


Рис.1. а - десятичный логарифм функции светимости активных ядер галактик $p_L(y) = y^{-1}e^{-y}$. б - десятичный логарифм функции распределения квазаров по видимой яркости $p_l(x) = \frac{2}{x^3} [(a+1)e^{-a} - (x+1)e^{-x}]$, где $a = 0.2$. 1 и 2 - десятичный логарифм наблюдаемой функции распределения квазаров по видимой яркости для слабых ($\alpha = -1.4$) и ярких ($\beta = -2.6$) квазаров соответственно (согласно наблюдениям [21]).

и ярких квазаров ($p_l(x) \sim x^{-2.6}$) согласно наблюдательным данным [21]. Из этого рисунка видно, что при значениях $\alpha = -1.4$, $\beta = -2.6$ достигается хорошее согласие теоретически полученной зависимости $p_l(x)$ с наблюдательными аппроксимациями. Как следует из формулы (10), функция наклона для ярких квазаров ограничена снизу значением -3 , поэтому согласие с другими наблюдательными данными достигается с некоторой натяжкой. В качестве примера на рис.2 представлена функция распределения квазаров (9) по видимой яркости с двумя наблюдательными

аппроксимациями для слабых квазаров, имеющих наклон $\alpha = -1.7$, и для ярких квазаров с $\beta = -3.6$ [18].

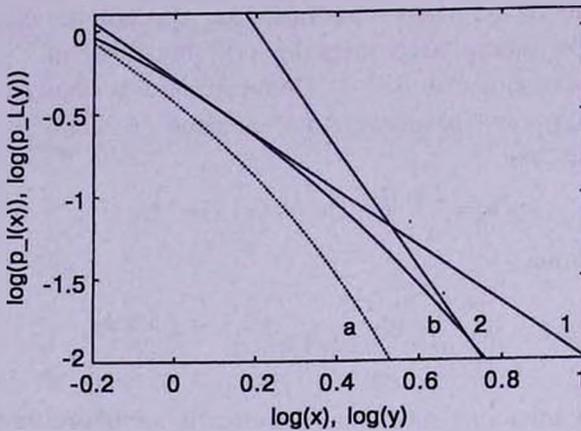


Рис.2. а - десятичный логарифм функции светимости активных ядер галактик $p_L(y) = y^{-1}e^{-y}$. б - десятичный логарифм функции распределения квазаров по видимой яркости $p_L(x) = \frac{2}{3}[(a+1)e^{-a} - (x+1)e^{-x}]$, где $a = 0.2$. 1 и 2 - десятичный логарифм наблюдаемой функции распределения квазаров по видимой яркости для слабых ($\alpha = -1.7$) и ярких ($\beta = -3.6$) квазаров соответственно (согласно наблюдениям [18]).

На рис.3 приводится график функции поверхностной яркости квазаров в форме (7) и (8), а также наблюдаемые аппроксимации с $\alpha = -1.7$, $\beta = -3.2$ [22]. Принятые значения параметров $\nu = 3$, $a = 0.1$, $k = 0.5$, $c_1c_2 = 0.6$, $c_2c_3 = 0.6$, $\alpha = -1.8$, $\beta = -6$. Хорошее визуальное согласие теоретической и наблюдательной функций поверхностной яркости квазаров наводит на мысль, что, по-видимому, необходимо вести

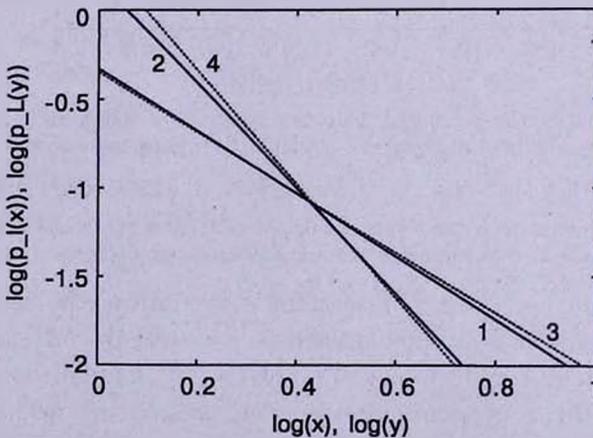


Рис.3. 1 и 2 - десятичный логарифм теоретической функции распределения квазаров по видимой яркости слабых ($\alpha = -1.8$) и ярких ($\beta = -6$) квазаров соответственно (формулы (7) и (8)). Принятые значения параметров $\nu = 3$, $a = 0.1$, $k = 0.5$, $c_1c_2 = 0.6$, $c_2c_3 = 0.6$. 3 и 4 - десятичный логарифм наблюдаемой функции распределения квазаров по видимой яркости для слабых ($\alpha = -1.7$) и ярких ($\beta = -3.2$) квазаров соответственно (согласно наблюдениям [22]).

обработку наблюдательных данных с учетом теоретически предсказанного нижнего предела показателя степени -3 .

6. *Заключение.* Эффект гравитационного линзирования может повлиять на яркость активных ядер – компактных источников в центральных областях массивных галактик. При этом могут возникать объекты повышенной яркости, которые будут иметь наблюдаемые свойства квазаров. С помощью дифференциальной функции вероятности линзирования из функции светимости ядер галактик получена функция распределения квазаров по видимой яркости, которую часто принимают за функцию светимости квазаров. На основании этого предположения сформулировано два следствия.

В случае слабых квазаров эффект линзирования мало влияет на наклон функции распределения по видимой яркости, который в этом случае колеблется в пределах от -1 до -2 , как у функции светимости обычных галактик.

В случае ярких квазаров наклон определяется в основном эффектом линзирования и ограничен снизу значением $\beta = -3$, в отличие от результата работы [14], где утверждается, что наклон функции видимой яркости линзированных ярких квазаров не может перешагнуть за значение $\beta = -2$.

Полученная функция распределения квазаров по видимой яркости (9) допускает различные степенные аппроксимации. Это дает возможность согласовать теоретический результат с различными наблюдательными данными, что является косвенным подтверждением линзовой природы повышенного блеска квазаров. Если верны подобные предположения, то функции светимости галактик и квазаров не являются независимыми, а связаны посредством дифференциальной вероятности линзирования.

Наряду с функцией распределения квазаров по поверхностной яркости (5) общего вида получены рабочие выражения (7) и (8) для слабых и ярких квазаров.

Следует отметить, что данный метод учета линзового эффекта при анализе функции светимости может быть применен для любых других объектов.

Автор благодарит Ю.В.Барышева за полезное обсуждение данной проблемы, а также Д.С.Бухмастова за техническую помощь в подготовке публикации.

THE INFLUENCE OF GRAVITATIONAL LENSING ON DETERMINATION OF THE LUMINOSITY FUNCTION OF BACKGROUND OBJECTS

Yu.L.BUKHMASTOVA

The function of quasar distribution by apparent brightnesses is discussed. This function is found on the base of suggestion that quasars, at least partly, are strong gravitational lensing images of the active nuclei of distant galaxies. This function is obtained using the Schechter's and the luminosity function of two-power law as well and also the magnification probability law for various models of gravitational lenses. In finding of theoretical function of the quasar distribution by apparent brightnesses the theorem on probability density of multiplication of random quantities has been used. It is shown that the slope of this function in the case of weak quasars varies from -1 till -2, as for usual galaxies. In the case of bright quasars the slope of function distribution by apparent brightness is defined generally by lensing effect and is limited from below by value -3. Good agreement of theory and observations allows to expect that statistically quasars are gravitational lensing images of the active nuclei of distant galaxies. If basic suggestion is true the luminosity functions of galaxies and apparent brightnesses of quasars are not independent but are connected by means of differential probability of lensing.

Key words: *Gravitational lensing: luminosity function*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В.Барышев, Ю.Л.Езова, Астрон. ж., 74, 497, 1997.
2. Ю.Л.Бухмастова, Астрон. ж., 78, 1, 2001.
3. J.M.Barnothy, Astron. J., 70, 666, 1965.
4. J.M.Barnothy, Bull. Amer. Astron. Soc., 6, 212, 1974.
5. J.A.Tyson, Astrophys. J. Lett., 248, L89, 1981.
6. J.A.Tyson, Astron. J., 96, 1, 1988.
7. M.Bartusiak, Astronomy, June, 42, 1998.
8. J.Kormendy, 2000, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0007400>.
9. J.Kormendy, 2000, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0007401>.
10. J.Kormendy, L.C.Хо, 2000, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0003268>.
11. L.C.Хо, J.Kormendy, 2000, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0003267>.
12. G.L.Granato, V.Zitelli, F.Bonoli, L.Danese, C.Bonoli, F.Delpino, Astrophys. J. Suppl. Ser., 89, 35, 1993.
13. S.Nadis, Astronomy, February, 2001.

14. *P.Schneider, J.Ehlers, E.E.Falko*, Gravitational Lenses, Springer-Verlag, N.Y., 375, 1992.
15. *B.J.Boyle, T.Shanks, B.A.Peterson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 235, 935, 1988.
16. *F.D.A.Hartwick, D.Schade*, ARAA, 28, 437, 1990.
17. *S.J.Warren, P.C.Hewett, P.S.Osmer*, Astrophys. J., 421, 412, 1994.
18. *Y.C.Pei*, Astrophys. J., 438, 623, 1995.
19. *B.J.Boyle, S.M.Croom, R.J.Smith, T.Shanks, P.J.Outram, F.Hoyle, L.Miller, N.S.Loaring*, 2001, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0103064>.
20. *Б.В.Гнеденко*, Курс теории вероятностей, Наука, М., 1988.
21. *H.L.Marshall, Y.Avni, A.Braccesi, J.P.Huchra, H.Tananbaum, G.Zamorani, V.Zitelli*, Astrophys. J., 283, 50, 1984.
22. *I.Kovner*, Astrophys. J., 341, L1, 1989.

УДК: 524.74-337

О КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ НАПРАВЛЕНИЯМИ
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И БОЛЬШИХ ОСЕЙ
ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВР.Р.АНДРЕАСЯН¹, С.АППЛ², Э.СОЛ³

Поступила 23 января 2002

Принята к печати 20 февраля 2002

Изучено распределение относительных позиционных углов между интегральной собственной поляризацией (перпендикулярной к направлению собственного магнитного поля) и больших осей внегалактических радиоисточников для разных типов радиоисточников. Были использованы данные для 280 внегалактических радиоисточников и найдено, что существуют большие различия в относительной ориентации у разных типов радиоисточников. Направления собственных интегральных магнитных полей коррелируют с большими радиоосями у более вытянутых радиоисточников ($K > 2.5$, где K – отношение длин больших и малых осей радио изображений) и у радиоисточников FR II класса, тогда как у менее вытянутых объектов ($K < 2.5$) и у радиоисточников FR I класса магнитные поля вовсе не коррелируют с радиоосями. Теоретическим обоснованием для классификации по параметру вытянутости радиоизображения K может быть альтернативный механизм образования радиогалактик из релятивистской плазмы, выброшенной из центральной части оптической галактики и движущейся в его крупномасштабном дипольном магнитном поле.

1. *Введение.* Изучение физических и морфологических особенностей внегалактических радиоисточников очень важно для понимания механизма образования и эволюции этих объектов. Одной из важнейших морфологических особенностей является их двойная структура. Родительская оптическая эллиптическая галактика в большинстве случаев находится примерно в середине линии, соединяющей два радиокомпонента. Возможность получения радио карт высокого качества с использованием радиоинтерферометров в 1970-х годах привела к разделению внегалактических радиоисточников по их крупномасштабным морфологическим особенностям, какими и является классификация (FR) Фанарова-Рили [1]. Наблюдения на VLBI показали, что во внегалактических радиоисточниках имеются особенности более мелкого масштаба, такие, как джеты парсекного масштаба, которые коррелируют с крупномасштабной структурой и начинаются с центральной активной области оптической галактики. Многоканальные наблюдения галактик и активных ядер галактик (AGN) являются ключом к разгадке этих объектов. Однако, несмотря на огромное количество накопившегося наблюдательного материала, многие основные вопросы, связанные с образованием AGN и внегалактических радиоисточников, остаются открытыми. Здесь мы обращаем внимание на некоторые из них, такие как связь между радиоисточником, его родительской галактикой и окружающим магнитным полем. Некоторая общая эволюция

или влияние окружающих эффектов, особенно в начальной стадии образования этих объектов, должны были оставлять следы в нынешней морфологии радиоисточников, в относительных ориентациях радиоструй, газовых и звездных компонентов галактик, магнитных полей и осей вращения. В недавних работах [2-5] показано, что в объектах с большими красными смещениями области с оптическими эмиссионными линиями вытянуты по направлению радиоосей. В нашей работе [6] для изучения относительных ориентаций радио и оптических осей близких радиогалактик (ярче 18^m) была использована достаточно однородная выборка примерно 300 объектов. Наряду с известной классификацией внегалактических радиоисточников Фанарова-Рили была предложена новая морфологическая классификация радиогалактик по вытянутости их радиоизображений. Было показано, что малые оптические оси коррелируют с большими радиоосями у более вытянутых радиогалактик ($K > 2.5$), где K - отношение большой оси радиоизображения к его малой оси, и у радиогалактик FRII класса, тогда как у радиогалактик с меньшей вытянутостью ($K < 2.5$) и у FRI класса наблюдается корреляция между большими осями радио и оптических изображений. В работе [7], на основе анализа данных тех же близких радиогалактик, было показано, что родительские эллиптические галактики в радиогалактиках с ($K < 2.5$) и FRI класса обладают в среднем меньшей эллиптичностью, чем объекты, связанные с радиогалактиками ($K > 2.5$) и FRII класса. Этот результат хорошо согласуется с результатом, полученным в работе [8] только для FR классификации.

Изучение крупномасштабной ориентации магнитных полей во внегалактических радиоисточниках тоже очень важно для понимания эволюционных аспектов этих объектов. Этот вопрос был изучен во многих работах (см., например, [9,10] и ссылки в них). Однако в указанных работах не учитывалась классификация радиоисточников, и в этом вопросе до сих пор нет четкой ясности. В настоящей статье изучается вопрос об ориентации интегрального магнитного поля относительно радиоосей внегалактических радиоисточников, учитывая их классификации по вытянутости радиоизображения и классификации по Фанарову-Рили. В разделе 2 приводятся использованные в работе наблюдательные данные; в разделе 3 изучается корреляция магнитных полей с радиоосями; в разделе 4 приводится теоретическое обоснование полученных результатов.

2. Наблюдательные данные. В настоящей работе используются данные о 280 внегалактических радиоисточниках, для которых из литературы [11-14] найдены относительные позиционные углы между направлениями интегральных по всей поверхности источника радиополяризации и больших осей радиоисточников. Для большинства этих объектов из литературы были найдены их FR классификации. Все радиоисточники были классифицированы также по их вытянутости. Эта классификация, как было показано в работе

[6], основана на механизме образования радиоизлучающей области внегалактических радиоисточников из облаков релятивистских частиц, выброшенных из активного ядра галактик и движущихся в крупномасштабном дипольном магнитном поле родительской галактики. Для классификации по вытянутости радиоизображения были определены параметры K , используя радиокарты радиоисточников, найденных из литературы. При наличии качественных радиокарт для одного и того же объекта на нескольких частотах для классификации были использованы радиокарты на более длинных волнах, поскольку из-за крутого спектра радиоизлучения в основной части радиоисточника, в некоторых случаях на коротких волнах наблюдаются только горячие пятна в радиокомпонентах, тогда как на более длинных волнах наблюдается весь радиоисточник. Как было сказано выше, параметр K - это отношение угловых размеров больших осей радиоизображения к малым. Надо отметить, что значения параметра K для данного объекта, полученные с использованием радиокарт на разных частотах, немного отличаются друг от друга. Однако, как будет показано дальше, эти отличия мало влияют на полученные в работе результаты.

Таким образом для 280 внегалактических радиоисточников были собраны следующие данные*: названия радиоисточников; позиционные углы между направлениями интегральной радиополяризации и радиоосей (dPA) и их ошибки; ссылки для данных dPA ; параметр K и ошибки определения параметра K (порядка 0.1-0.2); ссылки на использованные радиокарты; классы Фанарова-Рили; и ссылки на FR классификацию.

3. *Корреляция между направлениями радиополяризации и радиоосей внегалактических радиоисточников.* Изучение ориентации магнитных полей относительно радио и оптических осей внегалактических радиоисточников может обеспечить хорошей информацией для понимания физических механизмов, лежащих в основе образования и эволюции этих объектов. Поэтому во многих работах были сделаны попытки найти корреляции между направлениями интегральной собственной радиополяризации, исправленной за эффект фарадеевского вращения, и осями радиоисточников (см., например, [10,11,13] и ссылки в них). Эти исследования показали, что распределение относительных углов между радиоосями и электрическими векторами имеет основной максимум около 90° и вторичный максимум, на 0° .

Здесь, с использованием большего числа данных, чем в упомянутых работах, мы тоже изучаем распределение углов между интегральной собственной поляризацией и радиоосями внегалактических радиоисточников. Однако, в отличие от упомянутых работ, мы рассматриваем этот вопрос отдельно для разных классов радиоисточников, классифицированных по

* Таблицу использованных данных можно получить по электронной почте randrasy@bao.sci.am

Фанарову-Рили и по их параметру вытянутости K .

Сначала находим зависимость относительных позиционных углов от параметра K . Эта зависимость приведена на рис.1. Из рисунка видно, что среднее значение относительных позиционных углов между направлениями радиополяризации и радиоосями (dPA) увеличивается с увеличением

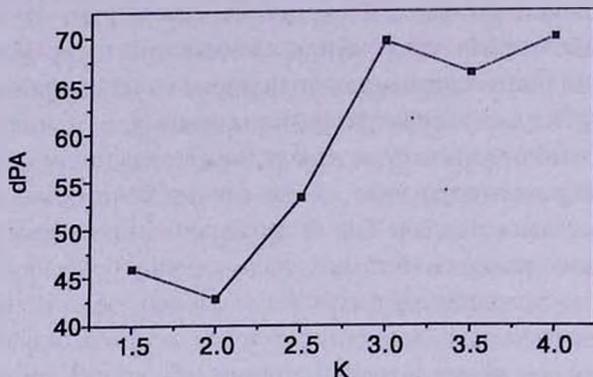


Рис.1. Зависимость углов между направлениями интегральной собственной радиополяризации и больших осей внегалактических радиоисточников от параметра вытянутости K .

параметра вытянутости K . Однако это увеличение имеет скачкообразный характер около значения $K_0 = 2.5$. Такая зависимость наводит на мысль, что распределение вышеупомянутых относительных позиционных углов будет отличаться у двух выборок радиоисточников, разделенных по значению параметра K ($K > 2.5$ и $K < 2.5$), как это было сделано в работах [6,7]. Надо отметить, что, как это видно из рис.1, для классификации радиоисточников выбор числа $K_0 = 2.5$ в интервале ± 0.1 или ± 0.2 , то есть в интервале ошибок определения параметра K , не будет приводить к качественному изменению полученных результатов.

Распределения относительных позиционных углов dPA для всех внегалактических радиоисточников общей выборки и для отдельных выборок с параметрами $K < 2.5$ и $K > 2.5$ приведены на рис.2. На рисунках же За, б и с, соответственно, приведены такие же распределения для всех радиоисточников с известными FR-классами, для радиоисточников FRI-класса и FRII-класса. На гистограммах приведено также вычисленное ожидаемое из наблюдений распределение dPA, с учетом эффектов проектирования. При вычислениях предполагалось, что истинное распределение dPA является дельта функцией, а оси радиоисточников направлены случайно в пространстве. Значение аргумента для максимума дельта функции выбиралось таким образом, чтобы полученное в результате вычислений ожидаемое распределение лучше всего соответствовало наблюдаемому распределению относительных позиционных углов. Фактически в работе решается обратная задача, в которой учитываются эффекты проектирования на небесной сфере, с использованием метода,

разработанного в работе [15], то есть, по наблюдаемому распределению dPA , находится истинное распределение.

Из рисунков 2 и 3 можно сделать следующие основные выводы. Прежде всего надо отметить, что гистограммы, приведенные на рис.2а и 3а, для построения которых были использованы, соответственно, все радиоисточники

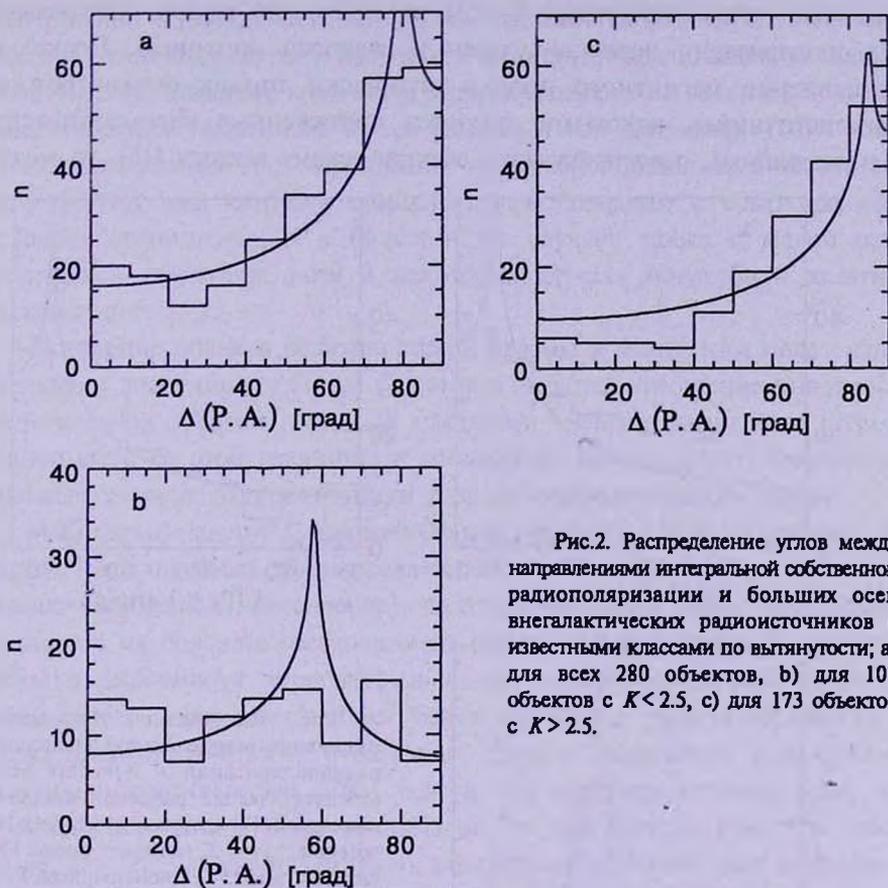


Рис.2. Распределение углов между направлениями интегральной собственной радиополяризации и больших осей внегалактических радиоисточников с известными классами по вытянутости; а) для всех 280 объектов, б) для 107 объектов с $K < 2.5$, с) для 173 объектов с $K > 2.5$.

выборки и все радиоисточники с известными FR классами, качественно ничем не отличаются от гистограмм, полученных в вышеупомянутых работах [10,11,13]. Их нельзя объяснить истинным распределением с одним максимумом. На них видны основные максимумы около 90° и вторичные максимумы около 0° . Распределения на рис.2b и 2с сильно отличаются друг от друга и от распределения 2а. То же самое можно сказать о распределениях, приведенных на рис.3b и 3с по отношению распределения 3а. На распределениях рис.2с и 3с виден ярко выраженный максимум около 90° , и истинное распределение относительных позиционных углов можно аппроксимировать одной дельта функцией. На рисунках же 2b и 3b нет максимума и их нельзя аппроксимировать истинным распределением dPA в виде дельта-функции.

Таким образом, выясняется, что распределения относительных позиционных углов отличаются друг от друга, а также от общего распределения для разных классов внегалактических радиоисточников, классифицированных как по Фанарову-Рили, так и по нашему критерию по вытянутости радиоизображения. Во внегалактических радиоисточниках класса FRII и в более вытянутых радиоисточниках ($K > 2.5$) электрический вектор интегральной радиополяризации перпендикулярен к радиооси источника. Поскольку направление магнитного поля в оптически тонких синхротронных радиоисточниках, каковыми являются протяженные внегалактические радиоисточники, перпендикулярно электрическому вектору [16], то можно

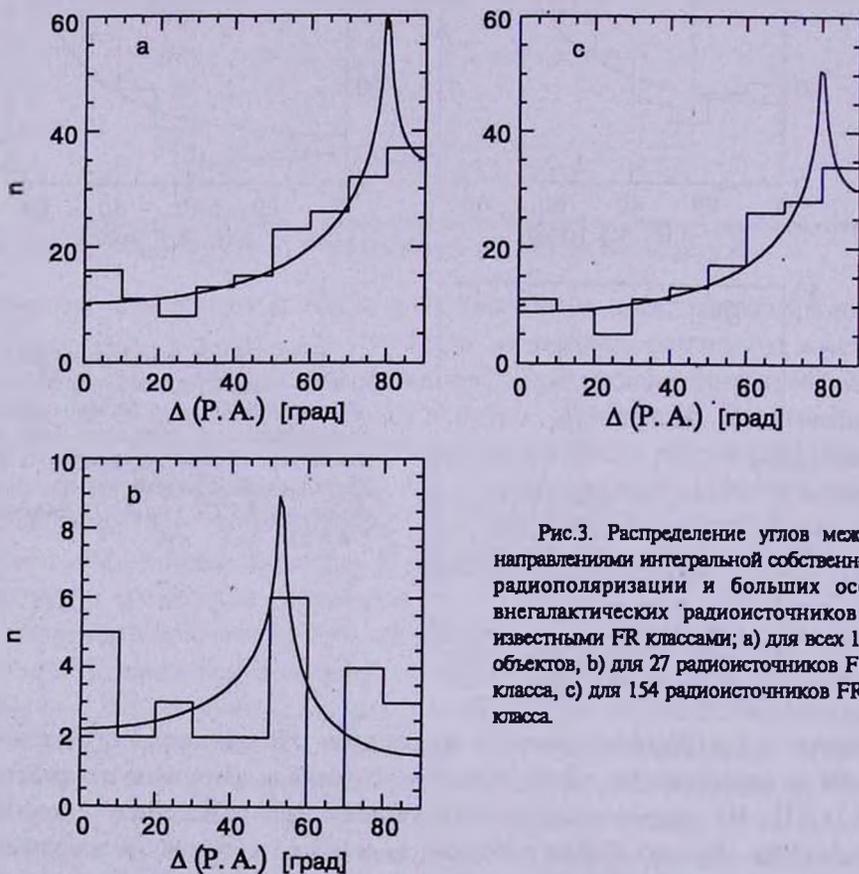


Рис.3. Распределение углов между направлениями интегральной собственной радиополяризации и больших осей внегалактических радиоисточников с известными FR классами; а) для всех 181 объектов, б) для 27 радиоисточников FRI класса, с) для 154 радиоисточников FRII класса.

утверждать, что у этих радиоисточников магнитное поле направлено по оси радиоисточника. В радиоисточниках же FRI класса и менее вытянутых ($K < 2.5$) объектах, как это видно из рис.2б и 3б, нет ярко выделенного направления радиополяризации или, что одно и то же, магнитного поля.

4. *Теоретическое обоснование полученных результатов.* В этом разделе приводится альтернативный механизм образования и эволюции

внегалактических радиоисточников. Полученные в предыдущем разделе, из анализа наблюдательных данных о 280 внегалактических радиоисточниках, результаты качественно хорошо вписываются в модель, предложенную в работах [6] и [17]. В основе упомянутой модели лежит предположение о дипольной конфигурации магнитного поля родительской галактики, из центральной активной части которой выбрасываются облака релятивистских частиц, которые движутся и излучают в этом крупномасштабном магнитном поле. Наличие большого количества быстровращающегося газа в родительских эллиптических галактиках и супердисках (см., например, [18]) может обеспечить условия для образования и усиления дипольного магнитного поля [19-21], ось которого приблизительно совпадает с осью вращения газового компонента, а в большинстве случаев также с малой осью оптической галактики (хотя в некоторых случаях могут быть заметные расхождения [25]).

Поведение облаков релятивистской плазмы в магнитном поле сильно зависит от значения величины Q , которая является отношением плотности кинетической энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля. В зависимости от этой величины в упомянутой модели могут образоваться внегалактические радиоисточники разных морфологических типов:

а) Когда отношение Q намного больше единицы, облака релятивистских частиц, выброшенных по направлению оси магнитного диполя (единственное выделенное направление), выступая как одно целое, расширяясь, двигаются на большие расстояния от оптической галактики, вытягивая с собой и деформируя вмороженные в нем магнитные силовые линии. В этом случае могут образоваться более вытянутые радиоизображения, а также радиоисточники, в которых сильно выражены радиопятна, классифицированные как FR II класса. Из вышеизложенного ясно, что оси радиоисточников будут направлены по оси диполя или, что то же самое, по оси вращения газового компонента и малой оси оптической галактики [6]. Магнитное поле в этом случае будет параллельно радиооси, как это было показано в предыдущем разделе.

б) Когда отношение Q намного меньше единицы, частицы плазмы отдельно друг от друга будут участвовать в движении по силовым линиям дипольного магнитного поля, дрейфуя и отражаясь от магнитных зеркал и, в конечном счете, окажутся в магнитной ловушке диполя. В этом случае самая большая вытянутость будет наблюдаться, если ось диполя перпендикулярна к оси зрения, а наибольшее значение параметра K можно определить из уравнения силовых линий диполя; оно оказывается порядка 2.5, и фигурирует в классификации радиоисточников по их вытянутости. Ясно, что в этом случае могут образоваться относительно менее вытянутые радиоисточники ($K < 2.5$) и радиоисточники FRI класса, без ярко выраженных радиопятен. Из вышесказанного вытекает, что в радиоисточниках указанных

классов радиооси будут коррелировать с большими осями оптических галактик [6], а интегральные магнитные поля, как это получено в предыдущем разделе, в общем случае не будут коррелировать с радиоосями.

Надо отметить, что многие внегалактические радиоисточники имеют довольно сложные морфологические особенности и не удастся классифицировать эти объекты, не по критериям Фанарова-Рили, ни по нашим более простым критериям. Такие конфигурации, вероятно, могут образоваться при значении Q порядка единицы из-за приливных действий со стороны соседних галактик, или из-за взаимодействия с окружающим межгалактическим веществом.

5. *Заключение.* В работе [6] было показано, что существует хорошая корреляция между классификацией радиоисточников Фанарова-Рили и классификацией по вытянутости радиоизображения. Действительно, как было сказано выше, в первом случае, когда Q намного больше единицы и $K > 2.5$, в основном образуются более мощные радиоисточники (поскольку в конечном счете облако релятивистских частиц синхротронно излучает за счет внутренней энергии облака) с яркими пятнами в концах, то есть типичные FR II объекты. Во втором же случае, когда Q меньше единицы, в основном образуются слабые радиоисточники, без каких-либо уплотнений в краях, какими являются радиоисточники FR I. Однако эти две классификации не перекрывают друг друга и имеют сильные различия. Например, по определению Бридл и Перли [9], джетами можно считать образования, вытянутость которых больше 4 ($K > 4$), независимо от FR классификации. При таком определении все джеты по нашей классификации будут относиться к объектам большей вытянутости со всеми вытекающими из этого последствиями, то есть все джеты, по определению Бридл и Перли, должны будут направлены по оси диполя, хотя часть из них являются радиоисточниками FR I класса. Отметим, что почти все статистические особенности внегалактических радиоисточников, приведенные в [9], можно качественно объяснить в рамках предложенной в разделе 4 модели (см. [22]). Таким образом, классификация радиоисточников по вытянутости радиоизображения, в основе которой лежит упомянутая модель, может быть интересной для понимания механизма образования и эволюции этих объектов.

Надо также отметить, что в работе [23] был изучен вопрос об образовании радиоисточников разных Фанаров-Рили классов в зависимости от значения вышеупомянутого параметра отношения плотностей энергий плазмы и магнитного поля Q при предположении крупномасштабного тороидального магнитного поля галактического ядра. Можно напомнить также другой механизм, предложенный Валтонен и Валтоя [24], в котором предполагается, что радиопятна образуются из супермассивных компактных объектов, выброшенных из центра родительской галактики. Наша модель

образования более вытянутых радиоисточников, когда $Q \gg 1$, согласуется с этой схемой, тогда как для образования менее вытянутых радиоисточников нужно более или менее стационарное истечение плазмы с отношением плотностей энергий плазмы и магнитного поля $Q < 1$.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: randrasy@bao.sci.am

² Institut für Angewandte Mathematik, Universität Heidelberg, Germany

³ DAEC, Observatoire de Paris-Meudon, France

ON THE CORRELATION OF DIRECTIONS OF MAGNETIC FIELDS AND THE MAJOR AXES OF EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES

R.R.ANDREASYAN¹, S.APPL², H.SOL³

The distribution of relative position angles between the integrated intrinsic radio polarization (perpendicular to the intrinsic direction of the magnetic field) and the major axes of extragalactic radio sources for different types of radio sources has been studied. We considered data for 280 extragalactic radio sources and found that there are large differences in relative orientations for different types of radio sources. The directions of integrated intrinsic magnetic fields are correlated with major radio axes for the more elongated sources ($K > 2.5$, where K is the ratio of the lengths of the major and minor axes of the radio image) and for FR II radio sources, while they appear to be not correlated with radio axes for less elongated ($K < 2.5$) radio sources and for FR I types. A theoretical foundation for the classification by the elongation parameter K may be the alternative mechanism of formation of radio galaxies from relativistic plasma, ejected from the central part of the optical galaxy and moving in its large-scale, dipole magnetic field.

Key words: *Radiogalaxies: magnetic fields*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.L.Fanaroff, J.M.Riley*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 167, 31, 1974.
2. *P.N.Best, M.S.Longair, H.J.A.Rottgering*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 292, 758, 1997.

3. *K.C.Chambers, G.K.Miley, W.J.M. Van Breugel, M.A.R.Bremer, J.-S.Huang, N.A.Trentham*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **106**, 247, 1996.
4. *H.J.A.Roettgering, M.J.West, G.K.Miley, K.C.Chambers*, *Astron. Astrophys.*, **307**, 376, 1996.
5. *P.J.McCarthy, H.Spinrad, W. Van Breugel*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 27, 1995.
6. *Р.Р.Андреасян, Э.Сол*, *Астрофизика*, **42**, 365, 1999.
7. *Р.Р.Андреасян, Э.Сол*, *Астрофизика*, **43**, 561, 2000.
8. *L.Colina, L. De Juan*, *Astrophys. J.*, **448**, 548, 1995.
9. *A.H.Bridle, R.A.Perly*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 319, 1984.
10. *P.Haves, R.G.Conway*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **173**, 53, 1975.
11. *J.N.Clarke, P.P.Kronberg, M.Simard-Normandin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **190**, 205, 1980.
12. *P.Birch*, *Nature*, **298**, 451, 1982.
13. *R.J.Davis, D.Stannard, R.G.Conway*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **205**, 1267, 1983.
14. *S.Mitton*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **155**, 373, 1972.
15. *S.Appl, H.Sol, L.Vicente*, *Astron. Astrophys.*, **310**, 419, 1996.
16. *E.Asseo, H.Sol*, *Phys. Rep.*, **148**, 301, 1987.
17. *Р.Р.Андреасян*, *Астрофизика*, **21**, 93, 1984.
18. *Gopal-Krishna, P.J.Wiita*, *Astrophys. J.*, **529**, 189, 2000.
19. *H.Lesh, A.Crusius, R.Schlikeiser, R.Wielebinski*, *Astron. Astrophys.*, **217**, 99, 1989.
20. *Р.Р.Андреасян, Э.Сол*, *Астрофизика*, **39**, 111, 1996.
21. *R.R.Andreasyan*, *IAU 24GA, JD 14, 15A*, 2000.
22. *Р.Р.Андреасян*, *Сообщ. Бюраканской обсерв. вып. LXIII*, 75, 1990.
23. *M.M.Romanova, R.V.E.Lovelace*, *Astron. Astrophys.*, **262**, 26, 1992.
24. *E.Valtoaja, M.J.Valtonen*, *Astron. Astrophys.*, **130**, 373, 1984.
25. *R.L.Davies, M.Birkinshaw*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **68**, 409, 1988.

УДК: 524.728

УСТОЙЧИВОСТЬ S ЭЛЛИпсоИДОВ РИМАНА СО СФЕРОИДАЛЬНЫМ ГАЛО

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 22 октября 2001

Принята к печати 14 декабря 2001

Исследована устойчивость S эллипсоидов Римана внутри сплюснутого гало относительно вторых форм колебания. Показано, что часть эллипсоидов с обратной внутренней циркуляцией вещества, которые устойчивы внутри сферического гало или при его отсутствии, становятся неустойчивыми относительно вторых "нечетных" форм колебания внутри сплюснутого гало. При этом имеется асимметрия между сопряженными эллипсоидами с точки зрения их устойчивости. Неустойчивы лишь те из сопряженных эллипсоидов, которым соответствуют большие, чем соответствующие им угловые скорости вращения, частоты обратной циркуляции вещества. Получены области неустойчивости "легких" и "тяжелых" сопряженных вложенных эллипсоидов в зависимости от меры сплюснутости и относительной плотности гало.

1. *Равновесное состояние.* В работе [1] были обобщены S эллипсоиды Римана [2] с учетом гравитации сфероидального гало с внутренним потенциалом

$$V_*(x) = -\pi G\rho \left[A^* (x_1^2 + x_2^2) + A_3^* x_3^2 \right], \quad (1)$$

где

$$A^* = 1 - A_3^*/2 = \frac{c_*}{1 - c_*^2} \left[\frac{\arcsin \sqrt{1 - c_*^2}}{\sqrt{1 - c_*^2}} - c_* \right], \quad (2)$$

c_* - отношение полуосей меридианного сечения гало.

Во вращающейся с угловой скоростью $\bar{\Omega}(0, 0, \Omega)$ системе отсчета, связанной с главными осями вложенного эллипсоида, поле скоростей внутренних течений в эллипсоиде имеет вид

$$u_i = Q_{ij} x_j; \quad Q_{ij} = -\lambda \Omega a_{ij} \varepsilon_{ij3}; \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (3)$$

где ε_{ijk} - тензор Леви-Чивита, a_i - полуоси вложенного эллипсоида,

$$a_{ij} = a_i/a_j; \quad (4)$$

λ - частота внутренней циркуляции вещества в единицах Ω .

Условие относительного равновесия эллипсоида внутри гало имеет вид

$$\begin{aligned} \Omega^2 - Q_{12} Q_{21} - 2 B_{12} - 2\kappa A^* &= a_{21}^2 \left[\Omega^2 - Q_{12} Q_{21} - 2 B_{12} - 2\kappa A^* \right] = \\ &= 2 a_2^2 A_{12} - 2\Omega Q_{21} - 2 a_{31}^2 (A_3 + \kappa A_3^*), \end{aligned} \quad (5)$$

где Ω^2 измеряется в единицах $\pi G\rho$, ρ - плотность массы, а A_i -

коэффициенты внутреннего потенциала вложенного эллипсоида, κ - относительная плотность гало:

$$\kappa = \rho_0 / \rho \quad (6)$$

$$A_i = a_{21} a_{31} \int_0^\infty 1 / [(a_{i1}^2 + s) \Delta(s)] ds; \quad \Delta^2(s) = \prod_{i=1}^3 (a_{i1}^2 + s);$$

$$A_{ij} = a_{21} a_{31} \int_0^\infty 1 / [(a_{i1}^2 + s)(a_{j1}^2 + s) \Delta(s)] ds; \quad (7)$$

$$B_{ij} = a_{21} a_{31} \int_0^\infty s / [(a_{i1}^2 + s)(a_{j1}^2 + s) \Delta(s)] ds.$$

Из (5) следует

$$\Omega^2 - Q_{12} Q_{21} = 2 B_{12} + \kappa A^*; \quad (8)$$

$$\Omega Q_{21} = -\Omega Q_{12} a_{21}^2 = a_{21}^2 A_{12} - a_{31}^2 (A_3 + \kappa A_3^*); \quad (9)$$

или

$$2 B_{13} + 2 \kappa A^* + (\Omega^2 - Q_{12} Q_{21} + 2 Q_{21} \Omega) = 2 a_{31}^2 (A_3 + \kappa A_3^*); \quad (10)$$

$$2 B_{23} + 2 \kappa A^* - (\Omega^2 - Q_{12} Q_{21} - 2 Q_{12} \Omega) = 2 a_{32}^2 (A_3 + \kappa A_3^*). \quad (11)$$

Преобразуем правую часть (9) и введем обозначение f :

$$(1 - a_{31}^2)(B_{13} + \kappa A_3^*) - (B_{12} + \kappa A_3^*) = a_{21} f. \quad (12)$$

Исключая из (8) и (9) квадрат угловой скорости с учетом (3), получим уравнение

$$\lambda^2 - 2\lambda \frac{B_{12} + \kappa A^*}{f} + 1 = 0, \quad (13)$$

инвариантное относительно преобразования $\lambda \rightarrow 1/\lambda$, что соответствует теореме Дедекинда о сопряженных эллипсоидах [2].

Область возможных геометрий вложенных S эллипсоидов в плоскости a_{21} , a_{31} получаем из условия действительности решений для λ , которое дает

$$a_{21} (B_{12} + \kappa A^*) \geq Abs \left[A_{12} a_{21}^2 - (A_3 + \kappa A_3^*) a_{31}^2 \right]. \quad (14)$$

В плоскости a_{21} , a_{31} эта область, вообще говоря, ограничена последовательностями самосопряженных эллипсоидов с $Abs[\lambda] = 1$, которым соответствует знак равенства в (14):

$$(1 - a_{31}^2) B_{13} - (1 - a_{12}) B_{12} - \kappa (a_{31}^2 A_3^* - a_{21} A^*) = 0; \quad \lambda = -1, \quad (15)$$

$$(1 - a_{31}^2) B_{13} - (1 + a_{12}) B_{12} - \kappa (a_{31}^2 A_3^* + a_{21} A^*) = 0; \quad \lambda = +1, \quad (16)$$

где использованы соотношения между индексными символами [2].

Последовательность самосопряженных эллипсоидов с обратной циркуляцией вещества $\lambda = -1$ ограничивает область вложенных эллипсоидов в плоскости a_{21} , a_{31} сверху. Среди вложенных S эллипсоидов с данным значением a_{21} наибольшее значение a_{31} имеют эти эллипсоиды. Внутри сферического гало эти эллипсоиды, как и соответствующие одиночные, отвечают от

сферической фигуры Маклорена [2,3]. Внутри сплюснутого гало сфера не является фигурой равновесия: не существует вложенных сфероидов, значение a_{31} которых больше, чем решение a_{310} следующего уравнения:

$$\frac{2a_{31}}{1-a_{31}^2} \left[\frac{1+2a_{31}^2}{\sqrt{1-a_{31}^2}} \arcsin \sqrt{1-a_{31}^2} - 2a_{31} \right] + \kappa [2 - (1+2a_{31}^2)A_3^*] = 0, \quad (17)$$

получаемого из (15) при значении $a_{21} = 1$. В табл.1 числа перед скобками представляют значения a_{310} вложенного сфероида внутри гало сплюснутости c , и относительной плотности κ .

Таблица 1

κ c.	0.05	0.10	0.25	0.50	1.00	∞
1.00	1.00 (.563)	1.00 (.546)	1.00 (.501)	1.00 (.446)	1.00 (.374)	1.00 (-)
0.75	.981 (.559)	.966 (.538)	.936 (.487)	.909 (.426)	.885 (.379)	.844 (-)
0.50	.954 (.553)	.920 (.527)	.855 (.467)	.800 (.400)	.751 (.319)	.670 (-)
0.25	.915 (.544)	.857 (.512)	.749 (.444)	.661 (.367)	.586 (.293)	.459 (-)
0.10	.884 (.536)	.806 (.499)	.668 (.421)	.555 (.343)	.455 (.259)	.284 (-)

Как видно из таблицы, всегда $a_{310} > c$, т.е. вложенный сфероид менее сплюснут, чем гало, даже в пределе легкой подсистемы, когда $\kappa \rightarrow \infty$:

$$a_{310}(\infty) = \sqrt{A^*/A_3^*}. \quad (18)$$

Внутри сплюснутого гало последовательность самосопряженных эллипсоидов $\lambda = -1$ ответвляется именно от сфероида наименьшей сплюснутости a_{310} , значение которой определяется уравнением (17) и кончается иглообразной, в плоскости вращения, фигурой. На графиках рис.1 и рис.2 верхние кривые представляют эти последовательности для разных значений сплюснутости и относительной плотности гало. Очевидно, сплюснутое гало сплюсчивает вложенные в него эллипсоиды.

Последовательность же самосопряженных эллипсоидов с положительной циркуляцией вещества $\lambda > 0$ в присутствии гало проявляет качественно новое поведение [1]. Внутри гало данной сплюснутости существует критическое значение относительной плотности κ_{kr} , такое, что внутри гало меньшей плотности самосопряженная последовательность $\lambda = 1$ расщепляется на две ветви - сильно и слабо сплюснутых по оси вращения эллипсоидов. Такое же поведение проявляют вложенные сфероиды с $\lambda = 1$, граница динамической устойчивости которых определяется уравнением (16), развернутый вид которого для сфероидов таков:

$$\frac{a_{31}}{(1-a_{31}^2)^2} \left[\frac{1+6a_{31}^2-4a_{31}^4}{\sqrt{1-a_{31}^2}} \arcsin \sqrt{1-a_{31}^2} + a_{31}(7-4a_{31}^2) \right] - \kappa [2 - (1-2a_{31}^2)A_3^*] = 0. \quad (19)$$

Критическое значение относительной плотности κ_{kr} , получаемое из

решения уравнения (19), растет с увеличением сплюснутости гало, откуда следует, что наибольшим стабилизирующим эффектом обладает сферическое гало [3]:

c ,	1.00	.75	.50	.25	.10
κ_{kr}	0.069	.078	.096	.147	.286

На графике рис.2d нижняя кривая представляет самосопряженную последовательность эллипсоидов, вложенных внутри гало сплюснутости 0.25 и относительной плотности 0.1. Эллипсоиды, соответствующие области, отделенной этой кривой, не являются фигурами равновесия.

Внутри гало относительной плотности $\kappa \geq \kappa_{kr}$ все эллипсоиды с положительной циркуляцией вещества являются фигурами равновесия.

В плоскости a_{21} , a_{31} области эллипсоидов с обратной и положительной циркуляцией вещества разделяются кривой, представляющей последовательность вложенных эллипсоидов Якоби ($\lambda = 0$, или $f = 0$), которая ответвляется от вложенного сфероид бифуркации и кончается иглообразной, в плоскости вращения, фигурой (см. кривые $\lambda = 0$ на рис.2). Независимо от меры сплюснутости гало, с ростом его относительной плотности, вложенный в него сфероид бифуркации все больше сплющивается (в табл.1 в скобках представлены сплюснутости соответствующих сфероидов бифуркации), а в пределе легких вложенных фигур ($\kappa \rightarrow \infty$) - вовсе исчезает. Вместе с ним исчезает и область эллипсоидов с положительной циркуляцией вещества (см. рис.1).

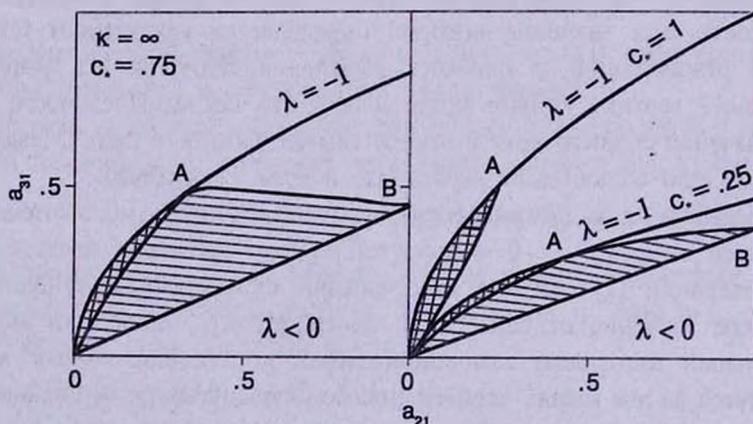


Рис.1. Легкие вложенные эллипсоиды внутри сферического ($c=1$) и сплюснутых ($c=0.75$; 0.25) гало. Области неустойчивости заштрихованы.

2. *Устойчивость вложенных эллипсоидов.* Перейдем к исследованию малых возмущений вложенных эллипсоидов, относительно вторых форм колебания, методом линеаризованных тензорных уравнений вириала [1,3]:

$$\begin{aligned} \omega^2 N_{i,j} - i 2\omega Q_{jl} N_{i,l} - i 2\omega N_{i,j} \varepsilon_{ij3} + 2\Omega(Q_{lk} N_{j,k} - Q_{jk} N_{l,k}) \varepsilon_{ij3} - \\ Q_{ji}^2 N_{i,l} - Q_{ij}^2 N_{j,l} = 2\kappa A_i^* N_{i,j} - \delta W_{ij} - \Omega^2 (N_{ij} - N_{3j} \delta_{i3}) - \delta U_{ij}, \end{aligned} \quad (20)$$

где возмущения характеризованы лагранжевым смещением частиц:

$$\bar{\xi}(x, t) = \bar{\xi}(x) \exp[-i \omega t], \quad (21)$$

ω - частота возмущений, δU и δW - возмущения внутренней и гравитационной энергий вложенного эллипсоида соответственно,

$$N_{ij} = \int \rho (\zeta_i x_j + \zeta_j x_i) dx = N_{i,j} + N_{j,i}. \quad (22)$$

Уравнения (20) дополняются условием соленидальности возмущений [2]:

$$N_{11} + N_{22}/a_{21}^2 + N_{33}/a_{31}^2 = 0. \quad (23)$$

Четные относительно индекса 3 уравнения в (20) являются:

$$\frac{1}{2} \omega^2 N_{33} = 2\kappa A_3^* N_{33} - \delta W_{33} - \delta U_{33}, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \omega^2 N_{11} - i 2\omega Q_{12} N_{1,2} - i 2\omega \Omega N_{2,1} + \Omega(Q_{21} N_{11} - Q_{12} N_{22}) = \\ = (2\kappa A^* - \Omega^2 + Q_{12} Q_{21}) N_{11} - \delta W_{11} - \delta U, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \omega^2 N_{22} - i 2\omega Q_{21} N_{2,1} + i 2\omega \Omega N_{1,2} + \Omega(Q_{21} N_{11} - Q_{12} N_{22}) = \\ = (2\kappa A^* - \Omega^2 + Q_{12} Q_{21}) N_{22} - \delta W_{22} - \delta U, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\omega^2 N_{1,2} - i \omega Q_{21} N_{11} - i \omega \Omega N_{22} = (B_{12} + 2\kappa A^* - \Omega^2 + Q_{12} Q_{21}) N_{12}, \quad (27)$$

$$\omega^2 N_{2,1} - i \omega Q_{12} N_{22} + i \omega \Omega N_{11} = (B_{12} + 2\kappa A^* - \Omega^2 + Q_{12} Q_{21}) N_{21}, \quad (28)$$

К ним следует добавить уравнение (23).

Уравнения (27) и (28) с учетом (8) сильно упрощаются:

$$\omega^2 N_{1,2} - i \omega Q_{21} N_{11} + i \omega \Omega N_{22} = 0, \quad (29)$$

$$\omega^2 N_{2,1} - i \omega Q_{12} N_{22} + i \omega \Omega N_{11} = 0, \quad (30)$$

С помощью этих двух уравнений, исключая $N_{1,2}$ и $N_{2,1}$ из (25) и (26), а также учитывая выражение для δW_{ij} из [2] и соотношения (8), (24), получим:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{2} \omega^2 + \Omega Q_{21} - 4\kappa A^* - 2B_{12} + B_{13} - 3B_{11} \right) N_{11} + (3\Omega Q_{12} + B_{23} - B_{12}) N_{22} + \\ + (2\kappa A_3^* - B_{13} + 3B_{33}) N_{33} = 0, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{2} \omega^2 - \Omega Q_{12} - 4\kappa A^* - 2B_{12} + B_{23} - 3B_{22} \right) N_{22} + (-3\Omega Q_{21} + B_{13} - B_{12}) N_{11} + \\ + (2\kappa A_3^* - B_{23} + 3B_{33}) N_{33} = 0. \end{aligned} \quad (32)$$

Последние два уравнения вместе с (23) приводят к биквадратному относительно ω характеристическому уравнению, которое, как показывают расчеты, не имеет комплексных решений. Следовательно, как у одиночных

[2], так и у вложенных в сплюснутое гало эллипсоидов, неустойчивость к четным формам колебания не возникает. Существование же тривиального корня $\omega = 0$ в уравнениях (29) и (30) указывает на то, что все вложенные S эллипсоиды отвечают от вложенных сфероидов [2,3].

Исследуем теперь нечетные относительно индекса 3 формы колебания, описываемые уравнениями

$$\omega^2 N_{1,3} - i 2\omega\Omega N_{2,3} + Q_{21}(2\Omega - Q_{12})N_{3,1} = (2B_{13} + 2\kappa A^* - \Omega^2)N_{1,3}, \quad (33)$$

$$\omega^2 N_{2,3} - i 2\omega\Omega N_{1,3} + Q_{12}(2\Omega - Q_{21})N_{3,2} = (2B_{23} + 2\kappa A^* - \Omega^2)N_{2,3}, \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \omega^2 N_{3,1} - i 2\omega Q_{12} N_{3,2} - Q_{12} Q_{21} N_{3,1} &= 2(B_{13} + \kappa A_3^*)N_{1,3}, \\ \omega^2 N_{3,2} - i 2\omega Q_{21} N_{3,1} - Q_{12} Q_{21} N_{3,2} &= 2(B_{23} + \kappa A_3^*)N_{2,3}. \end{aligned} \quad (35)$$

Преобразуя эти уравнения с учетом (22), (10), (11), получим:

$$(\omega^2 - 2B_{13} - 2\kappa A^* + \Omega^2)N_{1,3} - i 2\omega\Omega N_{2,3} - 2a_{31}^2(B_{13} + \kappa A_3^*)N_{3,1} = 0, \quad (36)$$

$$(\omega^2 - 2B_{23} - 2\kappa A^* + \Omega^2)N_{2,3} - i 2\omega\Omega N_{1,3} - 2a_{32}^2(B_{23} + \kappa A_3^*)N_{3,2} = 0, \quad (37)$$

$$(\omega^2 - 2B_{13} - 2\kappa A_3^* - Q_{12}Q_{21})N_{3,1} - i 2\omega Q_{12}N_{3,2} - 2(B_{13} + \kappa A_3^*)N_{1,3} = 0, \quad (38)$$

$$(\omega^2 - 2B_{23} - 2\kappa A_3^* - Q_{12}Q_{21})N_{3,2} - i 2\omega Q_{21}N_{3,1} - 2(B_{23} + \kappa A_3^*)N_{2,3} = 0, \quad (39)$$

которые приводят к характеристическому уравнению:

$$\begin{vmatrix} \omega^2 - 2B_{13} - 2\kappa A^* + \Omega^2 & -2a_{31}^2(B_{13} + \kappa A_3^*) & -i 2\omega\Omega & 0 \\ -2(B_{13} + \kappa A_3^*) & \omega^2 - 2B_{13} - 2\kappa A_3^* - Q_{12}Q_{21} & 0 & -i 2\omega Q_{12} \\ i 2\omega\Omega & 0 & \omega^2 - 2B_{23} - 2\kappa A^* + \Omega^2 & -2a_{32}^2(B_{23} + \kappa A_3^*) \\ 0 & -i 2\omega Q_{21} & -2(B_{23} + \kappa A_3^*) & \omega^2 - 2B_{23} - 2\kappa A_3^* - Q_{12}Q_{21} \end{vmatrix} = 0. \quad (40)$$

Анализ этого уравнения показывает, что оно допускает корень

$$\omega^2 = \lambda^2 \Omega^2. \quad (41)$$

Опуская множитель $(\omega^2 - \lambda^2 \Omega^2)$, уравнение (40) представится в виде:

$$\begin{aligned} &\omega^6 - \omega^4 [4B_{13} + 4B_{23} + 2B_{12} + 2\kappa(4 - A^*) + \Omega^2] + \\ &\omega^2 \{ [4B_{13} - \Omega Q_{12} + \kappa(2 + A_2^*)][4B_{23} + \Omega Q_{21} + \kappa(2 + A_2^*)] + \\ &\Omega^2 [4B_{13} + 4B_{23} + 2B_{12} + 2\kappa(4 - A^*)] + 2\kappa(A_3^* - A^*) [4\Omega^2 + \Omega Q_{21} - \Omega Q_{12} + 2Q_{12}Q_{21}] \} - \\ &\{ \Omega [4B_{13} - \Omega Q_{12} + \kappa(2 + A_2^*)] + 2\kappa(A_3^* - A^*)(\Omega - Q_{12}) \} \times \\ &\{ \Omega [4B_{23} + \Omega Q_{21} + \kappa(2 + A_2^*)] + 2\kappa(A_3^* - A^*)(\Omega + Q_{21}) \} = 0. \end{aligned} \quad (42)$$

Отметим, что характеристическое уравнение четных форм колебания, получаемое из (31), (32) и (23), содержит величины Ω , Q_{12} , Q_{21} лишь в комбинациях ΩQ_{12} , ΩQ_{21} , которые одни и те же для сопряженных конфигураций [2]. Поэтому, *характеристические частоты четных форм колебания для сопряженных конфигураций одинаковы*. Однако характеристическое уравнение нечетных форм колебания (40) лишено

этой симметрии: *характеристические частоты этих форм колебания для сопряженных эллипсоидов, вложенных внутри сплюснутого гало, не одинаковы*. Факт, что наряду с корнем (41) отсутствует корень $\omega^2 = \Omega^2$, уже явно указывает на эту асимметрию. Интересно, что для сопряженных эллипсоидов, вложенных внутри сферического гало, характеристические частоты нечетных форм колебания одинаковы [3].

Различие характеристических частот сопряженных эллипсоидов внутри сплюснутого гало может привести к тому, что критерии их устойчивости могут оказаться разными. Действительно, нижеследующий анализ уравнения (42) подтверждает этот вывод.

Геометрическое место точек границы устойчивости вложенных S эллипсоидов внутри сплюснутого гало, относительно нечетных форм колебания, определяется условием обращения в нуль свободного члена в уравнении (42):

$$\Omega [4 B_{13} - \Omega Q_{12} + \kappa(2 + A_3^*)] + \kappa(3 A_3^* - 2)(\Omega - Q_{12}) = 0 \quad (43)$$

или

$$\Omega [4 B_{23} + \Omega Q_{21} + \kappa(2 + A_3^*)] + \kappa(3 A_3^* - 2)(\Omega + Q_{21}) = 0, \quad (44)$$

которые для одиночных фигур совпадают с результатом Чандрасекара [2], а для эллипсоидов внутри сферического гало - с результатом работы [3].

С учетом (3), эти уравнения можно представить в виде

$$4 a_{21} (B_{13} + \kappa A_3^*) + [\Omega^2 + \kappa(3 A_3^* - 2)] \lambda = 0 \quad (45)$$

или

$$4(B_{23} + \kappa A_3^*) + [\Omega^2 + \kappa(3 A_3^* - 2)] a_{21} \lambda = 0. \quad (46)$$

Индексные символы B_{ij} - величины положительные, а для сплюснутого гало $3A_3^* > 2$. Поэтому границы устойчивости (45) и (46) через область эллипсоидов с положительной циркуляцией вещества проходить не могут. Неустойчивые эллипсоиды, как и в случае одиночных фигур [2], следует искать в области эллипсоидов с обратной циркуляцией вещества.

Преобразуя уравнения (45), (46) с учетом (8) и (9), получим:

$$(4 a_{21}^2 + 1 - a_{31}^2)(B_{13} + \kappa A_3^*) - (B_{12} + \kappa A_3^*) + \kappa(3 A_3^* - 2) a_{21} \lambda = 0 \quad (47)$$

или

$$(4 + a_{21}^2 - a_{31}^2)(B_{23} + \kappa A_3^*) - a_{21}^2 (B_{12} + \kappa A_3^*) + \kappa(3 A_3^* - 2) a_{21} \lambda = 0, \quad (48)$$

где λ - решение уравнения [13]:

$$\lambda = \frac{B_{12} + \kappa A_3^*}{f} \left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{f}{B_{12} + \kappa A_3^*} \right)^2} \right]. \quad (49)$$

Знаки \pm относятся к сопряженным конфигурациям.

Для одиночных S эллипсоидов Римана, а также эллипсоидов со сферическим гало [2,3], уравнение (48) не имеет решений в области $a_{21} \leq 1$, $a_{31} \leq 1$. Поэтому границы устойчивости этих фигур определяются уравнением (47) без члена, содержащего λ .

Из-за несферичности гало в уравнениях (47) и (48) появляется член, содержащий λ , в результате чего оба вышеуказанные уравнения для вложенных S эллипсоидов дают решения, пересекающие область $\lambda < 0$ тремя кривыми. Первая из них соответствует знаку минус в уравнении (49) и решает вопрос устойчивости одиночных, а также вложенных в сферическое гало эллипсоидов [2,3]. Эта кривая (назовем ее первой ветвью) начинается иглообразной в плоскости вращения фигурой (точка 0 на графиках рис.1,2) и кончается самосопряженным эллипсоидом с $\lambda = -1$ (точка А на рис.1,2). Узкая область, заключенная между этой кривой и последовательностью $\lambda = -1$, представляет неустойчивые вложенные эллипсоиды, которым соответствует знак минус перед корнем в (49). На графиках рис.1,2 эти области указаны двойной штриховкой.

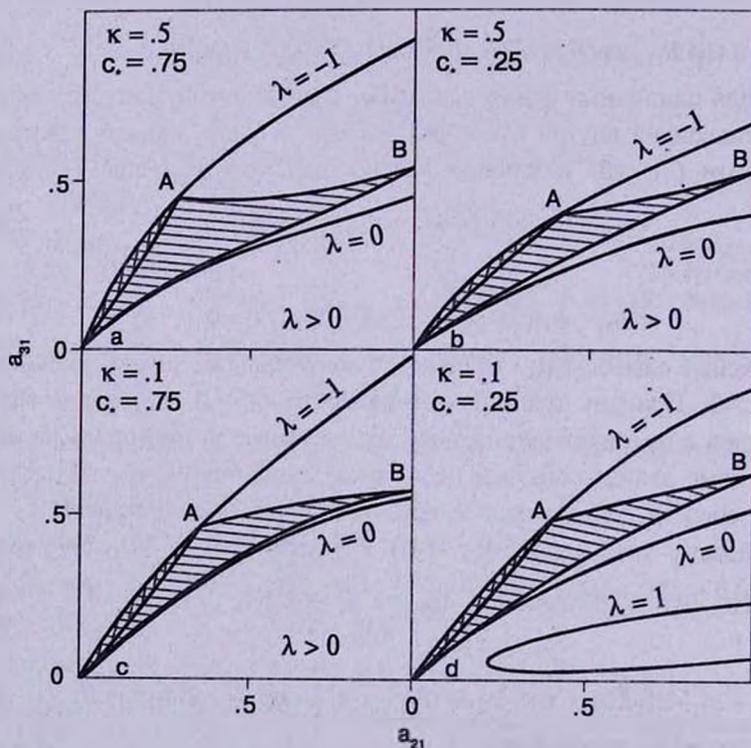


Рис.2. Вложенные S эллипсоиды внутри сплюснутого гало. Области неустойчивых эллипсоидов заштрихованы.

Перейдем к анализу вопроса устойчивости сопряженных эллипсоидов путем решения уравнений (47) и (48) при знаке плюс перед корнем в (49).

Заметим сначала, что для вложенных сфероидов ($a_{21} = 1$) уравнения

(47) и (48) совпадают и переходят в

$$4(B_{13} + \kappa A_3^*) + f + (3A_3^* - 2)\lambda = 0, \quad (50)$$

где

$$f = (1 - a_{31}^2)B_{13} - B_{11} - \kappa A_3^* B_{13} a_{31}^2, \\ \lambda = \frac{B_{11} + \kappa A_3^*}{f} \left[1 \pm \sqrt{\left(\frac{f}{B_{11} + \kappa A_3^*} \right)^2} \right]. \quad (51)$$

Уравнение (50) в области $a_{31} \leq 1$ имеет одно решение, зависящее от сплюснутости и относительной плотности гало. Это решение - сфероид (на рис.1 и 2 указан буквой Б), который порождает две ветви гранично - устойчивых трехосных эллипсоидов - решений уравнений (47) и (48) при знаке плюс перед корнем в (49). При этом одна из них - решение (47) (назовем ее второй ветвью) - кривая БА, пересекает последовательность самосопряженных эллипсоидов $\lambda = -1$ в точке А, а другая - решение уравнения (48) (третья ветвь) - кривая БО, кончается иглообразной фигурой. Область, заключенная между ветвями БА и БО (которая, кстати, включает и полученную нами, при знаке "-" перед корнем в (49), узкую полосу неустойчивости), представляет неустойчивые сопряженные эллипсоиды.

3. Приближение легкой подсистемы. Целесообразно более детально исследовать вопрос устойчивости легких вложенных подсистем, для которых соотношения (8), (9), (15) упрощаются:

$$\Omega^2 = 2\kappa A^* / (1 + \lambda^2), \quad \lambda \Omega^2 = -\kappa A_3^* a_{31}^2 / a_{21} = f; \quad a_{310}^2 = a_{21} A^* / A_3^*, \quad \text{для } \lambda = -1. \quad (52)$$

Уравнения же (47)-(49) принимают вид

$$4a_{21}^2 - a_{31}^2 + (3 - 2/A_3^*)a_{21}\lambda = 0, \quad (53)$$

или

$$4 - a_{31}^2 + (3 - 2/A_3^*)a_{21}\lambda = 0, \quad (54)$$

где

$$\lambda = -\frac{a_{310}^2}{a_{31}^2} \left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{a_{31}}{a_{310}} \right)^2} \right]. \quad (55)$$

Соотношения (52), описывающие равновесие легких вложенных эллипсоидов, требуют обратной внутренней циркуляции вещества ($\lambda < 0$, см. также (55)). При этом в плоскости a_{21} , a_{31} легкие эллипсоиды заполняют всю область, лежащую ниже последовательности $\lambda = -1$, определяемой третьим уравнением (52) (см.рис.1).

Первые две ветви границы устойчивости, даваемые уравнением (53), пересекают последовательность $\lambda = -1$, в точке с

$$a_{21} = (5 - 2/A_3^*)/8. \quad (56)$$

Сплюснутость же легкого сфероида, от которой ответвляются вторая и третья ветви границы устойчивости легких S эллипсоидов, определяется уравнением

$$4 - a_{31}^2 - (3 - 2/A_3^*) \frac{A^*}{a_{31}^2} \left[1 + \sqrt{1 - (a_{31}^2 A_3^* / A^*)^2} \right] = 0. \quad (57)$$

Зависимость сплюснутости этого сфероида от меры сплюснутости гало представлена на графике рис.3, откуда видно, что сплюснутость имеет минимум, равный $a_{31} = 0.503$, внутри гало $c = 0.5$.

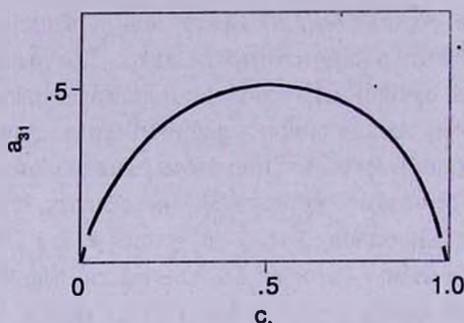


Рис.3. Зависимость сплюснутости легкого сфероида, от которого ответвляются гранично устойчивые трехосные эллипсоиды, от меры сплюснутости гало.

Характеристическое уравнение нечетных форм колебания (42) для легких вложенных эллипсоидов имеет комплексные решения лишь в областях, заключенных между: а) первой ветвью устойчивости и самосопряженной последовательностью (52) - при знаке минус перед корнем в (55) и б) последними двумя ветвями устойчивости - при знаке плюс в (55) (см. рис.1), т.е. для тех из сопряженных эллипсоидов, которым соответствуют $|\text{Abs}[\lambda]| > 1$. Заметим, что все эллипсоиды области а) неустойчивы независимо от того, одиночные они, или же вложены в гало.

4. *Обсуждение результатов.* Исследования влияния гравитирующего гало на равновесие и устойчивость вложенных подсистем до сих пор показали лишь его стабилизирующее действие [3-10], хотя равновесие эллипсоидальных фигур равновесия одиночной гравитирующей массы некоторых геометрий внутри гало оказывается невозможным: в зависимости от величины относительной плотности и меры сплюснутости гало, это - часть S эллипсоидов с обратной циркулирующей вещества, отношения полуосей меридианных сечений a_{31} , a_{32} которых лежат в области их наибольших значений; часть эллипсоидов Римана типов II и III [3]. Однако, наряду с этим, гало обеспечивает возможность существования новых фигур равновесия, в частности, разнообразных фигур легкой подсистемы в виде эллипсоидов и гиперболоидов [11-13], а также *сильно сплюснутых вдоль оси вращения эллипсоидов с положительной циркулирующей вещества*, которые, как показывают результаты

настоящей работы - *устойчивые образования*. Кстати, усредненные движения звезд внутри баров SB-галактик, являющихся сильно сплюснутыми вдоль оси вращения трехосными образованиями, по-видимому, имеют характер положительной циркуляции по вытянутым эллиптическим орбитам [14-17].

Полученный в настоящей работе дестабилизирующий эффект сплюснутого гало на части вложенных в него S эллипсоидов Римана с обратной циркуляцией вещества, а также асимметрия указанных сопряженных вложенных эллипсоидов в вопросе устойчивости по отношению ко вторым "нечетным" формам колебания, представляют большой интерес, требующий дальнейшего изучения. Заметим, что в области OAB плоскости a_{21} , a_{31} (рис. 1,2), неустойчивыми оказываются лишь те из сопряженных эллипсоидов, которым соответствуют более быстрые, чем соответствующие им угловые скорости вращения, частоты обратной циркуляции вещества: $Abs[v] > \Omega$, так как $v = \lambda \Omega$, а для неустойчивого эллипсоида $\lambda < -1$ (при знаке " + " перед корнем в (49)).

Автор выражает благодарность А.А.Бегларяну за научное сотрудничество.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: mabr49@arminco.com

THE STABILITY OF RIEMANN'S S ELLIPSOIDES WITH SPHEROIDAL HALO

M.G.ABRAMYAN

The stability of Riemann's S ellipsoides with respect of the second form oscillations is investigated. It is shown that a part of ellipsoides with reverse inner matter circulation which are stable both single and within spherical halo, become unstable in respect to the second "odd" forms of oscillation inside prolate spheroidal halo. An asymmetry between conjugated ellipsoides from the point of view of their stability has been found out. Only those of conjugated ellipsoides are unstable whose frequencies of reverse circulation are greater than their corresponding angular velocities. The regions of unstability of "light" and "heavy" inputing ellipsoides depending on the measure of oblateness and relative density of halo are obtained.

Key words: *galaxies: kinematics and dynamics-galaxies: halos: instabilities*

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **25**, 173, 1986.
2. *С.Чандрасекар*, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973, с.288.
3. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **45**, 125, 2002.
4. *М.Г.Абрамян*, *С.А.Каплан*, *Астрофизика*, **10**, 565, 1974.
5. *J.P.Ostriker*, *P.J.E.Peebles*, *Astrophys. J.* **186**, 467, 1973.
6. *М.Мiyamoto*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **19**, 242, 1967.
7. *М.Г.Абрамян*, *Р.С.Оганесян*, *Астрофизика*, **13**, 253, 1977.
8. *Р.Н.Durisen*, *Astrophys. J.*, **224**, 826, 1978.
9. *Р.Н.Miller*, *Astrophys. J.*, **223**, 881, 1978; **224**, 32, 1978, **226**, 81, 1979.
10. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **14**, 129; 579, 1978; **18**, 350, 1982; **25**, 357, 1986.
11. *М.Г.Абрамян*, *С.А.Каплан*, *Астрофизика*, **11**, 121, 1975.
12. *М.Г.Абрамян*, *Х.К.Кокобелян*, *Астрофизика*, **38**, 55; 311, 1995.
13. *М.Г.Абрамян*, *Х.К.Кокобелян*, *Письма Астрон. ж.*, **22**, 782, 1996.
14. *J.Kormendy*, *Astrophys. J.*, **286**, 116; 132, 1984.
15. *J.Kormendy*, *G.Illingworth*, *Astrophys. J.*, **256**, 460, 1982; **357**, 75, 1982.
16. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **25**, 342, 1986.
17. *М.Г.Абрамян*, *Д.М.Седракян*, *Астрон. ж.*, **63**, 1089, 1986.

УДК: 524.31-852

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ В ЧИСТО РАССЕИВАЮЩИХ ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТЫХ АТМОСФЕРАХ

А.И.ШАПИРО

Поступила 10 ноября 2001

Принята к печати 25 января 2002

Рассматривается модельная задача теории образования линий в оптически толстых чисто рассеивающих звездных атмосферах. Численным методом получено решение интегрального уравнения переноса излучения в частотах линий для двухуровневого атома в приближении полного перераспределения по частотам при рассеянии. Полученные численные результаты сравнены с тем, что дает расчет по формулам асимптотической теории. На основании асимптотической теории найдено положение максимумов интенсивности в линии при различных профилях поглощения.

1. *Введение.* В настоящей работе рассматривается стандартная задача теории образования линий в рассеивающих звездных атмосферах (см., например, [1]), а именно нахождение профиля линии излучения, формирующейся в слое однородного газа с постоянной по всей толщине температурой. Считается, что атомы газа имеют только два уровня - основной и возбужденный. Предполагается также, что скорости атомов как в основном, так и в возбужденном состоянии распределены по Максвеллу. Последнее равносильно предположению о полном перераспределении фотонов при рассеянии в доплеровском ядре линии. Взаимодействием фотонов в линии с континуумом мы пренебрегаем.

Рассматриваемая задача является основой аналитической теории переноса линейчатого излучения. Существует множество способов ее численного решения (см., например [1-3]). Они позволяют для конкретных значений параметров получить решение с большой точностью. Однако все эти способы связаны с определенными вычислительными трудностями и с их помощью не всегда легко выявить основные качественные особенности получаемого решения.

Напротив, асимптотическая теория (см., например, [4-6]) позволяет получать решения, хотя и с некоторой погрешностью, но в виде совершенно элементарных выражений. Свойства таких решений очень легко исследовать.

В данной работе установлена точность, реально обеспечиваемая асимптотической теорией при различных оптических толщинах рассеивающей атмосферы. При этом для получения численного решения был использован

метод, основанный на представлении ядра интегрального уравнения для функции источников в виде суммы экспонент (см. [1,2]).

В конце работы мы отказываемся от предположения о доплеровском профиле поглощения и исследуем зависимость положения максимума интенсивности в линии от вида профиля поглощения.

2. *Основные уравнения.* При сделанных выше допущениях вероятность переизлучения $\phi(x)$ на частоте x дается доплеровским профилем поглощения

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}, \quad (1)$$

где x - расстояние до центра линии в доплеровских ширинах $\Delta\nu_D$, так что $x = (v - v_0)/\Delta\nu_D$. Всюду, за исключением раздела 6, $\phi(x)$ будет задаваться именно выражением (1).

Главными параметрами рассматриваемой задачи являются оптическая толщина слоя газа в линии T и альbedo однократного рассеяния λ - вероятность, с которой поглощенный фотон будет переизлучен. Сформулированная задача сводится к решению следующих уравнений:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, x)}{d\tau} = \phi(x)[I(\tau, \mu, x) - S(\tau)], \quad (2)$$

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x') dx' \int_{-1}^1 I(\tau, \mu', x') d\mu' + (1 - \lambda) B_\nu(T) \quad (3)$$

при граничных условиях

$$I(0, \mu, x) = 0, \quad \mu < 0; \quad I(T, \mu, x) = 0, \quad \mu > 0. \quad (4)$$

Здесь τ - оптическая глубина в линии, μ - косинус угла между направлением распространения излучения и внешней нормалью к границе $\tau = 0$, I - интенсивность излучения, $S(\tau)$ - функция источников в линии. Член $(1 - \lambda) B_\nu(T)$, где $B_\nu(T)$ - функция Планка, описывает первичное возбуждение атомов под действием электронных ударов. Интегральное слагаемое в правой части (3) учитывает фотовозбуждения собственным излучением газа. Граничные условия (4) выражают отсутствие излучения, падающего на атмосферу снаружи.

Можно показать, что задача (2)-(4) сводится к решению следующего интегрального уравнения для функции источников $S(\tau)$ (см., например, [1,2]):

$$S(\tau) = \lambda \int_0^T K_1(t - \tau) S(t) dt + (1 - \lambda) B_\nu(T), \quad (5)$$

где K_1 - ядерная функция, которая имеет вид

$$K_1(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(x) E_1(|\tau \phi(x)|) dx \quad (6)$$

и E_1 - первая интегральная показательная функция.

Слагаемое $(1 - \lambda) B_\nu(T)$ в правой части (5) описывает внутренние источники

фотонов. В нашем случае их роль играют электронные удары первого рода, а так как концентрация электронов и температура предполагаются не зависящими от τ , рассматриваемое слагаемое тоже оказывается постоянным. Не ограничивая общности, можно положить $B_v(T) = \text{const} = 1$, и тогда уравнение (5) примет следующий окончательный вид:

$$S(\tau) = \lambda \int_0^{\tau} K_1(t-\tau) S(t) dt + (1-\lambda). \quad (7)$$

После нахождения его решения интенсивность излучения, выходящего из атмосферы, можно рассчитать по формуле

$$I(0, \mu, x) = \int_0^{\tau} e^{-\mu \frac{\phi(x)}{v}} S(\tau') \phi(x) \frac{d\tau'}{\mu}, \quad \mu > 0. \quad (8)$$

При принятой выше нормировке $B_v(T)$ (8) дает интенсивность в долях планковской.

3. *Численный метод и его реализация.* Для решения уравнения (7) в данной работе был использован метод, предложенный в [2]. Он базируется на представлении ядра этого уравнения в виде суммы экспонент с некоторыми весовыми коэффициентами:

$$K_1(\tau) = \sum_{i=1}^N a_i e^{-b_i |\tau|}. \quad (9)$$

Очень важно обеспечить правильную нормировку коэффициентов a_i и b_i :

$$\sum_{i=1}^N \frac{a_i}{b_i} = \frac{1}{2}, \quad (10)$$

так как в противном случае получилась бы система с неправильным значением λ , что полностью исказило бы результат.

Мы использовали представление в виде (9) с 32 членами, что позволило обеспечить требуемую точность. Коэффициенты a_i и b_i были взяты из работы [2]. Следует отметить, что, вероятно вследствие опечатки, условие (10) для них не выполнялось.

Поэтому необходимо было дополнительно отнормировать коэффициенты a_i , что и было сделано.

Характеристическое уравнение, соответствующее представлению (9), выглядит следующим образом:

$$f(k) = 1 - 2\lambda \sum_{i=1}^N \frac{a_i b_i}{b_i^2 - k^2} = 0. \quad (11)$$

После нахождения его положительных корней k_i расчет функции источников не представляет труда (подробнее см. в [2]). В свою очередь нахождение корней уравнения (11) опирается на тот факт, что все они разделены полюсами функции $f(k)$ - константами b_i :

$$0 < k_1 < b_1 < k_2 < b_2 < \dots < k_N < b_N. \quad (12)$$

Необходимо отметить, что в наиболее важном случае $1 - \lambda \ll 1$ корни k_r расположены очень близко к полюсам b_r и иногда можно просто полагать $k_r = b_r$.

4. *Консервативное рассеяние. Асимптотическая теория.* Важным частным случаем сформулированной задачи является случай так называемого консервативного рассеяния, когда все фотоны, образующиеся в слое, рано или поздно выходят через его границы, возможно, после многократных рассеяний. При доплеровском профиле поглощения достаточно хорошим критерием консервативности рассеяния является условие

$$T(1 - \lambda) \ll 1. \quad (13)$$

Слой газа, подчиняющийся условию (13), называют эффективно тонким.

Для эффективно тонких слоев можно использовать асимптотическую теорию (см., например, [4-7]). Формально говоря, она правильно описывает процесс формирования линий при выполнении следующих условий:

$$T \rightarrow \infty; \quad \lambda \rightarrow 1; \quad T(1 - \lambda) \ll 1. \quad (14)$$

Основные результаты этой теории для случая доплеровского профиля поглощения представляются приведенными ниже формулами (16), (17) и (18). В них параметр t дает оптическую толщину слоя газа для излучения частоты x , распространяющегося под углом α к внешней нормали:

$$t \equiv \frac{\varphi(x)}{\mu} T. \quad (15)$$

Функция источников дается выражением

$$S(\tau) \sim (1 - \lambda) \frac{4}{\pi} \left(\ln \frac{T}{\sqrt{\pi}} \right)^{1/2} \sqrt{\tau(T - \tau)}, \quad (16)$$

профиль линии излучения выражается через бesselеву функцию чисто мнимого аргумента I_1 следующим образом:

$$I(0, \mu, x) \sim 2(1 - \lambda) T \left(\ln \frac{T}{\sqrt{\pi}} \right)^{1/2} e^{-t/2} I_1(t/2). \quad (17)$$

Наконец, безразмерная частота максимума интенсивности x_1 оказывается асимптотически равной

$$x_1 \sim \sqrt{\ln \frac{T}{\mu} - 1.701}. \quad (18)$$

Чем больше T , тем точнее представленные формулы, поскольку (16) и (17) - это лишь первые члены соответствующих асимптотических рядов. С ростом T уменьшается как ошибка, возникающая при отбрасывании остальных членов ряда, так и погрешность представления решений в виде асимптотических рядов. Нахождение значений T , начиная с которых приведенные выше результаты дают правильное описание процесса формирования линий, как раз и является основной целью данной работы.

В следующем разделе значения $S(\tau)$, $I(0, 1, x)$ и x_1 , полученные по формулам асимптотической теории, будут сравнены со значениями, полученными численно.

5. *Сравнение и анализ результатов.* Нами был выполнен численный расчет значений функций источников в середине слоя газа для ряда значений оптической толщины T . Полученные значения S сравнены со значениями S_a , найденными по асимптотической формуле (16). Погрешности для различных T представлены в табл.1. Из этой таблицы видно, что, начиная с $T \approx 100$, с ростом оптической толщины слоя различия между S и S_a медленно убывают. Следовательно, именно с этого значения оптической толщины начинает работать выражение (16). Малую скорость убывания погрешности можно объяснить тем, что выражение (16) есть лишь первый

Таблица 1

ТОЧНОСТЬ АСИМПТОТИКИ ДЛЯ ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ
(СЕРЕДИНА СЛОЯ)

$\log T$	$(S_a - S)/S, \%$						
0.5	-49	2.0	19	4.0	6	6.0	3
1.0	3	2.5	15	4.5	5	6.5	3
1.25	15	3.0	11	5.0	4	7.0	2
1.5	19	3.5	8	5.5	4	7.5	0.7

член асимптотического разложения по обратным степеням $\ln T$.

К сожалению, провести вычисления для $T > 10^8$ не представлялось возможным, так как для таких значений оптической толщины представление (9) с использованными нами a , и b , перестает правильно аппроксимировать ядро K_1 (см. [2]). Хорошим критерием применимости разложения (9) является пропорциональность получаемой численно функции источников величине $1 - \lambda$. Это одновременно является и тестом на эффективную тонкость слоя.

Было также выполнено сравнение поведения функций источников, полученных описанными выше методами, для значения $T=5, 10$ и 100 .

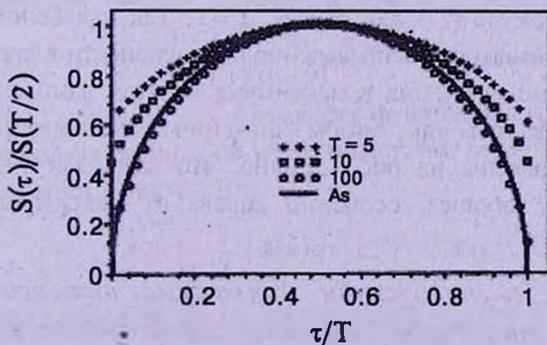


Рис.1. Сравнение нормированных на единицу в середине слоя значений функций источников, полученных путем численного решения, с асимптотической кривой (16).

При этом они нормировались на единицу в середине слоя. Соответствующие графики представлены на рис.1.

Как и следовало ожидать, формула (16) существенно точнее описывает поведение функции источников ближе к середине слоя, чем у его границ. Непосредственно на границе она всегда дает ошибку, предсказывая нулевое значение функции источников. Следует также обратить внимание на то, что рассматриваемое отношение $S(\tau)/S(T/2)$ как функция относительной глубины τ/T согласуется с асимптотической теорией существенно точнее, чем абсолютное значение $S(\tau)$. Так, точки, соответствующие $T=100$, в масштабе рисунка почти точно ложатся на асимптотическую кривую, несмотря на то, что абсолютные значения S и S_0 в середине слоя различаются на 19% (см. табл.1). Для больших значений оптической толщины T согласие становится еще лучше.

Мы провели аналогичное сравнение положения максимумов интенсивности для ряда значений T . Рассматривался случай выхода света по нормали к границе ($\mu=1$). Положения максимумов x_1 , полученные численным методом, и x_1^a , полученные по асимптотической формуле (18), представлены в табл.2. Из таблицы видно, что, начиная с $T=50$, погрешность всегда меньше 1%. Особо следует отметить, что даже для малых T (например, $T=10$) расхождение также невелико.

Таблица 2

ПОЛОЖЕНИЕ МАКСИМУМОВ ИНТЕНСИВНОСТИ

$\log T$	x_1^a	x_1	$\log T$	x_1^a	x_1
1	0.78	0.68	3.5	2.52	2.53
1.5	1.32	1.31	4	2.74	2.74
2	1.70	1.71	4.5	2.94	2.95
2.5	2.01	2.02	5	3.13	3.13
3	2.28	2.29	5.5	3.31	3.31

Было выполнено также сравнение значений интенсивностей, полученных численно и по формуле (17) для случая $\mu=1$. Так как основной интерес представляет относительное распределение интенсивности в пределах линии, вначале сравнивались значения в максимуме, а затем данные, полученные по (17), нормировались так, чтобы значения в максимуме совпадали. Результаты представлены на рис.2. Видно, что даже для $T=10$ согласие результатов очень хорошее, особенно справа от максимума, в области больших частот.

6. *Зависимость положения максимума интенсивности от профиля поглощения.* Рассмотрим теперь случай произвольного профиля поглощения. Выше было показано, что для доплеровского профиля

асимптотическая теория позволяет получить достаточно точные оценки интенсивностей. Следует ожидать, что это останется верным и для произвольного профиля поглощения.

Как известно (см., например, [5,8]), поведение профиля поглощения в крыльях линии фактически определяет некоторый числовой параметр γ ($\gamma \in (0,1]$) - так называемый характеристический показатель. Для доплеровского профиля $\gamma = 1/2$, для лоренцовского - $1/4$. Исследуем вопрос о зависимости положения максимума интенсивности от числового параметра γ .

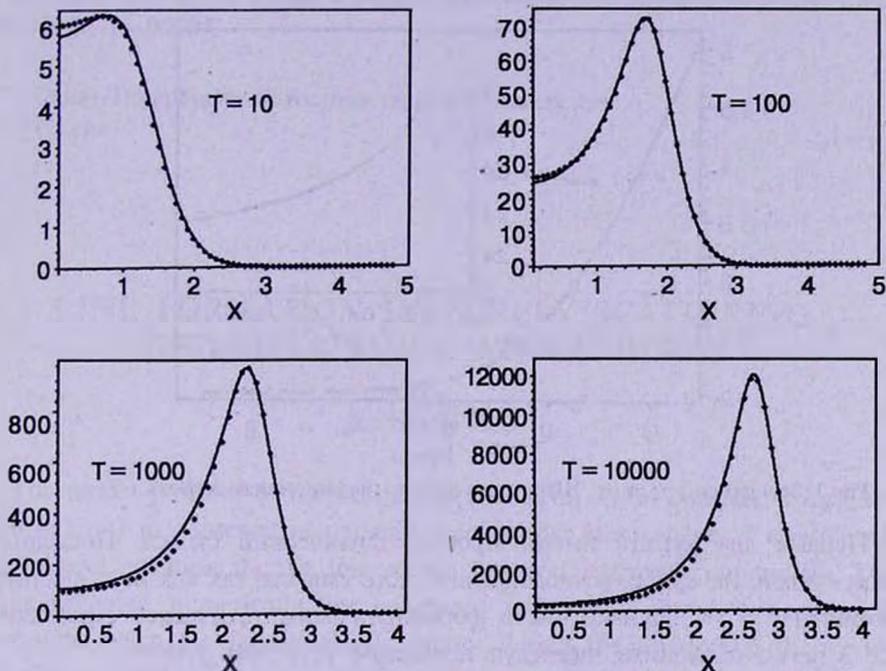


Рис.2. Интенсивность выходящего излучения. Сплошная кривая - асимптотика (17). Точки - значения, полученные численным методом. По оси абсцисс отложена величина $\Xi(x) = \lim_{\lambda \rightarrow 1} I(0, 1, x) / (1 - \lambda)$.

Воспользуемся общим асимптотическим выражением (см. [5]):

$$I(0, \mu, x) \sim \frac{1 - \lambda}{K_2(\tau)} \frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(1 - \gamma)} i^{(1-2\gamma)/2} e^{-i/2} I_{\gamma+1/2}(t/2), \quad (19)$$

где Γ - гамма-функция, $I_{\gamma+1/2}$ - бesselева функция чисто мнимого аргумента, $K_2(\tau)$ - проинтегрированная по углам и частотам вероятность выхода фотона с глубины τ через слой $\tau = 0$:

$$K_2(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) dx \int_0^1 e^{-\tau \varphi(x) \mu} d\mu. \quad (20)$$

Дифференцируя (19) по t и приравнявая к нулю производную, можно найти значение параметра t_1 , соответствующее максимуму интенсивности.

Проделав ряд несложных преобразований, получаем следующее уравнение для t_1 :

$$t_1(I_{\gamma+1/2}(t_1/2) - I_{\gamma-1/2}(t_1/2)) + 4I_{\gamma+1/2}(t_1/2)\gamma = 0. \quad (21)$$

График зависимости t_1 от γ , полученный путем численного решения уравнения (21), представлен на рис.3. Обращают на себя внимание следующие особенности кривой $t_1(\gamma)$:

- близость по порядку значений t_1 для $\gamma \in [0.25, 1]$ к единице ($t_1 \approx 3$);
- монотонно убывающий характер зависимости t_1 от γ ;
- асимптотическое стремление t_1 к 2 при $\gamma \rightarrow \infty$.

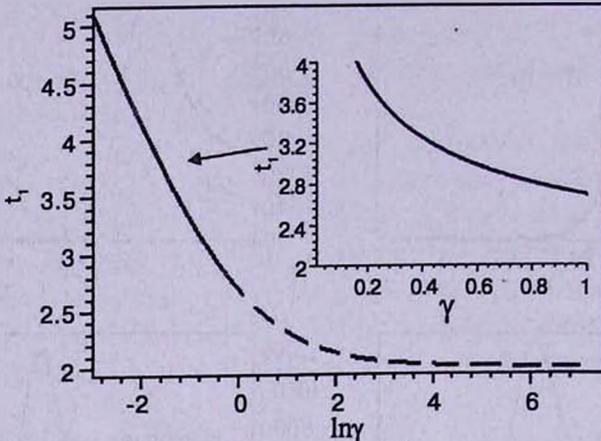


Рис.3. Зависимость t_1 от γ . Штриховая линия - нефизическая область.

Первые два пункта имеют простой физический смысл. Последний пункт лишен, наверное, всякого физического смысла, так как не существует профилей с $\gamma > 1$, однако чисто формально асимптотическое стремление t_1 к 2 легко объяснить, исследуя поведение (21) при $\gamma \rightarrow \infty$.

Использувавшаяся ранее для доплеровского профиля формула (18) следует из уравнения (21) в частном случае $\gamma = 1/2$. (Доплеровскому профилю соответствует $t_1 = 3.090$.) Можно написать аналогичное выражение и для лоренцовского профиля ($\gamma = 1/4$). Ему соответствует $t_1 = 3.603$ и частота

$$x_1 = 0.297 \sqrt{\frac{T}{\mu}}. \quad (22)$$

Следует отметить, что близость друг к другу значений t_1 для диапазона γ , покрывающего практически все представляющие интерес профили поглощения, позволяет очень быстро находить приближенное положение максимума, положив примерно $t_1 = 3 + 3.5$.

7. Заключение. В работе оценена точность, обеспечиваемая асимптотической теорией при ее применении к стандартной задаче теории образования звездных спектров. Вычисления проводились для широкого

диапазона оптических толщин слоя газа - $10 \leq T < 10^8$.

При больших T профили линий имеют характерный седлообразный вид с симметрично расположенными максимумами, раздвигающимися по мере увеличения T (см. рис.2). Выполнено исследование зависимости положения максимума от вида профиля поглощения. На основании асимптотической теории дан простой рецепт приближенного нахождения положения максимума.

Автор выражает благодарность В.В.Иванову за помощь в работе. Работа выполнена при финансовой помощи программы поддержки ведущих школ РФ № 00-15-96607.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия

LINE FORMATION IN PURELY SCATTERING OPTICALLY THICK ATMOSPHERES

A.I.SHAPIRO

The model problem of line formation (two-level atom, complete frequency redistribution) in conservative optically thick stellar atmospheres is considered. The integral equation for the line source function is solved numerically. The results obtained numerically are compared with those found using explicit expressions given by the asymptotic theory. Using the asymptotic theory we find the position of the intensity maxima in the profile of the radiation emerging from an optically thick layer for an arbitrary absorption profile.

Key words: *stars: atmospheres, scattering-line: formation*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Михалас, Звездные атмосферы, т.2, гл.11, Мир, М., 1982.
2. E.H.Avrett, D.G.Hummer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 130, 295, 1965.
3. W.Kalkofen (ed.), Numerical Radiative Transfer, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1987.
4. V.V.Ivanov, Transfer of Radiation in Spectral Lines, NBS SP №385,

- Washington, D.C. U.S. Government Printing Office, 1973.
5. *V.V.Ivanov*, in *Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models*, L. Crivellari et al. (eds.), p.81, Dordrecht, Kluwer Publ. Co., 1991.
 6. *В.В.Иванов*, *Астрон. ж.*, **41**, 1097, 1964.
 7. *В.В.Иванов*, в сб. *Теория звездных спектров*, под ред. В.В.Соболева и др., Физматгиз, М., 1996, с.127.
 8. *Д.И.Нагурнер*, *Лекции по теории переноса излучения*, Спб.: Изд-во СПбГУ, 2001 (см. также <http://www.astro.spbu.ru/astro/win/resources/index.htm>).

УДК: 524.31-852

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЫ. I

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 13 февраля 2002

Это первая часть работы, которая посвящается теоретическому исследованию флуктуаций интенсивности излучения в частотах спектральной линии, образующейся в многокомпонентной стохастической атмосфере. Предполагается, что случайным изменениям подвергаются оптическая толщина структурных элементов и мощность содержащихся в них источников энергии. Определяется частотная зависимость относительного среднеквадратичного отклонения интенсивности выходящего из атмосферы излучения. Рассматриваются два частных случая и показывается, что в зависимости от того, какая из указанных характеристик среды подвергается случайным изменениям, поведение этой величины различно. Результаты позволяют по наблюдениям излучающей среды в ядре и крыльях спектральных линий судить о характере случайных изменений ее тонкой структуры. Конкретной мотивацией работы послужили недавние наблюдения протуберанцев, выполненные с помощью спектрометра SUMER в рамках международного проекта SOHO.

1. *Введение.* В предыдущих работах [1-4] нами был предложен метод определения средних статистических характеристик излучения многокомпонентной атмосферы, у которой количество и параметры структурных элементов подвергаются случайным изменениям. В частности, в последней из этих работ исследовалась частотная зависимость интенсивности излучения, выходящего из такой атмосферы. При достаточно общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния были построены профили спектральных линий. Оказалось, что они могут сильно отличаться от профилей, полученных в результате решения соответствующей детерминистической задачи, когда случайно меняющиеся характеристики среды предварительно усредняются.

Важные сведения о геометрических и физических параметрах излучающей стохастической неоднородной атмосферы могут быть получены на основе исследования флуктуаций ее поверхностной яркости. В указанных выше работах такого рода исследование было проведено для определенного типа спокойных солнечных протуберанцев (hedgerow prominences, см. [5,6]), отличающихся относительно простой геометрией волокнистой структуры. У этих объектов волокна располагаются почти параллельно друг другу, что существенным образом упрощает их изучение, позволяя часто ограничиваться рассмотрением одномерных моделей. На основе теоретической интерпретации

наблюдаемых пространственных флуктуаций поверхностной яркости протуберанцев в спектральных линиях и континууме в EUV диапазоне спектра удалось получить ряд оценок для различных характеристик среды, таких, как число волокон вдоль луча зрения, их оптическая толщина, температурный градиент в переходной области протуберанец-корона и т.д. Они, как правило, согласуются с приведенными в литературе данными, полученными из других соображений или же непосредственно из наблюдений [2,3].

Следует отметить, что наблюдения, проводимые до недавнего времени, позволяли измерять лишь интегральную интенсивность линии, поэтому теоретические исследования касались указанной интенсивности. Между тем, измерение пространственных флуктуаций поверхностной яркости в различных частотах (например, в ядре и крыльях линии) могли бы послужить важным подспорьем для понимания физики спокойных протуберанцев. В настоящее время такие измерения стали возможными благодаря наблюдениям с помощью спектрометра SUMER в рамках проекта SOHO. Щель спектрометра полем $1'' \times 120''$ позволяет получить достаточно большое количество профилей различных спектральных линий в EUV-диапазоне (в том числе линий лаймановской серии) и проследить их изменение вдоль щели.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование поведения относительного среднеквадратичного отклонения (ОСО) интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной стохастической атмосферы, в зависимости от частоты внутри линии и числа структурных элементов. Особое внимание уделяется различиям между линиями, образующимися при локально термодинамическом равновесии (LTE-линии) и при его отсутствии (NLTE-линии). Решение данной задачи зависит от целого ряда параметров, определяющих процесс рассеяния в линии, оптические и энергетические свойства составляющих компонентов и вероятность их реализации. Все указанные зависимости подробно обсуждаются.

2. Постановка задачи и основные формулы. Мы рассмотрим упрощенную модель многокомпонентной среды, предложенную впервые в [7,8]. Несмотря на относительную простоту, эта модель обладает рядом преимуществ. Она позволяет наглядно продемонстрировать характерные особенности излучения сред со сложной и случайным образом меняющейся структурой. С другой стороны, в некоторых случаях ее легко обобщить с тем, чтобы рассмотреть более сложные и реалистичные модели. Здесь мы ограничимся обсуждением одномерной задачи, хотя некоторые результаты в принципе могут быть обобщены и на трехмерный случай.

Итак, рассмотрим многокомпонентную атмосферу, состоящую из N структурных элементов. Предполагается, что последние могут быть двух типов, каждый из которых описывается оптической толщиной в центре линии τ_i ($i = 1, 2$) и мощностью первичных источников энергии $B_i a(x)$,

где $a(x)$ - ненормированный профиль коэффициента поглощения в линии. Вероятности появления компонентов каждого из двух типов обозначим через p_r , причем $p_1 + p_2 = 1$. Для простоты будем предполагать, что среда не освещается извне. Нашей целью является нахождение ОСО, задаваемое соотношением

$$\delta_N(x) = \frac{\langle I_N^2(x) \rangle}{\langle I_N(x) \rangle^2} - 1, \quad (1)$$

где $I_N(x)$ - интенсивность излучения, выходящего из среды в частоте x внутри линии. Как обычно, безразмерная частота x измеряется смещением относительно центральной частоты в единицах доплеровской ширины линии. Данная задача легко решается в случае LTE или чисто поглощающей атмосферы, когда вероятность переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния λ равна нулю. Замкнутое выражение для ОСО, относящегося к интегральной интенсивности излучения, выходящего из такой атмосферы, было получено нами в [3]:

$$\delta_N = \frac{M_N}{L_N^2} (1 + \delta_1) + 2 \frac{K}{\langle I_1 \rangle} \frac{A_N}{L_N^2} - 1, \quad (2)$$

где введены следующие обозначения:

$$L_N = \frac{1 - q^N}{1 - q}, \quad M_N = \frac{1 - \beta^N}{1 - \beta}, \quad A_N = \frac{L_N - M_N}{q - \beta}, \quad K = \langle J_i \exp(-\tau_i) \rangle, \quad (3)$$

$$q = \langle \exp(-\tau_i) \rangle, \quad \beta = \langle \exp(-2\tau_i) \rangle, \quad J_i = B_i(1 - \exp(-\tau_i)), \quad (i = 1, 2)$$

По определению,

$$\langle I_1 \rangle = \sum_{i=1}^2 p_i J_i, \quad \delta_1 = \frac{1}{2 \langle I_1 \rangle^2} \sum_{i=1}^2 p_i \sum_{k=1}^2 p_k (J_i - J_k)^2. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) мы учли, что в рассматриваемой здесь задаче число возможных состояний для каждого отдельно взятого компонента равно двум, в то время как в работе [3] нами было показано, что соотношение (2) справедливо для произвольного числа дискретных состояний. Отметим также, что указанный результат получается применением метода сложения слоев. Относительная простота данной задачи обусловлена тем обстоятельством, что процесс усреднения может производиться последовательно или по частям, поскольку в этом случае добавление нового компонента не влияет на величину средней интенсивности исходной среды. Из соотношений (2)-(4) следует, что для любого N флуктуации интенсивности излучения определяются значениями всего четырех параметров $q, \beta, \delta_1, K/\langle I_1 \rangle$ (при $p_1 = p_2 = 1/2$ - от трех параметров), являющихся статистическими характеристиками излучения и поглощения единичного элемента среды.

До сих пор речь шла о флуктуациях интегральной интенсивности излучения, однако нетрудно понять, что для LTE-атмосферы соотношение вида (2) может быть получено для каждой данной частоты x внутри линии. Действительно, ввиду отсутствия процесса рассеяния, а, следовательно, и

эффекта перераспределения излучения по различным частотам, рассуждения, проведенные в [3], относятся в одинаковой мере и к флуктуациям интенсивности излучения заданной частоты x . Поэтому соотношение (2) может быть переписано для этого случая с формальным указанием зависимости всех входящих в него величин от x :

$$\delta_N(x) = \frac{M_N(x)}{L_N(x)} [1 + \delta_1(x)] + 2 \frac{K(x) A_N(x)}{\langle I_1(x) \rangle L_N^2(x)} - 1, \quad (5)$$

где теперь

$$q(x) = \langle \exp[-\alpha(x)\tau_i] \rangle, \quad \beta(x) = \langle \exp[-2\alpha(x)\tau_i] \rangle, \\ J_1(x) = B_1 \alpha(x) \{1 - \exp[-\alpha(x)\tau_i]\}, \quad K(x) = \langle J_1(x) \exp[-\alpha(x)\tau_i] \rangle. \quad (6)$$

Изменения в остальных формулах, входящих в (3),(4), очевидны.

Переходя к обсуждению NLTE-линий, отметим, что процесс многократного рассеяния излучения в значительной мере усложняет задачу. В данном случае интенсивность излучения в любой заданной точке атмосферы является функционалом поля излучения в любой другой ее точке. Теперь добавление нового слоя изменяет отражательную и пропускательную способности исходной среды, поэтому применение упомянутого выше подхода, основанного на идее сложения слоев, сталкивается с существенными трудностями. Дальнейшее усложнение связано с учетом перераспределения по частотам, которое приводит к тому, что излучение в заданной частоте x зависит от поля излучения во всех остальных частотах внутри линии. В настоящей работе предполагается, что рассеяние излучения в линии сопровождается полным перераспределением по частотам.

Метод определения средней интенсивности излучения, выходящего из стохастической многокомпонентной NLTE-атмосферы, был предложен нами в [4]. Отсылая читателя за подробностями этого метода к упомянутой работе, здесь лишь отметим, что он использует понятие вероятности выхода кванта из среды и позволяет получить замкнутое выражение для искомой интенсивности. Для дальнейших рассуждений его удобно записать в виде:

$$\langle I_N(x) \rangle = \sum_{k=0}^N C_N^k p_1^k p_2^{N-k} \langle I_N^k(x) \rangle, \quad (7)$$

где C_N^k - биномиальные коэффициенты и

$$\langle I_N^k(x) \rangle = \frac{1}{C_N^k} \sum_{m=0}^{N-1} [B_1 F_{Nk}^m(x) + B_2 \bar{F}_{Nk}^m(x)]. \quad (8)$$

Величины F_{Nk}^m и \bar{F}_{Nk}^m задаются соответственно формулами

$$F_{Nk}^m(x) = (1 - \delta_{k0}) \sum_{l=1}^{l=j} C_{N-m-1}^{k-l-1} C_m^l \int_0^{\tau_1} \tilde{P}[l\tau_1 + (m-i)\tau_2 + t, x, k\tau_1 + (N-k)\tau_2] dt, \\ \bar{F}_{Nk}^m(x) = (1 - \delta_{kn}) \sum_{j=1}^{j=l} C_{N-m-1}^{N-k-j-1} C_m^j \int_0^{\tau_2} \tilde{P}[(m-j)\tau_1 + j\tau_2 + t, x, k\tau_1 + (N-k)\tau_2] dt, \quad (9)$$

где δ_{kn} - символы Кронекера и введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \bar{i} &= m - \min(N - k, m), & \underline{i} &= \min(k, m + 1) - 1, \\ \bar{j} &= \min(N - k, m + 1) - 1, & \underline{j} &= m - \min(k, m), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\bar{P}(\tau, x, \tau_0) = \int_{\underline{i}}^{\bar{i}} \alpha(x') P(\tau, x', x, \tau_0) dx'.$$

Функция $P(\tau, x', x, \tau_0)$, входящая в последнюю из формул (10), имеет следующий вероятностный смысл: Pdx представляет собой вероятность того, что квант частоты x' , движущийся на оптической глубине τ в любом из двух возможных направлений в среде оптической толщины τ_0 , выйдет из нее через границу $\tau = 0$ в виде кванта с частотой в интервале $(x, x + dx)$. Алгоритм определения вероятности выхода кванта для полностью некогерентного рассеяния подробно описан в упомянутой выше работе [4], поэтому на нем мы здесь не остановимся.

Нетрудно видеть, что величина $\langle I_N^k(x) \rangle$ не что иное, как интенсивность выходящего из среды излучения, усредненная по всем реализациям с фиксированными значениями N и k . Вместе с тем величины $B_1 F_{Nk}^m(x)/C_N^k$ и $B_2 \bar{F}_{Nk}^m(x)/C_N^k$ показывают вклад структурных элементов каждого из двух типов в указанную интенсивность. Интересующее нас значение ОСО, $\delta_N(x)$, определяется как количественной пропорцией составляющих компонентов, так и порядком их расположения в среде. В этом общем случае задача об определении $\langle I_N^2(x) \rangle$, а, следовательно, и $\delta_N(x)$, сталкивается с трудностями, связанными с необходимостью проведения вычислений для каждой из реализуемых конфигураций. Этот путь, позволяющий получить точное решение задачи, очевидно, может быть осуществлен лишь при относительно небольших значениях N . Если пренебречь дисперсией интенсивности излучения, обусловленной порядком расположения структурных элементов, то рассматриваемая задача существенно упрощается и сводится к определению $\langle I_N^2(x) \rangle$ по формуле

$$\langle I_N^2(x) \rangle = \sum_{k=0}^N C_N^k p_1^k p_2^{N-k} \langle I_N^k(x) \rangle^2. \quad (11)$$

Алгоритм вычислений остается таким же, как при определении $\langle I_N(x) \rangle$, и потому принципиальных затруднений не возникает. В этом случае вычисления могут быть реализованы при достаточно больших N . Как показывают численные расчеты, такой упрощенный подход приводит главным образом к количественным ошибкам, сказывающимся при больших значениях τ_l в центральных частотах линии. С другой стороны, ошибки тем меньше, чем слабее роль многократного рассеяния в среде. Заметим также, что при $B_1 = B_2$ описанный подход дает результат, совпадающий с точным решением задачи.

3. *LTE-линии.* С точки зрения дальнейшего изложения этот относительно более простой случай представляет особый интерес и потому

нуждается в детальном исследовании. Это обусловлено тем, что для указанных линий характер зависимости ОСО от значений различных параметров за небольшими исключениями примерно такой же, как и при учете многократного рассеяния. Вторая особенность заключается в том, что некоторые важные результаты, касающиеся поведения $\delta_N(x)$, в данном случае могут быть получены аналитически.

Итак, обратимся к соотношению (5) и рассмотрим вопрос о поведении ОСО в крыльях линии при больших значениях N . Принимая во внимание симметрию задачи относительно одновременной перестановки индексов у величин τ_i , B_r , p_r достаточно ограничиться рассмотрением случая $S = B_2/B_1 \geq 1$. В далеких крыльях линии, таких, что $\alpha(x)\tau_i \ll 1$, имеем $1 - \exp[-\alpha(x)\tau_i] \sim \alpha(x)\tau_i$, откуда получаем следующие оценки:

$$\frac{K(x)}{\langle I_1(x) \rangle} \sim 1 \quad \frac{M_N(x)}{L_N^2(x)} \sim \frac{1}{N}, \quad 2A_N(x) \sim N(N-1). \quad (12)$$

В результате из соотношения (5) окончательно находим

$$\delta_N(x) = \frac{\delta_1(x)}{N}. \quad (13)$$

Мы видим, что в крыльях линии ОСО убывает с увеличением N достаточно медленно ($\sim 1/N$), причем его частотная зависимость полностью определяется этой зависимостью для одного компонента.

Дальнейшее представление о флуктуациях интенсивности излучения, выходящего из стохастической атмосферы, можно получить, обращаясь к следующим частным задачам.

а) Пусть $B_1 \neq B_2$ и $\tau_1 = \tau_2 = \tau$. Тогда имеем

$$\frac{K(x)}{\langle I_1(x) \rangle} = q(x) = e^{-\alpha(x)\tau}, \quad \beta(x) = q^2(x) = e^{-2\alpha(x)\tau}, \quad \delta_1(x) = \delta(B), \quad (14)$$

где $\delta(B) = \langle (B^2) \rangle / \langle B \rangle^2 - 1$. Из соотношения (5) получаем

$$\delta_N(x) = \frac{M_N(x)}{L_N^2(x)} \delta_1(x) = \frac{[1 - q(x)] [1 + q^N(x)]}{[1 + q(x)] [1 - q^N(x)]} \delta(x). \quad (15)$$

Нетрудно показать, что для любого конечного значения x имеет место $\delta'_N(x) < 0$. Поэтому с учетом неравенства $q'(x) \geq 0$ заключаем, что $\delta_N(x)$ представляет собой монотонно убывающую функцию от x при переходе от центра линии к крыльям. При $N \rightarrow \infty$, δ_N в центре линии достаточно быстро сходится к конечному пределу

$$\delta_\infty(0) = \frac{1 - e^{-\tau}}{1 + e^{-\tau}} \delta(B), \quad (16)$$

в то время как в крыльях линии стремится к нулю со скоростью, определяемой формулой (13). Последнюю несложно получить и из соотношения (15).

Таким образом, мы приходим к первому важному выводу, который можно сформулировать следующим образом: в случае, когда флуктуации

интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной атмосферы, обусловлены случайными изменениями в распределении внутренних источников энергии, среднее квадратичное отклонение измеряемой интенсивности монотонно убывает от центра линии к ее крыльям. Физически понятно, что полученный результат останется в силе и при более общей постановке задачи, когда атмосфера состоит из произвольного числа типов структурных элементов. Типичные примеры, иллюстрирующие зависимость $\delta_N(x)$ от x , τ и N , приводятся на рис.1. При заданном N обращает на себя внимание слабое изменение $\delta_N(x)$ в области, где $\alpha(x)\tau$ мал. Однако в той же области ОСО больше подвержено изменениям при увеличении N .

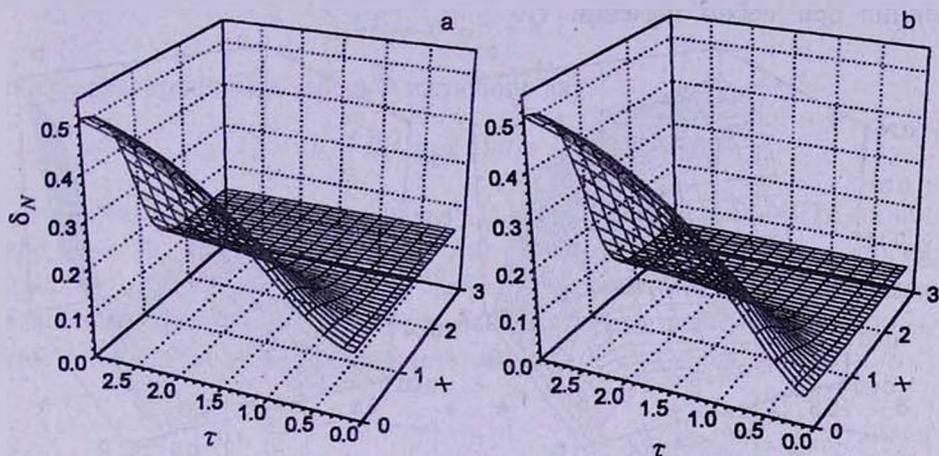


Рис.1. Зависимость относительного среднее квадратичного отклонения от частоты x и τ при $S=7$, $p_1=p_2=1/2$, $N=4$ (а) и $N=10$ (б).

б) Предположим теперь, что $B_1=B_2$ ($S=1$). Другими словами, допустим, что атмосфера однородна, а флуктуации интенсивности обусловлены случайным изменением оптической толщины. В этом случае

$$\frac{K(x)}{\langle I_1(x) \rangle} = \frac{q(x) - \beta(x)}{1 - q(x)}, \quad \delta_1(x) = \frac{\beta(x) - q^2(x)}{[1 - q(x)]^2}, \quad (17)$$

и из соотношения (5) получаем

$$\delta_N(x) = \frac{\beta^N(x) - q^{2N}(x)}{[1 - q^N(x)]^2}. \quad (18)$$

Из полученной формулы следует, что при $N \rightarrow \infty$, $\delta_N(x) \rightarrow 0$ для произвольного фиксированного значения x . Однако скорость убывания для центральных частот задается степенным законом, в отличие от крыльев линии, где она по-прежнему задается формулой (13). В случае $N=1$ несложно показать, что $\delta_1(x) > 0$ для любого x , поэтому $\delta_1(x)$ монотонно возрастает при переходе от центра линии к крыльям. Принимая во внимание описанный выше характер убывания $\delta_N(x)$ с ростом N , при некоторых физически оправданных ограничениях, накладываемых на поведение этой

функции (непрерывность, гладкость), заключаем, что она также является монотонно возрастающей.

Таким образом, мы приходим ко второму важному выводу, который формулируется следующим образом: *в случае, когда флуктуации интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной атмосферы, обусловлены случайными изменениями оптической толщины атмосферы, то среднее квадратичное отклонение измеряемой интенсивности монотонно возрастает от центра линии к ее крыльям.* Указанное поведение функции $\delta_N(x)$ при двух фиксированных значениях τ_2 демонстрируется на рис.2. Обращает на себя внимание тот факт, что $\delta_N(x)$ растет к крыльям линии при любом значении τ_1 .

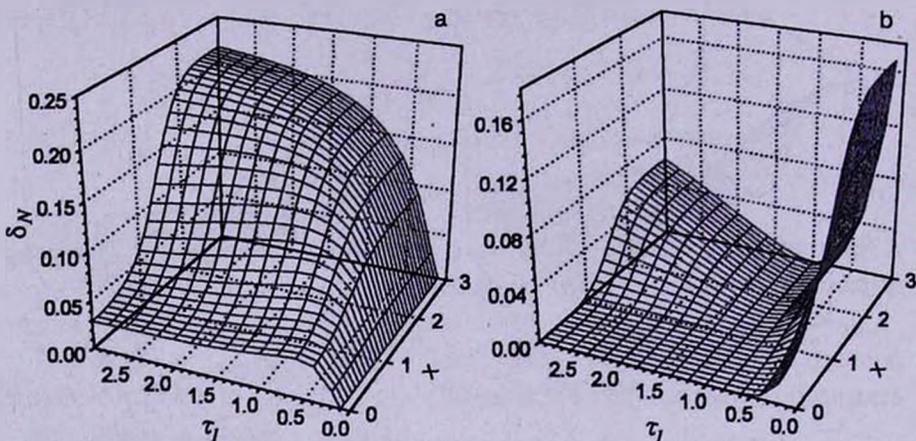


Рис.2. Зависимость относительного среднее квадратичного отклонения от частоты x и τ_1 при $S=1$, $N=4$, $\rho_1=\rho_2=1/2$, и двух значениях τ_2 : 0.1 (а) и 1 (б).

В заключение настоящего раздела отметим, что в рассмотренных двух частных примерах мы наблюдаем две сильно различающиеся друг от друга зависимости ОСО от частоты, в результате чего значения $\delta_N(x)$, наблюдаемые в крыльях линии, могут быть как меньше (а), так и больше (б), чем в центральных частотах. Очевидно, что в общем случае оба эффекта могут реализоваться в зависимости от физических и статистических характеристик атмосферы. Однако прежде рассмотрим описанные выше два примера для линий, образующихся в результате рассеяния.

4. *NLTE-линий.* Как уже указывалось выше, учет диффузии излучения и эффекта перераспределения по частотам существенным образом усложняет проблему определения ОСО. Однако в разобранных частных примерах задача значительно упрощается. В особенности это относится к случаю (б), когда $S=1$ и порядок расположения структурных элементов не играет роли. Тогда для определения $\delta_N(x)$ можно воспользоваться соотношениями (1), (7) и (11), причем следует учесть, что теперь

$$\langle I_N^k(x) \rangle = I_N^k(x) = I_*(x, \bar{\tau}, B), \quad \langle I_N^{k^2}(x) \rangle = I_N^{k^2}(x) = I_*^2(x, \bar{\tau}, B), \quad (19)$$

где $\bar{\tau} = k\tau_1 + (N-k)\tau_2$, а $I_*(x, \bar{\tau}, B)$ представляет собой интенсивность излучения, выходящего из однородной атмосферы, которая обладает оптической толщиной $\bar{\tau}$ и содержит источники энергии мощности B . Отметим, что эта величина полностью выражается через функции Амбарцумяна [9].

В другом частном примере (а) упрощение относится лишь к усредненной интенсивности, задаваемой соотношением (7). С учетом известного свойства гипергеометрического распределения [10]

$$\sum_{i=l}^{i=N-1} C_{N-m-1}^{i-l} C_m^i = C_{N-1}^s, \quad (20)$$

последнее принимает теперь следующий вид:

$$\langle I_N(x) \rangle = \langle B \rangle \int_0^{N\tau} \bar{P}(t, x, N\tau) dt = I_*(x, N\tau, \langle B \rangle). \quad (21)$$

На рис.3 приводятся графики $\delta_N(x)$, построенные для NLTE-линий при $\lambda = 0.99$. Первый из них (рис.3а) относится к случаю (а), а второй (рис.3б) - к случаю (б). Для удобства сравнения с LTE-линиями зависимости на этих рисунках рассчитаны для тех же значений параметров, что и на рис.1а и рис.2а соответственно.

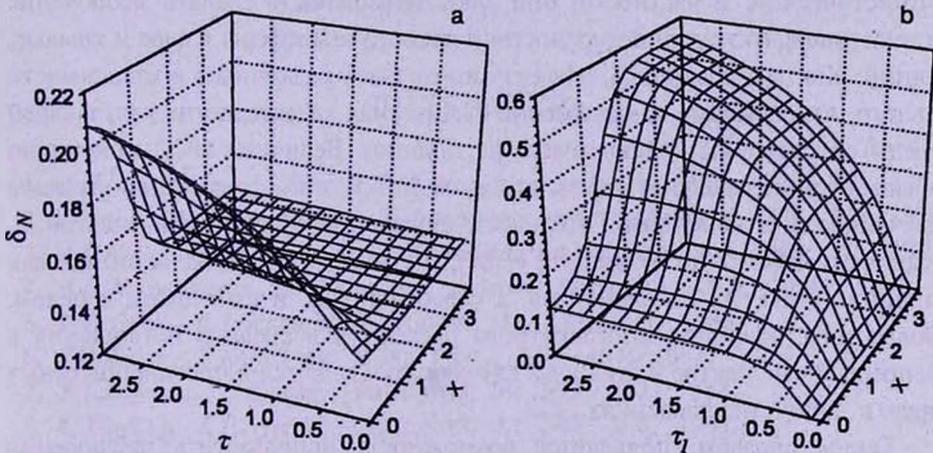


Рис.3. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения от частоты x и τ_1 при $\lambda = 0.99$. Рис.3а является аналогом рис.1а для NLTE-линий, а рис.3б - рис.2а, поэтому значения параметров, выбранные в каждой паре, одни и те же.

Сравнение позволяет выявить еще одно существенное различие между рассмотренными в предыдущем разделе двумя частными примерами. Мы видим, что если флуктуации интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной атмосферы, обусловлены случайными изменениями в распределении внутренних источников энергии, то в результате

многократного рассеяния в частотах линии среднеквадратичное отклонение измеряемой интенсивности уменьшается. Вместе с тем в случае, когда флуктуации указанной интенсивности излучения обусловлены случайными изменениями оптической толщины атмосферы, в результате диффузии излучения в частотах линии значения среднеквадратичного отклонения измеряемой интенсивности увеличиваются. Указанные эффекты выражены тем сильнее, чем ближе λ к единице.

Применяемый в работе метод легко обобщается на случай, когда в частотах линии имеет место также поглощение в непрерывном спектре. Влияние данного механизма на значения ОСО в обсуждаемых двух примерах также различно. *Если флуктуации интенсивности излучения обусловлены изменениями в распределении внутренних источников энергии, то поглощение в континууме приводит к увеличению ОСО наблюдаемой интенсивности во всех частотах внутри линии. И наоборот, если флуктуации обусловлены изменениями оптической толщины атмосферы, то роль поглощения в непрерывном спектре сводится к систематическому уменьшению значений ОСО.*

5. Заключительные замечания. Полученные на данном этапе результаты позволяют судить о том, какие части профилей спектральных линий более подвержены изменениям, если излучающая среда является стохастической. В частности, они дают возможность сделать заключение о величине флуктуаций поверхностной яркости атмосферы в ядре и крыльях линий. Как мы убедились, эффект может быть различным в зависимости от того, изменениями каких именно физических характеристик излучающей среды обусловлены наблюдаемые флуктуации. Величина ОСО монотонно убывает при переходе от ядра к крыльям линии, если флуктуации вызваны случайными изменениями мощности внутренних источников энергии и, наоборот, монотонно возрастает, если флуктуациям подвержена оптическая толщина структурных элементов, а следовательно, и атмосферы в целом. Более того, эффекты многократного рассеяния в среде и поглощения в непрерывном спектре в этих двух случаях проявляются в противоположных друг к другу направлениях.

Таким образом, появляется возможность использовать наблюдения протуберанцев, полученные SUMER/SOHO в ядре и крыльях различных линий, для выявления характера пространственных вариаций их волокнистой структуры. Этому вопросу, а также обсуждению общего случая, когда подвергаются случайным изменениям как первичные источники энергии, так и оптическая толщина компонентов, будет посвящена вторая часть работы.

FLUCTUATIONS OF THE RADIATION INTENSITY OUTGOING FROM A MULTICOMPONENT STOCHASTIC ATMOSPHERE

A.G. NIKOGHOSSIAN

This is the first part of the paper devoted to theoretical investigating the fluctuations of intensity of the line radiation formed in a multicomponent stochastic atmosphere. It is the optical thickness of structural elements and the power of the contained energy sources which are assumed to undergo random variations. The frequency dependence of the RelMSD of radiation outgoing from an atmosphere is evaluated. We consider two special cases which show that the behavior of RelMSD is different depending on that which of the mentioned characteristics of the medium undergo variations. Being applied to observations of radiating media in the core and wings of lines, the results make it possible to infer the nature of random variations of their fine structure. The concrete motivation of the work is interpretation of the recent SUMER/SOHO observations of the solar prominences.

Key words: sun: atmospheres-lines: scattering-lines: profiles-lines: intensity

ЛИТЕРАТУРА

1. A.G.Nikoghossian, S.Pojoga, Z.Mouradian, *Astron. Astrophys.*, **325**, 813, 1997.
2. S.Pojoga, A.G.Nikoghossian, Z.Mouradian, *Astron. Astrophys.*, **332**, 325, 1998.
3. A.G.Nikoghossian, S.Pojoga, Z.Mouradian, *Astron. Astrophys.*, **342**, 785, 1999.
4. A.G.Nikoghossian, Z.Mouradian, *Astron. Astrophys.*, **360**, 1086, 2000.
5. F.Q.Orall, E.J.Schmahl, *Astrophys. J.*, **240**, 908, 1980.
6. J.B.Zirker, S.Koutchmy, *Solar Phys.*, **131**, 107, 1991.
7. J.T.Jefferies, C.Lindsey, *Astrophys. J.*, **335**, 372, 1988.
8. C.Lindsey, J.T.Jefferies, *Astrophys. J.*, **349**, 286, 1900.
9. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
10. В.Феллер, Введение в теорию вероятностей и ее приложения, т.1, Мир, М., 1964.

УДК: 524.5

VELOCITIES OF MAGNETO-ELASTIC AND MAGNETO-ELECTRON WAVES IN DARK MOLECULAR CLOUDS

S.BASTRUKOV^{1,2,3}, V. PAPOYAN^{1,4}, D. PODGAINY¹, J. YANG^{2,3}

Received 7 December 2001

Accepted 30 January 2002

We present analytic and numerical estimates for group velocity of wave motions in two models of cold interstellar medium presumably constituting interior of cores of magnetically supported dark molecular clouds. Namely, in the model of gas-based ferrocolloidal soft matter and in the model of non-compensated electron magnetoplasma. The prediction of these models are given in juxtaposition with data on recent Zeeman measurements of the molecular linewidths detected from dark central regions of star-forming interstellar clouds.

Key words: waves: magnetic fields-ISM: molecular clouds

1. *Introduction.* Current study of dynamics of star-forming molecular clouds leads to the conclusion that the intercloud motions are dominated by strong coupling between gas-dust flows and Galactic magnetic fields; the widths of molecular lines provide a direct evidence for such motions. Understandingly that real dynamics of interstellar gas-dust medium in the presence of magnetic fields is a fairly complex topic depending on subtle interplay between different unpredictable factors one of which is chemical composition of interstellar medium (ISM). In such situation a progress in getting insight into the ISM motions is made through idealized models [1] the most familiar of which is the magnetohydrodynamics (MHD). The underlying idea of MHD approach is that all mass of ISM of star-forming molecular clouds possesses properties of highly ionized magnetoplasma. This attitude has been extensively exploited over the years in interpretation of supersonic broadening of molecular lines either in terms of MHD turbulence or wave motions of Alfvén type. It has been found that such an approach provides a fairly reasonable account of data in CO regions of clouds where the temperature and the ionization factor are pretty high [2-5]. However, recent Zeeman measurements of magnetic field in highly obscured cores of molecular clouds have revealed the fact that velocity of intercloud motions are predominately sub-Alfvénic [6]. This discrepancy between MHD estimates and data might mean that the gas-dust composition of the dark cloud cores is quite different from what is implied by model of magnetoplasma.

In this communication we analyze the intercloud motions within the framework of two models alternative to the standard MHD model. First is the

ferrohydrodynamical (FHD) model of magneto-elastic waves owing their existence to high degree of magnetic polarizability of interstellar gas-dust matter. Second is the electro-dynamical model of spiral magneto-electron waves whose propagation is governed by Faraday's induction with the electric field generated by Hall effect caused by flows of thermal electrons. The predictions of these models regarding the group velocity of intercloud motions are presented in juxtaposition with data on recent Zeeman measurements of the molecular linewidths detected from cores of star-forming interstellar clouds.

2. Ferrocolloidal model of ISM. One of conceivable hypothesis regarding the material composition of ISM constituting central regions of dark molecular clouds, poorly ionized by ultraviolet radiation is that it possesses properties of non-conducting gas-based ferrocolloid consisting of tiny ferromagnetic grains suspended in the dense gas of molecular hydrogen. This kind of superparamagnetic ISM has first been discussed by Jones and Spitzer [7] in the context of the starlight polarization problem. The most striking feature of the Jones-Spitzer ISM is its capability of sustaining long-ranged magnetization in form of linear, chain like, agglomerations of ferrograins extended along the magnetic fields threaded the cloud. Evidence is provided by filamentary structure of some of dark molecular clouds. Understandingly that the laws of continuum mechanics of non-conducting magnetically polarized matter are different from those for non-magnetic perfectly conducting magnetoplasma. In [8,9] the argument have been given that gas-dynamics of Jones-Spitzer ISM can be properly described by equations of magneto-elastodynamics of single-axis magneto-elastic insulators; similar equations are utilized in ferrohydrodynamics of ferrocolloidal magnetic fluid. In this paper we present more detail analytic and numerical analysis of this model. The basic idea underlying the ferrohydrodynamical model is to identify the behavior of two-component gas-dust ferrocolloidal ISM with single-component superparamagnetic soft matter of equivalent density and to describe its continuum mechanics in terms of the bulk density $\rho(\mathbf{r}, t)$, the velocity $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$, and the field of magnetization $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ (magnetic moment per unit volume) which are considered in one line as independent dynamical variable of motion. We use the version of FHD model whose governing equations have the form

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \frac{1}{2} \nabla \times [\mathbf{M} \times \mathbf{B}], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{M}], \quad \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [\nabla \times \mathbf{V}(\mathbf{r}, t)]. \quad (3)$$

The equilibrium state of such a fluid is described by linear constitutive equation,

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{B}, \quad (4)$$

where the positive constant χ is the paramagnetic susceptibility of ferrocolloidal.

ISM. It is to be emphasized, in the gas-dust ferrofluid an interaction between the magnetic field and the field of magnetization is not a direct as is the case of solid ferromagnetics, but is mediated by vertical flow resulting in precession of the magnetization around that axis. Analytic form for driving force, which is defined as curl of magnetic torque, Eq.(3), shows that this force arises only under deflection of the magnetization from axis of background magnetic field. The most silent property of the Jones-Spitzer ISM is its capability of transmitting perturbation by magneto-elastic wave having many features in common with above discussed Alfvén wave in the perfectly conducting ISM. This comes from the following considerations. By applying the standard procedure of linearization to equations (1)-(3): $\mathbf{V} \rightarrow \mathbf{V} + \delta\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$, and $\mathbf{M} \rightarrow \mathbf{M} + \delta\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, where $\mathbf{V} = 0$ and $\mathbf{M} = \chi\mathbf{B}$, we obtain

$$\nabla \cdot \delta\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \nabla \cdot \delta\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial \delta\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{1}{2\chi} \nabla \times [\delta\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{M}], \quad (6)$$

$$\frac{\partial \delta\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} [[\nabla \times \delta\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)] \times \mathbf{M}]. \quad (7)$$

This set of equations describes small-amplitude fluctuations of superparamagnetic incompressible fluid around axis of magnetic saturation which are not accompanied by appearance of density of magnetic poles [right of equations (5)]. Substitution into Eqs. (5) the plane-wave form of fluctuating variables

$$\delta\mathbf{V} \propto \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad \delta\mathbf{M} \propto \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (8)$$

leads to

$$\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{V} = 0, \quad \mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{M} = 0. \quad (9)$$

Inserting (8) into (6) yields

$$\omega\rho\delta\mathbf{V} = -\frac{1}{2\chi}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{M})\delta\mathbf{M}. \quad (10)$$

After substitution of (8) into (7) we obtain

$$\omega\delta\mathbf{M} = -\frac{1}{2}[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{M})\delta\mathbf{V} - \mathbf{k}(\delta\mathbf{V} \cdot \mathbf{M})]. \quad (11)$$

By taking scalar product of last equation with $\mathbf{k} \neq 0$ and considering (9), one finds $(\delta\mathbf{V} \cdot \mathbf{M}) = 0$. Given this, the link between frequency and wave vector in the magneto-elastic wave is defined by the following set of equations

$$\omega\rho\delta\mathbf{V} + \frac{1}{2\chi}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{M})\delta\mathbf{M} = 0, \quad (12)$$

$$\omega\delta\mathbf{M} + \frac{1}{2}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{M})\delta\mathbf{V} = 0. \quad (13)$$

One sees that perturbation is transmitted most efficiently when $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$. In this case from (12) and (13) it follows

$$\omega = V_M k, \quad V_M = \frac{MB}{4\rho}. \quad (14)$$

By eliminating $\mathbf{k} \cdot \mathbf{M}$ from equations (12) and (13), one finds that magnetoelastic oscillatory motions satisfy the principle of energy equipartition

$$\frac{\rho \delta V^2}{2} = \frac{\delta M^2}{2\chi}, \quad (15)$$

which states that in the magneto-elastic wave the kinetic energy of fluctuating elastic displacements equals to the mean potential energy of fluctuating magnetization.

The obtained dispersion equation and equation of energy equipartition bears strong resemblance to those for transverse Alfvén wave in the single-component MHD model. However, the very existence of hydromagnetic wave is attributed to the perfect conductivity of cosmic dusty plasma; whereas the magneto-elastic wave owe its existence to magnetic polarizability of non-concluding ferrocolloidal gas-dust medium. As was stressed, the transverse MHD wave in interstellar magnetoplasma is accompanied by coupled fluctuations in the density of magnetic flux and velocity of hydrodynamic flow. The equations (12) and (13) show that in the FHD wave, the field of magnetization and velocity of hydrodynamic flow undergo coupled oscillations [10]. The transverse FHD wave in gas-based ferrocolloidal soft matter can be visualized by vibrations of flexible filaments of magnetization frozen in hydrodynamic flow about axis of background magnetic field; this filaments can be thought of as magnetic chains composed of tiny single domain grains coupled by dipole-dipole forces. It is noteworthy that in contrast to Bloch waves of magnetization in ferromagnetic dielectric solids which is characterized by quadratic in k dispersion relation, $\omega \sim k^2$, the wave transport of magnetization in gas-based ferrocolloidal interstellar medium is described by dispersion free law of propagation, $\omega \sim k$. Kinematically, the magneto-elastic wave have many features in common with the magneto-torsion wave in uniformly magnetized nematic liquid crystals [10]. It is instructive to consider the model of a spherical cloud with uniform magnetization inside. In such a cloud the internal magnetic field is described by the equation [11]: $\mathbf{B} + 2\mathbf{H} = 0$ and $\mathbf{B} - \mathbf{H} = 4\pi\mathbf{M}$, from which it follows $\mathbf{M} = (3/8\pi)\mathbf{B}$. This latter equation can be taken as a constitutive equation for superparamagnetic medium, since the value $\chi = 3/8\pi \approx 0.1$ is typical of magnetic fluids. From this free any adjustable constants and a highly idealized model it follows that at equal B and ρ , the speed of magneto-elastic wave is sub-Alfvénic - $V_M \approx 0.6V_A$. In Fig.1 we plot group velocity V_M of magneto-elastic wave as function of magnetic flux density and particle density; the data have been taken from [6]. One sees that prediction of the model are in a line with this data what can be interpreted as indirect evidence of ferrocolloidal composition of intercloud ISM.

3. *Electron interstellar magnetoplasma.* One more quite plausible wave process owing its existence to the strong coupling intercloud flows with Galactic magnetic field can be helicoidal magneto-electron waves [12]. This

process can take place in the clouds in which large scale motions are dominated by electrons whereas mobility of ions and neutrals is heavily suppressed. The cold ISM of central regions of dark molecular clouds is one of the

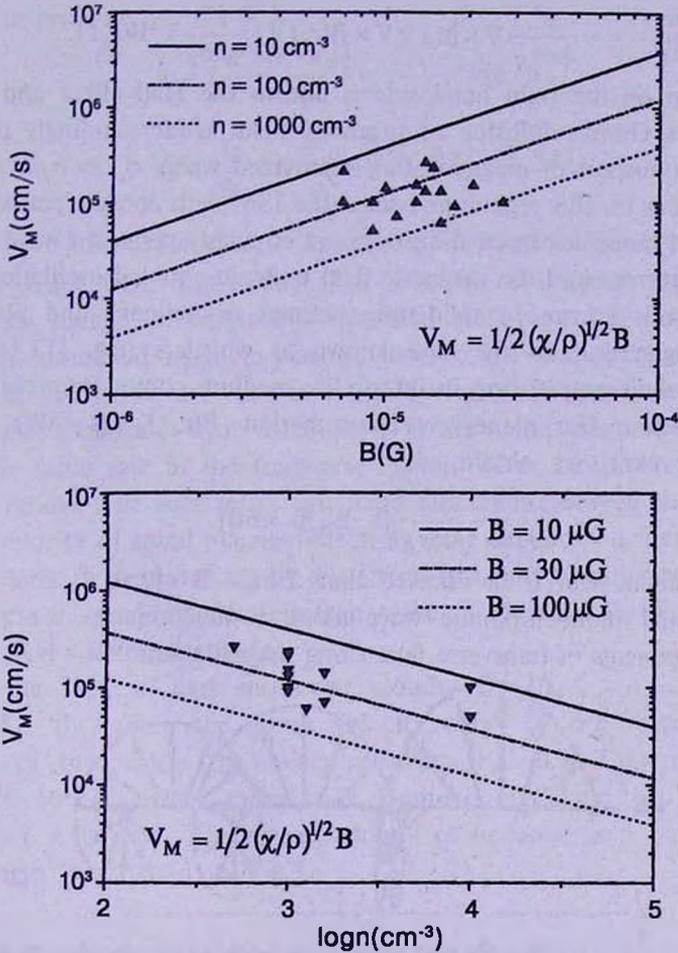


Fig.1. Velocity of the magnetization wave as function of magnetic field (upper panel) and particle density (lower panel); symbols - data from [6].

plausible sites of such a medium. The analysis of motions in such an ISM can be performed on the equation for Faraday's induction

$$\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (16)$$

supplemented by constitutive equation

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}{\sigma_c} + \frac{[\mathbf{n}_B \times \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)]}{\sigma_H}, \quad \mathbf{n}_B = \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad (17)$$

$$\sigma_c = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c}, \quad \sigma_H = \frac{en_e c}{B}, \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t), \quad (18)$$

where the Ohmic conductivity σ_c is given by Drude formula, and σ_H stands for the Hall conductivity; $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ is the density of Ampère's current. Inserting (17) into (16) we obtain

$$\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi\sigma_H} \nabla \times [\mathbf{n}_B \times \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] + \frac{c^2}{4\pi\sigma_c} \nabla^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t). \quad (19)$$

The first term on the right hand side is due to the Hall effect and second term describes Ohmic diffusion of magnetic field. Understanding that dissipative-free transport of magnetic flux is provided when $\sigma_c \gg \sigma_H$. In what follows we focus on this regime and show the ISM with above electrodynamic properties can transmit perturbation by spiral circularly polarized wave in which the electron current and the magnetic field undergo coupled oscillations. This sort of waves is known in solid-state plasmas as helicons and physics of planetary magnetospheres they are known as whistlers (e.g. [13,14]). The possibility of their propagation in interstellar medium comes from the following consideration. For plane-wave perturbation $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \rightarrow \mathbf{B} + \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ with $\delta \mathbf{B} = \mathbf{b}(t) \exp(-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, we obtain

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi\sigma_H} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_B) [\mathbf{k} \times \delta \mathbf{B}]. \quad (20)$$

Let the permanent field \mathbf{B} be directed along z -axis: $\mathbf{B} = [0, 0, B]$, and consider one-dimensional monochromatic wave along z direction, $\mathbf{k} = k \mathbf{e}_z$. In this case the components of transverse fluctuating magnetic field $\delta \mathbf{B} = [\delta B_x, \delta B_y, 0]$

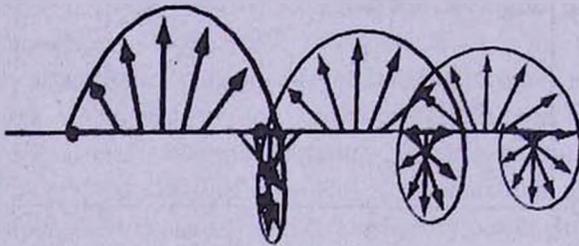


Fig.2. Hodograph of the magnetic field vector in the helicoidal magneto-electron wave.

depend only upon z and t . It is easy to see that the equation (20) amounts to the equation for precession $\delta \dot{\mathbf{B}} = [\boldsymbol{\Omega} \times \delta \mathbf{B}]$ of the vector $\delta \mathbf{B}$ about z -axis with the angular frequency $\boldsymbol{\Omega} = -(cB) \cdot (4\pi n_e e) k^2 \mathbf{e}_z$. Fig.2 pictures the spiral motions of magnetic field density in helicoidal magneto-electron wave. In cartesian coordinates Eq. (20) reads

$$\delta \dot{B}_x = +\frac{c^2 k (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_B)}{4\pi\sigma_H} \delta B_y, \quad \delta \dot{B}_y = -\frac{c^2 k (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_B)}{4\pi\sigma_H} \delta B_x. \quad (21)$$

The wave motions in which two components of the vector field are coupled by a rotation, are customarily described in terms of the right-hand δB_+ and the left-hand δB_- circularly polarized wave's fields $\delta B_+ = \delta B_x + i \delta B_y = b(z) \exp(-i \omega t)$ and $\delta B_- = \delta B_x - i \delta B_y = b(z) \exp(-i \omega t)$. After simple algebra we obtain

$$\frac{\partial \delta B_{\pm}}{\partial t} = \mp i \frac{c^2 k(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_B)}{4\pi\sigma_H} \delta B_{\pm} \quad (22)$$

From (22) it follows that the frequency and group velocity of magneto-electron wave are given by

$$\omega = \pm \frac{c^2 k(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_B)}{4\pi\sigma_H} = \pm \frac{\omega_c}{\omega_p^2} c^2 k(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_B), \quad (23)$$

$$\mathbf{V}_h = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = \pm \frac{c^2 \omega_c}{\omega_p^2} \frac{[\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_B) + k^2 \mathbf{n}_B]}{k}, \quad (24)$$

where $\omega_c = [eB/m_e c]$ and $\omega_p = [4\pi e^2 n_e / m_e]^{1/2}$ stand for the cyclotron and the plasma frequencies, respectively. The helicons or whistlers represent a low-frequency branch of magneto-mechanical excitation in a non-compensated electron-dominated magneto-plasma, that is, the frequency of electron oscillations in this wave is less than the cyclotron frequency $\omega < \omega_c$ [13]. In the electron magneto-hydrodynamics [15] the spiral magneto-electron waves play the same role as the transverse Alfvén waves in the single-component MHD model. The substantial kinematic difference between them is that the group velocity of spiral magneto-electron wave depends on frequency whereas Alfvén wave is characterized by dispersion-free law of propagation: kinematic character of spiral magneto-electron wave is identical to above mentioned Bloch wave in ferromagnetics.

In the ISM of dark molecular clouds, $B = 10 \mu G$, $n_e \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ and $T \approx 10 \text{ K}$. By taking the group velocity equal to the velocity dispersion typical of the widths of molecular lines, $V_h \sim 0.3 - 5.0 \text{ km/s}$, one finds $\lambda \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}$. This space scale is much less than the linear sizes of clouds, $L \sim 10^{17} \text{ cm}$. The group velocity of helicons as a function of their wavelength is pictured in Fig.3.

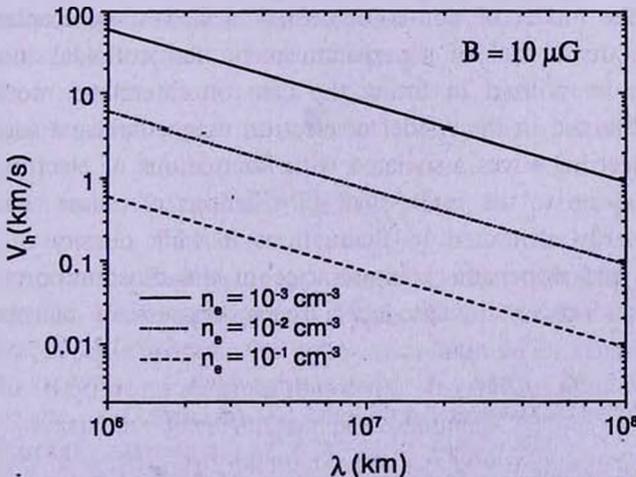


Fig.3. The group-velocity V_h of helicoidal magneto-electron wave as a function of wavelength λ .

If one takes into account the effect of the Ohmic decay of the magnetic flux density one can show that the dispersion relation takes the form

$$\omega = \frac{\omega_c}{\omega_p^2} c^2 k^2 \left(1 + i \frac{\sigma_H}{\sigma_c} \right). \quad (25)$$

In a typical dark molecular cloud, $\omega_c = 10^2 \text{ s}^{-1}$ and $\nu_c = 10^{-3} - 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ so that the criterion of dissipation-free propagation of helicons $\Gamma = \sigma_H / \sigma_c = \nu_c / \omega_c \ll 1$ is well justified, and its validity remains quite robust to the changes in ν_c up to $\nu_c = 100 \text{ s}^{-1}$. These estimates suggest that the helicons can freely propagate in the dark molecular clouds and we conjuncture that they can contribute to the broadening of molecular line [12].

4. *Summary.* While the central role of magnetic fields in interstellar gas dynamics was recognized many years ago, major uncertainties regarding the character of the motions in interstellar clouds followed from inadequate knowledge of the material composition of the intercloud medium. One of the hypothesis is the presence in molecular clouds of a sizable fraction of charged particles (primarily electrons and ions) whose collective flows are strongly coupled with the intercloud magnetic field. On the assumptions that the magnetic field causes both electrons and ions to move with equal velocities and then friction causes the neutral molecules to follow the ions with same velocity, the model of single-component magnetohydrodynamics (MHD) has been extensively exploited in interpreting supersonic broadening of molecular lines in terms of hydromagnetic waves of the Alfvén type. However in inner region of dark molecular clouds where the ionizing ultraviolet radiation is heavily suppressed the applicability of MHD approach becomes questionable. In this paper we investigate two another models of intercloud gas dynamics which are interesting in their own rights because they can have more wide range of applicability. Namely, the ferrohydrodynamical model of gas-based ferrocolloidal soft matter and the model of non-compensated electron magnetoplasma. We have shown that the model of superparamagnetic ferrocolloidal medium of Jones-Spitzer can be utilized in fitting the data on intercloud motions.

The results obtained in the model of electron magnetoplasma suggest that spiral magneto-electron waves associated with fluctuations of electron current density can contribute to the interstellar scintillations of pulsar signals. The latter are customarily attributed to fluctuations in bulk density of electron which determine the dispersion measure, one of the most important characteristics of pulsar activity. In case $\mathbf{n}_b \parallel \mathbf{k}$, the group velocity of these waves is given by

$$V_h = \frac{2c\sqrt{\omega_c}}{\omega_p} \sqrt{\omega} \approx 4.46 \times 10^9 \sqrt{\frac{B}{n_e}} \sqrt{\omega} \text{ cm/s}. \quad (26)$$

This points to the possibility for determination of helicity measure of ISM

depending on ratio B/n_e , the quantity analogous to dispersion measure which depends on n_e and rotation measure depending on B ; understandably that this issue demands special consideration.

This work is partly supported by Korea Research Foundation Grant (KRF-2001-041-D00052).

¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

² Ewha Womans University, Seoul, Korea

³ Center for High Energy Physics, Daegu, Korea

⁴ Yerevan State University, Armenia, e-mail: vpar@ysu.am

СКОРОСТЬ МАГНИТО-ЭЛАСТИЧНЫХ И МАГНИТО-ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН В ТЕМНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ

С.И.БАСТРУКОВ^{1,2,3}, В.В.ПАПОЯН^{1,4}, Д.В.ПОДГАЙНЫЙ¹, Д.Ж.ЯНГ^{2,3}

Выполнены аналитические и численные оценки групповой скорости предположительно неплохо моделирующих ядра магнито-удерживаемых темных молекулярных облаков для двух случаев холодного межзвездного вещества, а именно для модели газовой ферроколоидной пластичной материи и для модели нескомпенсированной магнитоплазмы электронов. Использование предложенных моделей обосновывается сравнением с результатами недавних измерений молекулярной зеемановской ширины линий в спектрах, детектируемых от темных центральных областей звездообразующих межзвездных облаков.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Spitzer*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **28**, 71, 1990.
2. *J.Arons, C.E.Max*, *Astrophys. J.*, **196**, L77, 1975.
3. *P.C.Mayers, A.Goodman*, *Astrophys. J.*, **326**, L27, 1988.
4. *T.Ch.Mouschovias, D.Psaltis*, *Astrophys. J.*, **444**, L105, 1995.
5. *C.F.Gammie, E.C.Ostriker*, *Astrophys. J.*, **446**, 814, 1996.
6. *R.M.Crutcher*, *Astrophys. J.*, **520**, 706, 1999.
7. *R.V.Jones, L.Spitzer*, *Astrophys. J.*, **146**, 943, 1967.

8. *S.I.Bastrukov, J.Yang*, *Astrophys.*, **43**, 295, 2000.
9. *J.Yang, S.I.Bastrukov*, *JETP Lett.* **71**, 577, 2000.
10. *S.I.Bastrukov, P.Y.Lai*, *J. Phys: Condens. Matter*, **11**, L205, 1999; *Physica Scripta*, **61**, 369, 2000.
11. *L.D.Landau, E.M.Lifshitz, L.P.Pitaevskii*, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon, New York, 1995.
12. *S.I.Bastrukov, J.Yang, D.V.Podgany*, *JETP*, **93**, 671, 2001.
13. *A.I.Akhiezer, I.A.Akhiezer, R.V.Polovin, A.G.Sitenko, K.N.Stepanov*, *Plasma Electrodynamics*, Pergamon, New York, 1975.
14. *A.Ishimaru*, *Electromagnetic Wave Processes, Radiation and Scattering*, Prentice-Hall, New Jersey, 1991.
15. *A.S.Kingsep, K.V.Chukbar, V.V.Yan'kov*, *Rev. Plasma Physics*, **16**, 243, 1990.

УДК: 524.3/4-32

ХАОС ПУАНКАРЕ И ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТЕЛ

А.Д.ЧЕРНИН¹, М.ВАЛТОНЕН², Л.П.ОСИПКОВ³, Д.Д.ЧЕНГ²,
С.ВИРЕН²

Поступила 10 ноября 2001

Принята к печати 25 января 2002

Обсуждаются некоторые общие закономерности эволюции системы большого числа гравитирующих тел. Если на начальном этапе динамика системы определяется крупномасштабными возмущениями гравитационного потенциала, связанными с возбуждениями немногих коллективных степеней свободы, то - по аналогии с хаосом в задаче нескольких тел (хаос Пуанкаре) - можно предположить, что в системе будет происходить стохастизация за несколько средних времен пересечения. На следующем этапе эволюции энергия коллективных мод каскадным механизмом должна передаваться все меньшим масштабам, вплоть до отдельных частиц. Обсуждаются численные эксперименты и гросс-динамические соображения, которые могли бы проверить и детализировать эту картину.

1. *Введение.* Начальные стадии динамической эволюции звездных систем, по-видимому, характеризуются сильной нестационарностью (см., например, [1-8]). Долгое время считалось, что переход от первоначального нестационарного состояния к квази-стационарному состоянию, которое описывается равновесными бесстолкновительными моделями, является детерминированным процессом. Наиболее вероятным представлялся коллапс из состояния с нулевой кинетической энергией [2]. Рассматривались различные модели такого коллапса (например, [9,10]).

Линден-Белл [11] ввел представление о бурной релаксации, к которой приводят нестационарные процессы в звездных системах, т.е. о стохастичности в бесстолкновительных системах большого числа гравитирующих тел. Это представление базируется на физике коллективных процессов в нелинейных системах с большим числом степеней свободы. По-видимому, именно фазовое перемешивание в результате нестационарных коллективных процессов приводит к установлению известной правильности в структуре звездных скоплений, галактик, их групп и скоплений.

В терминах эргодической теории релаксацию в системе N гравитирующих точек обсуждали Гурзаян и Саввиди [12]. Дальнейшее развитие, а также критика их соображений содержатся в статьях [13-16]. Следуя Крылову [17], и в соответствии с принципом Мопертюи в форме Якоби, Гурзаян и Саввиди [12] рассмотрели соответствующее $3N$ -мерное риманово пространство и нашли выражение для его кривизны. Известно, что из

отрицательности кривизны следовала бы расходимость близких траекторий в фазовом пространстве задачи N тел, что означало бы стохастичность. Однако полученное выражение для кривизны оказалось слишком сложным для аналитического исследования. Фактически в [12] рассматривалась столкновительная релаксация в сглаженном поле равномерно распределенной материи (что предполагается использованием распределения Хольцмарка). Было найдено, что сглаженное гравитационное поле существенно укорачивает время релаксации. Последнее согласуется с результатами других авторов, полученными другими методами [18-20].

В данной работе мы хотели бы кратко рассмотреть возможную связь фазового перемешивания и хаоса по Линден-Беллу в изолированных и неавтономных галактиках с физикой хаоса в динамических системах с *небольшим* числом степеней свободы (хаос Пуанкаре) и, в частности, в задаче нескольких тел. Мы также обсудим реальные и возможные численные исследования, которые позволили бы более подробно изучить такую связь. Наши предварительные соображения изложены в [21]. Близкие вопросы недавно обсуждал Кандруп [22].

2. Наблюдательные признаки коллективной релаксации. Кратко суммируем данные наблюдений, относящихся к галактикам, гало темной материи галактик, группам и скоплениям галактик, которые позволяют заключить, что эти системы действительно испытали коллективную релаксацию.

Если начать с систем самого большого масштаба, то можно обратиться к одной из крупнейших систем такого рода - богатому скоплению галактик в Волосах Вероники (Coma), масса которого порядка $10^{16} M_{\odot}$. Правильность хода плотности и регулярная кинематика этого скопления делают чрезвычайно вероятным предположение, что оно находится в квази-равновесном состоянии. Скопление обладает обширным, почти сферическим гало темной материи. Типичные скорости галактик скопления оказываются такими же, как тепловые скорости частиц межгалактической плазмы в скоплении (оцененные по данным рентгеновских наблюдений), т.е. порядка 1000 км/с. Как известно, именно такого рода равномерное распределение по *скоростям* (независимо от массы объектов) устанавливается в результате коллективной релаксации. Этим она радикально отличается от столкновительной релаксации вследствие двойных сближений, приводящей к равномерному распределению по *энергии*, с различными скоростями тел разной массы (см., например, [23-25]). Более того, скорости частиц и галактик не только равны друг другу в данной точке скопления, но и практически постоянны по всему объему ряда богатых скоплений. Последнее означает, что распределение массы в таких скоплениях близко к изотермическому закону. Если так, то и частицы темной материи, независимо от их физической

природы, имеют такие же скорости, что и галактики, и частицы плазмы, движущиеся вместе с ними в гравитационном поле, создаваемом главным образом самой темной материей.

Подобные соображения справедливы и для индивидуальных галактик и, в особенности, для их гало темной материи, в которых обнаруживается изотермический ход плотности темной материи. Их можно применить и к шаровым скоплениям, входящим в галактики, с массами до $10^6 M_{\odot}$, если заметную долю их массы действительно составляет темная материя.

Указанные выше системы многих тел - от шаровых звездных скоплений до правильных скоплений галактик - достигли равновесных состояний вследствие коллективных релаксационных процессов. Таким образом, бесстолкновительная коллективная релаксация эффективно происходит и успевает практически полностью завершиться за время жизни систем (~10 млрд.лет). Замечательно, что массы упомянутых систем различаются на 10 порядков величины (!).

Неправильные скопления галактик и сверхскопления, по-видимому, являются нестационарными системами. В них коллективная релаксация, вероятно, еще не завершилась. Можно думать, что некоторые широкие группы галактики (например, широкие триплеты) находятся еще в состоянии начального коллапса и весьма далеки от состояния развитого хаоса. В этом случае изучение подобных нестационарных систем дает возможность прямого наблюдения начальных стадий процесса бурной релаксации.

3. Компьютерное моделирование слияния галактик.

Наблюдаемые процессы взаимодействия галактик, включая их слияния, дают поучительные примеры бурных коллективных явлений. Такие процессы могут быть очень эффективными в небольших компактных группах галактик (см., 26,27)). Слияния двух галактик интенсивно исследовались на мощных компьютерах, обзор этих работ сделан в [28]. По-видимому, в результате слияния двух галактик, сравнимых по массе, образуется эллиптическая галактика с правильным ходом плотности, испытавшая релаксацию [29]. Характерное время такого процесса в 3-5 раз меньше хаббловского. Ясно, что релаксация вследствие звездно-звездных сближений не могла успеть проявиться при таком взаимодействии галактик и, значит, в ходе взаимодействия и слияния галактик происходит бесстолкновительная коллективная релаксация, результатом которой и является финальное равновесное состояние.

4. Начальный хаос Пуанкаре. Таким образом, упомянутые выше данные наблюдений и результаты компьютерных экспериментов позволяют утверждать, что коллективная релаксация является эффективным механизмом статистически необратимой эволюции систем большого числа гравитирующих тел. Однако выявление основных закономерностей бурной

релаксации и других связанных с ней коллективных процессов в гравитирующих системах представляет серьезную проблему как для аналитических, так и численных исследований. Проблема является столь же сложной, как и другие фундаментальные проблемы нелинейной физики.

Для лучшего понимания этих явлений представляется целесообразным обратиться к идеям динамического хаоса, развитым в нелинейной физике. Кажется разумным допустить, что физика, лежащая в основе бурной релаксации, по своему существу такая же, как нелинейная физика задачи нескольких тел, изучавшаяся в течение столетия после пионерских работ Пуанкаре [30], или, в крайнем случае, подобна ей. Мы полагаем, что именно хаотизация может привести к наиболее эффективным коллективным процессам, таким, как нелинейная релаксация на начальных стадиях эволюции гравитирующих систем многих тел.

Наилучшим примером хаоса Пуанкаре в гравитирующих системах является хаос в задаче трех тел, подробно изученный в последнее время во многих работах. Их основные результаты приведены в обзорах [31-33]. Причина стохастичности лежит в нелинейном характере взаимодействия тел и, в особенности, в динамической неустойчивости их траекторий [34]. Эта неустойчивость проявляется в чрезвычайно высокой чувствительности эволюционного поведения системы к мельчайшим изменениям в начальных условиях. Вследствие этого, по прошествии первых нескольких времен пересечения t_c изменение динамического состояния системы становится сложным и непредсказуемым.

Когда система приходит в состояние развитого хаоса, это изменение ее состояния приобретает характер перемежаемости [35], сначала открытой при лабораторных исследованиях турбулентности, а затем - в гидродинамике океанов. Энтропия Колмогорова-Синяя системы (например, [36]) принимает в этом состоянии максимальное значение. Внутренняя структура развитого хаоса определяется странным аттрактором специального типа (подобным аттрактору Лоренца в диссипативных динамических системах). Фрактальная размерность этого аттрактора немного больше, чем два.

Развитый хаос в задаче трех тел существует конечное время, как правило, $10-30 t_c$. Следующие $30-100 t_c$ одно из тел уходит из системы, и хаос постепенно пропадает. Окончательным состоянием системы оказываются тесная пара и удаленное третье тело. Оно является полностью детерминированным.

Физические явления подобного рода могут происходить и в гравитирующих системах большого числа тел, если в них оказываются возможными сильные глобальные изменения гравитационного потенциала. К таким изменениям могут приводить более или менее когерентные движения большого числа частиц в составе нескольких крупных сгустков вещества системы. Очевидно, что при этом число сгустков не может быть большим. При своем движении

несколько таких больших масс взаимодействуют главным образом друг с другом, а не с не вошедшим в сгустки веществом. В результате динамика системы будет неизбежно приобретать черты того же типа, что и в задаче трех (или нескольких) тел. Поэтому на довольно короткой временной шкале (порядка нескольких локальных времен коллапса) динамическое состояние может стать полностью хаотическим. Таким путем в системе инициируется процесс релаксации, который в конечном итоге должен привести систему в состояние равновесия с регулярной геометрической формой и правильным распределением скоростей типа изотермического закона.

5. Переход к хаосу Максвелла-Больцмана. Итак, релаксация в системе начинается с возбуждения глобальных мод большой амплитуды с небольшим числом степеней свободы. Следующий шаг в процессе релаксации полностью определяется взаимодействием между этими глобальными модами и локальными модами возбуждения с большим числом степеней свободы в системах многих тел.

Можно представить, что на этой стадии эволюции будет происходить перекачка энергии от немногих глобальных мод к все более и более многочисленным модам все уменьшающегося масштаба. По своей физической природе этот процесс подобен колмогоровскому каскаду в теории развитой турбулентности (например, [38]).

В ходе этого процесса глобальные моды теряют свою энергию, и этот процесс раньше или позже приводит к вырождению этих мод. В результате первоначальный хаос Пуанкаре постепенно исчезает. Но в данном случае взаимодействие глобальных мод не ведет к смене хаотического состояния детерминированным, как это имеет место в задаче трех тел при образовании в ней тесной двойной. Напротив, хаос Пуанкаре продолжает сосуществовать одновременно с развивающимся каскадом колмогоровского типа, так что все более многочисленные степени свободы приобретают энергию для своего возбуждения. В конце концов этот процесс приводит к возбуждению степеней свободы отдельных частиц в задаче многих тел. Таким представляется физический механизм, который открывает путь перехода от первоначального хаоса Пуанкаре в задаче нескольких тел к хаосу Максвелла-Больцмана в системе большого числа тел.

По аналогии с развитием турбулентности в гидродинамике можно ожидать, что описанный выше каскадный процесс происходит на временной шкале порядка нескольких времен пересечения в системе. По аналогии с каскадным переносом энергии и ее диссипацией на мельчайших "вязких" масштабах можно также предположить, что затем происходит "разогрев" системы многих тел и ее полная релаксация.

Следует заметить, что физика этого заключительного этапа эволюции понятна много хуже, чем физика предшествующих этапов. В частности,

трудно оценить даже порядок величины самого низкого, "вязкого" уровня колмогоровского каскада в фазовом пространстве системы, а с ним и характерного времени полной релаксации системы.

Но в любом случае время дробления энергии и регуляризации системы должно быть много меньше характерного времени парных столкновений. В качестве одного из механизмов, допускающих такую возможность, отметим локальный процесс взаимодействия данной звезды с ее двумя-тремя близкими соседями в фазовом пространстве. Не исключено, что и в этом процессе хаос будет развиваться скорее по Пуанкаре, как в задаче нескольких тел, чем как в кинетической теории газов путем попарных столкновений.

Многообещающим способом исследования намеченной выше качественной эволюционной картины и превращения ее в количественно определенную является проведение компьютерных экспериментов. В то же время перспективным может оказаться и аналитическое исследование, основанное на аппарате гросс-динамики гравитирующих систем.

6. Модели для компьютерных экспериментов. Можно начать с простых моделей, которые позволят непосредственно проследить за развитием нелинейной релаксации. В частности, при таких экспериментах можно найти общие условия, при которых в системе устанавливается изотермический ход плотности с одинаковыми в пределах объема системы типичными скоростями ее членов.

Более конкретно, полезными кажутся модели двух основных типов.

Модель А. Имеется много ($n \gg 1$) частиц массы m и несколько, скажем, $N=3-4$ частиц много большей массы M . Полная масса легких частиц сравнима по массе с полной массой тяжелых частиц. В начальный момент легкие частицы распределены равномерно по сферическому объему радиуса R , а массивные тела располагаются внутри того же объема, причем могут быть их различные конфигурации. Представляло бы значительный интерес выяснить, как степень хаотизации системы из N массивных тел отражается на характере эволюции системы из n частиц.

Модель Б. В этой модели имеется несколько, скажем, $N=3-4$ тел, полная масса которых будет порядка массы нескольких (скажем, i) систем $n_i \gg 1$ тел. Внутри каждой системы массы частиц одинаковы, но отличаются от одной системы к другой, $m_1 > m_2 > \dots > m_r$. В начальный момент системы пространственно отделены одна от другой, а их центры масс покоятся. В ходе эволюции сначала системы сблизятся, а затем будут проникать друг в друга. При этом полный гравитационный потенциал системы будет испытывать быстрые и хаотические изменения.

Эти основные модели и их очевидные модификации будут достаточно адекватно отражать раннюю динамическую эволюцию галактик, включая

события, приводящие к бурным крупномасштабным изменениям крупномасштабного гравитационного поля. Такие модели позволят исследовать процесс перемешивания в фазовом пространстве системы и коллективную релаксацию. В результате удастся составить представление о кинетике бурной релаксации как нелинейного коллективного процесса, к развитию которого привел глобальный динамический хаос. Модели дадут возможность проследить за каскадным переносом энергии и возбуждением мелкомасштабных мод, а также за "разогревом" системы на последующих этапах эволюции.

Технически, число частиц в подобных экспериментах может быть около миллиона. Во всяком случае, оно много меньше, чем число звезд в галактиках, не говоря об ожидаемом числе частиц темной материи в гало галактик и скоплениях галактик. Однако в данном случае число частиц не имеет столь решающего значения, как при исследовании столкновительной релаксации. Действительно, если время релаксации вследствие двойных сближений пропорционально, как известно, числу частиц, то характерное время бурной релаксации определяется только гросс-параметрами системы. Можно показать, что кинетика бурной релаксации качественно одинакова в системах с числом частиц, скажем, от тысячи до миллиона.

Реальные численные эксперименты по этой программе уже начаты в Обсерватории Туорла (Финляндия), и их первые результаты определенно свидетельствуют в пользу намеченной выше эволюционной картины. Так, в частности, оказывается, что уже на начальной стадии хаоса Пуанкаре возникает тенденция к равномерному распределению скоростей частиц в системе, испытывающей взаимодействие (и, в частности, слияния) наиболее крупных из ее исходно существовавших сгустков. Детальное описание этих экспериментов будет дано по их завершении отдельно.

7. Возможности гросс-динамического подхода. Весьма полезными для наших целей могут оказаться и специально поставленные аналитические исследования. Начальные этапы намеченной выше эволюционной картины можно, по-видимому, проследить, пользуясь уравнениями гросс-динамики гравитирующих систем. Гросс-динамика - это раздел звездной динамики, в котором рассматриваются гросс-параметры, т.е. интегральные характеристики системы как целого, такие, как масса, момент инерции, кинетическая и потенциальная энергии [39]. Чем большее число гросс-параметров вводится в рассмотрение, тем более детальное описание пространственно-кинематической структуры достигается. Иерархия уравнений гросс-динамики получается умножением кинетического уравнения $Df(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})/Dt = 0$ на $\prod_{i=1}^3 x_i^{k_i} \dot{x}_i^{l_i}$ с последующим интегрированием по фазовому объему системы [40,41]. Здесь $f(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})$ - функция распределения в шестимерном фазовом пространстве системы, $\mathbf{x} = (x_i)$, $\dot{\mathbf{x}} = (\dot{x}_i)$ - векторы координат и скоростей, k_p, l_i - целые неотрицательные числа.

Таким образом, метод гросс-динамики - это вариант известного метода моментов. Величина $s = \sum_{i=1}^3 (k_i + l_i)$ определяет порядок уравнений гросс-динамики. При $s=0$ получается закон сохранения массы системы, при $s=1$ - уравнение движения центра масс. Первые нетривиальные уравнения получаются при $s=2$. Они включают, во-первых, тензорные обобщения уравнения Лагранжа-Якоби. Если система описывается в инерциальной системе отсчета, то эти уравнения записываются следующим образом:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} I_{ij} = 2T_{ij} + W_{ij}.$$

Здесь T_{ij} - тензор полной кинетической энергии, I_{ij} - тензор инерции, W_{ij} - вириал-тензор, совпадающий для самогравитирующих систем с тензором потенциальной энергии. Определения этих тензоров даны, например, в [42,43]. Следствием этих уравнений является закон сохранения момента количества движения системы. Во-вторых, выводятся уравнения для dT_{ij}/dt , явный вид которых нам не понадобится. Закон сохранения энергии получается как следствие этих уравнений.

Уравнения, соответствующие $s=2$, не образуют замкнутую систему уравнений. Чтобы замкнуть ее, приходится делать дополнительные предположения двоякого рода [44]. Во-первых, необходимо постулировать соотношение между тензорами инерции и потенциальной энергии,

$$W_{ij} = -f^2 GM^{s/2} I_{ij} / I, \quad I = \text{Spur } I_{ij},$$

где G - гравитационная постоянная, M - масса системы, f - безразмерный структурный множитель порядка единицы. Смысл этого условия состоит в предположении, что в ходе эволюции распределение массы меняется квазигомологически, т.е. не происходит резкое выделение ядра. Во-вторых, надо предположить, что зависимость скоростей расширения внутри системы от координат близка к линейной (см. [45]). Предлагались и другие замыкающие соотношения [46]. Их допустимость должна быть проверена специальными компьютерными экспериментами.

Полученная система гросс-динамических уравнений была решена аналитически для сферических систем, когда задача сводится к одномерной [47]. Для систем отрицательной энергии гросс-параметры меняются периодически. Для малых отклонений от равновесия это решение приведено в [11]. Подобный характер эволюции согласуется с результатами численных экспериментов Миллера [48], наблюдавшего незатухающие колебания на протяжении нескольких сотен времен пересечения. Для произвольных осесимметричных систем до сих пор исследованы только малые отклонения от равновесия [49]. Наряду с периодическим изменением размеров системы (происходящим так же, как для сферических систем) найдено периодическое изменение сплюснутости с вдвое меньшим периодом.

Уравнения гросс-динамики более высоких порядков плохо известны.

Некоторые из уравнений третьего порядка для газовых систем приведены в [42]. Если решены уравнения высоких порядков, то с их помощью можно проследить изменение со временем тензоров, более детально описывающих распределение вещества в системе.

Уже в первом нелинейном приближении гросс-динамические уравнения напоминают уравнения задач Энона-Хейлеса и Ферми-Пасты-Улама. Известно, что при некоторых значениях параметров решения этих задач оказываются стохастическими. Соответственно можно предположить, что и решения уравнений гросс-динамики могут быть стохастическими (см. [50]). Важнейшей задачей является определение условий, при которых происходит переход к стохастичности. Вероятно, галактика при этом должна быть в достаточной степени несферической. Что означала бы эта стохастичность? Если тензор потенциальной энергии и соответствующие тензоры более высоких рангов меняются со временем случайным, непредсказуемым образом, то и гравитационный потенциал внутри системы будет случайной функцией. Это значит, что каждая звезда при своем движении в галактике будет испытывать случайные толчки, что необходимо для коллективной релаксации.

Теперь рассмотрим галактику, входящую в группу. До сих пор не выведены общие уравнения гросс-динамики для систем нескольких тел с учетом взаимообусловленного изменения их формы и внутренней структуры. Спиру [51] рассмотрел газовую систему, причем гравитационный потенциал каждого тела учитывался в квадрупольном приближении. Для выявления качественной картины в первом приближении достаточно, вероятно, рассматривать внешние галактики как точечные массы. Тогда вириал-тензор будет включать помимо тензора потенциальной энергии дополнительные слагаемые, связанные с воздействием внешних галактик. Если движения галактик в группе являются упорядоченными, то это приведет лишь к тому, что правые части уравнений гросс-динамики будут явно зависеть от времени. В случае же хаотичности в движениях галактик (подобной описанной выше) вириал-тензор будет случайной функцией, и уравнения гросс-динамики будут стохастическими уравнениями. Качественно такая же ситуация будет и в том случае, если значительные части массы изолированной галактики будут участвовать в когерентных движениях, причиной которых могут быть различные крупномасштабные коллективные явления. Во всех этих случаях создаются благоприятные условия для быстрой бесстолкновительной релаксации в системе. Количественное исследование этих процессов является задачей будущих исследований. Учет уравнений гросс-динамики более высоких порядков позволит в принципе проследить за описанным выше каскадным процессом переноса энергии.

8. Заключение. Мы хотели бы особо выделить следующие два момента в приведенных выше рассуждениях. Во-первых, физика начальных стадий

процесса бурной релаксации является по существу такой же, что и физика хаотизации в задаче трех тел. Во-вторых, переход от хаоса Пуанкаре к хаосу Максвелла-Больцмана в задаче многих тел происходит вследствие каскадного переноса энергии от глобальных мод возбуждения к отдельным телам. Предлагаемые нами компьютерные эксперименты и аналитические исследования могут показать, как начальный хаос Пуанкаре систем с небольшим числом степеней свободы трансформируется в хаос Максвелла-Больцмана систем с многими степенями свободы. Мы ожидаем получить в результате этих исследований ответы на следующие ключевые вопросы:

1. Какой должна быть минимальная начальная амплитуда глобальных коллективных мод, которая может привести к развитию хаоса Пуанкаре в системах многих коллективных тел?

2. На каких временных масштабах развивается хаос Пуанкаре и как он зависит от начальной амплитуды? На каких временных интервалах прекращается хаотизация в задаче нескольких тел, состоящих из большого числа частиц? Не оказываются ли они существенно больше, чем 10-30 времен пересечения (характерное время затухания в "простой" системе трех тел)?

3. Каково характерное время перехода от хаоса Пуанкаре к хаосу Максвелла-Больцмана посредством каскадного механизма? Действительно ли оно порядка нескольких времен коллапса?

4. Каково характерное время "разогрева" или "изотермизации"? Намного ли оно меньше, чем время релаксации вследствие двойных сближений?

5. Действительно ли изотермический ход плотности устанавливается в системе назависимо от ее начальных характеристик?

6. Каковы границы применимости гросс-динамических уравнений различного порядка?

Эти и другие вопросы количественного характера будут изучены в наших последующих работах по данной теме.

Авторы признательны В.А.Антонову за многочисленные стимулирующие обсуждения.

¹ Государственный астрономический институт им. Штернберга, Россия

² Обсерватория Туорла, Университет Турку, Финляндия

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

POINCARÉ CHAOS AND DYNAMICAL EVOLUTION OF GRAVITATING BODY SYSTEMS

A.D.CHERNIN¹, M.VALTONEN², L.P.OSSIPKOV³, Q.-J.ZHENG²,
S.WIREN²

We qualitatively discuss ways of evolution of a non-stationary many-body gravitating system. Dynamical chaos is in the focus of our discussion. At the first stage of system evolution it is controlled by the gravitational potential associated with a few highly excited collective degrees of freedom. The latter is possible when the mass distribution in the system may be represented by a few major bulks of matter, each in the state of more or less coherent motion. By analogy with well-known results of three-body (or few-body) problem we can conclude that Poincaré type chaos might develop in the system. The next stage of the evolution is mainly controlled by an energy cascade from the initial collective modes to smaller scales down to individual bodies. Computer simulations and studies in gross-dynamics that can quantitatively clarify the outlined evolutionary way are discussed.

Key words: (*cosmology*;) *chaos: gravitation: evolution*

ΛΙΤΕΡΑΤΥΡΑ

1. *A.S.Eddington*, *Astron. Nachr.*, Jubiläumsnummer, 9, 1921.
2. *R.Kurth*, *Z. Astrophys.*, 26, 100, 1949.
3. *Γ.Μ.Ιδλις*, *ΔΑΗ СССР*, 122, 997, 1958.
4. *Τ.Α.Αγεκян*, *Αστρον. ж.*, 34, 317, 1960.
5. *I.King*, *Astron. J.*, 67, 471, 1962.
6. *Μ.Ηέnon*, *Ann. Astrophys.*, 27, 83, 1964.
7. *Τ.Α.Αγεκян*, *Αστρον. ж.*, 41, 131, 1964.
8. *Μ.Ηέnon*, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège*s, 15, 217, 1967.
9. *O.J.Eggen*, *D.Lynden-Bell*, *A.R.Sandage*, *Astrophys. J.*, 136, 748, 1962.
10. *Y.Yoshii*, *H.Saio*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 31, 339, 1979.
11. *D.Lynden-Bell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 136, 101, 1967.
12. *V.G.Gurzadyan*, *G.H.Savvidy*, *Astron. Astrophys.*, 160, 203, 1986.
13. *Η.Ε.Κανδруп*, *Physica A*, 169, 73, 1990; *Astrophys. J.*, 364, 420, 1990; *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 706, 81, 1993.
14. *G.Pucacco*, *Astron. Astrophys.*, 282, 473, 1992.
15. *D.Pfenniger*, in "N-Body Problems and Gravitational Dynamics", *Observ. de Paris*, Paris, 1993, p.1.
16. *P.Cipriani*, *G.Pucacco*, in "Ergodic Concepts in Stellar Dynamics", *Springer-Verlag*, Berlin, 1994, p.163.

17. *Н.С.Крылов*, Работы по обоснованию статистической физики, изд. АН СССР, М., Л., 1950.
18. *С.Чандрасекар*, Стохастические проблемы в физике и астрономии, ИЛ, М., 1947.
19. *И.Л.Генкин*, Астрон. циркуляр, №507, 4, 1969; Астрон. ж., 46, 1228, 1969; ДАН СССР, 197, 1042, 1971.
20. *Р.Курт*, Анализ размерностей в астрофизике, Мир, М., 1975.
21. *A.D.Chernin, M.Valtonen, Q.-J.Cheng, L.P.Ossipkov*, in "Stellar Dynamics: from Classic to Modern", St. Petersburg Univ. Press, St. Petersburg, 2001, p.431.
22. *Н.Е.Кандруп*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 2001 (astro-ph/0010647).
23. *В.А.Антонов*, Вестн. ЛГУ, №7, 135, 1962.
24. *В.А.Антонов, С.Н.Нуритдинов, Л.П.Осипков*, в кн.: "Динамика галактик и звездных скоплений", Наука, Алма-Ата, 1973, с.55.
25. *У.А.Антонюв, Л.П.Осипков*, in "Ergodic Concepts in Stellar Dynamics", Springer-Verlag, Berlin, 1994, p.91.
26. *Q.-J.Cheng, M.Valtonen, A.Chernin*, Astron. J., 105, 2047, 1993.
27. *S.Wiren, Q.-J.Cheng, M.J.Valtonen, A.D.Chernin*, Astron. J., 111, 160, 1996.
28. *J.Barnes, L.Hernquist*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 30, 705, 1992.
29. *D.N.Spergel, L.Hernquist*, Astrophys. J. Lett., 397, L75, 1992.
30. *А.Пуанкаре*, Избранные труды, т. II, Наука, М., 1972.
31. *М.Valtonen*, Vistas Astron., 32, 23, 1988.
32. *М.Valtonen, S.Mikkola*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 29, 9, 1991.
33. *A.Chernin, M.Valtonen*, New Astron. Rev., 42, 41, 1998.
34. *V.Szebehely*, Astron. Astrophys., 77, 169, 1972.
35. *Р.Heinämäki, H.Lehto, M.Valtonen, A.Chernin*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 298, 790, 1998.
36. *Я.Г.Синай*, Введение в эргодическую теорию, "Фазис", М., 1996.
37. *Р.Heinämäki, H.Lehto, M.Valtonen, A.Chernin*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 310, 811, 1999.
38. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Гидродинамика, изд. 3, Физматгиз, М., 1986.
39. *Г.Г.Кузмин*, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 5, 11, 1965.
40. *Л.П.Осипков*, в кн.: "Проблемы физики и динамики звездных систем", Изд. Ташкентск. ун-та, Ташкент, 1989, с.52.
41. *Л.П.Осипков*, Вестн. С.-Петербургск. ун-та, сер.1, вып.3, 125, 1993.
42. *С.Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
43. *J.Binney, S.Tremaine*, Galactic Dynamics, 3rd printing, Princeton Univ. Press, Princeton, 1994.
44. *Л.П.Осипков*, Астрофизика, 43, 293, 2000.
45. *J.Som Sunder, R.K.Kochnar*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 221, 553, 1987.
46. *У.Н.Фу, У.С.Сун*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 303, 801, 1999.
47. *С.Чандрасекар, Д.Элберт*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 155, 435, 1972.
48. *Р.Н.Миллер*, in "Ergodic Concepts in Stellar Dynamics", Springer-Verlag, Berlin, 1994, p.137; R.H.Miller, B.F.Smith, Cel. Mech. Dyn. Astron., 59, 161, 1994.
49. *Л.П.Осипков*, Астрофизика, 43, 483, 2000.
50. *S.Sridhar, A.Nityananda*, Astron. Astrophys., 10, 279, 1989.
51. *Н.Спуроу*, Cel. Mech., 18, 351, 1978.

УДК: 524.354.6

Краткие сообщения

О НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ

1. *Введение.* Учет возможности образования странной кварковой материи в сверхплотной ядерной плазме [1] приводит к тому, что уравнение состояния (УС) сверхплотного вещества обретает ван-дер-ваальсовский характер. При этом оказывается, что приходящаяся на барион энергия ϵ , как функция барионной плотности n , в зависимости от значений недостаточно точно определенных в теории сильных взаимодействий параметров может иметь как отрицательный, так и положительный минимум ϵ_{\min} . Это обстоятельство, в свою очередь, приводит к двум альтернативным возможностям.

При реализации случая $\epsilon_{\min} < 0$ возможно самосвязанное состояние странного кваркового вещества и, как следствие, самоудерживающиеся конфигурации, целиком состоящие из такого вещества, так называемые "странные звезды", исследованные в многочисленных работах. Если же реализуется вариант УС с $\epsilon_{\min} > 0$, то при плотностях выше пороговой для рождения странной кварковой материи происходит фазовый переход первого рода со скачком плотности. При этом в соответствии с условием Гиббса возможно термодинамическое равновесие между кварковым веществом и нуклонной компонентой, т.е. имеет место одновременное сосуществование двух фаз. Модели звезд, соответствующие такому УС, будут иметь ядро, состоящее из странного кваркового вещества, и оболочку с составом вещества обычных нейтронных звезд.

В работе рассмотрен широкий набор реалистических УС, обеспечивающих сосуществование нуклонного вещества со странной кварковой материей. Обнаружено, что некоторые из этих УС приводят к появлению дополнительного локального максимума на кривой зависимости массы звезды M от ее центрального давления P_c в области малых масс ($M/M_\odot \approx 0.08$), что обуславливает возможность существования нового семейства устойчивых равновесных звездных конфигураций с довольно интересными отличительными особенностями.

Рассчитаны модели, соответствующие наиболее точно определенным наблюдательным данным.

2. *Уравнения состояния и результаты расчета.* В настоящей работе в рамках модели "мешка МТИ" [2] рассчитаны УС, для которых выполняются условия термодинамического равновесия между странным кварковым веществом и нуклонной компонентой. В числе УС для нуклонной компоненты впервые использованы полученные в [3] релятивистские УС нейтронного вещества (в околоядерной и надъядерной области плотностей $3.56 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 < \rho < 4.81 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$), в которых учтено влияние двухчастичных корреляций в так называемом λ^{00} -приближении. В настоящей работе для этих моделей, а также для соответствующих УС нуклонной компоненты сохраняются принятые в [3] обозначения "Вопп" и "НЕА". Двухчастичные корреляции оказывают заметное влияние на УС по большей мере вплоть до плотностей $n < 0.35 \text{ фм}^{-3}$ (за которыми расчеты, проведенные в приближении Хартри-Фока, практически не отличаются от вышеупомянутых) [3]. По этой причине новые результаты из [3], охватывающие диапазон $0.02 \text{ фм}^{-3} < n < 0.28 \text{ фм}^{-3}$, скомбинированы с общепринятыми УС вещества при очень больших плотностях. В качестве альтернативного варианта УС нейтронного вещества был выбран MF3 из [4], характеризуемый более "жестким" поведением на большей части упомянутого интервала плотностей.

Расчеты слоистых нейтронных звезд с кварковым ядром выполнялись на основе УС, полученных путем комбинации УС для нейтронного вещества (НЕА, Вопп и MF3) с несколькими вариантами кварковой компоненты.

Для реалистического диапазона значений феноменологических параметров кваркового мешка, обеспечивающих положительные значения приходящейся на барион энергии в точке минимума, определены характеристики точек фазового перехода, которые представлены в табл.1 для некоторых из рассчитанных УС. В работе использованы следующие обозначения для вариантов кварковой компоненты: Q1 ($B=60 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s=190 \text{ МэВ}$, $\alpha_c=0.4$), Q2 ($B=55 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s=175 \text{ МэВ}$, $\alpha_c=0.4$), Q3 ($B=60 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s=200 \text{ МэВ}$, $\alpha_c=0.43$). В последнем столбце приводится параметр скачка плотности λ , который в случае релятивистских

моделей определяется как $\lambda = \frac{\rho_Q}{\rho_N + \rho_0/c^2}$ (ρ_0 , ρ_N и ρ_Q - значения

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ДЛЯ УС СО СКАЧКОМ ПЛОТНОСТИ

Уравнение состояния	$\rho_N, 10^{14} \text{ г/см}^3$	$\rho_Q, 10^{14} \text{ г/см}^3$	$P_0, 10^{33} \text{ дин/см}^2$	λ
НЕА + Q1	3.13	3.83	5.028	0.469
MF3 + Q1	2.16	3.08	7.554	0.318
НЕА + Q2	1.97	2.86	1.351	0.863
НЕА + Q3	2.33	3.50	2.604	0.708

давления и массовых плотностей в нуклонной и кварковой фазах соответственно в точке фазового перехода) [5].

Следует отметить достаточно высокие значения плотности нуклонной фазы на границе раздела для вариантов HEA + Q1 и HEA + Q3.

Для рассчитанных УС построены серии моделей слоистых нейтронных звезд с кварковым ядром. Рассчитаны также модели, соответствующие наиболее точным наблюдательным данным - массам $M = 1.44 M_{\odot}$ и $M = 1.77 M_{\odot}$ и гравитационному красному смещению $Z_s = 0.23$, - а также конфигурации максимальных масс. Для упомянутых моделей в табл.2 приведены радиус звезды R , гравитационная масса M , масса покоя M_0 , собственная масса M_p , гравитационное красное смещение с поверхности звезды Z_s , релятивистский момент инерции I , а также масса кваркового ядра M_{core} и его радиус R_{core} в зависимости от центрального давления P_c . Аналогичные расчеты для полученного в [3] УС Вонп выявили очень несущественные различия в получаемых интегральных параметрах соответствующих моделей звезд, поэтому все результаты приведены только для варианта HEA.

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИЙ
МАКСИМАЛЬНЫХ МАСС И МОДЕЛЕЙ с

$$M = 1.44 M_{\odot}, M = 1.77 M_{\odot} \text{ и } Z_s = 0.23$$

P_c МэВ/фм ³	R , км	$\frac{M}{M_{\odot}}$	$\frac{M_0}{M_{\odot}}$	$\frac{M_p}{M_{\odot}}$	Z_s	I , M_{\odot} км ²	$\frac{M_{core}}{M_{\odot}}$	R_{core} , км
MF3 + Q1 ($B = 60$ МэВ/фм ³ , $m_t = 190$ МэВ, $\alpha_c = 0.4$)								
79.12	12.14	1.397	1.573	1.622	0.230	70.27	1.192	9.57
86.39	12.10	1.440	1.628	1.682	0.241	73.09	1.243	9.65
264.56	11.21	1.770	2.076	2.213	0.369	86.86	1.659	9.74
346.15	10.91	1.782	2.090	2.255	0.389	83.26	1.683	9.56
HEA + Q1 ($B = 60$ МэВ/фм ³ , $m_t = 190$ МэВ, $\alpha_c = 0.4$)								
63.40	10.68	1.228	1.366	1.404	0.230	55.24	1.106	9.48
92.47	10.85	1.440	1.633	1.688	0.282	69.91	1.333	9.86
329.74	10.28	1.770	2.075	2.234	0.425	82.10	1.709	9.69
346.15	10.24	1.770	2.076	2.240	0.429	81.37	1.711	9.65
HEA + Q2 ($B = 55$ МэВ/фм ³ , $m_t = 175$ МэВ, $\alpha_c = 0.4$)								
54.69	10.86	1.249	1.420	1.423	0.230	60.36	1.211	10.18
74.67	11.09	1.440	1.668	1.678	0.274	75.19	1.408	10.51
157.99	11.12	1.770	2.110	2.160	0.373	97.43	1.744	10.70
316.48	10.61	1.862	2.241	2.357	0.440	94.25	1.843	10.28
HEA + Q3 ($B = 60$ МэВ/фм ³ , $m_t = 200$ МэВ, $\alpha_c = 0.43$)								
62.80	10.47	1.204	1.326	1.375	0.230	52.91	1.141	9.60
95.84	10.68	1.440	1.619	1.691	0.288	69.03	1.386	9.98
352.33	10.11	1.756	2.039	2.222	0.432	79.39	1.725	9.68

Все рассчитанные модели стабильны (энергия связи $E_b = M - M_0$ отрицательна). У модели HEA+Q3 не достигается значение массы $M = 1.77 M_\odot$ ($M_{max} = 1.756 M_\odot$).

Известно, что параметр скачка плотности λ характеризует не только внутреннюю структуру звезды, но и вид кривой зависимости массы M от центрального давления P_c [5]. Если $\lambda > 3/2$, то на устойчивой ветви нейтронных звезд образуется локальный максимум и конфигурации, для которых $dM/dP_c < 0$, неустойчивы. Во всех приведенных вариантах $\lambda < 3/2$, а значит, в представленных моделях отсутствует область неустойчивости относительно радиальных колебаний, обусловленная зарождением новой фазы (появлением странного кваркового ядра).

Как показано, в частности, в [6], в области масс $M \geq 1 M_\odot$ интегральные параметры обычных нейтронных звезд и странных звезд достаточно близки. Полученные в настоящей работе результаты продемонстрировали, что интегральные параметры слоистых нейтронных звезд с кварковым ядром в этой области определяются в основном характеристиками ядра и также схожи с упомянутыми данными. При идентификации же звезд малых масс, как показало настоящее исследование, появляются дополнительные возможности для использования различий в расчетных данных различных моделей. В частности, для некоторых реалистических УС нейтронного вещества (HEA, Wopn) выявлено наличие дополнительного локального максимума на кривой $M(P_c)$. Полученные результаты в полном виде будут опубликованы позднее. Одна из подобных моделей подробно исследована в [7,8] в области малых масс, где соответствующие слоистые нейтронные звезды имеют радиусы порядка 1000 км, что делает их похожими на белые карлики.

Автор выражает благодарность проф. Ю.Л.Вартаняну за полезные обсуждения.

On the neutron stars with a quark core. The models of neutron stars with a quark core are calculated based on the wide set of equations of state for superdense matter. For some realistic equations of state for neutron matter the possibility of existence of the new branch of stable layer neutron stars is revealed.

Key words: stars: neutron

15 марта 2002
Ереванский государственный университет,
Армения, anharutr@sun.yu.am

А.Р.Арутюнян
A.R.Harutyunyan

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Witten*, Phys. Rev., **D30**, 272, 1984.
2. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.V.Thorn, V.F.Weisskopf*, Phys. Rev., **D9**, 3471, 1974.
3. *F.Weber, N.K.Glendenning, M.K.Weigel*, Astrophys. J., **373**, 579, 1991.
4. *R.C.Malone, M.V.Johnson, H.A.Bethe*, Astrophys. J., **199**, 744, 1975.
5. *B.Kaempfer*, Phys. Lett., **101B**, 366, 1981.
6. *Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян*, Письма в Астрон. ж., **21**, 136, 1995.
7. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **44**, 323, 2001.
8. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Письма в Астрон. ж., **28**, 29, 2002.

CONTENTS

Isotopic ratio and abundance of interstellar neutral helium by direct measurements	
<i>G.N.Zastenker, E.Salerno, F.Buehler, P.Bochsler, M.Bassi, Yu.N.Agafonov, N.A.Eismont, V.V.Khrapchenkov, H.Busemann</i>	159
The results of photometric and polarimetric observations of FU Ori-Type star V1057 Cyg at time interval from the outburst to present days	
<i>E.N.Kopatskaya, V.P.Grinin, D.N.Shakhovskoy, O.S.Shulov</i>	175
The unusual Ae/Be Herbig star XY Per A	
<i>I.N.Chkhikvadze</i>	183
Estimation of the merging time scale for components of the W UMa-Type contact systems	
<i>G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov</i>	193
Magnetic field of a neutron star with color superconducting quark matter core	
<i>D.M.Sedrakian, D.Blaschke</i>	203
Changes of the intergalactic medium opacity during reionization	
<i>V.G.Gorbatsky</i>	213
Transformation and scattering of waves on charged particles in a magnetized plazma. II	
<i>H.B.Nersisyan, D.M.Sedrakyan, H.H.Matevosyan</i>	223
The influence of gravitational lensing on determination of the luminosity function of background objects	
<i>Yu.L.Bukhmastova</i>	231
On the correlation of directions of magnetic fields and the major axes of extragalactic radio sources	
<i>R.R.Andreasyan, S.Appl, H.Sol</i>	241
The stability of Riemann's S ellipsoides with spheroidal halo	
<i>M.G.Abramyan</i>	251
Line formation in purely scattering optically thick atmospheres	
<i>A.I.Shapiro</i>	263
Fluctuations of the radiation intensity outgoing from a multicomponent stochastic atmosphere	
<i>A.G.Nikoghossian</i>	273
Velocities of magneto-elastic and magneto-electron waves in dark molecular clouds	
<i>S.Bastrukov, V.Papoyan, D.Podgainy, J.Yang</i>	285
Poincaré chaos and dynamical evolution of gravitating body systems	
<i>A.D.Chernin, M.Valtonen, L.P.Ossipkov, Q.-J.Zheng, S.Wiren</i>	295
NOTES	
On the neutron stars with a quark core	
<i>A.R.Harutyunyan</i>	307

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ЛИНЗИРОВАНИЯ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ФОНОВЫХ ОБЪЕКТОВ
Ю.Л.Бухмастова 231
- О КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ НАПРАВЛЕНИЯМИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И БОЛЬШИХ ОСЕЙ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ
Р.Р.Андреасян, С.Аппл, Э.Сол 241
- УСТОЙЧИВОСТЬ S ЭЛЛИПСОИДОВ РИМАНА СО СФЕРОИДАЛЬНЫМ ГАЛО
М.Г.Абрамян 251
- ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ В ЧИСТО РАССЕЙВАЮЩИХ ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТЫХ АТМОСФЕРАХ
А.И.Шапиро 263
- ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЫ. I
А.Г.Никогосян 273
- СКОРОСТЬ МАГНИТО-ЭЛАСТИЧНЫХ И МАГНИТО-ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН В ТЕМНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ
С.И.Баструков, В.В.Папоян, Д.В.Подгайный, Дж.Янг 285
- ХАОС ПУАНКАРЕ И ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТЕЛ
А.Д.Чернин, М.Валтонен, Л.П.Осипков, Д.Д.Ченг, С.Вирен 295
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
О НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ
А.Р.Арутюнян 307