Казахский национальный университет имени аль-Фараби

УДК **524.354.7(043)** На правах рукописи

КЕНЖЕБЕКОВА АҚМАРАЛ ИГІЛІККҚЫЗЫ

Динамика пылевых частиц в окрестности белых карликов: орбитальная эволюция и диффузия в атмосфере

6D061100 – Физика и астрономия

Диссертация на соискание ученой степени
доктора философии (PhD)

Научные руководители:

кандидат физико-математических

наук, профессор Коданова С.К.,

кандидат физико-математических
наук Шестакова Л.И.

доктор физико-математических наук,
профессор Майоров С.А.

Республика Казахстан

Алматы, 2024

СОДЕРЖАНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ..... 3
ВВЕДЕНИЕ 4
1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ 9
2 РОЛЬ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АСТРОФИЗИКЕ И ИХ НАБЛЮДАЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА В СПЕКТРЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ 23
2.1 Поглощение и излучение света частицами по теории Ми 24
2.2 Оценка коэффициентов поглощения и радиационного давления на пылевые частицы 29
3 ЭВОЛЮЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ОКРЕСТНОСТИ ЗАГРЯЗНЕННЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ 34
3.1 Силы, действующие на пылевую частицу 34
3.2 Тепловой баланс и испарение пылевых частиц вблизи белых карликов G29-38 и WDJ1644–0449..... 38
3.3 Динамика пылевых частиц вблизи белых карликов G29-38 и WDJ1644–0449..... 46
3.3.1 Динамика испаряющихся пылевых частиц около G29-38 48
3.3.2 Динамика испаряющихся пылевых частиц около WDJ1644–0449 и 4-х звёзд сравнения с $T_{eff} < 5000K$..... 54
4 О ДИНАМИКЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АТМОСФЕРЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ..... 59
4.1 Расчет коэффициента диффузии в оболочках загрязненных белых карликов 59
4.2 Возможные механизмы разрушения пылевых частиц в атмосфере белого карлика 68
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 78
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ 80

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

АЧТ – абсолютное черное тело
а.е. – астрономическая единица
БК – белые карлики
ИК – инфракрасное излучение
BHMIE – численная модель теории Ми, разработанная Борен-Хаффманом
CoRot – Convection Rotation and planetary Transits – миссия космического телескопа
GAIA – Global Astrometric Interferometer for Astrophysics – космический телескоп оптического диапазона Европейского космического агентства
FOS – Faint Object Spectrograph – спектрограф на космическом телескопе Хаббл
IRAS – Infrared Astronomical Satellite – спутниковые наблюдения инфракрасного излучения
IRAC – Infrared Array Camera система инфракрасных камер на космическом телескопе Spitzer
IRS Infrared Spectrograph инфракрасный спектрограф на космическом телескопе Spitzer
MIPS – многодиапазонный фотометрический фотометр на космическом телескопе Spitzer
NASA – National Aeronautics and Space Administration
SOAR – Sourthern Astrophysical Research – южное астрофизическое исследование
TESS – Transiting Exoplanet Survey Satellite
WD – белый карлик – white dwarf
$B(\lambda, T_{eff})$ - функция Планка
$\vec{F}_{P-R}$ – сила сопротивления Пойнтинга-Робертсона
$R_{\odot}$ – радиус Солнца
$M_{\odot}$ – масса Солнца
R_{*} – радиус звезды
T_{eff} – эффективная температура звезды
R_{dust} – радиус пылевой частицы
h – постоянная Планка

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена моделированию динамики пылевых частиц силикатного и графитового состава в области сублимации белых карликов в рамках проблемы обогащения атмосфер белых карликов тяжёлыми элементами из внешних источников.

Актуальность темы

Исследование внесолнечных планетных систем вокруг звезд представляет собой фундаментальную научную задачу в современной астрофизике. Такие системы называются экзопланетными, и в рамках проектов CoRoT [1], сообщества NASA Kepler [2,3], WISE [1], TESS [2] и GAIA [3] проводятся наблюдения за ними и изучение их свойств с помощью современных спектрометрических и фотометрических методов, что вносит существенный вклад в науку. В настоящее время наиболее прямым способом изучения состава экзопланетного материала являются анализ загрязнений металлами белых карликов. Это связано с тем, что более четверти белых карликов аккрецирует в свою атмосферу каменистые материалы, что обусловлено сильной гравитацией звезды [4–7]. По наблюдениям миссии GAIA в спектре более чем у 500 белых карликов обнаружены линии щелочных металлов и других тяжелых элементов [6]. Однако, только 1-3% из них дают наблюдаемый избыток инфракрасного (ИК) излучения пылевых частиц в пределах приливного радиуса белого карлика [8], что указывает на наличие вращающегося пылевого диска. Тем не менее, в последнее время доказательство загрязнения металлами белых карликов и их связь с окружающими планетными системами становятся все больше. Эти планетные системы в окрестности белых карликов представляют собой важную информацию о составе экзопланет, которую невозможно получить другими методами наблюдения.

Согласно теории эволюции, все звезды с массами порядка солнечной заканчивают свою эволюцию белыми карликами. Естественно, в число этих звезд также входит и наше Солнце, поэтому белые карлики являются ключевыми объектами исследования при изучении эволюции Солнечной системы в реальном времени. С другой стороны, изучение загрязненных белых карликов позволяет определить свойства и химический состав планетарных систем вне Солнечной системы. При этом некоторые вопросы, как время жизни пылевых частиц, структура и эволюция пылевых дисков все ещё остаются актуальными. Нашей исследовательской задачей является моделирование динамики внешнего пылевого вещества во время аккреции на поверхность звезды, вследствие чего происходит обогащение атмосферы звезды тяжелыми элементами – металлами.

Таким образом, на основании вышеизложенного, диссертационная работа посвящена исследованию динамики пылевых частиц вокруг загрязненных белых карликов.

Связь диссертации с другими научными проектами и разработками

Работа выполнена в рамках планов научно-исследовательских проектов Министерства образования и науки Республики Казахстан по приоритету:

Научные исследования в области естественных наук по теме грантового финансирования: ИРН AP08956243 «FEB сценарий для экзопланетных систем на основе теории катастрофической термодеструкции малых тел», сроки исполнения 2020 - 2021гг., государственная регистрация № 0120РК00267. Работа связана с предыдущими разработками по программе целевого финансирования BR05236322 Министерства Образования и науки РК за 2018-2020гг. и целевой научно-технической программе BR05336383 Аэрокосмического комитета Министерства обороны и аэрокосмической промышленности Республики Казахстан за 2018-2020гг; ИРН BR18574080 - «Исследование фундаментальных и прикладных проблем физики плазмы, плазмоподобных сред для целей решения задач современной энергетики и получения новых функциональных материалов» за 2018-2020гг.

Целью диссертации является исследование динамики испаряющихся пылевых частиц путём моделирования их орбитального движения в процессе аккреции частиц из внешнего пылевого облака на поверхность звезды.

Для решения поставленной задачи выбраны две звезды с признаками присутствия внешнего вещества:

1) белый карлик G29-38 (температура поверхности около 11600К), обладающий ИК избытком излучения из-за присутствия горячей пыли [9];

2) белый карлик WDJ1644–0449 (температура поверхности 3800К) [12], у которого обнаружены спектральные линии лития и других щелочных металлов, но отсутствует ИК избыток излучения.

Для достижения цели диссертации последовательно решаются следующие **исследовательские задачи**:

1. Выполнить расчёты **эффективных факторов** поглощения и радиационного давления по теории Ми в зависимости от длины волны излучения, материала и радиуса гранулы для частиц силикатного и графитового состава в интервале размеров от 0.01 мкм до 100 мкм.

2. По расчетам теплового баланса пылевых частиц **определить температуры нагрева частиц** в зависимости от их радиуса, материала и расстояния до звезды и другие сопутствующие параметры. В расчётах теплового баланса пылевых частиц используется теоретическая функция излучения Планка в качестве модели излучения звезды и теплового излучения пылевой частицы, учитываются потери энергии на испарение с использованием вещественных параметров каждого материала.

3. Исследовать **влияние давления излучения звезды** на пылевые частицы с использованием данных среднего фактора светового давления и отношения силы радиационного давления к силе тяготения в зависимости от радиуса пылевой частицы и материала для каждой звезды.

4. Провести анализ **динамической эволюции частиц**. Для этого выполняется совместное решение системы дифференциальных уравнений движения и уравнения испарения гранулы, расчет траектории движения

пылинки в экзопланетной системе с заданными параметрами каждой звезды: массой, радиусом и температурой поверхности.

5. Выполнить итоговый анализ и сделать основные выводы по результатам расчётов для достижения цели диссертации.

Объект исследования. Пылевые частицы, находящиеся вблизи следующих астрофизических объектов: белый карлик G29-38, холодный карлик WDJ1644–0449.

Предмет исследования. Динамика пылевых частиц в области сублимации около исследуемых звёзд в зависимости от их температуры звёзд, радиуса, материала, текущего расстояния от звезды и начального радиуса частиц в системе каждой выбранной звезды.

Методы исследования. При решении задач, необходимых для достижения поставленной цели, проводятся расчеты температурного распределения и орбитальной эволюции базальтовых и графитовых пылевых частиц в области сублимации белых карликов. На основе комплексных индексов рефракции, полученных из экспериментов для графита и выбранного силикатного материала – базальта рассчитываются параметры, характеризующие взаимодействие сферических пылевых частиц с электромагнитным излучением по теории Ми. Использовался метод Чепман-Энскога и модель взаимодействия частиц для расчета коэффициента диффузии.

Новизна работы. В рамках данной диссертации впервые были получены следующие результаты для пылевых частиц в окрестности белых карликов G29-38 и WDJ1644–0449:

- получено распределение температур базальтовых и графитовых пылевых частиц в зависимости от радиуса частицы и расстояния до звезды;

- на основе решения системы дифференциальных уравнений движения и уравнения испарения пылевой частицы выполнены расчеты траектории движения пылевых частиц в двух экзопланетных системах в процессе сублимации до достижения полного испарения частиц. Расчёты проводились для круговых и параболических орбит;

- получены границы зон полного испарения базальтовых и графитовых частиц для каждой звезды.

- пылевые частицы микронных размеров, движущиеся по параболическим орбитам, могут непосредственно попадать на поверхность холодного карлика WDJ1644-0449, не достигнув полного испарения.

Научная и практическая ценность диссертации. Полученные результаты вносят существенный вклад в решение проблемы обогащения атмосферы белых карликов тяжелыми элементами из внешних источников и могут быть использованы при исследовании экзопланетных систем, а также для понимания эволюции белых и коричневых карликов и планет-гигантов, нейтронных звезд и других астрофизических объектов. Исследование диффузии в атмосферах белых карликов позволяет определить динамические и транспортные свойства горячего плотного вещества у белых карликов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Для пылевых частиц размером $0.1 \div 100$ мкм, движущихся по круговым орбитам вокруг белых карликов G29-38, WDJ1644-0449, параметры которые взяты из GAIA Data Release 2, существуют безпылевые зоны, размеры которых составляют: для графитовых частиц – $0.16R_{\odot}$ вблизи БК G29-38 и $0.0195R_{\odot}$ вблизи БК WDJ1644-0449, для базальтовых частиц – $0.52-0.65R_{\odot}$ вблизи БК G29-38 и $0.039R_{\odot}$ вблизи БК WDJ1644-0449.

2. Пылевые частицы базальтового материала с начальным радиусом больше 300 мкм и графитового материала радиусом больше 0.3 мкм, движущиеся по параболическим орбитам, попадают непосредственно на поверхность холодного карлика WDJ1644-0449, не достигнув полного испарения.

3. В области параметра неидеальности $\Gamma < 1$, диффузия углерода в оболочках белых карликов происходит 10 раз быстрее, чем диффузия кремния.

Личный вклад автора. Автор принимал непосредственное участие в постановке исследовательской задачи совместно с научными консультантами, проведении численных расчетов, проведении сравнений и анализа полученных результатов, подготовке выводов, представлении полученных результатов на международных конференциях, подготовке результатов работы к публикации.

Достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждаются публикациями в журналах дальнего зарубежья с высоким импакт-фактором и в изданиях, рекомендованных Комитетом по контролю в сфере образования и науки МНВО РК, и в трудах международных научных конференций ближнего и дальнего зарубежья.

Апробация диссертационной работы. Результаты, полученные в диссертационной работе, обсуждались:

– на Международной конференции «XXXIV International Conference on Phenomena in ionized Gases» (2019, Sapporo, Japan);

– на Международной конференции студентов и молодых ученых «Фараби Әлемі» (2019, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы);

– на Международной конференции студентов и молодых ученых «Фараби Әлемі» (2020, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы);

обсуждались с профессорами: С.А. Майоровым (Россия) в рамках международного сотрудничества, А.В. Серебрянским (Казахстан, Институт Астрофизики им. В.Г. Фесенкова) в рамках программы стажировки.

Публикации. По материалам диссертационной работы опубликовано 6 печатных работ: 5 - в журналах из Перечня КОКСНВО МНВО РК для опубликования основных результатов диссертаций на соискание ученой степени PhD и 1 статья в журналах дальнего зарубежья с высоким импакт-фактором, входящие в международные информационные ресурсы Web of Science (Clarivate Analytics, США) и Scopus (Elsevier, Нидерланды); 5 работ в сборниках международных научных конференций.

Статья с высоким импакт-фактором по базе данных Clarivate Analytics или в изданиях, входящих в международную научную базу данных Scopus:

1. Shestakova L.I., Serebryanskiy A.V., Kenzhebekova A.I. On the survival of dust grains in the sublimation zone of cold white dwarfs // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2022. – Vol.514(1). – P.997-1005.

Статьи в изданиях, рекомендуемых КОКСНВО Министерства науки высшего образования МНВО РК:

1. Shestakova L.I., Serebryanskiy A.V., Kenzhebekova A.I. Dynamics of dust grain in the sublimation zone of cold white dwarfs // Reports of the NAS of the republic of Kazakhstan. – 2022. – Vol.1 (341). – P. 130-136.
2. Шестакова Л.И., Кенжебекова А.И. Сублимация пылевых частиц вблизи белого карлика G29-38 // Известия НАН РК, серия физико-математическая. – 2021. – №3 (337). – С.156-166.
3. Kenzhebekova A.I.,Bastykova N.K, Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Maiorov S.A., Moldabekov Z.A. Destruction of a dust particle in the white dwarf atmosphere // The Japan Society of Applied Physics. – 2020. – Vol. 59(4). – SHHA04.
4. Skvortsova N. N., Maiorov S. A., Malakhov D. V., Stepakhin V. D., Obraztsova E. A., Kenzhebekova A.I. Shishilov O. N. On the dust structures and chain reactions induced over the regolith by gyrotron radiation // JETP Letters. – 2019. – Vol.109. (7). – P.441-448.
5. Кенжебекова А.И., Коданова С.К. О левитации пыли над поверхностью Луны // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2019. – №2(69). – С. 47-52.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 разделов, заключения и списка использованных источников из 163 наименований, содержит 90 страниц основного компьютерного текста, включая 37 рисунков и 5 таблиц.

1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Околозвездный материал, обнаруженный в спектрах БК открывает нам новую возможность узнать больше об этих планетных системах, о составе поверхности БК и их эволюции. Поэтому белых карликов называют «космическим масс-спектрометром», благодаря спектроскопическим исследованиям высокого разрешения по определению химического состава экзопланет [5]. В работе [8] была отмечена важность привлечения наших знаний о солнечной системе при построении теорий эволюции экзопланетных систем, а также моделей звездной эволюции.

Белые карлики являются конечной стадией эволюции большинства звезд Галактики с массами от 0.07 до 1.4 масс Солнца, что составляет от 95 до 97% от всех звезд Галактики [9, 10]. Температура поверхности этих звёзд порядка 10^4 К. Основным параметром, характеризующим эволюцию звезды является её начальная масса [9,10]. Согласно расчетам [11], все звёзды с массой не более чем 6-8 масс Солнца превратятся в белые карлики, а более тяжёлые в нейтронные звёзды и чёрные дыры. Так как массы белых карликов не могут превышать предела Чандресекара, равного $1.4M_{\odot}$, то в ходе эволюции у звезды должна происходить потеря массы. Их масса соизмерима с массой нейтронных звезд, но размеры сопоставимы с земным радиусом, поэтому внутренняя средняя плотность очень велика и составляет около 10^6 г/см^3. В такой плотной звезде электронный газ сильно вырожден, т.е. вещество в недрах белых карликов является сильно ионизованной плазмой. Ядро белого карлика состоит из углерода и кислорода, образовавшихся в результате сжигания гелия на предшествующих этапах эволюции звезды. Предполагается, что перед тем, как стать белыми карликами звёзды проходят стадию красного гиганта и сбрасывают значительную часть своей массы, попутно уничтожая основную часть своей планетной системы, если таковая имеется. Из-за уменьшения запасов водорода в ядре белых карликов, вещество в нем поддерживается в равновесии с сильнейшей гравитацией $\log g = 8$ за счет давления вырожденного электронного газа. В результате ядерного синтеза белые карлики вырабатывают энергию только до образования ядра железа, дальнейший синтез более тяжелых элементов идёт с поглощением энергии. После этого белый карлик излучает только за счет гравитационного сжатия и, в конечном итоге, дальнейшая эволюция белых карликов будет связана с их остыванием. Если оценить время остывания белых карликов с радиусом, равным радиусу Земли, то для остывания от 100000 К до 5000 К, требуется порядка 10^{10} лет [12], далее белый карлик должен превратиться в холодный темный объект. Такие холодные белые карлики считаются самыми старыми объектами Галактики. Поэтому даже самые старые из наблюдаемых белых карликов содержат информацию о ранних этапах развития нашей Галактики.

На рисунке 1.1 представлена диаграмма Герцшпрунга–Рассела, которая представляет зависимость между светимостью $L_{\odot}$ звёзд и их эффективной

температурой T_{eff} . [9–11]. Как видно из диаграммы, светимость белых карликов лежит в диапазоне $(10^{-1}-10^{-3})L_{\odot}$ и белые карлики занимают место, расположенное ниже линии главной последовательности звезд (Рисунок 1.1) [13].

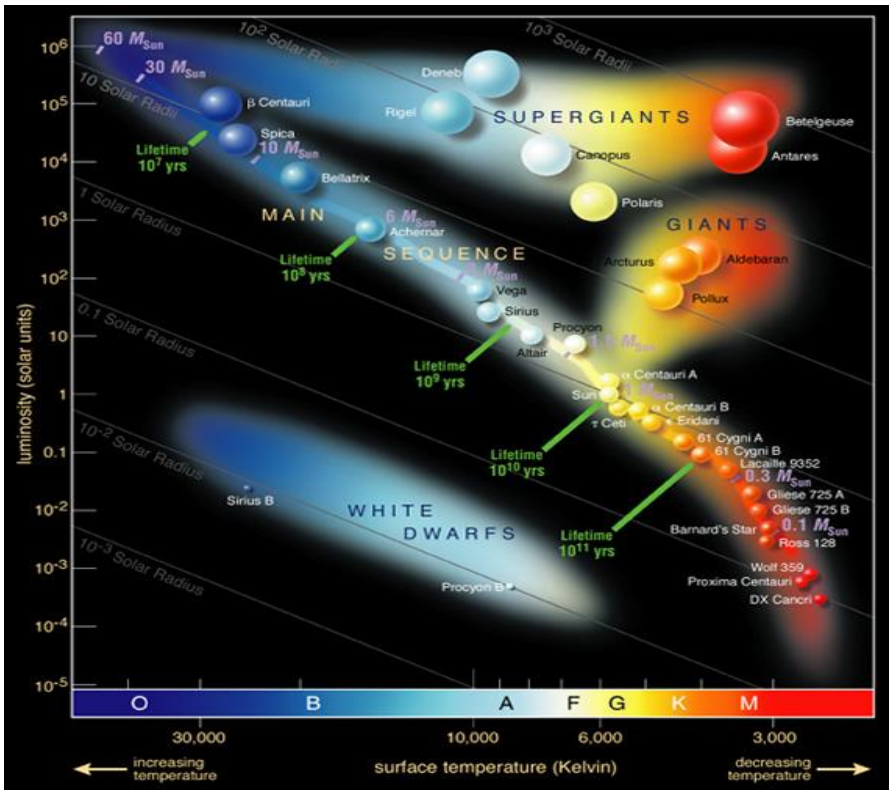


Рисунок 1.1 – Диаграмма Герцшпрунга-Рассела [13]

По спектрам белые карлики классифицируются на следующие классы: DA, DB, DO, DC, DQ, DZ. Белые карлики с эффективной температурой меньше 25000 К обладают атмосферами, состоящими из чистого водорода класса DA, их количество составляет в нашей Галактике порядка 80%, а в спектрах класса DB доминирует гелий. На рисунке 1.2 представлен химический состав типичного белого карлика DA (в нижней панели) и DB (в верхней панели) в зависимости от внешней массовой доли. В ядре звезды около 95% от общей массы составляют углерод и кислород, образовавшиеся в результате горения ядра гелия, далее расположена устойчивая оболочка горения ядра гелия. Над гелиевой оболочкой находится водородная оболочка, поэтому в спектре DA звезды имеются расширенные линии водорода. В верхнем слое DB остается только гелиевая оболочка, так как весь водород сжигается во время прохождения фазы пост-асимптотической ветви гигантов.

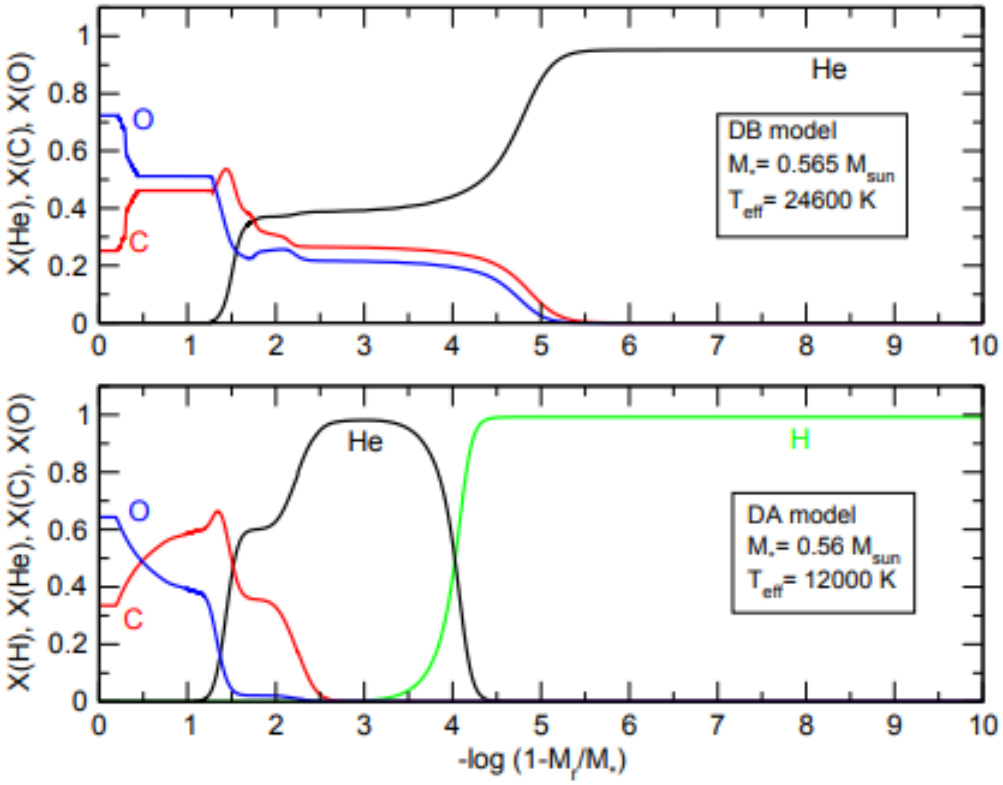


Рисунок 1.2 – Распределение атомов H, He, C, O в DA и DB в зависимости от внешней массовой доли [14]

На самом деле, спектры около 30% белых карликов DA показывают присутствие линий металлов в их фотосфере. Поэтому был введен еще один класс типа DAZd [15–18] в классификации БК, с соответствующим определением карлик (D) с водородной атмосферой (A) с присутствием металлов (Z), при этом d от слова «dusty» указывает на наличие пыли. На рисунке 1.3 отображены сильные линии поглощения металлов, которые были выявлены у некоторых белых карликов [21–24]. У звезд со спектром DAZ и DBZ присутствуют ряд металлических признаков поглощения, вызванных ионами магния, железа, кремния и кальций.

Пылевые белые карлики, наблюдавшиеся с помощью космического телескопа Спитцер с использованием IRAS, проявляли только характерные черты некоторых материалов [19–21]. Все тяжелые частицы, находящиеся в оболочке белого карлика под действием гравитации проникая через верхнюю оболочку, могут диффундироваться в течение времени от сотен до миллионов лет для DBZ карликов, нескольких дней до тысячи лет для DAZ [7,11,22]. Такой временной интервал относительно возраста белых карликов DAZ с температурой около 11000 К считается очень коротким. Следовательно, металлы должны поступать с внешних источников и осаждение металлов в атмосфере звезды происходит непрерывно. Поэтому поиск причин присутствия металлов в атмосфере белых карликов весьма актуален в контексте звёздной эволюции.

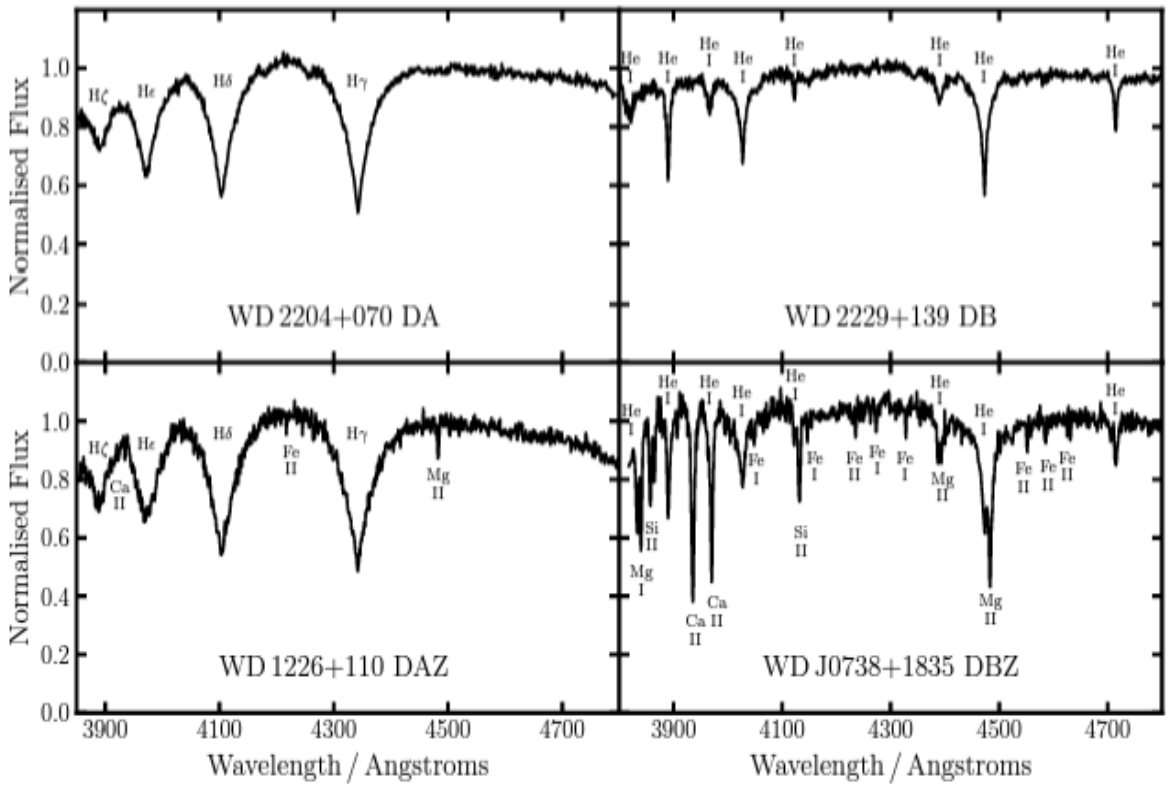


Рисунок 1.3 – Оптические спектры различных белых карликов спектрального класса типа DA, DB, DAZ, DBZ [21]

Также в работе [23] представлена информация об исследовании около 124 белых карликов в среднем инфракрасном диапазоне с помощью космического телескопа Спитцер [23–27]. В их спектрограммах высокого разрешения были обнаружены элементы C, O, Na, Mg, Fe, Si, Ca, P, Ti, V, Sn, Mn, Co, Ni, Sr [28–36], а также были выявлены признаки воды [37].

На основании современных наблюдений в [38] дан графический обзор возможной модели загрязнения белых карликов (Рисунок 1.4). На верхней панели диаграммы показаны происходящие процессы по загрязнению белых карликов, на нижней панели показана соответствующая их геометрия.

Наблюдения белых карликов, загрязненных металлами, берут свое начало с 1917 года, с момента наблюдения металлов в спектре звезды Ван Маанена [6,39]. Однако понимание этого явления, как результата продолжающейся аккреции на звезду экзопланетного материала в виде обломков планетных систем, астероидов и комет появилось недавно [19,40–43]. Это подтверждается обнаружением пылевых дисков вокруг некоторых белых карликов и прохождением транзитных пылевых фрагментов. Обнаруженные пылевые диски различаются в зависимости от температуры в диапазоне 100-1000 К [8,20]. Температура пылевых дисков, образующихся в результате столкновений объектов в поясе Койпера, составляет около 100 К, а температура пылевых дисков неизвестного происхождения вокруг холодных звезд G166-58 [20] и PG1225-079 [44] составляет около 500 К. Пылинки, находящиеся в пылевых дисках с температурой 1000 К, располагаются в пределах приливного радиуса

звезды [13], внутренняя граница пылевого диска определяется местом, где материал пылинок подвергается сублимации [21].

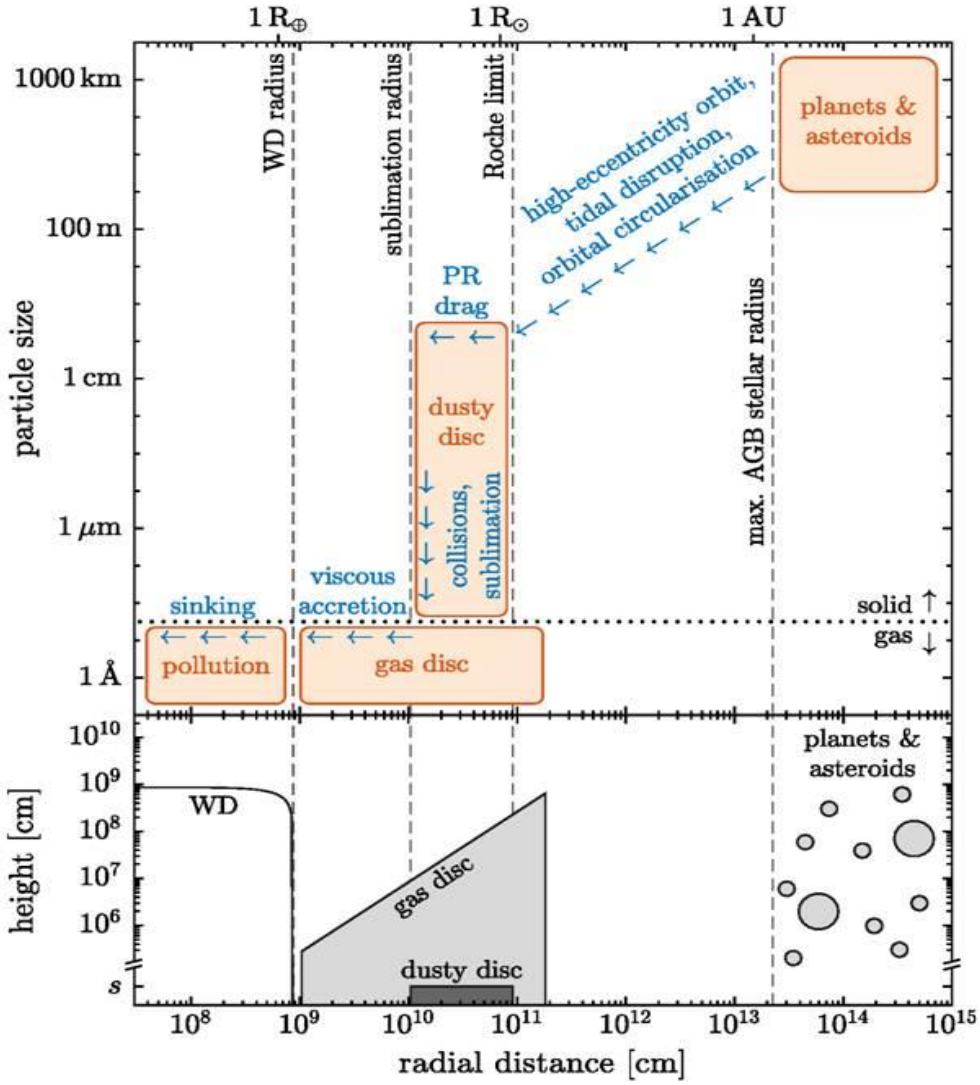


Рисунок 1.4 – Модель загрязнения белого карлика [38]

В связи с этим, по выявлению механизма металлического загрязнения белых карликов предложены несколько теоретических моделей. В основном рассматривались модели, основанные на следующих видах аккреции: аккреция металлов из межзвездной среды и аккреция планетарного материала. В первом случае, когда белый карлик проходит через плотную межзвездную среду, в нем в течение относительного короткого времени должны появиться металлы [42,45–51]. Однако, эта идея была исключена, так как большую часть межзвездного материала составляют водород и гелий.

По второму случаю Jura [52] создал теорию формирования обломочного диска на примере белого карлика G29-38, предположив падение обломков астероидов, образовавшихся под действием приливных сил. В настоящее время эта теория стала доминирующей для объяснения обломочных дисков, формирующихся в результате разрушения приливными силами астероидно-

кометных тел. В этой модели также предполагается, что карлики, обогащенные металлами, окружены обломочными дисками, которые поглощают излучения звезды, а затем переизлучают его в виде инфракрасного излучения. Поэтому наблюдения избытка инфракрасного излучения и присутствие силикатных линий в спектрах определенных белых карликов [53-56] были интерпретированы как признак активной аккреции пыли от обломков астероидов и комет [57-59].

Механизм попадания пылевых обломков в оболочки белых карликов обусловлен силами радиационного давления звезды и трением Пойнтинга-Робертсона, вследствие чего материал приближается к звезде по спирали, испаряется и загрязняет белый карлик [15,60–62]. Таким образом, их спиральное движение вокруг звезды и скопление в зоне сублимации [63] приводит к образованию пылевых колец [64]. Кроме того, тяжелые металлы в атмосфере в течение длительного времени могут поддерживаться за счет радиационной левитации и конвективного перемешивания. Удержание частиц металлов радиационной левитацией возможно только в самых горячих звездах ($T_{eff} > 20000K$)), а в холодных белых карликах с массой $\sim 0.6M_{\odot}$ будут образовываться конвективные зоны [65–68], тем временем усиливается гравитационное осаждение металлов, которое сопровождается переносом вещества с поверхности к центру звезды или различными процессами диффузии [68,69]. Увеличение времени диффузии можно наблюдать в конвективных зонах, образующихся в белых карликах с DB-спектром, смешанным с плазмой [70]. Авторы работы [77] также утверждают, что металлы в фотосферах являются косвенным свидетельством продолжающейся аккреции, а скорость аккреции и состав планетарных тел сильно зависят от временной шкалы диффузии в атмосфере.

В работе [50] впервые была представлена модель аккреция-диффузия, которая далее расширена в [7]. Суть модели заключается в том, что непрерывный процесс аккреции обогащает металлами поверхностные слои атмосферы по мере их опускания. Модель включает 3 фазы аккреции: фаза накопления – соответствия обилия вещества в атмосфере обилию загрязняющего материала; фаза устойчивого состояния - в зависимости обилия веществ в атмосфере от времени диффузии отдельного элемента и диффузия из верхней конвективной зоны, что приводит к достижению устойчивого состояния; фаза спада – аккреция останавливается и материал начинает опускаться из верхней конвективной зоны.

Природу загрязненности можно объяснить взаимодействием белых карликов с астероидами, подразумевая, что 20–30% всех белых карликов сохраняют свои планетные системы и целые семейства астероидов выживают в процессе эволюционных изменений родительской звезды. Это указывает на то, что у многих белых карликов на больших расстояниях от них должны существовать ненаблюдаемые планеты [71]. В свою очередь, они возмущают орбиты астероидов и комет, направляя их к звезде. Такие идеи были высказаны для объяснения присутствия линий кальция в спектре звезды WD G74-7 [57]. В частности, в работах [57] и [41] предполагается, что кометы из сохранившейся

части облака Оорта падают на белый карлик, разбиваясь на мелкие фрагменты под действием приливных сил (Рисунок 1.4).

Рафиков и его соавторы в рамках своих работ [72–75] исследовали процесс аккреции металла из обломочного диска на белый карлик. В работе [72] дана оценка эффективности влияния сопротивления Пойнтинга-Робертсона на аккрецию обломочного диска. Было показано, что сопротивление Пойнтинга-Робертсона действует при скоростях аккреции металла $\sim 10^8\ г \cdot с^{-1}$ и выше, которые зависят от второй степени эффективной температуры белого карлика. Однако, существование белых карликов, аккрецирующих металлы со скоростями, значительно превышающими $\sim 10^8\ г \cdot с^{-1}$, предполагает, что аккреция металлов может быть вызвана не только сопротивлением Пойнтинга-Робертсона, но и другим механизмом. Высокая скорость аккреции $\sim 10^{11}\ г \cdot с^{-1}$, превышающая скорость их накопления [73], объясняется накоплением металлического газа в осколочном диске, что создает дополнительное трение между пылевыми частицами. В процессе формирования пылевых дисков особую роль играют пылевые частицы, устойчивые к плавлению (форстерит, фаялит, железо и энстатит) [76], а также частицы льда вблизи пояса Edgeworth-Kuiper Belt [77].

Результаты модели, представленной в [75] хорошо согласуются с наблюдениями дисковых систем вблизи белых карликов при условии, что диски состоят из богатого кремниевого материала, такого как оливин, размеры которого варьируются от 0.03 см до 30 см. Позже в обзоре [15] показано, что в атмосферах белых карликов с $T_{eff} \le 25000\,K$ присутствует металлическое загрязнение. Farihi [15] основываясь на том, что за пределом зоны Роша не обнаруживаются пылевые диски, предположил, что диски быстро образуются из родительских тел, движущихся по эксцентричным орбитам за счет сопротивления Пойнтинга-Робертсона, и разрушаются под действием гравитационных приливных сил.

Кроме сублимационного и приливного разрушения пылевых структур в различных межзвездных средах существуют и другие механизмы, такие как столкновения пылевых частиц [78] и кулоновский взрыв [79–82]. Как известно, кулоновский взрыв и термическая сублимация происходят за счет взаимодействия пылевого материала с излучением звезды. Их отличия в том, что кулоновский взрыв обуславливается фотонами ультрафиолетового и рентгеновского излучения, а сублимация связана с интенсивным потоком оптического излучения, который характерен для загрязненных белых карликов.

Вопрос механизма переноса масс веществ на белый карлик относительно природы веществ, которые проходят эти процессы и эволюции формирования дебри-дисков до сих пор остается актуальным. Общая масса пыли, необходимая для создания наблюдаемого потока в среднем инфракрасном диапазоне составляет порядка 10^{18} г. Такая масса соответствует массе астероида диаметром 10 км. Также были получены ультрафиолетовые спектры звезды G29-38 с

помощью FOS на телескопе Хаббл в диапазоне 1150-3000 Å. Предлагаемые модели определения свойств пылевых частиц в окрестности звезды не в полной мере определяют геометрию пылевого диска вокруг звезды и свойства частиц [83]. Для проведения полного анализа состава пыли вокруг звезд используется модели тонкого и толстого оптического диска [21]. Если обломочный диск вокруг звезды поглощает такое количество звездного излучения, что обеспечивает наблюдаемое излучение, то размер этого диска должен быть намного меньше звездного радиуса. Такая модель соответствует оптически тонкому диску. Модель толстого диска подходит для пылевых дисков, в которых пыль простирается наружу до 50-кратного звездного радиуса. Оптически толстый компонент принимается за плоский диск, а тонкий – за диффузное гало или искривленную внешнюю поверхность [84]. В случае модели плоского диска интенсивность рассеивания на звезду ограничивается геометрией в связи с эффектом торможения Пойнтинга-Робертсона и она зависит от температуры и координаты пылевых частиц. В случае модели тонкого диска эффект Пойнтинга-Робертсона действует одновременно и скорость аккреции зависит от размера, плотности и радиуса орбиты частицы. Темп аккреции происходит ниже, чем в плоском диске [15].

Избытки инфракрасного излучения с присутствием околозвездной пыли обнаружены у многих белых карликов, в том числе ZZ Psc = WD2326+049 = Giclas29-38. Белый карлик G29-38 переменной светимости ZZ Ceti [85] спектрального класса DAV имеет поверхностную температуру 11600 К и массу в диапазоне 0.56 – 0.69 $M_{\odot}$, и его радиус равен $0.013R_{\odot}$ [3, 20]. Его поверхностная гравитация – $\log g \approx 8$, время остывания составляет около 0.5 млрд. лет [9, 20, 23]. Нахождение металлов фотосферных линий поглощения в спектре G29-38 относит его к спектральному классу DAZ.

По спектральному распределению белого карлика G29-38, который представлен на рисунке 1.3 [20] можно увидеть что, G29-38 обладает двумя главными наблюдаемыми признаками присутствия внешнего вещества, причём избыток инфракрасного излучения у белых карликов G29-38 является самым высоким из всех известных белых карликов, а обилие фотосферных металлов также является одним из самых высоких. Светимость инфракрасного избытка составляет 3% от светимости звезды, возраст охлаждения около 380 млн. лет [12,86]. Также она является самой яркой звездой, что делает ее идеальной для длинноволновых наблюдений, чувствительных к эмиссии холодной пыли. Эмиссионные линии металлов были рассчитаны в работе [90] с помощью модели диска. Были обнаружены фотосферные линии поглощения H, Ca, Mg и Si в спектре *Sloan Digital Sky Survey, Hubble Space Telescope* [85], *Spitzer* [20], которые привели к гипотезе о наличии пылевого облака вокруг белого карлика. Обилие металлов не сильно зависит от температуры звезды и поверхностной гравитации [50]. С помощью модели оптически толстого и геометрически тонкого диска в [23] получено, что внутренние края диска около G29-38 находятся на расстоянии $\geq (0.1-0.2)R_{\odot}$ от звезды. Проанализирован минералогический и химический

состав пылевых частиц около белого карлика G29-38 в работе [21] с использованием инфракрасного спектра от 1 до 35 мкм. Сделан вывод, что наиболее распространенными минералами вокруг G29-38 являются аморфный углерод и различного рода силикаты такие как, кристаллические силикаты ферросилит (FeSiO), фаялит (Fe_2SiO_4), диопсид ($MgCaSi_2O_6$) и энстатит ($MgSiO_3$), сульфиды металлов ($Mg_{10}Fe_9OS$) и водяной лед, которые преобладают во внешнем облаке. Согласно данным наблюдений [20], инфракрасный избыток энергии в спектре G29-38 особенно выделяется вокруг длин волн 4.5 мкм и 9-11 мкм (Рисунок 1.5). Авторы относят диапазон между 3-6 мкм аморфной углеродной пыли, а область 9-11 мкм присутствию силикатных материалов [91].

В таблице 1 приведено обилие металлов в спектре G29-38 [36].

Таблица 1 – Химическое обилие металлов в спектре G29-38

Химический элемент	*log* (X/H)	*log* (шкала времени осаждения/лет)
Al	< -6.1	-0.47
Ti	-7.9 ± 0.16	-0.57
Ca	-6.58 ± 0.12	-0.7
Ni	< -7.3	-0.72
Fe	-5.9 ± 0.10	-0.68
Cr	-7.51 ± 0.12	-0.62
Mg	-5.77 ± 0.13	-0.6
Si	-5.60 ± 0.17	-0.34
Na	< -6.7	-0.68
O	-5.0 ± 0.12	-0.35
C	-6.9 ± 0.12	-0.11
N	< -5.7	-0.19

После звезды G29-38 избыток инфракрасного излучения обнаружен и у других звёзд: GD362 [87–89], GD56 [90], WD2115560 [23], G167-8 [89], которые были включены в список звёзд с возможными аккреционными дисками.

Наблюдательные данные кроме избытка инфракрасного излучения показывают химическое изобилие в этих белых карликах [37,84,92] и двухпиковые линии, возникающие в результате кеплеровского вращения испаряющего материала [93–95].

В [15] показано, что основная масса дисков находится ниже порогов обнаружения в инфракрасном диапазоне, но все наблюдаемые инфракрасные системы имеют признаки силикатной эмиссии, что указывает на присутствие пылевых частиц микронного размера.

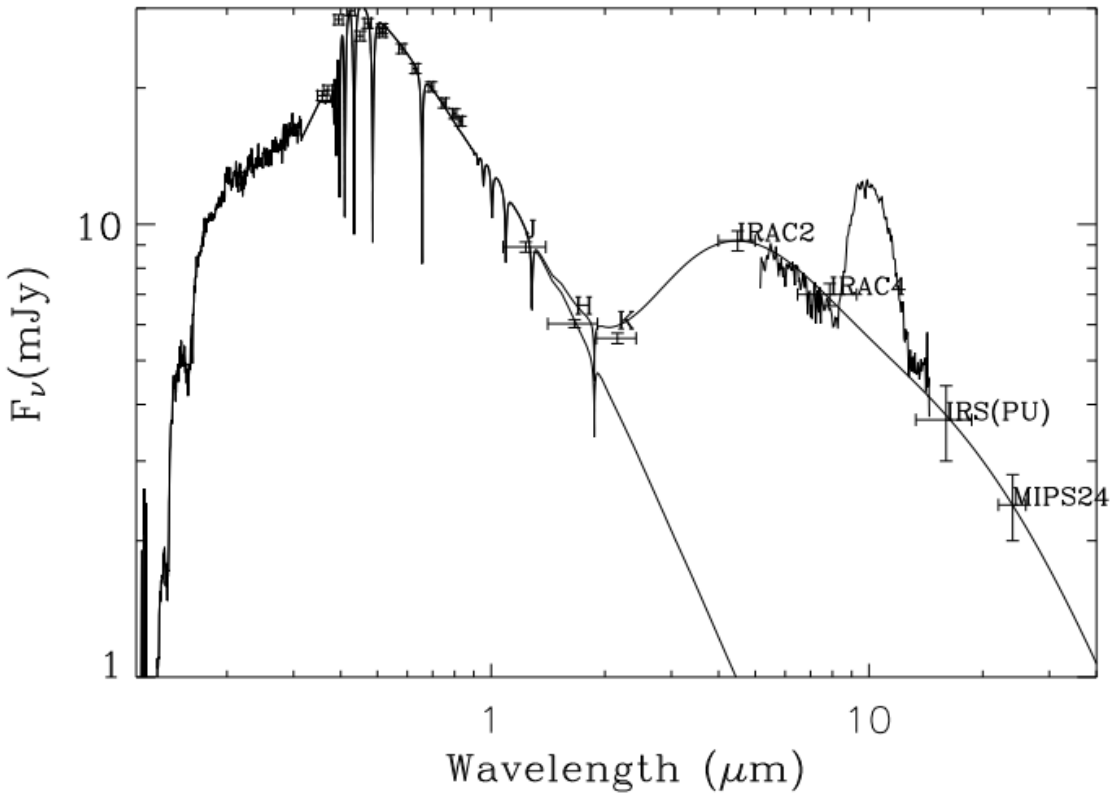


Рисунок 1.5 – Спектральное распределение энергии БК G29-38, полученное системами IRAC, IRS, MIPS космического телескопа *Spitzer* [5]

По данным рентгеновской обсерватории Chandra в 2022 году было обнаружено рентгеновское излучение на уровне точности 4.4σ от звезды G29-38 [96]. При значении скорости аккреции равным $M_x \sim 10^9 г/с$, на поверхность звезды должна быть притянута вся масса тяжелых элементов, в результате они ударяются о поверхность звезды и переходят в состояние плазмы с температурой 100000 К. Это было первым предположением появления рентгеновских лучей, которые можно было обнаружить. Таким образом, пылевые частицы вокруг G29-38 являются не только источниками инфракрасного, но и рентгеновского излучения.

В настоящее время хорошо известно, что околозвездная аккреция продолжается у звезд без инфракрасного избытка, особенно у белых карликов с температурой ниже 10 000 K [15,56,97]. Как отмечается в работе [98], из 1000 известных белых карликов, загрязненных металлами, только 40 из них, или 4%, имеют доказательства наличия пылевых и газообразных дисков, вращающихся на расстоянии около одного солнечного радиуса. На вопрос о том, как загрязняются белые карлики с необнаруженными дисками, авторы [98] предполагают либо медленно аккрецирующий плоский плотный диск очень тонкий, чтобы его обнаруживать, либо фрагменты падают по параболическим орбитам с периастром вблизи поверхности звезды. Поток этих падающих фрагментов считается изотропным, поскольку нет признаков колебаний содержания металлов в звездах. Изучив поведение каменистых и снежных тел с

учетом их прочности на разрушение, пришли к выводу, что такие тела могут достичь поверхности белых карликов, имея остаточный размер после сублимации около 1 км для каменистых материалов и около 3 м для снежных тел. Более крупные тела будут разрушаться под действием приливных сил. Приливные силы у поверхности белых карликов превышают солнечные на шесть порядков, поскольку радиусы белых карликов составляют примерно 0.01 солнечного радиуса.

Также отсутствие наблюдательных фактов наличия пылевых дисков вокруг загрязненных холодных карликов объясняется влиянием магнитного поля белого карлика на диамагнитные обломочные диски, разрушенные приливными силами [99]. При напряженности магнитного поля более 10 кГс уменьшается время необходимое для циркуляции и время жизни дисков на несколько порядков и увеличиваются темпы аккреции, которые невозможно было объяснить сопротивлением Пойнтинга-Робертсона. Несмотря на то, что светимость белых карликов постоянно падает, Fossati [100] утверждают, что в процессе остывания белых карликов от температуры 6000 K до 4000 K, гипотетически планета земного типа на расстоянии порядка 0.01 а.е. от звезды может находиться в обитаемой зоне на протяжении около 8 миллиардов лет, что вполне достаточно для возможности зарождения на ней сложных форм жизни! [8]. В работе [101] было высказано предположение о том, что атмосферы планет гигантов будут обогащены углеродом за счёт звёздного ветра во время прохождения звездой фазы красного гиганта.

Следует отметить, что в ряде работ было установлено, что планетарный материал, окружающий белые карлики, беден углеродом [16,19,36,46,102]. Однако, углерод считается самым распространенным тяжелым элементом на спектре Солнца после кислорода. Причину обедненности углеродом планетизималей в основном указывает, что данный элемент является летучим веществом. Lee и его соавторы в своей работе [103] предлагают, что нужно искать другие объяснения отсутствия углерода в каменистых материалах, подробнее рассмотреть химико-кинетические способы в связи сложным составом углерода. В последнее время было получено много наблюдательных и теоретических данных о наличии богатым углеродом экзопланет [104] . В то же время, исследования спектра известного карлика G29-38 показали, что углерод лучше всего подходит для объяснения высокотемпературного уровня спектра континуума в диапазоне длин волн до 8 мкм [20, 41-42]. Таким образом, было показано, что в разных экзопланетных системах элементный состав планетарного материала может существенно отличаться .

Температура загрязненных белых карликов считается критической эффективной температурой БК, при которой радиус сублимации будет равен пределу Роша [76]. Критическая температура зависит от светимости и массы звезды и от термодинамических характеристик пылевого материала.

Доказательства существования планетарных тел также показали планетезимали на орбите БК SDSSJ122859.93+104032 [105] с периодом 123.4 минуты и испаряющая планета БК J091405.30+191412.25 [106], планетезималь, в

виде переменных транзитов на орбите звезды WD 1145+017 ZTF J013906.17+524536.89 [107,108]. По наблюдениям миссии K2 были обнаружены первые транзитные события вокруг WD 1145+017 [107], что подтвердило вышеприведенное утверждение о наличии обломочных дисков на границе зоны Роша. В работе [109] получены обширные фотометрические наблюдения белого карлика WD1145+017, который обладает одним и, возможно, несколькими крупными астероидами с выбросами пыли. Обломочный диск около WD1145+017 находится вблизи зоны сублимации, где происходит активное испарение пыли. Таким образом, наличие обломочных дисков вокруг DAZ предполагает, что околозвездный материал может играть более доминирующую роль в загрязнении атмосфер белых карликов.

В каталоге белых карликов, в области ближайших 100 пк, состоящем из 73221 объектов, выбранных из данных недавно опубликованного каталога Gaia-DR2 [110] обнаружено, что среди белых карликов явно преобладают холодные объекты с T_{eff} < 8000К. К сожалению, прямых наблюдений присутствия планетного или астероидно-кометного вещества около белых карликов в виде наблюдаемых транзитов чрезвычайно мало.

В работах [111,112] сообщалось, что по результатам наблюдения, нескольких ультрахолодных БК, отобранных из каталога GAIA Data Release 2 (DR2) были обнаружены щелочные элементы Li, Na, K и Ca в их атмосферах. Эти звезды считаются самыми холодными. Одна из них - Gaia DR2 4353607450860305024, далее WD J164417.01–044947.7 с эффективной температурой $T_{eff} = (3830 \pm 230)K$ [111]. Эта звезда оказалась с самой низкой температурой среди загрязненных белых карликов. На рисунке 1.6 видно, что WDJ1644-0449 относятся к металлическим загрязненным белым карликам, так как спектр этой звезды содержит линии поглощения тяжелых элементов. Избыток инфракрасного света, являющийся признаком наблюдения пылевых дисков, у этой звезды не наблюдался. Тем не менее, такие холодные БК, согласно наблюдениям звезды LSPM J0207 + 3331, могут содержать несколько независимых сформированных пылевых дисков [113].

Появление металлов в спектрах WDJ1644-0449 объясняют аккрецией планетезималя [112]. Используя модельные атмосферы, авторы определили коэффициенты обилия этих элементов, и, за исключением литий Li, они согласуются с метеоритными значениями в Солнечной системе.

В результате проведенного анализа научных исследований загрязненных белых карликов для настоящей работы выбраны звезды G29-38 и WDJ1644-0449 для изучения эволюции пылевых частиц силикатного и углеродистого состава и возможной аккреции этих пылинок.

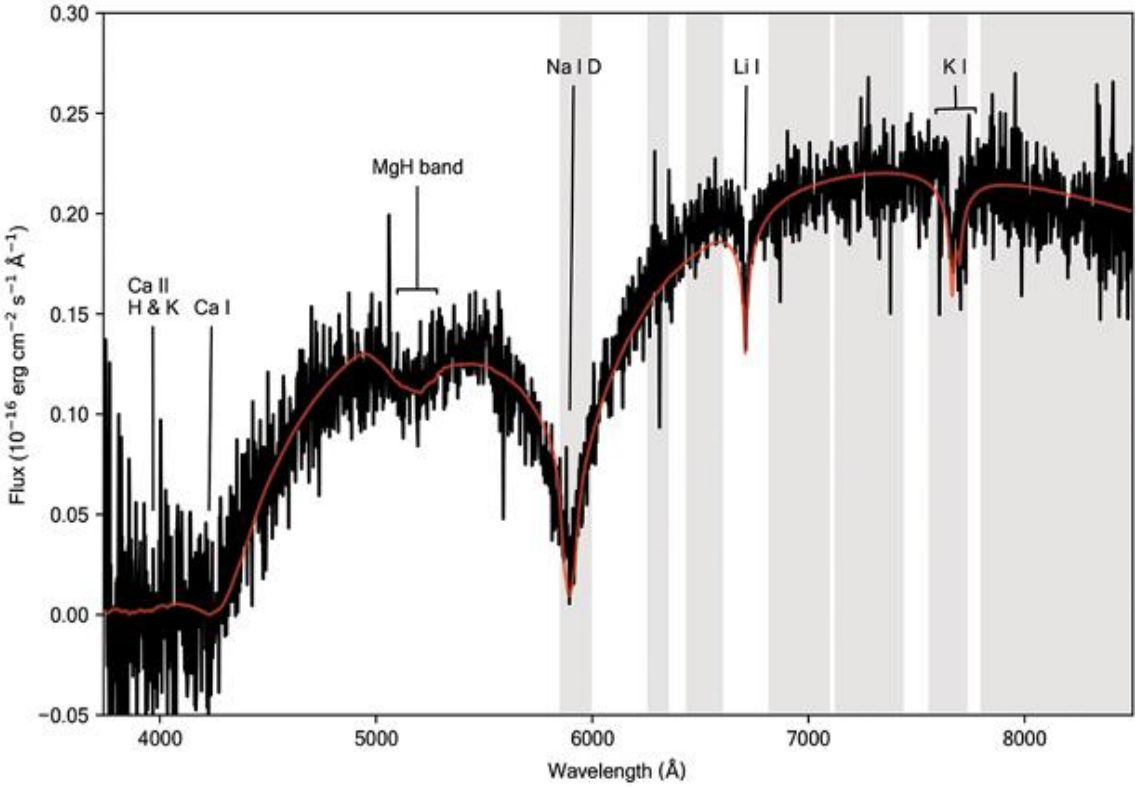


Рисунок 1.6 – Распределение энергии в спектре звезды WDJ1644-0449, полученный с помощью спектрографом Goodman на телескопе SOAR [112]

В таблице 2 даны основные параметры этих звезд.

Таблица 2 – Параметры белых карликов

	G29-38	WD J1644 - 0449
Спектральный класс	DAZ(d)	DZ
$L_*,[L_\odot]$	$2\cdot10^{-3}$	$0.3\cdot10^{-3}$
$T_{eff*},[K]$	11600	3830 ± 230
$M_*,[M_\odot]$	0.56 – 0.69	0.45 ± 0.12
$R_*,[R_\odot]$	0.013	0.014
log g, см/с^2	8	7.77 ± 0.23
D, пк	17.5	79.07 ± 5.07
τ, Gyr	0.5	6.8 ± 0.2
Источник	[3], [23]	[3], [112] , [115]
Параметры Солнца: $L_\odot = 3.828\cdot10^{26}\ Вт$ $M_\odot = 1.9885\cdot10^{30}\ кг$ $R_\odot = 6.9551\cdot10^{8}\ м$		

В настоящей работе расчеты температуры пыли и времени жизни пылевых частиц на основе модели, разработанной в [114,115], что является очень важным для определения границы сублимации пылевых частиц в зависимости от температуры и массы белых карликов. Рассмотрены случаи, когда пылевые частицы вылетают из родительских тел по круговым и параболическим орбитам.

В работе исследуется возможность выживаемости пылевых частиц в условиях значительной сублимации и определяются нижние пределы их размеров. Естественно, что самые маленькие частицы могут выжить и упасть на поверхность звезды до полного испарения только вблизи самых холодных БК. В результате расчётов удалось найти установить нижние пределы размеров пылевых частиц для класса холодных звезд в диапазоне температур $T_{eff} = 3000 - 5000K$ [116,117].

2 РОЛЬ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АСТРОФИЗИКЕ И ИХ НАБЛЮДАЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА В СПЕКТРЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Пылевые частицы присутствует во многих природных явлениях, происходящих в космосе: от низкоэнергетических событий, таких как образование звезд и планет, до высокоэнергетических процессов, ускоряемых звездными ветрами и космическими лучами; от околозвездных оболочек вокруг эволюционирующих звезд, звезд Вольфа-Райе, выбросов звезд до межзвездных облаков. Роль пылевых частиц особенно важна в астрофизических случаях, так как, они являются не только строительными блоками астрофизических объектов, а также выступают в качестве оптических резонаторов электромагнитного излучения, источниками затуманенных объектов, основным фактором в потере массы эволюционировавших звезд, катализатором молекул в межзвездной среде и диагностическим инструментом при определении физических условий, таких как плотность газа, температура и интенсивность звездного излучения.

Обнаруженные наблюдаемые параметры, как спектральное распределение энергии излучения и пространственно-разрешенные спектры звезд определяются рассеянием и поглощением света. Теория поглощения и рассеяния света малыми частицами была разработана Рэлеем, Лоренцем [118], Ми [119] и т.д. и имеет большое практическое значение в астрофизике, области горения, физике атмосфер и твердых тел. А также используется при реализации различных технологических целей в медицине, энергетике, нано- и информационных технологиях [120,121]. Густав Ми разработал теорию, объясняющую окраску коллоидных растворов золота, обусловленную поглощением и рассеянием малыми частицами золота. С тех пор эта теория стала основным математическим инструментом, применяемым при анализе задач рассеяния и поглощения света в различных средах. Теория Ми ограничивалась сферическими, однородными и немагнитными частицами в непоглащающей среде, но несмотря на эти ограничения она позволяет охарактеризовать и оптические эффекты, происходящие с несферическими и многослойными частицами.

В настоящее время существуют много вычислительных пакетов по теории Ми. В основном эти модели различаются в зависимости от размера и морфологии частиц, и также существуют для крупных частиц, и также существуют для крупных частиц размером около 10^3-10^4 мкм, обнаруженных в атмосферах Земли, Марса и протопланетных дисках. Железо, силикат, лед и графит были одними из первых материалов, обнаруженных в исследованиях, проведенных для определения состава пылевых материалов в межзвездном пространстве. К ним позже прибавился астросиликат, который составляет основную массу пыли в межзвездной среде.

На основе численной модели BHMIE [122], позволяющей рассматривать различные размеры частиц диапазоном $0.02\,\text{мкм} < R_{dust} < 100\,\text{мкм}$ и диапазон длин волн взаимодействующего излучения $0.02\,\text{мкм} < \lambda < 100\,\text{мкм}$ рассчитаны эффективности поглощения и радиационного давления света пылевой частицей.

Согласно условию, используемому в теории Ми, в настоящей работе пылевые частицы считаются сферическими, изотропными, однородными и немагнитными. А также пренебрегается эффекты многократного рассеяния и дополнительного нагрева пылевых частиц за счет вторичного излучения.

2.1 Поглощение и излучение света частицами по теории Ми

Предположим, что дана сферическая малая частица радиусом R_{dust}, с комплексным показателем m. Когда электромагнитная волна с длиной волны λ падает на частицу, она подвергается различным процессам: поглощению, переизлучению и рассеянию частицей исходной электромагнитной волны.

Под воздействием электрического поля падающей волны происходит колебательное движение электрических зарядов в частице, что также может вызвать вторичное излучение во всех направлениях. На рисунке 2.1 представлена схема этого процесса. Амплитуда и фаза индуцированного дипольного момента для данной частоты излучения зависят от размера и материала пылинки.

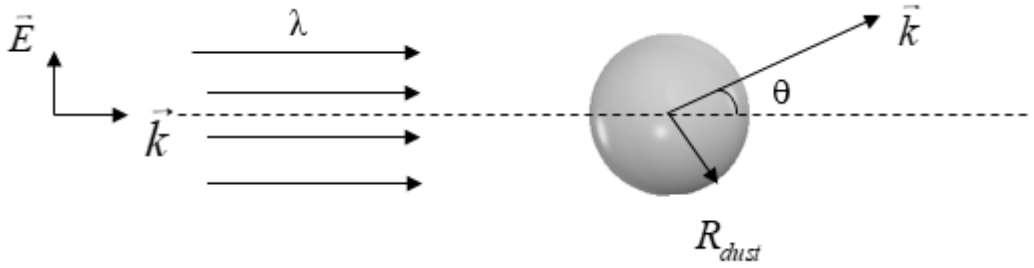


Рисунок 2.1 – Условная схема рассеяния света сферической пылевой частицей, где $\vec{k}$ - волновой вектор, θ - угол рассеяния

Взаимодействие электромагнитных волн с частицей описывается уравнениями Максвелла [122] :

$$\begin{aligned} &\nabla^2\vec{E} + \omega^2\varepsilon\mu\vec{E} = 0, \\ &\nabla^2\vec{H} + \omega^2\varepsilon\mu\vec{H} = 0 \end{aligned} \tag{2.1}$$

и, соответственно:

$$\begin{aligned} &\vec{\nabla}\cdot\vec{E} = 0, \qquad \vec{\nabla}\cdot\vec{H} = 0, \\ &\vec{\nabla}\times\vec{E} = i\omega\mu H, \ \vec{\nabla}\times\vec{H} = i\omega\varepsilon\vec{E}, \end{aligned} \tag{2.2}$$

где $k^2 = \omega^2\varepsilon\mu$.

Рассеивающие свойства частицы определяются с учетом следующих граничных условий:

$$E_{n1x} = E_{n2x}, \quad H_{n1x} = H_{n2x}, \tag{2.3}$$

где E_{n1x}, H_{n1x} - электрические и магнитные составляющие электромагнитного поля, создающегося внутри сферы, E_{n2x}, H_{n2x} - электрические и магнитные составляющие электромагнитного поля, окружающие частицу. Электромагнитное излучение, окружающее частицу $\vec{E}$ можно представить как суперпозицию поля внутри сферы $\vec{E}_i$ и рассеянного поля $\vec{E}_s$ [123]:

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_s . \tag{2.4}$$

Следовательно, в процессе излучения происходит передача энергии из падающего поля в рассеянное. Рассеянное поле $\vec{E}_s$ на достаточно больших расстояниях от рассеивающего вещества уменьшается. Это поле рассматривается в виде разложения на параллельную и перпендикулярную компоненты. Они поляризованы относительно плоскости рассеяния и представляются в виде комплексной матрицы амплитуды рассеяния $\vec{M}_s$ и матрицы преобразования между падающей и рассеянной волной $\vec{M}_\varphi$ [124]:

$$\vec{E}_s = \frac{E_{\|s}}{E_{\perp s}} = \frac{\exp(-ikr)}{kr} \begin{pmatrix} S_1(\theta) & 0 \\ 0 & S_2(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ \sin\varphi & -\cos\varphi \end{pmatrix} \vec{E}_i , \tag{2.5}$$

$$\vec{E}_s = \frac{E_{\|s}}{E_{\perp s}} = \frac{\exp(-ikr)}{kr} \vec{M}_s \vec{M}_\varphi \vec{E}_i , \tag{2.6}$$

где r - длина вектора рассеяния; θ - угол рассеяния; φ - азимутальный угол рассеяния.

Разделение на два поля считается чисто математической процедурой.

Чтобы решить систему уравнений (2.1) по теории Ми задается скалярная функция ψ и векторная функция $\vec{M} = \vec{\nabla} \times (\vec{c} \times \psi)$ с произвольным направляющим вектором $\vec{c}$. Также вводится еще одна произвольная векторная функция $\vec{N} = \frac{\vec{\nabla} \times \vec{M}}{k}$, созданная функцией $\vec{M}$, которая удовлетворяет всем свойствам волнового уравнения.

Тогда, используя выражения из векторного анализа, можно прийти к следующему виду:

$$\nabla^2\vec{M} + k^2\vec{M} = \nabla \times (\vec{c}(\nabla^2\psi + k^2\psi)) \ . \qquad (2.7)$$

В таком случае ψ является решением скалярного волнового уравнения:

$$\nabla^2\psi + k^2\psi = 0, \qquad (2.8)$$

а $\vec{M}$ - решением векторного волнового уравнения (2.7).

Напишем скалярное волновое уравнение в полярной системе координат:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\frac{\partial\psi}{dr}) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2} + k^2\psi = 0. \qquad (2.9)$$

Следовательно, задача рассеяния электромагнитных волн сферической частицей решается через [122]:

$$\psi(r,\theta,\varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi). \qquad (2.10)$$

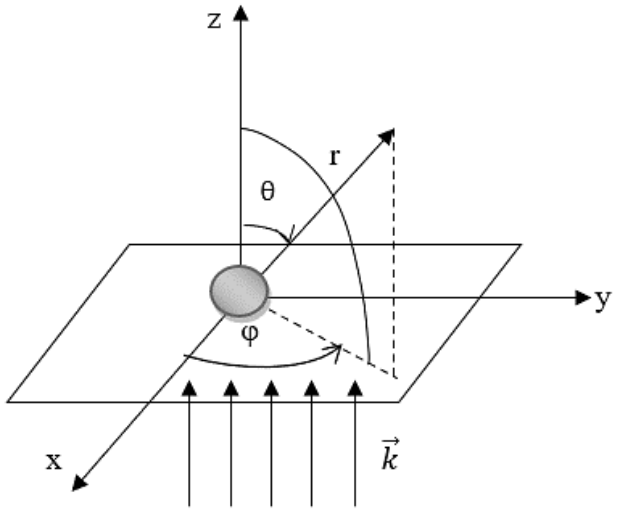


Рисунок 2.2 – Представление процесса рассеяния сферической частицей в полярной системе координат

С учетом свойств решения, которые удовлетворяет скалярному волновому уравнению, поле разлагается в бесконечный ряд векторных сферических гармоник и после проведенных дополнительных преобразований паралельные и поперечные составляющие амплитуды рассеянного поля приобретут следующий вид:

$$E_{\|s} = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2n+1}{n(n+1)}(a_n\pi_n\cos\theta + b_n\tau_n\cos\theta)\,, \qquad (2.11)$$

$$E_{\perp s} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n \cos\theta + a_n \tau_n \cos\theta), \qquad (2.12)$$

где a_n, b_n – коэффициенты рассеяния для электромагнитных волн, которые определяются через функции Риккати-Бесселя $\psi_n(\rho), \xi_n(\rho)$,

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi_n'(x) - \psi_n(x)\psi_n'(mx)}{m\psi_n(mx)\xi_n'(x) - \xi_n(x)\psi_n'(mx)},$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)(\psi_n'(x) - m\psi_n(x)\psi_n'(mx)}{\psi_n(mx)\xi_n'(x) - m\xi_n(x)\psi_n'(mx)}, \qquad (2.13)$$

а π_n, τ_n - функции полиномов Лежандра [122].

Рассеянное поле также зависит как от размера пылевой частицы, так и её химического состава. Размер частицы характеризуется безразмерным масштабным параметром частицы $x = \frac{2\pi R_{dust}}{\lambda}$, где R_{dust} - радиус частицы, λ - длина волны излучения. Химический состав характеризуется комплексным показателем преломления среды m.

Безразмерный масштабный параметр x есть отношение радиуса частицы к длине волны, считается основной величиной, характеризующей рассеяния света частицей. Эта безразмерная величина рассматривается в следующих режимах:

- рэлеевское рассеяние ($x \ll 1$) – когда размер частицы много меньше длины волны, она имеет симметричную индикатрису;

- $x \simeq 1$, этот режим является сложным для решения системы уравнений Максвелла;

- если размер частицы много больше длины волны ($x \gg 1$), частица рассеивает больше, в этом случае рассеяние света рассчитывается по правилам геометрической оптики.

Рассматриваемый диапазон размеров частиц и длин волн достаточно широк и включает в себя как области $x \ll 1$, так и области $x \gg 1$. Поэтому в работе используется теория Ми, включающую в себя все крайние случаи, как приближение малых частиц, соответствующее режиму рэлеевского рассеяния, так и ближайшую область крупных частиц до перехода в область геометрической оптики.

Комплексный показатель преломления связан с диэлектрической функцией для заданного материала [125]:

$$\left.\begin{matrix} n \\ k \end{matrix}\right\} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{1/2} \pm \varepsilon_1}\ , \qquad (2.14)$$

где ε_1 и ε_2 - действительная и мнимая часть комплексной диэлектрической функции, соответственно.

Если сферическая частица взаимодействует с электромагнитной волной $E(r,t) = E_0(r)e^{-i\omega t}$, то комплексная диэлектрическая функция частицы должна удовлетворять условию Крамерса-Кронига [126]:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P\int_0^\infty \frac{x\varepsilon_2(x)}{x^2 - \omega^2} dx\ , \qquad (2.15)$$

где $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ - частота электромагнитного излучения, P - взятие интеграла в смысле главного значения по Коши.

Эти условия указывают на то, что действительная ε_1 и мнимая часть ε_2 сложных диэлектрических функций не зависят друг от друга:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2\,. \qquad (2.16)$$

Зависимости действительной и мнимых частей комплексных показателей преломления от длины волны для простых астрофизических материалов определяются с помощью экспериментальных исследований. В работе [127] их значения приведены для силикатных материалов в диапазоне длин волн 500-4500 $\mathring{\text{A}}$ и 2500-4500 $\mathring{\text{A}}$. Оптические свойства графитовых пылевых частиц радиусами 0.1 и 0.01 мкм были оценены зависимостью диэлектрической проницаемости ε_1 и ε_2 от длины волны в диапазоне 2000 мкм - 200 $\mathring{\text{A}}$ [125].

Решение уравнения Максвелла позволяет также найти такие оптические характеристики пылевой частицы, как сечение рассеяния, поглощения и экстинкции. Согласно теории Ми, C_{sca} сечение рассеяния определяется как отношение рассеянной энергии к падающему излучению. Сечение экстинкции C_{ext} равно сумме сечений поглощения и рассеяния. Все сечения также зависят от направления и длины волны падающего излучения, от размера , индекса рефракции и морфологии рассеивающего объекта.

Коэффициентом эффективности называется отношение проекции площади поперечного сечения, нормальной к падающему пучку к полной площади поперечного сечения частицы. В теории Ми большинство основных параметров являются комплексными числами, однако коэффициенты эффективности поглощения и радиационного давления (далее эффективность) дают

вещественные значения. Соответственно, коэффициенты эффективности рассеяния и экстинкции определяются по формулам [122]:

$$Q_{sca} = \frac{2}{x^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2\mathrm{n}+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2), \tag{2.17}$$

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2\mathrm{n}+1)\,\mathrm{Re}(a_n + b_n). \tag{2.18}$$

Эффективность поглощения определяется разностью эффективности экстинкции и рассеяния:

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca}. \tag{2.19}$$

Если учесть, что рассеянная энергия в пределах приращения телесного угла Ω в направлении θ будет пропорциональна $f(\theta)d\Omega$, где $f(\theta)$ - нормированная фазовая функция, рассчитанная по теории Ми, то полный поток прямого рассеянного излучения за единицу времени определяется через средний косинус угла рассеяния $Q_{sca} < \cos(\theta) >$ [128]. Эту величину $< \cos(\theta) >$, указывающую направление рассеяния излучения частицей называют параметром рассеяния, и она определяется следующей формулой:

$$< \cos\theta >= \int_{4\pi} f(\theta)\cos\theta d\Omega, \tag{2.20}$$

также можно выразить его через коэффициенты рассеяния [122]:

$$\begin{aligned} < \cos(\theta) >= \frac{4}{x^2 Q_{sca}}[\sum_{n=1}^{\infty}\frac{n(\mathrm{n}+2)}{n+1}\mathrm{Re}(\mathrm{a}_n \mathrm{a}_{n+1}^{*} + b_n b_{n+1}^{*}) + \\ +\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2\mathrm{n}+1}{n(n+1)}\mathrm{Re}(\mathrm{a}_n\, b_n^{*})]. \end{aligned} \tag{2.21}$$

В астрофизике для пылевой частицы существует еще один важный оптический эффект – радиационное давление. Поток импульса излучения, передаваемого пылинке, описывается эффективностью радиационного давления. Выражение для эффективности радиационного давления получим, учитывая (2.19):

$$Q_{pre} = Q_{ext} - < \cos(\theta) > Q_{sca} = Q_{abs} + Q_{sca}(1 - < \cos(\theta) >). \tag{2.22}$$

При условии $< \cos(\theta) >= 1$ происходит анизотропное рассеяние, тогда $Q_{abs} = Q_{pre}$. Таким образом, эффективности поглощения, рассеяния и радиационного давления представляют большой интерес при изучении

оптических свойств пылевых частиц. Они зависят от длины волны звездного излучения, падающего на частицу, размера пылевых частиц и оптических свойств пылевого материала, в случае абсолютно черного тела, они не зависят от длины волны, т.е. $Q_{abs} = 1$.

2.2 Оценка коэффициентов поглощения и радиационного давления на пылевые частицы

Оптические свойства базальтовой и углеродной пыли Q_{abs}, Q_{sca} получены на основе лабораторного определения оптических констант в инфракрасном диапазоне длин волн [127,129,130], их значения варьируются в зависимости от их состава, но следует отметить, что представления о структуре и химическом составе пылевых материалов различны. Следовательно, в данной работе мы рассматриваем свойства для базальта и графита. Для графита при исследованиях поглощающих свойств в инфракрасном диапазоне используются оптические постоянные из [125,131].

Соответственно, по указанным данным рассчитаны комплексные индексы рефракции и на рисунке 2.2 представлена зависимость значений индекса рефракции n и k от длины волны для базальтовых и графитовых материалов.

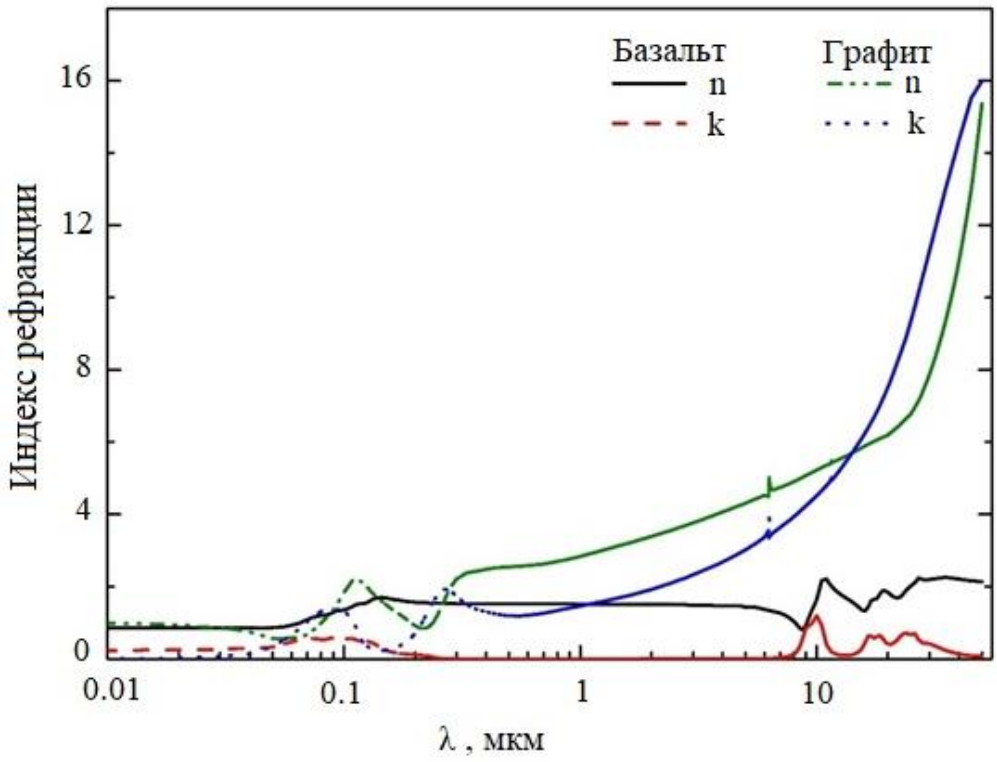


Рисунок 2.2 – Зависимость значений индекса рефракции от длины волны для базальтовых и графитовых материалов

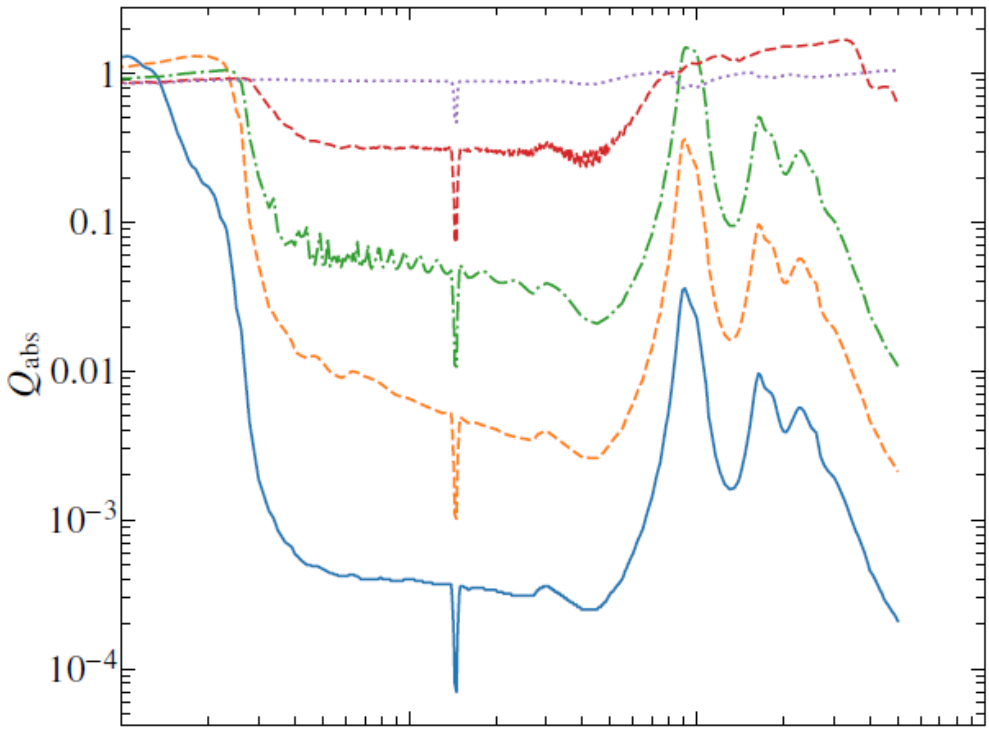
Как видно на рисунке 2.2, коэффициент k описывает поглощение света частицей на определенной длине волны, а коэффициент n описывает рассеяние света частицей, то есть можно увидеть, что рассеяние света для базальтового материала больше в диапазоне длин волн 0.3-7 мкм.

Таким образом, для заданного материала и для пылевых частиц размером $0.01\,\text{мкм} < R_{dust} < 100\,\text{мкм}$ по формулам теории Ми [122] вычисляются Q_{abs}, Q_{sca} и сопутствующие параметры в зависимости от длины волны. Также согласно формуле (2.21) рассчитывались значения Q_{pre}.

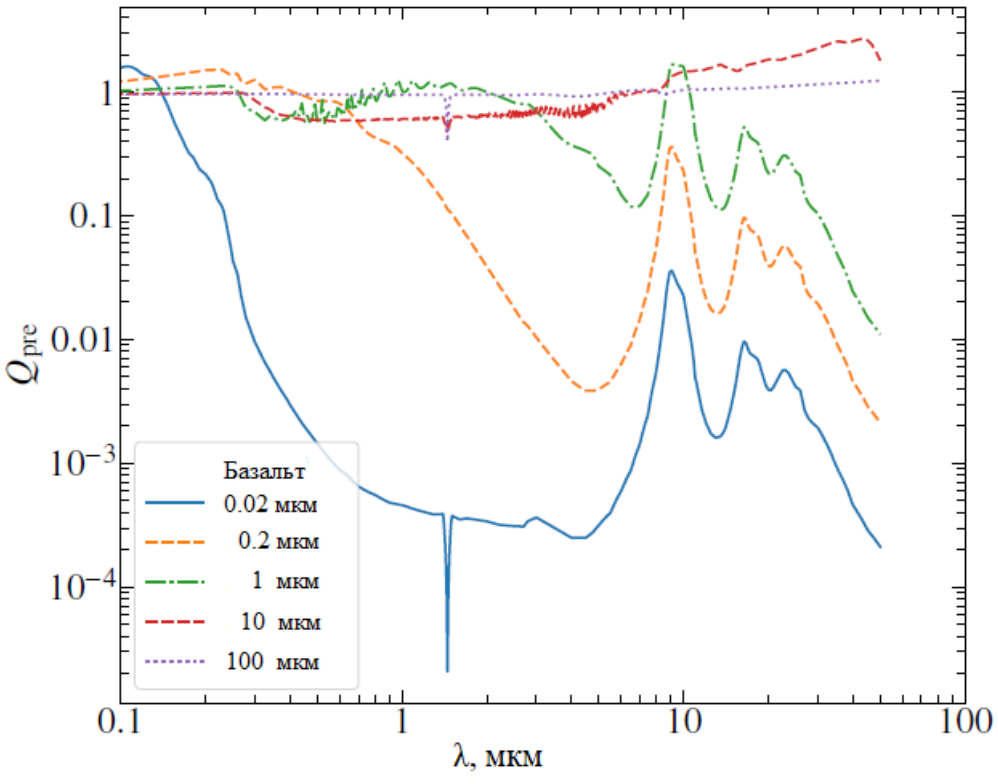
На рисунке 2.3 показана зависимость коэффициентов поглощения и радиационного давления от длины волны для частиц базальта следующих размеров $R_{dust} = 0.02; 0.2; 1; 10; 100\,\text{мкм}$. Как видно из рисунка 2.3, коэффициенты поглощения отличаются друг от друга для частиц с различными радиусами и изменяются в несколько раз в зависимости от длины волны. На длинах волн 10 мкм и 20 мкм наблюдается избыток Q_{abs}, влияние которого отражается в наблюдаемых спектрах ИК-излучения силикатных материалов. Аналогичная зависимость для графитовых пылевых частиц представлена на рисунке 2.4. Согласно рисунку 2.4, положение максимумов Q_{abs} значительно зависит от размера частиц. Если с увеличением радиуса частиц базальта Q_{abs} стремится к 1, то для частиц графита такое поведение не наблюдается.

В суммарном значении потери энергии в световом пучке Q_{ext} при прохождении его около частицы графита большую роль играет фактор рассеяния Q_{sca}. Например, для частицы радиусом 100 мкм величина $Q_{abs} = 0.17238$ и $Q_{sca} = 1.9678$, что в сумме составляет $Q_{ext} = 2.1402$.

Наблюдаемый у звезды G29-38 избыток ИК излучения в области $\lambda \approx 4.5\,мкм$, который авторы работы [20] относят к графитовым пылевым частицам, может быть обеспечен частицами радиусом около 0.7 мкм (рисунок 2.4).

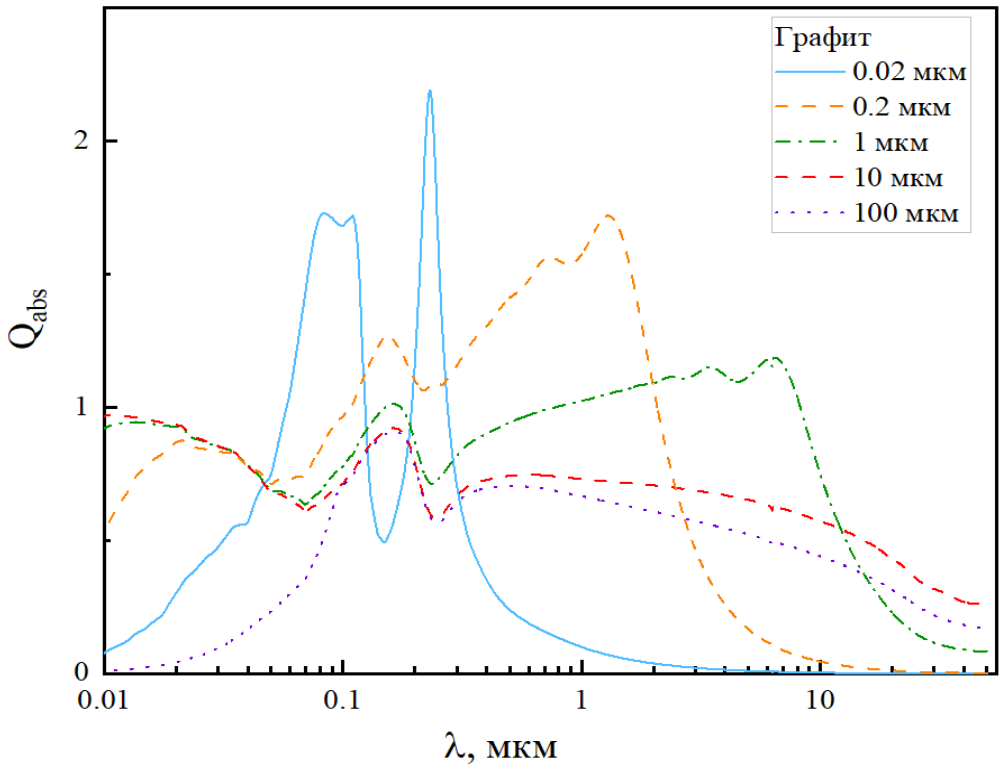


а)

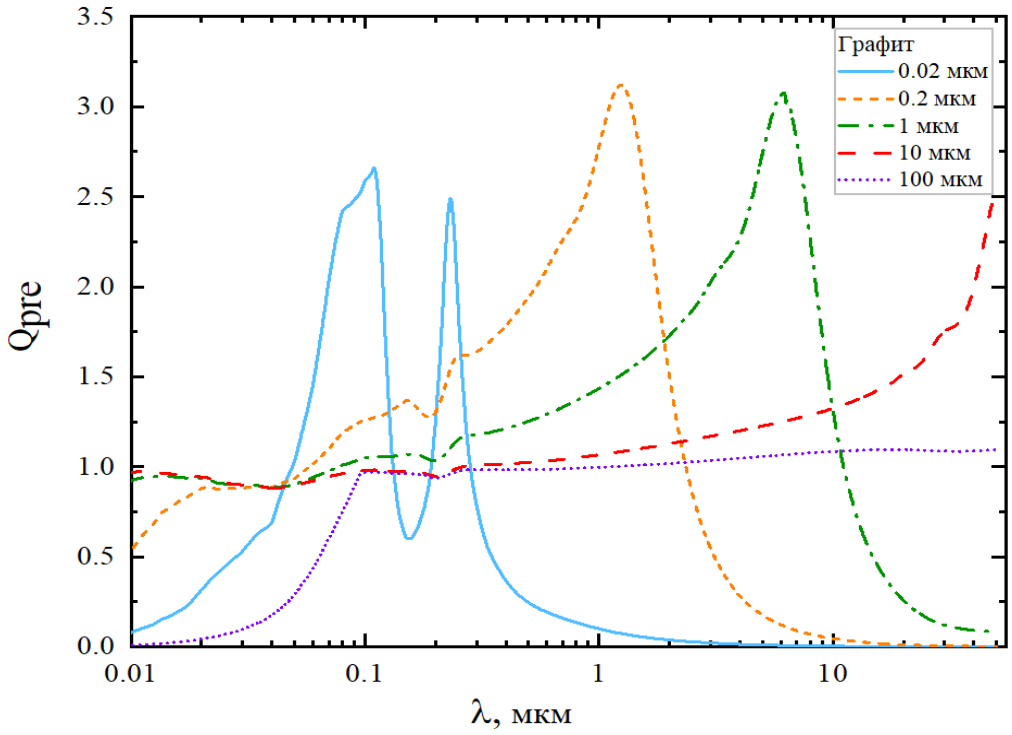


б)

Рисунок 2.3 – Эффективности поглощения Q_{abs} (а) и радиационного давления Q_{pre} (б) для частиц базальта различных радиусов R_{dust}, указанных в микрометрах



а)



б)

Рисунок 2.4 – Эффективности поглощения Q_{abs} (а) и радиационного давления Q_{pre} (б) для частиц графита различных радиусов R_{dust}, указанных в микрометрах

Для больших частиц радиусом 100 мкм значения Q_{pre} не зависят от состава материала, так как в обоих случаях оно равно единице, которое означает, что большие частицы ведут себя как черные тела и рассеяние на таких больших частицах определяется геометрической оптикой. Зависимость от состава материала будет появляться для частиц малых радиусов, например для базальтовых частиц радиусом 0.02 мкм, в области длин волн 1.5 мкм Q_{pre} показывает низкое значение около 10^{-3}, а для графитовых частиц такого же радиуса дает высокое значение около 2.5.

Полученные результаты для базальта соответствуют наблюдательным данным, проводимым с помощью IRAS, где проявляются сильные эмиссионные линии силикатных материалов. В случае звезды G29-38 в диапазоне длин волн 9-11 мкм наблюдались силикатные материалы, а в диапазоне 3-6 мкм замечены черты аморфного углерода [27]. Измеренные данные не согласуются с межзвездными силикатами, но соответствуют аморфным силикатным материалам, в частности оливину, встречающемуся в Солнечной системе. Таким образом, были вычислены коэффициенты эффективности поглощения и радиационного давления базальтовых и графитовых пылевых частиц размером $0.02\,\text{мкм} < R_{dust} < 100\,\text{мкм}$, которые будут использованы в следующем разделе для описания их эволюции.

3 ЭВОЛЮЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ОКРЕСТНОСТИ ЗАГРЯЗНЕННЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

В этом разделе рассматривается эволюция пылевых частиц в окрестности белых карликов G29-38 и WDJ1644–0449. Как известно, по законам термодинамики, пылевая частица будет находиться в состоянии теплового равновесия при наличии звездного излучения – как доминирующего фактора воздействия на пылевые частицы. Пылевые частицы, нагреваясь с приближением к звезде, будут охлаждаться за счет теплового излучения в области сублимации. Для расчета температурной зависимости пылевых частиц используется модель для околосолнечного пылевого облака, представленная в [63]. Модель основана на решениях уравнения движения пылевой частицы в окрестности звезды, уравнения теплового баланса и потери массы частицы за счёт сублимации.

3.1 Силы, действующие на пылевую частицу

Пылевые частицы малых размеров в окрестности звезд испытывают силы радиационного давления $\vec{F}_{pre}$, направленные радиально наружу и силы гравитации звезды $\vec{F}_G$ и сопротивления Пойнтинга-Робертсона $\vec{F}_{P-R}$.

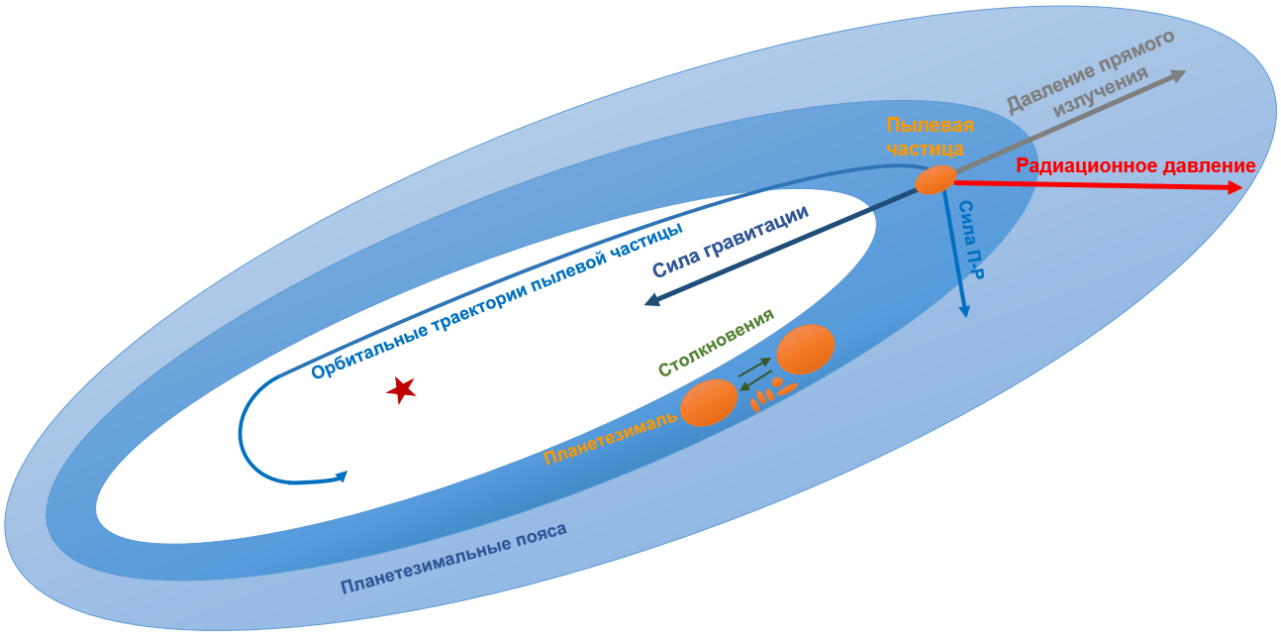


Рисунок 3.1 – Направление сил, действующих на пылевую частицу в окрестности белых карликов

Сила гравитации центральной звезды:

$$\vec{F}_g = -\frac{GM_* m_{dust}}{r^3}\vec{r} \quad , \tag{3.1}$$

где G - гравитационная постоянная, M_* - масса звезды, m_{dust} - масса пылевой частицы, $\vec{r}$ - радиус-вектор пылевой частицы.

Сила радиационного давления F_{pre} определяется светимостью звездного излучения $L_* = 4\pi r^2 \Phi(r)$, падающего на единичную площадь σ за единицу времени [132,133]:

$$\vec{F}_{pre} = \frac{L_* \sigma Q_{pr}}{c}\frac{\vec{r}}{r}, \tag{3.2}$$

где c - скорость света, Q_{pr} - среднее значение эффективности радиационного давления, зависящее от размера пылевой частицы и показателя преломления среды. Оно выражается через функцию Планка $B(\lambda,T)$:

$$Q_{pr}(\mathrm{R}_{dust}, m) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{pre}(\lambda, \mathrm{R}_{dust}, m) B(\lambda, T_{dust}) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, T_{dust}) d\lambda}. \tag{3.3}$$

В результате сила радиационного давления имеет следующий вид:

$$F_{pre} = \frac{\pi R_{dust}^2}{c}\frac{R_*^2}{r^2}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{pre}(\lambda, \mathrm{R}_{dust}, m) B(\lambda, T_{eff}) d\lambda, \tag{3.4}$$

где $B(\lambda,T_{eff})$ - функция Планка для звезды с эффективной температурой T_{eff} .

$$B(\lambda,T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda}\cdot\frac{1}{kT}}-1}, \tag{3.5}$$

где h - постоянная Планка, k - постоянная Больцмана, T - температура излучающего вещества.

Важным параметром для оценки динамики пылевых частиц в окрестности звезды является отношение силы радиационного давления к силе гравитационного притяжения $\beta(\mathrm{R}_{dust}, m)$. Этот параметр зависит от температуры и радиуса звезды, а также от материала и размеров пылевой частицы [134]. Таким образом,

$$\beta(\mathrm{R}_{dust}, m) = \frac{F_{pre}(\mathrm{R}_{dust}, m)}{F_g} = \frac{3}{16} \frac{Q_{pr}(\mathrm{R}_{dust}, m) L_*}{\pi c \mu \rho \mathrm{R}_{dust}}, \qquad (3.6)$$

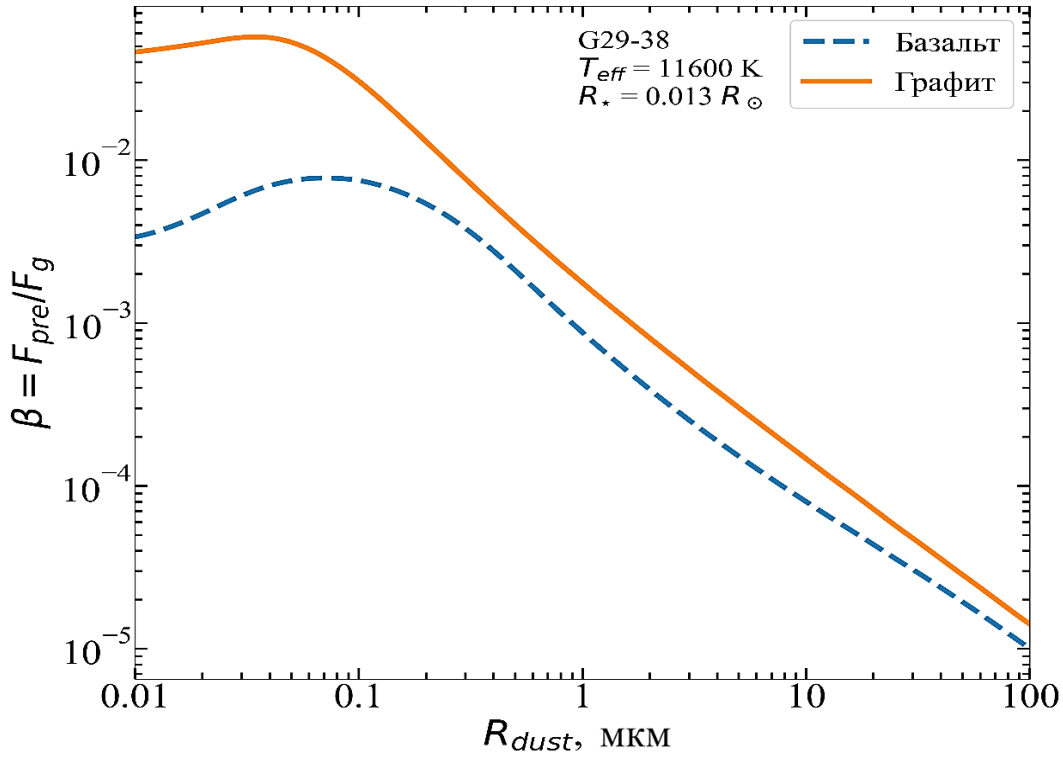
где $\mu = G M_*$ - гравитационный параметр звезды, ρ - плотность вещества пылевой частицы.

Смысл отношения радиационного давления к гравитации заключается в том, что можно определить условие выброса пылевых частиц в зависимости от их масс и орбит. Следовательно, существует несколько возможных орбит в зависимости от значения β :

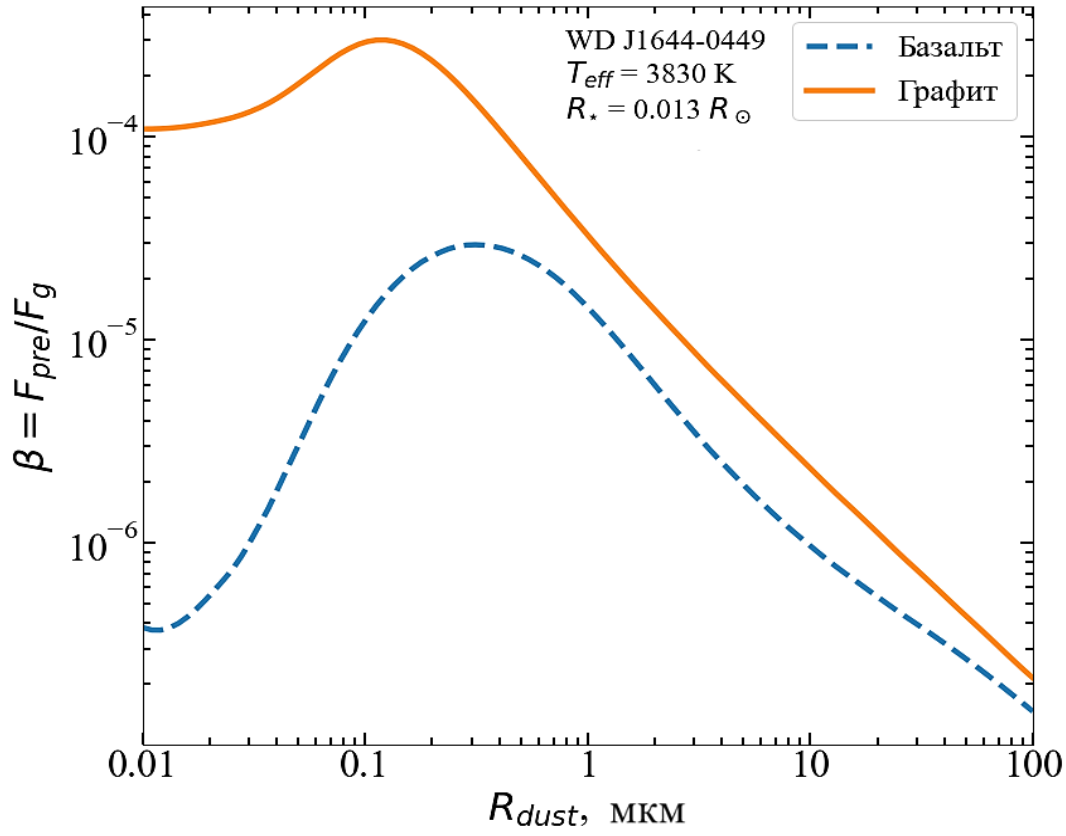
- при $0 < \beta < 0.5$ - частица выбрасывается по эллиптической орбите;
- при $0.5 \le \beta < 1$- по параболической или гиперболической орбите, соответственно [133].

Мелкие частицы испытывают более сильное воздействие радиационных сил, а для крупных частиц гравитационные силы будут оказывать большее влияние. Радиационное давление является основной причиной выброса мелких частиц с размерами в несколько микрон от дебри дисков, поскольку время действия радиационного давления на частицы по сравнению с другими силами считается коротким, порядка $10\text{-}10^{2.5}$ лет [135].

Для белых карликов, имеющих маленькие размеры порядка размеров Земли, влияние радиационного давления проявляется слабо. При $\beta << 1$, тем не менее, это влияние существует и проявляется в виде медленного осаждения частиц из дебри диска на звезду по квазикруговым орбитам под действием тангенциальной составляющей светового давления [73]. Этот тормозящий эффект называется эффектом Пойнтинга-Робертсона. Величина β отражает только радиальную составляющую – именно световое давление (рисунок 3.1). Из рисунка 3.2 видно, что величины β даже вблизи максимума не превышают значения 10^{-1} - 10^{-2} около звезды G29-38 и 10^{-3} - 10^{-4} около более холодной звезды WD J1644-0449.



а)



б)

Рисунок 3.2 – Связь между β и радиусами пылевых частиц: а) G29-38; б) WD J1644-0449 (пунктирная линия – для базальта, сплошная линия – для графита)

Роль радиационного давления звезд в обеих случаях G29-38 и WD J1644-0449, для графитовой пыли выше, чем для базальта. Как видно из графика, световое давление на частицу размером 0.1 мкм графитовой пылинки имеет максимум и эти частицы будут сильнее тормозиться световым давлением и быстрее падать на звезду под действием эффекта торможения Пойнтинга-Робертсона. Согласно [136], сила торможения Пойтинга-Робертсона $\vec{F}_{P-R}$ определяется по формуле:

$$\vec{F}_{P-R} = -\frac{\Phi(r)\sigma Q_{pr}}{c^2}\vec{\upsilon}, \tag{3.7}$$

где $\vec{\upsilon}$ - скорость пылевой частицы относительно звезды. Таким образом, влияние эффекта Пойтинга-Робертсона особенно проявляется на частицы, размером порядка несколько мкм [137].

3.2 Тепловой баланс и испарение пылевых частиц вблизи G29-38 и WDJ1644–0449

Температуру нагрева пылевых частиц на определенном расстоянии от поверхности звезды можно определить из уравнения теплового баланса, который заключается в равенстве поглощённой и потерянной энергии: E_{abs} и суммарной энергии излучения пылинкой E_{rad} и энергии испарения E_{vap} :

$$E_{abs} = E_{rad} + E_{vap}. \tag{3.8}$$

где E_{abs} - энергия, которую поглощает пылинка от звезды, E_{rad} - энергия излучения пылинки и E_{vap} - энергия, которую теряет пылинка на испарение.

Используя спектр излучения звезды и и функцию Планка для определенного диапазона длин волн, поглощаемая и излучаемая пылинкой энергии определяются следующим образом, соответственно:

$$E_{rad} = 4\pi \cdot R_{dust}^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, m, R_{dust},) \cdot B_{dust}(\lambda, T_{dust}) d\lambda, \tag{3.9}$$

$$E_{abs} = \Omega R_{dust}^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, m, R_{dust}) \cdot B_{*}(\lambda, T_{eff}) d\lambda, \tag{3.10}$$

где $\Omega = 2\pi\left(1-\sqrt{1-\frac{R_*^2}{r^2}}\right)$ - телесный угол звезды на расстоянии r , R_* - радиус звезды, $Q_{abs}(\lambda, m, R_{dust})$ - коэффициент эффективности поглощения, T_{dust} - температура

пылинки, T_{eff} - температура звезды, $B_{dust}(\lambda, T_{dust})$ и $B_*(\lambda, T_{eff})$ - функция Планка для пылевой частицы и звезды, соответственно.

При приближении пылевых частиц к звезде на определённом расстоянии от нее, некоторые атомы в результате нагрева излучением звезды переходят в газовую фазу [128]. Процесс сублимации происходит на разных расстояниях от звезды в зависимости от размера пылинок. Потеря энергии за счет испарения пылевой частицы определяется из кинетической теории газов [63,77,138,139]:

$$E_{vap} = \frac{4\pi R_{dust}^2 \cdot \frac{dR_{dust}}{dt} \cdot \rho}{\mu m_H} H_L, \tag{3.11}$$

где μ - молярная масса в а.е.м, m_H - атомная единица массы водорода, ρ - плотность пылевого материала, H_L - энергия испарения одной молекулы или удельная теплота парообразования, $\frac{dR_{dust}}{dt}$ - скорость испарения пылевой частицы в см/сек или темп сублимации.

Скорость испарения пылинки рассчитывается согласно закону потери массы Герца-Кнудсена [140] по формуле:

$$\frac{dR_{dust}}{dt} = -\frac{P}{\rho}\sqrt{\frac{\mu m_H}{2\pi k T_{dust}}}, \tag{3.12}$$

где $P = P_m \exp(-\frac{H_L}{kT_{dust}})$ - давление насыщенных паров материала пылинки, зависящий от ее температуры в торах (1торр =133.32 Па); $P_m(T_{dust}) = \exp(H_L / (kT_0))$ - давление насыщенных паров для предельно больших температур; T_0 - температура, при которой давление насыщенного пара равно 1 торр. Её можно найти через значения удельной теплоты парообразования материала H_L и P_m давления насыщенного пара:

$$T_0 = \frac{H_L}{k \ln(P_m / 1330)}. \tag{3.13}$$

Следовательно, получаем следующие формулы для расчета скорости сублимации (испарения) и давления насыщенных паров:

$$\frac{dR_{dust}}{dt} = -C_1 \frac{P}{\rho}(\mu / T_{dust})^{1/2}, \tag{3.14}$$

$$\lg P = C_2 - C_3 / T_{dust}. \tag{3.15}$$

где коэффициенты C_1, C_2, C_3 и термодинамические свойства исследуемых

материалов приведены в таблице 3.1. Для базальта данные были взяты согласно [127], а для графита из [125]. На рисунке 3.3 приведена зависимость давления, насыщенного пара от температуры для базальта и графита.

Таблица 3.1–Термодинамические свойства пылевых материалов

Параметры	Обозначение	Единица измерения, в СГС	Материал	
			Базальт	Графит
Плотность	ρ	г/см^3	2.7	1.95
Молярная масса	μ	а.е.м.	67.0	12.0
Давление насыщенного пара	P	дин/см^2	1.07e14	4.31e16
Температура	T_0	K	2284	3373
Удельная теплота парообразования	H_L	10^{-20}Дж/моль	79.2	144.9
Коэффициенты	C_1	$г/(см \cdot с) \cdot K^{1/2}$	0.04083	0.04083
	C_2		10.915	13.5129
	C_3	K	24928.3	45579.12

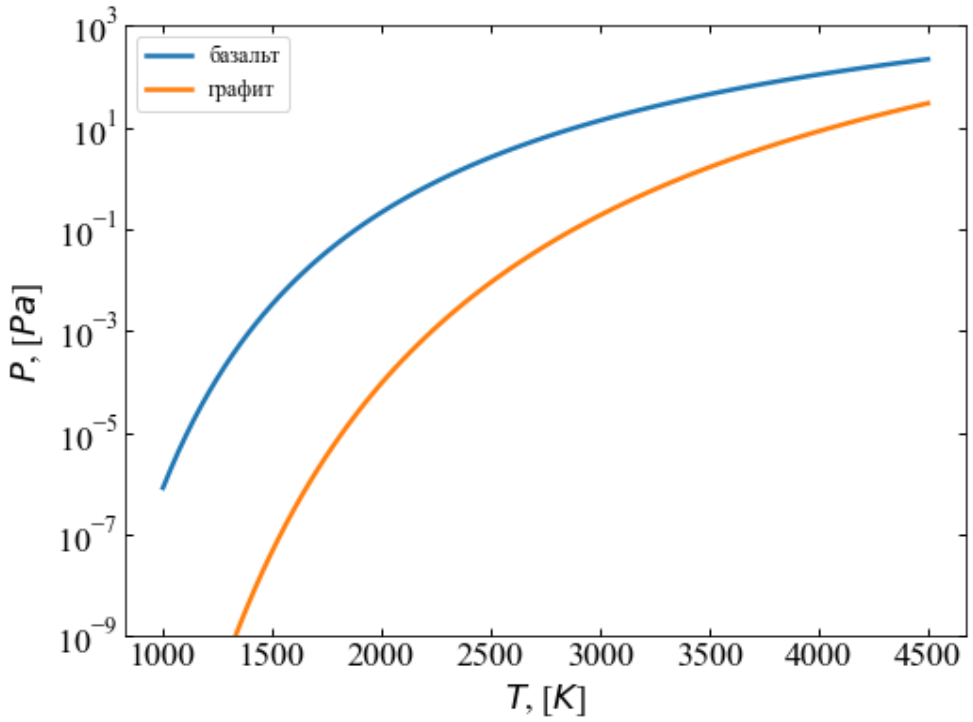


Рисунок 3.3 –Зависимость давления, насыщенного пара от температуры для базальта и графита

Таким образом, уравнение (3.11) для потери энергии испарения перепишем в следующем виде:

$$E_{vap} = 4\pi R_{dust}^2 \frac{H_L}{m_H} C_1 P \frac{1}{\sqrt{\mu T_{dust}}} \ . \tag{3.16}$$

Следовательно, уравнение теплового баланса (3.8) примет вид:

$$\begin{aligned} &2 \cdot (1 - \sqrt{1 - \frac{R_*^2}{r^2}}) \cdot \pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, m, \mathrm{R}_{dust},) B_*(\lambda, T_*) d\lambda = \\ &= 4\pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, m, \mathrm{R}_{dust}) B_{dust}(\lambda, T_{dust}) d\lambda \quad + \frac{4C_1}{m_H} \frac{H_L P}{\sqrt{\mu T_{dust}}}. \end{aligned} \tag{3.17}$$

При больших расстояниях $r >> R_{dust}$, $(1 - \sqrt{1 - \frac{R_{dust}^2}{r^2}}) = \frac{R_{dust}^2}{2r^2}$.

Уравнение (3.17) упрощается после введения следующих обозначений:

$$Z(T_{dust}) = \frac{4C_1}{m_H} \frac{H_L P}{\sqrt{\mu T_{dust}}}, \tag{3.18}$$

$$< Q_{abs}(\mathrm{R}_{dust}) >= \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, m, \mathrm{R}_{dust}) B_*(\lambda, T_{eff}) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_*(\lambda, T_{eff}) d\lambda} \ , \tag{3.19}$$

$$< Q_{rad}(\mathrm{R}_{dust}, \mathrm{r}) >= \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, m, \mathrm{R}_{dust}) B_{dust}(\lambda, T_{dust}) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{dust}(\lambda, T_{dust}) d\lambda}, \tag{3.20}$$

где $< Q_{abs}(\mathrm{R}_{dust}, m) >$ – средняя эффективность поглощения света частицей, не зависящая от расстояния до звезды, $< Q_{rad}(\mathrm{R}_{dust}, r) >$- средняя эффективность излучения света частицей. $< Q_{rad}(\mathrm{R}_{dust}, r) >$ зависит от расстояния звезды, массы, радиуса и температуры частицы. $Z(T_{dust})$ определяет количество молекул, испарившихся за единицу времени с единичной площадки поверхности.

Нагрев пылинки не является случайным, так как скорость испарения зависит от характера излучаемого спектра и расстояний от звезды.

В приближении абсолютно черного тела (АЧТ) ($E_{vap} = 0, < Q_{abs} >=< Q_{rad} >= 1$) равновесная температура пылинки будет равна:

$$T_{dust} = T_{eff}\sqrt{\frac{R_*}{2r}}. \qquad (3.21)$$

Для определения температуры пылевой частицы в других случаях воспользуемся формулой излучения и законом Стефана-Больцмана:

$$L_* = 4\pi R_*^2 \cdot \pi \int_0^\infty B_*(\lambda, T_{eff})d\lambda = 4\pi R_*^2 \sigma T_{dust}^4 \ , \qquad (3.22)$$

где $\sigma = 5.67032 \cdot 10^{-8} Bm/(м^2 \cdot K^4)$ - постоянная Стефана-Больцмана.

Тогда (3.17) можно записать в виде:

$$\frac{L_*}{16\pi r^2} < Q_{abs}(\mathrm{R}_{dust}) > = \sigma T_{dust}^4 < Q_{rad}(\mathrm{R}_{dust}, \mathrm{r}) > + Z(T_{dust})H_L . \qquad (3.23)$$

Таким образом, температура пылевой частицы является функцией пылевого материала, размера частиц и расстояния от звезды.

Этот метод определения температур является классическим. Он использовался при определении температур пылевых частиц в окрестности Солнца [141], протосолнечных дисках и пылевых дисках около других звезд [142].

Таким образом, входными параметрами для вычисления температуры пылинки являются термодинамические и оптические характеристики материала пылинки, радиус и температура звезды. Расстояния от пылевой частицы до центра звезды задается в радиусах звезды. Расчеты получены численными методами интегрирования и проведено сравнение с результатами для приближения АЧТ [91].

На рисунке 3.4 представлено распределение температур базальтовых частиц радиусами $R_{dust} = 0.01, 0.1, 1, 10, 100$ мкм с расстоянием относительно звезды G29-38 (масса и температура, радиус), характеризующее влияние процесса испарения в уравнении теплового баланса. Из рисунка 3.4 видно, что реальные температуры пылевых частиц радиусами меньше 100 мкм на больших расстояниях от звезды, превышающих $15R_* \approx 0.2R_\odot$ превосходят температуры, полученные в приближении АЧТ (blackbody – штриховая линия). Во внутренней зоне, ближе $15R_*$ от звезды, температуры всех частиц значительно ниже штриховой линии, полученной в приближении АЧТ, что объясняется сильным охлаждением за счёт испарения.

Аналогичные расчёты температуры, проведённые для графитовых частиц (рисунок 3.5), показали несколько иные результаты [91].

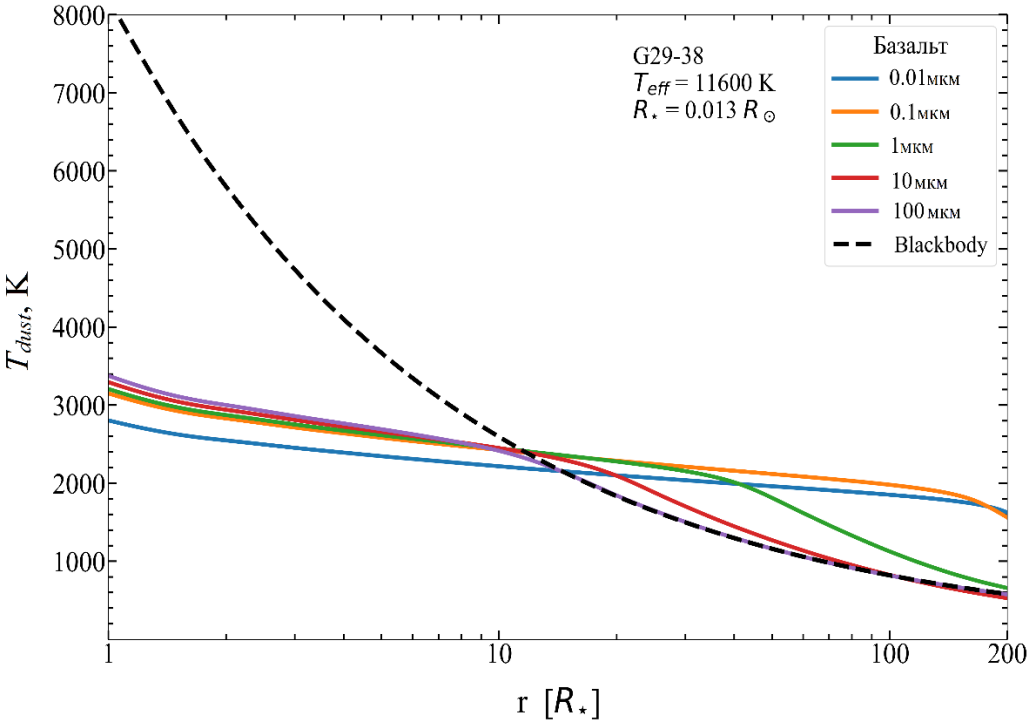


Рисунок 3.4 – Распределение температур пылевых частиц (базальт) радиусами 0.01, 0.1, 1, 10, 100 мкм в зависимости от расстояния до звезды с T_{eff} =11600K, и в приближении АЧТ

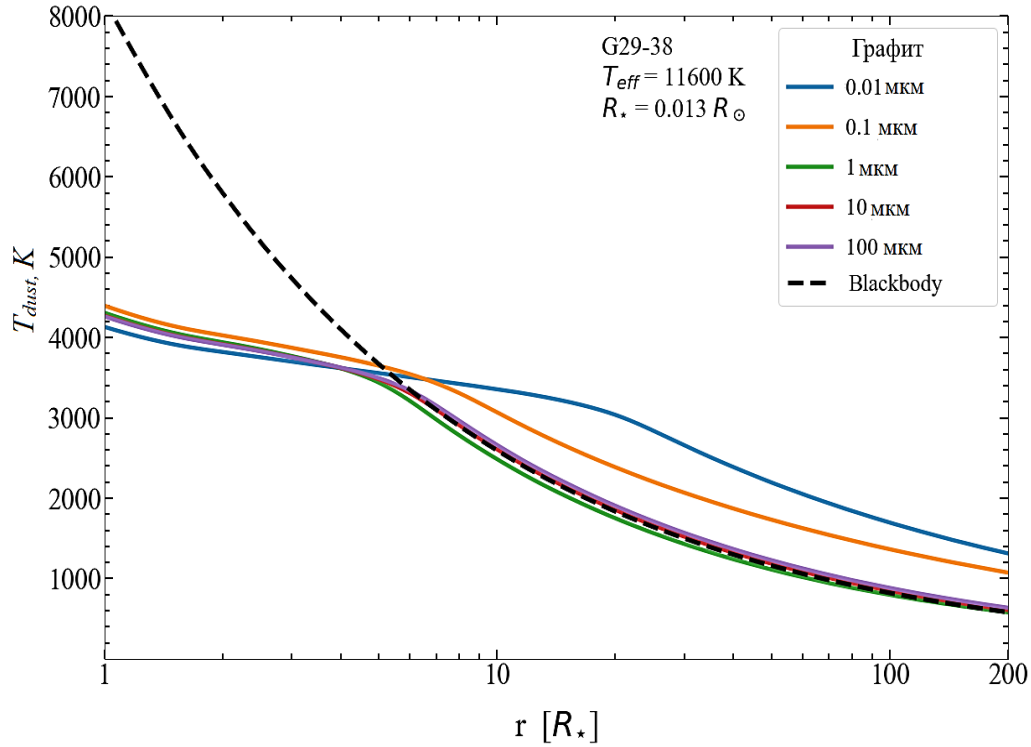


Рисунок 3.5 - Распределение температур пылевых частиц (графит) радиусами 0.01, 0.1, 1, 10, 100 мкм в зависимости от расстояния до звезды с T_{eff} =11600K, и в приближении АЧТ

Понижение температуры графитовых частиц на близких расстояниях от звезды ($<10\,R_*$) выражено не так сильно, как для базальтовых частиц (рисунок 3.4) и на поверхности звезды они имеют температуры немного выше 4000 К, в то время как все базальтовые частицы холоднее 3500 К. На больших расстояниях от звезды, превышающих $5R_*$, (рисунок 3.5) графитовые частицы микронных размеров от 1 мкм и выше показывают температуры близкие к АЧТ, а малые субмикронные частицы радиусами $R_{dust} = 0.01, 0.1$ мкм показывают температуры выше в приближении АЧТ.

На рисунке 3.6 представлено распределение температур базальтовых частиц с расстоянием от звезды *WDJ1644–0449*. В этом случае, температуры частиц радиусами меньше 100 мкм ниже чернотельных на всех расстояниях от $1R_*$ до $200R_*$, т.е. понижение температуры частиц происходит только внутри зоны $<2R_*$.

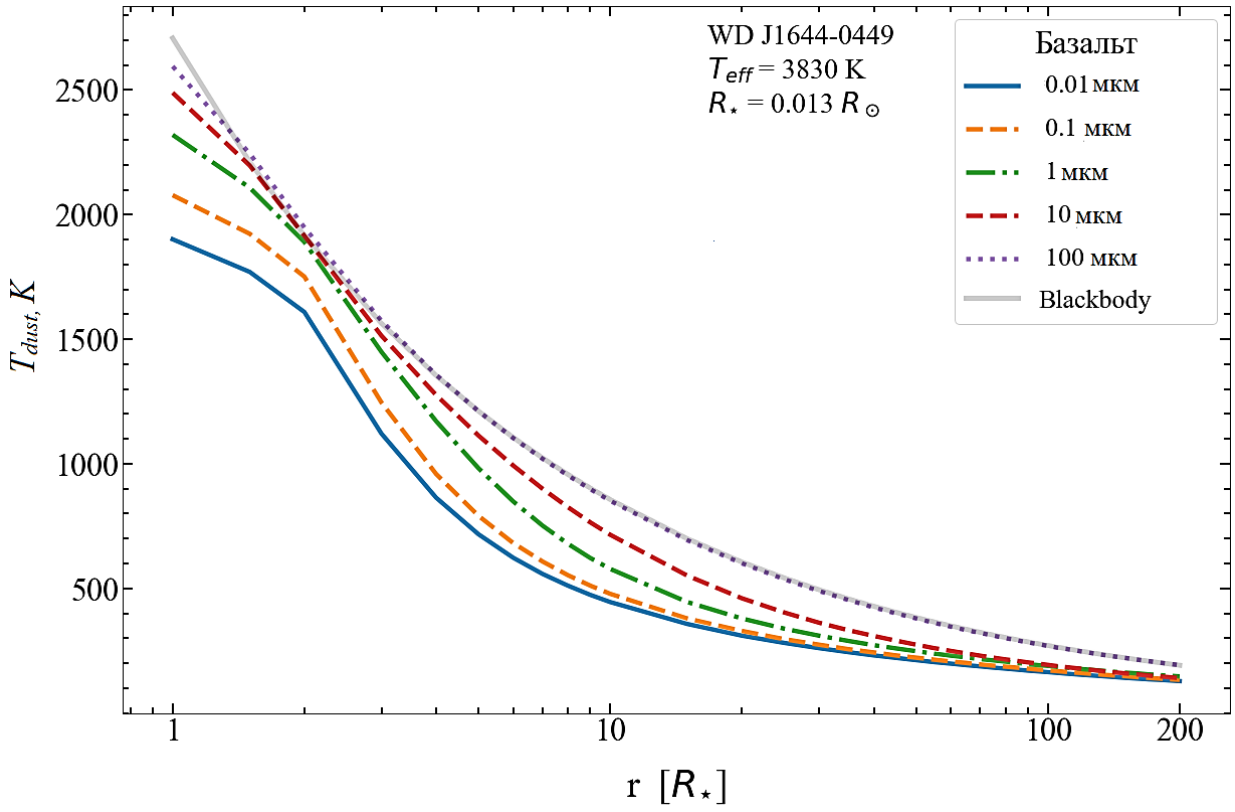


Рисунок 3.6 - Распределение температур пылевых частиц (базальт) радиусами 0.01, 0.1, 1, 10, 100 мкм в зависимости от расстояния до звезды с $T_{eff} = 3830K$, и в приближении АЧТ

Таким образом, температура графитовых пылинок систематически выше, чем базальтовых пылинок. Температура уменьшается с увеличением размера частиц для обоих материалов.

Температуры субмикронных графитовых частиц (рисунок 3.7) выше в приближении АЧТ, в отличие от базальтовых частиц, причём на любых

расстояниях от звезды, даже в непосредственной близости от неё на расстоянии $1R_*$. Температуры графитовых частиц (рисунок 3.7) микронных размеров, начиная с 1 мкм, совпадают с температурой в приближении АЧТ, кроме самой внутренней зоны, расположенной ближе $1.5R_*$.

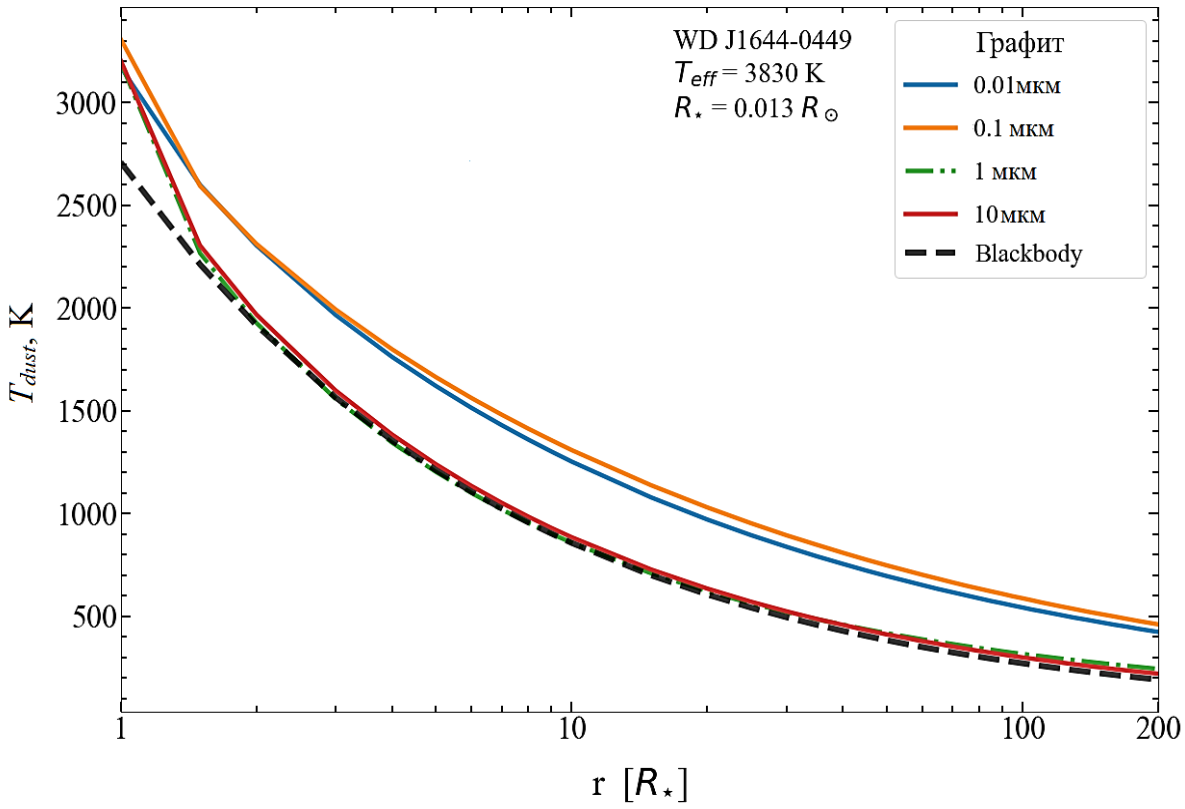
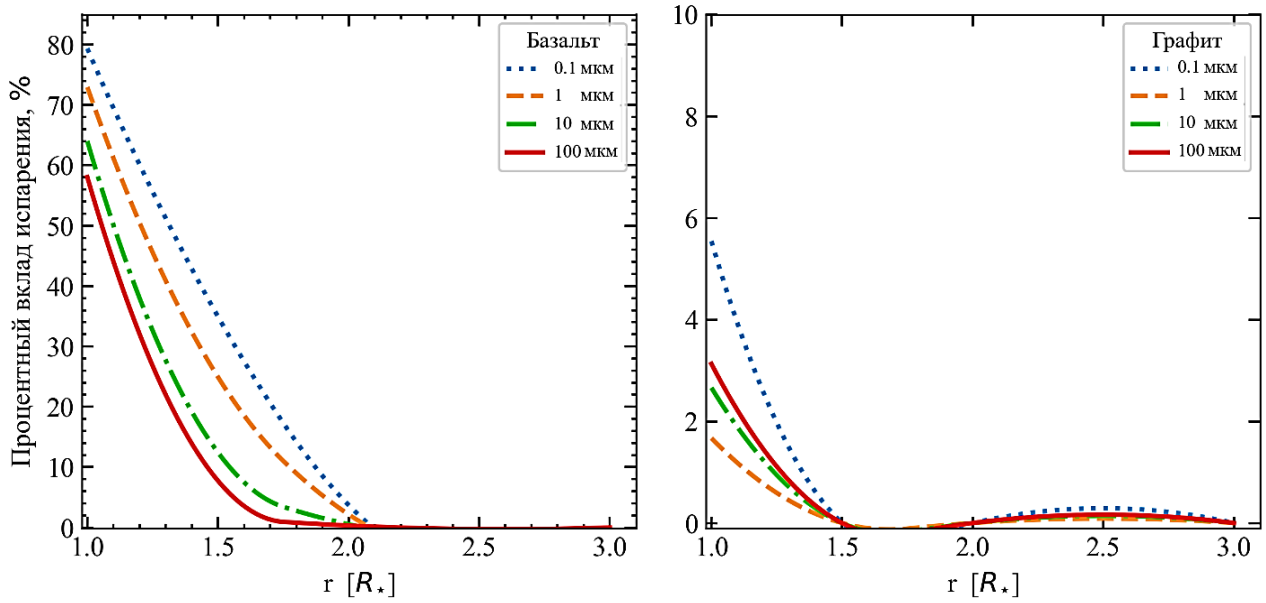


Рисунок 3.7 - Распределение температур пылевых частиц (графит) радиусами 0.01, 0.1, 1, 10, 100 мкм в зависимости от расстояния до звезды с $T_{eff} = 3830K$, и в приближении АЧТ (blackbody)

Далее мы можем оценить влияние потери энергии испарения на изменение температуры пылевых частиц в окрестностях исследуемых белых карликов. На рисунке 3.8 показан процентный вклад 2-го члена правой части уравнения теплового баланса (3.22) для базальтовых частиц около звезды J1644–0449.

Из рисунка 3.8 видно, что вклад процесса испарения в тепловой баланс для базальтовых частиц влияет на конечные температуры частиц только на расстояниях меньше $2R_*$. Тем не менее, для расчётов орбитальной эволюции будут использованы данные расчётов температурного баланса с учётом потерь на испарение согласно (рисунок 3.8, а)).

Влияние процесса испарения на графитовые частицы вблизи холодной звезды J1644–0449 практически не сказывается до самого соприкосновения с поверхностью звезды на расстоянии $1R_*$ (рисунок 3.8, б).



а) б)

Рисунок 3.8 – Процентный вклад испарения пылевых частиц (базальт) радиусами 0.01, 0.1, 1, 10, 100 мкм в зависимости от расстояния до звезды J1644–0449 с $T_{eff} = 3830K$.

Поскольку пылевая частица теряет свою массу во время испарения, значение β увеличивается, в результате чего частицы начинают скапливаться. Образование пылевых колец вокруг звезд является как следствие испарения пылевых частиц вблизи внешнего края пылевого диска.

3.3 Динамика пылевых частиц вблизи G29-38 и WDJ1644–0449

Уравнение движения для пылевой частицы около звезды запишем согласно [135,143] в следующем виде:

$$m_{dust}\ddot{\vec{r}} = \vec{F}_g + \vec{F}_{pre} + \vec{F}_{P-R} + \vec{F}_{sw}, \qquad (3.24)$$

где $\vec{F}_g$ – гравитационная сила, $\vec{F}_{pre}$ – сила радиационного давления, $\vec{F}_{P-R}$ – сила Пойнтинга-Робертсона, $\vec{F}_{sw}$ - давление звёздного ветра. Для рассмотрения движения пылевых частиц около белых карликов пренебрегаем влиянием звёздного ветра.

Результирующая сила, действующая на пылевую частицу в поле излучения звезды равна сумме силы $\vec{F}_{pre}$ и силы сопротивления Пойнтинга-Робертсона $\vec{F}_{P-R}$ [136]:

$$\vec{F}_{pre} + \vec{F}_{P-R} = \frac{S(r)\sigma Q_{pr}}{c}((1-\frac{\dot{r}}{c})\frac{\vec{r}}{r} - \frac{\vec{\upsilon}}{c}). \quad (3.25)$$

Следовательно, уравнение (3.24) примет следующий вид:

$$m_{dust}\ddot{\vec{r}} = -F_g\vec{e}_r + F_{pre}[(1-\frac{\dot{r}}{c})\vec{e}_r - \frac{\vec{\upsilon}_r}{c}] \ . \quad (3.26)$$

В таком случае, уравнение (3.26) разлагается по двум координатам, соответствующим радиальному и тангенциальному направлению движения. Для численных расчётов орбитальной эволюции пылевых частиц используем систему из 3-х дифференциальных уравнений, где третьим является уравнение (3.12), определяющее скорость испарения частицы $\frac{dR_{dust}}{dt}$:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = r(\frac{d\varphi}{dt})^2 - \frac{\mu_*}{r^2}(1-\beta),$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\frac{1}{r^2}\left[2r\frac{dr}{dt}\frac{d\varphi}{dt} + \alpha\frac{d\varphi}{dt}\left(1+\frac{R_*^2}{2r^2}\right)\right], \quad (3.27)$$

$$\frac{dR_{dust}}{dt} = \frac{0.0408}{\rho}P\sqrt{\frac{\mu}{T_{dust}}}.$$

где $\alpha = \beta\mu_*/c$, $\beta = F_{pre}/F_g$, $\mu_* = GM_*$.

Система уравнений (3.27) эквивалентна системе из пяти дифференциальных уравнений 1-го порядка относительно искомых функций времени - $r,\dot{r},\varphi,\dot{\varphi},R_{dust}$ и решается численным методом Рунге-Кутта четвертого порядка.

Алгоритм расчета орбитальной эволюции пылевой частицы вокруг звезды состоит из следующих этапов:

- задаются начальные условия согласно таблице 3.1: свойства материала пылевой частицы и звезды, как масса и радиус звезды, начальные размеры частиц $R_{dust}(t=0)$, стартовое расстояние $r(t=0)$, радиальная и тангенциальная скорость и другие параметры. Стартовая тангенциальная скорость при круговой орбите задается по формуле:

$$\upsilon_\tau = \sqrt{\frac{GM_*}{r}},$$

при параболической орбите:

$$\upsilon_{par} = \sqrt{\frac{2GM_*}{r}},$$

- решается система уравнений движения (3.27) в каждый момент времени;
- определяются радиус и температура пылевой частицы в каждый момент времени;
- расчеты будут повторяться до тех пор, пока отношение радиуса к начальному радиусу пылинки не становится меньше, чем 0.01.

3.3.1 Динамика испаряющихся пылевых частиц около G29-38

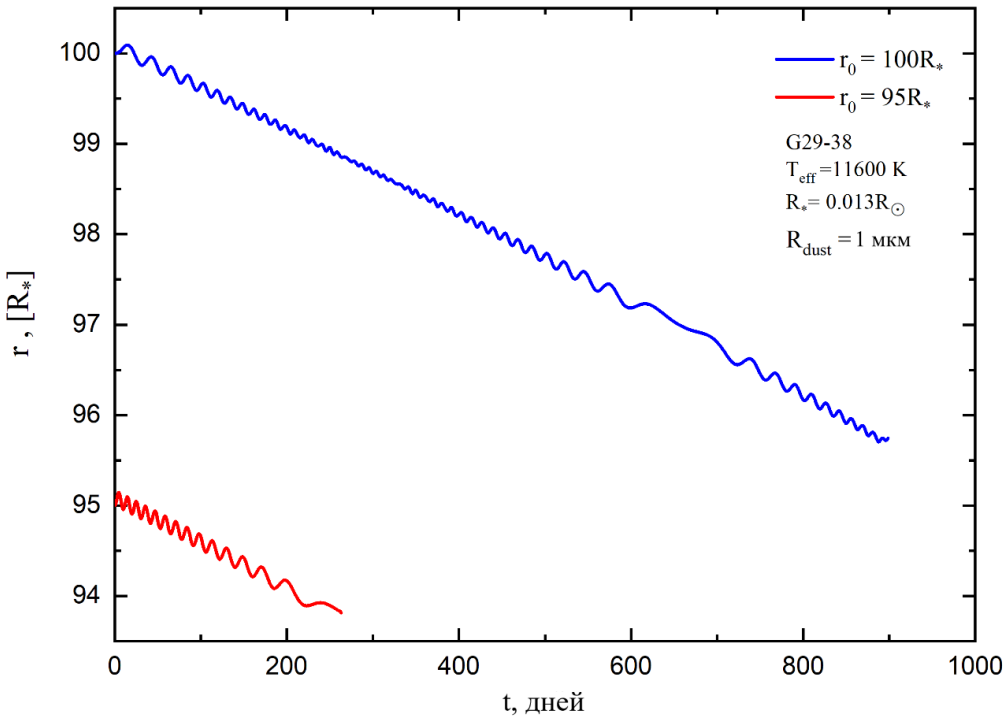
В первом случае предполагаем, что частицы, сорвавшиеся с родительского тела, движутся по круговым орбитам. Орбитальная эволюция пылевых частиц зависит от исходного стартового расстояния и начального радиуса частиц. Из-за изменения соотношения сил по мере испарения частицы ее орбита постоянно меняется. На рисунках 3.9-3.10 приведены орбитальные эволюции пылинки с начальным радиусом 1 мкм, стартующей с круговой орбиты с разных расстояний $95R_*$ и $100R_*$ от звезды. На рисунках 3.9-3.10, 3.12 можно увидеть, что исходная круговая орбита деформируется, приобретая небольшую эллиптичность из-за действия светового давления.

Из рисунка 3.9 видно, что различие температур базальтовых частиц на расстояниях $95R_*$ и $100R_*$, согласно рисунку 3.5 кажется небольшим: 1171К и 1126 К соответственно, но при этом темп испарения $\frac{dR_{dust}}{dt}$ изменяется почти на порядок величины.

Исходя из этих соображений, для частицы радиусом1 мкм, находящейся в свободном движении на круговой орбите, мы считаем внутренней границей зоны сублимации величину $96R_*$, полученную с более далёкого старта (конец красной линии на рисунке 3.9).

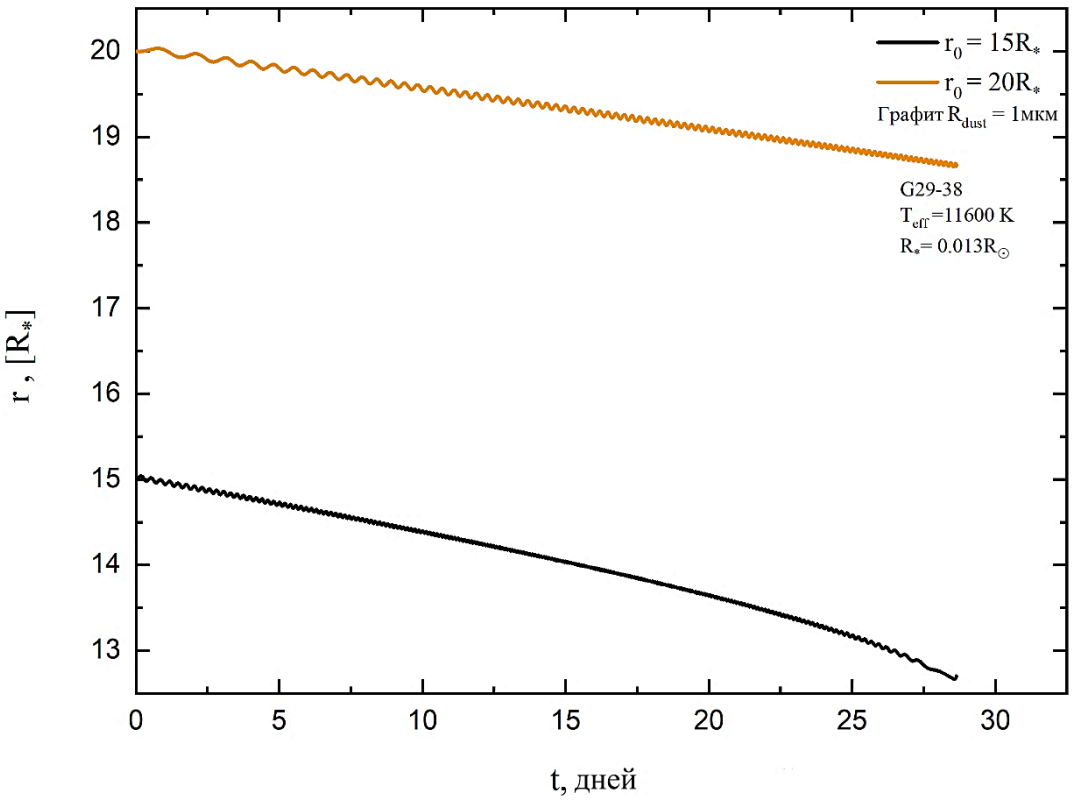
Аналогичный расчет был сделан для графитовых пылевых частиц. На рисунке 3.10 представлена орбитальная эволюция для частиц радиуса 1 мкм, сорвавшихся с родительского тела на расстоянии 20 и 15 звездных радиусов.

Соответственно, по рисунку 3.10 можно увидеть, как меняется радиус частицы со временем. Частица, стартующая с расстояния $15R_*$, за 27 дней достигает области испарения. На рисунке 3.11 показано изменение радиуса частицы во времени. В начальный момент времени на стартовом расстоянии $15R_*$ начальная температура частицы размером 1 мкм равна 2023 К, при $20R_*$ – 1750 К. Начальная тангенциальная скорость 740 км/с, 640.8 км/с, соответственно. Видно, что температура частицы, отделившейся от $15R_*$ и $20R_*$ расстояний, в ходе орбитальной эволюции нагревается до 2800 К, и частица полностью испаряется.



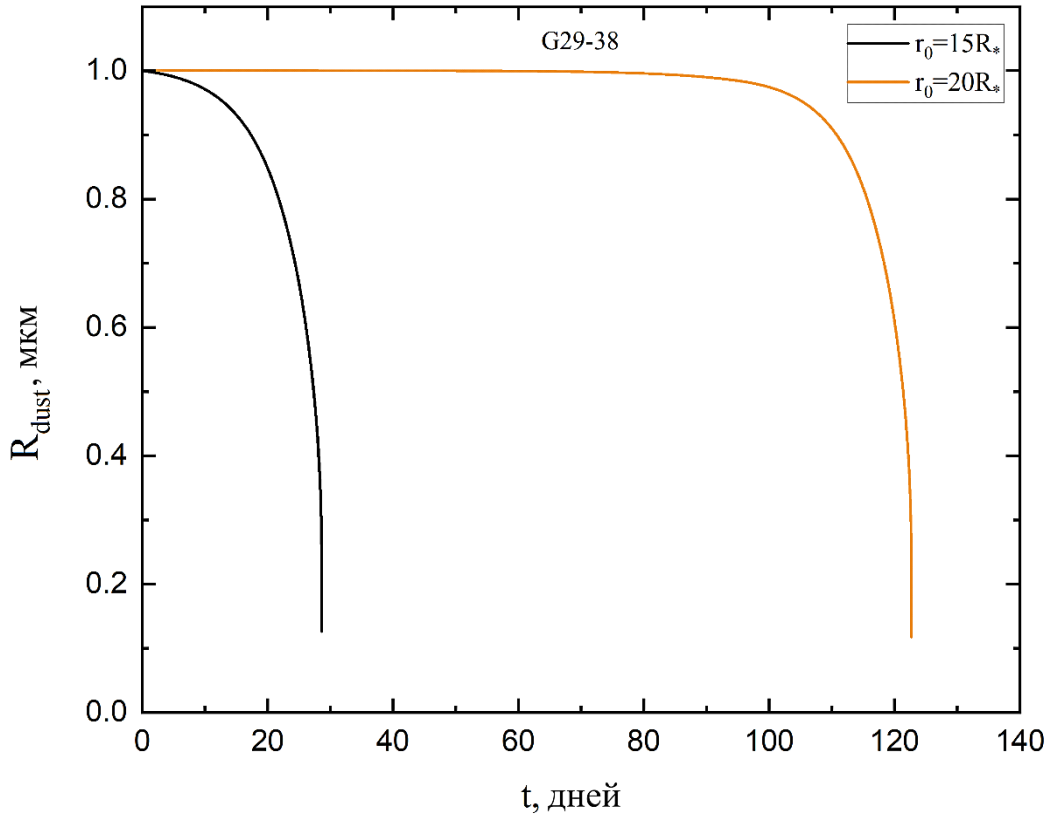
Стартовое расстояние от звезды G29-38: синяя –-$100R_*$, красная - $95R_*$

Рисунок 3.9 – Орбитальная эволюция базальтовой пылевой частицы с начальным радиусом 1 мкм



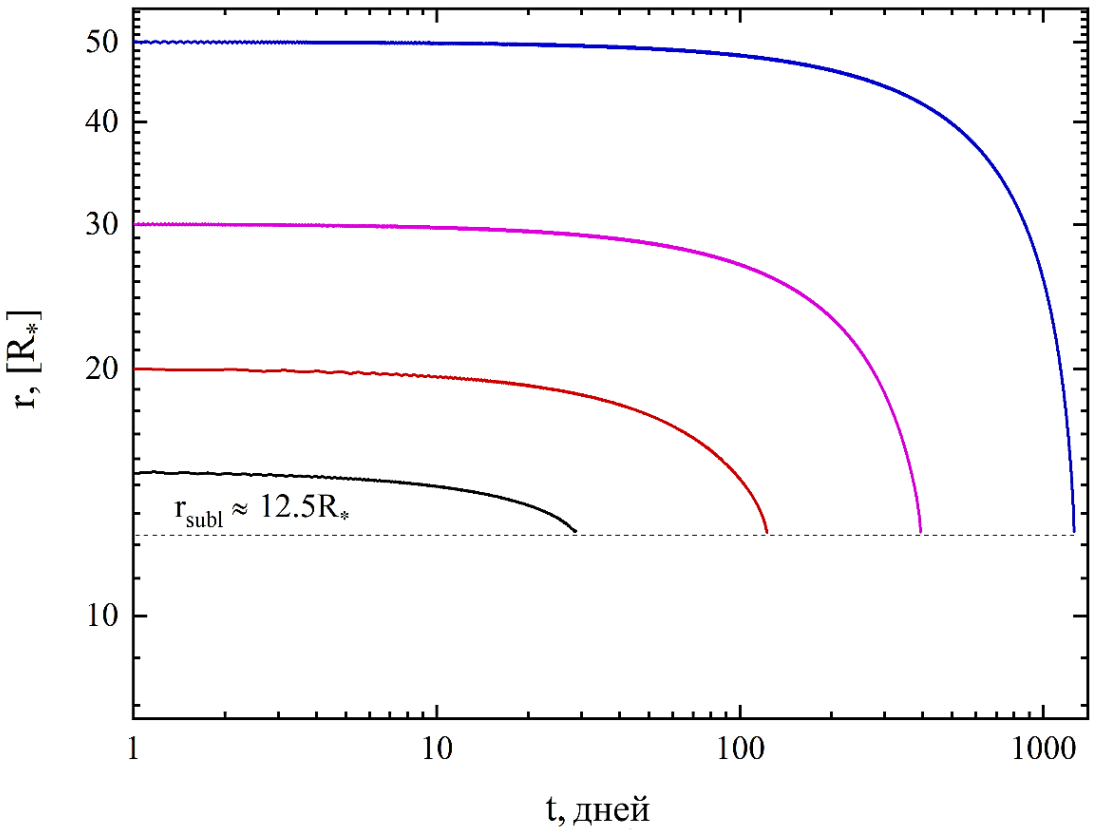
Начальный радиус пылевой частицы R_{dust} =1мкм ; стартовое расстояние от звезды G29-38: оранжевая – $20R_*$, черная - $15R_*$

Рисунок 3.10 – Орбитальная эволюция графитовой пылевой частицы



Начальный радиус графитовой пылевой частицы R_{dust} =1мкм; стартовое расстояние от звезды G29-38: оранжевая линия соответствует для стартовой расстояний $20R_*$, черная линия – $15R_*$

Рисунок 3.11 – Изменение размеров графитовых пылевых частиц в процессе испарения



Начальный радиус графитовой пылевой частицы R_{dust}=1мкм;

стартовые расстояния от звезды G29-38: $50R_*, 30R_*, 20R_*, 15R_*$

Рисунок 3.12 – Орбитальная эволюция графитовых пылевых частиц в процессе испарения при различных расстояниях от звезды G29-38

В отличие от базальтовых частиц, графитовые частицы, включая частицы малых субмикронных размеров, испаряются внутри в промежутке $60R_* \approx 0.78R_\odot$. В предположении $T_{subl} = 2000K$ в работе [23] в приближении АЧТ дана оценка границе испарения $R_{subl,BB} = 0.18R_\odot$, что для радиуса звезды $R_* = 0.013R_\odot$ даёт величину $R_{subl,BB} = 13.8R_*$. Эти приблизительные оценки практически сходятся с результатами наших расчётов для частиц графита радиусами $R_{dust} > 0.2$ мкм. Таким образом, можно сказать, что существует вполне определенная стабильная граница полного испарения для частиц радиусами $R_{dust} > 0.2$ мкм на расстоянии около $12.5R_* \approx 0.16R_\odot$.

Кроме того, частицы начинают испаряться при достижении более высоких температур, превышающих 1820 К. Активное испарение происходит при температурах 2000-2200 К, после чего частицы практически мгновенно испаряются при температурах, близких к 2500-2800 К. У G29-38 наблюдались пылевые области с более низкой температурой 290-890К [20], либо 950К [21], в данном случае это свидетельствует о наличии внешнего оптически толстого диска, экранирующего внутреннюю область сублимации пыли.

Исходя из этих приведенных соображений, также для базальтовой пылевой частицы радиусом 1 мкм, находящейся в свободном движении на круговой орбите, мы считаем внутренней границей зоны сублимации величину $96R_*$, полученную с более далёкого старта (Рисунок 3.9).

На рисунке 3.13 представлена внутренние границы области сублимации для пылевых частиц базальта и графита, движущиеся по круговым и параболическим орбитам. Как видно из рисунка 3.13 крупные базальтовые частицы с радиусами $R_{dust} > 10$ мкм испаряются на расстояниях $40-50\,R_* \approx 0.52-0.65R_\odot$. Малые частицы с радиусами $R_{dust} < 0.1$ мкм также образуют некую границу области сублимации и испаряются на расстоянии около $330\,R_* \approx 4.3R_\odot$. Поскольку единой границы внутренней зоны сублимации для частиц всех размеров не существует, очевидно, что приближение АЧТ для поиска внутренней границы зоны сублимации пылевых частиц недостаточно.

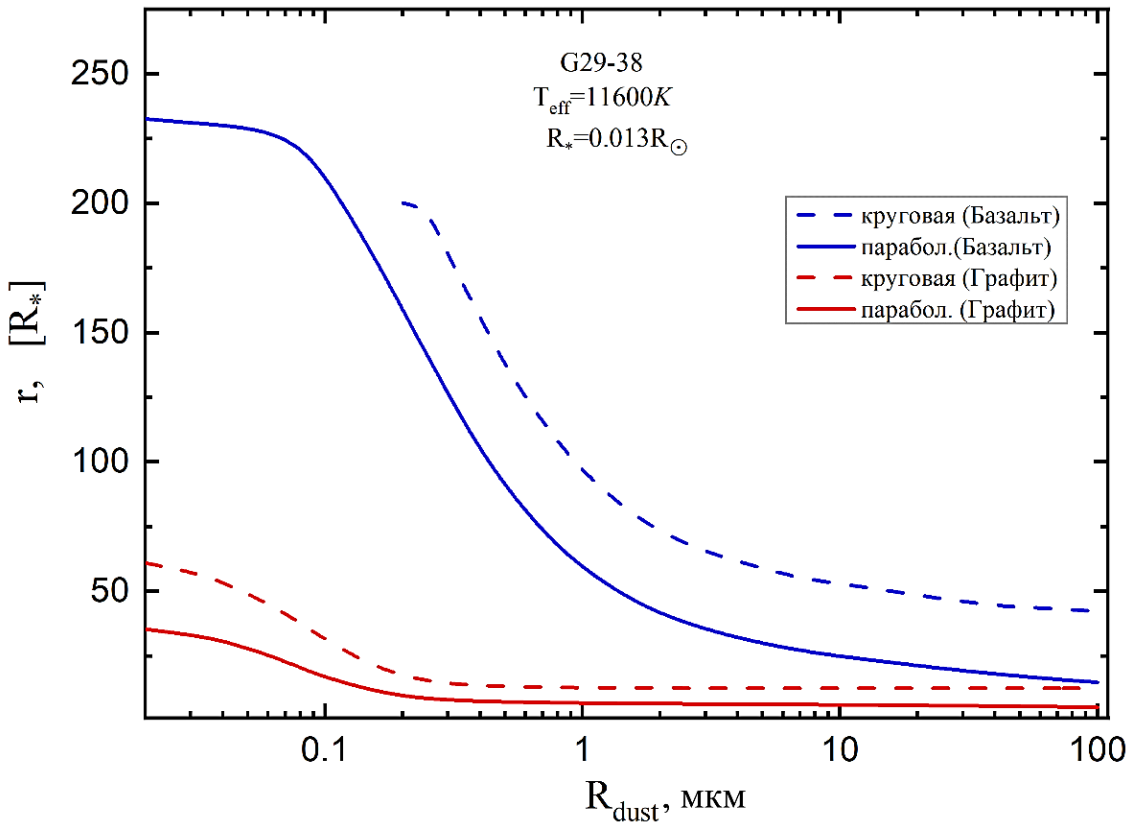


Рисунок 3.13 – Расстояния от звезды внутренних границ области сублимации частиц базальта и графита при свободном движении по круговым и параболическим орбитам

Частицы, движущиеся по круговым орбитам, начинают испаряться при достижении температур, превышающих 1130 К. Активное испарение происходит при температурах 1300-1500 К, после чего частицы после многодневной эволюции на круговых орбитах практически мгновенно испаряются.

Таким образом, приходим к следующим выводам:

Графитовые пылевые частицы размерами от 0.1 мкм до 100 мкм, движущиеся по круговым орбитам около горячего белого карлика G29-38, образуют границу безпылевой зоны на расстоянии 0.16 солнечного радиуса от звезды, а силикатные пылевые частицы при тех же условиях образуют границу беспылевой зоны на расстоянии $0.52-0.65R_{\odot}$.

Базальтовые и графитовые пылевые частицы размерами от 0.1 мкм до 100 мкм, движущиеся по параболическим орбитам, образуют безпылевую зону вокруг белого карлика G29-38 на расстояниях $0.17R_{\odot}$ и $0.15R_{\odot}$, соответственно.

3.2.2 Динамика испаряющихся пылевых частиц около WDJ1644–0449 и 4-х звёзд в сравнении с $T_{eff} < 5000$ K

Расчёты орбитальной эволюции также выполнены для звезды WDJ1644–0449 в области сублимации, где частицы подвержены активному испарению. Информации об этом холодном белом карлике с температурой T=3830K пока не так много. Присутствия пыли у него пока не обнаружено, но найдены щелочные металлы, включая литий. В работе [112] представлены данные, где сообщается об обнаружении Li, Na, K и Ca в атмосфере этого белого карлика. Появление металлов авторы объясняют аккрецией планетезималя. Используя модельные атмосферы, авторы определили коэффициенты обилия этих элементов, и, за исключением лития Li, они согласуются с метеоритными значениями в Солнечной системе.

На рисунках 3.14 и 3.15 представлены результаты расчётов орбитальной эволюции для частиц базальта и графита, движущихся по круговым и параболическим орбитам. Испарение частиц происходит очень близко к звезде. Частицы базальта на круговых орбитах испаряются на расстоянии около $3R_{*}$, независимо от начальных размеров (рисунок 3.14). При этом температура частиц в финальной стадии одинакова для всех частиц и составляет около 1160 К после их испарения до радиуса $R_{dust} = 0.01$мкм. Крупные микронные частицы с радиусами $R_{dust} > 10$мкм, движущиеся вдоль вытянутых орбит, близких к параболическим, пикируют на звезду, не успев испариться полностью (рисунок 3.14).

Ещё сильнее это свойство выражено для частиц со свойствами графита (рисунок 3.15). При движении по круговым орбитам малые частицы с радиусами $R_{dust} < 10$мкм испаряются в области, близкой к границе испарения базальтовых частиц, а более крупные, имеющие радиусами $R_{dust} > 5$ мкм образуют границу испарения на расстоянии около $1.5R_{*}$. При этом температура частиц в финальной стадии также одинакова для всех частиц и составляет около 2600 К после их испарения до радиуса $R_{dust} = 0.01$мкм, что на 1400 -1500 К горячее, чем температура базальтовых частиц. Частицы на параболических орбитах с

радиусами $R_{dust} > 3$мкм пикируют на поверхность звезды до того, как полностью испарятся.

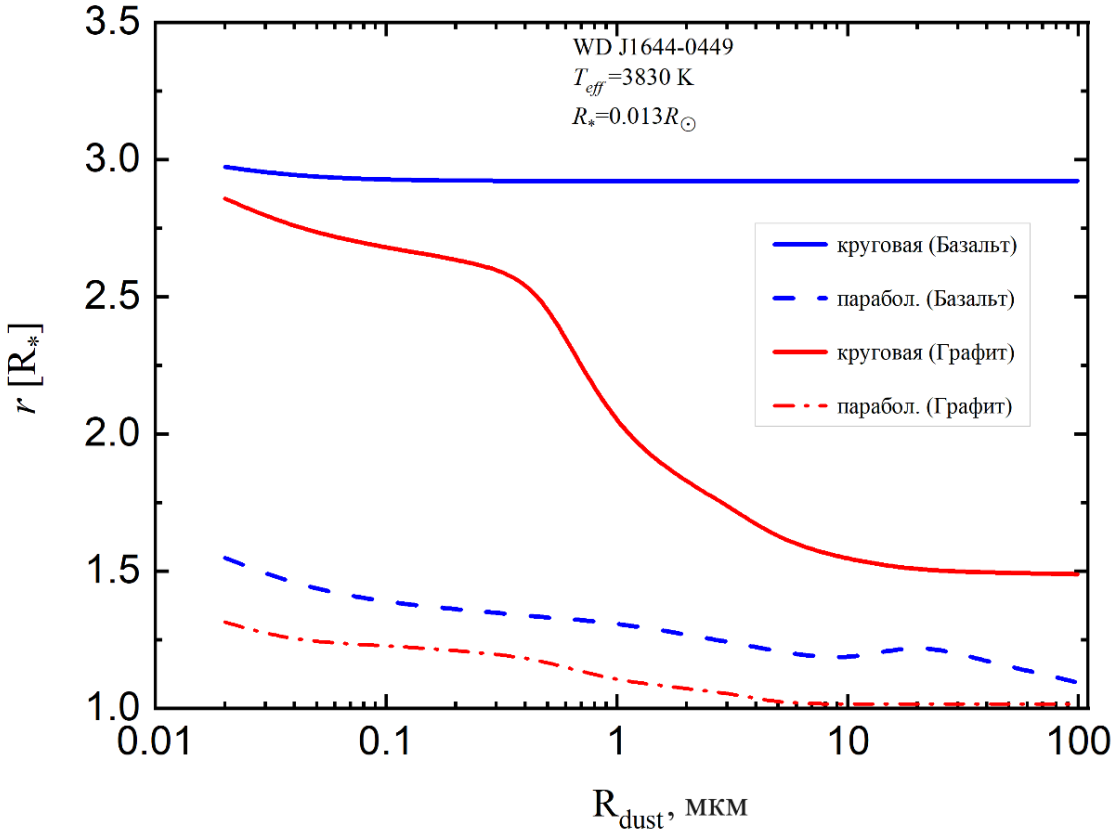


Рисунок 3.14 – Расстояния от звезды до внутренних границ области сублимации для базальтовых и графитовых частиц, свободно движущихся по круговой и параболическим орбитам вокруг WD J1644-0449

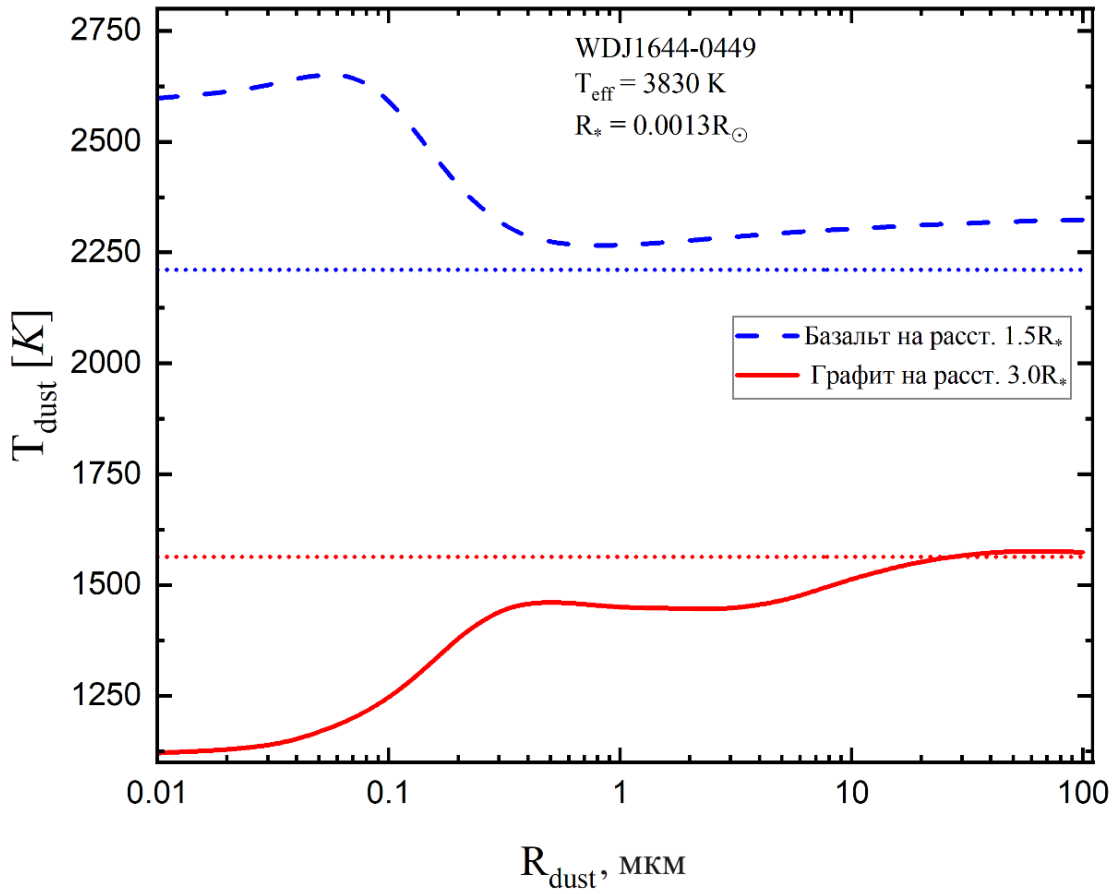


Рисунок 3.15 – Температуры пылевых частиц разного размера вблизи границы беспылевой зоны на расстоянии $1.5R_*$ (графит) и $3R_*$ (базальт) для WDJ1644-0449. Соответствующие температуры черного тела показаны пунктирными линиями.

Для сравнения результатов со звездой WD J1644-0449 были взяты параметры четырех звезд (Таблица 3.2) из данных [111], в спектре которых обнаружены линии щелочных металлов, в частности лития, что свидетельствует об аккреции на эти звезды планетарного материала. Чтобы выделить зависимость положения границы внутренней зоны сублимации от различных параметров: температуры, массы и радиуса звезды. Проведены расчеты для звезды WD J1644-0449, и её аналогов.

Таблица 3.2. – Параметры белых карликов, близкие к данным [144], для сравнения со звездой WD J1644-0449

Параметры	WD J1644-0449	LHS 2534	WD J2317+1830	WD J1824+1213	SDSS J1330+6435
T_{eff} (K)	3830	4780	4210	3350	3660
R($R_\odot$)	0.013	0.0127	0.01	0.0174	0.0152
M($M_\odot$)	0.45	0.55	1.0	0.28	0.38

На рисунке 3.16 представлены результаты расчётов внутренних границ области сублимации для частиц пыли из базальта, падающих на звезду по параболическим орбитам, для звезды WDJ1644-0449, взятой нами за основу при нашем исследовании, и четырёх звёзд с $T_{eff} < 5000K$ из списка [115-116,111]. На рисунке 3.16 сильно заметно отклонение кривой для самой горячей звезды LHS 2534 (4780K), для которой граница области сублимации удалена от звезды дальше остальных и находится в интервале расстояний от $3R_*$ для $R_{dust} = 0.02$ мкм и до $1.64R_*$ для $R_{dust} = 100$мкм.

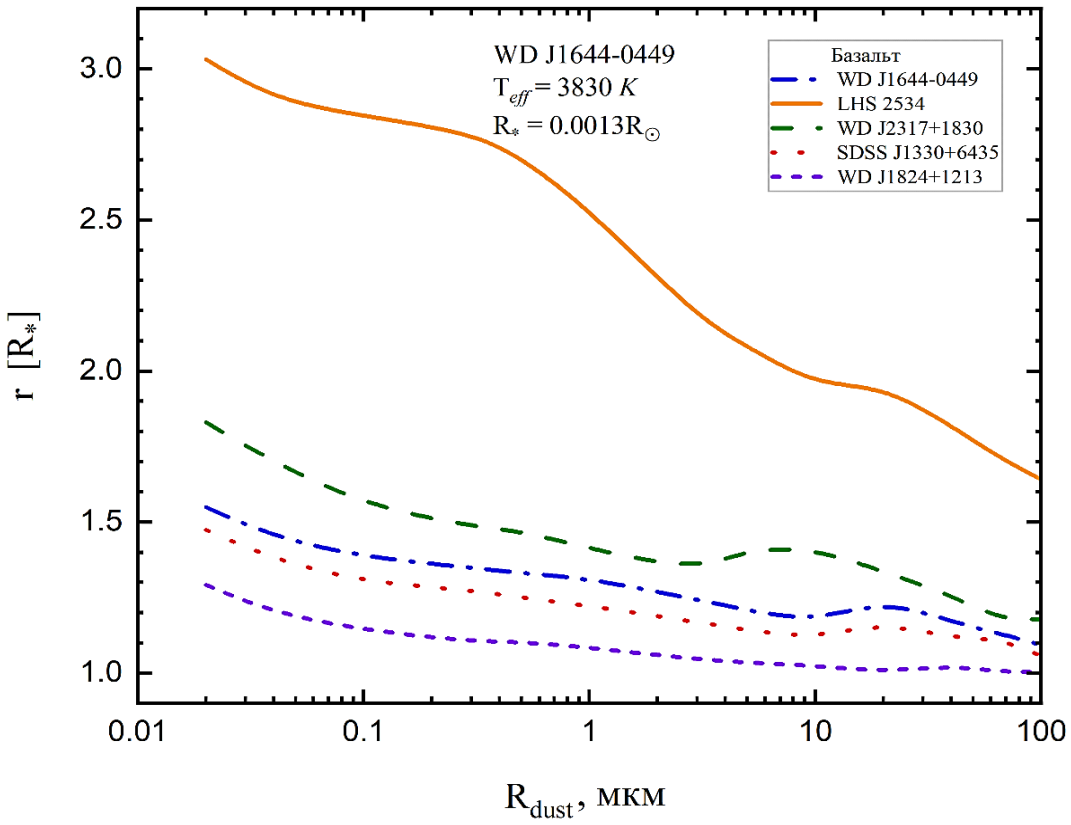
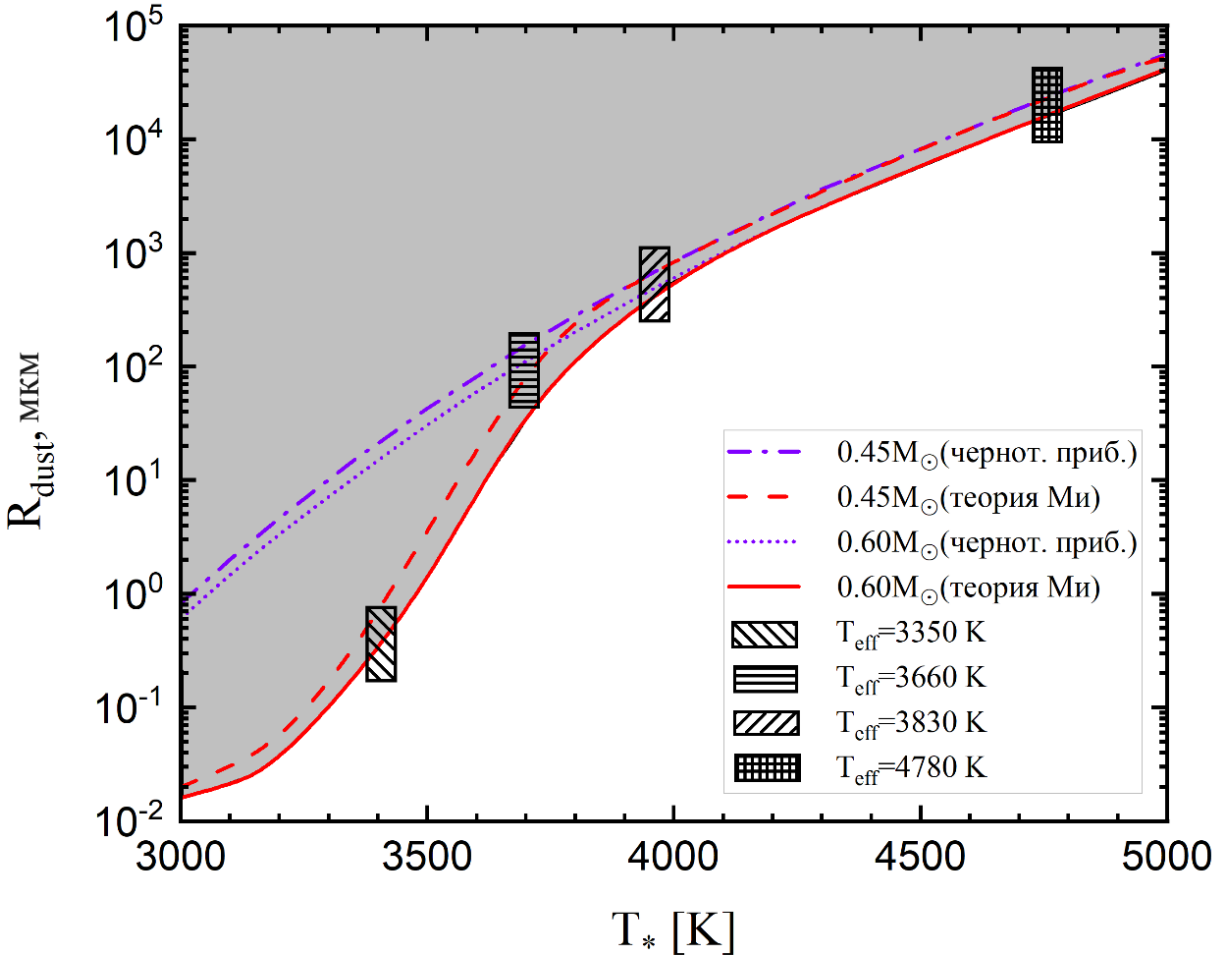


Рисунок 3.16 – Внутренние границы зоны сублимации базальтовых пылевых пылевых частиц, движущихся по параболическим орбитам вокруг WD J1644-0449 и трех подобных звезд с температурами 3350 K, 3660 K и 4780 K

Из результатов расчётов, представленных на рисунке 3.16, можно сделать вывод, что при температуре звезды $T_{eff} = 3350K$, пылевые частицы, имеющие радиусы $R_{dust} \geq 0.2$ мкм падают на поверхность звезды, не успев полностью испариться. При температуре $T_{eff} = 3660K$ на звезду падают частицы с радиусами $R_{dust} \geq 100$ мкм, а при $T_{eff} = 3830K$ только $R_{dust} \geq 300$ мкм.



Область, окрашенной серым цветом соответствует начальному размеру пылевых частиц, которые могут достичь поверхности звезд; прямоугольниками отмечены границы размеров пылинок для 4-х исследованных звёзд

Рисунок 3.17 – Минимальные размеры пылевых частиц, способных достичь поверхности звезды до ее полного испарения, в зависимости от температуры звезды T_{eff} белого карлика с массами $0.45M_\odot$ и $0.6M_\odot$ (полученные с использованием температуры пылевых частиц теории Ми и в приближении АЧТ)

Проведенные расчеты динамики базальтовой пылевой частицы по параболическим орбитам позволили получить минимальные размеры частиц, способных достичь звездной поверхности до их полного испарения (Рисунок 3.17). Таким образом, пылевые частицы с радиусом $R_{dust} > 0.2$мкм могут упасть на поверхность самой холодной звезды с температурой $T_{eff} = 3350K$ до того, как они полностью испарятся. При температуре $T_{eff} = 3660K$ на звезду будут падать только частицы с размерами $R_{dust} > 100$мкм. Для звезд с $T_{eff} = 3830K$ такие пылевые частицы будут иметь размер $R_{dust} \geq 300$мкм. Экстраполяция кривой для самой горячей звезды $T_{eff} = 4780K$ дает оценку минимального размера частиц,

падающих на поверхность звезды: $R_{dust} \geq 3$мм. Очевидно, что для звезды с $T_{eff} = 5000K$ на ее поверхность будут падать частицы размером в несколько сантиметров или больше, прежде чем они полностью испарятся. Согласно расчетам, углеродные пылевые частицы с размерами $R_{dust} \geq 0.3$мкм с еще большей вероятностью упадут на поверхность WD J1644-0449. Чем меньше масса звезды, тем меньше граница размера «выжившей» частицы, так как они быстрее падают и успевают долететь до поверхности звезды не до конца испарившись.

4 О ДИНАМИКЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АТМОСФЕРЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

4.1 Коэффициенты диффузии в атмосфере загрязненного белого карлика

Загрязнение атмосферы белых карликов металлами можно объяснить двумя способами: во-первых, это объясняется диффузией углерода и кислорода из внутренних слоев их ядра, а во-вторых, это является следствием поступления более тяжелых частиц разных размеров в оболочку звезды под действием гравитационного и радиационного давления. Пылевые частицы на определенном расстоянии от звезды плавятся, превращаясь в металлический газ, обогащая ее атмосферу металлами. Частицы, которые не успели расплавиться, могут проникнуть глубже в ее атмосферу. Очень высокая поверхностная гравитация $(log\, g = 6-9)$ белых карликов приводит к их гравитационному осаждению элементов тяжелых металлов в глубоких субфотосферных слоях путем диффузии на временной шкале порядка 10^6 лет [96]. Поэтому, наряду с такими процессами, как аккреция, радиационное давление и конвективное истощение вокруг белых карликов, процесс диффузии в конвективной области звезд играет важную роль в изучении их спектральной эволюции. Диффузия оказывает влияние на химический состав, на протекание ядерных реакций, на саму эволюцию звезд. По современным расчетам для астрофизических объектов временной масштаб диффузии охватывает большой интервал от нескольких дней до миллиона лет в нижней части конвективной зоны.

Также роль загрязненных металлами оболочки белых карликов имеет очень важное значение при охлаждении самой звезды [144,145], так как благодаря ее большой излучательной способности регулируется поток энергии в космическое пространство. Когда поверхностная конвекция, первоначально ограниченная фотосферой, становится глубже и достигает вырожденной части белого карлика наступает последняя фаза охлаждения. Толщина конвективной зоны белого карлика G29-38 с коротким периодом 200 с очень тонкая, авторы работ [143] утверждают, что тепловой временной масштаб должен быть сравним с ее периодом.

Явление диффузии микроэлементов в оболочке звезд происходит в полном ионизированном фоне водорода или гелия. В холодных белых карликах диффузия происходит в поверхностной зоне конвекции, где время смешивания намного короче, чем время диффузии. Короткое время диффузии подразумевает, что белые карлики, загрязненные металлами, должны были аккрецировать этих металлов в течение очень недавней эволюции, поскольку время проникновения в конвекционную зону мала по сравнению времени эволюции белого карлика. Это приводит к утверждению, что металлы появляются в спектрах белых карликов в результате падения планетарных материалов. Расчеты коэффициентов диффузии показывают, что диффузионное равновесие достигается максимум за

10^6 лет в оболочках белых карликов.

В оболочках горячих звезд (T_{eff} > 25000 K) процесс диффузии нарушается за счёт давления излучения до тех пор, пока спектральный поток не перекроет максимальную непрозрачность, хотя из-за высокой светимости в атмосферах белых карликов загрязнение можно наблюдать только в оптических спектрах.

Постоянное появление металлов в атмосфере привело к созданию аккреционно-диффузионной модели карликовых звезд DZ и DAZ [7,68]. Согласно модели, процесс диффузии описывает, что металлическая доля достигает стабильного состояния, высвобождая тяжелые металлы из наблюдаемых оболочек через несколько временных интервалов [7,68,96]:

$$X = \frac{\tau \dot{M}}{M_{конв}}, \tag{4.1}$$

где $\dot{M}$ - скорость аккреции; X - доля рассматриваемого элемента; τ - временной масштаб аккреции; $M_{конв}$ - масса конвекции.

Вычисление коэффициентов диффузии для важных практических астрофизических приложений всегда остается актуальным, так как не существует единой процедуры его вычисления.

Диффузия также изучалась в приближении метода Чепмэна-Спитцера на основе соотношения Грина-Кубо, методом молекулярной динамики, гиперцепным приближением и методом теории эффективного потенциала [146–148]. Расчет диффузии в этих исследованиях также осуществлялась в кулоновской плазме, поскольку ионы диффундируют благодаря кулоновским столкновениям. Теория Paquette [148] используется для атмосфер всех типичных звезд DA и DB с эффективной температурой 15000 К. Она создана на приближении Чепмана-Энскога [149], которая основана на классической теории разреженных газов. Решая кинетическое уравнение Больцмана через интегралы столкновения, определяются коэффициенты переноса. Таблица интегралов столкновений в модели которая широко используется, особенно в моделях звезд [148] представлена в работах [50,150]. Модель основана на использовании кулоновского потенциала взаимодействия частиц слабосвязанной плазмы с учётом эффектов экранирования как электронами, так и ионами.

Плотность плазмы и гравитация для белых карликов с водородной атмосферой представленные на рисунке 4.1 соответствуют конвективным оболочкам этих звезд [151].

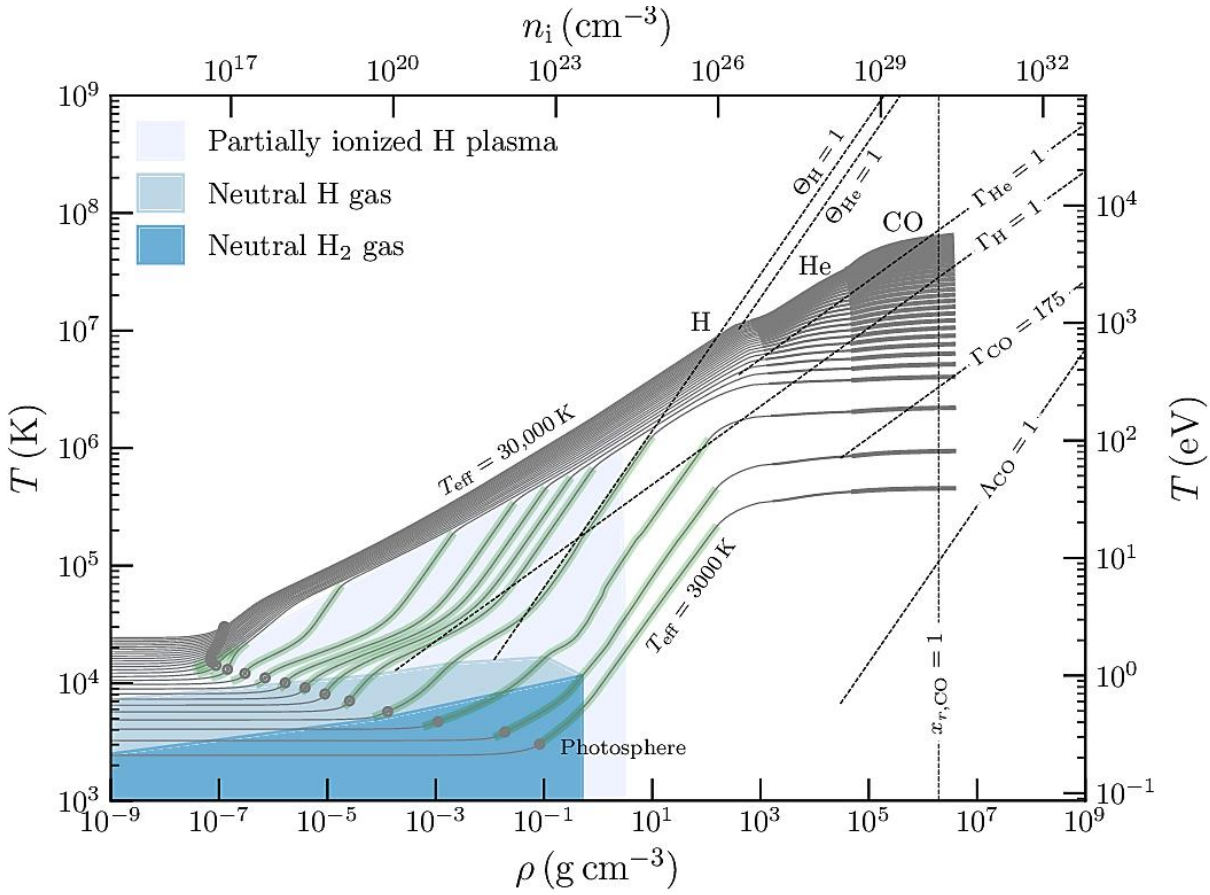


Рисунок 4.1 – Условные параметры (температура и плотность) конвекционной зоны в моделях белых карликов с водородной (красный) и гелиевой (синий) оболочкой [151]

В работе [152] показан метод вычисления коэффициента диффузии для двухкомпонентной смеси объединением двух методов гиперцепного приближения для расчета эффективных потенциалов и взаимного коэффициента диффузии с помощью модели Paquette [148] в широком диапазоне температур и плотностей в оболочках нейтронных звезд [152].

Теория эффективного потенциала предложена Baalrud и Daligaut в [153]. В этой теории коэффициенты переноса рассчитываются с использованием кинетического уравнения Больцмана, как в Paquette, и метода Чепмена-Энскога для ионов в сильносвязанной плазме.

Для оценки коэффициента диффузии методом молекулярной динамики (МД) используется очень большое количество классических частиц, каждая из которых имеет начальные положения и скорости, определяемые распределением Максвелла - Больцмана. Сила, действующая на каждую частицу, определяется суммой парных взаимодействий окружающих ее других частиц. Статистические флуктуации, возникающие в модельной системе для слабосвязанных кулоновских систем в случае белых карликов, являются одним из недостатков метода молекулярной динамики. Чтобы уменьшить такие флуктуации, потребуется увеличить продолжительность моделирования и количество частиц.

В работе [145] представлена модель двухкомпонентной плотной плазмы (AA-TCP – average-atom, two-component plasma model), которая рассматривает плазму, состоящую из одинаковых ионов со средним зарядом [145]. Она дает быструю оценку коэффициента диффузии и описывает самосогласованно связанные и свободные электронные состояния, и взаимодействия между ионами и электронами для любого значения параметра связи и степени вырождения электронов. Парный ион-ионный потенциал рассчитывается численно в рамках этой модели. На основе этой модели получены коэффициенты диффузии и термо- диффузии для кремния и кальция в оболочках белых карликов из водорода и гелия [148].

В данной работе использован потенциал Дебая для ион-ионного взаимодействия:

$$\Phi_{ij}(r) = \frac{Z_i Z_j e^2}{r_{ij}} e^{-r_{ij}/\lambda_e} \quad , \tag{4.1}$$

где eZ - заряд иона, λ_e - длина экранирования. В расчетах потенциал рассматривает с помощью безразмерного параметра экранировки $k_s = a/\lambda_e$, где $a = \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$ – среднее межчастичное расстояние. Для типичных белых карликов параметр экранировки принимает значение $0.2 < k_s < 0.4$ [146].

Если выразить долю каждого элемента в смеси по индексу, например, для 1-го элемента как x_1 (основной элемент *H* или *He*) и для 2-го элемента как x_2 (металл), то скорость диффузии предельного количества загрязняющего элемента будет определяться следующим образом:

$$\upsilon_{dif} = D_{12} \left(\begin{array}{c} -\frac{\partial \ln x_2}{\partial r} + \frac{m_0 g}{k_B T}\left(\frac{Z_2 A_1}{Z_1} - A_2\right) + \\ + \frac{\partial \ln P_i}{\partial r}\left(\frac{Z_2}{Z_1} - 1\right) + \alpha_T \frac{\partial \ln T}{\partial r} \end{array} \right), \tag{4.2}$$

где D_{12} - коэффициент взаимной диффузии $P_i = P_1 + P_2$ – ионное давление, α_T – коэффициент тепловой диффузии [153], *A* и *Z* – масса и заряд каждого вещества, соответственно, m_0 - атомная единица массы. В уравнении (4.2) слагаемые описывают причины диффузии, т.е. первый член обусловлен градиентом концентрации, а 2-й и 3-й члены обусловлены градиентом давления в звездах. Последний член суммы появляется из-за градиента температуры.

Коэффициент диффузии между частицами сортов i и j определяется по методу первого приближения Чепмена-Каулинга [149]:

$$D_{ij} = \frac{3}{16}\frac{k_B T}{m_{ij} n \Omega_{ij}^{(1,1)}}, \tag{4.3}$$

где $m_{ij} = m_i m_j / \left(m_i + m_j\right)$ - приведенная масса сортов i и j, n - плотность ионов, $\Omega_{ij}^{(1,1)}$ - интеграл столкновений, который определяется следующим образом:

$$\Omega_{ij}^{(l,r)} = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_{ij}}} \int_0^\infty \exp\left(-g^2\right) g^{2r+3} Q_{ij}^{T(l)}\left(g\right) dg, \tag{4.4}$$

где $Q_{ij}^{T(l)}\left(g\right)$ определяется выражением

$$Q_{ij}^{T(l)}\left(g\right) = 2\pi \int_0^\infty \left(1 - \cos^l \chi_{ij}\left(b, g\right)\right) b db. \tag{4.5}$$

Величина $\sigma_{ij}^{(l)}$ представляет собой средние сечения рассеяния, иногда его называют транспортным сечением.

В подынтегральном выражении формулы (4.4) безразмерная переменная g связана с величиной относительной скорости частиц $\upsilon = \sqrt{2k_B T / m_{ij}}$ выражением

$$g = \left(\frac{m_{ij}}{2k_B T}\right)^{1/2} \upsilon. \tag{4.6}$$

Угол рассеяния определяется соотношением:

$$\chi_{ij} = \pi - 2b \int_{r_0}^\infty \frac{dr / r^2}{\sqrt{1 - \dfrac{2\Phi_{ij}}{m_{ij}\upsilon^2} - \dfrac{b^2}{r^2}}}, \tag{4.7}$$

где b - прицельный параметр, r_0 - кратчайшее расстояние.

Как видно из формулы (4.2), скорость диффузии зависит от заряда каждого элемента, поэтому коэффициенты диффузии рассчитываются индивидуально для каждого иона, но средняя скорость коэффициента диффузии для данного элемента определяется средним зарядом иона этого элемента [149]. Таким образом, соответствующая безразмерная форма коэффициента взаимной диффузии в бинарной смеси 1-го и 2-го элементов определяется в виде следующей формулы:

$$D_{12}^* = \frac{D_{12}}{\omega_p a^2} = \frac{\pi^{3/2}}{2\sqrt{6\Gamma}} \sqrt{\frac{\bar{A}\left(A_1 + A_2\right)}{\bar{Z}^2 A_1 A_2}} \frac{1}{\Omega_{12}^{(1,1)}}, \tag{4.8}$$

где $\omega_p = \left(4\pi e^2 \bar{Z}^2 n / \bar{A} m_0\right)^{1/2}$ – плазменная частота ионов, $a = \left(4\pi n/3\right)^{-1/3}$ – объем ячейки, $\Gamma = \dfrac{e^2}{a k_B T}$ - параметр связи.

На рисунке 4.2 показаны коэффициенты диффузии D_{12}^* как функция параметра связи для смесей $^1H - {}^4He$, $^1H - {}^{12}C$ при различных значениях x_1. Рассчитанные по теории Paquette сплошная черная линия соответствует смеси $^1H - {}^4He$, а красная линия смеси $^1H - {}^{12}C$, квадратными знаками отмечены результаты метода молекулярной динамики. Как видно из рисунка 4.2, разница в вычислениях появляется с увеличением параметра связи Γ, что связано с потенциалом взаимодействия. Различия в результатах расчета методом молекулярной динамики и по теории эффективного потенциала проявляются в сильносвязанной плазме.

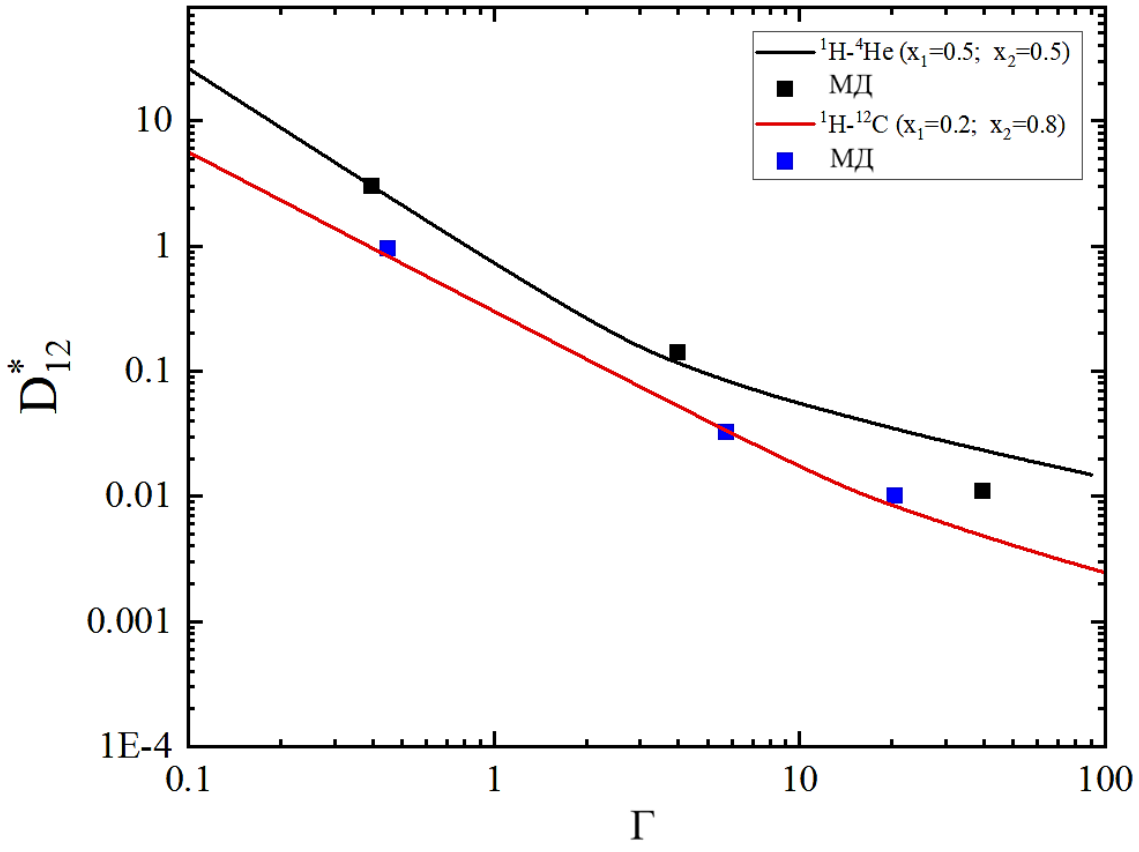


Рисунок 4.2 – Коэффициенты взаимной диффузии для смеси $^1H - {}^4He\ (x_1 = 0.5)$ и $^1H - {}^{12}C\ (x_1 = 0.2)$ в сравнении с данными полученными МД

На рисунках 4.3 и 4.4 приведены коэффициенты диффузии для плотной плазмы, вычисленные на основе кулоновского логарифма в зависимости от параметра связи Γ при плотностях плазмы для смесей $^{1}H-{}^{12}C$ и $^{1}H-{}^{28}Si$ для различных значений x_1. Видно, что значения коэффициента диффузии уменьшаются при повышении температуры. Соответствующие параметры приведены в таблице 4.2. Чем выше доля 2-го элемента, тем выше коэффициент диффузии при низких значениях $\Gamma<1$, и в этой области происходит сильное гравитационное осаждение ионов металла в конвекционную зону. Диффузия при более низких температурах происходит быстрее у углеродного материала по сравнению с силикатным.

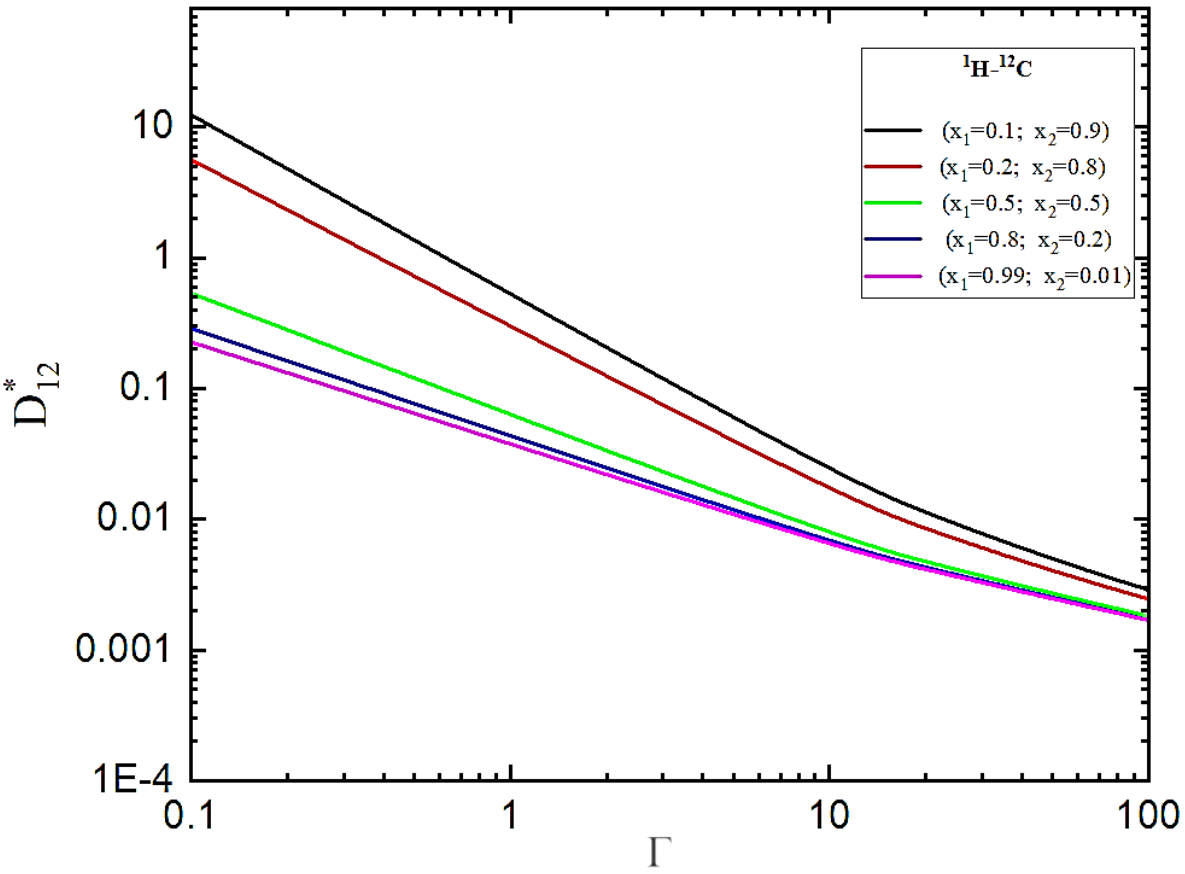


Рисунок 4.3 – Коэффициенты взаимной диффузии как функция параметра связи для смеси $^{1}H-{}^{12}C$ при различных значениях x_1

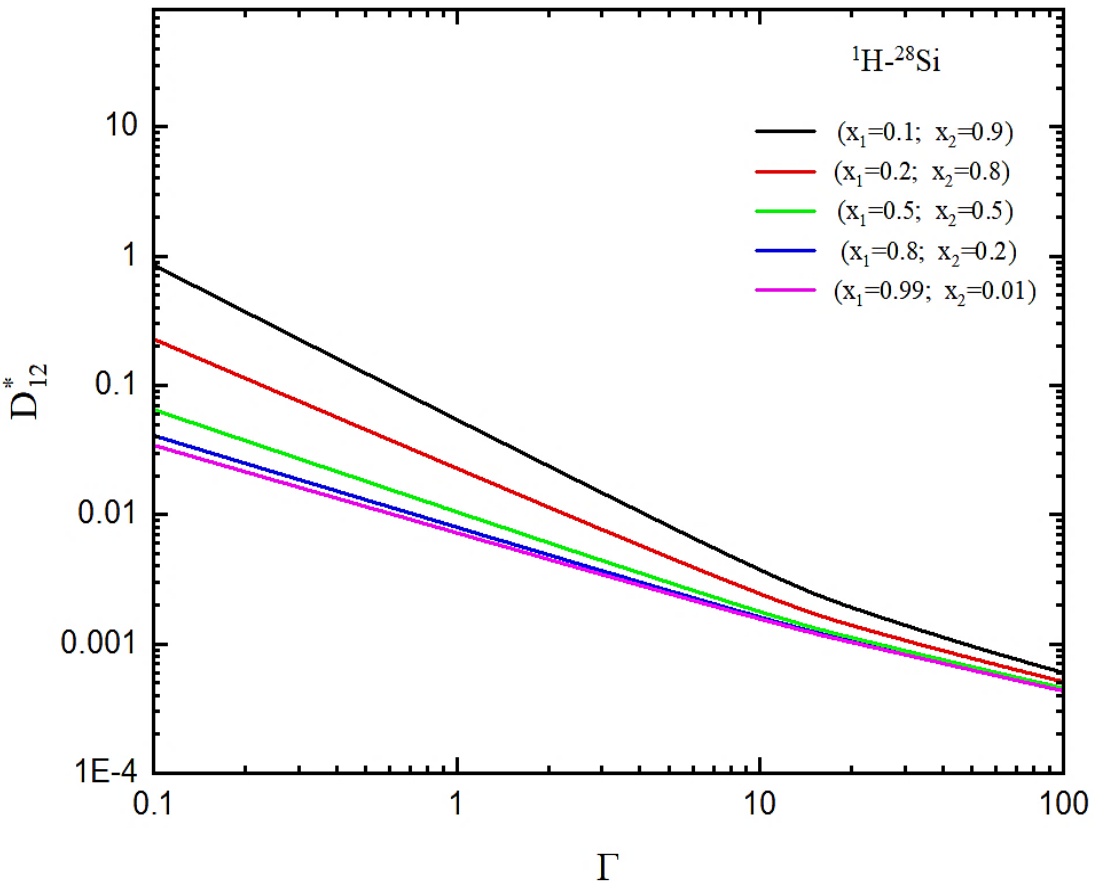
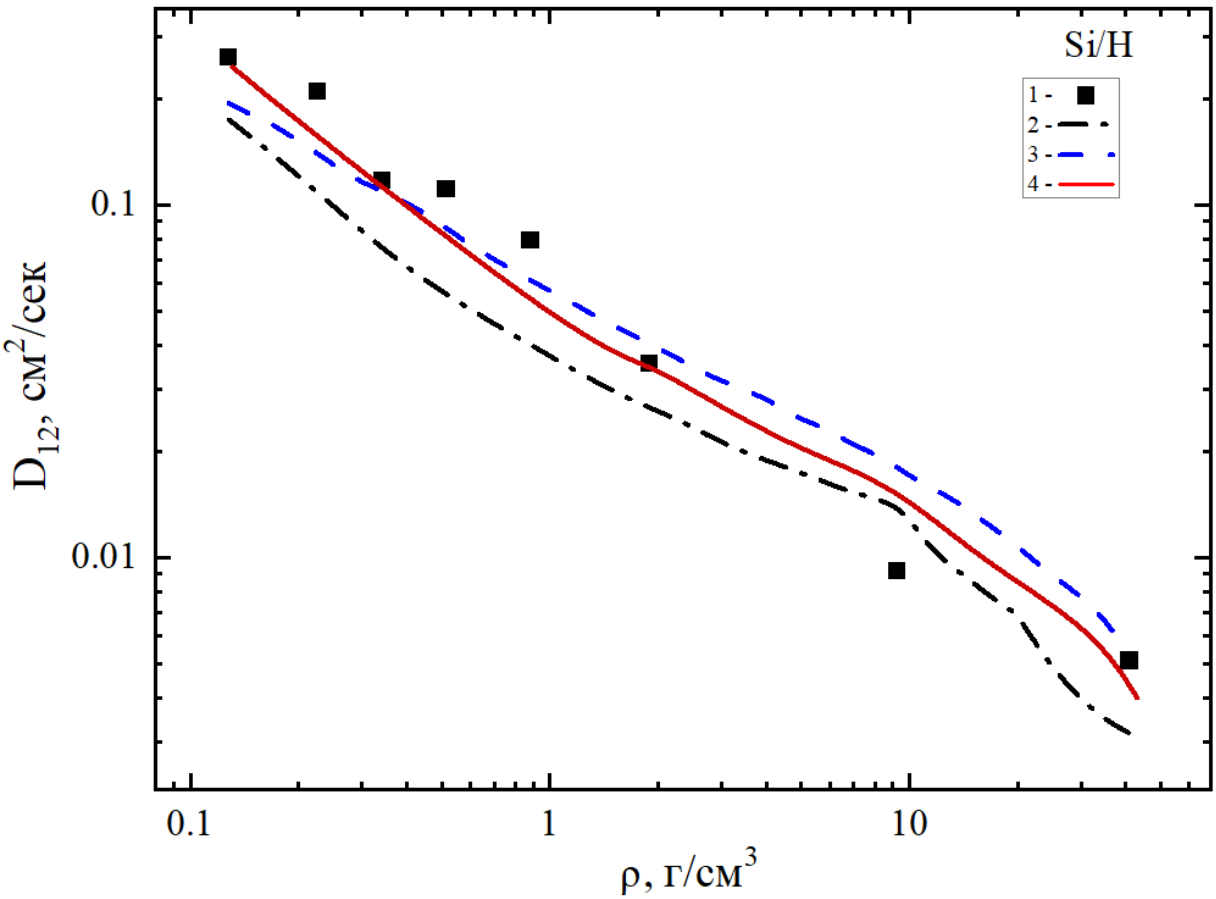


Рисунок 4.4 – Коэффициенты взаимной диффузии как функция параметра связи для смеси $^1H - ^{28}Si$ при различных значениях x_1

Таблица 4.2 – Физические условия плазмы на дне конвективной зоны белого карлика для атмосферы и оболочки H

T_{eff}, K	log g, см/с^2	T, K	ρ, г/см^3	n, 10^{22} см$^{-3}$	Γ
8499	8.016	4.477	0.131	0.7633	0,258
7989	8.019	4.966	0.226	1.32	0,279
7509	8.021	5.395	0.358	2.088	0,299
7060	8.023	5.794	0.533	3.11	0,318
6522	8.026	6.397	0.908	5.293	0.344
6064	8.027	6.871	1.262	7.357	0.358
5866	8.029	7.586	1.932	11.26	0.373
5685	8.031	8.472	3.062	17.85	0.39
5517	8.033	9.683	5.172	30.18	0.406
5354	8.036	11.14	9.183	53.54	0.427
5208	8.039	12.45	15.417	89.89	0.455
5118	8.041	13.58	25.003	145.8	0.489
4993	8.043	13.96	32.659	190.4	0.52

На рисунке 4.5 показаны зависимости коэффициентов диффузии от параметра связи в сравнении с результатами других авторов, полученными на основе метода МД [153] – черные квадраты, в рамках теории Paquette [148] – синяя линия, а также модели AA-TCP [145] – черная пунктирная линия. Рисунок 4.5 показывает, что результаты, полученные на основе потенциала Дебая с помощью модели Paquette находятся в хорошем согласии с результатами других работ в пределе слабой связи $\Gamma < 1$, но различаются при $\Gamma \geq 1$. Различие в случае $\Gamma \sim 1$ вызвана неидеальностью и квантовыми эффектами. При более низких температурах коэффициент диффузии уменьшается, ионы будут диффундировать гораздо медленнее, что приводит к образованию сильносвязанной кулоновской плазмы.



1– черные квадраты, соответствует результатам по методу молекулярной динамики [145], 2 – по модели AA-TCP [145], 3 – синяя пунктирная линия – модель Paquette [148]), и 4– красная линия – результаты данной работы

Рисунок 4.5 – Коэффициенты взаимной диффузии Si в водородной конвекционной зоне

Таким образом, в данной работе рассчитаны коэффициенты диффузии характерных для атмосферы загрязненных белых карликов.

4.2 Возможные механизмы разрушения пылевых частиц в атмосфере белых карликов

Избыток инфракрасного излучения, зарегистрированный ранее от G29–38, и обилие тяжелых элементов, обнаруженные в его водородной атмосфере, по мнению ученых указывают на аккрецию вещества на объект из обломочных и пылевых дисков, образовавшегося в результате приливного разрушения астероида. При этом предполагается, что процесс аккреции должен сопровождаться интенсивным нагревом падающего на белый карлик вещества, что вызовет генерацию рентгеновского излучения [95]. Подобный эффект наблюдался в случае звезд в двойных системах, но не фиксировался для белых карликов, аккрецирующих обломочный материал. В итоге ученые зарегистрировали рентгеновское излучение от G29–38. Скорость аккреции вещества на белый карлик была оценена как 1.63×10^{9} граммов в секунду. Это значение не зависит от моделей звездной атмосферы и является первым случаем прямого измерения мгновенной скорости аккреции белого карлика, поглощающего обломочный материал. Измеренная температура плазмы составила 0.5 кэВ, что намного ниже, чем у белых карликов, аккрецирующих вещество со звезд-спутников.

В таком случае, если на пылевую частицу воздействует плазма окружающей среды и различные виды излучения, то в результате этого макрочастицы становятся электрически заряженными и начинают взаимодействовать друг с другом, как с ионами, так и с электронами. В результате пылевые частицы начинают нагреваться за счет плазменных потоков и возможных электронных эмиссионных явлений [76,81,155,156]. Таким образом, энергия падающих электронов и ионов, а также энергия их рекомбинации на поверхности пылинки вносят свой вклад в нагрев частицы.

В отсутствие эмиссионных процессов, заряд пылевой частицы становится отрицательным из-за большей подвижности электронов по сравнению с ионами. Отрицательный заряд пылевой частицы начинает отталкивать электроны и притягивать ионы и частицы растет до тех пор, пока не сравняются потоки электронов и ионов на ее поверхность.

Входящий поток частиц плазмы изменяет электрический заряд пылевой частицы по следующей формуле:

$$e\frac{dz_{dust}}{dt} = I_{tot} = I_e + I_i + I_{see} + I_{te} + I_{ph}\ , \qquad (4.9)$$

где I_{tot} - это полный электрический поток, за счет поглощенных и испускаемых заряженных частиц пылинкой.

Потоки электронов и ионов на поверхность частицы определяются следующими выражениями:

$$I_e = \begin{cases} -eA_d\Gamma_e^{th}\,\mathrm{e}^{-z}, & z \le 0 \\ -eA_d\Gamma_e^{th}(1-z), & z > 0 \end{cases}, \tag{4.10}$$

$$I_i = \begin{cases} \frac{1}{2}Z_i eA_d\Gamma_i^{th}[e^{-u_i^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\mathrm{erf}u_i}{u_i}(1+2u_i^2+2\frac{Z_i z}{\tau_i})], & z \le 0 \\ \frac{1}{2}Z_i eA_d\Gamma_i^{th}[\frac{u_{i,+}e^{-u_{i,-}^2} + u_{i,-}e^{-u_{i,+}^2}}{2u_i} + \\ +\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\mathrm{erf}u_{i,+} + \mathrm{erf}u_{i,-}}{2u_i}(1-2u_i^2+2\frac{Z_i z}{\tau_i})], & z > 0, \end{cases} \tag{4.11}$$

где $A_{dust} = 4\pi R_{dust}{}^2$ - площадь пылевой частицы; $\Gamma_s^{th} = \frac{n_s \nu_{Ts}}{\sqrt{2\pi}}$ - поток случайных частиц, $\nu_{Ts} = \frac{T_s}{m_s}$ - тепловая скорость s плазменных частиц; $\tau_i = \frac{T_i}{T_e}$ - отношение температуры ионов к температуре электронов, $u_i = \frac{|\nu_{Ti} - \nu_d|}{\sqrt{2\nu_{Ni}}}$ - нормированная скорость потока ионов и $u_{i,\pm} = u_i \pm \sqrt{\frac{-Z_i z}{T_i}}$; $z = \frac{e\varphi}{kT_e}$ - равновесный потенциал.

Термоэлектронная эмиссия происходит, когда температура пылинки достаточно высока, чтобы позволить связанным электронам, находящимся вблизи поверхности, преодолеть потенциальный барьер и покинуть его. Этот процесс описывается уравнением Ричардсона-Дешмана [157]. В астрофизических расчетах термоэлектроны подчиняются распределению Максвелла, часть испускаемых электронов отходят от положительного заряда пылинки, что приводит к уменьшению эффективного излучаемого потока с коэффициентом $(1-\frac{zT_e}{T_{dust}})\exp(\frac{zT_e}{T_{dust}})$. Для потока термоэлектронной эмиссии имеем:

$$I_{te} = \begin{cases} \lambda_R \frac{4\pi A_{dust}T_{dust}^2 m_e e}{h^3}\exp(-\frac{W_f - e\sqrt{zT_e / R_{dust}}}{T_{dust}}), & z \le 0, \\ \lambda_R \frac{4\pi A_{dust}T_{dust}^2 m_e e}{h^3}(1 - z\frac{T_e}{T_{dust}})\exp(-\frac{W_f - zT_e}{T_{dust}}), & z > 0, \end{cases} \tag{4.12}$$

где h - постоянная Планка, W_f - работа выхода материала пылинки и λ_R - множитель, который зависит от материала пылинки.

Выражения для потока вторичной электронной эмиссии имеет следующий вид:

$$I_{see}^{z\le 0}=\begin{cases}-\dfrac{2}{2-\beta}I_e^{z\ge 0}\displaystyle\int_0^{\infty}xe^{-x}\delta_E(xT_e)dx, & z\le 0,\\ -\dfrac{2}{2-\beta}\dfrac{1+3\zeta}{(1+\zeta)^3}\dfrac{e^{-z}}{1-z}I_e^{z\le 0}\displaystyle\int_{-z}^{\infty}xe^{-x}\delta_E(xT_e)dx, & z>0,\end{cases} \tag{4.13}$$

где $\zeta=-\dfrac{ZT_e}{W_f}$, $\delta_E(xT_e)$- коэффициент вторичной электронной эмиссии, подгоночный параметр, $x=(1-(\dfrac{1}{k}))e^x-1)$.

Поток фотоэлектрона зависит от электрических свойств пылинки и потенциала поверхности пылинки [80].

$$I_{ph}=\begin{cases}A_{dust}ef, & z<0\\ A_{dust}ef\ \exp(-zT_e/T_{ph}), & z\ge 0,\end{cases} \tag{4.14}$$

где $f\approx 2.5\cdot 10^{10}\eta/d^2, см^{-2}c^{-1}$ – поток фотоэлектронов проходящих через единицу площади за единицу времени, $\eta\simeq 0.1$– коэффициент фотоэмиссий для диэлектрических материалов, $kT_{ph}\approx(1-3eV)$– температура фотоэлектронов, который определяется максвелловским распределением, $d=0.15R_{\odot}$ – расстояние от звезды до внутреннего края пылевого диска, измеряемое в астрономических единицах [23] .

В предлагаемой модели пылинка нагревается электронными и ионными потоками, их рекомбинацией на поверхности, а также в результате эмиссионных процессов и охлаждения радиацией и испарения. Поток энергии за счет поглощенных электронов и ионов определяется уравнением [138,158]:

$$\frac{d}{dt}(M_{dust}h_d)=\sum_{\alpha=e,i}Q_\alpha+Q_{isn}+Q_{te}+Q_{see}+Q_{rad}+Q_{vap}, \tag{4.15}$$

$$\left.\frac{dM_{dust}}{dt}\right|_{vap}=-4\pi R_{dust}^2\sqrt{\frac{m_{at}}{2\pi T_{dust}}}P_{vap}(T_{dust}).$$

При достаточно высокой температуре пыли, электроны, расположенные вблизи ее поверхности, могут преодолеть потенциальный барьер и покинуть её, затрачивая энергию, равную работе выхода 4.71 эВ. Следовательно, полная энергия за счет термоэлектронной эмиссии определяется следующим образом:

$$Q_{te}^{z>0} = A_{dust}\Gamma_{te}^{z>0}(W_f + \frac{2+2\xi+\xi^2}{1+\xi}T_{dust}). \quad (4.16)$$

Излучение электронов с поверхности пылевой частицы под воздействием падающего электронного пучка также уносит энергию, равную соответствующей работе выхода пылевого материала и средней кинетической энергии электрона. Таким образом, уравнение полной энергии из-за вторичной эмиссии электронов выражается следующими выражениями:

$$Q_{see}^{z>0} = 3A_d W_f \frac{(1+\zeta)(1+2\zeta)}{1+3\zeta}\Gamma_{see}^{z>0}, \quad (4.17)$$

$$Q_{see}^{z\le 0} = 3A_{dust} W_f \Gamma_{see}^{z\le 0}. \quad (4.18)$$

Тепловая энергия, теряемая в виде излучения в соответствии с законом излучения абсолютно черного тела, определяется законом Стефана-Больцмана:

$$Q_{rad} = -4\pi R_{dust}^2 \sigma\varepsilon T_{dust}^4, \quad (4.19)$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана, ε - излучательная способность пылевых частиц, рассчитанная по теории Ми.

Тепловые потоки из окружающей плазмы могут вызывать фазовые переходы запыленных веществ. Углерод не имеет жидкую фазу [138], следовательно, потеря массы из-за испарения пылевой частицы оценивается по формуле Герца-Кнудсена, которая теоретически обеспечивает максимальный поток атомов, покидающих поверхность пылевой частицы [135], и определяется по следующей формуле:

$$\Delta M_{dust} = -4\pi R_{dust}^2 \sqrt{\frac{m_{at}}{2\pi T_{dust}}} P_{vap}(T_{dust})\,\Delta t, \quad (4.20)$$

где m_{at} - масса атома, P_{vap} - давление насыщающих паров материала пылинки, которое зависит от температуры пылинки.

Потеря энергии за счет испарения пылинки определяется следующим выражением [159]:

$$\Delta Q_{vap} = \Delta M_{dust} \times \begin{cases} h_{dust} + \Delta h_{sub}, & \text{твердая фаза} \\ h_{dust,sol}^{melt} + \Delta h_{sub}, & \text{фаза плавления} \\ h_{dust} + \Delta h_{vap}, & \text{жидкая фаза} \end{cases}, \quad (4.21)$$

где Δh_{sub} и Δh_{vap} – удельные энтальпии плавления и испарения, соответственно.

В работе рассматривается плазма с плотностью в диапазоне $n_e \approx n_i = (2 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{15})\, см^{-3}$ и температурой 1 эВ. Фоновая плазма предполагается как чистая водородная плазма. Размер частиц углеродной пыли был установлен в диапазоне 0.01 - 0.1 мкм. Радиус и температура пылевой частицы вычислялись самосогласованно. Расчеты проводились до тех пор, пока отношение радиуса пылевой частицы к начальному радиусу пылинки было меньше 0.01 [156].

Сначала рассматривается пылевая частица с начальным радиусом пылинки R_{dust} = 0.1 мкм. Эволюция заряда, изменение температуры и радиуса во времени, а также потоки нагрева и охлаждения представлены на рисунках 4.6-4.8, соответственно. На рисунке 4.6 показана зависимость заряда пылевой частицы от ее температуры. Пылевая частица становится отрицательно заряженной из-за высокой подвижности электронов. При нагревании пылевая частица начинает испускать электроны. Это приводит к положительному потенциалу пылевой частицы при температуре около 3750 К. Положительный заряд пылинки усиливает ионную эмиссию, в результате чего приводит к уменьшению времени жизни пылевой частицы.

На рисунке 4.7 представлена динамическая эволюция температуры и радиуса пылевых частиц. Как видно из рисунка 4.7, сначала температура пылинки увеличивается, а радиус частицы пылевой частицы остается практически неизменным, затем наступает фаза плавления частиц углеродной пыли в сочетании с фазой испарения. За последней следует переход к состоянию теплового равновесия, при котором пылевая частица начинает быстро испаряться. На рисунке 4.8 показана зависимость потоков энергии нагрева и охлаждения от температуры пылевой частицы. При низких температурах преобладает поток энергии нагрева. По мере повышения температуры пылинки поток энергии охлаждения увеличивается за счет излучения и испарения, однако это не помешает разрушению пылевых частиц.

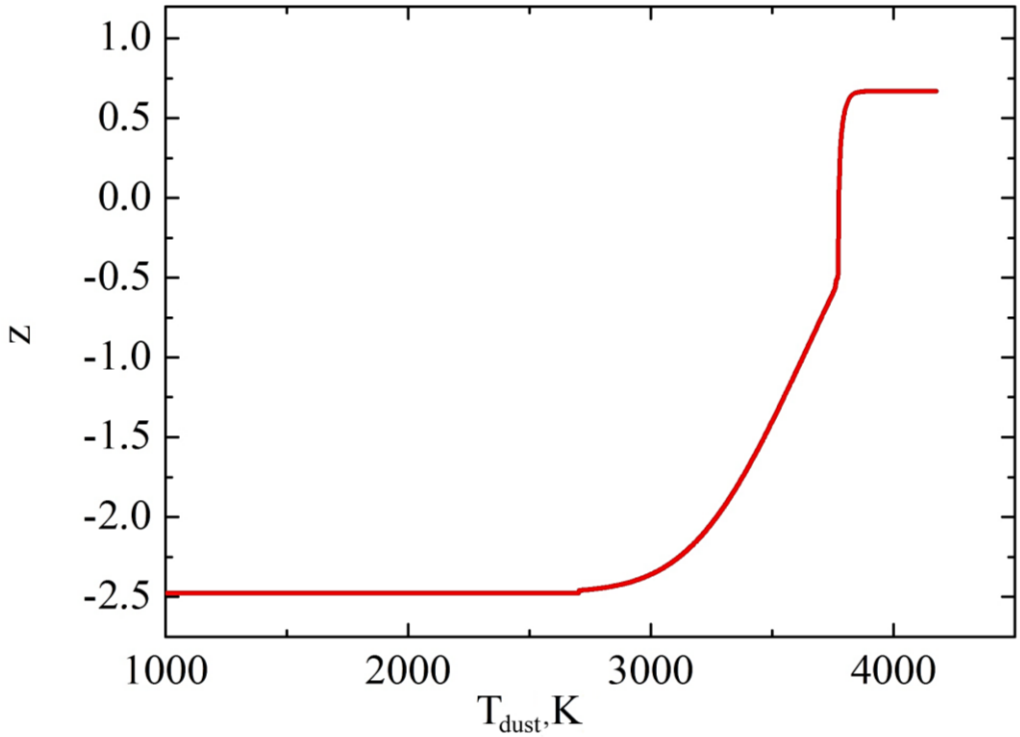


Рисунок 4.6 – Равновесное значение нормированного потенциала $z = e\varphi(R_{dust})/kT_e$ пылевой частицы на ее поверхности (с начальным радиусом $R_{dust} = 0.1$мкм пылевой частицы) как функция ее температуры в водородной плазме атмосферы белого карлика с параметрами $T_e = T_i = 1$ эВ, $n_e = n_i = 2 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$

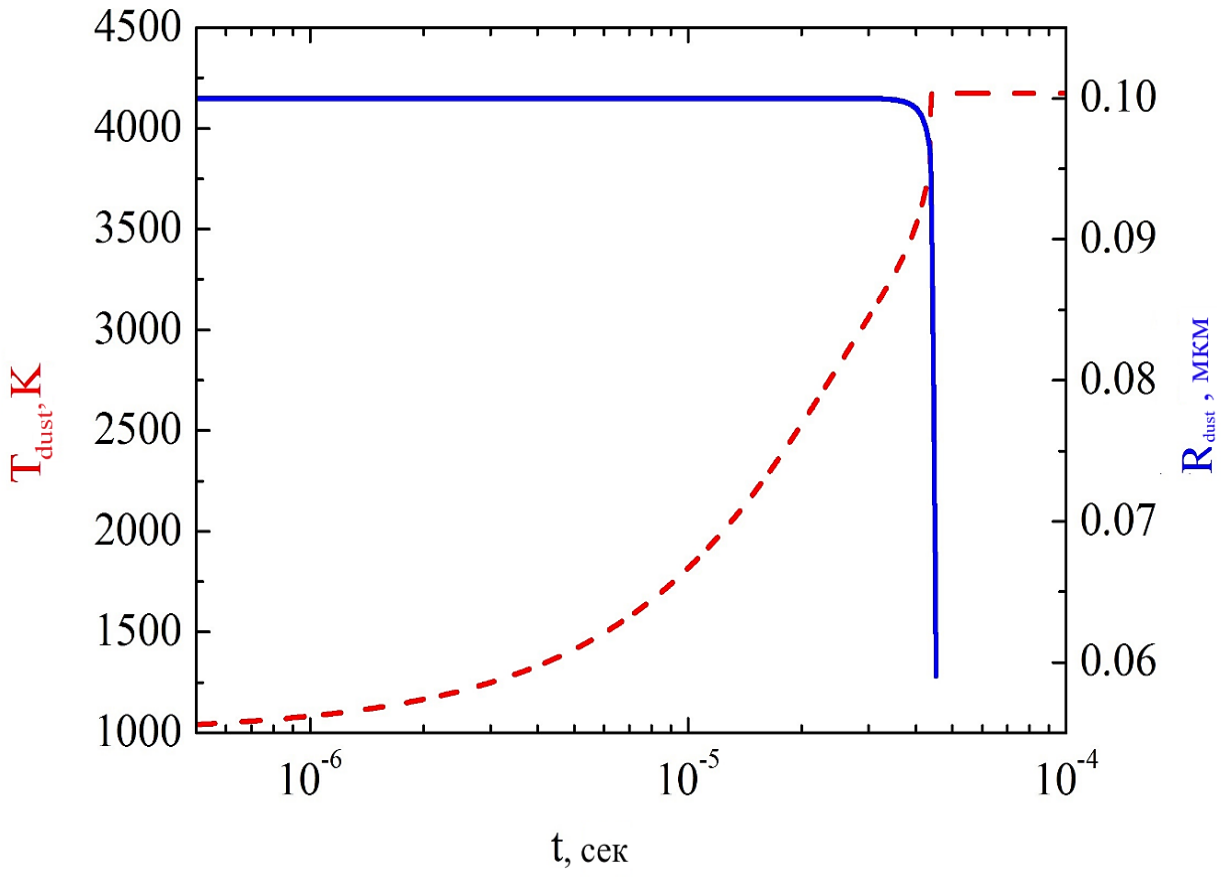


Рисунок 4.7 – Зависимость радиуса пылевых частиц (штриховая линия) и температуры (сплошная линия) от времени t в водородной плазме

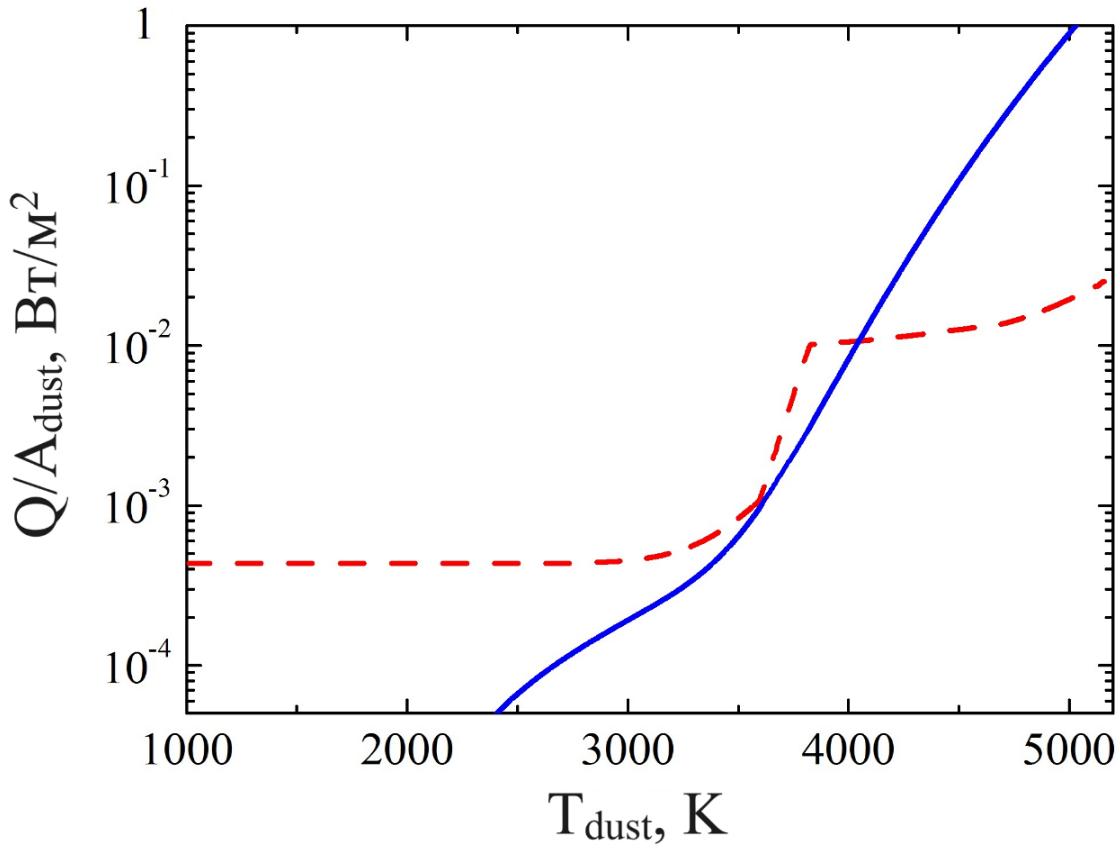


Рисунок 4.8 – Зависимость потоков энергии нагрева (штриховая линия) и охлаждения (сплошная линия) от температуры пылевой частиц при начальном радиусе пылинки

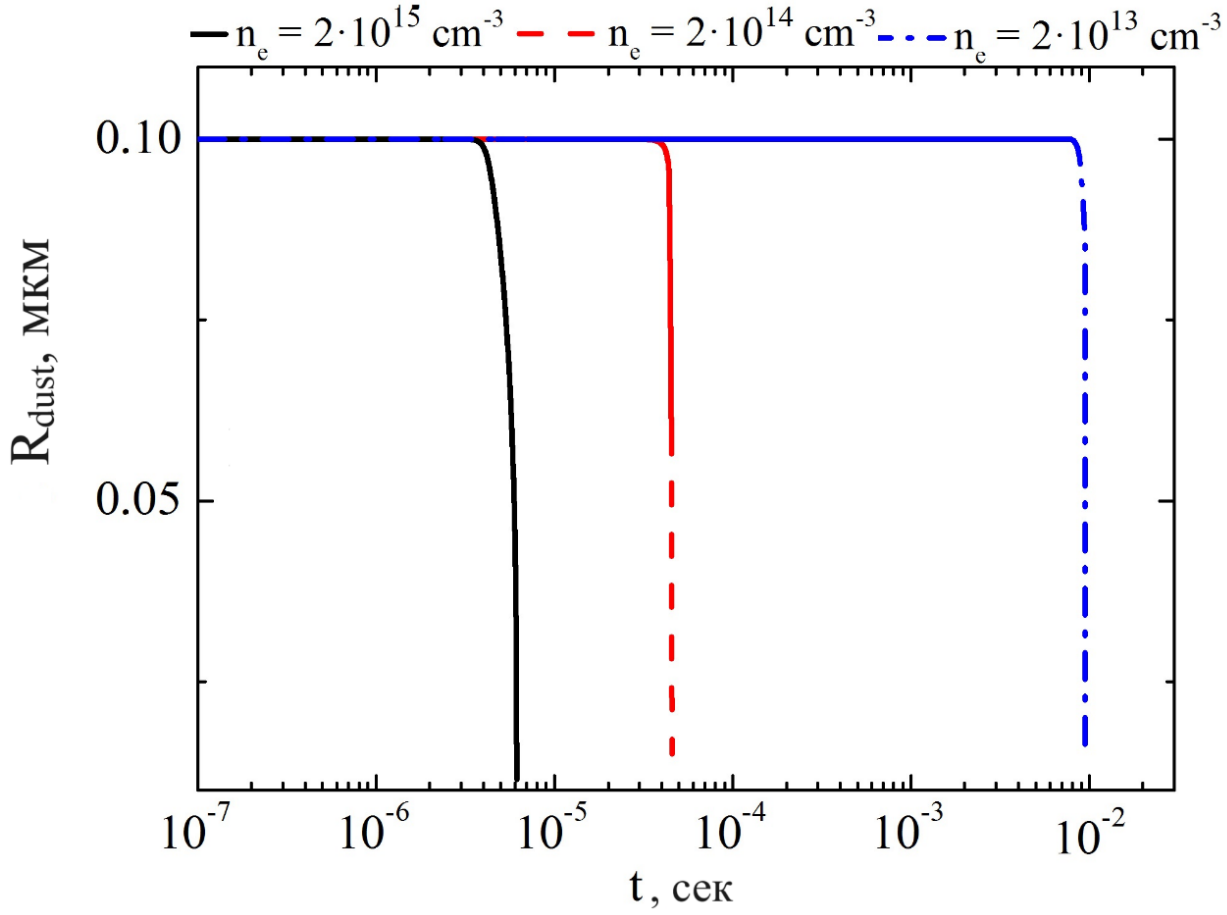


Рисунок 4.9 – Зависимость потоков энергии нагрева (штриховая линия) и охлаждения (сплошная линия) от температуры пылевой частиц при начальном радиусе пылинки

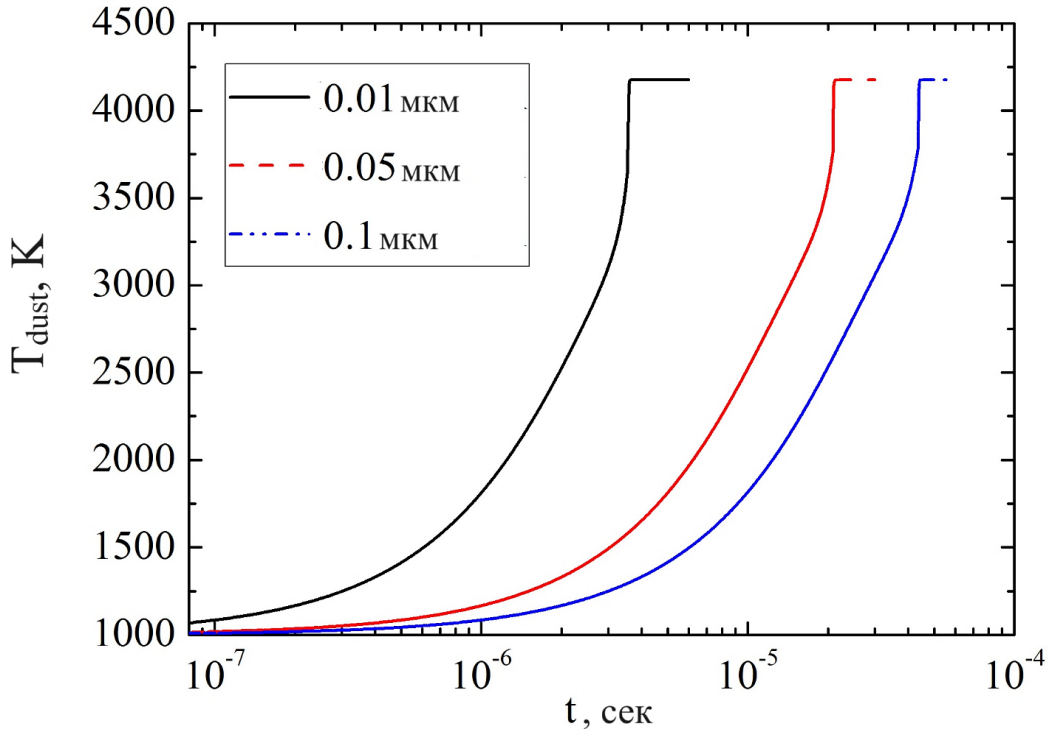


Рисунок 4.10 – Эволюция температуры пылевых частиц в однородной водородной плазме с параметрами $R_{dust} = 0.01,\ 0.05,\ 0.1$мкм $T_e = T_i = 1$ эВ, $n_e = n_i = 2 \cdot 10^{14}$см$^{-3}$

Рассмотрим различные значения плотности плазмы и начального радиуса пылевых частиц. Как и следовало ожидать, из рисунка 4.9 видно, что при более высокой плотности плазмы пылинка испаряется быстрее, более мелкие частицы испаряются быстрее.

В данной работе рассмотрено тепловое испарение пылевой частицы углеродного материала в фотосфере белого карлика с плазменными параметрами $T_e \approx T_i = 1\,эВ$, $n_e \approx n_i = (2 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{15})$ см$^{-3}$. Пылевые частицы могут значительно изменять свойства атмосферы звезд. Поэтому важно было установить, являются ли пылевые частицы стабильными в атмосферах белых карликов. Для описания динамической эволюции пылевой частицы были решены самосогласованные уравнения баланса заряда, массы и энергии. В расчетах учитывались свойства пылевого материала, такие как молярная энтальпия, давление насыщенного пара и характеристики электронной эмиссии. В качестве основного результата установлено, что пылевые частицы не являются стабильными в типичной атмосфере белого карлика со временем жизни менее 10^{-2} с. Наконец, отмечено, что наблюдение пылевых белых карликов было одним из основных стимулов для теоретических исследований «квантовой пылевой плазмы» [160], где предполагается, что пылевые частицы способны достигать оболочки белых карликов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе представлены результаты моделирования динамики пылевых частиц в окрестности белых карликов G29-38 и WDJ1644-0449 по модели динамики околосолнечного пылевого облака.

Исследования, проведённые в рамках настоящей работы, показали, что пылевые частицы, покидающие родительские тела с круговых орбит, по достижении области сублимации может образовывать резкие границы полного испарения на определённых расстояниях от звезды в зависимости от материала частиц. При преобладании силикатных частиц около звезды с параметрами, близкими к G29-38, возможно обнаружение избытка ИК излучения при температуре около 1200-1300 К на расстоянии около $0.6R_{\odot}$, а при преобладании углеродных частиц на расстоянии около $12.5R_{*} \approx 0.16R_{\odot}$ можно наблюдать избытка ИК излучения с температурой 2500-2800 К. Такие избытки излучения могут стать наблюдаемыми, если внешняя зона оптически тонкая и не может экранировать излучение внутренних областей [85].

Результаты показали, что до расстояний около $50R_{*}$ могут проникать только наиболее крупные частицы радиусами 10-100 мкм, базальтовые пылевые частицы субмикронных размеров испаряются за пределами зоны $300R_{*}$.

В случае звезды WD J1644-0449 анализ результатов показывает, что: 1) пылинки как базальтового, так и графитового состава могут падать прямо на холодный белый карлик, не достигая стадии полного испарения, если родительские тела и пылевые частицы движутся по вытянутым орбитам, близким к параболическим; 2) пылевые частицы, покидающие родительские тела, движущиеся по круговым орбитам, могут формировать четкую границу на определенных расстояниях от WD J1644-0449 при достижении области сублимации. Эта граница соответствует расстоянию около $3R_{*}$ для всех рассматриваемых базальтовых пылевых частиц и около $1.5R_{*}$ для графитовых пылевых частиц размером $R_{dust} \geq 0.5$мкм [116,117].

Дебри-диск вблизи белого карлика, состоящий из осколков астероидов, находится на расстоянии около $90R_{*}$ от звезды, что соответствует расстоянию, на котором температура абсолютно черного тела составляет около 1185 К. Эта температура близка к температурам крупных частиц микронного размера с $R_{dust} > 20$мкм, существование которых показано в работе [161]. Для холодной звезды WDJ1644-0449 эти условия соответствуют расстоянию в диапазоне от $5R_{*}$ до $6R_{*}$, где температура черного тела находится в диапазоне от 1211 К до 1106 К. Именно на этом расстоянии начинается активная фаза сублимации крупных пылевых частиц. Зона активной сублимации базальтовых частиц располагается в диапазоне расстояний $(3-6)R_{*}$ с резкой внутренней границей, где выживают только мелкие частицы с радиусами $R_{dust} = 0.01$мкм [116,117]. Вблизи звезды WD J1644-0449 и ее аналогов с подобными параметрами такие облака испаряющейся

пыли не наблюдались. Это означает, что-либо они недостаточно велики, чтобы быть обнаруженными, либо процесс обогащения металлами атмосферы этих звезд обусловлен другими процессами.

Варьирование параметров центральной звезды показало, что выживаемость пылевых частиц тем выше, чем ниже температура звезды, чем меньше ее радиус и чем больше масса звезды. Очевидно, что пылинки вблизи холодных звезд малого радиуса нагреваются меньше, поэтому они падают на звездную поверхность до полного испарения. Зависимость от звездной массы является следствием динамики пылевых частиц. Пылинка быстрее падает на массивную звезду и, следовательно, также не успевает испариться. Принимая гипотезу о кометах-грейзерах, было исследовано условия разрушения каменных и ледяных тел с помощью малоизвестного механизма катастрофического термического разрушения [162,163] применительно к звезде Tabbi (KIC 8462852), где показаны нерегулярные транзитные события, вызывающие уменьшение яркости звезды.

Рассчитаны коэффициенты взаимной диффузии для смесей $^{1}H-{}^{12}C$ и $^{1}H-{}^{28}Si$ на основе потенциала взаимодействия Дебая в плотной плазме в оболочке загрязненных белых карликов при различных значениях параметра неидеальности плазмы. Рассчитанные коэффициенты диффузии могут быть использованы при изучении процессов диффузии ионов в кулоновской плазме других астрофизических объектов, а также в работах по описанию коэффициента диффузии в неравновесных многокомпонентных ионных смесях, термохалинном смешении явления и далее способствует проведению будущих исследований скорости аккреции на белых карликов и объемного состава экзопланетного материала.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Dennihy E. et al. WIRED for EC: New White Dwarfs with WISE Infrared Excesses and New Classification Schemes from the Edinburgh-Cape Blue Object Survey // Astrophys. J. - 2017. - Vol. 849. - № 2. - P. 77.
2. Garza Navarro N., Wilson D.J. A TESS Detection of Candidate Double White Dwarf Binary with a 3.54 days Period // Res. Notes AAS. - 2021. - Vol. 5, № 11.
3. Gaia Data Release 2 (DR2) [Electronic resource]. URL: https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dr2 (accessed: 16.02.2023).
4. Bonsor A., Xu S. White Dwarf Planetary Systems: insights regarding the fate of planetary systems // Formation, Evolution, and Dynamics of Young Solar Systems Astrophysics and Space Science Library - 2017. - Vol. 445. - P. 229.
5. Putirka K.D., Xu S. Polluted white dwarfs reveal exotic mantle rock types on exoplanets in our solar neighborhood // Nat. Commun. - 2021. - Vol. 12, № 1. - P. 6168.
6. Zuckerman B. Recognition of the First Observational Evidence of an Extrasolar Planetary System // SpaceRef Editor. - 2014.
7. Koester D. Accretion and diffusion in white dwarfs: New diffusion timescales and applications to GD362 and G29-38 // Astron. Astrophys. - 2009. - Vol. 498, № 2. - P. 517-525.
8. Veras D. Post-main-sequence planetary system evolution // Royal Society Open Science. Royal Society Publishing. - 2016. - Vol. 3, № 2.
9. Koester D., Chanmugam G. Physics of white dwarf stars // Reports Prog. Phys. - 1990. - Vol. 53, № 7. - P. 837-915.
10. Schatzman E. White Dwarfs. Amsterdam: North-Holland Publishing Company. - 1958. - 180 p.
11. Fontaine G., Brassard P., Bergeron P. The Potential of White Dwarf Cosmochronology // Publ. Astron. Soc. Pacific. - 2001. - Vol. 113. - № 782. - P. 409-435.
12. Kepler S.O. et al. White Dwarf Stars // Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. - 2017. - Vol. 45. - P. 1760023.
13. https://www.cosmos.esa.int/web/cesar/the-hertzsprung-russell-diagram
14. Althaus L.G. et al. Evolutionary and pulsational properties of white dwarf stars // Astron. Astrophys. Rev. - 2010. - Vol. 18, № 4. - P. 471-566.
15. Farihi J. Circumstellar debris and pollution at white dwarf stars // New Astron. Rev. - 2016. - Vol. 71. - P. 9-34.
16. Gänsicke B.T. et al. The chemical diversity of exo-terrestrial planetary debris around white dwarfs // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2012. - Vol. 424, № 1. -P. 333-347.
17. Zuckerman B. et al. Metal Lines in DA White Dwarfs // Astrophys. J. - 2003. - Vol. 596, № 1. - P. 477-495.
18. Zuckerman B. et al. Ancient planetary systems are orbiting a large fraction of white dwarf stars // Astrophys. J. - 2010. - Vol. 722, № 1. - P. 725-736.

19. Jura M., Farihi J., Zuckerman B. Six white dwarfs with circumstellar silicates // Astron. J. - 2009. - Vol. 137, № 2. - P. 3191-3197.
20. Reach W.T. et al. The Dust Cloud around the White Dwarf G29-38 // Astrophys. J. - 2005. - Vol. 635, № 2. - P. L161-L164.
21. Reach W.T. et al. The Dust Cloud around the White Dwarf G 29-38. II. Spectrum from 5 to 40 μm and Mid-Infrared Photometric Variability // Astrophys. J. - 2009. - Vol. 693, № 1. - P. 697-712.
22. Koester D., Wilken D. The accretion-diffusion scenario for metals in cool white dwarfs // Astron. Astrophys. - 2006. - Vol. 453, № 3. - P. 1051-1057.
23. Von Hippel T. et al. The New Class of Dusty DAZ White Dwarfs // Astrophys. J. - 2007. - Vol. 662, № 1. - P. 544-551.
24. Fazio G.G. et al. The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2004. - Vol. 154, № 1. - P. 10-17.
25. Jura M. et al. Mid-Infrared Spectra of Dust Debris around Main-Sequence Stars // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2004. - Vol. 154, № 1. - P. 453-457.
26. Farihi J., Becklin E.E., Zuckerman B. Spitzer IRAC Observations of White Dwarfs. II. Massive Planetary and Cold Brown Dwarf Companions to Young and Old Degenerates // Astrophys. J. - 2008. - Vol. 681, № 2. - P. 1470-1483.
27. Debes J.H., Sigurdsson S., Hansen B. Cool Customers in the Stellar Graveyard. IV. Spitzer Search for Mid-IR excesses Around Five DAs // Astron. J. - 2007. - Vol. 134, № 4. - P. 1662-1670.
28. Xu S. et al. Compositions of Planetary Debris around Dusty White Dwarfs // Astron. J. 2019. - Vol. 158, № 6. - P. 242.
29. Zuckerman B. et al. An aluminum/calcium-rich, iron-poor, white dwarf star: evidence for an extrasolar planetary lithosphere? // Astrophys. J. - 2011. - Vol. 739, № 2. - P. 101.
30. Klein B. et al. Chemical abundances in the externally polluted white dwarf GD 40: Evidence of a rocky extrasolar minor planet // Astrophys. J. - 2010. - Vol. 709, № 2. - P. 950-962.
31. Dufour P. et al. The Discovery of the Most Metal-Rich White Dwarf: Composition of a Tidally Disrupted Extrasolar Dwarf Planet // Astrophys. J. - 2010. - Vol. 719, № 1. - P. 803-809.
32. Farihi J., Hoard D.W., Wachter S. White Dwarf - Red Dwarf Systems Resolved with the Hubble Space Telescope. II. Full Snapshot Survey Results // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2010. - Vol. 190, № 2. - P. 275-296.
33. Melis C. et al. Echoes of a decaying planetary system: The Gaseous and Dusty Disks Surrounding Three White Dwarfs. // Astrophys. J. - 2010. - Vol. 722, № 2. - P. 1078-1091.
34. Melis C. et al. Accretion of a terrestrial-like minor planet by a white dwarf // Astrophys. J. - 2011. - Vol. 732, № 2. - P. 90.
35. Vennes S., Kawka A., Németh P. The heavily polluted atmosphere of the DAZ white dwarf GALEX J193156.8+011745 // Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett. - 2010. - Vol. 404, № 1. - P. L40-L44.

36. Xu S. et al. Elemental Compositions of Two Extrasolar Rocky Planetesimals // Astrophys. J. - 2014. - Vol. 783, № 2. - P. 79.
37. Xu S. et al. Discovery of molecular hydrogen in white dwarf atmospheres // Astrophys. J. - 2013. - Vol. 766, № 2. - P. L18.
38. van Lieshout R. et al. Exoplanet recycling in massive white-dwarf debris discs // Mon. Not. R. Astron. Soc. Oxford University Press. - 2018. - Vol. 480, № 2. - P. 2784-2812.
39. Weidemann V. The Atmosphere of the White Dwarf Van Maanen 2. // Astrophys. J. - 1960. - Vol. 131. - P. 638.
40. Schneider G. et al. Probing for exoplanets hiding in dusty debris Disks: disk imaging, characterization, and exploration with HST/STIS Multi-Roll Coronagraphy // Astron. J. - 2014. - Vol. 148, № 4. - P. 59.
41. Debes J.H., Sigurdsson S. Are There Unstable Planetary Systems around White Dwarfs? // Astrophys. J. - 2002. - Vol. 572, № 1. - P. 556-565.
42. Kilic M., Redfield S. A dusty disk around WD 1150−153: explaining the metals in white dwarfs by accretion from the interstellar medium versus debris disks // Astrophys. J. - 2007. - Vol. 660, № 1. - P. 641-650.
43. Hoang T. et al. Rotational disruption of dust grains by radiative torques in strong radiation fields // Nat. Astron. Nature Publishing Group. - 2019. - Vol. 3, № 8. - P. 766-775.
44. Klein B. et al. Rocky extrasolar planetary compositions derived from externally-polluted white dwarfs // Astrophys. J. - 2011. - Vol. 741, № 1. - P. 64.
45. Farihi J. et al. Rocky planetesimals as the origin of metals in DZ stars // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2010.
46. Jura M. Carbon Deficiency in Externally Polluted White Dwarfs: Evidence for Accretion of Asteroids // Astrophys. J. - 2006. - Vol. 653, № 1. - P. 613-620.
47. Aannestad P.A. et al. Cool metallic-line white dwarfs, radial velocities, and interstellar accretion // Astron. J. - 1993. - Vol. 105. - P. 1033.
48. Barstow M.A. et al. Evidence for an external origin of heavy elements in hot DA white dwarfs // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2014. - Vol. 440, № 2. - P. 1607-1625.
49. Dupuis J. et al. A study of metal abundance patterns in cool white dwarfs. II - Simulations of accretion episodes // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 1993. - Vol. 84. - P. 73.
50. Dupuis J. et al. A study of metal abundance patterns in cool white dwarfs. I - Time-dependent calculations of gravitational settling // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 1992. - Vol. 82. - P. 505.
51. Dupuis J., Fontaine G., Wesemael F. A study of metal abundance patterns in cool white dwarfs. III - Comparison of the predictions of the two-phase accretion model with the observations // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 1993. - Vol. 87. - P. 345.
52. Jura M. A Tidally Disrupted Asteroid around the White Dwarf G29-38 // Astrophys. J. - 2003. - Vol. 584, № 2. - P. L91-L94.
53. Farihi J. White Dwarf Circumstellar Disks: Observations // White Dwarf Atmospheres and Circumstellar Environments. Wiley. - 2011. - P. 117-171.

54. Debes J.H. et al. The wired survey. II. Infrared excesses in the SDSSDR7 white dwarf catalog // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2011. - Vol. 197, № 2. - P. 38.
55. Rocchetto M. et al. The frequency and infrared brightness of circumstellar discs at white dwarfs // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2015. - Vol. 449, № 1. - P. 574-587.
56. Wilson T.G. et al. The unbiased frequency of planetary signatures around single and binary white dwarfs using Spitzer and Hubble // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 487, № 1. - P. 133-146.
57. Langer N. Presupernova Evolution of Massive Single and Binary Stars // Annu. Rev. Astron. Astrophys. - 2012. - Vol. 50, № 1. - P. 107-164.
58. Woosley S.E., Heger A. The remarkable deaths of 9-11 solar mass stars // Astrophys. J. - 2015. - Vol. 810, № 1. - P. 34.
59. Doherty C.L. et al. Super- and massive AGB stars - IV. Final fates - initial-to-final mass relation // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2015. - Vol. 446, № 3. - P. 2599-2612.
60. Hansen B.M.S., Kulkarni S., Wiktorowicz S. A Spitzer Search for Infrared Excesses around Massive Young White Dwarfs // Astron. J. - 2006. - Vol. 131, № 2. - P. 1106-1118.
61. Veras D. et al. Formation of planetary debris discs around white dwarfs - II. Shrinking extremely eccentric collisionless rings // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2015. - Vol. 451, № 4. - P. 3453-3459.
62. Malamud U., Grishin E., Brouwers M. Circularization of tidal debris around white dwarfs: implications for gas production and dust variability // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2020.
63. Mukai T., Yamamoto T. A model of the circumsolar dust cloud // Publ. Astron. Soc. Japan. - 1979. - Vol. 31. - P. 585-596.
64. Belton M. J. S. Dynamics of Interplanetary Dust: The solar wind and its magnetic field complicate the study of dust in the solar system // Science. New series. - 1966. - Vol. 151, № 3706. - P. 35-44.
65. Xu S., Jura M. Spitzer Observations of White Dwarfs: The Missing Planetary Debris around DZ Stars // Astrophys. J. - 2012. - Vol. 745, № 1. - P. 88.
66. Xu S. et al. A Young White Dwarf with an Infrared Excess // Astrophys. J. - 2015. - Vol. 806, № 1. - P. L5.
67. Li L. et al. A Hot White Dwarf SDSS J134430.11+032423.1 with a Planetary Debris Disk // Astrophys. J. - 2017. - Vol. 836, № 1. - P. 71.
68. Bauer E.B., Bildsten L. Polluted White Dwarfs: Mixing Regions and Diffusion Timescales // Astrophys. J. - 2019. - Vol. 872, № 1. - P. 96.
69. Heinonen R.A. et al. Diffusion Coefficients in the Envelopes of White Dwarfs // Astrophys. J. - 2020. - Vol. 896, № 1. - P. 2.
70. Koester D., Provencal J., Gänsicke B.T. Atmospheric parameters and carbon abundance for hot DB white dwarfs // Astron. Astrophys. - 2014. - Vol. 568. - P. A118.
71. De Marco O., Izzard R.G. Dawes Review 6: The Impact of Companions on Stellar Evolution // Publ. Astron. Soc. Aust. - 2017. - Vol. 34. - P. e001.

72. Rafikov R.R. Runaway accretion of metals from compact discs of debris on to white dwarfs // Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett. - 2011. - Vol. 416, № 1.

73. Rafikov R.R. Metal accretion onto white dwarfs caused by Poynting-Robertson drag on their debris disks // Astrophys. J. Lett. Institute of Physics Publishing. - 2011. - Vol. 732, № 1. - PART II.

74. Bochkarev K. V., Rafikov R.R. Global modeling of radiatively driven accretion of metals from compact debris disks onto white dwarfs // Astrophys. J. - 2011. - Vol. 741, № 1. - P. 36.

75. Rafikov R.R., Garmilla J.A. Inner edges of compact debris disks around metal-rich white dwarfs // Astrophys. J. Institute of Physics Publishing. - 2012. - Vol. 760, № 2.

76. Steckloff J.K. et al. How Sublimation Delays the Onset of Dusty Debris Disk Formation around White Dwarf Stars // Astrophys. J. Lett. - 2021. - Vol. 913, № 2. - P. L31.

77. Yamamoto S., Mukai T. Dust production by impacts of interstellar dust on Edgeworth-Kuiper Belt objects // Astron. Astrophys. - 1998. - Vol. 329. - P. 785-791.

78. Draine B.T., Salpeter E.E. Destruction mechanisms for interstellar dust // Astrophys. J. - 1979. - Vol. 231. - P. 438.

79. Skvortsova N.N., Maiorov S. A., Malakhov D. V., Stepakhin V. D., Obraztsova E. A., Kenzhebekova A. I., Shishilov O. N. On the Dust Structures and Chain Reactions Induced over the Regolith by Gyrotron Radiation // JETP Lett. - 2019. - Vol. 109, № 7.

80. Stark C.R., Helling C., Diver D.A. Inhomogeneous cloud coverage through the Coulomb explosion of dust in substellar atmospheres // Astron. Astrophys. - 2015. - Vol. 579. - P. A41.

81. Jones A. P. Dust Destruction Processes // Astrophysics of Dust, ASP Conference Series, Vol. 309, Proceedings of the conference held 26-30 May, 2003 / ed. Witt A.N., Clayton G.C. D.B.T. Estes Park, Colorado. - 2004. - P. 347.

82. Кенжебекова А.И., Коданова С.К. О левитации пыли над поверхностью Луны // Вестник КазНУ. Серия физическая. - 2019. - Т.69(2). -Р. 47-52.

83. Ballering N.P. et al. The Geometry of the G29-38 White Dwarf Dust Disk from Radiative Transfer Modeling // Astrophys. J. - 2022. - Vol. 939, № 2. - P. 108.

84. Harrison J.H.D., Bonsor A., Madhusudhan N. Polluted white dwarfs: constraints on the origin and geology of exoplanetary material // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2018. - Vol. 479, № 3. - P. 3814-3841.

85. Koester D., Provencal J., Shipman H.L. Metals in the Variable DA G29-38. Astron. Astrophys. - 1997. - Vol. 230. - P. 293-296.

86. Giammichele N., Bergeron P., Dufour P. Know your neighborhood: a detailed model atmosphere analysis of nearby white dwarfs // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2012. - Vol. 199, № 2. - P. 29.

87. Kilic M. et al. Excess Infrared Radiation from the Massive DAZ White Dwarf GD 362: A Debris Disk? // Astrophys. J. - 2005. - Vol. 632, № 2. - P. L115-L118.

88. Becklin E.E. et al. A Dusty Disk around GD 362, a White Dwarf with a Uniquely High Photospheric Metal Abundance // Astrophys. J. - 2005. - Vol. 632, № 2. - P. L119-L122.

89. Farihi J., Hoard D.W., Wachter S. White Dwarf-Red Dwarf Systems Resolved with the Hubble Space Telescope . I. First Results // Astrophys. J. - 2006. - Vol. 646, № 1. - P. 480-492.

90. Kilic M. et al. Debris Disks around White Dwarfs: The DAZ Connection // Astrophys. J. - 2006. - Vol. 646, № 1. - P. 474-479.

91. Шестакова Л.И., Кенжебекова А.И. Сублимация пылевых частиц вблизи белого карлика G29-38 // Известия НАН РК. Сер.физ.-мат. - 2021. - Т. 3, № 337. - P. 155-166.

92. Jura M., Young E.D. Extrasolar Cosmochemistry // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. - 2014. - Vol. 42, № 1. - P. 45-67.

93. Gänsicke B.T. et al. A Gaseous Metal Disk Around a White Dwarf // Science . - 2006. - Vol. 314, № 5807. - P. 1908-1910.

94. Melis C. et al. Gaseous Material Orbiting the Polluted, Dusty White Dwarf HE1349-2305 // Astrophys. J. - 2012. - Vol. 751, № 1. - P. L4.

95. Wilson D.J. et al. Variable emission from a gaseous disc around a metal-polluted white dwarf // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2014. - Vol. 445, № 2. - P. 1878-1884.

96. Cunningham T. et al. A white dwarf accreting planetary material determined from X-ray observations. - 2022.

97. Bonsor A. et al. Infrared observations of white dwarfs and the implications for the accretion of dusty planetary material // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2017. - Vol. 468, № 1. - P. 154-164.

98. Brown J.C., Veras D., Gänsicke B.T. Deposition of steeply infalling debris around white dwarf stars // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2017. - Vol. 468, № 2. - P. 1575-1593.

99. Hogg M.A. et al. The Effect of a Magnetic Field on the Dynamics of Debris Discs Around White Dwarfs. - 2020.

100. Fossati L. et al. The habitability and detection of earth-like planets orbiting cool white dwarfs // Astrophys. J. - 2012. - Vol. 757, № 1. - P. L15.

101. Perets H.B. Planets in Evolved Binary Systems // Earth and Planetary Astrophysics - 2011. - P. 56-75.

102. Wilson D.J. et al. Carbon to oxygen ratios in extrasolar planetesimals // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2016. - Vol. 459, № 3. - P. - 3282-3286.

103. Lee J-E. , Bergin E. A., Hideko N. The Solar Nebula on Fire: A Solution to the Carbon Deficit in the Inner Solar System // Astrophys. J. Lett. - 2010. Vol. - 710 (1).

104. Donaldson J.K. et al. Modeling the hd 32297 debris disk with far-infrared herschel data // Astrophys. J. - 2013. - Vol. 772, № 1. - P. 17.

105. Manser C.J. et al. A planetesimal orbiting within the debris disc around a white dwarf star // Science. - 2019. - Vol. 364, № 6435. - P. 66-69.

106. Gänsicke B.T. et al. Accretion of a giant planet onto a white dwarf star // Nature. - 2019. - Vol. 576, № 7785. - P. 61-64.
107. Vanderburg A. et al. A disintegrating minor planet transiting a white dwarf // Nature. - 2015. - Vol. 526, № 7574. - P. 546-549.
108. Vanderbosch Z. et al. A White Dwarf with Transiting Circumstellar Material Far outside the Roche Limit // Astrophys. J. - 2020. - Vol. 897, № 2. - P. 171.
109. Rappaport S. et al. Drifting asteroid fragments around WD 1145+017 // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2016. - Vol. 458, № 4. - P. 3904-3917.
110. Jiménez-Esteban F.M. et al. A white dwarf catalogue from Gaia-DR2 and the Virtual Observatory // MNRAS. - 2018. - Vol. 480, № 4. - P. 4505-4518.
111. Hollands M.A. et al. Alkali metals in white dwarf atmospheres as tracers of ancient planetary crusts // Nat. Astron. - 2021. - Vol. 5, № 5. - P. 451-459.
112. Kaiser B.C. et al. Lithium pollution of a white dwarf records the accretion of an extrasolar planetesimal // Science. - 2021. - Vol. 371, № 6525. - P. 168-172.
113. Debes J.H. et al. A 3 Gyr White Dwarf with Warm Dust Discovered via the Backyard Worlds: Planet 9 Citizen Science Project // Astrophys. J. - 2019. - Vol. 872, № 2. - P. L25.
114. Shestakova L.I., Demchenko B.I. Orbital Evolution of Dust Particles in the Sublimation Zone near the Sun // Sol. Syst. Res. - 2018. - Vol. 52, № 2. - P. 153-167.
115. Shestakova L.I., Tambovtseva L. V. Dynamics of dust grains near the Sun // Astronomical & Astrophysical Transactions. - 1995. - Vol. 8, №1. - P. 59 - 81.
116. Shestakova L.I., Kenzhebekova A.I., Serebryanskiy A.V. On survival of dust grains in the sublimation zone of cold white dwarfs // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2022. - Vol. 514, № 1. – P.997-1005.
117. Shestakova L.I., Serebryanskiy A.V., Kenzhebekova A.I. Dynamics of dust grain in the sublimation zone of cold white dwarfs // Reports NAS RK. - 2022. - Vol. 1, № 341. - P. 130-136.
118. Lorenz L. Oeuvres scientifiques de L. Lorenz. Revues et annotées par H. Valentiner.chap. Sur la lumière réfléchie et réfractée par une sphère (surface) transparente. Copenhague: Libraire Lehmann & Stage. -1898. - 403-529 p.
119. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // Ann. Phys. - 1908. - Vol. 330, № 3. - P. 377-445.
120. Garcia M.A. Surface plasmons in metallic nanoparticles: fundamentals and applications // J. Phys. D. Appl. Phys. - 2012. - Vol. 45, № 38. - P. 389501.
121. Rosenberg M., Smirnov R.D., Pigarov A.Y. On thermal radiation from heated metallic dust grains // J. Phys. D. Appl. Phys. - 2008. - Vol. 41, № 1. - P. 015202.
122. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Перевод с английского. Мир. Москва. - 1986. - 664 p.
123. Chýlekt P. Light scattering by small particles in an absorbing medium // J. Opt. Soc. Am. - 1977. - Vol. 67, № 4. - P. 561.
124. Albrecht H.-E., Borys M., Damaschke N., Tropea C. Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Springer Berlin. - 2003.
125. Draine B. T. Tabulated Optical Properties of Graphite and Silicate Grains // Astrophys. J. Suppl. - 1987. - Vol. 57. - P. 587.

126. Ландау JI. Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. Наука. Москва. - 1982. - 390 p.
127. Lamy P.L. Optical properties of silicates in the far ultraviolet // Icarus. - 1978. - Vol. 34, № 1. - P. 68-75.
128. Burns J.A., Lamy P.L., Soter S. Radiation forces on small particles in the Solar System: A re-consideration // Icarus. - 2014. - Vol. 232. - P. 263-265.
129. Pollack J.B., Toon O.B., Khare B.N. Optical properties of some terrestrial rocks and glasses // Icarus. - 1973. - Vol. 19, № 3. - P. 372-389.
130. Laor A., Draine B. T. Spectroscopic constraints on the properties of dust in active galactic nuclei // Astrophys. J. - 1993. - Vol. 402. - P. 441.
131. Taft E.A., Philipp H.R. Optical Properties of Graphite // Phys. Rev. 1965. Vol. 138, № 1A. - P. A197-A202.
132. Mignard F. Radiation Pressure and Dust Particle Dynamics // ICARUS. - 1982. - Vol. 49. - 347-366 p.
133. Krivov A. V. Debris disks: seeing dust, thinking of planetesimals and planets // Res. Astron. Astrophys. - 2010. - Vol. 10, № 5. - P. 383-414.
134. Krivov A. V., Löhne T., Sremčević M. Dust distributions in debris disks: Effects of gravity, radiation pressure and collisions // Astron. Astrophys. - 2006. - Vol. 455, № 2. - P. 509-519.
135. Caltech P.I.L.H. et al. The Association of Dust Disks and Planets // HIRES Proposal. - 2008. - P. 1-6.
136. Burns J.A., Lamy P.L., Soter S. Radiation forces on small particles in the solar system // Icarus. - 1979. - Vol. 40, № 1. - P. 1-48.
137. Wyatt S.P. The electrostatic charge of interplanetary grains // Planet. Space Sci. - 1969. - Vol. 17, № 2. - P. 155-171.
138. Mukai T. Mass loss rate of the zodiacal dust cloud. - 1983.
139. Kobayashi H. et al. Sublimation temperature of circumstellar dust particles and its importance for dust ring formation // Earth, Planets and Space. Springer Berlin. - 2011. - Vol. 63, № 10. P. - 1067-1075.
140. Marek R., Straub J. Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water // Int. J. Heat Mass Transf. - 2001. - Vol. 44, № 1. - P. 39-53.
141. Krivov A., Mann I., Kimura H. The circumsolar dust complex and solar magnetic field // Earth, Planets Sp. - 1998. - Vol. 50, № 6-7. - P. 551-554.
142. Pawellek N., Krivov A. V. The dust grain size-stellar luminosity trend in debris discs // Mon. Not. R. Astron. Soc. Oxford University Press. - 2015. - Vol. 454, № 3. - P. 3207-3221.
143. Baines M.J. et al. Resistance to the Motion of a Small Sphere Moving Through a Gas // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 1965. - Vol. 130, № 1. - P. 63-74.
144. Bagnulo S. et al. Discovery of Magnetically Guided Metal Accretion onto a Polluted White Dwarf // The Astrophysical Journal Letters. -2022. - Vol.963., №1. – P. L22.
145. Heinonen R.A. et al. Diffusion Coefficients in the Envelopes of White Dwarfs // Astrophys. J. - 2020. - Vol. 896, № 1.

146. Caplan M.E., Bauer E.B., Freeman I.F. Accurate diffusion coefficients for dense white dwarf plasma mixtures // Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett. - 2022. - Vol. 513, № 11. - P. L52-L56.
147. Stanton L.G., Murillo M.S. Ionic transport in high-energy-density matter // Phys. Rev. E. - 2016. - Vol. 93, № 4. - P. 1-23.
148. Paquette C. et al. Diffusion coefficients for stellar plasmas // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 1986. - Vol. 61. - P. 177.
149. Chapman S. C.T.G. The Mathematical Theory of Uniform Gases. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1970.
150. Pelletier C. et al. Carbon pollution in helium-rich white dwarf atmospheres Time-dependent calculations of the dredge-up process // Astrophys. J. - 1986. - Vol. 307. - P. 242.
151. Saumon D., Blouin S., Tremblay P-E.Current challenges in the physics of white dwarf stars // Physics Reports. -Vol. 988. - 2022.- P. 1-63.
152. Beznogov M. V., Yakovlev D.G. Effective potential and interdiffusion in binary ionic mixtures // Phys. Rev. E. - 2014. - Vol. 90, № 3. - P. 033102.
153. Baalrud S.D., Daligault J. Modified Enskog kinetic theory for strongly coupled plasmas // Phys. Rev. E. - 2015. - Vol. 91. - № 6. - P. 063107.
154. Bauer E.B., Bildsten L. Polluted White Dwarfs: Mixing Regions and Diffusion Timescales // Astrophys. J. - 2019. - Vol. 872, № 1. - P. 96.
155. Draine B.T. Destruction mechanisms for interstellar dust // The Astrophysical Journal. - 1979. - Vol. 231. - 438-455 p.
156. Kenzhebekova A.I. Bastykova N.K, Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Maiorov S.A., Moldabekov Z.A. Destruction of a dust particle in the white dwarf atmosphere // Jpn. J. Appl. Phys. - 2020. - Vol. 59, № SH.
157. Dushman S. Thermionic Emission // Rev. Mod. Phys. - 1930. - Vol. 2, № 4. - P. 381-476.
158. Stamm J. et al. Dust trajectory simulations around the Sun, Vega, and Fomalhaut // Astron. Astrophys. EDP Sciences. - 2019. - Vol. 626.
159. Vignitchouk L., Tolias P., Ratynskaia S. Dust-wall and dust-plasma interaction in the MIGRAINe code // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2014. - Vol. 56, № 9. - P. 095005.
160. Bonitz M., Moldabekov Z.A., Ramazanov T.S. Quantum hydrodynamics for plasmas - Quo vadis ? // Phys. Plasmas. - 2019. - Vol. 26, № 9. - P. 090601.
161. Shestakova L.I., Demchenko B.I., Serebryanskiy A.V. On the orbital evolution of dust grains in the sublimation region around WD1145+017 // MNRAS. - 2019. - Vol. 487(3). - P. 3935-3945.
162. Shestakova L.I., Serebryanskiy A. V, Demchenko B.I. Infalling thermally destroyed bodies as a possible explanation for the KIC 8462852 phenomenon // MNRAS. - 2021. - Vol. 501(4). - P. 5468-5477.
163. Shestakova L.I., Serebryanskiy A. V. On the new mechanism of planetary long-period debris formation around white dwarfs // MNRAS. -2023. -Vol. 524(3). - P. 4506-4520.