

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 4, Number 314 (2017), 143 – 154

UDC 524.5

L.I. Shestakova, B.I. DemchenkoFesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan
shest1952@mail.ru**ORBITAL EVOLUTION OF DUST PARTICLES IN THE SUBLIMATION
PROCESS AROUND STARS OF LATE SPECTRAL CLASSES**

Abstract. The results of orbital evolution modeling of the dust particles in the process of evaporation in the disk of M4V-type star are presented on the example of a red dwarf GJ 1132.

Several varieties of silicates with different refractive indices were selected: pyroxenes and olivines, as well as basaltic rock. Calculations of the temperature of dust particles based on the solution of the heat balance equation were performed for a set of radii from 0.01 to 10 μm and different distances to the star. The optical properties were calculated by the Mie theory. The influence of the radiation pressure, as well as the Poynting-Robertson effect, on the dynamics of dust was taken into account.

It is obtained that the orbital evolution depends on the initial starting distance and the initial particle radius, since the rate of sublimation depends on the temperature, which depends strongly on the initial data. Dust particles after the beginning of active evaporation go first on highly elliptical orbit, and then completely evaporate. According to our calculations, particles of all materials and sizes cannot leave the star system of class M under the influence of light pressure. All particles approach the star and evaporate.

If the dust in the star system has a similar mineral composition with the dust of the solar system, then the boundary of the dust sublimation zone is close to a distance of 2 radius of star.

Key words: M-type stars, debris disk, circumstellar disk, dust grains, orbital evolution, dust sublimation

УДК 524.5

Л.И. Шестакова, Б.И. Демченко

Астрофизический институт им. В.Г.Фесенкова, Алматы, Казахстан

**ОРБИТАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССЕ
СУБЛИМАЦИИ ОКОЛО ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ**

Аннотация. Представлены результаты моделирования орбитальной эволюции пылевых частиц в процессе испарения в диске звезды класса M4 V на примере красного карлика GJ 1132. Выбраны несколько сортов силикатов с разными индексами рефракции: пироксены и оливины, а также базальтовая порода. Расчеты температуры пылевых частиц, основанные на решении уравнения теплового баланса, выполнены для набора радиусов от 0.01 до 10 мкм и различных расстояний до звезды. Оптические свойства рассчитаны по теории Ми. Учитывалось влияние давления радиации, а также эффектов торможения Пойнтинга-Робертсона на динамику пыли.

Получено, что орбитальная эволюция зависит от исходного стартового расстояния и начального радиуса частиц, поскольку темп сублимации зависит от температуры, сильно зависящей от исходных данных. После начала активного испарения пылевые частицы сначала выходят на высокоэллиптические орбиты, а затем полностью испаряются. Согласно нашим расчетам, частицы всех материалов и размеров не могут покинуть систему звезды класса M под действием светового давления. Все частицы сближаются со звездой и испаряются.

Если пыль в системе звезды имеет сходный минералогический состав с пылью Солнечной системы, то граница зоны сублимации пыли находится вблизи расстоянии 2 радиуса звезды.

Ключевые слова: звезды M-типа, осколочный диск, околозвездный диск, пылевые частицы, орбитальная эволюция, сублимация пыли.

Введение. Основной целью анализа действия светового давления на пылевые частицы разных размеров и материалов являлось определение границы области сублимации пыли около звезд класса М на примере звезды GJ 1132. Звезда GJ 1132 - красный карлик спектрального класса М4 V, удаленный от нас на 12.04 ± 0.24 пк. Его масса оценивается величиной $M_s = 0.181 \pm 0.02$ солнечных масс, радиус – $r_s = 0.207 \pm 0.016$ солнечных радиусов, светимость составляет всего 0.44% солнечной, $T_{\text{eff}} = 3270\text{K}$. Возраст звезды превышает 5 миллиардов лет. Наблюдения звезды GJ 1132 начались 28 января 2014 года [1].

Красные карлики – самый распространенный тип звезд в нашей Галактике, их примерно в 12 раз больше, чем звезд солнечного типа. К красным карликам относят звезды главной последовательности, чья масса и радиус меньше 60% солнечных масс. Планетные системы красных карликов отличаются от планетных систем солнцеподобных звезд – они более компактны, в них реже встречаются планеты гиганты и чаще – планеты небольших масс (нептуну, суперземли и планеты земного типа). Данные, полученные космическим телескопом им. Кеплера, а также наземными RV-обзорами, говорят о том, что большинство маломассивных звезд имеет свои планетные системы.

Искать планеты у красных карликов с одной стороны, легче, а с другой – труднее, чем у звезд солнечного типа. Основная трудность заключается в низком блеске этих звезд, также многие из них миллиарды лет сохраняют вспышечную активность. С другой стороны, малые размеры звездного диска красных карликов позволяют обнаруживать транзиты планет меньшего размера, а небольшая масса благоприятствует обнаружению маломассивных планет методом измерения лучевых скоростей. Все это делает близкие (а значит, сравнительно яркие) красные карлики очень привлекательной целью экзопланетных исследований.

Около звезды обнаружена планета. Масса планеты GJ 1132 b составляет 1.62 ± 0.55 масс Земли, радиус – всего 1.16 ± 0.11 радиусов Земли, что приводит к средней плотности 6.0 ± 2.5 г/куб.см. Иначе говоря, перед нами – планета земного типа, лишь немного превышающая Землю по размерам и массе! GJ 1132 b вращается вокруг своей звезды по близкой к круговой орбите на расстоянии ~ 0.015 а.е. (16 ± 1 звездных радиусов) и делает один оборот за 1.62893 ± 0.00003 земных суток.

Инсоляция на орбите GJ 1132 b в 19 раз превышает инсоляцию на орбите Земли, иначе говоря, планета оказывается горячее Меркурия. Авторы открытия оценивают ее эффективную температуру в $579 \pm 15\text{K}$ в случае нулевого альбедо или в $409 \pm 11\text{K}$ в случае гораздо более вероятного значения альбедо 0.75 (как у Венеры). Весьма вероятно, что планета окружена плотной углекислотной атмосферой и окутана сернокислотными облаками, что делает ее горячим аналогом Венеры.

Мы провели моделирование орбитальной эволюции пылевых частиц различного химического состава в околозвездной области в процессе испарения. Моделирование орбитальной эволюции пылевых частиц проведено с учетом влияния давления радиации и эффектов торможения Пойнтинга-Робертсона.

Выбраны несколько сортов силикатов с разными индексами рефракции, позволяющие оценить различия между веществами с разными свойствами поглощения: пироксены и оливины, а также базальтовая порода. Для всех перечисленных сортов силикатов выполнены расчеты светового давления на пылевые частицы разных размеров:

радиусами от 0.01 до 10 мкм. Расчеты температуры основаны на решении уравнения теплового баланса «поглощение-излучение» с учетом потерь на испарение. Оптические свойства рассчитаны по теории Ми [2] для однородных сферических частиц в соответствии с индексами рефракции материала.

Тепловой баланс и испарение частиц. Используя кинетическую теорию газов, процесс сублимации согласно [3-6] можно представить следующим образом:

$$ds/dt = - P/\delta \cdot [\mu \cdot m_n / (2\pi k T)]^{1/2} \quad (1)$$

$$P = P_m(T) \cdot \exp[-H_L / (kT)], \text{ или } P = \exp[H_L / k(1/T_0 - 1/T)],$$

где ds/dt - скорость уменьшения радиуса в см/сек; P - давление насыщенных паров в торах ($1 \text{ тор} = 1 \text{ мм.рт.ст.} = 133.322 \text{ па}$, $1 \text{ па} = 1 \text{ н/м}^2 = 10 \text{ дин/см}^2$); $P_m(T) = \exp(H_L / (kT_0))$ - давление насыщенных паров для предельно больших температур; δ - плотность вещества в г/см³; μ - молекулярный вес; $m_n = 1.66057 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1.66057 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ - атомная единица массы; $k = 1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ дж/К} = 1.38066 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}$ - постоянная Больцмана; T - температура в К; H_L - энергия испарения одной молекулы; T_0 - температура, при которой давление насыщенных паров $P = 1 \text{ тор}$.

Приведем рабочие формулы к следующему виду:

$$ds/dt = - C_1 \cdot P/\delta \cdot (\mu/T)^{1/2} \text{ см/сек} \quad (2)$$

$$\lg(P) = C_2 - C_3/T,$$

где C_1, C_2, C_3 – константы. Для константы C_1 используем коэффициент аккомодации $\alpha = 0.7$ согласно [4]: $C_1 = \alpha \cdot 133.322 (m_n / (2\pi k))^{1/2} = \alpha \cdot 0.5833 = 0.4083 \text{ кг/(м·сек)·К}^{1/2}$ в системе СИ и $C_1 = 0.04083 \text{ г/(см·сек)·К}^{1/2}$ в системе CGS, отсюда

$$\dot{s} = \frac{0.0408}{\delta} \cdot P \cdot \sqrt{\frac{\mu}{T}} \text{ см/сек.} \quad (3)$$

Заметим, что C_1 не зависит от свойств вещества, то есть это универсальная константа. Коэффициенты 2-го уравнения из (3.1) и (3.2): $C_2 = \lg(e) \cdot H_L / (k \cdot T_0)$; $C_3 = \lg(e) \cdot H_L / k = C_2 \cdot T_0$, где $\lg(e) = 0.434294$. C_3 зависит только от H_L , C_2 - зависит от отношения H_L / T_0 . C_2 и C_3 одинаковы в СИ и в СГС: C_2 безразмерная, C_3 имеет размерность градус Кельвина.

В таблице 1 дана H – латентная теплота на единицу массы или удельная теплота парообразования. Пересчитать H (эрг/г) в H_L (дж/молекула) легко из очевидного соотношения: $H_L = (H \cdot 10^{-4}) \cdot (\mu \cdot m_H) = H \cdot \mu \cdot 1.66057e^{-31}$, где коэффициент 10^{-4} - переход из СГС в СИ, $m_H = 1.66057e^{-27}$ кг атомная единица массы, μ – молекулярный вес. С переводом единиц в дин/см² получим: $P_m = 1330 \cdot \exp[H_L / (k \cdot T_0)]$, отсюда $T_0 = H_L / [k \cdot \ln(P_m / 1330)]$.

Таблица 1 - Свойства материалов, использованные в расчетах

вещество	δ г/см ³	μ мол.вес	H эрг/г	P_m дин/см ²	T_0 К	$H_L \cdot 10^{-20}$ дж/мол	C_2 (T_0, H_L)	$C_3(H_L)$
bazalt	2.5	67.0	7.12e10	1.07e14	2284	79.2	10.915	24928.3
olivine1/50 MgFeSiO ₄	3.3	169.1	3.21e10	6.62e14	2423	90.1	11.6969	28341.47
olivine2/50 MgFeSiO ₄	3.3	60.1	9.60e10	3.12e11	3600	95.8	8.37068	30134.44
pyroxene50 Mg _{0.5} Fe _{0.5} SiO ₃	3.3	60.1	9.60e10	3.12e11	3600	95.8	8.37068	30134.44
pyroxene100 MgSiO ₃	3.3	60.1	9.60e10	3.12e11	3600	95.8	8.37068	30134.44

Свойства материалов и индексы рефракции для базальта собраны по измерениям, результаты которых представлены в [7,8]. Материальные данные для оливина и пироксена взяты из работы [6], а индексы рефракции из работы [9]. Все материальные параметры с использованием данных таблиц из [6] после пересчета и дополнения сведены в таблицу 1. Материальные параметры вещества olivine1/50, содержащего 50% Mg и 50% Fe взяты также в соответствии с [6], а материальные параметры olivine2/50, такого же химического состава, как и olivine1/50 взяты как у пироксенов. При этом индексы рефракции, использованные в наших расчетах, соответствуют приведенным в [9] и совпадают между собой для olivine1/50 и olivine2/50. Фактически мы не можем определить, какие именно молекулы покидают пылинку при испарении: SiO₂, чей молекулярный вес близок к 60, или полная молекула MgFeSiO₄, у которой молекулярный вес близок к 172. Очевидно, что такая «синтетическая» молекула существует лишь формально и может распасться на другие сочетания атомов перед испарением. Известных данных реальных измерений пока недостаточно. Компильтивные данные [9], полученные расчетами для произвольного содержания химических элементов Mg и Fe не вызывают доверия, поскольку получены не из эксперимента. Поэтому более надежными можно считать данные для базальта [7,8]. На наш взгляд сочетание атомов SiO₂ в природе более устойчиво, поэтому мы привлекли к расчетам материал olivine2/50.

Для расчета температуры пылинки используется естественное физическое условие, что при тепловом равновесии поглощаемая энергия должна быть равна излучаемой энергии с учетом потерь на испарение:

$$E_{abs} = E_{rad} + E_{evap} \quad (4)$$

$$E_{abs} = \pi s^2 \cdot 2 \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r_s^2}{r^2}} \right) \cdot \pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, s, m) F_S(\lambda) d\lambda \quad (5)$$

$$E_{rad} = 4\pi s^2 \cdot \pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, s, m) B(\lambda, T) d\lambda \quad (6)$$

где T - температура нагрева частицы; $Q_{abs}(\lambda, s, m)$ – фактор поглощения, полученный из расчетов по теории Ми, зависящий от длины волны λ , радиуса частицы s и комплексного индекса рефракции вещества

$m(\lambda)=n(\lambda)+ik(\lambda)$; r_s – радиус звезды; r – расстояние от звезды; F_s – распределение энергии в спектре звезды (поверхностная яркость); $B(\lambda, T)$ – функция Планка. Из работы [5], после преобразований получим:

$$E_{evap} = \frac{4\pi s^2 \cdot ds/dt \cdot \delta}{\mu m_H} H_L = 4\pi s^2 \frac{H_L}{m_H} C_1 P \frac{1}{\sqrt{\mu T}} \quad (7)$$

C_1 и P определены выше.

После подстановки в (4) развернутых выражений (5), (6) и (7) получим:

$$2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r_s^2}{r^2}} \right) \cdot \pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, s, m) F_s(\lambda) d\lambda = 4\pi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, s, m) B(\lambda, T) d\lambda + \frac{4C_1 H_L P}{m_H \sqrt{\mu T}} \quad (8)$$

Введем следующие обозначения:

$$\langle Q_{abs}(s, m) \rangle = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, s, m) F_s(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_s(\lambda) d\lambda}, \quad \langle Q_{rad}(s, m, T) \rangle = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{abs}(\lambda, s, m) B(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, T) d\lambda} \quad (9)$$

Величина $\langle Q_{abs} \rangle = \langle Q_{abs}(s, m) \rangle$ – это средний эффективный фактор поглощения, не зависящий от расстояния до звезды. Величина $\langle Q_{rad} \rangle = \langle Q_{rad}(s, m, T) \rangle$ – средний эффективный фактор излучения. Он зависит от s , m и от температуры T , а в конечном счете – от расстояния до звезды r . Для абсолютно черного тела оба эти фактора постоянны и равны 1.

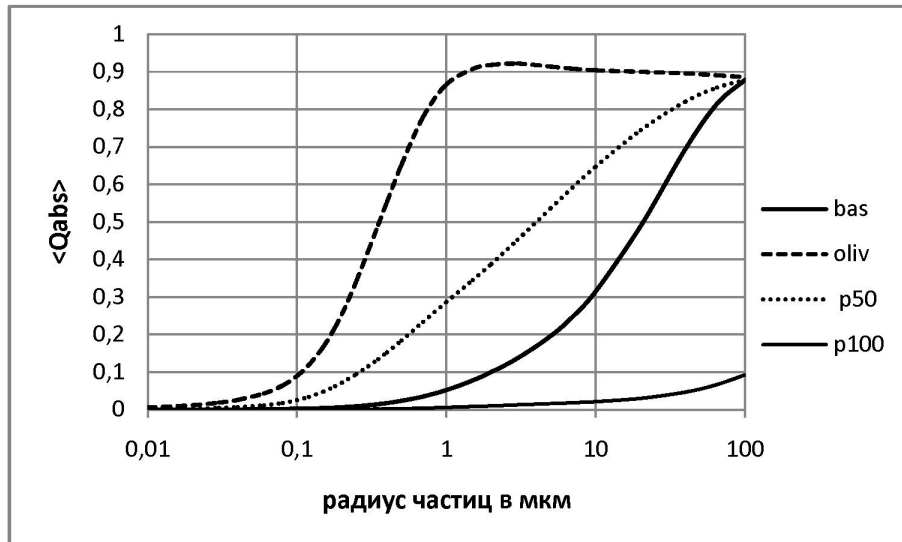


Рисунок 1 - Средний эффективный фактор поглощения $\langle Q_{abs} \rangle = \langle Q_{abs}(s, m) \rangle$ для частиц базальта (bas), оливина (oliv), пироксена 50 (p50) и пироксена 100 (p100)

Из рисунка 1 видно, что с ростом радиуса частиц величины $\langle Q_{abs} \rangle$ стремятся к 1.

Полагая пределы интегрирования равными $(0, \infty)$, преобразуем знаменатели в формулах (9):

$4\pi r_s^2 \cdot \pi \int_0^\infty F_s(\lambda) d\lambda = L_s$ – полное излучение звезды в ваттах. По закону Стефана-Больцмана:

$$\pi \int_0^{\infty} B(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \text{ где } \sigma = 5.67032 \cdot 10^{-8} \text{ Дж/(сек} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}^4\text{)}. \text{ При больших расстояниях } r: 1 - \sqrt{1 - \frac{r_s^2}{r^2}} = \frac{r_s^2}{2r^2}.$$

Тогда рабочую формулу (3.8) можно записать в виде:

$$\frac{L_S}{16\pi r^2} \cdot \langle Q_{abs} \rangle = \sigma T^4 \cdot \langle Q_{rad} \rangle + \frac{C_1}{m_H} \frac{H_L P}{\sqrt{\mu T}} = \sigma T^4 \cdot \langle Q_{rad} \rangle + Z(T) \cdot H_L, \quad (10)$$

где $Z(T) = \frac{C_1 P}{m_H \sqrt{\mu T}} = \frac{\alpha 133 P}{\sqrt{2\pi k T \mu m_H}}$ есть количество молекул, испарившихся за 1 секунду с 1м² поверхности.

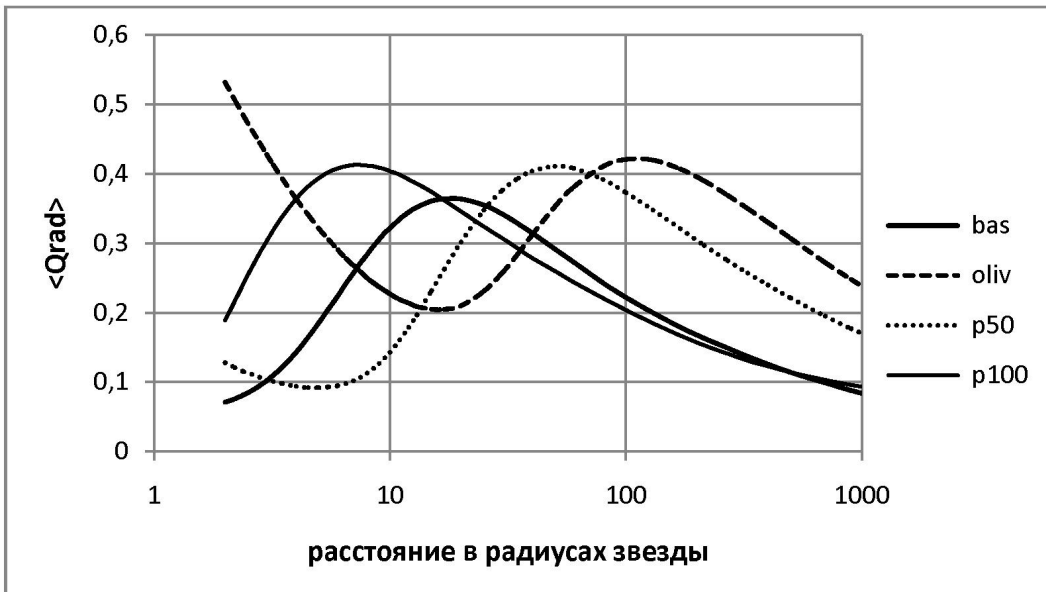


Рисунок 2 - Средний эффективный фактор излучения $\langle Q_{rad} \rangle = \langle Q_{rad}(s, m, T) \rangle$ пылевых частиц радиусом 1 мкм в зависимости от расстояния для частиц базальта (bas), оливина (oliv), пироксена 50 (p50) и пироксена 100 (p100)

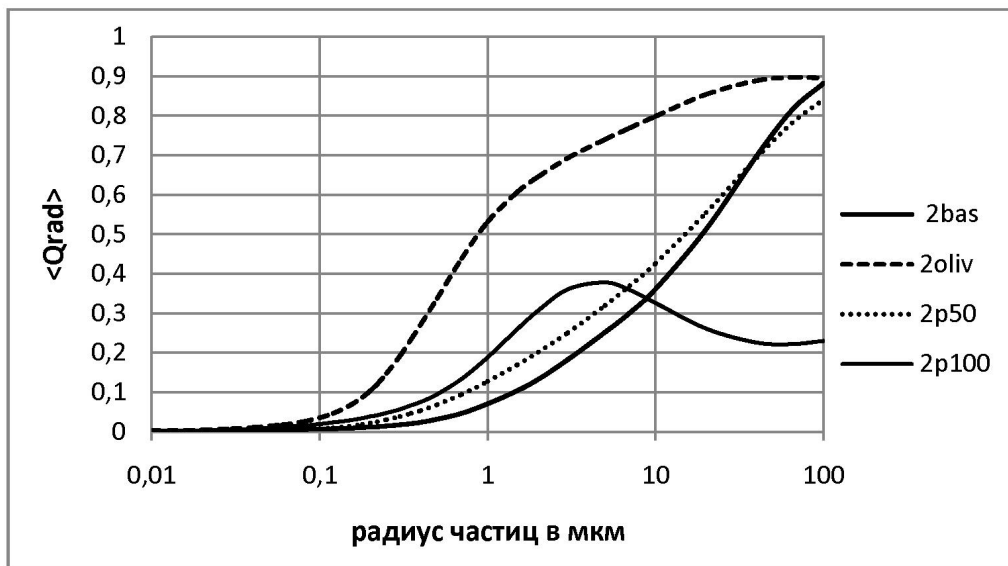


Рисунок 3 - Средний эффективный фактор излучения $\langle Q_{rad} \rangle = \langle Q_{rad}(s, m, T) \rangle$ пылевых частиц на расстоянии 2 радиуса звезды для частиц базальта (2bas), оливина (2oliv), пироксена 50 (2p50) и пироксена 100 (2p100)

Определение температуры из уравнения теплового баланса (10) упрощается, если иметь таблицы заранее рассчитанных $\langle Q_{abs} \rangle$ и $\langle Q_{rad} \rangle$. Если дальше идти по пути упрощения уравнения (10), можно пренебречь энергией испарения E_{evap} в уравнении теплового баланса. Как показали практические расчеты, вклад этого процесса даже вблизи области полного испарения не превышает нескольких процентов. Тогда уравнение (10) преобразуется к виду:

$$\frac{L_s}{16\pi r^2} \cdot \langle Q_{abs} \rangle = \sigma T^4 \cdot \langle Q_{rad} \rangle, \quad (11)$$

из которого легко найти температуру частицы на любом заданном расстоянии от звезды.

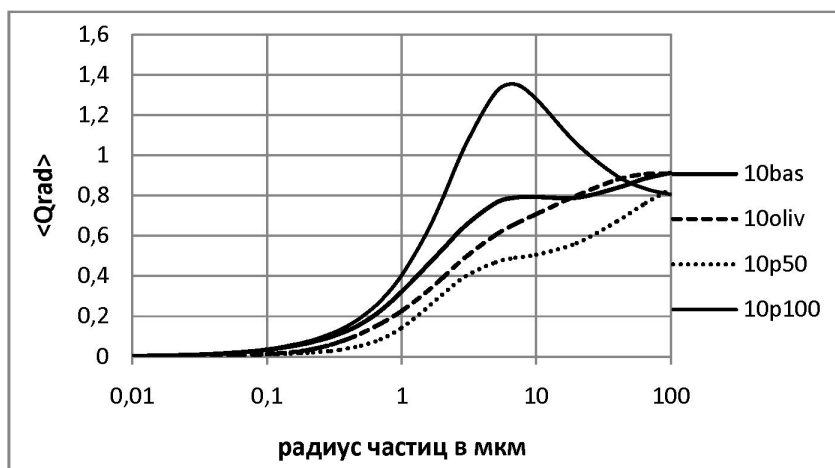


Рисунок 4 - Средний эффективный фактор излучения $\langle Q_{rad} \rangle = \langle Q_{rad}(s, m, T) \rangle$ пылевых частиц на расстоянии 10 радиусов звезды для частиц базальта (10bas), оливина (10oliv), пироксена 50 (10p50) и пироксена 100 (10p100)

Температуры пылевых гранул, полученные из наших расчетов, для сравнения сопровождаются аналогичными расчетами для абсолютно черного тела. В этом случае будем считать, что $Q_{abs} = 1$ и тело имеет достаточно большие размеры, во избежание эффектов дифракции. Учитывая, что светимость $L_s = 4\pi r_s^2 \sigma T_{eff}^4$, в предположении: $\langle Q_{abs} \rangle = \langle Q_{rad} \rangle = 1$, из уравнения теплового баланса можно получить температуру пылинки в зависимости от расстояния до звезды в приближении абсолютно черного тела: $T_{bb} = T_{eff}(r_s/2r)^{1/2}$. В результате численных расчетов получаются значения температур T нагрева частиц в зависимости от материала, радиуса частицы s и расстояния r до Солнца.

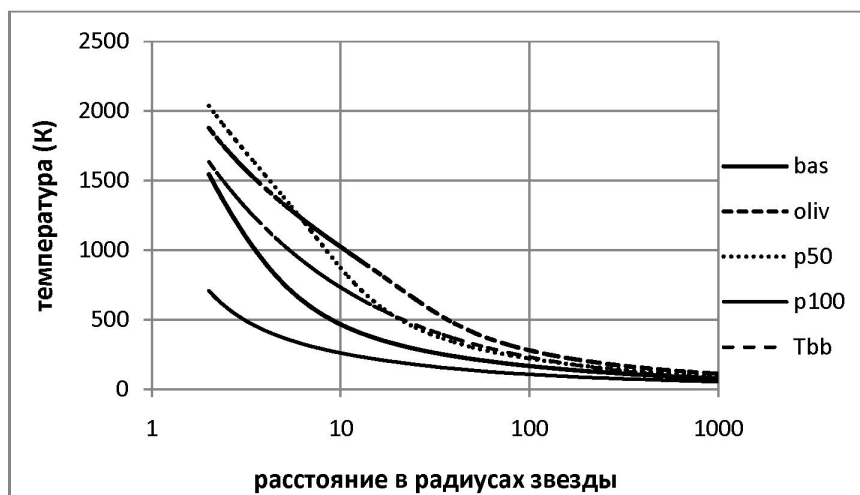


Рисунок 5 - Температура частиц из различных материалов радиусами 1 мкм в зависимости от расстояния до звезды, для частиц базальта (bas), оливина 1/50 и оливина 2/50 (oliv), пироксена 50 (p50) и пироксена 100 (p100), Tbb – черное тело

Результаты расчетов, представленные на рисунках 1 - 5, касающиеся оливина (oliv) совпадают для оливина1/50 и оливина2/50. Только на рисунке 6 проявилось небольшое отличие для частиц малых размеров: кривая для oliv_2r чуть выше, чем для op_2r.

Практические расчеты теплового баланса с учетом потерь на испарение показали, что влияние его незначительно, особенно с учетом некоторых неопределенностей, следующих из кинетической теории, таких как коэффициент аккомодации и отклонение от равновесного состояния молекул, покидающих пылинку. Также свой вклад в неопределенность некоторых вещественных параметров дают различные примеси химического состава и условности в определении расчетных индексов рефракции для синтетических комбинаций оливинов и пироксенов [9].

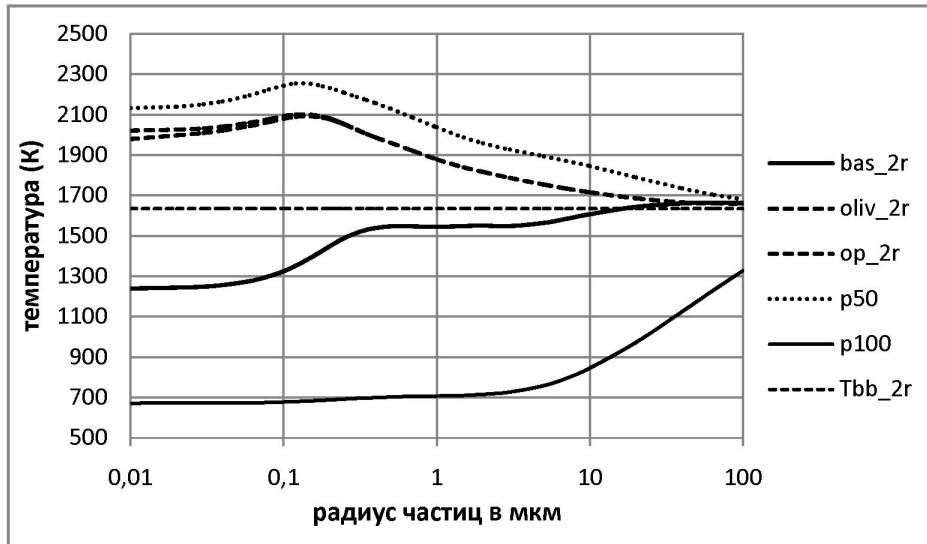


Рисунок 6 - Температура частиц из различных материалов на расстоянии $2r_s$ в зависимости от радиусов для частиц базальта (bas_2r), оливина1/50 (oliv_2r), оливина2/50 (op_2r), пироксена 50 (p50) и пироксена 100 (p100), Tbb_2r – черное тело

На рисунке 6 представлены результаты расчетов температуры частиц на расстоянии $2r_s$ в зависимости от их радиусов s , показано, что температуры частиц разных размеров и материалов отличаются друг от друга и от абсолютно черного тела.

Вызывает удивление, что температуры частиц для оливинов и пироксенов могут превышать температуру черного тела. Такие результаты – следствие волновой природы света, когда эффективное сечение частиц превосходит геометрические размеры.

Расчеты светового давления. Расчет среднего фактора радиационного давления $Q_{pr} = \langle Q_{pre} \rangle$ и отношения силы давления к силе тяготения $\beta = F_{pre}/F_{grav}$ проводился в зависимости от материала и радиуса пылинки. Эти параметры не зависят от расстояния до звезды.

Сила радиационного давления F_{pre} вычисляется согласно [4] по формуле:

$$F_{pre} = \frac{\pi s^2}{c} \frac{r_s^2}{r^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{pre}(\lambda, s, m) B(\lambda, T_{eff}) d\lambda, \quad (12)$$

где c – скорость света, $Q_{pre}(\lambda, s, m)$ – фактор эффективности светового давления, рассчитанный по теории Ми, $B(\lambda, T_{eff})$ – функция Планка для звезды с эффективной температурой T_{eff} .

Важными параметрами для оценки поведения пылевых частиц в окрестности звезды являются среднее значение эффективного фактора давления $Q_{pr}(s, m)$ и отношение силы радиационного давления к силе гравитационного притяжения $\beta(s, m)$.

В качестве спектральной плотности излучения звезды берется функция Планка при температуре $T_{eff} = 3270$ К. Расчетные формулы имеют вид:

$$Q_{pr}(s, m) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{pre}(\lambda, s, m) \cdot B(\lambda, T) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, T) \cdot d\lambda}, \quad \beta(s, m) = \frac{F_{pre}(s, m)}{F_{grav}} = \frac{3 \cdot Q_{pr}(s, m) \cdot L}{16\pi \cdot c \cdot \mu \cdot \delta \cdot s}, \quad (13)$$

где $Q_{pre}(\lambda, s, m)$ - эффективный спектральный фактор давления, рассчитанный по теории Ми, L - полная светимость звезды, μ - гравитационный параметр звезды, равный произведению гравитационной постоянной на массу, δ - плотность вещества пылевой частицы.

Результаты расчетов отношения силы давления к силе притяжения $\beta(s, m)$ для силикатных материалов (базальта, оливина и пироксена) представлены на рисунке 7.

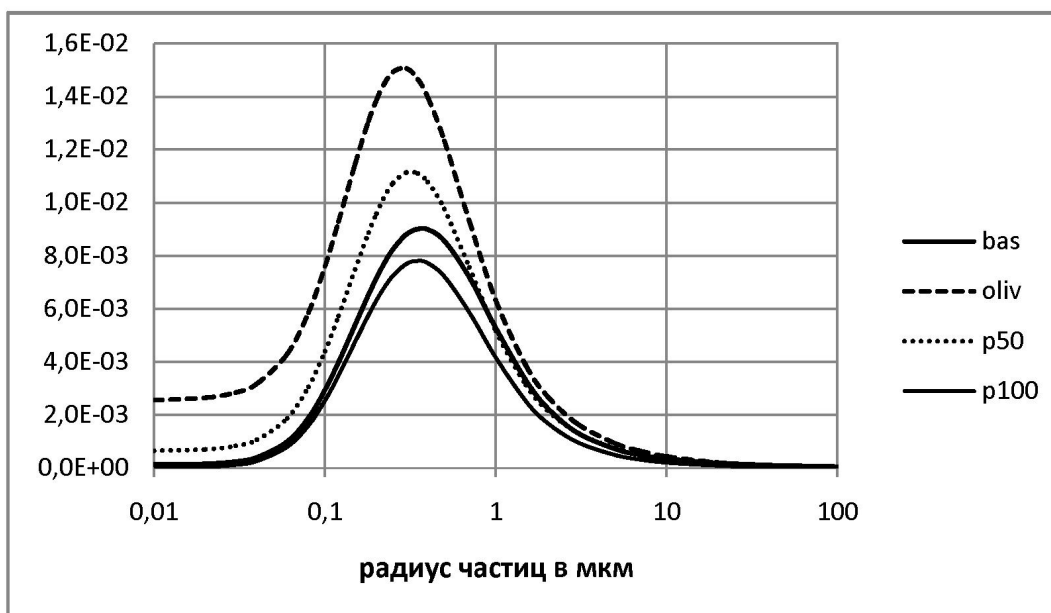


Рисунок 7 - Отношение давления радиации к силе тяготения ($\beta = F_{pre}/F_{grav}$) в зависимости от радиусов частиц для различных материалов: базальта (bas), оливина (oliv), пироксена 50 (p50) и пироксена 100 (p100).

Из рисунка 7 видно, что максимум светового давления приходится на частицы радиусами 0,3 - 0,4 мкм, которые сильнее других подвержены действию радиации звезды. Сами величины светового давления (β) для звезды спектрального класса M4V оказались на уровне сотых - тысячных долей единицы, поэтому влияние светового давления на динамику пыли практически не проявляется. По крайней мере, процессы активного выброса вещества в межзвездную среду отсутствуют. Возможен только обратный процесс - аккреция на звезду под действием эффекта Пойнтинга - Робертсона.

Расчеты орбитальной эволюции. Расчет орбитальной эволюции пылевых частиц основан на численном интегрировании системы дифференциальных уравнений:

$$\ddot{r} = r\dot{\phi}^2 - \frac{GM_s}{r^2} \cdot (1 - \beta) \quad (14)$$

$$\ddot{\phi} = -\frac{1}{r^2} \cdot \left[2r \cdot \dot{r}\dot{\phi} + \alpha \cdot \dot{\phi} \cdot \left(1 + \frac{r_s^2}{2r^2} \right) \right] \quad (15)$$

$$\dot{s} = \frac{0.0408}{\delta} \cdot P \cdot \sqrt{\frac{\mu}{T}} \quad (16)$$

Приняты следующие обозначения:

$\dot{r} = dr/dt$ - скорость изменения r со временем; $\ddot{r} = d^2r/dt^2$ - ускорение; φ - полярный угол (угол поворота вектора \vec{r}); $\dot{\varphi} = d\varphi/dt$ - угловая скорость изменения φ со временем; $\ddot{\varphi} = d^2\varphi/dt^2$ - угловое ускорение; $\dot{s} = ds/dt$ - скорость изменения радиуса частицы s со временем; μ - молекулярный вес материала частицы; $\alpha = \beta \cdot GM_s/c$, G – гравитационная постоянная, M_s – масса звезды.

Для вычисления давления насыщенных паров P служит формула:

$\lg(P) = C_2 - C_3/T$, с коэффициентами C_2 и C_3 , приведенными в таблице 1, где P выражено в торах ($1 \text{ тор} = 1 \text{ мм.рт.ст.}$). Если в уравнении (16) давление P выражено в торах, а плотность вещества δ выражена в г/см^3 , то скорость уменьшения радиуса частицы \dot{s} будет иметь размерность см/сек. Именно такую размерность дает константа 0.0408, входящая в это уравнение.

Стартовые условия задаются отдельно: частицы либо движутся самостоятельно с круговой орбитальной скоростью, либо срываются с родительских тел (комет) с параболической скоростью.

Результаты расчетов и заключительные замечания. Орбитальная эволюция частиц зависит от исходного стартового расстояния и начального радиуса частиц, поскольку темп сублимации зависит от температуры, сильно зависящей от исходных данных.

После начала активного испарения пылевые частицы сначала выходят на высокоэллиптические орбиты, а затем полностью испаряются. Типичный пример орбитальной эволюции отдельно взятой пылевой частицы представлен на рисунке 8, где показано, что частица оливина 1/50 начального радиуса 0.5 мкм, стартующая с расстояния $5.6r_s$, выходит на эллиптическую орбиту, которая колеблется между расстояниями $5.6r_s$ и $5.75r_s$ от звезды, затем сближается со звездой и испаряется.

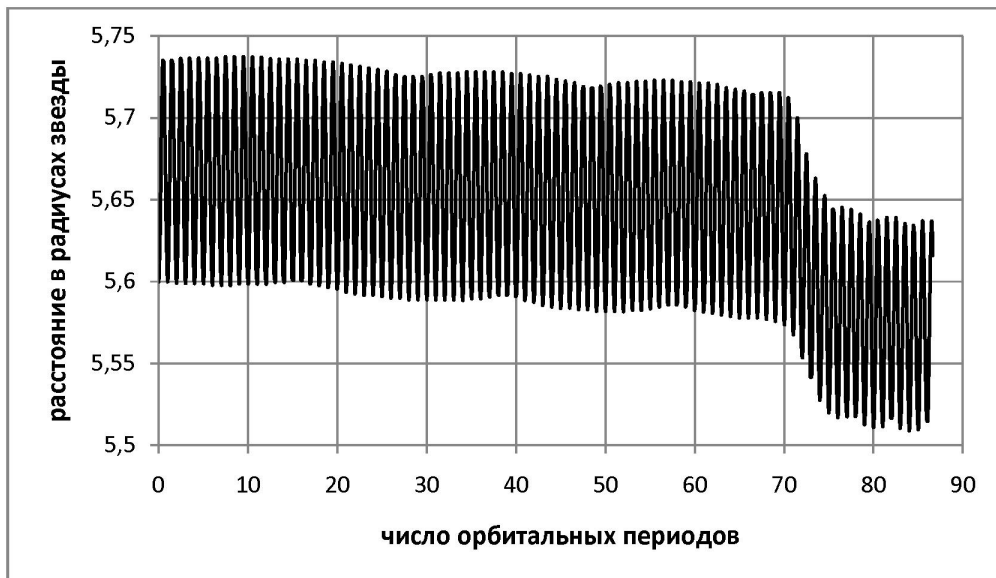


Рисунок 8 - Орбитальная эволюция частиц оливина 1/50 начального радиуса 0.5 мкм, стартующих с расстояния $5.6r_s$

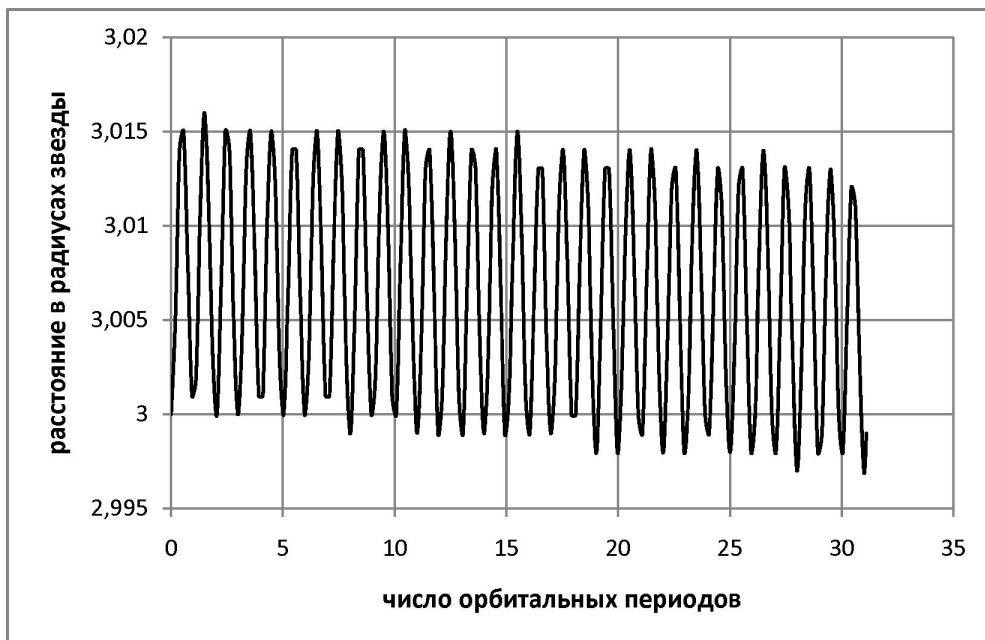


Рисунок 9 - Орбитальная эволюция частиц оливина 2/50 с материальными параметрами пироксена начального радиуса 0.02 мкм, стартующих с расстояния $3r_s$.

В другом примере (рисунок 9) показано, как частица оливина 2/50 с материальными параметрами пироксена начального радиуса 0.02 мкм, стартующая с расстояния $3r_s$, после нескольких орбитальных оборотов также сближается со звездой и испаряется.

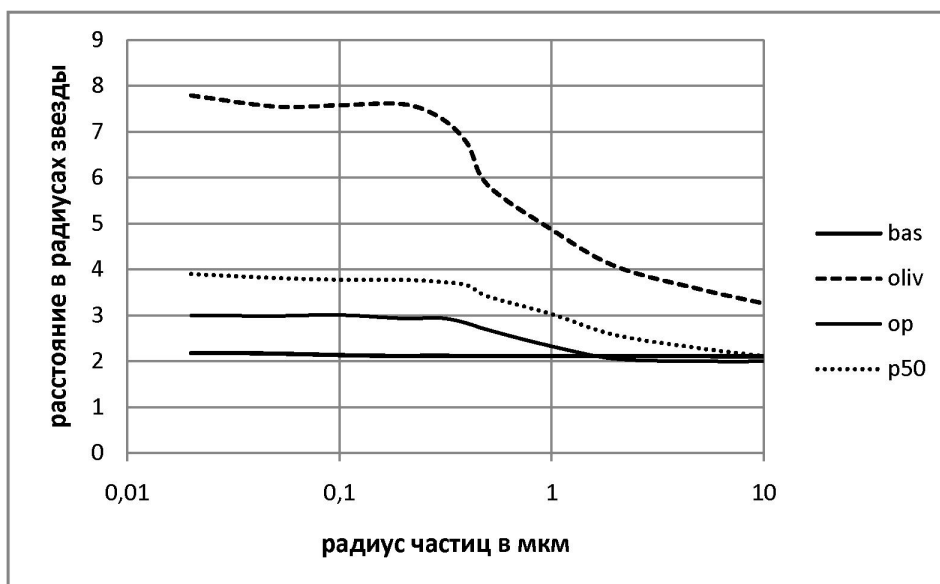


Рисунок 10 - Границы зоны испарения для пылевых частиц из различных материалов: базальта (bas), оливина 1/50 (oliv), оливина 2/50 (op) и пироксена 50 (p50)

Получено (рисунок 10), что область испарения частиц различного химического состава простирается от расстояний $2.1r_s$ для базальта до $8r_s$ для «гибридного» железосодержащего оливина 1/50 ($MgFeSiO_4$). Опыт наших расчетов показал, что наиболее надежные данные по индексам рефракции получены непосредственно из измерений

Для условий Солнечной системы наиболее подходящими материалами, удовлетворяющими наблюдениям [11] являются базальт и «гибридный» оливин 2/50 ($MgFeSiO_4$) с материальными параметрами пироксена (таблица 1). Если пыль в системе звезды имеет сходный минералогический состав, то граница зоны сублимации пыли находится вблизи $2r_s$. На рисунке 10 отсутствует тугоплавкий пироксен (P100), который не содержит железа и описывается формулой $MgSiO_3$. Для него расчеты показывают сближение со звездой практически без испарения.

РАБОТА ВЫПОЛНЕНА ПО ПРОЕКТУ 0073-7/ПЦФ-15 КОМИТЕТА НАУКИ МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Berta-Thompson K., Irwin J., Charbonneau D., Newton E., Dittmann J. et al. A rocky planet transiting a nearby low-mass star // <http://arxiv.org/pdf/1511.03550.pdf>.
- [2] Boren C.F., Hafmen D.R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons Inc., 1983.
- [3] Lamy, P.L. The Dynamics of Circum-solar Dust Grains, *Astron. Astrophys.*, vol.33., 1974a, P. 191-194.
- [4] Lamy, P.L. Interaction of interplanetary dust grains with the solar radiation field, *Astron. Astrophys.*, vol.35, 1974b, P. 197-207.
- [5] Mikai, T. and Yamamoto, T. A Model of the Circumsolar Dust Cloud, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, vol.31, 1979, P.585-596.
- [6] Kobayashi H., Kimura H., Watanabe S., Yamamoto T., Müller S. Sublimation temperature of circumstellar dust particles and its importance for dust ring formation, *Earth, Planets and Space*, vol.63, 2011, P.1067-1075.
- [7] Lamy P.L. Optical properties of silicates in the far ultraviolet, *Icarus*, vol.34, 1978, P.68-75.
- [8] Pollack J.B., Toon O.B. and Khare B.N. Optical properties of some terrestrial rocks and glasses, *Icarus*, vol.19, 1973, P.372-389.
- [9] Draine B.T. Tabulated optical properties of graphite and silicate grains, *Ap.J.S.*, vol.57, 1985, P.587-594.
- [10] Dorschner J., Begemann B., Henning Th., Jäger C., Mutschke H. Steps toward interstellar silicate mineralogy II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition, *Astron. Astrophys.*, vol.300, 1995, P.503-520.
- [11] Shestakova L.I. and Demchenko B.I. Results of Observations of the dust distribution in the F-corona of the Sun, *Solar System Research*, vol.50, №2, 2016, P.143 – 160.

REFERENCES

- [1] Berta-Thompson K., Irwin J., Charbonneau D., Newton E., Dittmann J. et al. <http://arxiv.org/pdf/1511.03550.pdf>.
- [2] Boren C.F., Hafmen D.R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, 1983, John Wiley & Sons, Inc., 664P.
- [3] Lamy, P.L. *Astron. Astrophys.*, 1974a, V.33, P. 191-194.
- [4] Lamy, P.L. *Astron. Astrophys.*, 1974b, V.35, P. 197-207.
- [5] Mikai, T. and Yamamoto, T. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 1979, V.31, P.585-596.
- [6] Kobayashi H., Kimura H., Watanabe S., Yamamoto T., Müller S. *Earth, Planets and Space*, 2011, V.63, P.1067-1075.
- [7] Lamy P.L. *Icarus*, 1978, V.34, P.68-75.
- [8] Pollack J.B., Toon O.B. and Khare B.N. *Icarus*, 1973, V.19, P.372-389.
- [9] Draine B.T. *Ap.J.S.*, 1985, V.57, P.587-594.
- [10] Dorschner J., Begemann B., Henning Th., Jäger C., Mutschke H. *Astron. Astrophys.*, 1995, V.300, P.503-520.
- [11] Shestakova L.I. and Demchenko B.I. *Solar System Research*, 2016, V.50, №2, P.143 – 160.

ӘОЖ: 524.5

Л.И. Шестакова, Б.И. Демченко

В.Г. Фесенков атындағы Астрофизика институты, Алматы қ., Қазақстан

СОҢҒЫ СПЕКТРЛІК КЛАСТАРДАҒЫ ЖҰЛДЫЗДАР ЖАНЫНДА СУБЛИМАЦИЯЛАНУ ПРОЦЕСІНДЕ ШАҢ-ТОЗАНДЫ БӨЛШЕКТЕРДІҢ ОРБИТАЛЫҚ ЭВОЛЮЦИЯСЫ

Аннотация. Қызыл ергежей GJ 1132 мысалында M4 V жұлдыз класының дискінде булану процесінде шаң-тозанды бөлшектердің орбиталық эволюциясының моделдеуінің нәтижелері берілген. Әртүрлі рефракция индекстері бар силикаттардың бірнеше түрлері таңдап алынған: пироксендер және оливиндер, сонымен бірге базальттық тұқым. Шаң-тозанды бөлшектердің температураларын есептеу, жылу балансы теңдеуінің шешіміне негізделген, әртүрлі радиустар жиынына орындалған, жұлдыздарға дейінгі әртүрлі

қашықтықта және 0.01 ден 10 мкм дейін. Ми теориясы бойынша оптикалық қасиеттері есептелді. Шаң-тозаң динамикасына Пойнтинг-Робертсон тежегіш эффектісі, радиацияға қысымның әсері ескерілген.

Шығатын мәліметтерден, сублимацияның қарқыны температураға тәуелді болуы, бөлшектің бастапқы радиусының және бастапқы қашықтығына орбиталық эволюцияның тәуелді болуы алынды. Жоғары эллиптикалық орбитаға шаң-тозаңды бөлшектердің белсенді булануы басталғанда шығады, одан кейін толық буланып кетеді. Жарық қысымының әсерінен М класының жұлдыздар жүйесін біздің есептеулерден барлық материалдағы және өлшемдегі бөлшектер шығып кете алмайды. Барлық бөлшектер жақындайды және жұлдызбен бірге буланып кетеді.

Жұлдыздың жүйесінде шаң-тозаң болса шығатын минералдық құрам Күн жүйесінің шаң-тозаңымен ұқсас, шаң-тозаңды сублимациялау аймағының шекарасы жұлдыздың 2 радиусына жақын қашықтық.

Түйін сөздер: М-түріндегі жұлдыздар, сынық диск, жұлдыз жанындағы диск, шаң-тозаңды бөлшектер, орбиталдық эволюция, шаң-тозаңдардың сублимациялануы.

Сведения об авторах:

Демченко Борис Иванович - выпускник МГУ 1975 года, астроном, специальность «небесная механика», адрес: 050020, Алматы, Обсерватория, д.23. Место работы: ДТОО «Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова», лаборатория ИСЗ, т. 260 86 93, факс. 260 75 90, shest1952@mail.ru

Шестакова Любовь Илларионовна - канд.ф.-м. наук, астрофизик, адрес: 050020, Алматы, Обсерватория, д.23. Место работы: ДТОО «Астрофизический институт им. В.Г.Фесенкова», зав. лаб. физики звезд и туманностей, т. +7 777 16 33 154, р.т. 260 74 41, факс. 260 75 90, shest1952@mail.ru