

УДК: 524.57—657

ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: КРИВЫЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Н. В. ВОЩИННИКОВ, А. Е. ИЛЬИН, В. Б. ИЛЬИН

Поступила 18 июня 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

На основе модели двуслойных цилиндрических межзвездных пылинок рассчитаны кривые межзвездного поглощения в видимой и ближней инфракрасной области спектра и отношение полного поглощения к селективному R_V . Считалось, что ядро двуслойных пылинок состоит из «астрономического силиката», а оболочка — из загрязненного льда, и они полностью или частично ориентированы под действием механизма Дэвиса—Гринштейна. Изучена зависимость R_V от размера пылинок, степени и направления их ориентации. Показано, что для нахождения полного поглощения лучше всего использовать соотношение $A_V = 1.1 E(V - K)$, справедливое с точностью $\leq 3\%$ в широком диапазоне параметров задачи.

1. *Введение.* Пыль ослабляет и поляризует излучение звезд. Зависимость величины ослабления от длины волны в видимой части спектра ($A(\lambda) \sim \lambda^{-1}$) указывает на то, что размеры пылинок должны быть порядка длины волны излучения, а явление межзвездной линейной поляризации свидетельствует о том, что пылевые частицы имеют несферическую форму и ориентированы. Сравнение наблюдаемых кривых межзвездного поглощения и межзвездной поляризации с модельными расчетами, выполненными для малых частиц, позволяет сделать еще два важных вывода: а) в межзвездной среде должно существовать бимодальное распределение пылинок по размерам, при котором за поглощение в видимой и инфракрасной (ИК) областях спектра ответственны частицы со средним радиусом $a = 0.1 \div 0.2$ мкм, а за поглощение в ультрафиолете (УФ) — частицы с $a = 0.005 \div 0.02$ мкм; б) частицы больших размеров — диэлектрики [1, 2]. Эти соображения, а также ограничения, накладываемые содержанием элементов в межзвездной среде, следует учитывать при рассмотрении любой модели межзвездных пылинок.

Основным источником информации, позволяющей судить о химическом составе, размерах, степени ориентации и других свойствах пылевых частиц в настоящее время, как и раньше, являются кривые межзвездного поглощения и поляризации. Обычно теоретические расчеты сравниваются с зависимостями от длины волны межзвездного поглощения $A(\lambda)$, межзвездной линейной $P(\lambda)$ и круговой $q(\lambda)$ поляризаций, и с отдельными характеристиками этих кривых. К ним относятся: $R_V = A_V/E(B-V)$ — отношение полного поглощения к селективному, $P_{\max}/E(B-V)$ — поляризующая способность межзвездной среды, λ_{\max} и λ_c — длины волн, на которых линейная поляризация максимальна, а круговая меняет знак, W — полуширина кривой $P(\lambda_{\max}/\lambda)$. Эти наблюдательные данные с учетом некоторых теоретических предпосылок используются для оценок характеристик не только пыли, но и межзвездных магнитных полей. Последние, по-видимому, определяют направление ориентации пылинок как в масштабах Галактики, так и в отдельных межзвездных облаках и комплексах облаков.

К сожалению, извлечению информации из существующего большого числа наблюдений во многом мешает отсутствие модели, достаточно адекватно описывающей взаимодействие излучения, газа, пыли и магнитных полей в межзвездных облаках. Попытки интерпретации кривых межзвездного поглощения на основе модели сферических и невращающихся цилиндрических частиц предпринимались неоднократно (см., например, [3]). Следующим шагом явилось рассмотрение вращающихся цилиндрических частиц, динамически ориентированных под действием механизма парамагнитной релаксации (ориентация типа Дэвиса—Гринштейна; ДГ-ориентация). При полной ДГ-ориентации [3, 4] цилиндрические пылинки вращаются в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Наиболее близкой к реальности представляется модель, в которой пылинки частично ориентированы под действием механизма Дэвиса—Гринштейна (неполная ДГ-ориентация). Обычное рассмотрение вращающейся пылинки в данном случае включает учет вращения вокруг оси, перпендикулярной оси цилиндра. Эта ось совпадает с вектором углового момента J , направление которого прецессирует вокруг направления магнитного поля B . Модель с неполной ДГ-ориентацией была использована Хонгом и Гринбергом [5], а затем несколько модифицирована в работе [6]. При этом в обоих случаях предполагалось, что цилиндрические частицы состоят из силикатного ядра, окруженного ледяной оболочкой (т. е. являются двухслойными).

Выбранная нами модель ансамбля пылинок близка к принятой в работе [5]. В ней использованы пылинки в форме бесконечных круговых ци-

линдров. Излучение, рассеянное такими частицами, достаточно хорошо представляет особенности рассеянного излучения для сильно вытянутых сферидов, а его расчеты гораздо проще, чем для сферидов. На основе данной модели вычислены кривые межзвездного поглощения и межзвездной линейной и круговой поляризацій, а также альbedo пылинок. В данной работе мы ограничимся обсуждением межзвездного поглощения. Алгоритм расчета кривых $A(\lambda)$, $P(\lambda)$ и $q(\lambda)$ и реализующий этот алгоритм комплекс программ, разработанный и используемый в Астрономической обсерватории ЛГУ, описаны в предыдущей работе авторов [7].

2. Выбор модели и основные соотношения. Будем считать, что неполяризованное излучение звезды проходит через газо-пылевое облако, находящееся в однородном магнитном поле. Угол между направлением на звезду и направлением магнитного поля обозначим через Ω . Облако заполнено двуслойными вращающимися цилиндрическими пылинками с заданным распределением по размерам. Пылинки ориентированы под действием механизма Дэвиса—Гринштейна. После прохождения через облако излучение звезды будет ослаблено и частично линейно поляризовано. Величина поглощения в звездных величинах на длине волны λ составляет

$$A(\lambda) = 1.086 N_d \langle C_{\text{ext}} \rangle_{\lambda}, \quad (1)$$

где N_d — лучевая концентрация, а $\langle C_{\text{ext}} \rangle_{\lambda}$ — сечение ослабления, усредненное по размерам и всем ориентациям вращающейся пылинки. Выражение для среднего сечения $\langle C_{\text{ext}} \rangle_{\lambda}$ для ансамбля двуслойных цилиндрических частиц с неполной ДГ-ориентацией записывается следующим образом [7]:

$$\langle C_{\text{ext}} \rangle_{\lambda} = 4e \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} a^2 Q_{\text{ext}}(m_1(\lambda), m_2(\lambda), x_c, x, \alpha) \times \\ \times f(\beta, \alpha) n(\alpha) d\varphi d\omega d^3\alpha, \quad (2)$$

где a_c и α — радиус ядра и полный радиус цилиндрической частицы, длина которой составляет $2L$ ($e = L/a$)*, a_{max} и a_{min} — максимальное и минимальное значения a , $x_c = 2\pi a_c/\lambda$, $x = 2\pi a/\lambda$, $m_1(\lambda)$ и $m_2(\lambda)$ — комплексные показатели преломления вещества ядра и оболочки соответственно, $\pi/2 - \alpha$ — угол между направлением падающего излучения и осью цилиндра, β — угол раскрытия конуса, который описывает вектор момента \vec{J} около вектора магнитного поля \vec{B} , φ — угол вращения,

* Как и в других аналогичных работах, не делается различия между оптическими свойствами бесконечных и сильно вытянутых цилиндров ($L \geq 4a$).

ω — угол прецессии (см. рис. 1 в [7]). Кроме того, в формуле (2) введены следующие обозначения: $Q_{\text{ext}} = (Q_{\text{ext}}^E + Q_{\text{ext}}^H)/2$ — фактор эффективности ослабления для неполяризованного падающего излучения [7], $f(\beta, a)$ — функция распределения \bar{J} для частиц размера a и $n(a)$ — распределение пылинок по размерам (радиус ядра a_c считался постоянным для данного ансамбля частиц). При полной ДГ-ориентации интегрирование по ω и β не проводится.

Для механизма Дэвиса—Гринштейна функция $f(\beta, a)$ зависит от параметра ориентации ξ

$$f(\beta, a) = \frac{\xi \sin \beta}{(\xi^2 \cos^2 \beta + \sin^2 \beta)^{3/2}}, \quad (3)$$

причем при полной ДГ-ориентации $\xi = 0$, $f(\beta, a) = \delta(\beta)$; при отсутствии ориентации $\xi = 1$, $f(\beta, a) = \sin \beta$. Параметр ориентации ξ зависит от a и χ'' — мнимой части магнитной восприимчивости вещества пылинки. ($\chi'' = \chi \omega_d / T_d$, ω_d и T_d — угловая скорость и температура пылинки) и физических условий в газо-пылевом облаке

$$\xi^2 = \frac{a + \delta_0 (T_d / T_g)}{a + \delta_0}, \quad (4)$$

$$\delta_0 = 8.28 \cdot 10^{23} \frac{\chi B^2}{n_H T_g^{1/2} T_d} \text{ мкм.} \quad (5)$$

Здесь B — напряженность магнитного поля, n_H и T_g — концентрация и температура газа.

Мы использовали экспоненциальное распределение по размерам

$$n(a) \sim \exp \{-5 [(a - a_c) / a_0]^3\}, \quad (6)$$

где a_0 — параметр, связанный со средним радиусом пылинок. Вид данного распределения отражает тот факт, что на ядрах конденсации, выбрасываемых из звезд, в межзвездной среде растут оболочки путем аккреции легких элементов; эти оболочки разрушаются при столкновениях пыли и газа и пылинок между собой [3, 4].

Таким образом, параметрами рассматриваемой модели являются:

- а) химический состав ядра и оболочки пылинок (зависимость от длинны волны показателей преломления m_1 и m_2);
- б) радиус ядра пылинки a_c и параметр a_0 в функции распределения по размерам, минимальный и максимальный радиусы частиц a_{min} и a_{max} ;
- в) величина δ_0 и отношение температур газа и пыли, определяющие степень ориентации пылинок;

г) угол между направлением ориентации частиц и лучом зрения Ω .

Отметим, что поскольку обычно рассматривают нормированные кривые поглощения и поляризации, результаты расчетов от ϵ и N_d не зависят. Выбору конкретных значений параметров посвящен следующий раздел.

В заключение укажем, что двумя наиболее существенными допущениями для данной модели являются предположения о том, что за поглощение и поляризацию в видимой части спектра ответственны одни и те же частицы и что направление ориентации определяется магнитным полем.

3. Выбор параметров. Хотя достоверный химический состав межзвездной пыли неизвестен, большинство исследователей [1, 2, 8, 9] указывают, что пылинки должны состоять из силикатного ядра радиусом $\lesssim 0.1$ мкм и оболочки из загрязненного льда. При этом в целом частицы будут диэлектриками, однако вкрапления различных металлов придают им парамагнитные свойства.

К сожалению, выбор определенного силикатного вещества, составляющего ядро пылинок, провести затруднительно (если вообще возможно). Поэтому мы воспользовались некоторой обобщенной моделью «астрономического силиката» (в дальнейшем «астросил»), предложенной Дрейном и Ли [10]. Используя дисперсионное соотношение Крамерса—Кронига, авторы [10] получили оптические константы астросила ($Mg_x Fe_{2-x} Si O_4$) с учетом лабораторных измерений и данных астрономических наблюдений (при этом принималась во внимание интенсивность и форма ИК полос на $\lambda = 9.7$ мкм и 18 мкм). Показатель преломления астросила $m_1(\lambda)$ в диапазоне $\lambda\lambda = 0.02 \div 2000$ мкм приведен в работе [11].

Модель ледяных пылинок, а затем пылинок с ледяной оболочкой используется астрофизиками более 40 лет (см. обсуждение в [1—3]). Возражения против этой модели основаны на том, что в ряде случаев в ИК-спектрах звезд отсутствует полоса поглощения льда из H_2O на $\lambda = 3.1$ мкм. Это может быть связано с фотохимическими процессами, происходящими в оболочках пылинок, которые почти не меняют показателя преломления летучих веществ в оболочке в интересующей нас части спектра [1, 12]. Мы брали показатель преломления льда $m_2(\lambda)$ из сводной таблицы, опубликованной Уорреном [13], причем мнимая часть $m_2(\lambda)$ полагалась равной 0.01 в диапазоне $\lambda\lambda = 0.17 \div 2.7$ мкм, поскольку в оболочках пылинок, по-видимому, должны присутствовать примеси [3].

На рис. 1 нанесены факторы эффективности ослабления Q_{ext} для двухслойных цилиндров с $m_1 = 1.72 - 0.029i$ и $m_2 = 1.31 - 0.01i$, что соответствует астросилу и загрязненному льду в области длин волн около $\lambda = 0.55$ мкм [11, 12].

Заметим, что радиус ядра пылинок a_c и параметр a_0 в функции распределения оболочек по размерам (6) не являются независимыми. Соот-

ношение между ними можно получить с учетом космической распространенности различных элементов. Пылинка среднего для данного ансамбля объема имеет радиус \bar{a} , связанный с a_0 и a_c соотношением

$$\bar{a}^3 \approx 0.067 a_0^3 + 0.383 a_c a_0^2 + 0.591 a_c^2 a_0. \quad (7)$$

Обозначая через γ отношение среднего объема оболочки к объему ядра ($\gamma = \bar{a}^3 / a_c^3 - 1$) с учетом данных о распространенности элементов из [2] и неопределенности в химическом составе ядра, можно найти $\gamma = 4.8 + 16.5$. Тогда нетрудно получить зависимость между a_c и a_0

$$a_0 \approx (6.1 + 8.2) a_c, \quad (8)$$

т. е. для частиц с $a_c = 0.05$ мкм $a_0 = 0.30 + 0.41$ мкм.

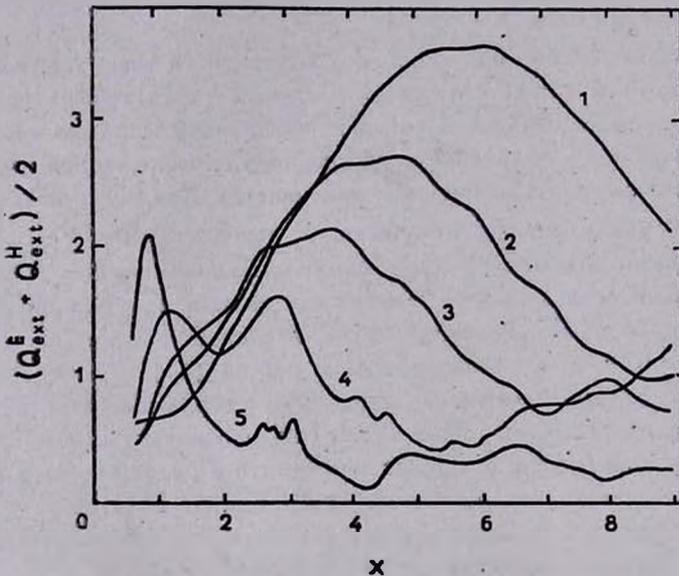


Рис. 1. Факторы эффективности ослабления для неполяризованного падающего излучения $Q_{\text{ext}} = (Q_{\text{ext}}^E + Q_{\text{ext}}^H) / 2$ для двуслойных цилиндрических частиц с показателями преломления ядра $m_1 = 1.72 - 0.029i$ и оболочки $m_2 = 1.31 - 0.01i$, $x_c = 0.6$ ($1 - \alpha = 0^\circ$, $2 - \alpha = 45^\circ$, $3 - \alpha = 60^\circ$, $4 - \alpha = 75^\circ$, $5 - \alpha = 85^\circ$).

Минимальный и максимальный размеры пылинок обусловлены условиями их роста и разрушения в межзвездных облаках. Мы считали, что минимальная толщина оболочки пылинок составляет 0.001 мкм, а максимальная — $(a_0 + 0.1)$ мкм, таким образом, минимальный и максимальный радиусы цилиндрических частиц в микронах равны $a_{\text{min}} = a_c + 0.001$ и $a_{\text{max}} = a_c + a_0 + 0.1$.

Наибольшие трудности возникают при определении параметра, устанавливающего степень ориентации пылинок. Они связаны прежде всего с оценкой величины мнимой части магнитной восприимчивости вещества пылинки. Обычно берут $\chi = 2.5 \cdot 10^{-12}$, полученное еще Дэвисом и Гринстейном [14] для парамагнитных пылинок. Использование этого значения с учетом слабых межзвездных магнитных полей ($B \approx 3$ мкГс [15]) приводит к поляризующей способности межзвездной среды, меньшей наблюдаемой (см., например, [5, 9]). Но в том случае, когда пылинки целиком или лишь ее ядро обладают суперпарамагнитными или слабыми ферромагнитными свойствами, величина χ может возрасти в $10 \div 100$ и более раз [16, 17]. Увеличение магнитной восприимчивости межзвездных пылинок, по-видимому, возможно и за счет наличия в ее оболочке свободных радикалов [18]. Используя $\chi = 2.5 \cdot 10^{-12}$ и средние значения параметров, характеризующие межзвездный газ и магнитное поле $T_g = 100$ К, $n_H = 1$ см⁻³, $B = 3$ мкГс и $T_d = 10$ К, после подстановки в (5), получим $\delta_0 = 0.186$.

Отметим, что везде речь идет о диффузных межзвездных облаках без внутренних источников излучения. В таких областях обычно $T_d < T_g$. Несколько иная ситуация, по-видимому, реализуется в темных молекулярных облаках, связанных с областями звездообразования, где вблизи ИК-источников температура пыли может превышать температуру газа.

4. *Результаты расчетов и обсуждение.* В рамках описанной выше модели двуслойных цилиндрических пылинок, состоящих из астросила и загрязненного льда, для видимой и ближней ИК-областей спектра мы провели расчеты нормированных кривых межзвездного поглощения

$$A^{(n)}(\lambda) = \frac{A(\lambda) - A(\lambda_V)}{A(\lambda_B) - A(\lambda_V)} = \frac{E(\lambda - \lambda_V)}{E(\lambda_B - \lambda_V)}, \quad (9)$$

избытков цвета $E(B - V) = A_B - A_V$ и $E(V - K) = A_V - A_K$ и отношения полного поглощения к селективному $R_V = A_V / E(B - V)$. При этом рассматривались ансамбли пылинок, имеющие различные средние радиусы и разную степень и направление ориентации. Величины поглощения A_B , A_V и A_K получались в результате усреднения по полосе пропускания соответствующего фильтра (см. формулу (24) в [7]). Кривые реакции для фильтров B и V брались из монографии В. Л. Страйжиса [19], а для фильтра K — из работы Джонсона [20]. Выбор числа узлов при гауссовском интегрировании по α и углам β , ω и φ в формуле (2) проводился с учетом рекомендаций, приведенных в работе [7]. В этой же работе содержатся результаты тестирования комплекса программ и оценки времени его работы.

Результаты расчетов нормированных кривых поглощения $A^{(n)}(\lambda^{-1})$ для ансамблей частиц с $\Omega = 90^\circ$ и разными значениями a_0 нанесены на рис. 2. Там же приведена средняя кривая межзвездного поглощения, взятая из обзора [8]. Ход кривых на рис. 2 показывает, что нормированные избытки цвета в УФ и ИК областях спектра уменьшаются с ростом параметра a_0 (или среднего размера частиц \bar{a} , что отмечалось и ранее (см., например, [3, 4]). Данный эффект является результатом присутствия горба на кривой $Q_{\text{ext}}(x)$ (см. рис. 1), причем увеличение среднего размера частиц эквивалентно смещению вправо по оси абсцисс на этом рисунке.

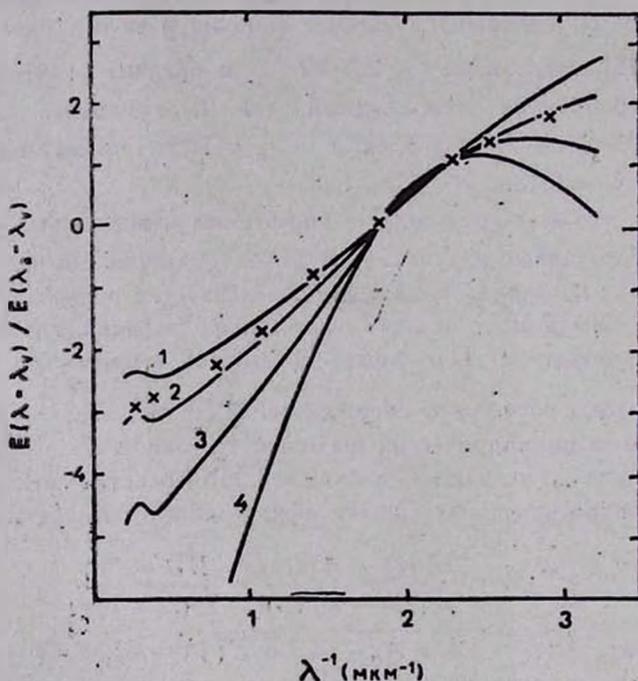


Рис. 2. Нормированные кривые межзвездного поглощения для ансамблей двуслойных цилиндрических пылинок, полная ДГ-ориентация $a_c = 0.05$ мкм, $\Omega = 90^\circ$ (1— $a_0 = 0.2$ мкм, 2— $a_0 = 0.3$ мкм, 3— $a_0 = 0.4$ мкм, 4— $a_0 = 0.5$ мкм). Крестиками нанесена средняя кривая межзвездного поглощения из [8].

Рис. 1 позволяет понять и поведение кривых поглощения при различных углах ориентации пылинок Ω (при полной ДГ-ориентации $0 \leq \alpha \leq \Omega$). Впервые такая зависимость была теоретически предсказана в работах Гринберга и Мелтцера [21] и Уилсона [22], установивших, что отношение избытков цвета $E(U-B) / E(B-V)$ должно уменьшаться с ростом

угла Ω . Из рис. 1 нетрудно видеть, что это связано со смещением максимума величины Q_{ext} в сторону меньших значений x при увеличении угла α . Различие кривых $A^{(n)}(\lambda^{-1})$ в УФ при разных значениях Ω становится заметным лишь при полной ориентации пылинок; при $\delta_0 = 0.186$ мкм разность отношений $E(U-B)/E(B-V)$ для $\Omega = 0^\circ$ и $\Omega = 90^\circ$ не превосходит 0^m1 . Поиски этого эффекта в зависимости от галактической долготы неоднократно проводились в 60-е и 70-е годы (см., например, [23—25]). Не вдаваясь в детали тонкого вопроса калибровки наблюдательных данных, отметим, что столь малые изменения избытков цвета могут быть легко «замазаны» как в результате изменений среднего размера пылинок, так и флуктуаций радиальной составляющей галактического магнитного поля вдоль луча зрения.

Более перспективным, возможно, является поиск зависимости от угла Ω по ИК-части нормированной кривой межзвездного поглощения, для которой при $\lambda^{-1} \rightarrow 0$ $A^{(n)}(\lambda^{-1}) \rightarrow -R_V$. Зависимость R_V от Ω представлена на рис. 3 для частиц с $a_0 = 0.3$ мкм и различными значениями δ_0 .

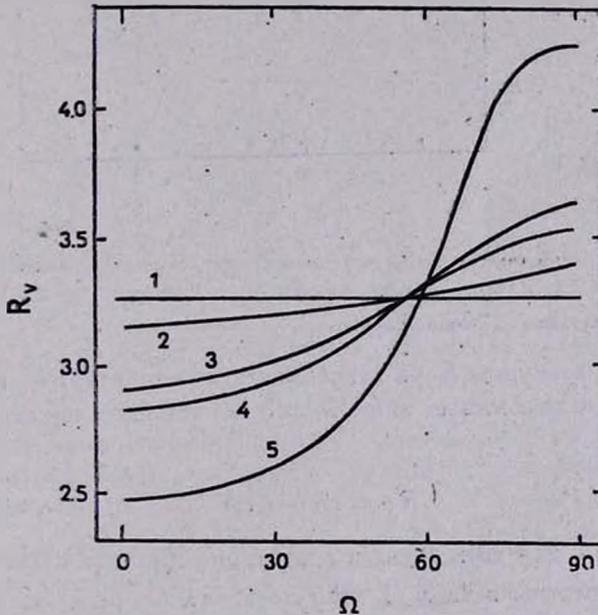


Рис. 3. Отношение полного поглощения к селективному, $a_c = 0.05$ мкм, $a_0 = 0.3$ мкм (1— $\delta_0 = 0.019$ мкм, 2— $\delta_0 = 0.186$ мкм, 3— $\delta_0 = 1.86$ мкм, 4— $\delta_0 = 18.6$ мкм, 5—полная ДГ-ориентация).

Из рис. 3 видно, что R_V начинает расти с увеличением Ω лишь при значительной степени ориентации пылинок, что связано с лучшей

ориентацией частиц больших размеров, дающих вклад в A_B . Последнее обстоятельство иллюстрирует рис. 4, на котором нанесены нормированные значения A_V и $E(B-V)$ в зависимости от Ω для полной и неполной ориентаций пылинок. Из этого рисунка следует, что замысловатый ход кривой 5 на рис. 3 связан с изменениями показателей цвета $E(B-V)$ и, в частности, с вкладом в A_B пиков на кривых Q_{ext} при больших значениях z (см. рис. 1).

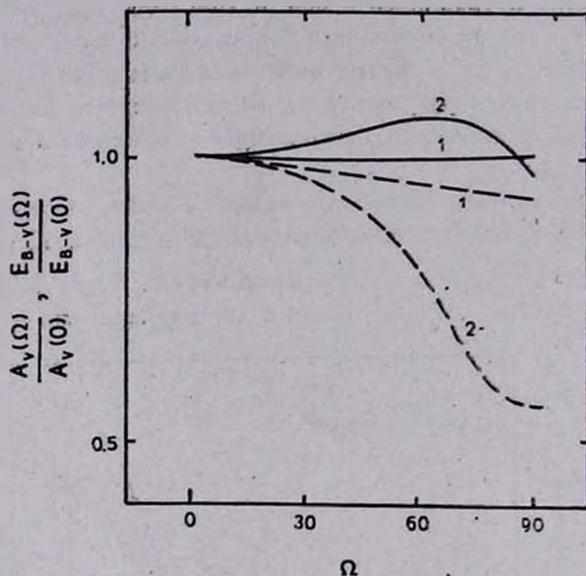


Рис. 4. Нормированные величины полного поглощения (сплошные линии) и избытка цвета $E(B-V)$ (штриховые линии), $a_c = 0.05$ мкм, $a_0 = 0.3$ мкм (1— $\delta_0 = 0.186$ мкм, 2—полная ДГ-ориентация).

Поведение величины R_V в зависимости от параметра a_0 , показанное на рис. 5, по форме напоминает гиперболы и может быть представлено в следующем виде:

$$R_V = (b - ca_0)^{-1}. \quad (10)$$

Параметры b и c для двух случаев ориентации пылинок и значений $\Omega = 0^\circ$ и $\Omega = 90^\circ$ приведены в табл. 1. Они позволяют определить величину R_V с точностью $\approx 3\%$.

Наблюдаемые значения R_V , найденные различными способами, составляют от 1.6 до 8.28 [26] (среднее значение $R_V = 3.1$ [8]). Среди методов определения R_V (см. их обзор в [19]) наиболее точным, по-видимо-

му, является метод экстраполяции закона поглощения $\kappa \lambda^{-1} = 0$. В этом случае R_V получается по результатам трехцветной фотометрии (обычно в B , V и в какой-либо ИК-полосе), причем чаще всего используется соотношение

$$R_V = 1.1 E(V-K)/E(B-V), \quad (11)$$

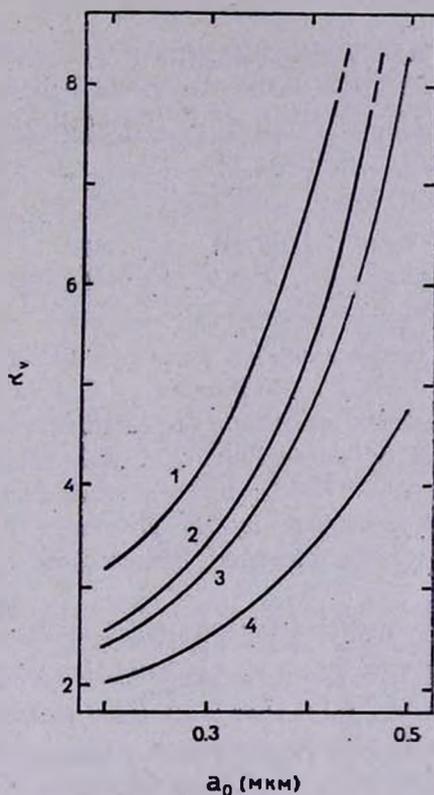


Рис. 5. Отношение полного поглощения к селективному, $\alpha_c = 0.06$ мкм (1—полная ДГ-ориентация, $\Omega = 90^\circ$; 2— $\delta_0 = 0.186$ мкм, $\Omega = 90^\circ$; 3— $\delta_0 = 0.186$ мкм, $\Omega = 0^\circ$; 4—полная ДГ-ориентация, $\Omega = 0^\circ$).

основанное на расчетной кривой № 15 ван де Хюлста [27]. С целью выяснения чувствительности этого соотношения к различным параметрам мы провели также расчеты избытков цвета $E(V-K)$. Оказалось, что, несмотря на изменения среднего размера пылинок, степени и направления их ориентации, соотношение (11) выполняется с точностью $\leq 5\%$. Кроме того, выяснилось, что изменения параметров задачи влияют в основном на величину $E(B-V)$, тогда как A_V и $E(V-K)$ остаются пропорциональными друг другу (см. также рис. 4). Таким образом, значение A_V , ве-

роятно, гораздо надежнее находить не при помощи модельно зависящего параметра R_V , а из соотношения

$$A_V = 1.1 E(V - K), \quad (12)$$

которое выполняется с точностью $\sim 1\%$ для неполной и $\sim 3\%$ для полной ДГ-ориентации.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ АППРОКСИМАЦИОННОЙ ФОРМУЛЫ (10)
 ДЛЯ R_V (IDG—НЕПОЛНАЯ ДГ-ОРИЕНТАЦИЯ, $\tau_0=0.186$;
 PDG—ПОЛНАЯ ДГ-ОРИЕНТАЦИЯ)

Ω	IDG		PDG	
	0°	90°	0°	90°
b	0.613	0.593	0.683	0.479
c	0.583	0.983	0.950	0.817

Мы рассчитали также альбедо для ансамблей двуслойных пылинок $\Lambda(\lambda) = \langle C_{\text{сca}} \rangle / \langle C_{\text{ext}} \rangle_\lambda$. Сечения $\langle C_{\text{сca}} \rangle_\lambda$ определялись по формуле (2), но с заменой факторов эффективности ослабления Q_{ext} на факторы эффективности рассеяния $Q_{\text{сca}}$. Для частиц с $a_c = 0.05$ мкм $\Lambda = 0.92 + 0.94$ для $\lambda = 0.3 + 1.0$ мкм независимо от степени и направления ориентации и величины a_0 . В ИК-части спектра значение Λ резко уменьшается, причем быстрее происходит для частиц с малым средним размером.

Укажем также, что расчеты для ансамблей пылинок с радиусами ядра $a_c = 0.03, 0.07$ и 0.10 мкм, проведенные нами, показали ход кривых межзвездного поглощения $A^{(n)}(\lambda)$ и величины R_V с изменением Ω, δ_0 и a_0 такой же, как и на рис. 2, 3, 5. Кроме того, из наших расчетов следует, что эти же зависимости остаются в силе и при увеличении минимальной толщины оболочки пылинок.

Отметим также, что детальное сравнение с наблюдениями и извлечение из них данных о характеристиках пылевых частиц и магнитных полей в межзвездной среде имеет смысл проводить лишь с привлечением поляризационных данных, что будет сделано в дальнейшем.

5. **Заключение.** Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а) Для модели двуслойных («астрономический силикат» — загрязненный лед) цилиндрических пылинок, частично или полностью ориентированных под действием механизма Дэвиса—Гринштейна, рассчитаны кривые межзвездного поглощения в видимой и ближней ИК областях спектра

и величина R_V , характеризующая отношение полного поглощения к селективному.

б) Рассмотрена зависимость R_V от степени и направления ориентации пылинок и параметра a_0 в функции распределения пылинок по размерам. В последнем случае R_V аппроксимируется приближенной формулой $R_V \approx (b - ca_0)^{-1}$.

в) Показано, что вместо «модельно зависимой» величины R_V для определения полного поглощения лучше использовать соотношение $A_V = 1.1 \cdot E(V-K)$, справедливое с точностью $\leq 3\%$ в широком диапазоне значений параметров задачи.

Авторы благодарны д-ру Б. Драйну за присылку препринтов его статей.

Ленинградский государственный
университет

LIGHT EXTINCTION AND POLARIZATION BY DUST GRAINS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM: THE INTERSTELLAR EXTINCTION CURVES

N. V. VOSHCHINNIKOV, A. E. IL'IN, V. B. IL'IN

The interstellar extinction curves in visual and near infrared regions and the total-to-selective extinction ratio R_V are computed for core-mantle (astronomical silicate—dirty ice) cylindrical interstellar grains with perfect or imperfect Davies-Greenstein alignment. Dependence of R_V on the degree and the direction of alignment and the grain size are discussed. It has been shown that the more reliable method for the determination of A_V is the use of the relation $A_V = 1.1 \cdot E(V-K)$, which provides an error less than 3% within a wide range of parameters.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. Greenberg, Cosmic Dust, ed. J. A. M. McDonnell, Wiley, New York, 1978, p. 187.
2. P. G. Martin, Cosmic Dust, Oxford Univ. Press, Oxford, 1978.
3. Дж. М. Гринберг, Межзвездная пыль, Мир, М., 1970.
4. J. M. Greenberg, S. S. Hong, Galactic Radio Astronomy, Reidel, IAU Symp. 60, 1974, p. 155.
5. S. S. Hong, J. M. Greenberg, Astron. and Astrophys., 88, 194, 1983.

6. P. A. Aannestad, J. M. Greenberg, *Astrophys. J.*, 272, 551, 1983.
7. Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, *Вестн. ЛГУ*, № 15, 67, 1985.
8. B. D. Savage, J. S. Mathis, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 73, 1979.
9. А. Спитцер, Физические процессы в межзвездной среде, *Мир*, М., 1981.
10. B. T. Draine, H. M. Lee, *Astrophys. J.*, 285, 89, 1984.
11. B. T. Draine, Preprint, 1984.
12. A. Cooke, N. C. Wickramasinghe, *Astrophys. and Space Sci.*, 50, 49, 1977.
13. S. G. Warren, *Appl. Opt.*, 23, 1206, 1984.
14. L. Davies, J. L. Greenstein, *Astrophys. J.*, 114, 206, 1951.
15. G. L. Verschuur, *Fundam. Cosmic Phys.*, 5, 113, 1979.
16. R. V. Jones, L. Spitzer, *Astrophys. J.*, 147, 943, 1967.
17. W. W. Duley, *Astrophys. J.*, 219, L 129, 1978.
18. А. Ж. Аламандола, Инфракрасная астрономия, ред. Ч. Уини-Уильямс, Д. Крукшенк, *Мир*, М., 1983, с. 288.
19. В. А. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, *Мокслас*, Вильнюс, 1977.
20. H. L. Johnson, *Astrophys. J.*, 141, 923, 1965.
21. J. M. Greenberg, A. S. Meltzer, *Astrophys. J.*, 132, 667, 1.60.
22. R. Wilson, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 120, 51, 1960.
23. E. J. Wampler, *Astrophys. J.*, 134, 861, 1961.
24. J. D. Fernie, J. M. Marlborough, *Astrophys. J.*, 137, 700, 1953.
25. Г. С. Ромашин, *Астрон. циркуляр*, № 830, 1, 1974.
26. В. А. Страйжис, *Бюл. Вильн. астрон. обсерв.*, № 47, 27, 1978.
27. H. L. Johnson, *Nebulae and Interstellar Matter*, eds. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, Chicago, 1968, p. 167.