АСТРОФИЗИКА

TOM 27

ДЕКАБРЬ, 1987

выпуск 3

УДК: 524.57—65

ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: МЕЖЗВЕЗДНАЯ КРУГОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

А. Е. ИЛЬИН

Поступила 10 ноября 1986 Принята к печати 20 августа 1987

В рамках модели двухслойных (ядро—«астрономический силикат», оболочка—загрязценный лед) цилиндрических пылинок, частично ориентированных под действием механизия Дэвиса — Гринстенна, рассчитаны кривые межзвездной круговой поляризации $q(\lambda)$. Найдено, что величина λ_c — длина волны, на которой круговая поляризация меняет знак, и форма кривых $q(\lambda)$ определяются главным образом размерами пылевых частиц. Показано, что дисперсионное соотношение Мартина дает межзвездную круговую поляризацию с удовлетворительной точностью только вблизи экстремумов кривой $q(\lambda)$. В рамках двухоблачной модели проведена интерпретация межзвездной линейной в круговой поляризации звезды HD 204827.

1. Введение. Анализ света звезд, прошедшего через межявездные облака, является одним из основных методов изучения свойств пылевых частиц. При этом прежде всего внимание уделяется исследованию межэвездного поглощения и межэвездной линейной поляризации. Дополнительным источником информации о характеристиках пылевых частиц может стать круговая поляризация, открытая в 1972 г. К настоящему можзвездная времени с целью поисков межэвездной круговой поляризации проводились наблюдения нескольких десятков звезд [1]. Из наблюдений определяют степень круговой поляризации $q(\lambda)$ на длине волны $\lambda(q = V/I, V + I - ...$ параметры Стокса). Величина q обычно не превышает нескольких сотых процента и часто сравнима с ошибками наблюдений. Для ряда звезд проведены измерения межзвездной круговой поляризации с тремя и более фильтрами, что позволяет изучить поведение кривых $q(\lambda)$. Оказалось, что хруговая поляризация меняет знак (изменяется направление вращения электрического вектора) на некоторой длине волны λ_c . Значение λ_c примерно совпадает с длиной волны, на которой межзвездная линейная поляоизация имеет максимум, Amex. Данные наблюдений шести звезд, приведенные в работе [2], дают отношение $\lambda_{max}/\lambda_c = 1.00 \pm 0.03$. В работе [3]

показано, что это возможно лишь в том случае, если пылевые частицы диэлектрики (мнимая часть показателя преломления вещества пылинок близка к нулю).

А. Е. ИЛЬИН

Существование межзвездной круговой поляризации, как и линейной. свидстельствует об оптической анизотропни межзвездной среды. Считается, что в межзвездных облаках находятся несферические ориентированные пылинки. На основании теории распространения света в анизотропных средах показано, что круговая поляризация возникает, если излучение звезды пооходит через несколько пылевых облаков (в простенщем случае через два) с различными направлениями ориентации пылинок в каотинной плоскости. В работах [4-6]: выполнялись теоретические расчеты конвых межзвездной круговой поляризации в предположении. что на луче зоения находятся два облака. Для ряда звезд проводилось сравнение с наблюдениями. При этом в качестве модели межзвездных пылинок использовались полностью ориентированные однородные цилиндрические частицы из силиката [4] или магнетита [6].

В настоящее время наиболее близкой к реальности, по-видимому, является модель межавездных пылинок, предложенная Хонгом и Гринбергом [7]. Авторы [7] рассмотрели ансамбль двухслойных (ядоо и концентрическая оболочка) цилиндрических частиц, частично ориентированных под действием механизма Довиса-Гринстейна (ДГ-ориентация). В рамках этой моделя была выполнена интерпретация наблюдений межзвездной круговой поляризации для звезды о Sco. Однако Хонг и Гринберг [7] нс проводили детальных расчетов кривых $q(\lambda)$, а ограничились рассмотрением двух одинаковых облаков с направлениями ориентации пылинок в картинной плоокости, различающимися на 45°.

Данная статья является продолжением работ. [8, 9], где для модели межзвездных пылинок, близкой к используемой, в [7], выполнены расчеты межзвездного поглощения и межзвездной линейной поляризации. Мы считали, что ядро цилиндрической пылинки состоит из «астрономического силиката» (аспросила) [10], а оболочка — из загрязненного льда. Подробное описание параметров модели можно найти в работе [8], а технические детали — в работе [11].

2. Основные соотношения. Пусть свет звезды проходит через несколько облаков, заполненных двухслойными цилиндрическими пылинками, ориентированными под действием механизма Довиса-Гринстейна. На-«правление ориентации пылевых частиц совпадает с направлением однородного магнитного поля в облаке. Обозначим через Ω; угол между лучом эрения и силовыми линиями магнитного поля в 1-ом облаке и через 07позиционный угол направления ориентации пылинок, отсчитывасмый в картинной плоскости. Облака будем нумеровать в направлении распро-

1. 1 2 3.61

странения света от звезды, т. е. параметры с индексом «1» относятся к ближайшему к звезде облаку.

Выражение для степени круговой поляризации излучения, прошедшего через N оптически тонких облаков, получил Мартин [4]:

$$q(\lambda) = \sum_{i=2}^{N} B_i(\lambda) \left[\cos 2\theta_i \sum_{j=1}^{i-1} P_j(\lambda) \sin 2\theta_j - \sin 2\theta_i \sum_{j=1}^{i-1} P_j(\lambda) \cos 2\theta_j \right], \quad (1)$$

где $B_i(\lambda)$ — двулучепреломление в *i*-ом облаке, а $P_j(\lambda)$ — линейная поляризация, которую имеет первоначально неполяризованное излучение, после прохождения через *j*-ое облако. Минимальное число облаков, при котором возможно появление круговой поляризации, равно двум. Тогда из (1) следует:

$$q(\lambda) = -B_2(\lambda) P_1(\lambda) \sin 2(\theta_2 - \theta_1).$$
(2)

Если $\theta_1 = \theta_2$, то круговая поляризация не возникает. Запишем выражение (2) в виде:

$$q(\lambda) = -N_{d,2} \langle C_q \rangle_{\lambda,2} N_{d,1} \langle C_\rho \rangle_{\lambda,1} \sin 2(\theta_2 - \theta_1), \qquad (3)$$

где $N_{d,1}$ и $N_{d,2}$ — лучевые концентрации пылинок в облаках, а $\langle C_q \rangle_{\lambda}$ и $\langle C_p \rangle_{\lambda}$ — сечения круговой и линейной поляризации, усредненные по размерам и по всем ориентациям вращающейся частицы. Выражения для $\langle C_q \rangle_{\lambda}$ и $\langle C_p \rangle_{\lambda}$ выглядят следующим образом [11]:

$$\langle C_{q,p} \rangle_{\lambda} = 4l \frac{2}{\pi^2} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_{0}^{\pi/2} \int_{0}^{\pi/2} \int_{0}^{\pi/2} a^2 \cdot n(a) f(\beta, a) Q_{q,p}(m_1(\lambda), m_2(\lambda), x_0, x, a) \times$$

$$\times \cos 2\Phi \left(\frac{2\cos^2\varphi\cos^2\vartheta}{1-\cos^2\varphi\sin^2\vartheta} - 1 \right) dad\beta d\varphi d\omega, \qquad (4)$$

где a_{\min} и a_{\max} — минимальный и максимальный радиус пылинки, $x = 2\pi a/2$, $x_0 = 2\pi a_c/\lambda$ (a_c — радиус ядра пылинки), e = L/a (2L — длина цилиндрической частицы), $m_1(\lambda)$, $m_2(\lambda)$ — комплексные показатели преломления вещества ядра и оболочки соответственно, $\pi/2 - a$ — угол между осью цилиндрической пылинки и лучом зрения. Углы β и ω определяют положение в пространстве вектора углового момента

f вращающейся пылинки относительно направления магнитного поля, а углы Ф и ϑ — относительно направления распространения излучения, φ — угол вращения (см. рис. в [11]). Фактор эффективности фазового запаздывания Q_q представляет собой мнимую часть, а фактор эффективности линейной поляризации Q_p — действительную часть раз-6—709 ности комплексных факторов ослабления Q^E и Q^H [11]. Зависимостьфакторов Q_{\bullet} и Q_q от параметров x, x_0 , α , $m_1(l)$ и $m_2(l)$ подробноизучена в работе [12].

В качестве функции распределения частиц по размерам использовалось распределение Оорта-ван де Хюлста—Гринберга:

$$n(a) = n_0 \exp\left[-5\left(\frac{a-a_c}{a_0}\right)^3\right], \qquad (5)$$

где n_0 и a_0 — параметры, овязанные с числом и средним радиусом пылинок. Вид функции $f(\beta, a)$ для механизма ДГ-ориентации приведен з работе [11]. Степень ориентации частиц зависит от параметра

$$\delta_0 = 8.28 \cdot 10^{23} \frac{xB^2}{n_H T_d^{1/2} T_d} \text{ MKM}, \qquad (6)$$

где х — величина, пропорциональная мнимой части магнитной восприимчивости вещества пылинки X" [13], В — напряженность магнитного поля, n_H — концентрация атомов водорода, T_s и T_d — температура газа и пыли соответственно. Взяв значение х = $2.5 \cdot 10^{-12}$ с·K [13] и величины, характерные для диффузных облаков, B = 3 мкГс, $n_H =$ = 1 см⁻³, $T_g = 100$ K, $T_d = 10$ K, получаем, что $c_0 = 0.186$ мкм.

3. Ревультаты расчетов и обсуждение. На основании соотношений (2)—(4) проводились вычисления кривых $q(\lambda)$ для модели двухоблачной среды. Выбор узлов при численном интегрировании методом Гаусса в (3) осуществлялся в соответствии с рекомендациями, содержащимися в работе [11]. Для каждой кривой $q(\lambda)$ определялись следующие величины: λ_c — длина волны, на которой круговая поляризация меняет знак, λ_p , λ_n — . длины волн, на которых функция $q(\lambda)$ достигает максимума и минимума. соответственно.

Рассмотрим сначала случай, когда на луче зрения находятся два облака, заполненные пылинками с одинаковыми средними размерами, и будем считать, что $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$.

В табл. 1 приведены величины λ_c , λ_p , λ_n и $q(\lambda_p)/q(\lambda_n)$ для трех. значений угла Ω . С уменьшением Ω λ_c увеличивается менее, чем на 7 °/0, а отношение $q(\lambda_p)/q(\lambda_n)$ — менее, чем на 3 °/0. С ростом степени ориентации пылинок зависимость от угла Ω сказывается сильнее, и при полной ДГ-ориентации уменьшение Ω от 90° до 30° вызывает изменение величины λ_c на 10 °/0, а отношения $q(\lambda_p)/q(\lambda_n)$ — на 30 °/0.

Зависимость нормированных кривых круговой поляризации от параметра δ_0 — довольно слабая. Так, при возрастании δ_0 в сто раз (от 0.019 мкм до 1.86 мкм) λ_c увеличивается всего на 10 °/0. Дальней--

480

ший рост \hat{c}_0 практически не сказывается на величине \hat{h}_c . Более значительное влияние на кривые $q(\hat{h}) q(\hat{h}_0)$ оказывает изменение параметра a_0 (рис. 1). При увеличении a_0 от 0.1 мкм до 0.4 мкм \hat{h}_c возрастает в 1.5 раза. Отметим, что подобная зависимость величины \hat{h}_c от a_0 следует из характера зависимости фактора фазового запавдывания Q_0 от параметра x (см. рис. 4 в работе [12]).

Q٥	λ _ε , MRM	λ _{я,} мкм	р, MRM	$\frac{q(\lambda_{\rho})}{q(\lambda_{\alpha})}$	
30	0.611	1.320	0.281	-1.408	
60	0.586	1.297	0.271	-1.423	
90	0.572	1.272	0.260	-1.438	

ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИВОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ q (λ)

Результаты более детальных расчетов величины λ_c для $\alpha_0 = 0.1 - 0.4$ мкм при разных углах Ω приведены в табл. 2. Зависимость же λ_c от δ_0 представлена на рис. 2. Сравнение значений λ_c и λ_{max} , приведенных в работе [9], показывает, что для выбранной мо-



Рис. 1. Нормированные крявые межзвездной круговой поляризации для ансамблей двухслойных цилиндрических пылинок. Два облака: $\Omega = 90^{\circ}$, $\delta_{0.1} = \delta_{0.2} = 0.186$ мкм, $(1 - \alpha_{0.1} = \alpha_{0.2} = 0.1$ мкм, 2 - 0.2 мкм, 3 - 0.4 мкм).

дели отношение $\lambda_{max}/\lambda_c = 0.93 \pm 0.03$. Оно практически не зависит от параметров a_0 , o_0 и Ω . Полученное нами отношение несколько меньше наблюдаемого значения, равного единице. Однако следует напомнить, что величины λ_{max} и λ_c определяются из наблюдений недостаточно веделяю.

Таблица 1

Представляет интерес рассмотреть и случай, когда пылинки в облаках имеют различный средний размер. Пусть во втором облаке (более близ-

Таблица 2 ЭНАЧЕНИЯ λ_c (В МКМ) ДЛЯ ПЫЛИНОК С НЕПОЛНОЙ ДГ-ОРИЕНТАЦИЕЙ (астросна/дед. a = 0.05 мкм. $\delta_0 = 0.186$ мкм)

a ₀ , mRM 2"	0.1	0.2	0.3	0.4
30	0.450	0.529	0.611	0.695
60	0.410	0.498	0.586	; 0.676
90	0.393	0.483	0.572	0.660

ком к наблюдателю) параметр $a_0 = 0.1$ мкм. Кривые $q(\lambda)/q(\lambda_n)$, полученные при варьировании a_0 в первом облаке, приведены на рис. 3. Видно, что положение λ_c не изменяется, поскольку оно определяется знакопе-



Рвс. 2. Длина волны, на которой круговая поляризация меняст знак, $a_0 = 0.3$ мкм. $(1 - \Omega = 30^\circ, 2 - \Omega = 60^\circ, 3 - \Omega = 90^\circ)$.

ременной функцией двулучепреломления во втором облаке $B_2(\lambda)$ (см. формулу (2)), которая была одной и той же. Если поменять облака местами и фиксировать значение $\alpha_0 = 0.1$ мкм в более далеком от наблюдателя облаке, то изменение среднего размера пылинок во втором сблаке поиведет к смещению Л. (рис. 4).



Рис. 3. Нормированные кривые межавездной круговой поляризации для ансамблей двухслойных цилиндрических пылинок. В ближнем к наблюдателю облаке $\Omega = 90^{\circ}$, $\delta_0 = 0.186$ мкм, $\alpha_0 = 0.1$ мкм, в дальнем — $\Omega = 90^{\circ}$, $\delta_0 = 0.186$ мкм, $(1 - \alpha_0 = 0.1 \text{ мкм}, 2 - \alpha_0 = 0.2 \text{ мкм}, 3 - \alpha_0 = 0.4 \text{ мкм})$.

Тажим образом, проведенные нами вычисления показали, что ход кривых $q(\lambda)$ определяется главным образом параметром a_0 (или оредним размером частиц в облаке) и в меньшей мере зависит от степени и направления ориентации пылинок.



Рис. 4. То же самое, что на рис. 3. В ближнем облаке $\Omega = 90^\circ$, $\delta_0 = 0.186$ мкм, $(1 - a_0 = 0.1 \text{ мкм}, 2 - a_0 = 0.2 \text{ мкм}, 3 - a_0 = 0.4 \text{ мкм})$, в дальнем – $\Omega = 90^\circ$, $\delta_0 = 0.186$ мкм, $a_0 = 0.1$ мкм.

4. Об использовании дисперсионного соотношения. Используя формулу Крамерса-Кронига, Мартин [14] получил дисперсионное соотношение, связывающее двулучепреломление $B(\lambda)$ и линейную поляризацию $P(\lambda)$ в облаке:

$$B(\lambda) = \frac{2}{\pi P_{\max}} \int_{0}^{\infty} \frac{P(t)}{\lambda^{2} - t^{2}} dt , \qquad (7)$$

где $P_{\text{max}} = P(t_{\text{max}}).$

Выражение (7) позволяет находить $B(\lambda)$ и, следовательно, круговую поляривацию (см. формулу (2)), если кривая $P(\lambda)$ известна во всем интервале длин волн (от 0 до ∞).

Нами была исследована возможность практического применения формулы (7) с учетом того, что наблюдения межэвездной линейной поляоизации ограничены видимой и ближними УФ и ИК областями спектоа. Функция P(λ) для выбранной нами модели пылевых частии рассчитывалась в интервале длин волн 0.2-2.2 мкм. Экстраполяция кривой P(λ) на весь промежуток интегрирования в (7) проводилась при помощи кубнческих сплайнов (см., например, [15]). Вычисленные значения В(λ) соавнивались с точными результатами, полученными по формуле (4). Расчеты показали, что различия в величинах В(), не превосходят 5% вблизи экстремумов. Но в окрестности λ_c расхождение превышает 100%, т. е. двулучепреломление среды, рассчитанное с использованием соотношения (7), может существенно отличаться от истинного. Тем не менее, необходимо отметить, что соотношение (7), по-видимому, можно использовать для оценок межэвездной круговой поляризации вблизи экспремумоз кривых q(λ), т. е. как раз там, где наблюдения круговой поляризации наиболее надежны. Отметим также, что вычисления $B(\lambda)$ из соотношения (7) требуют в 1.5 раза меньше машинного времени, чем при расчете по формуле (4).

5. Сравнение с наблюдениями. Из немногочисленного списка звезд с известной зависимостью межэвездной круговой поляризации от длины волны мы выбрали эвезду HD 204817 (спектральный класс BOV), для которой избыток цвета $E(B-V) = 1^m$ 11, максимальная степень поляризации $P_{max} = 5.6^{\circ}/_{o}$, позиционный угол, ей соответствующий, $\theta_{G} =$ $= 104^{\circ}$ и отношение $P_{max}/E(B-V) = 5.0$ [16]. Поляризационнные данные, приведенные в работе [16], указывают также на небольшое вращение плоскости поляризации ($\Delta \theta = \theta (\lambda_J) - \theta (\lambda_V) \simeq 1^{\circ}$). Для HD 204827 существуют фотометрические наблюдения в полосе K [17], что позволяет достаточно надежно определить отношение полного поглощения к селективному R_V и, следовательно, расстояние до звезды D. Из соотношения $R_V = 1.1 E(V-K)/E(B-V)$ [8] получаем $R_V = 2.8$ и D = 640 пк. На рис. 5 нанесены результаты наблюдений линейной и круговой поляризации HD 204827, взятые из работ [16, 18, 19] и [2] соответственно.

МЕЖЗВЕЗДНАЯ КРУГОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Попытки интерпретировать наблюдения линейной и круговой поляризации HD 204827 предпринимались ранее в работах [5] и [6]. Мартин [5] при вычислениях круговой поляризации предполагал, что линейная поляризация в облаках описывается эмпирической формулой Серковского:

$$P(\lambda)/P_{\max} = \exp\left[-1.15\ln^2\left(\lambda_{\max}\lambda\right)\right].$$
 (8)

Для расчета двулучепреломления $B(\lambda)$ он воспользовался дисперсионным соотношением (7), подставив в него зависимость $P(\lambda)$ из выражения (8). Для двух одинаковых облаков было найдено, что $\theta_2 - \theta_1 = + 30^\circ$. Однако описанный метод не позволил Мартину определить размер пылинок в облаках, направление и степень их ориентации.



Рис. 5. Линейная и круговая поляризации HD 204827. Наблюдательные данные: и — из работы [16], О — из [18]. <u>А</u> — из [19]. • — из [2]. Теоретические кривы: рассчитаны для двухоблачной модели (параметры см. в табл. 3).

В работе [6] в качестве модели межзвездных пылинок иопользовались статически ориентированные цилиндрические частицы из магнетита (Fe₃O₄). Авторам удалось объяснить межзвездную круговую и линейную поляризацию в направлении HD 204827 в предположении, что на луче имеются два пылевых облака, средний размер пылинок в которых различен. Однако нельзя признать предложенную в [6] модель вполне удачной. Во-первых, использовались наблюдения круговой поляризации HD 204827 только на трех длинах волн, а, во-вторых, предсказанный в [6] поворот плоскости поляризации $\Delta\theta$ оказался в 7 раз больше наблюдаемого. Кроме того, для статически ориентированного ансамбля пылинок вычисленное отношение $P_{\max} / E(B - V)$ должно в несколько раз превышать наблюдаемую величину.

При интерпретации наблюдений. круговой и линейной поляризации. HD 204827 мы попытались выделить на луче зрения отдельные пылевые облака и определить их основные характеристики. На основе кагалогов: [20—23] были собраны сведения о поляризации и фотометрии звезд, близких в картинной плоскости к HD 204827. Использовались также результаты исследований звезд в окрестностях μ Cep [24], расположенной в 2° от HD 204827. Нормальные показатели цвета брались из [25]. При вычислениях фотометрических расстояний D для всех звезд из окрестностей HD' 204827 величина R_V принималась равной 3.0.

Собранные данные показали, что для близких к наблюдателю звезд ($D \leq 600$ пк) с увеличением расстояния D показатель цвета E(B-V)растет, а для более далеких — практически не зависит от D и равен в среднем $0.^{m}$ 5. Подобную зависимость можно объяснить, если предположить, что на луче зрения расположено протяженное пылевое облако, дальняя граница которото находится на расстоянии ~ 600 лк. К этим же выводам приводит и рассмотрение зависимости приведенных параметров Стокса для окрестных звезд от величины D. Вместе с тем собранные нами сведения показали, что HD 204827 существенно выделяется среди окружающих ее звезд как по величине поглощения, так и по степени линейной поляризации, что указывает на наличие в направлении HD 204827 еще одного пылевого облака с достаточно малыми угловыми размерами (< 1°). Характеристики первого (более близкого к звезде) облака (см. табл. 3) опреде-

Таблица З

2	Наблюдения				Теория				
Обла	E(B-V)	P _V , º/ ₀	60 ⁰ G	$P_{V}/E(B-V)$	а ₀ , мкм	٥٩	б _{о,} мкн	$ P_V E(B-V)$	$\frac{N_d}{N_{d,1}}$
1	0.5	1.4	92	2.8	0.35	60	0.186	2.8-	1
2	0.6	4.3	108	7.1	0.15	60	0.186	7:0.	9.5.
-				<u> </u>				-	

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ В НАПРАВЛЕНИИ HD 204827

лялись по 9 окрестным звездам усреднением. При этом мы ограничились звездами, расположенными не далее 3° от HD 204827 и на расстоянии. 600 пк < D < 1100 пк. Величины P_{∇} и θ_G для этого облака находятся в хорошем согласии со значениями $P_V = 1.52 \,^0/_0$ и $\theta_E = 47^\circ$, полученными. Т. А. Поляковой [24] для средней межзвездной линейной поляризации в направлении µ Сер (D = 580 пк). В первых четырех столбцах табл. 3 со-держатся также вычисленные параметры для второго облака. Отметим, что. облака нельзя поменять местами, так как это ведет к изменению знака круговой поляризации (см. формулу (2)).

Наиболее близкие к наблюдательным точкам теоретические кривые межэвездной линейной и круговой поляризаций нанесены на рис. 5, а значения параметров α_0 , c_0 , Ω и относительной лучевой концентрации пылинок в облаках N_{e}/N_{e} приведены в табл. 3. В рамках принятой модели для HD 204827 получились значения $R_V = 3.0$ и $\Delta \theta = \theta (i,j) - \theta (i,v) = -3^{\circ}$. Согласие расчетов с наблюдениями можно считать удовлетворительным. Некоторые расхождения теории и наблюдений, по-видимому, могут быть устранены при рассмотрении более детальной модели, основанной на многоцветных фотометрических и поляризационных наблюдениях звезд, очень близких к HD 204827 в картинной плоскости.

6. Заключение. Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а) В рамках модели двухслойных (ядро—«астрономический силикат», оболочка—загрязненный лед) цилиндричсских пылинок, частично ориентированных под действием механизма Дәвиса—Гринстейна, рассчитаны кривые межзвездной круговой поляризации $q(\lambda)$. Для двухоблачной среды исследовано влияние на кривые среднего размера пылинок в облаках, направления и степени их ориентации. Показано, что форма кривых $q(\lambda)$ и величина λ_c более всего чувствительны к значению параметра a_0 , в то время как параметры δ_0 , и Ω оказывают на них незначительное влияние.

б) Изучена возможность практического применения дисперсионного соотношения (7) для расчета межзвездной круговой поляризации. Показано, что это соотношение дает удовлетворительную точность только вблизи экстремумов кривой межзвездной круговой поляризации.

в) В рамках двухоблачной модели проведена интерпретация наблюдений межэвездной линейной и круговой поляризаций HD 204827. Параметры облаков определялись по фотометрическим и поляризационным наблюдениям окрестных звезд. Расхождение теории и наблюдений указывает на необходимость рассмотрения более детальной модели.

Автор благодарит Н. В. Вощинникова за критическое обсуждение и: постоянное внимание.

Ленинградскяй государственный университет

А. Е. ИЛЬИН

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

A. E. IL'IN

The interstellar circular polarization wavelength dependence for core-mantle (astronomical silicate-dirty ice) cylindrical grains with Davies-Greenstein alignment is computed. The effect of the grain size and grain alignment variation are discussed. It has been found that the form of curves and the wavelength λ_c on which the circular polarization sign change is determined mainly by the grain size. It has been shown that Martin dispersion relation provides satisfactory precision for the circular polarization curve only if near its extremities. In the two cloud model the linear and circular polarization of HD 204827 are interpreted.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. Martin, B. Campbeell, Astrophys. J., 208, 727, 1976.

2. P. G. Martin, J. R. P. Angel, Astrophys. J., 207, 126, 1976.

3. P. G. Martin, Mon. Notic. Roy. Astron, Soc., 159, 179, 1972.

4. P. G. Martin, Astrophys. J., 187, 461, 1974.

5. P. G. Martin, Cosmic Dust, Oxford Univ. Press, Oxford, 1978.

6. S. Codina-Landaberry, A. M. Magalhaes, Astron. and Astrophys., 49, 407, 1975.

7. S. S. Hong, J. M. Greenberg, Astron. and Astrophys., 88, 194, 1980.

8. Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, Астрофизика, 24, 307, 1986.

9. Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, Астрофизика, 24, 523, 1986.

10. B. T. Draine, H. M. Lee, Astrophys. J., 285, 89, 1984.

11. Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, Вестн. ЛГУ. № 15, 67, 1985.

12. А. Е. Ильин, Астрофизика, 25, 197, 1986.

13. Л. Спитиер, Физические процессы в чежавездной среде, Мир, М., 1981.

- 14. P. G. Martin, Astrophys. J., 201, 373, 1975.
- 15. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер, Машинные методы математических вычислений, Мир, М., 1980.
- 16. A. Schulz, R. Lenzen, Astron. and Astrophys., 121, 155, 1983.
- D. Y. Gezart, M. Schmitz, J. M. Mead, Catalog of Infrared Observations, NASA Reference Publication, N 1118, 1984.
- B. A. Wilking, M. J. Lebofsky, P. G. Martin, G. H. Rieke, J. C. Kemp, Astrophys. J., 235, 905, 1980.
- 19. A. McCall, J. H. Hongh, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 42, 141, 1980.
- 20. W. A. Hiltner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 2, 389, 1956.
- .21. J. S. Hall, Publ. Naval. Observ., 17, 275, 1958.
- 22. J. Krautter, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 39, 167, 1980.
- V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, Publ. United States Naval Observ., 21, 1970.
- 24. Т. А. Полякова, Астрофизика, 10, 53, 1974.
- 25. W. A. Deutschman, R. J. Davis, R. E. Schild, Astrophys. J. Suppl. Ser., 30, 97, 1976.