АСТРОФИЗИКА

TOM 30

АПРЕЛЬ, 1989

ВЫПУСК 2:

УДК: 524.5

АНОМАЛЬНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ В ТУМАННОСТИ ОРИОНА: АНАЛИЗ В ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

О. С. ШУЛОВ, Е. Н. КОПАЦКАЯ Поступила 17 сентября 1988 Принята к лечати 25 октября 1988

Из анализа данных о покраснениях ($\lambda^{-1} \leq 8$ мкм⁻¹) девяти горячих звезд, расположенных в центральной, наиболее ярхой части туманности Ориона, найдено, что наблюдаемая экстинкция представляет собою смесь нормального и аномального компонентов, изменяющуюся от звезды к звезде. Аномальный компонент, в свою очередь, состоит из непрерывной экстинкции крупными («визуальными») пылинками и абсорбции в горбе на $\lambda_0 = 0.22$ мкм. Абсорбция в горбе сильно варьирует от звезды к звезде и в среднем в 7 раз слабее нормальной межзвездной. Показано, что размерм крупных пылинок распределены по экспоненциальному закону $f(a) = \exp(-a/a_0)$. Показатель преломления *m*, согласно оценке, скорее ближе к 1.3, чем к 1.6. Средний размер пылинок $a_0 = 0.12$ мкм, если m = 1.3.

1. Ввеление. Аномальность закона покраснения у некоторых горячих звезд в туманности Ориона известна с 1937 г. [1] и сейчас наблюдательно прослежена в диапазоне от инфракрасных (ИК) до далеких ультрафиолетовых (УФ) длин волн. Однако природа этой аномальной экстинкции (АЭ) и свойственные ей закономерности изучены еще очень плохо. Это затрудняет исследование как самой туманности, так и погруженных в неемолодых звезд из ассоциированного с туманностью скопления.

Делались попытки интерпретировать АЭ на основе той или иной модели нормальной экстинкции (НЭ) в обычной межевсездной среде [2, 3], но такой подход имеет ограниченную ценность, поскольку сама межевездная НЭ еще не получила надежного сбъяснения [4] по той, в частности, причине, что она есть сумма нескольких составляющих, по-отдельности не известных. Соответственно плохо известны свойства этих составляющих. Отсюда и значительный произвол в выборе основных параметров, порождающий разнообразие предлагаемых моделей НЭ. Надежду на равделение этих составляющих связывают с изучением их относительных вариаций в УФ, но они, к сожалению, в обычной межевездной среде невелики. В этом отношении случай АЭ гораздо более благоприятен. Из УФ-наблюдений звезд в туманности Ориона [5, 6] видно, что главной причиной аномалии в этом диапазоне является сильное уменьшение экстинкции мелкими частицами и ослабление абсорбции в горбе на $\lambda_0 = 0.22$ мкм. Доминирует экстинкция крупными частицами, которую в данном случае гораздо легче выделить. Тогда, сравнивая ее с теоретическими расчетами, можно определить или хотя бы приближенно оценить, но зато непосредственно из наблюдений, такие плохо известные сейчас характеристики популяции крупных частиц, как функция распределения f(u) относительных размеров частиц $u = a/a_0$, характерный размер a_0 , показатель преломдения m.

Такие сведения были бы очень полезны и для изучения НЭ. Правда, тут имеется осложнение: наблюдения в видимой и ИК-сбласти свидетельствуют [7], что размер крупных частиц в туманности больше, чем в обычной межэвездной среде. Но это осложнение не очень существенное, если изменен только a_0 , а f(u) и *п* совпадают в АЭ и НЭ.

Основная цель данной работы — выделить аномальную экстинжцию крупными частицами и сравнить ее с теоретическими расчетами. Попутно будут рассмотрены и другие составляющие наблюдаемой экстинкции.

2. Исходные данные. Предметом анализа являются покраснения $E(\lambda - V)$, наблюдаемые у девяти горячих звезд, расположенных в центральной, наиболее яркой части туманности Ориога (табл. 1, номера гзезд по Паренаго [8]), для которых в работах [5, 6] опубликованы спектрометрические наблюдения в УФ, выполненные со спутника IUE. Спектральная классификация и данные стандартной широкополоской фотометрии в видимой и ИК-областях спектра собраны из работ [7-22]; использованы также наши неопубликованные фотометрические UBVR-наблюдения.

Покраснения в видимой и ИК-областях спектра определялись относительно нормальных цветов, а в УФ-диапазоне — относительно свезд сразнения, чьи спектрометрические сканы были предварительно исправлены за межэвездное покраснение.

Нормальной экстинкцией будем считать сбычную межзвездную экстинкцию, найденную по большому числу звезд для усреднения ее региональных вариаций в УФ. В качестве закона НЭ для видимой области эдесь использовалась зависимость экстинкции от длины волны, найденная в [23] для региона Цефей, Персей, Единорог. Она была продолжена нами в ИК-область с учетом наблюдаемых там соотношений между избытками цвета [24]. Для ее продолжения в УФ-область применялась модифицированная нами аппрожсимация Ситона [25] среднего межзвездного закона покраснения:

Звезда	v	Sp	A(V)	Г (0.22)	۲	$A_{k}(V)$	Γ _α (0.22)	Γ _α (0.22)
								$A_k(V)$
1772=LP Ori	8	B1-5 Vp	I	1721-0-04	0.95	1.64	0796	0.58
1865==01 Ori A	6.73	B0-2 Vp	1.66+0.08	0.53+0.03	1.00	1.52	0.37	0.24
1889=01 Ori D	6.68	B0, 5-1 Vp	1.84 10.09	0.66 +0.04	0.91	1.54	0.35	0.23
1891=θ ¹ Ori C	5.11	06-7 Vp	1.74 +0.07	0.62+0.04	0.94	1.49	0.35	0.24
1956	9.65v	80-8 Vp	2.77 +0.12	0.74+0.10	0.72	1.98	-0.11	-0.06
1993=8º Ori A	5.05	09-9.5 Vp	1.10±0.06	0.31±0.05	0.87	0.82	0.00	0,00
2031=01 Ori B	6.38	B0-1 Vp	0.84 10.05	0.16±0.04	0.99	0.59	0.00	0.00
2074==NU Ori	6.81	B0-1 Vn	2.24+0.05	1.14+0.05	0.66	1.38	0.20	0.15
2085 = V 361 Ori	8.22	B3-6 V	1.26+0.15	0.19±0.06	0.97	1.09	0.00	0.00

ПАРАМЕТРЫ НАБЛЮДАЕМОЙ ЭКСТИНКЦИИ И ЕЕ АНОМАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

экстинкция в туманности ориона

**

Таблища 1

3-155

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} =$$

$$= \begin{cases} -0.310 + 0.729 \cdot \lambda^{-1} + 4.043 [(\lambda^{-2} - 21.16)^2 \lambda^2 + 1.12]^{-1} = g(\lambda), \\ 3.0 < \lambda^{-1} \le 6.0, \\ g(\lambda) + 0.141 (\lambda^{-1} - 5.9)^2 + 0.0205 (\lambda^{-1} - 5.9)^3, \\ 6.0 < \lambda^{-1} \le 10, \end{cases}$$
(1)

где λ выражена в микрометрах. Эта модификация имеет форму, рекомендованную в [26, 27], а ее уклонения от аппроксимации Ситона незначительны по сравнению с неопределенностями самого закона межзвездной вкстинкции в УФ-области.

3. Аналия данных. Эависимости $E(\lambda - V)$ у девяти звезд в общем однотипны. Эначительные вариации показывают только величины абсорбционных горбов. Суммарное покраснение этих звезд (рис. 1) в достаточной мере иллюстрирует те характерные особенности, на которые следует обратить внимание. Горб существенно ослаблен. Почти плоский ход непрерывной экстинкции в УФ указывает на то, что в ней на всех λ доминирует ЭКЧ. Вместе с тем наблюдается слабое возрастание экстинкции в дальнем УФ, свидетельствующее о присутствии небольшого вклада ЭМЧ (этот вклад заметно варьирует от звезды к звезде). Точки на $\lambda^{-1} = 6.45$ и 8.00 мкм⁻¹ слегка приподняты, вероятно, из-за повышенното поглощения в линиях С IV λ 1550 и L_a у молодых звезд в Орионе.

Приступая к анализу наблюдаемой экстинкции, произведем сначала две подготовительные операции. Во-первых, перейдем к полным экстинкциям $A(\lambda) = E(\lambda - V) + A(V)$, определив нуль-пункт A(V), что, как известно, сводится к экстраполяции покраснений $E(\lambda - V)$ до $\lambda^{-1} = 0$. Точность экстраполяции зависит от того, насколько хорошо известен наблюдаемый закон экстинкции. В нашем случае этот закон точно не известен, но на участке $\lambda \ge \lambda(U)$ может быть аппроксимирован зависимостью $A(\lambda) = x \cdot A_1(\lambda) - y \cdot \lambda^{-3}$, где $A_1(\lambda)$ — известный закон НЭ для x = 1, а показатель степени при λ был найден эмпирически, причем оказалось, что его изменения от -3.5 до -2.5 практически не сказываются на точности воспроизведения наблюдений и оценке А (V). Неизбестные х и у можно определить из избыточной системы уравнений, составленной для наблюдаемых покраснений. Эта приближенная зависимость объясняется тем, что отношения избыткоб цвета в ИК и красной областях спектра в пределах ошибок не отличаются от нормальных, но уклонения от нормы быстро нарастают при переходе в голубую область. Это свойство экстинкции в туманности Ориона независимо было отмечено в недавной работы [34]. Экстипкция с аналогичными свойствами наблюдается в туманности Киля (см. рис. 6 в [28]). Найденные этим способом оценки A (V) приведены в

262

табл. 1, а из рис. 1 видно, что аппроксимирующая линия достаточно точно воспроизводит наблюдения.



Рис. 1. Суммарные покраснения девяти эвсэд вэ туманности Орнона и их аппроксимация в инфракрасной и видимой спектральной областях зависимостью $E(\lambda - V) =$ 16.23 $A_1(\lambda) - 0.261 \cdot \lambda^{-3} - 15.33$, где $A_1(\lambda)$ - нормальный закон экстиниции (см. текст).

Во-вторых, оценим силу абсорбционного горба. Его форма и положение известны, а его высоту легко определить, считая фон под его центральной частью линейным. Полученные оценки высоты горба Γ (0.22) даны в табл. 1. Зная их, можно отделить горб от непрерывной экстинкции и анализировать эти компоненты независимо.

Не вся наблюдаемая $A(\lambda)$ аномальна хотя бы потому, что имеется компонент НЭ, возникающий в межэвездной среде между Землей и туманностью. В среднем по 34 наименее покрасневшим В-эвездам скопления $E(B - V) = 0^m 043 \pm 0^m 002$. Соответствующая этому покраснению межэвездная НЭ составляет $0^m 14$ в V и имеет горб высотой $0^m 15$. Вычтем эту составляющую.

Но и оставшаяся $A(\lambda)$ почти наверное все еще содержит некоторую примесь НЭ, возникающей уже в самой туманности. Аномалия экстинкции наблюдается в ее светлой части, а это — зона HII, возбужденная внутри обширной темной туманности, в которой закон покраснения близок к норме [17]. И хотя эта зона HII находится вблизи переднего, обращенного к наблюдателю края туманности, все же нет гарантии, что она совсем не экранирована темной, нормально ослабляющей свет материей, тем более что туманность весьма неоднородна и клочковата, а звезды погружены в нее по-разному. Скорее всего, мы наблюдаем некую смесь НЭ и АЭ, пропорции которой изменяются от звезды к звезде, хотя в целом у звезд из табл. 1 вклад АЭ, несомненно, преобладает.

Следовательно, в общем случае у звезд в туманности наблюдается $A(\lambda) = A_n(\lambda) + A_n(\lambda)$, где $A_n(\lambda)$ — компонент НЭ, $A_n(\lambda)$ — компонент

АЭ. Поделив на A(V) и несколько преобразовав это уравнение, приводим его к виду, более удобному для анализа:

$$\gamma = [A_{a}^{(1)}(\lambda) - A^{(1)}(\lambda)] \cdot [A_{a}^{(1)}(\lambda) - A_{a}^{(1)}(\lambda)]^{-1}.$$
 (2)

Верхний индекс (1) означает, что функция нормирована на свое значение в полосе V. $A^{(1)}(\lambda)$ — наблюдаемый закон экстинкции, $A^{(1)}_{n}(\lambda)$ — известный закон НЭ, $A^{(1)}_{a}(\lambda)$ — эакон АЭ, который мы хотим определить, а $\gamma = A_a(V)/A(V)$ — неизвестная доля АЭ в полной экстинкции в полосе V. В общем случае γ и $A^{(1)}_{a}(\lambda)$ изменяются от звезды к звезде, неизвестных больше, чем наблюдений, и задача неразрешима. Однако для звезд из табл. 1 возможно приближенное решение, основанное на следующих двух особенностях этой выборки звезд.

Во-первых, если отделить абсорбинонные горбы, то видно, что оставшиеся непрерывные составляющие наблюдаемых $A^{(1)}(\lambda)$ различаются от звезды к звезде, прежде всего, из-за различий в ү, тогда как различия в индивидуальных $A_a^{(1)}(\lambda)$ менее существенны и ими в первом приближенин можно пренебречь. Тогда, считая непрерывные $A_a^{(1)}(\lambda)$ одинаковыми у всех девяти звезд, можно использовать формулу (2) для оценки у по этим составляющим экстинкции, если непрерывная $A_a^{(1)}(\lambda)$ станет известна котя бы для одной звезды.

Во-вторых, поскольку компонент НЭ обязан содержать абсорбционный горб высотой Γ_n (0.22) = 1.09 $\cdot A_n$ (V), наблюдаемая высота горба Γ (0.22) = Γ_n (0.22) + Γ_a (0.22) дает оценку максимально возможного эначения A_n (V). Поэтому у таких звезд, как П 1993 и П 2085, у которых (после вычитания межзвездной НЭ) горбы исчезающе малы, вклад НЭ заведомо мал и наблюдаемая у них безгорбая A (λ) дает неплохую первоначальную оценку непрерывной составляющей $A_a^{(1)}(\lambda)$, которую можно подставить в формулу (2) и тем самым начать процесс последовательного уточнения и значений γ , и функции $A_a^{(1)}(\lambda)$ по всем девяти звездам, принимая во внимание ограничение, накладываемое на величину γ высотой абсорбционного горба.

Найденные так оценки у приведены в табл. 1, а усредненная по девяти звездам непрерывная $A_a^{(1)}(\lambda)$ показана на рис. 2. Ясно, что это типичная экстинкция крупными частицами, поэтому далее она будет обозначаться как $A_b^{(1)}(\lambda)$. Полная же АЭ есть $A_a(\lambda) = A_b(\lambda) + \Gamma_a(\lambda)$ и ее параметры даны в столбцах 7 и 8 табл. 1. Небольшой отрицательный горб у П 1956 находится в пределах ошибок (см. столбец 4) и обусловлен выбором у для этой звезды как среднего из двух, не очень хорошо согласующихся оценок — по непрерывной составляющей и по горбу. Параметры, приведенные в столбцах 6—8, не претендуют на высокую точность. Значительно точнее определена средняя $A_k^{(1)}(\lambda)$. Среднеквадратический разброс индивидуальных значений $A_k^{(1)}(\lambda)$ девяти звезд относительно их среднего значения на данной λ (точки на рис. 2) показан на рисунке вертикальными отрезками и в среднем по всем λ составляет $\sigma = 0.10$. Он включает в себя ошибки наблюдений и редукций и неучтенные различия между звездами. Ошибки самих средних точек, естественно, в 3 раза меньше.



Рис. 2. Средний закон экстныкции аномально крупными пылевыми частицами в центральной части туманности Ориона и его аппроксимация экстинкцией, вычисленной для популяции однородных непоглощающих шаров с показателем преломления m=1.3 и раднусами a, распределенными по экспоненте $f(a) = \exp(-a/a_0)$, где $a_0 = 0.12$ мкм.

Таким образом, на рис. 2 мы впервые видим вмпирически выведенную зависимость экстинкции крупными («визуальными») частицами от длины волны, обладающую весьма высокой внутренней относительной точностью ~ 2.5% почти на всем своем протяжении. Она характеризуется отношением R = A(V)/E(B-V) = 6.25, почти вдвое превышающим величину R = 3.3 для принятого закона нормальной межэвездной экстинкции. У звезд в туманности наблюдаются некоторые промежуточные значения R, обусловленные примесью нормального компонента.

4. Обсуждение. Для сравнения с найденной $A_k^{(1)}(\lambda)$ надо выбрать подходящую теоретическую модель. Достаточно считать пылянки сферическими, поскольку речь идет об экстинкции, и однородными, поскольку нет достоверных сведений об их структуре. Следовательно, можно воспользоваться теорией Ми. Далее, овойства межэвездной поляризации показывают, что крупные пылинки должны быть дивлектрическими с очень малой мнимой частью показателя преломления [29—31], повтому в первом приближении можно считать частицы непоглощающими. Показатель преломления m обычно слабо зависит от λ и его можно полагать постоянным. Таким образом, простейшей модели частиц вполне достаточно. Главная особенность зависимости на рис. 2— сильное сглаживание первого максимума фактора эффективности экстинкции эднэй частицы вследствие широкого распределения частиц по размерам. Часто применяемое в теоретических расчетах распределение Гринберга $f(u) = \exp(-5u^3)$ [32] такое сглаживание не обеспечивает, а потому определенно не подходит. Из простых функций распределения нужными сглаживающими свойствами обладает только экспонента $f(u) = \exp(-u)$, для которой, напомним, средний размер совпадает с характерным a_0 , а эффективный размер $a_{s\phi\phi} = \langle a^3 \rangle / \langle a^2 \rangle = 3a_0$. Ниже мы убедимся, что экспоненциальное распределение позволяет очень хорошо воспроизвести наблюдения. Теоретически оно выводится из того же уравнения роста-разрушения частиц, из которого получено распределение Гринберга, но при условии, что вероятность разрушения пылинки не зависит от ее размера.



Рис. 3. Влияние функции распределения частиц по размерам на фактор эффективности экстиниции для популяции однородных непоглощающих шаров с m, близжим к 1. Сплошные кривые соответствуют экспоненциальному распределению, пунктирные соответствуют: а) степенному распределению при эначениях $a_+/a_- = 5$ и 9; 6) распределению Гринберга. Кривые нормированы так, чтобы их максимумы совместились, ρ_m , Q_m — коорденаты максимума.

Что же касается предложенного в [33] и тоже часто используемого степенного распределения $f(a) = K \cdot a^{-3.5}$, $a_- \leqslant a \leqslant a_+$, то пробы показали, что хотя оно, будучи двухпараметрическим, и обеспечивает большее разнообразие форм кривых фактора эффективности, все же и с ним не удается добиться хорошего воспроизведения точек на рис. 2.

Причина видна из рис. 3, где показано влияние обсуждаемых распределений на фактор эффектизности экстинкции для простейшего случая пошуляции однородных непоглощающих шаров с *m*, близким к 1. При степенном распределении с $a_+/a_=5$ фактор эффективности перед своим максимумом довольно близок к случаю экспоненциального распределения, однако после максимума показывает значительный спад. Чтобы уменьшить втот спад, надо увеличивать a_+/a_- , но тогда деформируется ход кривой перед максимумом. Приемлемого компромисса не получается. Нижняя часть рисунка иллюстрирует то, что было сказано выше о распределении Гринберга.

Вещество крупных пылинок достоверно не известно. Чаще всего обсуждают либо силикаты с $m \approx 1.6$, либо вещества типа льда с $m \approx 1.3$. Из данных на рис. 2 нельзя точно определить показатель преломления, но различия в (m-1) в 2 раза уверенно чувствуются, поэтому можно сравнить две упомянутые альтернативы. Вычисленная для $f(u) = \exp(-u)$ кривая факторов эффективности $Q(c_{sp\phi})$, где $\rho_{sp\phi} = 4\pi (m-1) a_{s\phi\phi} \lambda^{-1}$, совмещенная с $A_{\star}^{(1)}(\lambda)$ подгонкой масштаба по горизонтали и вертикали, при m = 1.6 воспроизводит наблюдения с заметными систематическими искажениями, из-за чего среднеквадратическое уклонение точек от расчетной кривой в 3.5 раза хуже, чем для m = 1.3. Следовательно, вещество крупных пылинок по своим оптическим свойствам ближе к льду, чем к силикатам.

На рис. 2 показан результат подгонки для m = 1.3. Среднеквадратическое уклонение по всем точкам составляет 0.028 и практически совпадает со средней внутренней ошибкой 0.033 самих точек, то есть внешняя точность равна внутренней. Это означает, что расчетная кривая при данном выборе f(u) и m представляет наблюдения с исчерпывающей полнотой. Средний размер крупных частиц $a_0 = 0.120 \pm 0.002$ мкм. Высокая формальная точность оденки была бы реальна, если бы m был известен точно. Поскольку этого нет, правильнее считать, что $a_0 (m-1) = 0.0360 \pm \pm 0.0006$ мкм, где $m \approx 1.3$. Судя по найденной величине a_0 , размеры крупных пылинок в АЭ и НЭ различаются не сильно, так как для межзвездной среды обычно получают схожие оценки.

Масштаб подгонки по вертикали дает лучевую концентрацию крупных пылинок в туманности $N_k/A_k(V) = 4.99 \cdot 10^3 \ cm^{-2}/1^m$. Суммарная масса этих пылинок на луче зрения $\mathfrak{M}_k/A_k(V) = 2.0 \cdot 10^{-5} \ cm^{-2}/1^m$, если их плотность как у льда.

Входящие в состав АЭ абсорбционные горбы $\Gamma_a(\lambda)$ (см. столбцы 8 и 9 в табл. 1) сильно варьируют от звезды к звезде без какой-либо связи с величиной ЭКЧ или свойствами звезд. Наибольший горб у П 1772, и он всего в ~ 2 раза слабее нормы. С другой стороны, АЭ у звезд П 1956, 1993, 2031, 2085 вовсе не имеют горбов. NU Огі и звезды Трапеции занимают промежуточное положение по этому параметру. В среднем по девяти звездам горбы ослаблены в ~ 7 раз. Общее впечатление таково, что горбы не связаны ни с крупными частицами, ни с отсутствующими в АЭ мелкими частицами. По-видимому, поглощающие в горбе неизвестные осцилляторы образуют самостоятельную популяцию.

5. Заключение. В результате анализа экстинюции, наблюдаемсй у девяти горячих звезд в центральной, наиболее яркой части туманности Орнона, получены следующие выводы:

1) Наблюдаемая экстинкция представляет собою смесь нормального и аномального компонентов; пропорция смеси изменяется от звезды к эвезде.

2) Аномальный компонент, в свою очередь, состоит из непрерывной экстинкции крупными частицами пыли и ослабленного абсорбционного горба на $\lambda_0 = 0.22$ мкм; абсорбция в горбе сильно варьирует от звезды к звезде; в среднем горбы ослаблены в ~ 7 раз.

3) Крупные частицы в аномальном компоненте распределены по размеру вкспоненциально, функция распределения $f(u) = \exp(-u)$, $u = a/a_0$.

4) Показатель преломления этих частиц определенно ближе к m = 1.3, чем к m = 1.6, то есть вещество пылинок по оптическим свойствам более похоже на лед, чем на силикаты.

5) Средний размер крупных пылинок $a_0 = 0.120 \pm 0.002$ мкм при условии, что m = 1.3.

6) В создании визуальной аномальной экстиниции $A_h(V) = 1^m$ участвуют 4.99 · 10⁸ крупных пылинок на луче зрения в столбце сечением 1 см²; суммарная масса втих пылинок 2.0 · 10⁻⁵ г, если их плотность как у льда.

7) Абсорбция в горбе, похоже, не связана ни с крупными. ни с мелкими пылевыми частицами; скорее всего, ответственные за горб осцилляторы образуют самостоятельную популяцию.

Аснивградский государственный университет

THE ANOMALOUS EXTINCTION IN THE ORION NEBULA: AN ANALYSIS IN THE FIRST APPROXIMATION

O. S. SHULOV, E. N. KOPATSKAYA

An analysis of the reddening data $(\lambda^{-1} \leq 8 \mu m^{-1})$ has been found on nine hot stars located in the brightest central region of the Orion nebula. The observed extinction is a mixture varied from star to star of a normal component and an abnormal one. The abnormal component, in its turn, consists of a continuous extinction by large ("visual") dust grains and an absorption in the hump at $\lambda_0 = 0.22 \mu m$. The hump ab-

ЭКСТИНКЦИЯ В ТУМАННОСТИ ОРИОНА.

sorption varies strongly from star to star being, on the average, reduced by the factor of 7 in comparison with the normal interstellar extinction. The sizes of the large grains are shown to be distributed in accordance with the exponential law $f(a) = \exp(-a/a_0)$. The refractive index, m, is estimated as about 1.3 rather than about 1.6. The mean size of thegrains is $a_0 = 0.12 \ \mu m$ providided that m = 1.3.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. W. Baade, R. Minkowski, Astrophys. J., 86, 123, 1937.
- 2. K. Nandy, N. C. Wickramasinghe, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 154, 255, 1971.
- 3. J. S. Mathie, S. G. Wallenhorst, Astrophys. J., 244, 483, 1981.
- 4. Н. В. Вощинников, Итоги наужи и техн., ВИНИТИ, Астрономани, 25, 98, 1986.
- 5. R. C. Bohlin, B. D. Savage, Astrophys. J., 249, 109, 1981.
- 6. R. J. Panek, Astrophys. J., 270, 169, 1983.
- 7. M. Breger, R. D. Gehrz, J. A. Hackwell, Astrophys. J., 248, 963, 1981.
- 8. П. П. Паренаго, Тр. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, 25, 3, 1954.
- 9. S. Sharpless, Astrophys. J., 116, 251, 1952; 119, 200, 1954.
- 10. H. L. Johnson, Astrophys. J., 126, 134, 1957.
- 11. C. Jaschek, H. Conde. A. C. de Sierra, Publ. Observ. la Plata, 28, 153, 1964.
- 12. I. Appenzeller, Zeitschrift, Astrophys., 64, 269, 1966.
- 13. H. M. Johnson, Astrophys. J., 142, 964, 1965.
- 14. T. A. Lee, Astrophys. J., 152, 913, 1968.
- 15. M. F. Walker, Astrophys. J., 155, 447, 1969.
- 16. M. V. Penston, Astrophys. J., 183, 505, 1973.
- M. V. Penston, J. K. Hunter, A. O'Neill, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 171,. 219, 1975.
- 18. В. С. Шевченко, в сб. «Исследование экстремально молодых эвездных комплексов», Фан. Ташкент, 1975, спр. 3.
- 19. E. G. Vaerwyck, W. R. Beardsley, Astrophys. J., 182, 121, 1973.
- 20. H. Levato, H. A. Abt, Publ. Astron. Soc. Pacif., 88, 712, 1976.
- 21. W. H. Warren, J. E. Hesser, Astrophys. J. Suppl. Ser., 34, 115, 1977.
- 22. T. E. Aepsus, Tp. AO AFY, 38, 62, 1983.
- 23. И. Суджус, Бюлл. Вильн. астрон. обсерв., 39, 18, 1974.
- 24. T. J. Jones, A. R. Hyland, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 192, 359, 1980.
- 25. M. J. Seaton, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 187, 73, 1979.
- 26. E. L. Fitzpatrick, D. Massa, Astrophys. J., 307, 286, 1986.
- 27. D. Massa, E. L. Fitzpatrick, Astrophys. J. Suppl. Ser., 60, 305, 1986.
- 28. R. G. Smith, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 227, 943, 1987.
- 29. P. G. Martin, Astrophys. J., 187, 461, 1974.
- 30. P. G. Martin, Astrophys. J., 201, 373, 1975.
- 31. P. G. Martin, J. R. P. Angel, Astrophys. J., 207, 126, 1976.
- 32. М. Гринберг, Межэвездная пыль, пер. с англ., Мир. М., 1970, стр. 43.
- 33. J. S. Mathis, W. Rampel, K. H. Nordsieck, Astrophys. J., 217, 425, 1977.
- 34. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, Astron. J., 95, 516, 1988.