Санкт-Петербургский государственный университет

На правах рукописи

Наталия Александровна КРИВОВА

Пылевые оболочки звезд типа UX Ori: моделирование и интерпретация наблюдательных данных

(01.03.02 — астрофизика и радиоастрономия)

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
В. Б. ИЛЬИН

Санкт-Петербург
1998

Содержание

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Исследования звезд, окруженных пылевыми дисками или оболочками — Солнца, звезд типа Веги и β Pic, звезд типа T Тельца и Ae/Be звезд Хербига — представляют большой интерес для решения проблемы образования планетных систем в процессе формирования и эволюции звезд. Ae/Be звезды Хербига и родственные им объекты — звезды типа T Тельца — входят в состав молодых скоплений и группировок звезд и на диаграммах Герцшпрунга–Рессела располагаются выше главной последовательности — в области эволюционных треков, соответствующих возрасту 10^5–$5{\cdot}10^6$ лет и интервалам масс 0.5–2 $M_\odot$ (звезды типа T Тельца) и 1.5–6 $M_\odot$ (Ae/Be звезды Хербига) [Van den Ancker et al., 1997]. Таким образом, звезды указанных типов представляют собой ранние стадии эволюции звезд малых и промежуточных масс, чем и определяется их важное место в современной космогонии.

Расширение возможностей наземных наблюдений и интенсивное развитие внеатмосферных методов исследования в ультрафиолетовом, рентгеновском и особенно инфракрасном диапазонах привели к тому, что за последнее десятилетие собран богатый наблюдательный материал об околозвездных пылевых комплексах. Добавим, что усовершенствование техники наблюдений позволило проводить наблюдения оболочек с высоким угловым и спектральным разрешением как с Земли [например, Schöller et al., 1996; Di Francesco et al., 1997; Mannings and Sargent, 1997], так и с космических аппаратов [Waelkens et al., 1996, Close et al., 1997, Butner et al., 1997]. Все это делает проблему детальной интерпретации наблюдений Ae/Be звезд Хербига и, в частности, звезд типа UX Ori весьма актуальной.

Однако число работ, посвященных теоретическому моделированию пылевых оболочек, по-прежнему невелико. При этом многие данные никогда не интерпретировались совместно. Не удивительно поэтому, что до сих пор не найдено ответов на некоторые важные вопросы. В частности, пока мало что известно об околозвездных пылевых частицах, их внутренней структуре и оптических свойствах [Artymowicz, 1995, Artymowicz and Clampin, 1997, Li and Greenberg, 1998]. Не определено пространственное распределение пыли, не ясно даже, формирует ли она протяженную оболочку или более компактный оптически толстый диск [Berrilli et al., 1992, Pezzuto et al., 1997]. Проблематичным представляется также объяснение предполагаемого присутствия субмикронных пылинок в оболочках. Считается, что пыль поставляется во внутренние слои оболочек кометообразными телами, разрушающимися вблизи звезд [например, Вощинников, Гринин, 1991; Grinin et al., 1996; Li and Greenberg, 1998]. Однако хорошо известно, что давление излучения звезд класса A должно довольно быстро выметать пылинки из оболочек. С другой стороны, затмения звезд кометообразными телами, по-видимому, наилучшим образом объясняют глубокие, алголеподобные непериодические ослабления блеска, наблюдаемые примерно у четверти Ae/Be звезд Хербига: UX Ori, WW Vul и других [Thé et al., 1994a].

Ответить на указанные и многие другие вопросы, относящиеся к проблеме формирования звезд и планетных систем, невозможно без детального исследования свойств пылевых оболочек молодых звезд и интерпретации различных наблюдательных данных о них.

Целью работы является интерпретация наблюдательных данных для звезд типа UX Ori, принадлежащих к группе Ae/Be звезд Хербига, определение параметров их оболочек и свойств околозвездных пылевых частиц. Решение этой задачи включает, во-первых, построение моделей пылевых оболочек вокруг Ae/Be звезд Хербига, объясняющих имеющиеся наблюдательные данные, а именно: распределение энергии в спектре от ультрафиолетовой до далекой инфракрасной области, поведение показателей цвета в минимумах блеска, зависимость собственной поляризации от длины волны и ее изменения с блеском, и во-вторых, формулировку дополнительных наблюдательных тестов для проверки этих моделей и, в частности, расчет карт распределения интенсивности и поляризации для оболочек.

Научная новизна работы. В диссертации впервые одновременно интерпретируются инфракрасные (ИК) спектры и диаграммы "показатель цвета – звездная величина", наблюдаемые для Ae/Be звезд Хербига с алголеподобными минимумами. Показано, что это позволяет оценивать как параметры оболочек, так и альбедо околозвездной пыли. Впервые проводится моделирование переноса поляризованного излучения в неоднородных пылевых оболочках молодых звезд и совместный анализ ИК спектров и поляризационных данных. При этом, в отличие от других работ, используются различные модели околозвездных пылинок. В частности, обсуждаются эффекты вероятной пористости пылевых частиц, ранее не рассматривавшейся для оболочек Ae/Be звезд Хербига.

Научная и практическая ценность. В настоящей работе исследуются свойства пылевых оболочек вокруг Ae/Be звезд Хербига с алголеподобными минимумами (UX Ori и других). Однако полученные выводы должны быть справедливы для всех Ae/Be звезд Хербига, поскольку считается, что звезды типа UX Ori отличаются от остальных звезд Хербига лишь ориентацией их оболочек — они видны почти с ребра.

Разработанные в ходе работы модели оболочек, а также методы моделирования и программные средства могут быть использованы и при решении других задач. Например, при изучении пылевых оболочек вокруг гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов, так называемых протопланетарных туманностей и некоторых отражательных туманностей, а также при моделировании изменений блеска, показателей цвета и степени поляризации излучения затменных двойных звезд, имеющих пылевую оболочку.

Апробация работы. Основные результаты, полученные в диссертации, докладывались на:

- семинарах кафедры астрофизики Санкт-Петербургского государственного Университета (ноябрь 1995 г., апрель 1997 г.);
- семинаре астрофизической лаборатории Астрономического Центра им. Н. Коперника (Торунь, Польша, октябрь 1996 г.);
- семинаре проблемной группы по исследованию пыли в Солнечной системе Института Аэрономии им. М. Планка (Катленбург-Линдау, Германия, февраль 1997 г.);
- международном совещании “The Role of Dust in the Formation of Stars” (Южная Европейская Обсерватория, Гархинг, Германия, сентябрь 1995 г.);
- международной конференции “From Stardust to Planetesimals” (Санта-Клара, США, июнь 1996 г.);
- XXIII-й Генеральной Ассамблее Международного Астрономического Союза (Киото, Япония, август 1997 г.);
- международном совещании “Zodiacal Cloud Sciences” (Кобе, Япония, сентябрь 1997 г.).

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. V. Il'in, N. Krivova, A. Men'shchikov (1996). Modelling of the IR intensity maps for HAeBe stars with Algol-like minima. In *"The Role of Dust in the Formation of Stars"* (H.U. Käufl, R. Siebenmorgen, eds.), Springer, p. 183-186.

2. N. Krivova, V. Il'in (1996). Multi-wavelength study of HAeBe stars with Algol-like minima. In *"The Role of Dust in the Formation of Stars"* (H.U. Käufl, R. Siebenmorgen, eds.), Springer, p. 187-190.

3. N. A. Krivova, V. B. Il'in, O. Fischer (1996). Dust around Herbig Ae stars: additional constraints from their photometric and polarimetric variability. In *"From Stardust to Planetesimals: Contributed papers."* (M.E. Kress et al., eds.), *NASA CP* **N 3343**, p. 37–40.

4. Н. А. Кривова (1997). Ae звезды Хербига с алголеподобными минимумами: моделирование распределения энергии в спектрах и поведения цветов в минимумах. *Письма в АЖ*, **23**, с. 371–382.

5. Н. А. Кривова, В. Б. Ильин (1997). Пылевые оболочки вокруг Ae/Be звезд Хербига с алголеподобными минимумами: моделирование данных фотометрических наблюдений. *Письма в АЖ*, **23**, с. 908–917.

В работах 1–3 и 5, написанных в соавторстве с научным руководителем В.Б. Ильиным, ему принадлежит постановка задачи и участие в обсуждении результатов. Кроме того, в статье 1 он также выполнил предварительные расчеты и проанализировал зависимость результатов от модельных параметров. A. Men'shchikov и O. Fischer предоставили программные комплексы и консультировали диссертанта по их использованию. Остальная часть работы принадлежит диссертанту.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и четырех приложений. Она изложена на 156 страницах (116 страниц основного текста, 14 страниц приложений и 26 страниц списка литературы), включает 3 таблицы и 33 рисунка. Список литературы содержит 320 наименований.

Глава 1

Объекты, наблюдения, модели

1.1 Объекты

В 50-х гг. прошлого столетия О. Струве обнаружил в районе туманности Ориона несколько переменных звезд, связанных с туманностью. В начале века было известно уже около 70 таких звезд (подробный исторический очерк см. в обзоре Холопова, 1970). Неправильные переменные, встречающиеся группами в диффузных туманностях, были названы орионовыми или туманностными переменными. В середине века были проведены первые систематические исследования спектров этих объектов [Joy, 1945, 1949; Herbig, 1950a, b] и возникла гипотеза об их молодости [Амбарцумян, 1947, 1949; Паренаго, 1950; Холопов, 1950, 1951], подтвердившаяся при последующем изучении [Herbig, 1962, Strom et al., 1972, Herbig, 1977, Cohen and Kuhi, 1979, Jones and Herbig, 1979, Finkenzeller and Jankovics, 1984, Catala, 1985, Finkenzeller, 1985, Thé et al., 1994a].

Исторически первой, выделенной в отдельный класс объектов, группой молодых звезд были звезды типа Т Тельца (звезда Т Tau является одной из наиболее ярких и изученных среди них) [Joy, 1945; 1949]. Joy выделил четыре основных критерия, определяющих этот класс: 1) быстрая неправильная переменность блеска; 2) спектральный класс F5-G5 и наличие эмисионных линий в спектрах (в частности, интенсивные линии Ca II H и K); 3) относительно низкая светимость; 4) связь с “темной или яркой туманностью”. Позднее определение класса и критерии отбора кандидатов многократно уточнялись, пересматривались и дополнялись [см. например, Herbig, 1960b,c; 1962; Bastian et al., 1983; Appenzeller and Mundt, 1989]. Подробные обзоры наблюдательных данных и моделей для звезд типа Т Тельца даны в работах Kuhi [1983a,b], Imhoff and Appenzeller [1987], Appenzeller and Mundt [1989], Bertout [1989], Catala and Bertout [1990].

Поскольку звезды типа Т Тельца являются молодыми, находящимися на стадии гравитационного сжатия в направлении к главной последовательности (ГП), то их низкая светимость указывает на малые массы, и в будущем они должны стать звездами ГП спектральных классов F и позже. В 1960 г. Herbig [1960a] поднял и исследовал вопрос о возможности идентификации недавно сформировавшихся звезд бо́льших масс. Число таких звезд должно быть меньше, и их времена сжатия короче, чем у звезд типа T Тельца. Однако это должно компенсироваться более высокой светимостью. Хербиг оценил количество потенциально обнаружимых молодых звезд спектральных классов B0–A0 и пришел к выводу, что такие объекты должны наблюдаться. Причем поскольку продолжительность этого этапа жизни у звезд ранних спектральных классов невелика, они не должны были далеко отойти от мест своего рождения. Поэтому Хербиг предположил, что молодые звезды должны быть тесно связаны с газо-пылевыми комплексами, а также освещать туманности. По аналогии со звездами типа T Тельца одним из критериев отбора было присутствие эмисионных линий в спектрах. Сам Хербиг отмечал, что список предложенных им критериев не является полным и достаточным для однозначной идентификации объекта как звезды, не достигшей главной последовательности, ведь сами объекты еще не были открыты, и критерии не были результатом систематического исследования свойств данных звезд.

Используя разработанные им критерии, Хербиг предложил 26 потенциальных кандидатов, для большинства из которых позднее были найдены и другие подтверждения их малого возраста. Среди них, в частности, — значительные избытки ИК излучения, которые были интерпретированы как тепловое излучение околозвездной пыли [Mendoza, 1966; 1967; Cohen, 1973a; 1973b]; положение звезд выше ГП на диаграмме ГР [Strom et al., 1972, Cohen and Kuhi, 1979, Van den Ancker et al., 1997]; низкие, по сравнению со звездами ГП, ускорения силы тяжести, указывающие на то, что контракционная фаза их эволюции еще не завершилась [Strom et al., 1972, Kovalchuk and Pugach, 1997]; физическая связь с молекулярными облаками, подтвержденная изучением пространственных скоростей объектов [Finkenzeller and Jankovics, 1984]. Каталог Finkenzeller and Mundt [1984] включает уже 57 звезд, а в последний, наиболее полный каталог Ae/Be звезд Хербига и потенциальных кандидатов [Thé et al., 1994a] включено уже 287 объектов. Следует отметить, что до сих пор не найдено однозначных критериев (если таковые вообще существуют) для определения принадлежности звезды к данной группе объектов. Поэтому обычно рассматриваются все имеющиеся данные об объекте, и только по совокупности их делается заключение о принадлежности звезды к данному классу [см. Thé et al., 1994a].

Характерные наблюдательные проявления и различные критерии отбора кандидатов для Ae/Be звезд Хербига довольно детально изложены в обзорах Catala [1985, 1989, 1990], Imhoff and Appenzeller [1987], Catala and Bertout [1990], Herbig [1994], Thé [1994], Thé et al. [1994a]. Ниже мы кратко опишем основные наблюдательные данные.

1.2 Наблюдения

1.2.1 Общие замечания

Многочисленные наблюдения Ae/Be звезд Хербига в разных диапазонах (от рентгеновского до радио) свидетельствуют о том, что эти звезды окружены газо-пылевыми оболочками. При этом плотность вещества в оболочках быстро спадает наружу, и основные эффекты, связанные с присутствием газа, относятся к внутренним слоям. Вместе с тем, в самых внутренних горячих областях пыль отсутствует. Поэтому удобно и довольно естественно разделить оболочку на две составляющие — газовую и пылевую.

– *Газовая оболочка*, начинающаяся непосредственно у границы фотосферы. Значительная часть информации о ее внутренних слоях получена из наблюдений спектральных линий, которые обычно имеют профили типа P Cyg. Для многих Ae/Be звезд Хербига имеются указания на присутствие звездного ветра и протяженной хромосферы. Информация о зоне H II и более холодных частях газовых оболочек может быть извлечена из наблюдений в радиодиапазоне.

– *Пылевая оболочка*, внутренняя граница которой расположена на расстоянии нескольких астрономических единиц от звезды (ближе происходит очень быстрая сублимации пылинок). Эта область изучается по наблюдениям теплового ИК излучения околозвездных пылинок, а также поглощения, рассеяния и поляризации пылью звездного излучения.

1.2.2 Газовая составляющая оболочки

Ae/Be звезды Хербига (HAeBe) имеют фотосферный *спектр* поглощения, типичный для звезд классов A и B, с рядом наложенных на него эмиссионных линий, таких как H_α, He I $\lambda 5876$ Å, ИК триплет Ca II [см. например, Herbig, 1960a; Finkenzeller and Mundt, 1984; Finkenzeller and Jankovics, 1984; Catala et al., 1986a,b, 1997; Böhm and Catala, 1993; 1995]. Наличие бальмеровских эмиссионных линий является существенной особенностью звезд этого класса, но как указано Thé et al. [1994a], не является ни достаточным, ни даже необходимым критерием отбора кандидатов. У некоторых звезд наблюдались также запрещенные линии, в частности [O I] $\lambda 6300$ Å и [O I] $\lambda 6364$ Å [Finkenzeller, 1985, Hamann, 1994, Böhm and Catala, 1994, Böhm and Hirth, 1997, Corcoran and Ray, 1997]. В УФ области спектра выделяются эмиссионная линия Mg II h и k $\lambda 2800$ Å, которая обычно имеет профиль типа P Cyg, многочисленные линии Fe II, почти всегда видимые в поглощении, резонансные линии C IV и Si IV, линии поглощения Si II, C II, Al III, Cr II, Mn II [см. Praderie et al, 1982, 1986; Catala, 1985, 1988, 1994; Catala et al. 1986a, b; Imhoff and Appenzeller, 1987; Catala and Bertout, 1990 и ссылки в этих работах]. У нескольких звезд обнаружена эмиссия в Ly_α [см. Thé et al., 1994a].

Наблюдаемые *профили линий* (обычно асимметричные) указывают на наличие протяженной хромосферы и звездного ветра [например, Praderie et al, 1982; Catala and Talavera, 1984; Catala et al., 1984, 1989, 1993, 1997; Catala and Kunasz, 1987; Böhm and Catala, 1994, 1995 и другие работы этих авторов]. Неоднократно отмечалась переменность линий как на коротких, так и на длительных интервалах времени — подробный обзор на эту тему дан в работе [Catala, 1994]. Детальное описание существующих моделей, предложенных для объяснения активности Ae/Be звезд Хербига, может быть найдено в работах [Catala and Bertout, 1990, Catala, 1994, Böhm and Catala, 1995].

Информация о газовых оболочках Ae/Be звезд Хербига может быть получена также из наблюдений в *радиоконтинууме* и рентгеновском диапазоне. Используя VLA (Very Large Array) и Австралийский телескоп, Skinner et al. [1993; 1994; 1995] провели наблюдения 57 HAeBe звезд на длинах волн $\lambda\,2$, 3.6, 6 и 20 см. Соответствующие им радиоисточники были определенно обнаружены для 12 и возможно обнаружены для 5 объектов. Аналогичные наблюдения для нескольких звезд были проведены также Evans et al. [1987], Güdel et al. [1989], Brown et al. [1993]. Несколько факторов [см. обзор Skinner, 1994] указывает на то, что радиоизлучение HAeBe звезд — преимущественно тепловое. Яркостная температура, найденная для 5 источников, оказалась слишком низкой ($T_{\text{Я}} \leq 10^4\,K$) для нетеплового излучения. Не было обнаружено ни круговой поляризации, ни переменности, характерных для нетеплового излучения. Предложенные механизмы излучения — свободно-свободное излучение газа, а в миллиметровом диапазоне — излучение околозвездной пыли (по этой причине миллиметровые и субмиллиметровые наблюдения описаны в следующем разделе).

Примерно треть (11 из 31) HAeBe звезд, наблюдавшихся с рентгеновского спутника Einstein [Damiani et al., 1994a, Damiani et al., 1994b], и половина (11 из 21) звезд, наблюдавшихся со спутника ROSAT [Zinnecker and Preibisch, 1994], были отождествлены с источниками *рентгеновского излучения*, что оказалось довольно неожиданным. Звезды классов B–F не имеют ни сильного звездного ветра, являющегося источником рентгеновского излучения у звезд ранних спектральных классов (O–B1), ни поверхностной конвективной зоны, разогревающей корону, как в звездах поздних спектральных классов (F–M). Наблюдения показывают, что звезды ГП класса B являются очень слабыми рентгеновскими источниками, а звезды класса A вообще не излучают в рентгеновском диапазоне. Для объяснения рентгеновского излучения Ae/Be звезд Хербига было предложено несколько механизмов: невидимый компонент – звезда типа Т Тельца, горячая корона вокруг аккреционного диска, звездный ветер (скорость потери вещества у Ae/Be звезд Хербига оказалась выше, чем у звезд ГП тех же спектральных классов), разогрев звездной короны за счет энергии дифференциального вращения звезд [Zinnecker and Preibisch, 1994, Tout and Pringle, 1995]. Наиболее вероятным механизмом считается звездный ветер, однако окончательных выводов о природе рентгеновского излучения Ae/Be звезд Хербига пока не сделано.

1.2.3 Пылевая составляющая оболочки

Общая характеристика спектра

Уже через несколько лет после работы Herbig [1960a] было обнаружено, что Ae/Be звезды с эмиссионными линиями в спектрах имеют значительные *избытки излучения в ИК области* [Mendoza, 1966; 1967; Cohen, 1973a; 1973b; Glass and Penston, 1974]. Эти избытки были объяснены присутствием пыли в их окрестности, и в настоящее время это объяснение является общепринятым [Thé, 1994]. Кроме того, некоторый вклад в излучение в ближней ИК области могут давать свободно-свободные переходы в зонах ионизации атомов металлов с низким потенциалом ионизации [Berrilli et al., 1987, Berrilli et al., 1992], а также полициклические ароматические углеводородные (ПАУ) молекулы [Natta et al., 1993a; Natta and Krügel, 1995]. ИК наблюдения Ae/Be звезд Хербига проводились многократно как с Земли, так и с космических аппаратов — IRAS [Weintraub, 1990, Weaver and Jones, 1992, Chen et al., 1993] и ISO [Grady et al., 1996b; Harwit, 1997; а также Tommasi et al., Lorenzetti et al. и другие работы в книге Yun and Liseau, 1998].

Заметная деталь *ИК спектра* HAeBe звезд — силикатная полоса на $\lambda 9.8$ мкм, наблюдавшаяся как в абсорбции, так и в эмиссии [Berrilli et al., 1992, Wooden, 1994]. У ряда объектов наблюдались эмиссионные полосы на $\lambda 3.29$, 3.42 и 3.51 мкм [Brooke et al., 1993, Waelkens et al., 1996], $\lambda 8.6$ мкм и $\lambda 11.3$ мкм [Wooden, 1994], приписываемые ПАУ. При этом они были более заметны у звезд ранних спектральных классов (до B7). Новая информация об ИК полосах была получена с ИК космической обсерватории ISO. В частности Waelkens et al. [1996] сообщили о наблюдениях ИК деталей в области 3.3–3.5 мкм, 8–12 мкм, а также 20–45 мкм. В далекой ИК области наблюдались линии [O I], [C II] и молекулярные эмиссионные линии (CO, OH, H_2O), образующиеся в холодных областях звездного окружения [Giannini et al., 1998, Lorenzetti et al., 1998].

В последние годы появились наблюдения в *миллиметровом и субмиллиметровом* диапазонах. Henning et al. [1994] обнаружили излучение на $\lambda\,1.3$ мм у 17 из 33 наблюдавшихся Ae/Be звезд Хербига. Mannings [1994] наблюдал 13 объектов в диапазоне 350–

1300 мкм. Наблюдения для нескольких звезд на λ 1.3 мм выполнены также Hillenbrand et al. [1992], Henning et al [1993], Natta et al. [1997]; на λ 1.2 мм — Sylvester et al. [1996]; на λ 1.3 и 2.7 (2.6) мм — Mannings and Sargent [1997].

В *УФ области* излучение Ae/Be звезд Хербига ослаблено по сравнению с излучением, характерным для стандартных моделей звездных атмосфер [Sitko et al., 1981], что объясняется поглощением и рассеянием пылью в оболочках этих звезд. Кривые околозвездной экстинкции заметно отличаются от кривых межзвездного поглощения и в среднем имеют менее выраженный пик поглощения на λ 2200 Å и более пологий подъем в далеком УФ [Thé and Tjin A Djie, 1978, Sitko et al., 1981, Tjin A Djie et al., 1984, Steenman and Thé, 1989, Steenman and Thé, 1991, Grady et al., 1995].

Алголеподобные минимумы

Как уже отмечалось, прежде чем был установлен эволюционный статус звезд типа T Тельца и звезд Хербига, они в течение столетия привлекали внимание исследователей как переменные звезды. Большинство звезд Хербига являются переменными как спектроскопически, так и фотометрически. При этом часть из них демонстрирует небольшие изменения яркости $\approx$0.1–0.2^m [Bibo and Thé, 1991, Van den Ancker et al., 1998], а около четверти объектов (преимущественно спектрального класса A0 и позже) характеризуется сильной переменностью блеска — до $3^m - 4^m$ [Thé et al., 1994a]. Эти изменения блеска неправильны, непредсказуемы и напоминают минимумы в затменных двойных системах. По этой причине группа таких объектов получила название Ae/Be звезд Хербига с алголеподобными минимумами. Один из наиболее изученных объектов этого класса — UX Ori. Поэтому звезды часто называют звездами типа UX Ori.

Для объяснения неправильной переменности блеска звезд Wenzel [1969] предложил так называемую "модель переменной околозвездной экстинкции". Согласно этой модели непериодические ослабления блеска вызываются плотными пылевыми облаками, движущимися вокруг звезды и экранирующими ее от наблюдателя. Считается, что основное отличие звезд типа UX Ori от остальных Ae/Be звезд Хербига звезд заключается в том, что их оболочки ориентированы "ребром" по отношению к наблюдателю.

Во время минимумов блеска некоторых звезд типа UX Ori отмечено их странное поведение на диаграммах "показатель цвета – звездная величина". Когда блеск звезды уменьшается, она, как и следовало ожидать, сначала становится краснее. Однако после достижения определенного уровня (обычно при $\Delta m \approx 1^m - 1.5^m$) происходит поворот треков на диаграммах "показатель цвета – звездная величина" в голубую область. Этот так называемый *"эффект поголубения"* впервые был отмечен Wenzel [1969], затем Зайцевой [1973] и позднее многими другими наблюдателями. Природа его, а также тот факт, что никогда не наблюдались очень глубокие минимумы (глубже $3^m - 4^m$), долгое время оставались непонятными.

Поэтому для объяснения переменности был предложен другой механизм — процессы, связанные с магнитной активностью звезд. Предполагалось, что рост магнитного потока около поверхности звезды вызывает падение яркости вследствие понижения температуры. Тогда заметнее должны проявляться хромосферные слои, и звезда должна становиться голубее [см. например, Herbst et al., 1983; Appenzeller and Dearborn, 1984]. Слабые места этой гипотезы, указанные Herbst et al. [1983], заключаются в следующем. Чтобы вызвать наблюдаемые глубокие минимумы, процесс должен охватывать слишком большую часть звездной поверхности. Кроме того, гипотеза требует наличия поверхностной конвективной зоны, которая, у звезд ГП класса A, как известно, отсутствует.

В 1988 г. В.П. Гринин предложил механизм, позволяющий объяснить наблюдаемое фотометрическое поведение звезд типа UX Ori в рамках модели переменной околозвездной экстинкции. Он предположил, что "дополнительное голубое свечение" обусловлено присутствием в оболочках мелкой (субмикронной) пыли, рассеивающей излучение звезды. Когда оптически толстое пылевое облако закрывает звезду от наблюдателя, доля рассеянного излучения возрастает, и объект становится более голубым. Это же рассеянное излучение делает невозможными очень глубокие минимумы — оно достигает наблюдателя даже в случае полного затмения звезды непрзрачным облаком. Гринин [1988] предложил также наблюдательный тест для проверки своей гипотезы. Если она верна, то с возрастанием вклада рассеянного излучения во время глубоких затмений должна расти и степень линейной поляризации объектов, что и подтвердилось последующими наблюдениями [Гринин и др., 1988; 1989; Вощинников и др., 1988; Вощинников и Гринин, 1991; Бердюгин и др., 1990; 1992; Бердюгин, 1992].

Кроме этого, Grinin and Rostopchina [1996] проанализировали связь между фотополяриметрической активностью звезд Хербига и наблюдаемыми профилями линии H_α. Они обнаружили, что у большинства звезд типа UX Ori эта линия имеет двухкомпонентный профиль, тогда как у звезд без глубоких минимумов блеска он однокомпонентный или типа P Cyg. Такая зависимость хорошо объясняется моделью, в которой осесимметричная газовая оболочка наблюдается под разными углами — "с ребра" в случае звезд с минимумами и под меньшими углами в остальных случаях.

Еще один аргумент в поддержку модели переменной околозвездной экстинкции был предложен из наблюдений резонансных линий Na I D. Для ряда звезд типа UX Ori помимо стабильной глубокой межзвездной линии Na D наблюдался переменный околозвездный компонент, обычно смещенный в красную часть спектра [Grinin et al., 1994a, b, c, 1996a; Grady et al., 1996a]. Околозвездный компонент обычно не виден в нормальных звездах класса А, поскольку практически все атомы натрия находятся в ионизованном состоянии. Только нейтральный газ в плотных холодных сгущениях на луче зрения может быть ответствен за формирование этих компонентов. Поэтому подобные наблюдения могут быть интепретированы как свидетельство движения в оболочках плотных, холодных сгущений вещества (кометообразных тел) [Sorelli et al., 1996]. Аналогичные профили наблюдались и для линий других нейтральных или однократно ионизованных атомов, таких как Mg I, Fe II [Grady et al., 1995, 1996a].

Поляризация

Поляриметрические наблюдения Ae/Be звезд Хербига звезд проводились с конца 60-х годов [Hall, 1965, Serkowski, 1969, Serkowski, 1970, Zellner, 1970, Breger, 1974, Vrba, 1975, Vrba et al., 1979]. Подробный обзор этих наблюдений приведен в статье Bastien [1988], поэтому отметим здесь лишь их основные особенности. Типичные значения наблюдаемой степени линейной поляризации составляют 1–2%, хотя отмечались и значения до 8–10%. У многих звезд наблюдалась переменность линейной поляризации в разных масштабах и на разных временных интервалах. Волновая зависимость степени линейной поляризации различна для разных звезд и часто также переменна. Возможные механизмы поляриметрической переменности перечислены в обзоре Гринина [1994]. Напомним, что рост степени поляризации излучения звезд типа UX Ori в глубоких минимумах объясняется увеличением вклада рассеянного в несферичной оболочке поляризованного излучения в общее излучение объекта.

Проанализировав имеющиеся поляриметрические данные для Ae/Be звезд Хербига и звезд типа Т Тельца, Bastien [1988] пришел к заключению, что поляризация обусловлена рассеянием излучения звезд на мелких пылевых частицах в околозвездных оболочках. Некоторая часть поляризации может быть обусловлена несферическими ориентированными пылинками в оболочке на луче зрения. Обычно присутствующий межзвездный компонент поляризации излучения объектов сильно затрудняет моделирование поляриметрических наблюдательных данных, которое может быть полезным для изучения свойств пыли в оболочках HAeBe звезд.

1.3 Модели пылевых оболочек

1.3.1 Геометрия оболочек

Один из существенных вопросов, касающихся газо-пылевых оболочек Ae/Be звезд Хербига, связан с их геометрией. В настоящее время существуют различные гипотезы относительно пространственного распределения пыли, предельными случаями которого можно считать диски и более протяженные структуры сфероидального или сферического типа. Далее во всей работе мы будем использовать термин “оболочка” для обозначения геометрии последнего вида.

Ae/Be звезды Хербига часто рассматриваются по аналогии со звездами типа T Тельца, являющимися их менее массивными “двойниками” и имеющими с ними много общих признаков. Присутствие околозвездных дисков вокруг звезд типа T Тельца надежно установлено. Оно подтверждено как теоретическими работами, так и наблюдениями [см. обзор Bertout, 1989, а также ссылки в работе Berrilli et al., 1992].

Предположение о том, что вещество распределено в виде дисков, было сделано и в случае Ae/Be звезд Хербига. Были найдены различные свидетельства в пользу дисковых структур, такие как наблюдаемые профили линий, поляризационные карты и др. [Edwards et al., 1987, Lenzen, 1987, Hamann and Persson, 1989, Scarrott et al., 1989, Ray, 1994, Corcoran et al., 1995, Mannings and Sargent, 1997, Meeus et al., 1998]. Заметим, однако, что иногда интерпретация наблюдений неоднозначна. Так например, спекл-интерферометрические наблюдения для объекта Elias 1 [Kataza and Maihara, 1991] указывают на уплощенную структуру ИК источника, но более поздние наблюдения [Leinert et al., 1994, Leinert et al., 1997] показывают, что этот эффект скорее всего является следствием присутствия близкого спутника. С другой стороны, было найдено не меньше свидетельств в пользу протяженных пылевых структур вокруг Ae/Be звезд Хербига. Включая профили линий (например, симметричные профили [O I] 6300 и 6364 Å — Hamann [1994], Boöhm and Catala [1994]), спекл-интерферометрические наблюдения в ближнем ИК диапазоне [Leinert et al., 1991], а также пространственное сканирование на 50 и 100 мкм [Natta et al., 1992; 1993b] и карты с высоким пространственным разрешением [Di Francesco et al., 1994]. Более подробный обзор по этой проблеме дан Berrilli et al. [1992] и Pezzuto et al. [1997] . Проанализировав все имеющиеся данные, они нашли гипотезу о сферических оболочках более убедительной. Кроме того, дисковые модели, как правило, не могут объяснить наблюдаемого распределения энергии в ИК области спектра без дополнительных, иногда физически плохо обоснованных предположений. В то же время наблюдательные данные не позволяют полностью отбросить дисковую модель. Возможно, что обе структуры могут существовать одновременно. Необходимо отметить, что иногда по данному вопросу возникает некоторая путаница — например, обсуждая газовые аккреционные диски во внутренних частях околозвездных оболочек, авторы распространяют результаты и на пространственное распределение пыли, хотя оно обусловлено иными процессами.

Наличие собственной поляризации звезд указывает на несферическое распределение пыли, что однако не является свидетельством в пользу дисковых структур. Вощинников и др. [Вощинников и др., 1988; Вощинников, 1989; Вощинников и Гринин, 1991; Voshchinnikov et al., 1995a; 1996] показали, что объяснить наблюдаемую поляризацию для звезд типа UX Ori можно и для сфероидальных моделей со сжатием, например, 1:3 или 1:5. Отметим, что если оболочки сильно сжаты, а феномен UX Ori объясняется в рамках модели переменной околозвездной экстинкции, то довольно трудно получить высокий процент (около 25%) таких объектов среди всех Ae/Be звезд Хербига.

Поскольку наблюдательные данные определенно указывают на присутствие протяженных (недисковых) пылевых оболочек у многих Ae/Be звезд Хербига, в настоящей работе исследуется возможность интерпретации различных наблюдательных данных в рамках модели именно такой оболочки. При этом будут рассмотрены модели оболочек со сферическим и сфероидальным распределением вещества.

1.3.2 Модели оболочек

Суммируем основные наблюдательные данные о пылевых оболочках Ae/Be звезд Хербига, описанные в разделе 1.2. Итак, околозвездной пыли вокруг звезд Хербига приписываются: (1) ИК избытки излучения; (2) аномальная околозвездная экстинкция в УФ области; (3) поляризация излучения звезды. Кроме того, в последние годы были получены: (4) изображения оболочек на разных длинах волн от видимой области до дальней ИК и (5) поляризационные карты для самых ярких Ae/Be звезд Хербига [Gething et al., 1982; Shirt et al., 1983; Scarrott et al., 1986a,b, 1990; Di Francesco et al., 1993, 1994, 1997; Leinert et al., 1991, 1994; Natta et al., 1992, 1993a; Marsh et al., 1994, 1995; Piirola et al., 1994; Weintraub et al., 1994; Nakajima and Golimowski, 1995; Close et al., 1997; Mannings et al., 1997; Whitney et al., 1997; Van Dishoeck et al., 1998]. Очевидно, что теоретическое моделирование указанных наблюдаемых эффектов позволило бы лучше понять процессы, происходящие в околозвездных оболочках, выявить их структуру и определить их основные характеристики.

Звезды типа UX Ori предоставляют уникальную возможность для наложения дополнительных ограничений на модели оболочек, поскольку их наблюдения проводятся при разных уровнях блеска. Это дает: (6) изменение показателей цвета и (7) поляризации во время минимумов блеска. Напомним, что в рамках модели переменной околозвездной экстинкции поведение показателей цвета и параметров поляризации также определяется свойствами пылевой оболочки, причем практически все перечисленные эффекты (кроме потоков излучения в дальнем ИК диапазоне) обусловлены преимущественно пылью во внутренних, более плотных и горячих, областях оболочек. Тем не менее до сих пор эти данные никогда не привлекались для ограничения множества моделей, объясняющих ИК спектр и другие результаты наблюдений.

Работы, посвященные теоретическому моделированию наблюдательных данных об околозвездных пылевых оболочках звезд Хербига, можно разделить на две основные группы: работы по моделированию распределения энергии в видимой и ИК областях спектра для сферических оболочек [см. например, Hillenbrand et al., 1992; Hartmann et al., 1993; Friedemann et al. 1992, 1993, 1994; Miroshnichenko et al., 1997; Reimann et al., 1997] и работы, относящиеся к интерпретации диаграмм "показатель цвета – звездная величина", собственной поляризации и кривых ОЗ поглощения с использованием несферических моделей оболочек [Вощинников, 1989; Вощинников и Гринин, 1991; Voshchinnikov et al., 1995a; 1996].

В частности, излучение пыли в диапазоне 1–100 мкм для звезд WW Vul, SV Cep, SZ Psc и UX Ori моделировалось Friedemann et al. [1992, 1993] и Reimann et al. [1997]. Сравнение с наблюдениями позволило определить характер распределения вещества и размеры оболочек. В последней работе дополнительно рассматривался профиль эмиссионной силикатной полосы на $\lambda\,10$ мкм. Наилучшее согласие с наблюдениями получено для случая, когда силикатные частицы имеют размеры около 1 мкм. Наблюдательные данные о поведении показателей цвета и степени поляризации излучения звезд во время затмений не рассматривались.

Pezutto et al. [1997] моделировали распределение энергии для ряда звезд Хербига в широком диапазоне от видимого до радио. При этом предполагалось [см. также Li and Greenberg, 1998 для случая β Pic и Lorenzetti et al., 1998], что коэффициент поглощения в дальней ИК области меняется как $\lambda^{-\beta}$, где β лежит в интервале от 1 до 2 и, фактически, является дополнительным свободным параметром. Отметим, что во всех случаях модели лучше всего согласуются с наблюдаемыми миллиметровыми потоками при β заметно меньших, чем 2, как принято в обычно рассматриваемых пылевых смесях типа MRN (см. раздел 2.1.2).

ИК спектры HAeBe звезд неоднократно моделировались и другими авторами как для дискообразных, так и для сферических оболочек [см. например, Kenyon and Hartmann, 1990; Lada and Adams, 1992; Hillenbrand et al., 1992; Berrilli et al., 1992; Malfait et al., 1998]. Как и в работах Friedemann et al., остальные наблюдательные данные не рассматривались. Хорошо известно, однако, что распределение энергии, наблюдаемое в спектре источника, окруженного пылевой оболочкой, можно воспроизвести, используя различные модели оболочек [см. например, Stenholm et al., 1991; Thamm et al., 1994; Butner, 1996; Men'shchikov and Henning, 1996]. С другой стороны, моделирование показало, что в приближении сферически-симметричных оболочек распределение энергии в ИК области объяснить проще, чем в случае дисков [Pezzuto et al., 1997, Miroshnichenko et al., 1997].

Изменения показателей цвета и поляризации во время затмений были впервые интерпретированы Вощинниковым и др. [1988] для звезды UX Ori и Вощинниковым и Грининым [1991] для WW Vul. Это позволило оценить некоторые параметры оболочек и ансамбля пылинок. Было показано, что для объяснения наблюдаемой поляризации этих звезд необходимо, чтобы заметную роль в оболочках играли частицы с размерами около 0.05 мкм. Расчеты выполнялись в предположении однократного рассеяния для сфероидальных оболочек с однородным распределением вещества. Заметим, что при оптических толщинах $\tau_V \sim 0.2 - 1.0$, характерных для оболочек звезд Хербига, последующие рассеяния могут быть тоже существенными [Voshchinnikov and Karjukin, 1994, Voshchinnikov et al., 1995a].

Аналогичное исследование в приближении многократного рассеяния было проведено в работе Rostopchina et al. [1997] для RR Tau в рамках дископодобной однородной модели оболочки. Были найдены две несколько отличающиеся модели, объясняющие рассмотренные данные. ИК излучение пыли не моделировалось.

Зависимости околозвездного поглощения и поляризации от длины волны для Ae звезд Хербига обсуждались Voshchinnikov et al. [1995b] и Voshchinnikov et al. [1996]. Было подтверждено, что пыль в окрестностях этих звезд должна заметно отличаться от пыли в межзвездной среде.

Добавим, что моделирование УФ и ИК спектров, включая профиль силикатной полосы $\lambda\,10$ мкм, было выполнено Sorrell [1990] для Ae звезды Хербига без минимумов AB Aur. Ему не удалось найти модели пыли, которая позволила бы объяснить все наблюдения. Для объяснения УФ данных необходимо дополнительное присутствие в оболочке мелких частиц из аморфного углерода. Grady et al. [1995] рассмотрели диаграммы "показатель цвета – звездная величина" и УФ данные для UX Ori. Наилучшее согласие с наблюдениями получено для силикатных пылинок с размерами больше 0.15 мкм. Однако в этом случае трудно объяснить наблюдаемую поляризацию [Вощинников и др., 1988]. Совместное моделирование ИК спектров и поведения показателей цвета в минимумах, выполненное Кривовой [1997] и Кривовой и Ильиным [1996, 1997], показывает, что объяснить все данные без привлечения мелких ($\lesssim$0.1 мкм) пылинок довольно трудно. Таким образом, как мы видим, нетрудно найти модель оболочки, объясняющую те или иные наблюдательные ланные (например, ИК спектр и т.д.). Тогда как совместное рассмотрение нескольких видов наблюдательных данных позволяет существенно ограничить круг возможных моделей.

Глава 2

Модель и метод моделирования

Как отмечалось во Введении, основная цель настоящей работы — это определение и анализ основных характеристик околозвездных пылевых оболочек звезд типа UX Ori из совместного моделирования различных наблюдательных данных о них. Основными этапами работы являются: 1) модельные рассчеты для сферически-симметричных оболочек, 2) аналогичные рассчеты для сфероидальных моделей и 3) интерпретация наблюдательных данных для ряда Ae/Be звезд Хербига с минимумами. Наблюдаемая собственная поляризация звезд Хербига свидетельствует о том, что их оболочки не являются сферически-симметричными. Поэтому мы рассматриваем модель оболочки со сфероидальным распределением вещества, описанную в разделе 2.2. На практике решить задачу о переносе поляризованного излучения в несферических оболочках совместно с уравнением теплового баланса весьма трудно — это требует значительных затрат счетного времени на современных компьютерах. К счастью, пылевые оболочки изучаемых звезд являются оптически тонкими — в видимой области оптические толщины меньше единицы (см. раздел 4.2 и таблицу 4.1). Поэтому распределение энергии в ИК области спектра, поведение показателей цвета в минимумах, кривые околозвездной экстинкции и карты распределения интенсивности в первом приближении могут быть рассмотрены в рамках сферической модели оболочки. Эта модель описана в разделе 2.1. Решение более простой задачи в сферическом случае позволяет наложить некоторые ограничения на используемые модели, и в частности, найти распределение температуры пыли в оболочке, т.е. избежать наиболее ресурсоемких вычислений.

2.1 Сферически-симметричная модель оболочки

2.1.1 Модель пылевой оболочки

Итак, при моделировании ИК спектров, поведения показателей цвета в минимумах и кривых околозвездного ослабления сначала использовалась сферически-симметричная модель оболочки. В этой модели распределение пыли и газа вдоль радиуса оболочки описывается степенным законом

$$n(r) \propto \; r^{-\alpha}. \tag{2.1}$$

Считается, что в центре оболочки вокруг звезды имеется полость, свободная от пыли, так как температура пылинок там должна превышать температуру испарения ($T \approx \; 1200 - 1500\,K$). Внешний радиус оболочки выбирается довольно большим, так чтобы результаты не противоречили наблюдаемым потокам в далекой ИК области — подробнее см. раздел 3.1.1.

В соответствии с моделью переменной околозвездной экстинкции Венцеля-Гринина предполагается, что алголеподобные ослабления блеска звезд являются результатом затмений звезд плотными пылевыми облаками в оболочке. Другие эффекты присутствия облаков (рассеяние излучения в облаках, экранирование части оболочки и т.п.) считались несущественными, поскольку предполагается, что размеры облаков значительно меньше размеров оболочек.

Как уже отмечалось, до настоящего времени не было сделано окончательного вывода о том, как распределено околозвездное пылевое вещество: в виде диска или оболочки. В приложении Б показано, что распределение энергии в ИК области спектра мало отличается для оптически тонких оболочек со сферическим и сфероидальным распределением вещества. Поэтому наши результаты, касающиеся моделирования ИК спектров, должны быть в целом применимы и для несферических оболочек. При этом, однако, следует учитывать очевидные поправки. В частности, значения оптических толщин, полученные для сферических моделей, будут представлять собой усредненные по всем направлениям величины. Связь их с оптической толщиной по лучу зрения, например для сфероидального распределения вещества, будет зависеть от сплюснутости оболочки и ее ориентации.

Очевидно, что доля рассеянного излучения также будет зависеть от этих параметров, особенно при учете неизотропности рассеяния (см., например, рис. 4 в работе [Voshchinnikov et al., 1995a]). Сравним, для примера, результаты расчетов методом Монте-Карло, полученные Voshchinnikov and Karjukin [1994] для сфероидальных оболочек с разной оптической толщиной и сжатием (см. рис. 3 указанной работы). Если сравнить варианты с $\tau(0) = \tau(\varepsilon)\varepsilon^{(-1/3)}$, где ε — сжатие оболочки, то получим, что вклад рассеянного излучения для сферических оболочек на 10–15% превышает значение для сфероидальных оболочек при небольших τ и ε. Разница достигает 50% при $\tau \approx 1$ и $\varepsilon \approx 10$. Таким образом, полученные для сферических моделей потоки рассеянного излучения могут быть использованы в качестве первого приближения и в дальнейшем должны уточняться с учетом геометрии оболочки и анизотропности рассеяния (см. п. 2.2).

2.1.2 Модель пылевой смеси

На первом этапе моделирования использовалась смесь графитовых и силикатных частиц, предложенная Mathis et al. [1977] и называемая обычно "MRN смесью". Достаточно хорошо описывающая поглощение света в межзвездной среде и довольно просто моделируемая, эта смесь широко применяется при подобных расчетах, особенно при отсутствии надежных сведений о происхождении и эволюции пыли в данных объектах.

Смесь характеризуется четырьмя параметрами: минимальным и максимальным радиусами пылинок (пылинки считаются шарами), показателем степени q распределения частиц по размерам

$$n(a) \propto a^{-q} \tag{2.2}$$

и отношением числа силикатных и графитовых частиц в смеси. Оптические характеристики пылинок рассчитывались по теории Ми для сферических частиц с использованием оптических постоянных из работ [Draine, 1985, Draine, 1987].

Считается возможным, что в оболочках наряду с микронными частицами присутствуют и субмикронные. Последние должны быстро выметаться давлением излучения [см., например, Ильин и Вощинников, 1993; Il'in and Krivov, 1994]. Наличие субмикронных пылинок в оболочках Ae/Be звезд Хербига пока не доказано, однако, с другой стороны, оно не противоречит имеющимся наблюдательным данным (см., например, [Grady et al., 1995]). Вощинников и Гринин [1991] высказали предположение, что источником субмикронных пылинок во внутренних слоях оболочек могут быть облака, вызывающие минимумы блеска и, вероятно, разрушающиеся вблизи звезд. Сходный сценарий предполагается для звезд типа β Pic (см., например, недавние работы [Lecavelier Des Etangs et al., 1996] и [Greenberg and Li, 1996]).

Мы не включили в модель очень маленькие пылинки (ОМП) и большие полициклические ароматические углеводородные молекулы (ПАУ), которые, вероятно, присутствуют в межзвездной среде и, возможно, оболочках. И те, и другие не должны существенно влиять на поглощение и рассеяние света в видимой области, однако могут давать вклад в излучение в среднем ($\lambda\lambda \approx 3-20$ мкм) ИК диапазоне [Natta et al., 1993a; Natta and Krügel, 1995].

В межзвездной среде ПАУ, по-видимому, распределены весьма неоднородно. Мы считаем, что вопрос об эволюции и распределении ПАУ в оболочках требует специального рассмотрения. Что касается ОМП, то их присутствие в межзвездной среде, не говоря уже об околозвездных оболочках, пока нельзя считать доказанным.

Существующие в настоящее время методы учета эффектов ОМП и ПАУ при моделировании переноса излучения [Siebenmorgen and Krügel, 1992, Siebenmorgen et al., 1992] основываются на лабораторных данных для макроскопических частиц и могут быть, вероятно, применимы только для ОМП, но не ПАУ.

Заметим также, что спектральные наблюдения в области $\lambda 3$ мкм в поисках эмиссионных полос ПАУ на $\lambda 3.29$ мкм и $\lambda\lambda 3.4-3.6$ мкм для ряда звезд типа UX Ori (WW Vul, T Ori, R Mon, VV Ser) пока не дали положительных результатов [Brooke et al., 1993]. Кроме того, изображения в ближней ИК области (J, H, K), полученные Li et al. [1994] для 16 Ae/Be звезд Хербига, в том числе WW Vul, свидетельствуют о том, что почти все излучение на этих длинах волн приходит из внутренних слоев оболочек. Это не подтверждает предположение об излучении в этом диапазоне мелких частиц и ПАУ, так как в последнем случае излучение должно приходить и из других частей оболочек.

2.1.3 Метод расчета

Полное излучение от звезды, окруженной пылевой оболочкой, I_λ складывается из излучения самой звезды I_λ^*, ослабленного оболочкой, рассеянного излучения $\mathcal{I}_\lambda^{sca}$ и теплового излучения пыли $\mathcal{I}_\lambda^{IR}$

$$I_\lambda = I_\lambda^* e^{-\tau_\lambda^{(0)}} + \mathcal{I}_\lambda^{sca} + \mathcal{I}_\lambda^{IR}. \tag{2.3}$$

Здесь $\tau_\lambda^{(0)}$ — оптическая толщина оболочки на длине волны λ.

Значения I_λ мы рассчитывали по формуле

$$I_\lambda = I_\lambda^{Kurucz}\left[e^{-\tau_\lambda^{(0)}} + \frac{I_\lambda^{sca} + I_\lambda^{IR}}{I_\lambda^{BB}}\right], \tag{2.4}$$

где I_λ^{Kurucz} — интенсивность излучения звезды в соответствии с моделями звездных атмосфер, построенными Kurucz [1979], I_λ^{BB} — интенсивность излучения абсолютно черного тела с температурой, равной эффективной температуре звезды, а I_λ^{sca} и I_λ^{IR} — интенсивности рассеянного и теплового излучения пыли, рассчитанные в приближении чернотельного распределения энергии в спектре звезды.

Чтобы найти второе слагаемое в (2), необходимо решить уравнение переноса излучения совместно с уравнением теплового баланса. Для этого использовались комплексы программ E. Krügel [Chini et al., 1986] и А. Б. Меньщикова [Men'shchikov and Henning, 1997]. Подробнее программы описаны в следующих параграфах.

Зная интенсивность излучения от объекта на данной длине волны I_λ, можно определить величину ослабления излучения в оболочке

$$A_\lambda = \Delta m_\lambda = -2.5 \log[I_\lambda / I_\lambda^*], \tag{2.5}$$

и таким образом, построить зависимость околозвездного ослабления от длины волны.

Изменение показателей цвета во время затмений звезды пылевым облаком вычислялось по формуле

$$\Delta(X - Y) = -2.5 \log \frac{\left[I_X^* e^{-\tau_X^{(0)} - \tau_X^{(1)}} + (I_X^{sca} + I_X^{IR})\right] \left[I_Y^* e^{-\tau_Y^{(0)}} + (I_Y^{sca} + I_Y^{IR})\right]}{\left[I_Y^* e^{-\tau_Y^{(0)} - \tau_Y^{(1)}} + (I_Y^{sca} + I_Y^{IR})\right] \left[I_X^* e^{-\tau_X^{(0)}} + (I_X^{sca} + I_X^{IR})\right]}, \tag{2.6}$$

где $\tau^{(1)}$ — оптическая толщина экранирующего облака, а X и Y — длины волн соответствующих полос. Форма зависимости $\tau_\lambda^{(1)}$ выбиралась такой, что

$$\frac{\tau^{(1)}(\lambda_X)}{\tau^{(1)}(\lambda_Y)} \propto \left(\frac{\lambda_X}{\lambda_Y}\right)^{-\beta_{XY}}, \tag{2.7}$$

где показатель степени β_{XY} определяется из наблюдаемого наклона верхних частей цветовых треков [Вощинников, 1989]. Приближение (2.7) позволяет не принимать во внимание свойства пыли в облаках.

В ИК области спектра ($\lambda \gtrsim 0.7$ мкм) существенную роль начинает играть тепловое излучение пыли, поэтому учет I_λ^{IR} позволяет рассматривать поведение показателей цвета не только в видимом и УФ диапазонах спектра, но и в ИК. Отметим, что нами не учитывалось свободно-свободное излучение околозвездного газа, которое может давать вклад в ИК области спектра [Lorenzetti et al., 1983, Berrilli et al., 1987, Blanco et al., 1988, Berrilli et al., 1992]. Моделировалось поведение следующих показателей цвета: U-B, B-V, V-R, V-I, V-J, V-H, V-K и V-L. К сожалению, отсутствие подробных наблюдений в полосах J, H, K, L во время минимумов пока не позволяет эффективно использовать эти данные.

Приближение чернотельного распределения энергии в спектре звезды

Рассчитать тепловой баланс в оболочке, когда спектр источника отличается от чернотельного, очень трудоемко. Поэтому при моделировании переноса излучения в пылевых оболочках обычно предполагается, что центральная звезда излучает как черное тело. Считается возможным, однако, что некоторые из HAeBe звезд окружены очень горячими слоями газа [см. например, Catala and Kunasz, 1987], так что на коротких длинах волн поток излучения этих слоев может значительно превышать поток от фотосферы [см. рисунок в работе Kholtygin et al., 1997].

В приложении В показано, как связано излучение источника нагрева (центральной звезды) с излучением пыли и как влияет указанное предположение на результаты. Рассмотрен также возможный вклад излучения хромосферы. В частности, получено, что даже десятикратное превышение потока в диапазоне 900–1200 Å над потоком, рассчитанным в предположении чернотельного излучения звезды, приводит к ошибкам в определении температуры пыли менее 0.3%. Таким образом, локальными отклонениями в спектре источника от чернотельного распределения энергии в нашем случае действительно можно пренебречь.

Параметры модели

Все параметры модели можно разделить на две группы: параметры околозвездной оболочки и параметры пылевой смеси. К первым относятся внутренний радиус оболочки R_i (размер полости без пыли), внешний радиус R_o (размер оболочки), показатель степени α в законе распределения вещества вдоль радиуса и концентрация пыли на внутренней границе оболочки n_0. Вторая группа параметров характеризует размеры пылинок (a_{min} и a_{max} — минимальный и максимальный радиусы соответственно), распределение частиц по размерам (показатель степени q) и состав смеси ($n_C : n_{Si}$ — доля графитовых и силикатных частиц). Влияние всех этих параметров на результаты будет описано в главе 3.

Отметим здесь, что часто наиболее существенным оказывается влияние на результаты не отдельных параметров, а некоторой их комбинации, например оптической толщины оболочки $\tau = \tau_\lambda(a_{min}, a_{max}, q, n_C/n_{Si}, \alpha, R_i, R_o, n_0)$ или среднего альбедо пылинок $\langle\Lambda\rangle = \langle\Lambda\rangle(a_{min},a_{max},q,n_{Si}/n_C)$.

2.1.4 Комплекс программ E. Krügel и его модификация

Моделирование переноса излучения в пылевых оболочках предполагает совместное решение уравнения переноса излучения и уравнения теплового равновесия пыли. Для этого необходим итеративный процесс. Поэтому подавляющее большинство программ, работающих с двумерной геометрией пылевых комплексов, требует значительных затрат счетного времени на современных компьютерах (см. например, [Efstathiou and Rowan-Robinson, 1990, Collison and Fix, 1991, Spagna et al., 1991]). Возможные выходы из ситуации — решение уравнения переноса без уравнения энергетического баланса (см. например, [Voshchinnikov and Karjukin, 1994]) или использование заранее рассчитанного распределения температуры пыли в оболочке [Fischer, 1995, Fischer et al., 1994]. В первом случае не принимается во внимание тепловое излучение пыли и невозможно рассматривать связанные с этим наблюдательные данные (например, ИК спектры). Во втором случае проблема сводится к тому, как задать распределение температуры пыли.

Кроме того, как уже отмечалось, при моделировании части наблюдательных данных (кроме поляризации) эффекты несферичности оболочек, по крайней мере в первом приближении, несущественны. Поэтому мы остановили свой выбор на "одномерном" комплексе программ — E. Krügel [Chini et al., 1986] и "квазидвумерном" пакете А. Меньщикова [Men'shchikov and Henning, 1997]. Рассматривающие уравнение переноса излучения совместно с уравнением теплового равновесия, эти программы, в частности, позволяют нам подготовить распределение температуры пыли для решения задачи о переносе поляризованного излучения в несферичекой оболочке (см. п. 2.2.3).

Описание комплекса

Программа E. Krügel решенает уравнение переноса излучения в сферически-симметричной оболочке вокруг чернотельного источника излучения совместно с уравнением теплового баланса пылинок. Температура пыли T_{id} и интенсивность излучения I внутри пылевого облака, как функция радиуса r, направления μ и частоты ν, находятся из уравнений

$$\mu\frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r}\frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} = \Sigma_i\{-\sigma_{i\nu}^{abs}\left(I_\nu - B_\nu\left(T_{id}\right)\right) - \sigma_{i\nu}^{sca}\left(I_\nu - J_\nu\right)\}, \tag{2.8}$$

$$\int_0^\infty \sigma_\nu^{abs}\left(B_\nu\left(T_{id}\right) - J_\nu\right)d\nu = 0. \tag{2.9}$$

Здесь $\sigma_{i\nu}^{abs}$ и $\sigma_{i\nu}^{sca}$ — коэффициенты поглощения и рассеяния соответственно, J_ν — средняя интенсивность излучения в оболочке, а индекс i относится к одному из двух пылевых компонентов (графит или силикат). Считается, что на внешней границе оболочки отсутствует излучение, приходящее снаружи. На внутренней границе поток излучения определятся лишь излучением центрального источника.

Сначала решается уравнение переноса излучения (2.8) методом, описанным в работе Hummer and Rybicki [1971]. При этом используется некоторая начальная аппроксимация распределения температуры пыли (например, аналогичная полученной в приложении А). Затем из уравнения теплового равновесия (2.9) находится новое распределение и т.д. до достижения заданной точности результата.

Обычно берется 40–50 точек вдоль радиуса, 80 точек по частоте в диапазоне, соответствующем 912 Å–1.4 мкм и 4–11 точек по размерам частиц.

Программа нигде подробно не описана, поэтому скажем несколько слов о ее структуре. Комплекс состоит из двух отдельных программ. Первая из них "**hii**"[1] реализует

[1]Жирным шрифтом выделены программные модули, в которые внесены изменения и встроены новые блоки.

собственно решение уравнений (2.8)–(2.9) и включает 7 подпрограмм:

- **input** — чтение и обработка входных параметров и таблиц с факторами эффективности поглощения и рассеяния излучения, переход к единым единицам измерения, расчет концентрации пыли в каждой точке оболочки, а также сечений эффективности поглощения и рассеяния пыли, оптических толщин и среднего альбедо пыли на каждой длине волны;

- **edf** — решение уравнения переноса излучения (2.8) методом Hummer and Rybicki [1971];

- **tempmrn** — вычисление температуры пыли каждого сорта для каждого размера в каждой точке пространственной сетки (см. уравнение 2.9);

- bpl — расчет планковской интенсивности излучения абсолютно черного тела на данной длине волны для заданного значения температуры;

- girl, isrf, locat — вспомогательные подпрограммы.

Вторая программа "**read**" обрабатывает результаты, полученные в первой, приводит их к нужным единицам, к виду, удобному для сравнения с рассматриваемыми наблюдениями и т.п. Она также обращается к подпрограммам bpl и locat.

Изменения и дополнения

Оригинальная версия кода предназначена для расчета спектрального и полного потока излучения, выходящего из оболочки. Наша задача заключалась в совместном моделировании распределения энергии в спектре, кривых околозвездного ослабления и диаграмм “показатель цвета – звездная величина”. Таким образом, для решения поставленной задачи программу необходимо было расширить. Кроме того, потребовалось внести ряд других изменений. В результате, комплекс был дополнен четырьмя новыми модулями — для моделирования поведения цветов в минимумах, кривых околозвездной экстинкции, расчета оптических толщин на разных длинах волн и массы оболочки, а также нормирования спектров в УФ области. Несколько блоков было изменено: модифицирован расчет сечений ослабления, предусмотрена возможность использования нестепенных распределений частиц по размерам, произведен переход к другим единицам измерения (удобным для сравнения с наблюдениями) и т.д. Далее мы кратко опишем основные изменения и дополнения.

Построение диаграмм "цвет-величина". Как уже отмечалось, изменение показателей цвета во время затмений вычислялось по формуле (2.6). Соответствующий блок был встроен в программу read. Небольшие сопутствующие изменения внесены также в подпрограмму input и основную программу hii.

Из формулы (2.6) видно, что для расчета изменения показателей цвета $\Delta\ (X-Y)$ необходимо знать интенсивность излучения звезды на данных длинах волн I_λ^*, интенсивность излучения оболочки (рассеянного и теплового) $I_\lambda^{sh} = I_\lambda^{sca} + I_\lambda^{IR}$, оптические толщины оболочки $\tau_\lambda^{(0)}$. Программа дает только интенсивность излучения звезды и полная интенсивность излучения объекта звезда+оболочка $I_\lambda(0)$. Поэтому интенсивность излучения оболочки I_λ^{sh} находилась следующим образом

$$I_\lambda^{sh} = I_\lambda^{sca} + I_\lambda^{IR} = I_\lambda(0) - I_\lambda^* e^{-\tau_\lambda^{(0)}}. \tag{2.10}$$

Расчет величин $\tau_\lambda^{(0)}$ оболочки описан чуть ниже.

Что касается оптических толщин облака $\tau_\lambda^{(1)}$, то они изменялись от 0 до некоторого разумного значения, при котором наступает почти полное затмение звезды (обычно $\tau_V^{(1)} \approx 3-5$ было достаточно). Волновая зависимость оптической толщины облака задавалась в соответствии с формулой (2.7).

Кривые околозвездной экстинкции. Величина поглощения на каждой длине волны рассчитывалась по формуле

$$A_\lambda = \Delta m_\lambda = -2.5 \log[I_\lambda(0)/I_\lambda^*]. \tag{2.11}$$

На практике обычно рассматривают не $A(\lambda)$, а используют нормированные зависимости

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = \frac{A_\lambda - A_V}{A_B - A_V}$$

или

$$A_{\lambda-U} = A_\lambda - A_U.$$

При изучении экстинкции в околозвездных оболочках иногда целесообразно сравнить кривые околозвездной экстинкции (с учетом рассеянного и теплового излучения оболочки — см. (2.11)) с ослаблением на луче зрения

$$A_\lambda^{ls} = -2.5 \log \frac{I_\lambda - (I_\lambda^{sca} + I_\lambda^{IR})}{I_\lambda^*}.$$

В программе мы реализовали все указанные возможности. Соответствующий модуль добавлен в программу read.

Распределение энергии в УФ и видимой областях спектра. Для лучшего сравнения с наблюдательными данными в УФ и видимой областях спектра полученные потоки нормировались в соответствии с моделями атмосфер Kurucz [1979] — см. формулу (2.4). При этом интенсивность излучения оболочки I_λ^{sh} находилась по формуле 2.10. Новый блок (считывание данных для моделей Kurucz и пересчет потоков) подключен к программе read.

Расчет коэффициентов ослабления и оптических толщин. Изначально программа Krügel работала со степенным распределением пыли по размерам ($n(a) \propto a^{-q}$). Поэтому в разных местах программы вычислялись интегралы вида

$$\int_{a_{min}}^{a_{max}} f(a)a^{-q}da,$$

где $f(a)$ — некоторая функция от размера пылинки a, например, факторы эффективности поглощения и рассеяния излучения или геометрическое сечение частиц. Так, при расчете *коэффициентов поглощения и рассеяния* пыли σ, используемых при решении системы (2.8, 2.9), считались интегралы

$$\int_{a_{min}}^{a_{max}} Q(a)a^2a^{-q}da,$$

так что в данном случае $f(a) = Q(a)a^2$. Здесь $Q(a)$ — факторы эффективности ослабления излучения, заданные в виде таблиц на сетке размеров частиц. При этом сетка построена таким образом, что $a_{n+1} = 2a_n$. Указанные интегралы вычислялись в программе по формуле прямоугольников

$$\int_{a_1}^{a_n} f(a)a^{-q}da = \sum_{i=1}^{n} f(a_i)a_i^{-q}a_i. \tag{2.12}$$

Для нашей задачи формула оказывается слишком грубой и всегда дает существенно искаженные значения, например при вычислении оптических толщин оболочки. Оптические толщины, в свою очередь, используются при построении диаграмм "показатель цвета–звездная величина" и кривых околозвездного ослабления (см. начало данного параграфа). Кроме того, суммирование в программе Krügel ошибочно проводилось до n-го размера, увеличивая погрешность. Не меняя структуры программы и оставляя принятую сетку размеров пылинок $a_{n+1} = 2a_n$, мы заменили формулу (2.12) более точной:

$$\int_{a_1}^{a_n} f(a)a^{-q}da = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{2}a_i^{-q}a_i\left[f(a_i) + 2^{-q}f(a_{i+1})\right], \tag{2.13}$$

и внесли соответствующие изменения в подпрограммы input, edf, tempmrn.

Как отмечено выше, для расчета изменения показателей цвета и волновой зависимости околозвездной экстинкции необходимо знать *оптические толщины оболочки* на разных длинах волн. При этом для нас важно знать не только полные оптические толщины, но и толщины для поглощения и рассеяния (см. раздел 3.1.3). Расчет величин $\tau_\lambda^{abs}, \tau_\lambda^{sca}, \tau_\lambda^{ext}$ по формулам вида:

$$\tau_\lambda = \int_{R_i}^{R_o} \sigma_\lambda n(r) dr \tag{2.14}$$

добавлен в программу hii. Для тестирования мы рассчитали при помощи оригинальной и исправленной версий оптические толщины для следующей пылевой смеси: $a_{min} = 0.0075$ мкм, $a_{max} = 0.24$ мкм, $q = 3.5$. В табл. 2.1 приведены результаты, а также точные значения. Если в оригинальном варианте отличие от точного значения достигало 15–20%, то в исправленном оно не превышает 5%, что вполне достаточно для нашей цели.

Таблица 2.1: Оптические толщины в программе E. Krügel

τ_λ/τ_U	Точное значение	Оригинальная версия	Исправленная версия
τ_B/τ_U	0.83	0.89	0.84
τ_V/τ_U	0.65	0.71	0.62
τ_R/τ_U	0.49	0.58	0.49
τ_I/τ_U	0.38	0.47	0.38

В программу hii добавлен расчет *массы* пыли в оболочке и вычисление усредненного по ансамблю альбедо пылевой смеси

$$\langle\Lambda\rangle_\lambda = \frac{\sigma_\lambda^{sca}}{\sigma_\lambda^{sca} + \sigma_\lambda^{abs}}. \tag{2.15}$$

Распределение частиц по размерам. Большинство существующих моделей межзвездной пыли не предполагает степенного распределения частиц по размерам. Например, в модели Kim et al. [1994] имеем

$$n(a) = n_0 a^{-\gamma} e^{-a/a_0}, \tag{2.16}$$

где γ, a_0 — некоторые параметры. В модели Mathis [1996]

$$n(a) = n_0 a^{-q} e^{-\left(\gamma_1 a + \gamma_2 a^{-1} + \gamma_3 a^2\right)}. \tag{2.17}$$

В модели Greenberg and Li [1997] принимается экспоненциальное распределение.

Для того, чтобы использовать разные модели пыли, мы внесли изменения в соответствующие места подпрограммы input, снова воспользовавшись формулой (2.13), где $-q = 2$ при расчете коэффициентов и геометрических сечений ослабления, и $-q = 3$ при расчете числа пылинок в единице объема и массы оболочки. Функция $f(a)$ определялась как $Q(a)n(a)$ в первом случае и $n(a)$ — во втором.

Тестирование проведено для модели Mathis [1996], которая будет использоваться нами при изучении эффектов пористости пыли (п. 4.3). Альбедо на разных длинах волн, полученное с нашей подпрограммой, сравнивалось с альбедо, найденным с помощью программных инструментов из книги [Борен, Хафман, 1986]. Отличие не превзошло 1–2% для всех рассчитанных вариантов.

2.1.5 Комплекс программ А. Б. Меньщикова

Мы не будем останавливаться на деталях, поскольку алгоритм подробно описан Men'shchikov and Henning [1997], и ограничимся общей характеристикой комплекса.

Как и программа Krügel, пакет программ Меньщикова позволяет моделировать перенос излучения в пылевых оболочках. Рассматриваются уравнения переноса излучения (2.8) и теплового равновесия (2.9). Они решаются методом, описанным Yorke [1980a].

Основная особенность программы — возможность работы с квази-двумерной геометрией оболочек. Использованный метод решения [Yorke, 1980] обобщен на случай "сглаженной" дискообразной геометрии (сфера без двух полярных конусов). Это позволяет рассматривать перенос излучения в дискообразных оболочках без существенных затрат компьютерного времени, характерных для алгоритмов, работающих с двумерной геометрией.

Программа позволяет строить карты распределения интенсивности излучения в оболочках и была использована нами для этой цели (см п. 4.4.2). Предварительно она была оттестирована. Для этого мы рассчитали спектральные распределения энергии для нескольких одинаковых вариантов, используя оба имеющихся комплекса программ, а именно программы Krügel и Меньщикова. В ходе тестирования был исправлен некорректный учет в программе Меньщикова вкладов двух разных (например, силикатного и графитового) пылевых компонентов модели.

2.2 Сфероидальная модель оболочки

2.2.1 Модель пылевой оболочки

Как уже отмечалось, высокая степень поляризации звезд типа UX Ori свидетельствует о том, что распределение вещества в их оболочках не является сферически-симметричным. При моделировании поляриметрических наблюдательных данных мы предполагаем, что вещество в оболочке распределено по следующему закону:

$$n(r) \propto \left(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2 \frac{a^2}{b^2} \right)^{-\alpha/2}, \tag{2.18}$$

где r_x, r_y и r_z — координаты точки, а эквиденситы имеют вид эллипсоидов вращения с полуосями a и b.

В центре оболочки предполагается наличие сферической полости, внутри которой пыль отсутстует. Внешний радиус оболочки выбирался равным достаточно большой величине, чтобы не было явного противоречия с наблюдаемыми потоками излучения в далекой ИК области.

2.2.2 Модели пылевой смеси

Сначала, как и раньше, использовалась пылевая смесь, называемая обычно "MRN смесью" [Mathis et al., 1977]. Как уже говорилось, MRN смесь состоит из силикатных и графитовых частиц со степенным распределением по размерам $n(a) \propto a^{-q}$ и характеризуется четырьмя параметрами: минимальным радиусом частиц a_{min}, максимальным радиусом a_{max}, показателем степени α и относительным содержанием частиц разного сорта n_C/n_{Si}. Факторы эффективности ослабления, поглощения и рассеяния света пылинками, а также матрица рассеяния рассчитывались по теории Ми для сферических частиц [Борен, Хафман, 1986], оптические постоянные для графита и силиката брались из работ Draine [1985, 1987].

В последнее время получено довольно много свидетельств в пользу того, что пыль вокруг молодых звезд имеет иные свойства, чем межзвездная пыль (см. например, [Henning and Stognienko, 1996, Waelkens et al., 1996, Voshchinnikov et al., 1996]). Как будет показано в разделе 3.2, использование смесей типа MRN не позволяет одновременно объяснить имеющиеся наблюдательные данные для звезд типа UX Ori. Кроме того, существует проблема быстрого выметания субмикронных частиц из внутренних слоев оболочек под действием светового давления (см. п. 2.1.2). Подобные же трудности встречаются и при изучении пылевых дисков вокруг звезд типа β Pic (см. например, Nakamura [1998]), которые как считается, представляют собой следующий этап в эволюции Ae/Be звезд Хербига. В случае β Pic Li and Greenberg [1998], Nakamura [1998] и Pantin et al. [1997] предложили пористые модели околозвездной пыли. Более этого, если считать, что пыль во внутренние слои поставляется кометообразными телами, то пористость околозвездных частиц вполне естественна. Grün et al. [1993] и Thiel et al. [1993], проводившие лабораторные эксперименты по изучению эволюции пылевых частиц в вакууме, пришли к выводу, что бóльшая часть частиц, выбрасываемых из ядер комет, должна быть пористой. В связи с перечисленным, мы провели ряд вычислений для пористых пылинок, чтобы проверить, как возможное присутствие таких частиц сказывается на результатах моделирования.

Кроме квази-MRN модели (частицы с фактором заполнения f <1), мы рассмотрели две другие модели пористой пыли:
1) модель Mathis [1996] с умеренно пористыми, неоднородными пылинками (агрегаты, включающие субчастицы из силиката, аморфного углерода и графита), имеющими следующее распределение по размерам:

$$n(a) \propto a^{-q} e^{-\left(\gamma_1 a + \gamma_2 a^{-1} + \gamma_3 a^2\right)}, \tag{2.19}$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — некоторые постоянные;
2) модель Greenberg and Li [1997] с очень пористыми частицами (агрегаты из субчастиц с силикатным ядром и органической оболочкой) с экспоненциальным распределением по размерам.

Пористость и неоднородность частиц во всех моделях моделировалась в приближении эффективного показателя преломления, рассчитываемого с использованием правила Браггмана [Борен, Хафман, 1986].

2.2.3 Метод расчета

Расчет переноса излучения

Для моделирования переноса поляризованного излучения в среде с несимметричным распределением пылевого вещества мы выбрали метод Монте-Карло.

Использованная нами программа [Fischer, 1992] позволяет рассчитывать перенос поляризованного излучения в пылевых оболочках с произвольной геометрией и структурой. При этом источниками излучения являются как звезда, так и находящиеся в оболочке пылинки. Подробнее программа описана в следующем параграфе.

Распределение температуры пыли

Моделирование ИК потоков от оболочек требует учета теплового излучения пыли, а для этого, в свою очередь, необходимо знать распределение температуры пыли в оболочке. Таким образом, для совместного решения уравнений переноса поляризованного излучения и теплового баланса необходим итеративный процесс. Метод Монте-Карло исключительно неэффективен для этой цели ввиду значительных затрат счетного времени. Обычно распределение температуры пыли в оболочке может быть получено при моделировании переноса неполяризованного излучения, причем, для наших сфероидальных оболочек с небольшой оптической толщиной, — в одномерном случае.

Для определения температуры пыли мы использовали полученные предварительно результаты для сферических оболочек, распределение вещества в которых описывалось степенным законом (2.1) с показателем степени α тем же, что и в ф-ле (2.18), и коэффициентом пропорциональности, определенным из равенства масс сфероидальной и сферической оболочек.

Полученное распределение температуры вдоль радиуса в сферической оболочке аппроксимировалось степенным законом и считалось действительным и для экваториальной плоскости сфероидальной оболочки. Поскольку для оптически тонкой оболочки нагрев пыли определяется в основном прямым излучением звезды, может быть использовано следующее приближение:

$$T(\mathbf{r}) = T_\circ(|\mathbf{r}|) \exp\left[\left(\tau_\circ(|\mathbf{r}|) - \tau(\mathbf{r})\right)/4\right],$$

где $\tau(\mathbf{r})$ и $\tau_\circ(|\mathbf{r}|)$ оптическая толщина оболочкм от центра до данной точки, $T(\mathbf{r})$ и $T_\circ(|\mathbf{r}|)$ — температура пыли для сфероидальной и сферической оболочек соответственно.

Моделирование изменений блеска и поляризации

Наблюдаемая поляризация НАеВе звезд $\mathbf{P}_{obs}(\Delta m)$, по-видимому, складывается из трех составляющих [см. например, Бердюгин и др., 1990; Grinin, 1992] — межзвездной (МЗ) поляризации $\mathbf{P}_{IS}$, поляризации, обусловленной оптическим дихроизмом вещества в околозвездной оболочке, $\mathbf{P}_{CS}$, и поляризации, обусловленной рассеянием света околозвездной пылью, $\mathbf{P}_{sh}(\Delta m)$ (заметим, что все относится к одной длине волны, а индекс λ здесь и далее опущен для краткости записи). Неполяризованный свет звезды (параметры Стокса — $I_*, 0, 0, 0$) проходит через слой пыли оптической толщины τ_0. К нему добавляется линейно поляризованное рассеянное излучение оболочки $(I_{sh}, Q_{sh}, U_{sh}, 0)$. На пути к наблюдателю, это излучение проходит еще через слой МЗ пыли. Кроме того, звезда может быть экранирована облаком оптической толщины τ_1. С учетом всего этого в приложении Г получены формулы (Г.8), описывающие изменение наблюдаемой поляризации объекта $\mathbf{P}_{obs}$ с блеском, которые могут быть записаны в следующем виде:

$$\mathbf{P}_{obs}(\Delta m) = \mathbf{P}_{IS} + \mathbf{P}_{CS}\left(1 - \frac{I_{sh}}{I(0)10^{-0.4\Delta m}}\right) + \mathbf{P}_{sh}\frac{I_{sh}}{I(0)10^{-0.4\Delta m}}. \tag{2.20}$$

Здесь $I(0) = I_* e^{-\tau_0} + I_{sh}$ — полное излучение объекта в максимуме блеска, а Δm — изменение его звездной величины по сравнению с максимумом.

Таким образом, изменение поляризации рассчитывалось по формуле (2.20), где параметры поляризации, обусловленной рассеянием излучения в оболочке, в максимуме блеска $\mathbf{P}_{sh}(0)$ вычислялись при помощи программы Fischer [1992, 1995]. Составляющие $\mathbf{P}_{IS}$ и $\mathbf{P}_{CS}$ оценивались из наблюдательных данных — см. подробнее приложение Г.

Расчеты изменения показателей цвета проводились по формуле (2.6), при этом соответствующие интенсивности находились для сфероидальных моделей.

Параметры модели

Все параметры модели, как и в случае сферической оболочки, можно разделить на две группы: параметры околозвездной оболочки и параметры пылевой смеси. К первым, кроме внутреннего радиуса оболочки R_i, внешнего радиуса R_o, показателя степени в законе распределения вещества вдоль радиуса α и концентрации пыли на внутренней границе оболочки n_0, теперь относится еще и сжатие оболочки ε.

Вторая группа параметров не изменилась по сравнению со сферической моделью.

2.2.4 Комплекс программ O. Fischer, его тестирование и модификация

Этот комплекс предназначен для интерпретации поляризационных наблюдений и карт. Как и в других аналогичных программах, в нем используется метод Монте Карло [Daniel, 1978, Bastien and Menard, 1988, Gledhill, 1991, Whitney and Hartmann, 1992, Voshchinnikov and Karjukin, 1994, Fischer et al., 1994]. Это статистический метод, основные преимущества которого — возможность работы с оболочками с произвольной геометрией, учет многократного рассеяния и точная имитация процесса рассеяния. Излучение объекта представляется совокупностью конечного числа фотонов. Стартуя со звезды с заданными характеристиками, фотоны “путешествуют” в оболочке, рассеиваясь и поглощаясь по пути. Движение фотона определяется случайными величинами, такими как длина свободного пробега и направление распространения. Во время блуждания фотона в оболочке его характеристики — параметры Стокса и вес (энергия в условных единицах) — меняются в результате рассеяний и поглощений. Параметры излучения, вышедшего из оболочки, определяются путем суммирования параметров отдельных фотонов.

Основные преимущества программы Fischer по сравнению с другими аналогичными пакетами — учет излучения пыли, возможность построения поляризационных карт, произвольная геометрия оболочек (форма и закон распределения вещества).

Описание комплекса

Как уже сказано, при моделировании переноса поляризованного излучения в оболочке рассматривается движение в ней некоторого числа фотонов. Фотоны стартуют со звезды с заданными параметрами Стокса. Для неполяризованного света $I = W$, где W — вес фотона, а $Q = U = V = 0$. Изменение параметров Стокса (вектор $\mathbf{I}$) в процессе перемещения фотона в оболочке описывается матрицей рассеяния $\hat{\mathrm{S}}$ (после каждого рассеяния):

$$\mathbf{I}_k = \hat{S}\mathbf{I}_{k-1}. \tag{2.21}$$

При этом интенсивность излучения I_k нормируется с учетом поглощения

$$I_k = \langle\Lambda\rangle I_{k-1}. \tag{2.22}$$

Здесь $\langle\Lambda\rangle = \langle C_{sca}\rangle/\langle C_{ext}\rangle$ — альбедо. Поскольку обычно рассматривается смесь частиц разного сорта и размера, рассеяние и поглощение характеризуются усредненными величинами эффективных сечений ослабления и элементов матрицы рассеяния. После последнего рассеяния фотон становится наблюдаемым в соответствующем направлении (т.е. он попадает в k-ю плоскость проекции, где плоскость проекции связана с углом, под которым видна оболочка).

Для построения карт интенсивности и поляризации каждая плоскость проекции разбивается на ячейки (аналог пикселей CCD матрицы). Параметры Стокса в ячейке определются как сумма соответствующих параметров всех взвешенных фотонов, попавших в ячейку, и служат для расчета степени и позиционного угла поляризации:

$$\begin{aligned} P_l &= \frac{\sqrt{Q^2+U^2}}{I} \\ \Theta &= \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \\ P_c &= \frac{V}{I}. \end{aligned} \tag{2.23}$$

Сумма весов всех фотонов в ячейке пропорциональна относительной интенсивности, что позволяет строить карты распределения интенсивности.

Сумма параметров фотонов, попавших во все ячейки данной плоскости проекции, определяет полную поляризацию и относительную интенсивность, наблюдаемые в данном направлении.

Кроме центральной звезды, источниками излучения являются также пылинки, распределенные по оболочке. Для моделирования излучения пыли оболочка разбивается на цилиндрические кольцеобразные слои вокруг оси симметрии оболочки. Температура и плотность пыли внутри кольца считаются постоянными. Точки "рождения" фотонов распределены в цилиндре равномерно, и их количество зависит от концентрации и температуры пыли.

Структура программы

Комплекс программ Fischer включает в себя 27 подпрограмм и одну функцию. Кратко опишем его структуру.

Определение модели, ввод параметров, подготовительный этап

Подпрограмма **BEGIN** (обращается также к модулям DUSTTYP, **DUSTNDENSITY**, **DUSTTEMPERATURE**, определяющим распределение пыли по сортам, распределение плотности и температуры в оболочке) производит:

- чтение параметров модели, оптических характеристик пыли и матрицы рассеяния;
- расчет оптических толщин и массы оболочки;
- разбиение оболочки на круговые цилиндры.

Перенос излучения звезды

Для каждого фотона вызывается STARTS (NEWPHOS, EMISS [RAN2], VECTOR, MATRIX, GO [RAN2, DUSTTYP, **DUSTNDENSITY**]), которая выполняет:

- инициализацию взвешенного фотона;
- определение направления движения и длины свободного пробега;
- вращение системы координат.

Фотон не покинул оболочки

вызывается INDUST (DUSTTYP, MIESCA [RAN2], VECTOR, MATRIX, TRAFO, GO [RAN2, DUSTTYP, **DUSTNDENSITY**]), где выполняется:

- преобразование вектора Стокса в результате события рассеяния;
- вращение СК;
- определение направления дальнейшего движения и длины свободного пробега фотона.

Фотон покинул оболочку

вызывается WATCH (OBSDIR, PROJEC, RELATE, COLLEC, STATIS) — фотон стал “виден” в определенном направлении, поэтому необходимо произвести с ним следующие операции:

- выбор ячейки, в которую фотон попал;
- преобразование вектора Стокса к СК наблюдателя;
- собирание фотонов в ячейках и плоскостях проекции;
- статистика и контроль вылетевших фотонов.

Тепловое излучение пыли

Расчет числа фотонов, родившихся в оболочке, и весов фотонов, стартующих в каждом цилиндре, выполняется в подпрограммах **ALLREEMIS** (DUSTTYP, **DUSTNDENSITY**, **DUSTTEMPERATURE**) и **REEMIS** (DUSTTYP, **DUSTNDENSITY**, **DUSTTEMPERATURE**).

Контроль работы кода осуществляется модулем TERMCON4.

Для каждого фотона вызывается

STARTD (NEWPHOD, POINT [RAN2], EMISS [RAN2], VECTOR, MATRIX, GO [RAN2, DUSTTYP, **DUSTNDENSITY**]), где имеют место:

- инициализация взвешенного фотона — расчет точки старта, веса, вектора Стокса;
- определение направления движения и длины свободного пробега;
- вращение системы координат.

Движение фотона в оболочке — аналогично движению фотона, стартовавшего со звезды.

Результаты

RESULT:

- проверка условия сохранения энергии (начальная интенсивность = полученная + поглощенная);
- расчет степени линейной и круговой поляризации и позиционного угла для каждой ячейки (построение поляризационных карт);
- расчет степени линейной и круговой поляризации и позиционного угла для каждой плоскости (полная наблюдаемая поляризация объекта);
- обработка и запись результатов.

Адаптация, изменения, тестирование

Как и в предыдущем, сферичеки-симметричном случае (см. п. 2.1.4), решение поставленной задачи потребовало дополнить и несколько изменить программу. Прежде всего, были добавлены подпрограммы для моделирования диаграмм “показатель цвета – звездная величина” и изменения степени линейной поляризации с блеском. Был добавлен, в частности, переход к абсолютным единицам измерения, необходимый для построения карт интенсивности (см. ниже). Подключены соответствующие распределения плотности и температуры пыли в оболочке. При этом предусмотрена возможность чтения этих данных из файлов и их интерполяции. Внесены также и другие изменения, например, для решения возникших проблем с точностью вычислений.

Переход к абсолютным единицам. В методе Монте-Карло поле излучения представляется набором фотонов, путешествующих в оболочке. После нескольких "встреч" с пылинками фотон либо гибнет, либо покидает оболочку. Если он вылетает в заданном направлении, он регистрируется наблюдателем. Именно эта идеология определяет основные преимущества метода — удобство моделирования переноса излучения в оболочках с произвольной геометрией. При этом, однако, все интенсивности и потоки в программе измеряются не в абсолютных единицах, а в "фотонах". Это несущественно, если рассматривается только поляризация, но если требуется рассчитать потоки, то необходим переход от относительных "фотонных" единиц к абсолютным.

Отметим еще, что в программе Fischer используются так называемые "взвешенные" фотоны, которые, в отличие от "обычных", при каждом акте поглощения не исчезают, а лишь теряют некоторую часть энергии. Иными словами, изменяется "вес" фотона. В результате, программа дает суммарный вес вышедших из оболочки фотонов I^k_{sum}. Индекс k означает, что фотоны попали в k-ю плоскость проекции.

В случае карт распределения интенсивности необходимо рассматривать не всю плоскость, а отдельные ее ячейки. Для каждой ячейки суммарный "вес" попавших в нее фотонов составляет $I^{i,j,k}_{sum}$, где индексы i, j определяют положение ячейки в плоскости проекции. Можно считать, что в ячейку попало $I^{i,j,k}_{sum}$ фотонов с единичным весом. Чтобы получить средний поток фотонов $I^{i,j,k}$ (с единичным весом) на расстоянии d от объекта, величину $I^{i,j,k}_{sum}$ разделим на площадь поверхности одной ячейки в k-й плоскости проекции:

$$I^{i,j,k} = \frac{I^{i,j,k}_{sum}}{\left(2\pi d^2 \Delta \cos\theta_k\right) / \left(\mathcal{I} \cdot \mathcal{J}\right)}, \tag{2.24}$$

где $\mathcal{I} \cdot \mathcal{J}$ — полное число ячеек в плоскости.

Теперь свяжем величину $I^{i,j,k}$ с излучением звезды. Если в единицу времени со звезды стартует N_* фотонов с единичным начальным весом каждый, то их суммарный "вес" равен N_*. Светимость звезды в абсолютных единицах —L_*, тогда энергия одного фотона с единичным весом равна L_*/N_*.

Таким образом, поток излучения на расстоянии d от звезды для данной ячейки в абсолютных единицах равен

$$I^{i,j,k}_{abs} = \frac{I^{i,j,k}_{sum}(\mathcal{I} \cdot \mathcal{J})}{2\pi d^2 \Delta \cos\theta_k} \frac{L_*}{N_*}. \tag{2.25}$$

Соответсвующий блок для перехода к абсолютным единицам встроен в подпрограмму RESULT.

Изменение показателей цвета и линейной поляризации в минимумах. При моделировании диаграмм “показатель цвета – звездная величина” использовались те же соотношения, что и в случае сферически-симметричных оболочек — см. параграф 2.1.4. Изменение степени поляризации рассчитывалось по формуле (2.20), выведенной в приложении Г. Данная формула уже обсуждалась в разделе 2.2.3.

Для расчета изменений показателей цвета и степени поляризации подготовлены специальные программы CMDs и POVAR, которые могут работать как подпрограммы в программе O. Fischer или как независимые программы.

Распределение плотности вещества. Выше уже отмечалось, что метод Монте-Карло позволяет рассматривать оболочки с произвольной геометрией и распределением вещества. В данной программе это реализовано следующим образом. Во время продвижения фотона он оказывается в разных частях оболочки или вне ее (после последнего рассеяния). В этот момент необходимо определить, находится ли он еще в оболочке и, если да, то какова плотность вещества в данной точке. Тогда вызывается подпрограмма DUSTNDENSITY, которая и дает ответы на эти вопросы.

Эту подпрограмму необходимо адаптировать в соответствии с поставленной задачей. В нашем случае был задан сфероидальный закон распределения вещества, и расчеты проводились по формуле (2.18). Внутренняя и внешняя граничные поверхности оболочки (“форма”) принимались сферическими.

Для перехода от концентрации к плотности пыли (например, при расчете массы оболочки) в программе необходимо задать среднюю массу пылинки. Для этого была написана утилита GRAM, рассчитывающая эту величину для заданных параметров пылевой смеси:

$$\langle m\rangle = \frac{4}{3}\pi\rho\frac{\int_{a_{min}}^{a_{max}} a^3 n(a)da}{\int_{a_{min}}^{a_{max}} n(a)da}, \tag{2.26}$$

где $n(a)$ задавалось в соответствии с принимаемой моделью пыли (например, (2.2), (2.16) или (2.17)).

Распределение температуры пыли в оболочке. При моделировании использовались распределения температуры пыли вдоль радиуса, полученные для сферических моделей и аппроксимированные степенным законом (см. п. 2.2.3). Соответствующее распределение температуры пыли задается в подпрограмме DUSTTEMPERATURE.

Мы предусмотрели возможность чтения распределения температуры и плотности, заданных таблично, из подготовленного заранее файла (в этом случае отпадает необходимость аппроксимации распределения какой-либо аналитической функцией). Интерполяция для заданных координат производится добавленными утилитами MIPCUB (интерполяция) и LOCATE (определение положения заданного элемента в массиве) [см. Steffen, 1990].

Тестирование. Для проверки работы комплекса программ Fischer, а также внесенных изменений была проведена серия тестовых расчетов. Тестирование расчета распределения плотности в оболочке было проведено двумя путями.

1. Мы рассмотрели случай, когда $a = b$, т.е. сферическое распределение вещества, и сравнили оптическую толщину и массу оболочки, полученные с использованием данного комплекса и программы Меньщикова. При одинаковой массе оболочки $M_{shell} = 3.61\, M_\odot$ оптические толщины в полосе V оказались равными 0.65 и 0.66 соответственно.

Кроме того, были рассчитаны варианты для разных длин волн (U,B,V,R,I). Полученная зависимость $\tau(\lambda)$ оказалась такой же, как и по результатам расчетов с другими программами.

2. При принятом сфероидальном распределении вещества (2.18) для отношения оптических толщин вдоль осей x (или y) и z должно выполняться следующее соотношение

$$\frac{\tau_x}{\tau_z} = \frac{Q_{ext} \int_{R_i}^{R_o} n_0 x^{-\alpha} dx}{Q_{ext} \int_{R_i}^{R_o} n_0 \left(z \frac{a}{b}\right)^{-\alpha} dz} = \left(\frac{a}{b}\right)^{\alpha}. \tag{2.27}$$

Было рассчитано несколько вариантов с различными a, b и α. Отличие величин τ_x/τ_z и $(a/b)^\alpha$ было в пределах 10%. Отметим, что для быстроты варианты рассчитывались с малым числом узлов вдоль осей.

Следующие тесты относятся к проверке работы программы и перехода к абсолютным единицам.

1. Тест для рассеяния в оптически тонких оболочках. Как известно, в оптически тонких оболочках доля рассеянного излучения составляет [Соболев, 1985]

$$\frac{I_{sca}}{I_* e^{-\tau}} = \tau\Lambda. \tag{2.28}$$

Мы рассчитали два варианта с оптической толщиной оболочки $\tau = 0.0788$ и $\tau = 0.1577$. Усредненное по ансамблю частиц значение альбедо составляло $\Lambda = 0.553$, так что соответствующие значения $\tau\Lambda$ равны 0.0436 и 0.0872. Полученные из моделирования доли рассеяния — 0.0421 и 0.0856.

2. Распределение интенсивности излучения вдоль радиуса оболочки. Были рассмотрены две модели для оболочек со сферически-симметричным распределением вещества и оптической толщиной $\tau = 0.0788$ и $\tau = 0.1577$. Распределение интенсивности вдоль радиуса оболочки было построено с использованием программ O. Fischer и А. Меньщикова.

Результаты приведены на рис. 2.1. Следуя принятым в программе Меньщикова единицам, мы использовали интенсивность, нормированную на излучение звезды, а в центральной ячейке излучение принято равным излучению в двух соседних (на самом же деле, интенсивность излучения в центральной ячейке вычисляется как полная интенсивность минус $I_* e^{-\tau^{(0)}}$).

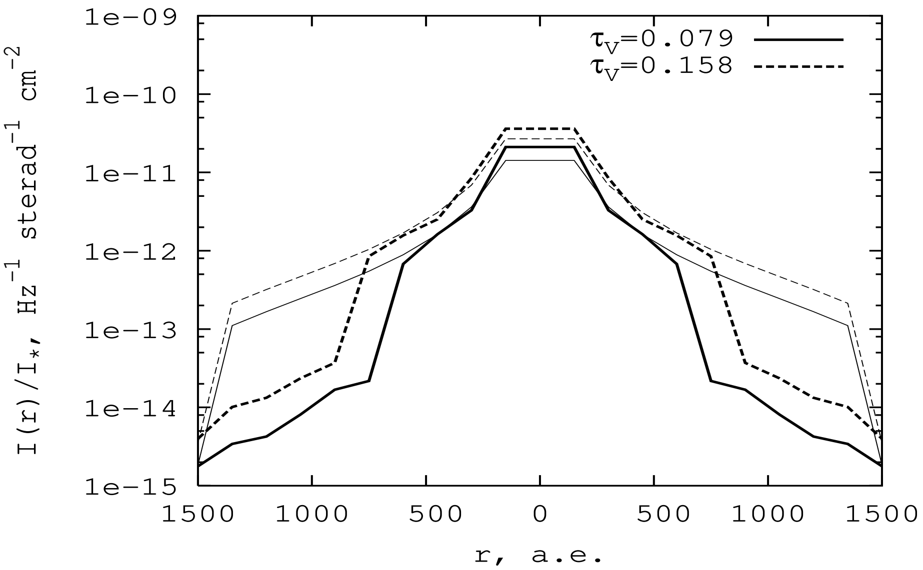

Рис. 2.1: Распределение интенсивности вдоль радиуса оболочки, нормированное на излучение звезды. Параметры звезды — $T_* = 10000\,K, L_* = 42 L_{sun}$, параметры оболочки — $R_i = 1.5\,a.e., R_o = 1500\,a.e., \alpha = 1.0$, пылевая смесь — $a_{min} = 0.005\,, a_{max} = 0.25\,, q = 3.5, n_C : n_{Si} = 1 : 1$. Жирные кривые показывают результаты расчетов с помощью метода Монте Карло, тонкие — с помощью программы Меньщикова. Прстранственное разрешение — $150\,a.e.$.

Некоторое отличие результатов в центральных ячейках объясняется различными соглашениями, принятыми в программах: метод Монте Карло, суммируя выходящие фотоны в ячейке, дает среднее для ячейки значение; в программе Меньщикова использованы значения для центра ячейки. В центральных ячейках, где падение интенсивности наружу происходит быстро, при низком пространственном разрешении (большом размере ячеек) средние значения больше значений в центре ячеек. Существенные различия при $r \gtrsim 1/2 R_o$ вызваны принятым в программе Меньщикова приближением изотропного рассеяния, которое дает сильно завышенные значения интенсивности рассенного излучения для внешних слоев. В остальной области оболочек программы, как видно, дают одинаковые значения (с учетом низкого пространственного разрешения и принятой для ускорения расчетов методом Монте Карло низкой точностью).

3. Для двух вариантов с оптическими толщинами τ_1 и τ_2 отношение интенсивностей, выходящих из оболочки в центральной ячейке, должно быть равно

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{I_* e^{-\tau_2} + I_{sca,2}}{I_* e^{-\tau_1} + I_{sca,1}} = \frac{e^{-\tau_2}\,(1+\tau_2\Lambda)}{e^{-\tau_1}\,(1+\tau_1\Lambda)}. \tag{2.29}$$

Для вариантов, указанных в п.2, это отношение составляет 0.96. Мы получили значения $I_2 = 1.25 \times 10^{-8}$ и $I_2 = 1.30 \times 10^{-8}$, т.е. $I_2/I_1 \ = 0.96$.

Для остальной части оболочки, откуда не приходит прямое излучение звезды, должно выполняться соотношение

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{I_{sca,2}}{I_{sca,1}} \leq \frac{I_* e^{-\tau_2}\tau_2\Lambda}{I_* e^{-\tau_1}\tau_1\Lambda} = \frac{e^{-\tau_2}\tau_2}{e^{-\tau_1}\tau_1}. \tag{2.30}$$

Для рассмотренных моделей должно быть $I_2/I_1 \leq 1.83$, и из расчетов среднее значение I_2/I_1 составило 1.70.

Глава 3

Результаты модельных расчетов

Как уже отмечалось, в нашей модели имеется довольно много параметров (см. раздел 2.1.3 и 2.2.3). Поэтому, прежде чем моделировать данные для реальных объектов, мы рассмотрели влияние на результаты каждого параметра и некоторых их комбинаций и изучили возможность их определения из анализа наблюдательных данных.

Следуя последовательности нашей работы, сначала, в разделе 3.1, приведем результаты, полученные при использовании сферической модели оболочки. Затем, в разделе 3.2, опишем результаты, полученные для сфероидальной модели. Для определенности модели сопоставлялись с наблюдательными данными для некоторых типичных Ae звезд Хербига с минимумами — WW Vul, BF Ori или CQ Tau. Подробно данные для этих и некоторых других звезд типа UX Ori описаны в главе 4.

3.1 Сферически-симметричная модель оболочки

Рассмотрим здесь отдельно влияние на результаты параметров оболочек, параметров пылевой смеси, а также некоторых комбинаций этих параметров.

3.1.1 Параметры околозвездной оболочки

Внутренний радиус оболочки

Размер внутренней полости, строго говоря, не является полностью свободным параметром — он ограничен снизу тем, что на внутренней границе оболочки температура пыли не может превышать температуру испарения частиц ($\sim 1200 - 1500\,\mathrm{K}$). Однако изначально мы не связывали его с температурой, а определяли из моделирования ИК потоков.

Рассматривая спектр теплового излучения пылинок, легко получить [см., например, Emerson, 1988] оценку длины волны максимума излучения (эффективность излучения пылинок равна Q_{abs}, а для абсолютно черного тела $Q_{abs} = 1$). Так, максимум для плотности потока теплового излучения в расчете на единичный интервал длин волн S_λ находится на λ[мкм]$\approx \frac{2898}{T_d}\frac{5}{5+n}$, в случае когда $Q_{abs}/a \propto \lambda^{-n}$ (см. приложение A). Для $n = 1 \div 2$ и $T_d = 1200 - 1500$ K, например, это соответствует $\lambda = 1.4 - 2$ мкм.

Очевидно, таким образом, что вид спектра пылевой оболочки в диапазоне $\lambda\lambda \approx 1 - 5$ мкм должен быть очень чувствителен к излучению пыли на внутренней границе и определяться в нашей модели размером внутренней полости оболочки. На рис. 3.1 показаны спектры для трех моделей оболочек с различными размерами внутренней полости — 1.5 а.е., 3 а.е. и 6 а.е. Для определенности приведены наблюдательные данные для WW Vul, параметры которой использовались при построении указанных моделей. Как и следовало ожидать, с увеличением внутреннего радиуса (т.е. с уменьшением температуры на внутренней границе) положение максимума теплового излучения пыли смещается в сторону более длинных волн, а поток излучения в ближней ИК области уменьшается. Такая чувствительность потока в ближней ИК области к температуре пыли на внутренней границе позволяет достаточно уверенно оценивать размер внутренней полости.

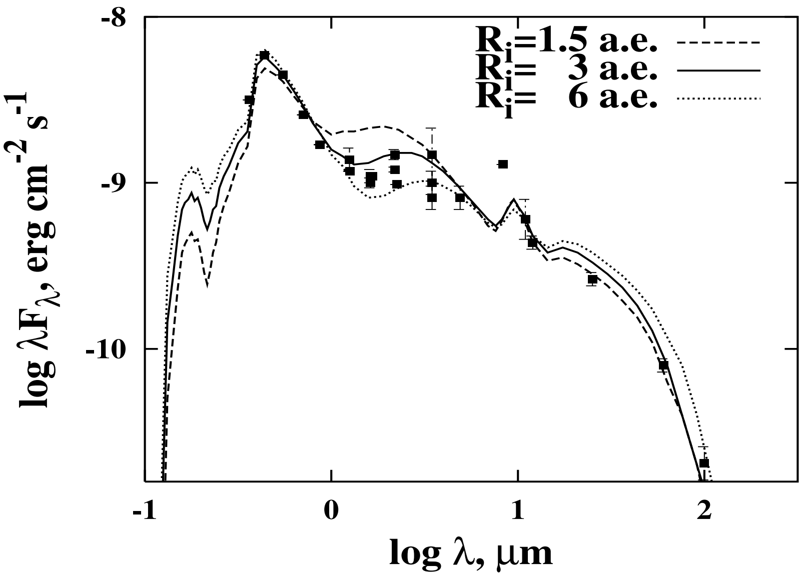

Рис. 3.1: Зависимость спектрального распределения энергии от размера внутренней полости оболочки для звезды с характеристиками WW Vul. Символами показаны наблюдательные данные. Параметры модели: $R_o = 2\,000$ а.е., $\alpha = -1.5$, $\tau_V^{abs} = 0.20, \tau_V^{sca} = 0.08, a_{min} = 0.005\,, a_{max} = 0.64\,, q = 4.6$.

Температура пыли на внутренней границе может служить некоторой проверкой полученного результата. Из сравнения наблюдаемых ИК потоков с модельными расчетами для оболочек с различными значениями R_i мы оцениваем внутренний радиус оболочки. После этого проверяем температуру пыли для полученного радиуса. Для всех рассмотренных объектов (см. главу 4) эта температура оказалась в согласии с температурой испарения частиц — 1200–1500 K.

Следует отметить, что в ближнем и среднем ИК диапазонах некоторый вклад в излучение оболочки могут давать очень мелкие частицы ($a < 0.005$ мкм) и полициклические ароматические углеводороды (ПАУ). Этот вопрос подробно изучался в работах [Siebenmorgen and Krügel, 1992; Siebenmorgen et al., 1992; Natta et al., 1993a; Prusti et al., 1994].

Внешний радиус оболочки

Внешний радиус оболочки является параметром не вполне определенным, так как оболочка не имеет четкой внешней границы. Очевидно, однако, что концентрация пыли во внешних частях оболочки не должна быть ниже средней концентрации вещества в диффузной межзвездной среде. На рис. 3.2 показаны спектры трех моделей оболочки WW Vul с различными размерами — 200 а.е., 2 000 а.е. и 20 000 а.е. Пыль во внешних слоях имеет низкую температуру ($T \approx 20 - 50\,K$), поэтому величина внешнего радиуса влияет только на величину потока в дальней ИК области ($\lambda \gtrsim 30$ мкм).

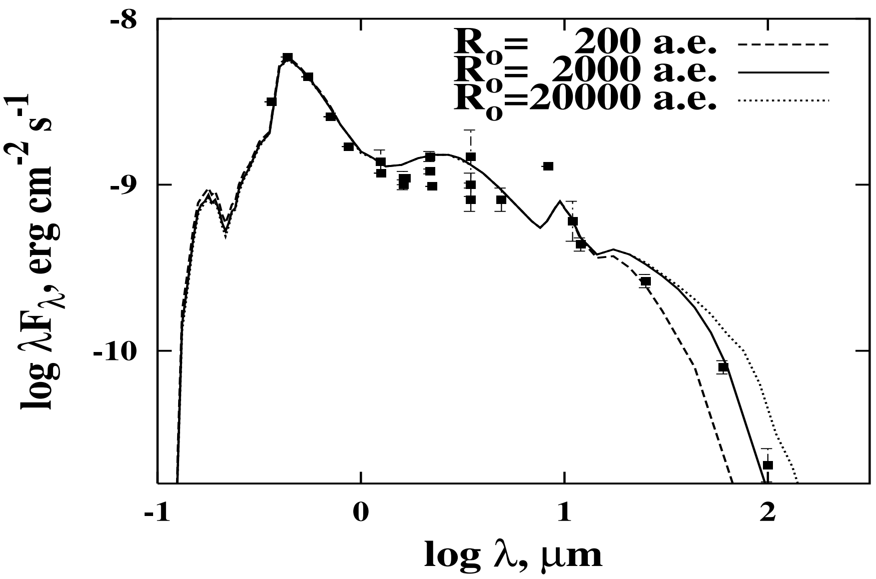

Рис. 3.2: Зависимость спектрального распределения энергии от размера оболочки для звезды с характеристиками WW Vul. Символами показаны наблюдательные данные. $R_i = 3$ а.е. Остальные параметры модели: см. рис. 3.1

Следует отметить, что в указанной области спектра оптические свойства околозвездной пыли известны ненадежно [Preibisch et al., 1993, Stognienko et al., 1995]. Использование той или иной модели пылевой смеси может заметно сказываться на результатах моделирования. Это приводит к дополнительной неопределенности в оценке размеров оболочек. Эта неопределенность остается и при оценке масс пылевых оболочек. Ясно, что для протяженных оболочек даже небольшая неточность в размерах приводит к существенной ошибке в оценке масс. Полученные и приводимые ниже оценки размеров (и следовательно, масс) оболочек — это нижняя граница их значений, позволяющая объяснить наблюдаемые потоки в дальнем ИК диапазоне, которые часто также измерены не очень надежно. С другой стороны, поскольку размер оболочек сказывается только на потоках в дальней ИК области, такая неопределенность никак не влияет на другие выводы.

Распределение вещества вдоль радиуса

На рис. 3.3 представлены спектральное распределение энергии и поведение показателей цвета во время затмения звезды поглощающим облаком для трех моделей оболочек с показателем степени в законе распределения вещества вдоль радиуса α, меняющимся от 1.2 до 1.8. Напомним, что другие параметры, в том числе оптическая толщина оболочки, при этом фиксированы.

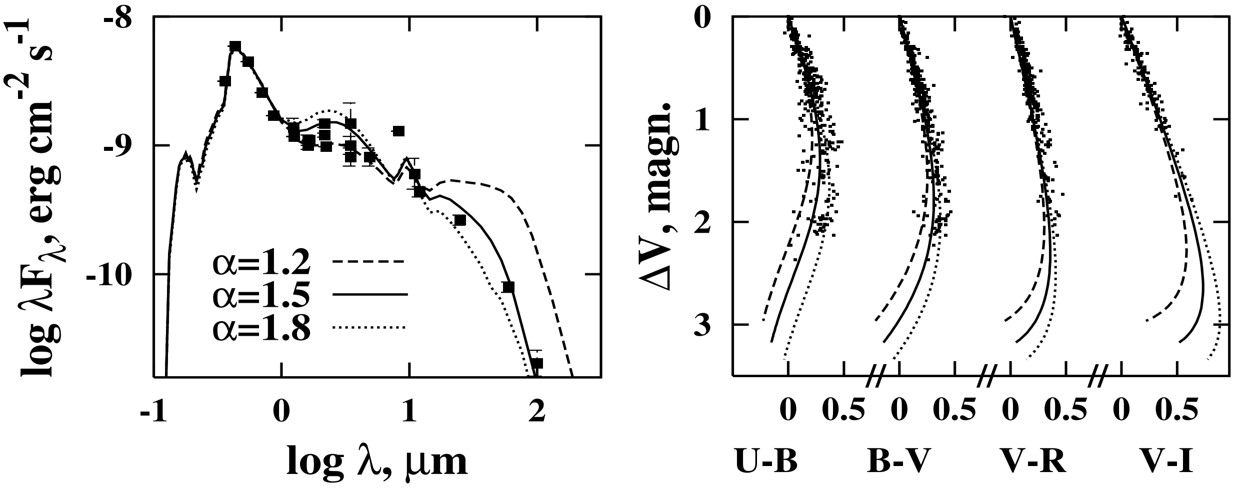

Рис. 3.3: Зависимость спектрального распределения энергии и диаграмм "показатель цвета – звездная величина" от радиального распределения плотности в оболочке для звезды с характеристиками WW Vul. Символами показаны наблюдательные данные. $R_i = 3$ а.е. Остальные параметры модели: см. рис. 3.1

Чем быстрее плотность пыли спадает наружу, тем позже происходят повороты показателей цвета. Но, как видно из рис. 3.3б, отличие во всех случаях относительно невелико. Напротив, наклон спектра в диапазоне $\lambda\lambda \approx 1 - 50$ мкм очень чувствителен к параметру α. С ростом α увеличивается наклон спектра, так как в этом случае поток излучения в ближнем и среднем ИК диапазонах возрастает, а на более длинных волнах — убывает.

Отметим, что результат не зависит от выбранной модели пылевой смеси — на рис. 3.4 показаны спектры и диаграммы “показатель цвета–звездная величина” для трех моделей оболочек для другой пылевой смеси, с менее крутым распределением по размерам ($q = 3.5$, как для межзвездной пыли).

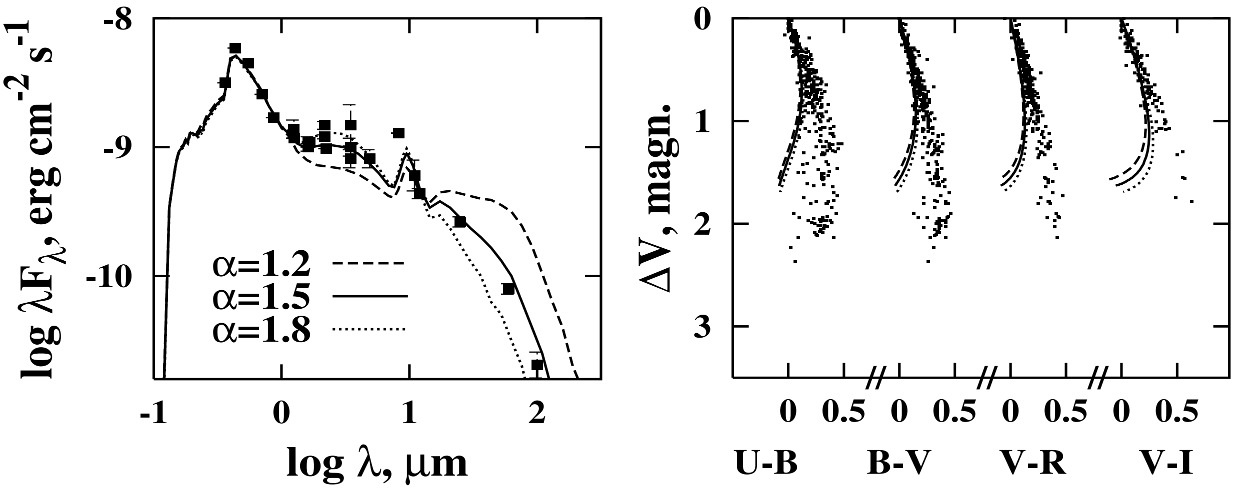

Рис. 3.4: То же, что на рис. 3.3, но при $q = 3.5$, и соответственно, $\tau_V^{sca} = 0.34$

Тот факт, что наклон спектра определяется в основном радиальным градиентом плотности, а не свойствами пыли, можно подтвердить аналитически. Если принять, что $Q_{abs}/a \approx Q_0 \nu^n$, где обычно для ИК области спектра $n = 1 \div 2$ (см. приложение A), а $n(r) = n_0(r/r_0)^{-\alpha}$ и $T(r) = T_0(r/r_0)^{-\beta}$, то для зависимости спектральной плотности потока от частоты для сферической, оптически тонкой оболочки получаем следующее выражение (см. [Emerson, 1988]):

$$\nu S(\nu) \propto \nu^{4+n+\frac{\alpha-3}{\beta}}. \tag{3.1}$$

В приложении A было показано, что для такой оболочки $\beta = 2/(4+n)$. Следовательно,

$$\nu S(\nu) \propto \nu^{\frac{(4+n)(\alpha-1)}{2}}. \tag{3.2}$$

Таким образом, спектральный индекс $p = (4+n)(\alpha-1)/2$, и его производная

$$\frac{dp}{d\alpha} = 2 + \frac{n}{2}; \qquad \frac{dp}{dn} = \frac{\alpha - 1}{2}. \tag{3.3}$$

Обычно $n = 1 - 2, \alpha = 1 - 1.5$, тогда $dp/d\alpha = 2.5 - 3$, а $dp/dn = 0 - 0.25$. Как видно, влияние α на спектральное распределение энергии должно существенно превосходить эффекты вариации оптических свойств пыли.

Сравнение теоретического распределения энергии в спектре для разных значений α с наблюдаемым показывает, что показатель степени α определяется из наблюдаемого наклона спектра довольно надежно.

3.1.2 Параметры пылевой смеси

Состав пылевой смеси

Для изучения того, как влияет химический состав пылевой смеси на результаты, были рассмотрены модели с различным относительным содержанием силикатных и графитовых частиц (рис. 3.5).

В УФ и видимом диапазонах спектра силикатные пылинки имеют бóльшие альбедо, чем графитовые. Поэтому, чем больше силикатных пылинок содержится в смеси, тем раньше происходят повороты цветовых треков. На рис. 3.5 представлены результаты для четырех вариантов с различным относительным содержанием графита и силиката в смеси: $n_C/n_{Si} = 1/1, n_C/n_{Si} = 1/2, n_C/n_{Si} = 1/10$ и чисто графитовой смеси. Видно, что результаты моделирования поведения цветов и ИК спектров заметно различаются между собой только тогда, когда силикатных частиц намного больше, чем графитовых. В этом случае, однако, модели не согласуются с наблюдениями — доля рассеянного пылью излучения оказывается слишком большой. Поэтому можно заключить, что содержание силикатных частиц в оболочках не может заметно превышать содержание графитовых частиц.

Присутствие силикатных пылинок в оболочках звезд Хербига подтверждается спектральными наблюдениями. В спектрах некоторых звезд наблюдается довольно сильная эмиссионная силикатная полоса $\lambda 10$ мкм [Sitko et al., 1981, Sorrell, 1990, Wooden, 1994]. В частности, спектрофотометрические наблюдения двенадцати Ae/Be звезд Хербига в области $8 - 13$ мкм, приведенные в последней работе, выявили указанную эмиссионную полосу в спектрах звезд класса B7 и позже. Как видно из рис. 3.5а, г, для ее появления необходимо, чтобы доля силикатных частиц в смеси была не слишком мала.

По-видимому, больше информации о составе пылевой смеси можно было бы получить из анализа кривых околозвездной экстинкции. Эти кривые заметно отличаются при разном соотношении компонентов смеси. Графитовые частицы дают пик поглощения около $\lambda\,2200$ Å, а силикатные — рост поглощения в более коротковолновой области. К сожалению, соответствующие наблюдательные данные получены и обработаны

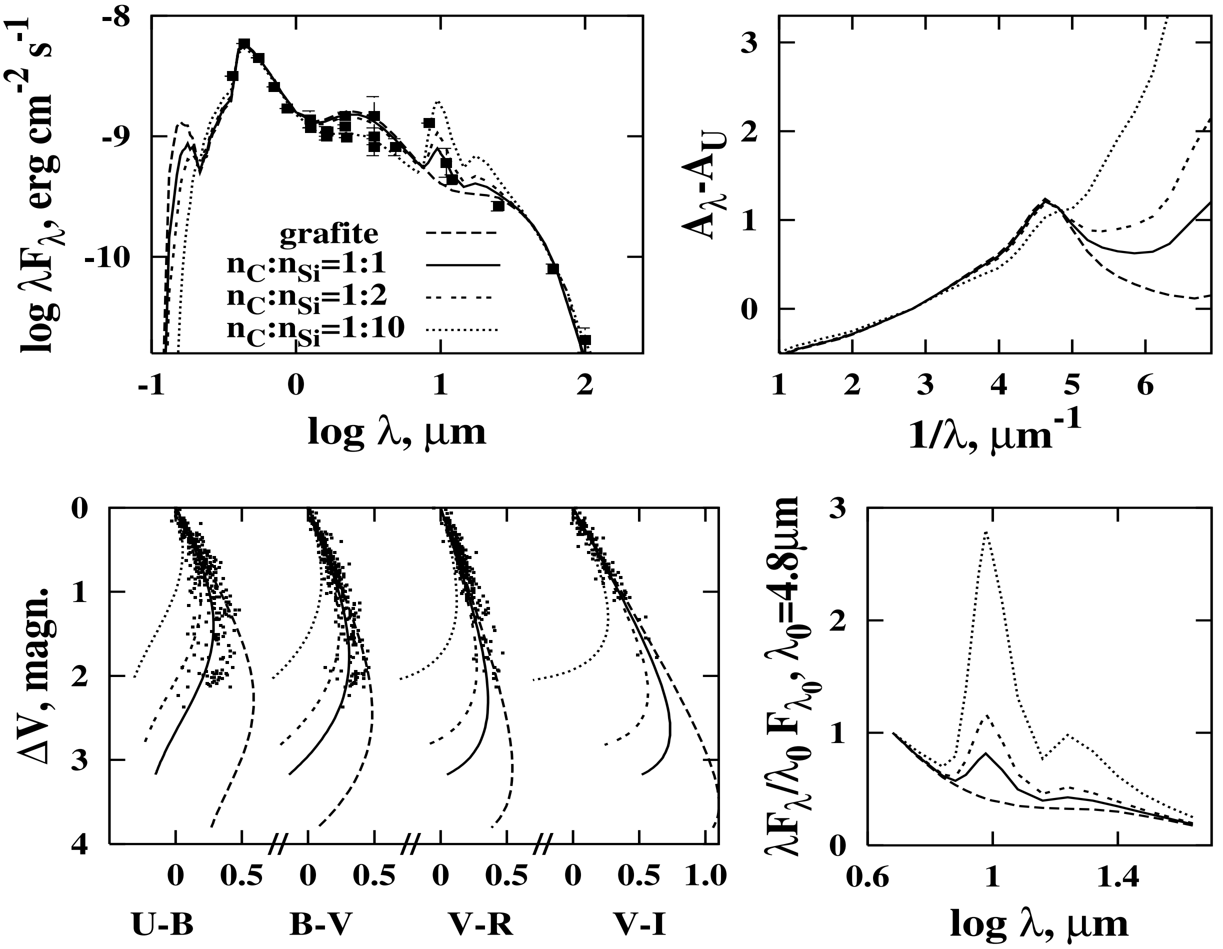

Рис. 3.5: Зависимость спектрального распределения энергии диаграмм "показатель цвета – звездная величина", кривых околозвездного ослабления, а также интенсивности силикатной полосы от состава пылевой смеси n_C/n_{Si} для звезды с характеристиками WW Vul. Символами обозначены наблюдательные данные. $R_i = 3$ а.е. Остальные параметры: см. рис. 3.1.

только для NX Pup и UX Ori. При этом данные для UX Ori получены для состояния пониженного блеска, когда основной вклад в ослабление излучения дает находящееся на луче зрения облако. Кроме того, серьезной проблемой при интерпретации наблюдаемых кривых является разделение межзвездного и околозвездного компонентов поглощения.

Размеры пылинок

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии размеров пылевых частиц на результаты моделирования.

Мелкая пыль имеет более высокую температуру, чем крупная, поэтому поток излучения в ближней ИК области в отсутствии мелких частиц немного меньше (см. рис. 3.6а).

В этом случае альбедо крупных частиц больше, и повороты показателей цвета происходят раньше (рис. 3.6в). В то же время кривые околозвездного (ОЗ) ослабления становятся более гладкими (рис. 3.6б) — сглаживаются пик поглощения на $\lambda\,2200\,\mathring{A}$, вызываемый мелкими графитовыми пылинками, и подъем в дальнем УФ, обусловленный мелкими частицами из силиката.

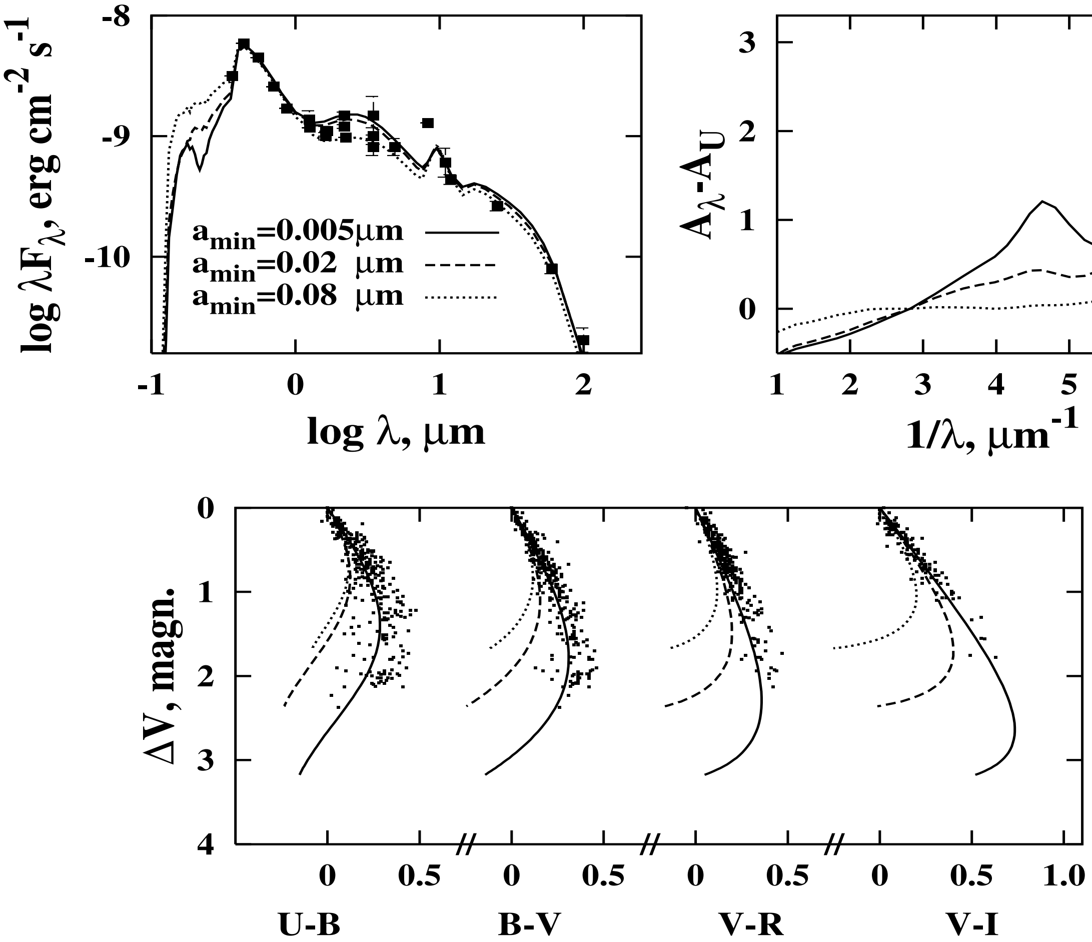

Рис. 3.6: Зависимость спектрального распределения энергии диаграмм “показатель цвета – звездная величина” и кривых околозвездного ослабления от минимального размера частиц для звезды с характеристиками WW Vul. Символами обозначены наблюдательные данные. $R_i = 3$ а.е. Остальные параметры: см. рис. 3.1.

Изменение показателя степени q в законе распределения пылинок по размерам дает такой же результат, как и варьирование минимального размера (рис. 3.7), что не удивительно. Уменьшая q, мы тем самым уменьшаем содержание мелких частиц в смеси. В результате, немного уменьшаются потоки в ближней ИК области, сглаживаются кривые ОЗ ослабления, а повороты треков на цветовых диаграммах происходят раньше.

Максимальный размер частиц, присутствующих в оболочке, сказывается на резуль-

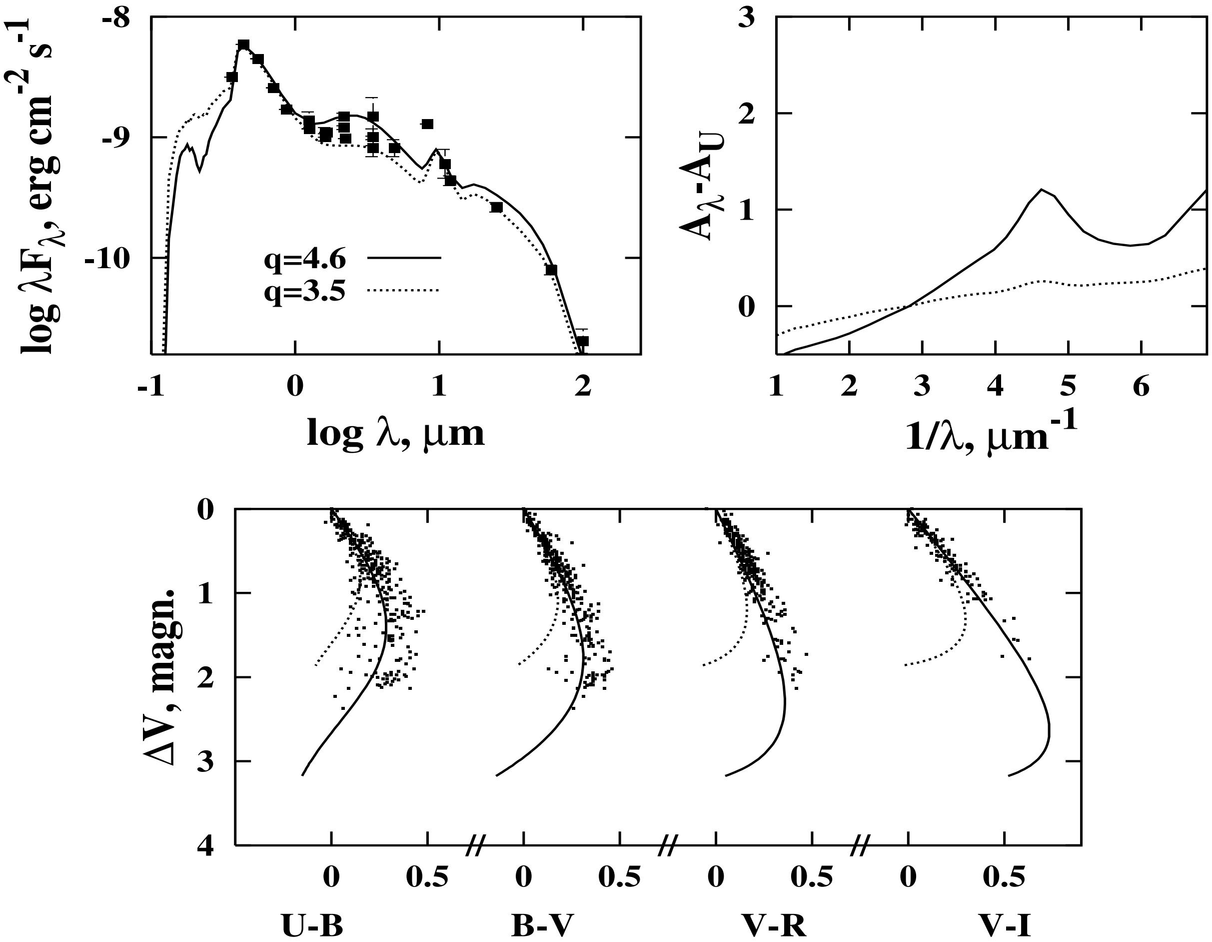

Рис. 3.7: То же, что на рис. 3.6, но для показателя степени q в законе распределения частиц по размерам.

татах моделирования в меньшей степени. Распределение энергии в ИК области спектра практически не зависит от наличия крупных частиц ($a \gtrsim 0.2$ мкм). Эти частицы эффективнее рассеивают излучение в видимой и красной областях спектра, и повороты показателей цвета в присутствии этих частиц происходят раньше (рис. 3.8). Вид кривых ОЗ ослабления слабо зависит от этого параметра.

Если при подгонке наблюдаемых величин параметры, описывающие распределение пыли в оболочке определяются довольно уверенно, то определить сколько-нибудь надежно параметры ансамблей пылинок мы были не в состоянии. Было найдено несколько способов получить хорошее согласие с наблюдательными данными. Удовлетворительными в этом смысле оказались модели с размером пылинок 0.005–1 мкм и показателем степени $q \approx 4$–5 или с близким к стандартному для межзвездной среды значению $q = 3.5$, но с максимальным размером частиц около 0.1 мкм. Согласие с наблюдательными дан-

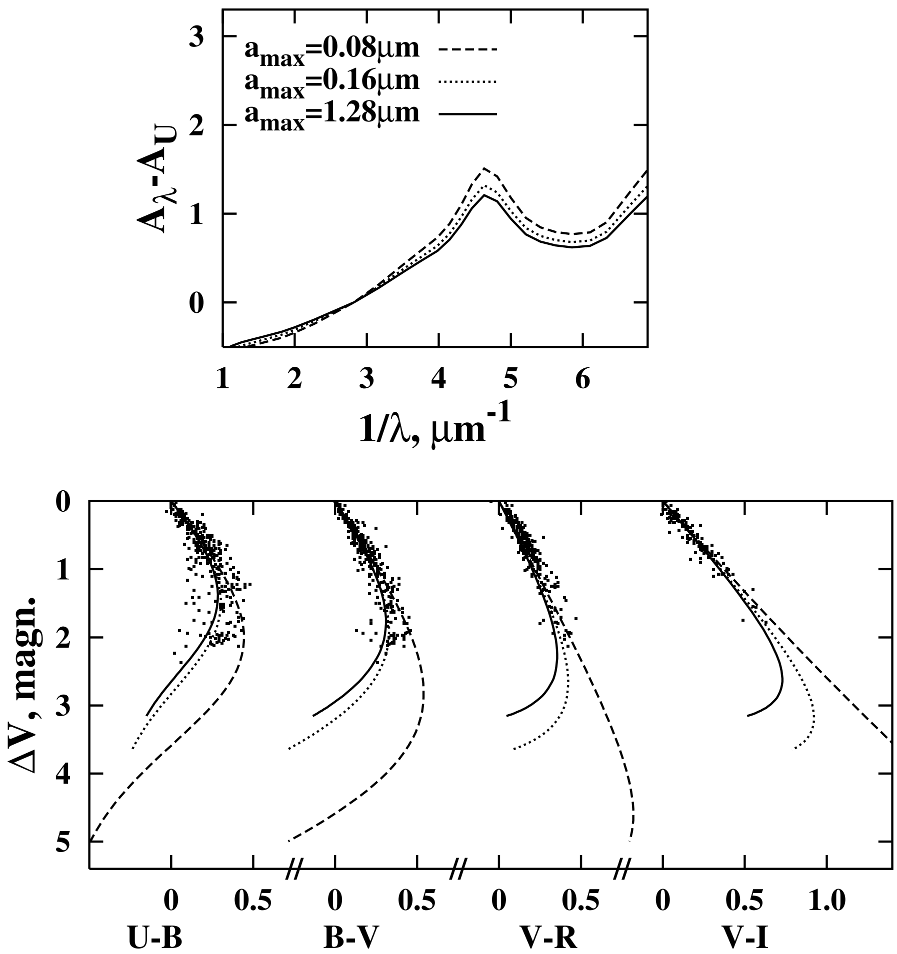

Рис. 3.8: Вид диаграмм “показатель цвета – звездная величина” и кривых околозвездного ослабления в зависимости от максимального размера частиц для звезды с характеристиками WW Vul. Символами обозначены наблюдательные данные. $R_i = 3$ а.е. Остальные параметры как на рис. 3.1.

ными было получено и для моделей, в которых отсутствовали частицы с размерами от 0.05–0.1 мкм до 0.3 мкм (более мелкие и более крупные пылинки присутствовали). Очевидно, что при таком диапазоне неопределенности размеров пылинок отношение n_C/n_{Si} несущественно, однако в целом, смеси с $n_C/n_{Si} > 1$ почти всегда были более предпочтительными.

Общим свойством указанных ансамблей пылинок, очевидно, является относительно низкое значение среднего альбедо: за счет либо большего содержания мелких пылинок, либо отсутствия частиц субмикронных размеров, либо, наконец, меньшей доли рассеивающих частиц.

3.1.3 Оптические толщины и альбедо

Выше мы рассмотрели влияние на результаты основных параметров модели. Кроме этого, как отмечалось в разделе 2.1.3, иногда целесообразно проследить роль не самих параметров, а некоторых их комбинаций/функций. Рассмотрим здесь характерные особенности моделируемых наблюдательных данных и попытаемся выделить те комбинации параметров, от которых они в основном зависят.

Наблюдаемые **диаграммы “показатель цвета – звездная величина”** имеют следующие основные характеристики: 1) наклон треков на начальном этапе падения блеска (при $\Delta V < 1^m$), 2) положение точки поворота, когда начинается поголубение, и 3) положение минимума ($(\Delta V)_{max}$, $\Delta(X-Y)_{max}$).

Наклон треков связан со свойствами пыли в облаках, вызывающих затмения (см., например, [Friedemann et al., 1993, Friedemann et al., 1995], и ниже обсуждаться не будет.

Максимальное ослабление блеска (наблюдается лишь рассеянный пылью в оболочке свет звезды) должно составлять

$$(\Delta m)_{max} \approx -2.5 \log \frac{F_{sh}/F_*}{\exp(-\tau_{sh}) + F_{sh}/F_*}, \tag{3.4}$$

где F_{sh}/F_* – отношение потоков рассеянного излучения и излучения звезды, τ_{sh} – оптическая толщина (поглощение и рассеяние) оболочки без облака на луче зрения. Для оптически тонких оболочек, а многие из рассматриваемых оболочек сравнительно близки к ним (см. раздел 4.2), выражение (3.4) еще более упрощается, поскольку $\exp(-\tau_{sh}) \approx 1$ и $(F_{sh}/F_*) \approx \tau^{sca} << 1$, где τ^{sca} – оптическая толщина оболочки по рассеянию, а именно:

$$(\Delta m)_{max} \approx -2.5 \log \tau^{sca}. \tag{3.5}$$

Максимальное поголубение — разность значений показателя цвета $(X-Y)$ в максимуме и минимуме ($\Delta(X-Y)_{max}$), — как очевидно из ф-лы (3.5), связано с разностью оптических толщин для длин волн, соответствующих полосам, $\tau^{sca}(\lambda_X) - \tau^{sca}(\lambda_Y)$.

Таким образом, в нашей модели вид диаграмм показатель цвета–звездная величина определяется, прежде всего, оптической толщиной оболочек по рассеянию τ^{sca}. Этот вывод иллюстрирует рис. 3.9, на котором показаны диаграммы для трех моделей с существенно различными значениями параметров ансамбля пылинок, но одинаковыми значениями τ_V^{sca} и близкими значениями τ_R^{sca} и τ_I^{sca}.

Кроме того, существенной является и волновая зависимость $\tau^{sca}(\lambda)$. Для моделей 1 и 3, приведенных на рисунке, оптические толщины по рассеянию для каждой из трех полос практически совпадают, тогда как для модели 2 величина τ^{sca} в полосах R и I немного меньше. Это, как видно, приводит к заметному различию величин максимального поголубения. Особенно чувствительно к зависимости $\tau^{sca}(\lambda)$ поведение показателей цвета U-B и B-V.

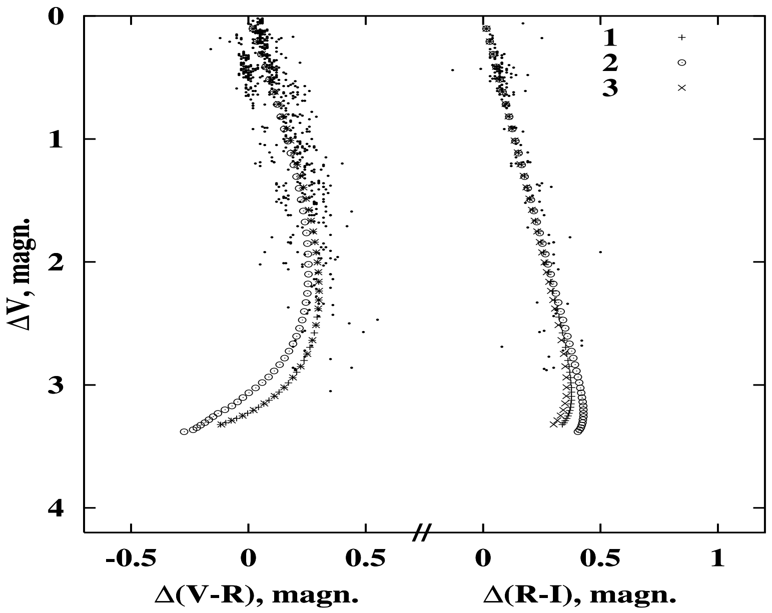

Рис. 3.9: Диаграммы "показатель цвета – звездная величина" для моделей оболочек с одинаковым значением $\tau_V^{sca} = 0.08$ и близкими значениями τ_R^{sca} и τ_I^{sca}. Приведены модели с (1) (a_{min}, a_{max}, q) = (0.01 мкм, 1.28 мкм, 4.9), (2) = (0.005 мкм, 0.08 мкм, 3.7) и (3) = (0.005 мкм, 0.32 мкм, 4.6). Точками показаны наблюдательные данные для BF Ori.

Основные характеристики **распределения энергии в спектрах** звезд с оболочками и возможность оценки по ним параметров моделей рассмотрены выше (см. раздел 3.1.1). Напомним, что зависимость ИК излучения оболочки от длины волны позволяет более или менее надежно оценивать параметры α и R_i. Болометрическая ИК светимость оболочки L_{sh}^{IR} зависит в основном от интеграла по частоте ν от произведения оптической толщины $\tau^{abs}(\nu)$ и светимости звезды $L_*(\nu)$ (для оптически тонких оболочек светимость просто равна этому интегралу). Поэтому для рассматриваемых звезд L_{sh}^{IR} наиболее чувствительна к τ^{abs} в области максимума $L_*(\lambda)$, т.е. в полосах U, B, V.

Таким образом, две комбинации входных параметров τ^{sca} и τ^{abs} (наряду с параметрами α и R_i), а также зависимость $\tau^{sca}(\lambda)$ в основном определяют вид распределения энергии в спектре и диаграмм показатель цвета–звездная величина, рассчитываемых в рамках сделанных предположений. Соответственно, совместная интерпретация таких данных, должна быть, в первую очередь, направлена на оценку оптических толщин оболочек τ^{sca} и τ^{abs}, причем первой в тех полосах, где наблюдается эффект поголубения, а последней в области 0.3–0.5 мкм.

Среднее альбедо пылинок $\langle\Lambda\rangle$ представляет собой отношение сечений рассеяния и ослабления, усредненных с соответствующей функцией распределения частиц по размерам. Использованная модель предполагает одинаковые свойства пыли вдоль радиуса сферически-симметричной оболочки. Поэтому, в данном случае, среднее альбедо $\langle\Lambda\rangle$ равно $\tau^{sca}/(\tau^{abs}+\tau^{sca})$. Правда, получаемые таким образом значения альбедо следует рассматривать скорее как некоторые оценки сверху, поскольку расчеты выполнялись нами для случая изотропного рассеяния, заложенного в программах Krügel и Меньщикова (фактор асимметрии индикатрисы рассеяния $\langle\cos\theta\rangle = 0$).

Для всех рассмотренных нами ансамблей пылинок $\langle\cos\theta\rangle > 0$, т.е. вперед рассеивается больше излучения, чем назад. При неизотропном рассеянии число вторых и последующих рассеяний должно быть меньше, чем в нашем случае, т.к. при первом рассеянии больше излучения будет рассеиваться в направлении внешних, более разреженных слоев оболочки. Соответственно меньше должна быть и часть рассеянного излучения, поглощаемая при втором и последующих рассеяниях. Поэтому при тех же значениях параметров звезды и оболочки (и следовательно τ^{sca}) полный поток рассеянного оболочкой излучения F_{sh} при учете неизотропности рассеяния будет превосходить получаемый в наших расчетах (очевидно, что расхождение невелико для почти оптически тонких оболочек). И соответственно, чтобы подогнать, например, ту же величину глубины минимума, нужно будет выбирать ансамбли пылинок с меньшим средним альбедо в видимой области спектра. Выполненные нами методом Монте-Карло тестовые расчеты показали, что при анизотропном рассеянии среднее альбедо должно быть уменьшено примерно на 20%. Мы вернемся к вопросу об альбедо в следующем разделе, где будут рассмотрены результаты моделирования для несферических оболочек.

Для нескольких звезд (см. п. 4.1) мы оценили значения усредненного по ансамблю частиц альбедо $\langle\Lambda\rangle$ в полосах U и V (табл. 4.1). Очевидно, что они существенно меньше, чем найденные для пылинок в межзвездных облаках. Последние оценивались несколькими способами: путем анализа наблюдений диффузного галактического света, отражательных туманностей и темных облаков [см., например, Witt, 1989 и ссылки в этом обзоре]. Хотя каждый из способов имеет свои трудности и дает значения альбедо с ошибкой $\sim$0.1, все они указывают на то, что альбедо межзвездных пылинок составляет 0.6–0.7 в полосах U, B, V (фактор асимметрии $\langle\cos\theta\rangle \sim 0.7$). Следует отметить специфическую волновую зависимость альбедо. Как видно из табл. 4.1, оно растет с длиной волны (по крайней мере, в полосах UBV), иначе максимальное поголубение в U-B и B-V будет значительно меньше наблюдаемого.

Полученные оценки альбедо относятся к внутренним слоям оболочек, поскольку они найдены по оптическим толщинам, а основной вклад в эти толщины дают имеено внутренние, наиболее плотные области. Если допустить, что пыль поставляется во внутренние слои оболочек кометообразными телами, то причиной различия альбедо межзвездных и рассматриваемых околозвездных частиц могли бы быть процессы, сопровождающие разрушение этих тел и испарение пылинок. Подобный сценарий для звезд типа β Pic был рассмотрен Greenberg and Li [1996]. Они предположили, что кометообразные объекты непрерывно поставляют во внутренние слои диска пыль, состоящую, подобно кометной пыли, из пористых частиц, имеющих низкое альбедо ($\sim$0.2). Частицы эти вблизи звезд подвергаются воздействию излучения и частично разрушаются, кристаллизируются и т.п. Данное предположение базируется на относительно хорошо изученных процессах, протекающих в межпланетной среде, и в состоянии объяснить профили силикатной полосы и некоторые другие данные наблюдений звезд типа β Pic.

Некоторые не включенные в модель оболочки факторы, которые могли бы повлиять на оценки альбедо, рассмотрены в п. 4.4. В следующем разделе в приближении сфероидального распределения вещества рассматриваются поляризационные данные, доступные для многих звезд типа UX Ori, а также обсуждается влияние геометрии на результаты, полученные в данном разделе. Заметим, что Вощинников [1989], рассматривая однократное рассеяние в однородной сфероидальной оболочке и моделируя поведение цветов и поляризации в минимумах, также указал на то, что частицы в окрестности звезд типа UX Ori должны иметь пониженное значение альбедо.

3.2 Сфероидальная модель оболочки и поляризация

Одна из особенностей моделирования переноса поляризованного излучения в несферической пылевой оболочке методом Монте-Карло — это решение уравнения переноса на одной длине волны. Причем расчет каждой модели — это операция, требующая заметных затрат компьютерного времени. Поэтому сначала мы выполнили некоторое количество пробных вычислений только в полосе V. Затем для нескольких отобранных пылевых смесей были проведены расчеты на пяти длинах волн, соответствующих полосам U,B,V,R,I, поскольку все имеющиеся для наших звезд поляриметрические наблюдения получены в этих полосах. Для определенности вычисления проводились с параметрами звезды и оболочки CQ Tau: $T_{eff} = 8000\,\mathrm{K}$, $L = 25 L_{\odot}$, $R_i = 1.5\,$а.е., $R_o = 2000\,$а.е., $\alpha = 1.0$, $\tau_V = 0.75$ ($\tau_V^{abs} = 0.55$, $\tau_V^{sca} = 0.20$).

Кратко опишем здесь применяемую ниже терминологию. Собственную поляризацию звезд (см. приложение Г) мы будем характеризовать степенью линейной поляризации оболочки $P_{sh} = \sqrt{Q_{sh}^2 + U_{sh}^2}/I_{sh}$, где I_{sh}, Q_{sh}, U_{sh} — параметры Стокса. В литературе [см. напр., Бердюгин и др., 1990, 1992; Grinin, 1992; Rostopchina et al., 1997], однако, обычно используется величина $P_{sca} = \sqrt{Q_{sh}^2 + U_{sh}^2}/I(0)$, где $I(0)$ — полное излучение объекта в ярком состоянии ($\Delta m = 0$). Вопрос о том, какую величину лучше использовать, связан с проблемой извлечения межзвездного компонента из наблюдаемой поляризации — см. приложение Г. Сравним обе величины. Отношение $I_{sh}/I(0)$ для Ae/Be звезд Хербига с алголеподобными минимумами может быть оценено по максимально возможному ослаблению блеска (см. формулу (3.4)):

$$\frac{I_{sh}}{I(0)} = 10^{-0.4\Delta m_{max}} \leq 10^{-0.4\Delta m_{maxob}}, \tag{3.6}$$

где через Δm_{maxob} обозначено наибольшее когда-либо наблюдавшееся ослабление блеска. Величины P_{sca} и P_{sh} связаны между собой следующим образом:

$$\frac{P_{sca}}{P_{sh}} = \frac{I_{sh}}{I(0)}. \tag{3.7}$$

Поскольку наблюдения дают степень поляризации объекта (см. главу 4) и ограничение на долю рассеянного излучения (формула 3.6), при моделировании поляризационных данных необходимо рассматривать одновременно две величины — P_{sh} и $I_{sh}/I(0)$.

3.2.1 Зависимость степени линейной поляризации в полосе V от параметров пылевой смеси

Начнем рассмотрение с вопроса о том, как зависит степень линейной поляризации в видимой области от параметров пылевой смеси.

Собственная поляризация звезд типа UX Ori довольно высока (см. приложение Г), и далеко не все рассмотренные пылевые смеси способны ее объяснить в рамках изучаемой здесь сфероидальной модели оболочек [Krivova et al., 1996]. Следовательно, наш предварительный анализ позволит выявить основные особенности различных смесей и отобрать несколько из них для более детального моделирования.

Всего было протестировано около 30 моделей типа MRN (см. п.2.1.2 и п.2.2.2). Они имели различные значения минимального размера частиц a_{min} (от 0.005 мкм до 0.05 мкм), максимального размера a_{max} (от 0.05 мкм до 1.00 мкм), показателя степени q (от 1.0 до 5.0) и соотношения графитовых и силикатных частиц $n_C : n_{Si}$ (от 4:1 до 1:2). Чтобы согласовать результаты с результатами для сферических оболочек (в частности, использовать полученное там радиальное распределение температуры пыли), мы работали с моделями оболочек, имеющими ту же массу, что и построенная сферическая модель для CQ Tau (см. п. 4.2). Наши сфероидальные модели при сжатии оболочки ε=5 имеют оптическую толщину в полосе V τ_V=1.7. Сразу отметим, что варьирование $n_C : n_{Si}$ в указанных пределах не оказывало столь существенного влияния, как варьирование остальных параметров. Изменять же это отношение в бóльших пределах не имело смысла, если принять во внимание предыдущие результаты (см. п. 3.1.2) и данные наблюдений, свидетельствующие о существовании в оболочках и графитовых, и силикатных частиц.

Влияние же остальных параметров опишем, разделив их на несколько основных групп:

1) модели пыли с более или менее "стандартными" размерами — a_{min}=0.005 мкм, a_{max}=0.25–1.0 мкм и q=2–5 — дают степень поляризации P_{sca} около 0.5–1.0% при наблюдении с ребра оболочки;

2) мелкая пыль — a_{min}=0.005 мкм, a_{max} ≈0.10 мкм, q ≳5 или a_{max} ≲0.05 мкм — производит поляризацию, степень которой P_{sca} составляет около 1–1.5%;

3) модели, в которых основной вклад в распределение по размерам дают частицы радиуса a ≈0.05 мкм, а частицы более мелкие — a_{min} ≈0.05 мкм, a_{max}=0.25–1.0 мкм и q=3.5–5 — отсутствуют, дают степень поляризации P_{sca} около 1.5%;

4) наконец, модели, в которых основной вклад дают частицы размера a ≈0.01–0.10 мкм, а частицы более крупные отсутствуют — a_{min} ≈0.005–0.02 мкм, a_{max}=0.08–0.10 мкм и q=2.0–4.0 — характеризуются значениями P_{sca} около 1.7–2.2%;

Для дальнейшего моделирования мы отобрали следующие 5 смесей:

MRN (из группы 1) — a_{min}=0.005 мкм, a_{max}=0.25 мкм, q=3.5, $n_C : n_{Si}$=1:1 (Λ_U=0.56, Λ_V=0.59) — стандартная смесь для МЗ пыли;

WWV (группа 3) — a_{min}=0.04 мкм, a_{max}=0.25 мкм, q=5.0, $n_C : n_{Si}$=4:1 (Λ_U=0.47, Λ_V=0.49) — смесь близкая к предложенным Вощинниковым и др. [1988] и Вощинниковым и Грининым [1991] для объяснения поляризации UX Ori и WW Vul;

FIT (группа 1) — a_{min}=0.005 мкм, a_{max}=0.68 мкм, q=4.7, $n_C : n_{Si}$=2:1 (Λ_U=0.22, Λ_V=0.28) — одна из смесей, удовлетворительно согласующихся с наблюдательнми данными в случае сферической модели;

ALB (промежуточная между группами 2 и 4) — a_{min}=0.02 мкм, a_{max}=0.08 мкм, q=5.8, $n_C : n_{Si}$=4:1 (Λ_U=0.24, Λ_V=0.18) — смесь с пониженным альбедо;

POL (группа 4) — a_{min}=0.02 мкм, a_{max}=0.08 мкм, q=3.5, $n_C : n_{Si}$=1:1 (Λ_U=0.42, Λ_V=0.34) — смесь, дающая, согласно предварительным расчетам, достаточно высокую степень поляризации в видимой области.

3.2.2 Параметры оболочки

Оптическая толщина

Как известно, степень линейной поляризации оболочки зависит от ее оптической толщины. Довольно подробное исследование этого вопроса дано Voshchinnikov and Karjukin [1994]. Мы не пытались повторять столь детальные расчеты. Несколько вариантов было все же рассчитано, и на рис. 3.10 приведены результаты для четырех из выбранных нами смесей.

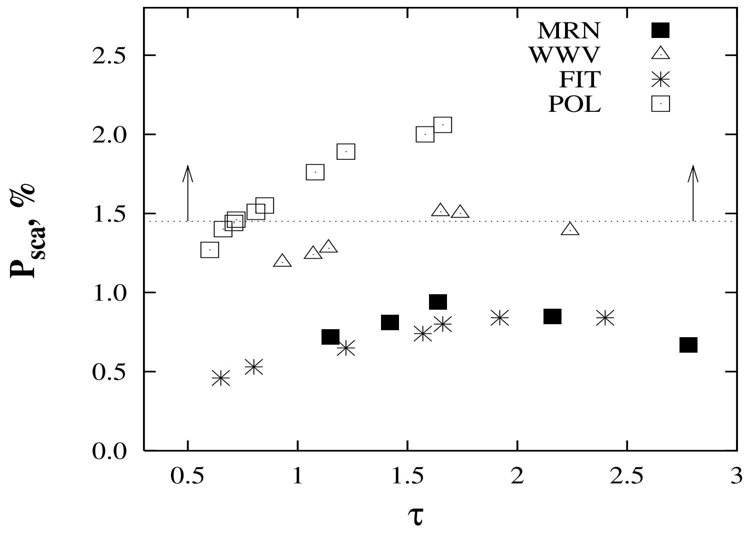

Рис. 3.10: Зависимость степени линейной поляризации объекта от оптической толщины оболочки (ε=5, λ_V=0.55). Описание моделей дано в тексте. Пунктиром показано наблюдаемое значение для CQ Tau, стрелки указывают на то, что это лишь нижний предел (см. приложение Г.

Полученные нами результаты совпадают с выводом Voshchinnikov and Karjukin [1994]. С ростом оптической толщины оболочки до определенного значения (около 2 при сжатии ε =5) степень поляризации возрастает. Затем происходит ее уменьшение. При оптических толщинах τ_V ≈0.5–2.5, интересных в случае CQ Tau, изменение оптической толщины в 2 раза может привести к изменению P_{sca} не более, чем в ≈1.2 раза.

Здесь следует сказать несколько слов о выборе оптических толщин при дальнейшем моделировании. До сих пор мы, для простоты, считали фиксированной полную оптическую толщину оболочки τ_V. Вообще говоря, это не вполне корректно. Как показано в разделе 3.1, чтобы иметь тот же поток в ИК области, мы должны фиксировать оптическую толщину по поглощению τ_V^{abs}. Так и поступим в дальнейшем. Теперь все модели будут выбираться таким образом, чтобы их масса совпадала с массой соответствующей сферической оболочки, имеющей τ_V^{abs}=0.55. Очевидно, что для смесей с разным альбедо значения τ_V^{sca} и, следовательно, τ_V будут различными. Например, для MRN смеси, имеющей Λ_V=0.59, сферическая модель с τ_V^{abs}=0.55 должна иметь $\tau_V^{sca} = \Lambda\tau_V^{abs}/(1-\Lambda)$=0.79, а τ_V=1.34. Для WWV смеси τ_V составляет 1.08, для FIT — 0.77, ALB — 0.72 и POL — 0.83.

Зависимость от угла наклона

Возможность наблюдать затмения в выбранной модели звезд типа UX Ori предполагает то, что их оболочки видны почти с ребра (под углом к оси симметрии θ, близким к 90°). Очевидно, однако, что вероятность наблюдать оболочку под углом почти точно 90° достаточно низка. В связи с этим интересным представляется рассмотреть, как выглядят результаты при изменении этого угла.

На рис.3.11 представлены результаты расчетов для трех из рассмотренных моделей в полосах U и V при сжатии ε=5. Для смеси FIT результаты показаны также в случае ε=10. Верхние рисунки дают зависимость от угла для P_{sca}, средние — эту зависимость для отношения $I_{sh}/I(0)$, и наконец, нижние — для $P_{sh} = P_{sca}/(I_{sh}/I(0))$. Видно, что P_{sca} растет с ростом угла между осью симметрии и лучом зрения. При угле θ около 45° наблюдается локальный минимум поляризации в видимой области. Этот минимум шире в полосе U (до ≈70–75°). Степень поляризации в полосе V при угле θ около 70–80° лишь немного меньше, чем при $\theta = 90°$. В полосе U это отличие несколько больше.

Вместе с тем, уже при небольшом уменьшении угла наклона оболочки — до ≈80°, что с наблюдательной точки зрения представляется весьма вероятным, — резко снижается доля рассеянного излучения. При дальнейшем уменьшении угла $I_{sh}/I(0)$ снижается более плавно и не очень существенно. Таким образом, при углах наклона около 70–80° степень поляризации оболочки P_{sh} в полосе V оказывается максимальной. Несколько иная ситуация в полосе U. Здесь уменьшение $I_{sh}/I(0)$ с углом происходит чуть медленнее (а P_{sca}, напомним, — чуть быстрее), и максимум в P_{sh} при указанных углах не наблюдается.

Сжатие оболочки

Сжатие оболочки является дополнительным параметром в сфероидальной модели. Рассмотрим, как зависят от него результаты. На рис.3.12 показаны степень линейной поляризации излучения объекта P_{sca} и оболочки P_{sh}, а также отношение рассеянного излучения к полному излучению объекта $I_{sh}/I(0)$ на 0.36 и 0.55 мкм в зависимости от сжатия оболочки для четырех значений угла наклона оболочки θ.

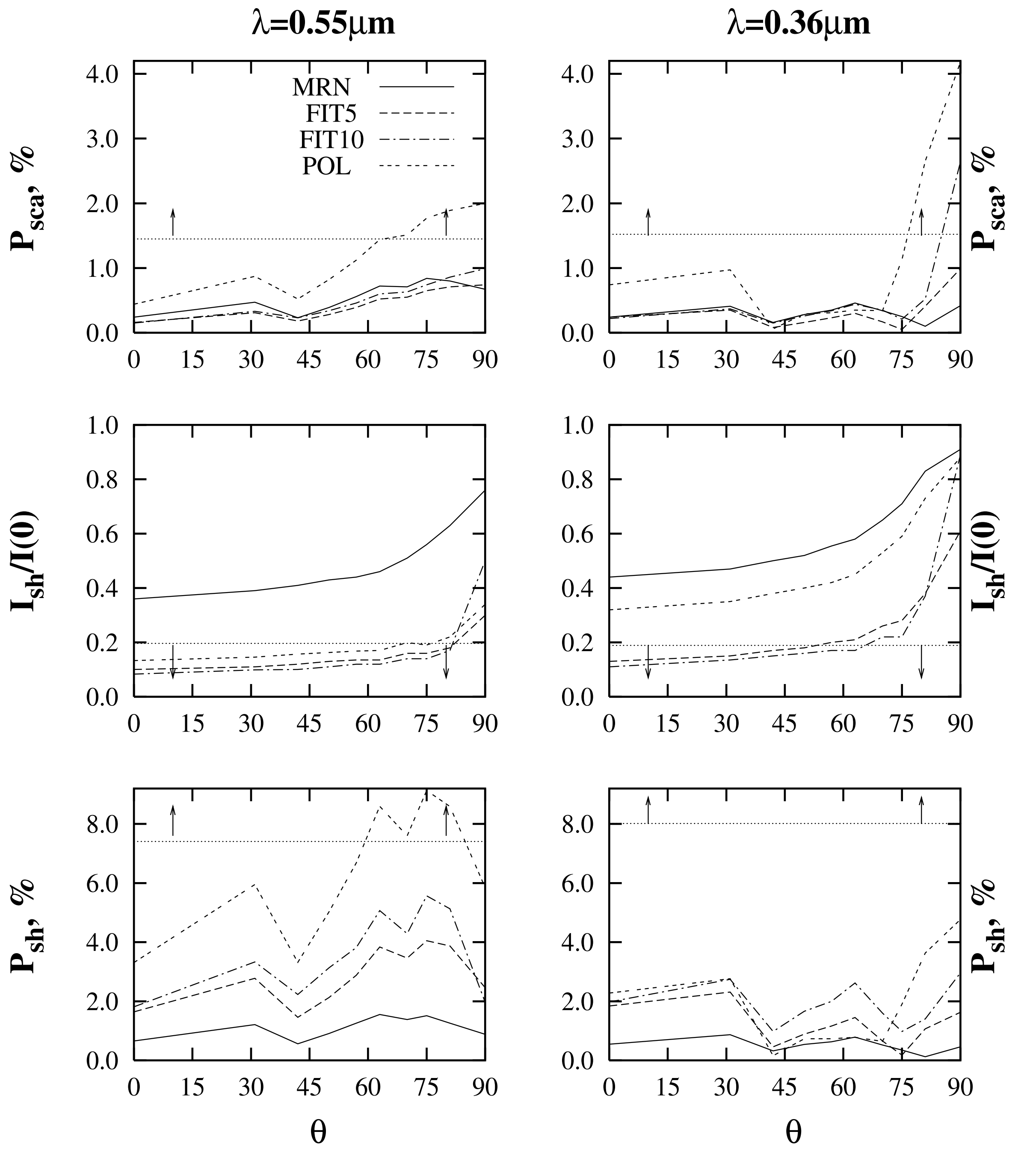

Рис. 3.11: Зависимость степени линейной поляризации и доли рассеянного излучения от угла наклона оболочки к лучу зрения (ε=5). Описание моделей дано в тексте. Пунктиром показаны наблюдаемые значения для CQ Tau, стрелки указывают на то, что это лишь нижний или верхний пределы (см. приложение Г).

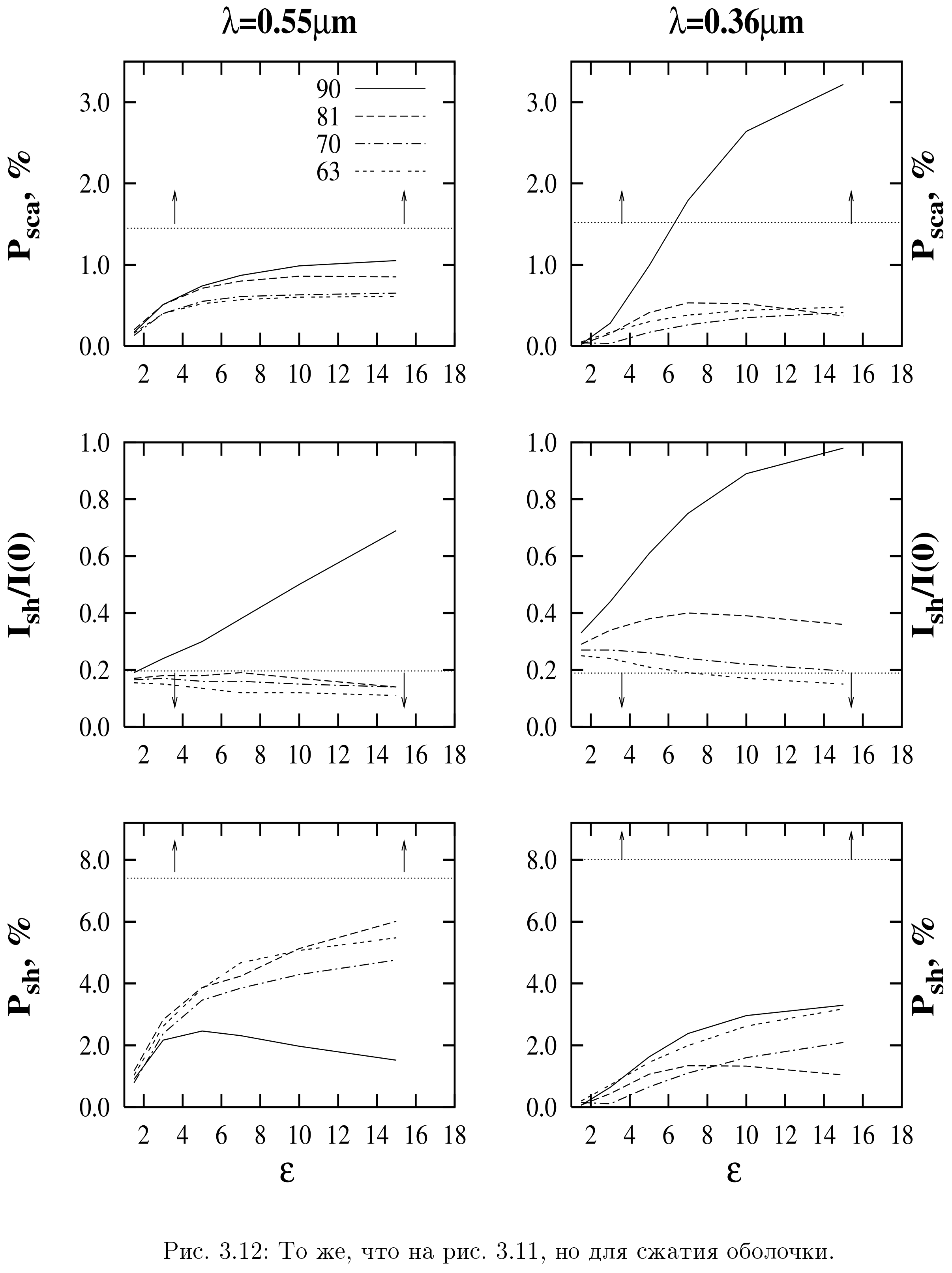

Рис. 3.12: То же, что на рис. 3.11, но для сжатия оболочки.

Рассмотрим сначала результаты в полосе V. При наблюдениях точно с ребра оболочки (θ=90°) степень поляризации P_{sh} достигает максимума при сжатии около 5. Этот результат совпадает с результатом Voshchinnikov and Karjukin [1994]. Однако отношение $I_{sh}/I(0)$ довольно быстро растет со сжатием, и рост этот не прекращается для больших ε (это понятно, поскольку с ростом ε растет концентрация пыли, и следовательно, τ^{sca}, в плоскости симметрии). Так что степень поляризации P_{sca} продолжает расти и при ε >5. При ε=15.0 она оказывается в ≈1.2 раза выше, чем при ε=7.0. При сжатии больше 10 все же наблюдается "насыщение", и поляризация меняется довольно слабо. При остальных углах наклона степень поляризации оболочки P_{sh} постоянно растет со сжатием.

Доля рассеянного излучения $I_{sh}/I(0)$ меняется мало, а для больших ε даже немного уменьшается (концентрация пыли в плоскости симметрии растет, а с удалением от нее в сторону полюсов уменьшается, что ведет к уменьшению τ^{sca} вдоль луча зрения при меньших углах наклона). Таким образом, степень поляризации P_{sca} также возрастает. При этом "насыщение" происходит раньше: P_{sca} при ε=15.0 превышает значение для ε=7.0 всего в ≈1.06–1.07 раза.

В полосе U поляризация оболочки P_{sh} имеет максимум при сжатии около 7 в случае наклона θ ≈81°. При этом $I_{sh}/I(0)$ при таких сжатиях уменьшается (вместе с τ^{sca}), и полная поляризация объекта P_{sca} также несколько уменьшатся. При наблюдениях с ребра все три величины заметно растут со сжатием. Для углов меньше 80° результат аналогичен результату в видимой области.

3.2.3 Волновая зависимость собственной поляризации

Для большинства исследуемых объектов поляризационные измерения проводились в пяти полосах U,B,V,R,I. Поэтому для каждой из указанных выше смесей были проведены расчеты на соответствующих длинах волн. Сначала рассмотрим кратко результаты для каждой смеси отдельно. Напомним, что оптические толщины выбирались таким образом, чтобы удовлетворить наблюдаемому для CQ Tau спектральному распределению энергии в ИК области.

MRN-смесь (см. рис. 3.13). Степень поляризации оболочки P_{sh} растет с ростом длины волны. При этом степень поляризации в полосе U оказывается в несколько раз меньше, чем в полосе I. Вклад рассеянного излучения $I_{sh}/I(0)$ на всех длинах волн превышает наблюдаемые значения и быстро растет с уменьшением длины волны. Полная поляризация объекта P_{sca}, как и оболочки, уменьшается в голубой части спектра и оказывается значительно меньше наблюдаемой. Высокие значения $I_{sh}/I(0)$ (как и альбедо Λ) приводят также к тому, что рассчитанные повороты показателей степени происходят слишком рано. Максимально возможное теоретическое значение ослабления блеска составляет около 0.3^m при θ=90° и 0.7^m при θ=70°(наблюдаемое значение 1.8^m).

WWV-смесь (см. рис. 3.14). Степень поляризации оболочки P_{sh} растет с ростом длины волны, достигая в полосе I наблюдаемых значений. Вклад рассеянного излучения $I_{sh}/I(0)$ на всех длинах волн, кроме полосы I, превышает наблюдаемые значения и быстро растет с уменьшением длины волны. Рост этот несколько замедляется, если угол между лучом зрения и осью симметрии оболочки уменьшается до 70° и менее. За счет высокого значения $I_{sh}/I(0)$, полная поляризация объекта P_{sca} довольно близка к наблюдаемой, несмотря на то, что поляризация оболочки мала. Высокие значения $I_{sh}/I(0)$ (и альбедо Λ) также приводят к ранним поворотам показателей степени, что противоречит наблюдениям. Максимально возможное теоретическое значение ослабления блеска составляет около 0.6^m при θ=90° и 1.1^m при θ=70°.

FIT-смесь (см. рис. 3.15). Степень поляризации оболочки P_{sh} растет с ростом длины волны в голубой части спектра и мало меняется в V,R,I. При этом она меньше наблюдаемой, особенно в голубой части. Вклад рассеянного излучения $I_{sh}/I(0)$ растет с уменьшением длины волны довольно медленно (кроме наблюдений с ребра), и при $\theta \lesssim 70°$ не превышает наблюдаемых значений. Полная поляризация объекта P_{sca} имеет волновую зависимость, близкую к наблюдаемой, хотя степень поляризации заметно ниже. Поведение показателей цвета во время затмений также неплохо согласуется с наблюдательными данными при $\theta \approx 70°$. Напомним, что смесь FIT была выбрана, как одна из смесей, для которых сферическая модель удовлетворяет наблюдениям. Как видно, в случае сфероидальной модели, для согласия с наблюдаемыми диаграммами "показатель цвета – звездная величина" либо альбедо смеси должно быть несколько меньше, чем полученное для сферических моделей, либо при том же альбедо угол наклона оболочки должен быть немного меньше 90°. Последнее предположение довольно естественно. Лучшее согласие для показателя U-B может быть достигнуто в случае, когда $\Lambda_B - \Lambda_U$ больше, чем в данной модели (0.06).

ALB-смесь (см. рис. 3.16). Степень поляризации оболочки P_{sh} растет с ростом длины волны, достигая в красной области (R,I) довольно высоких значений. Поскольку $P_{sh} = \sqrt{Q_{sh}^2 + U_{sh}^2}/I_{sh}$, происходит это за счет того, что рассеянное излучение I_{sh} на указанных длинах волн для данной модели очень мало (напомним, что эта смесь была выбрана специально с низким альбедо, так чтобы $I_{sh}/I(0)$ в полосе V было сравнимо со значением, полученным из наблюдений, даже при $\theta = 90°$). Погрешности вычислений для этих моделей велики из-за малого значения I_{sh}. Несмотря на низкое альбедо (и соответственно отношение $I_{sh}/I(0)$) в полосе V, волновая зависимость для альбедо отличается от полученной из моделирования диаграмм "показатель цвета – звездная

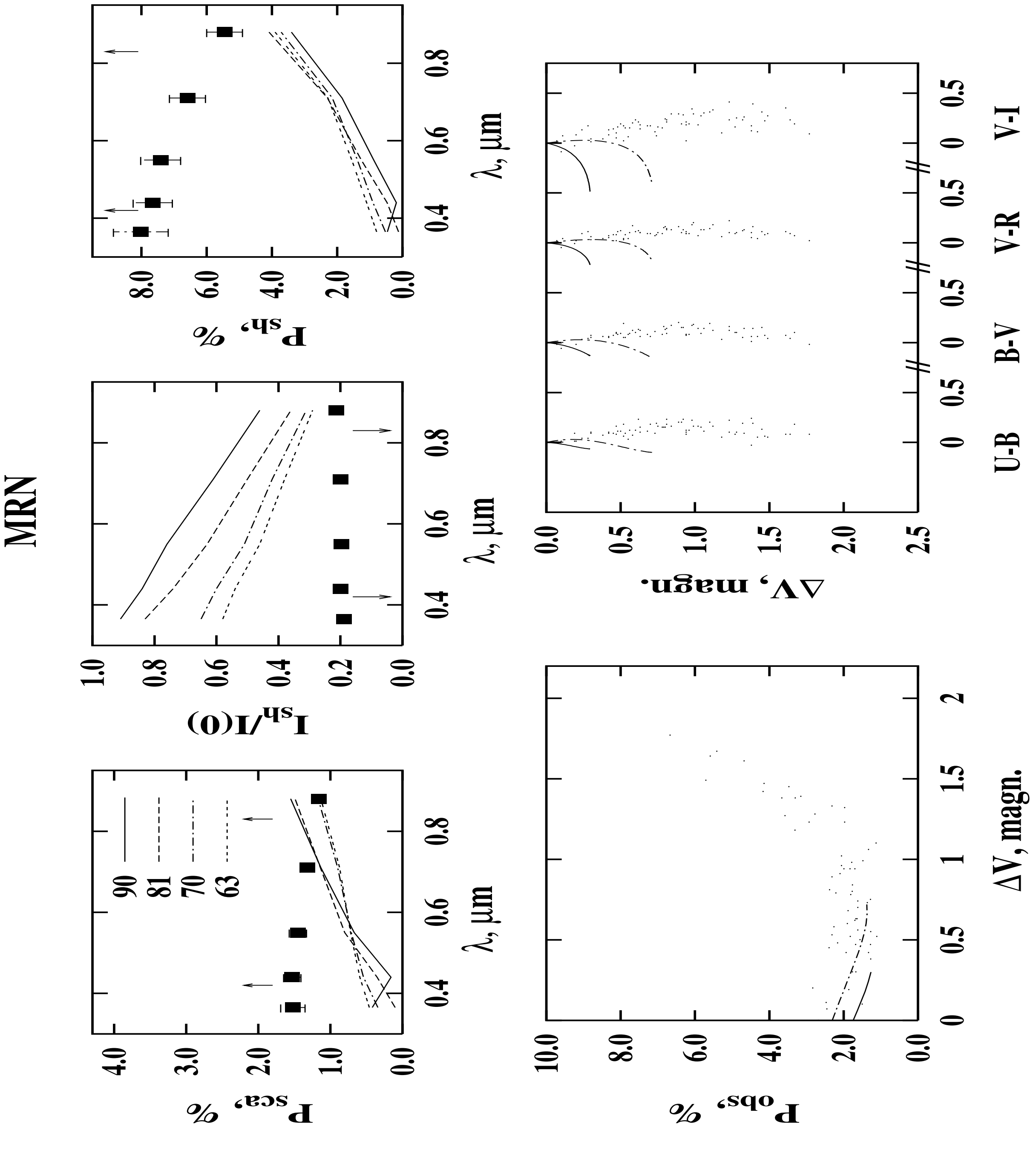

Рис. 3.13: Зависимость степени линейной поляризации и доли рассеянного излучения от длины волны для MRN смеси при различных углах наклона оболочки, изменение степени наблюдаемой поляризации с блеском в полосе V, а также диаграммы "показатель цвета – звездная величина". Символами обозначены наблюдательные данные для CQ Tau, стрелки указывают на то, что это лишь нижний или верхний пределы.

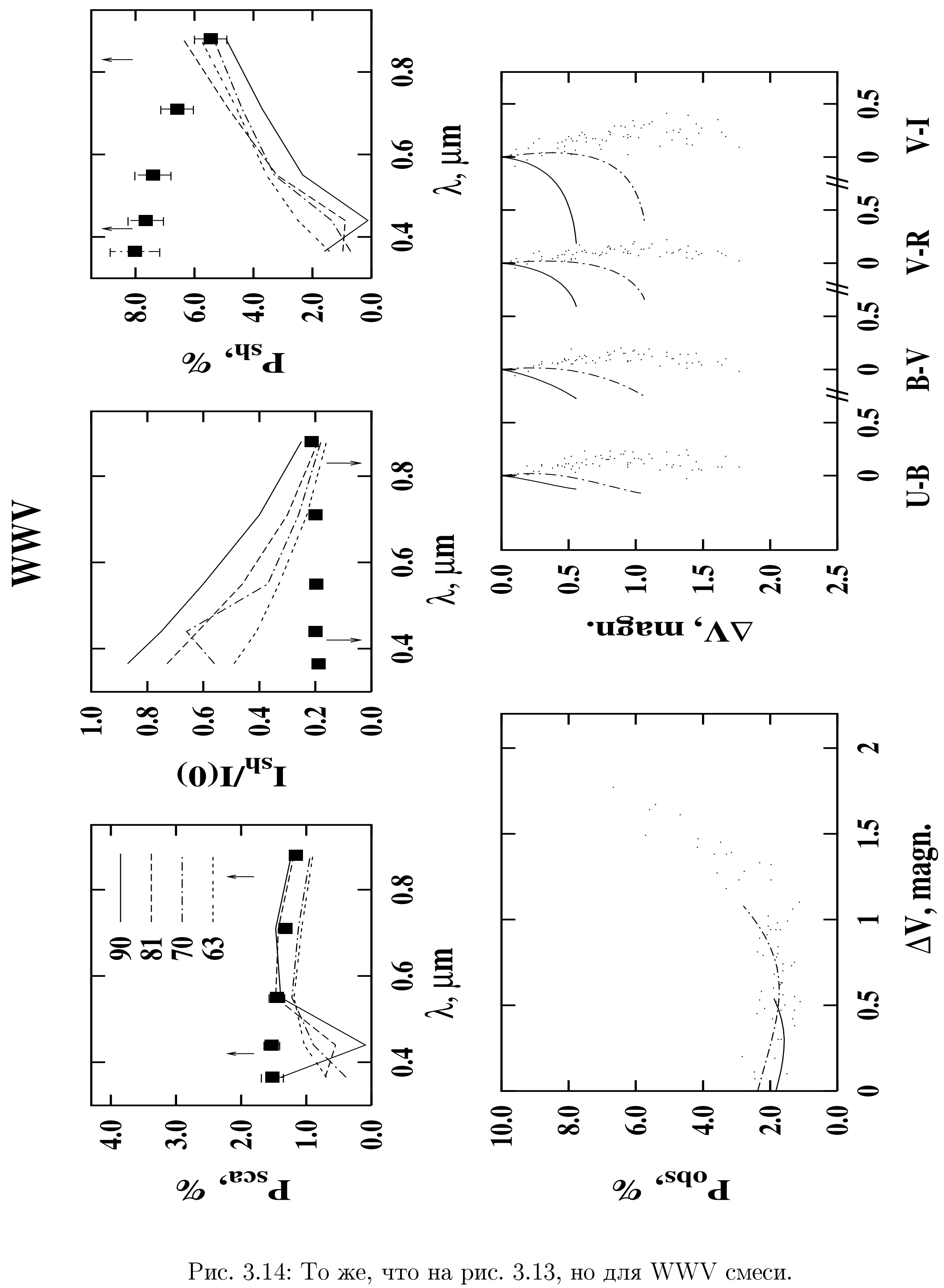

Рис. 3.14: То же, что на рис. 3.13, но для WWV смеси.

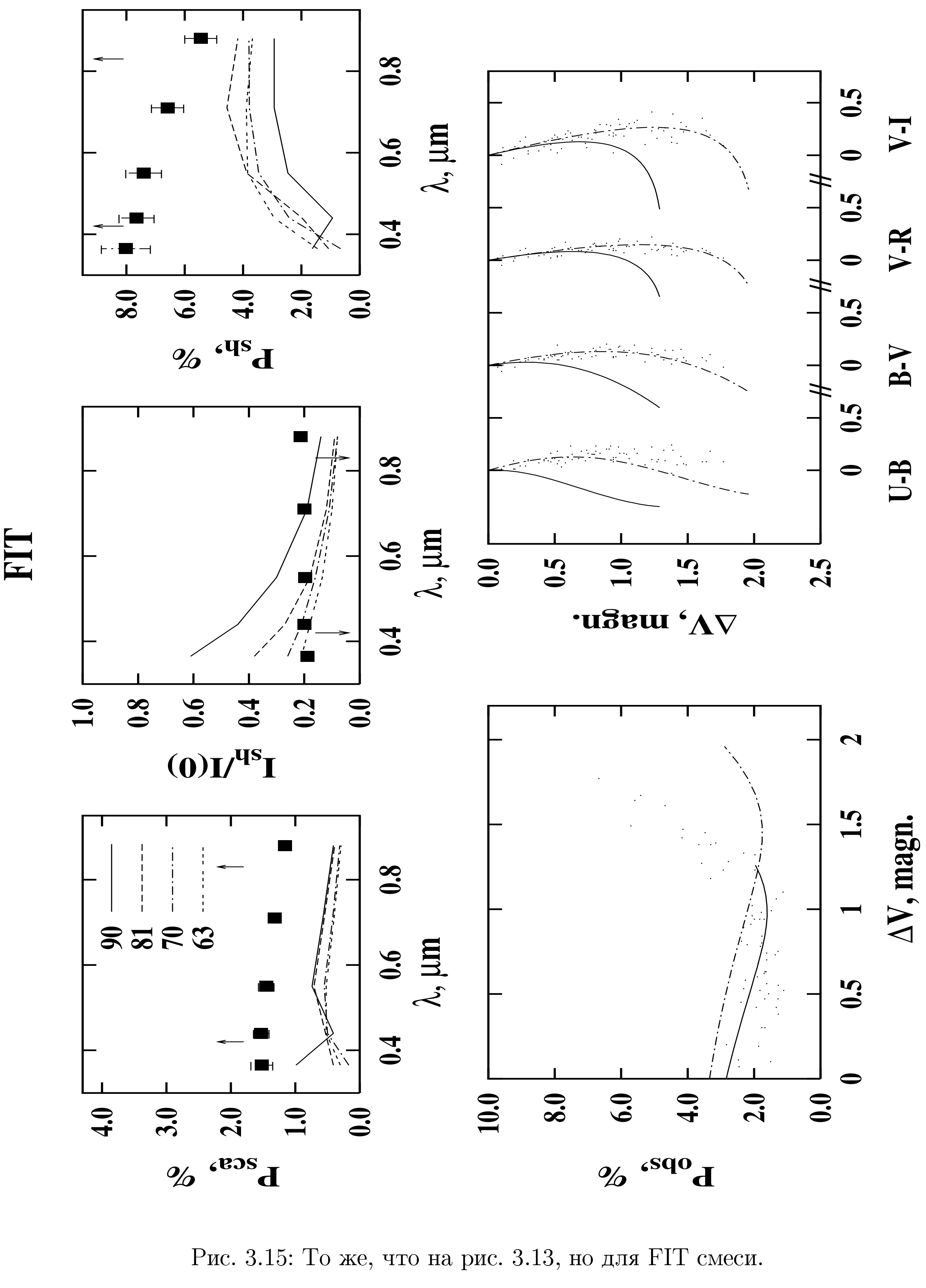

Рис. 3.15: То же, что на рис. 3.13, но для FIT смеси.

величина" (см. п.3.1.3 и табл.4.1) — альбедо растет с длиной волны. Поэтому растет и $I_{sh}/I(0)$, так что в голубой части спектра (U,B) это отношение превышает наблюдаемые значения. Этот рост приводит также к тому, что поведение показателей цвета в минимумах сильно отличается от наблюдаемого. Для U-B и B-V "поголубение" начинается уже с началом затмений. При этом максимально возможное теоретическое значение ослабления блеска в видимой области составляет около 1.9^m при θ=90° и 2.7^m при θ=70°.

POL-смесь (см. рис. 3.17). Эта смесь была отобрана, как дающая высокую, сравнимую с наблюдаемой, степень поляризации в видимой области. При этом ее альбедо Λ_V относительно невелико: 0.34. Действительно, степень поляризации оболочки P_{sh} в полосе V либо совпадает с наблюдаемой, либо немного превышает ее при всех углах наклона меньше 90°. В то же время отношение $I_{sh}/I(0)$ для этих углов совпадает с наблюдаемым, так что полная поляризация объекта P_{sca} в полосе V хорошо согласуется с наблюдениями. Однако, как и в случае ALB смеси, волновая зависимость альбедо противоположна полученной из предыдущего моделирования — альбедо убывает с длиной волны. Поэтому, как и для ALB смеси, вклад рассеянного излучения быстро растет с уменьшением длины волны, и уже в полосе U заметно превышает ограничение, полученное из наблюдений, при всех разумных значениях угла наклона. В красной области (R,I) это отношение мало, что снова приводит к довольно высоким значениям поляризации оболочки. Таким образом, данная смесь наилучшим образом описывает наблюдения в видимой области, но не согласуется с ними на остальных длинах волн. Полученные зависимости Λ и $I_{sh}/I(0)$ от длины волны приводят к иному поведению показателей цвета во время минимумов, несмотря на то, что максимально возможное теоретическое значение ослабления блеска в видимой области при θ=70° близко к наблюдаемому и составляет около 1.7^m (1.2^m при θ=90°).

Отметим здесь, что моделирование изменений поляризации с блеском $P_{obs}(\Delta V)$ почти не дает новой информации. Как видно из формулы (2.20), зависимость поляризации от ослабления блеска определяется величинами P_{sh} и $I_{sh}/I(0)$. Из рис. 3.17 видно, что в случае, когда и поляризация P_{sh}, и отношение $I_{sh}/I(0)$ согласуются с наблюдениями, соответственно согласуется и зависимость $P_{obs}(\Delta V)$.

Кратко подведем итоги. Наилучшее согласие с наблюдательными данными для CQ Tau получается при использовании смесей типа FIT — как и в случае сферической модели. Уменьшение альбедо в голубой области спектра обеспечивает хорошее согласие с волновой зависимостью всех характеристик — параметров поляризации и диаграмм "показатель цвета – звездная величина". При этом альбедо в U и B, по-видимому, должно быть еще меньше, чем для данной смеси — для лучшего согласия с наблюдаемым

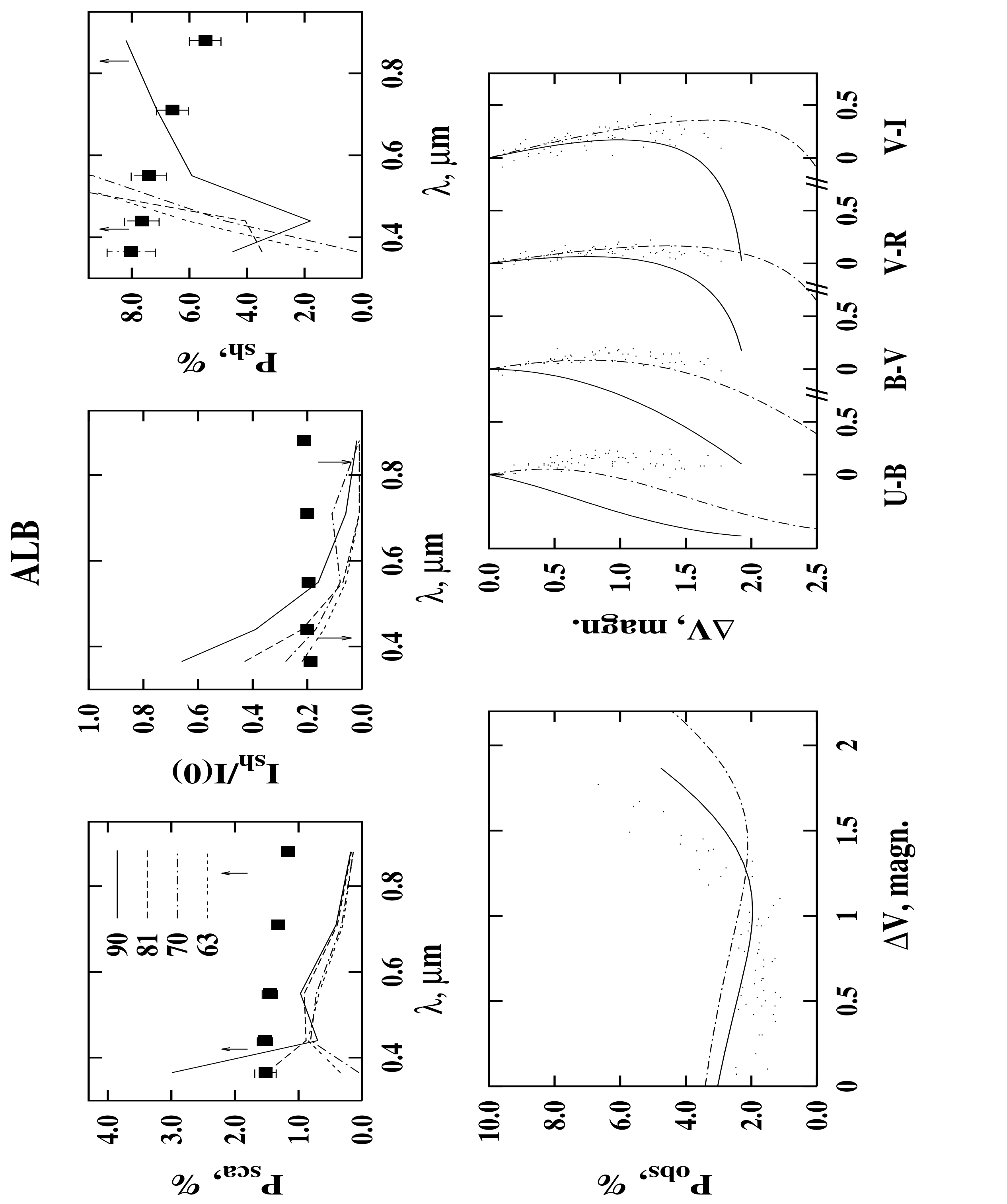

Рис. 3.16: То же, что на рис. 3.13, но для ALB смеси.

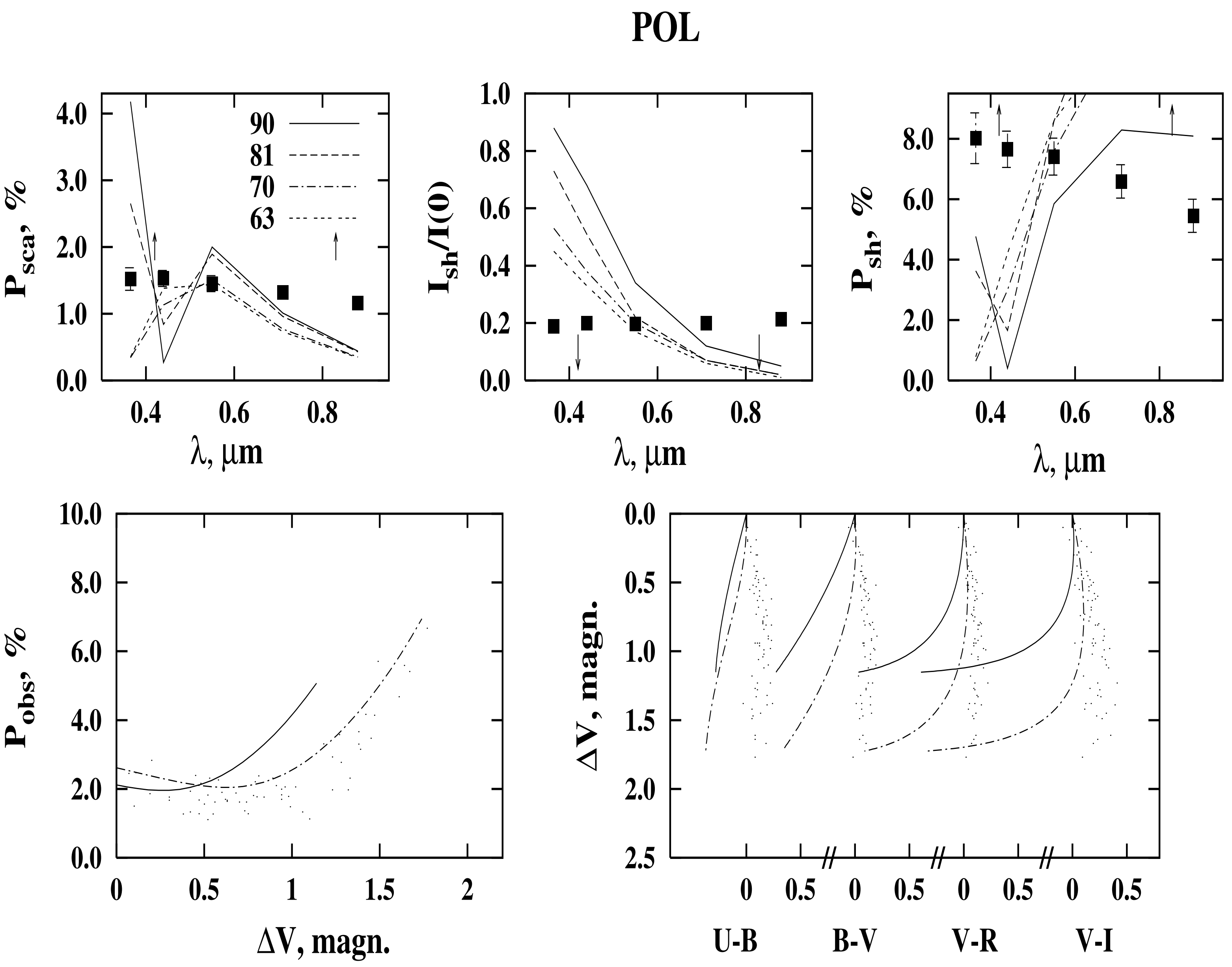

Рис. 3.17: То же, что на рис. 3.13, но для POL смеси.

поведением показателя U-B. Отметим, что данный вывод справедлив и для остальных звезд — из табл. 4.1 видно, что для всех из них $\Lambda_U > \Lambda_V$. Единственным, хотя и существенным, недостатком указанной смеси является довольно низкая степень поляризации — более, чем в 2 раза ниже наблюдаемой. Уменьшить это отличие можно при увеличении сжатия оболочки до 10 –15, однако это не снимает проблемы полностью. Бо́льшую поляризацию оболочки можно получить в случае асимметричных дисковых структур [Krivova et al., 1996]. Извлечь некоторую информацию о геометрии оболочек, по-видимому, можно было бы из моделирования поляризационных карт (ср. например, построенные нами карты для сфероидальной и дисковой оболочек — рис. 3.18), однако для исследуемых звезд таких карт пока не получено.

Хорошее согласие с наблюдаемой поляризацией в видимой области спектра достигается для смесей типа POL. В этом случае, однако, ни волновая зависимость поляризации, ни поведение показателей цвета не согласуются с наблюдаемыми. Решить эту проблему можно было бы при использовании подобной пылевой смеси, но имеющей значительно меньшие альбедо в голубой области и бо́льшие — в красной. В рамках рассмотренной здесь модели пыли (смесь графита и силиката со степенным распределением по размерам) такой смеси нам найти не удалось.

Неплохое согласие с наблюдаемой поляризацией объекта P_{sca} в рассмотренном диапазоне получено для смеси типа WWV. Однако слишком большое значение альбедо и его рост в голубой области приводят к тому, что доля рассеянного излучения в видимой и голубой частях спектра очень высока. В этом случае максимально возможное ослабление блеска объекта значительно ниже наблюдавшихся. А повороты показателей цвета происходят слишком рано.

Модель MRN не дала хороших результатов ни для поляриметрических, ни для фотометрических данных. Это подтверждает вывод различных авторов [см. напр., Вощинников и др., 1988; Вощинников и Гринин, 1991; Лоскутов, 1994; Sorrell, 1990; Grady et al., 1995; Voshchinnikov et al. 1996] о том, что свойства пыли вокруг молодых звезд заметно отличаются от свойств межзвездной пыли.

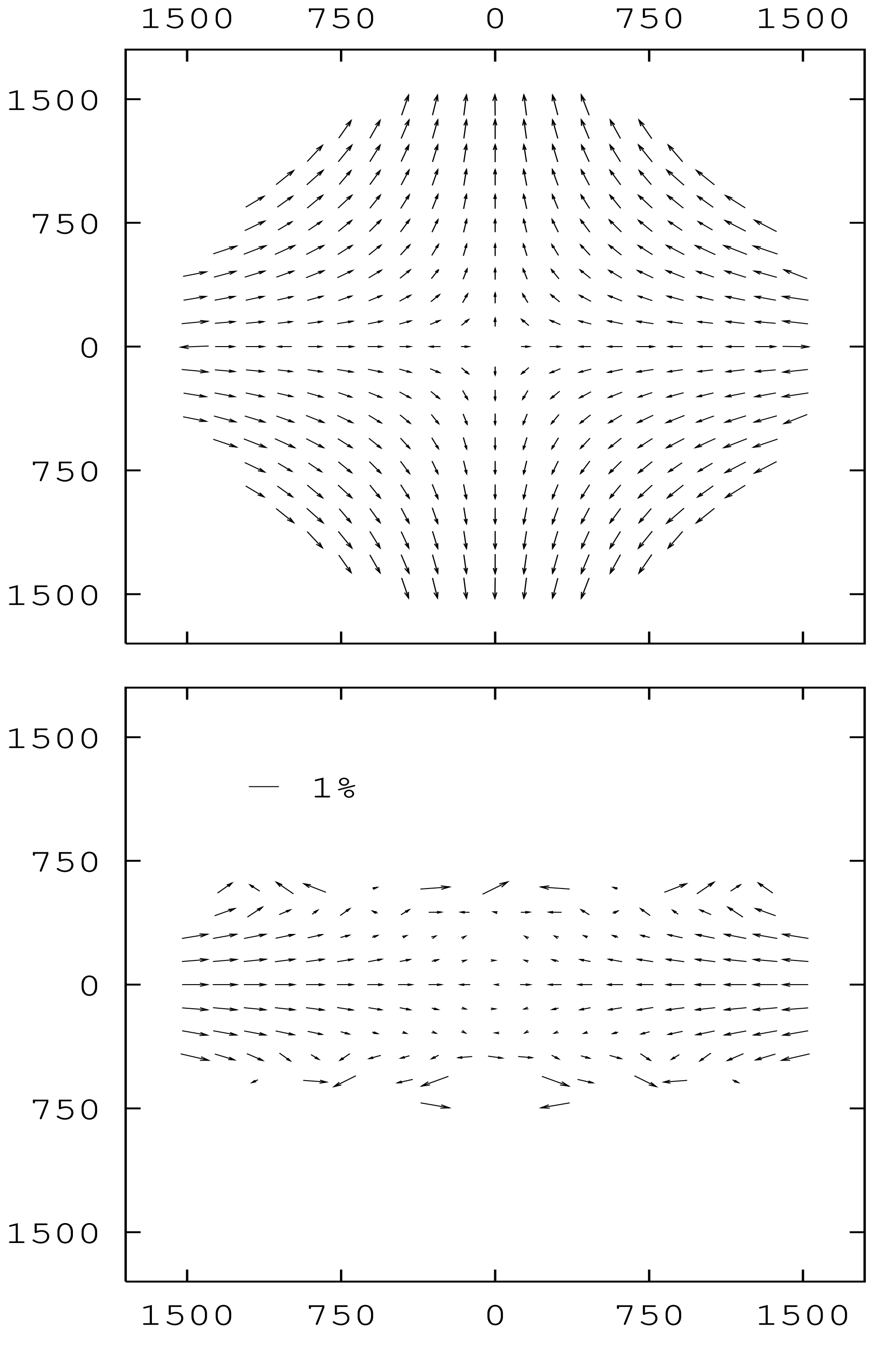

Рис. 3.18: Поляризационные карты для сфероидальной оболочки со сжатием 5 и дископодобной оболочки (сфера без двух полярных конусов с раствором 150°). Все параметры моделей одинаковы. Вдоль осей отложено расстояние от звезды в а.е.

Глава 4

Сравнение с наблюдательными данными

Основной целью данной работы было совместное моделирование различных наблюдательных данных о пылевых оболочках HAeBe звезд типа UX Ori. Основные особенности моделей, зависимости результатов от параметров и возможность их определения из сравнения с наблюдениями были описаны в предыдущей главе. Здесь приведем результаты моделирования для реальных объектов. Прежде чем приступить к их изложению, кратко опишем использованные наблюдательные данные (раздел 4.1). Интепретация наблюдательных данных на основе использованной методики дана в разделе 4.2.

4.1 Наблюдательные данные

Для изучения мы отобрали семь объектов типа UX Ori: UX Ori, WW Vul, BF Ori, V586 Ori, CQ Tau, VX Cas, NX Pup. Все они являются переменными звездами с непериодическими ослаблениями блеска и эмиссионными линиями в спектрах, имеют значительные избытки излучения в ИК области. Для всех звезд неоднократно наблюдались эффект "поголубения" и рост степени поляризации в минимумах блеска (поляризационные наблюдения не проводились лишь для NX Pup). Почти все они (исключая NX Pup) относятся к так называемым изолированным (т.е. не связанным с отражательными туманностями) Ae звездам Хербига с алголеподобными минимумами блеска. Все объекты, кроме, возможно, CQ Tau, попадают в группу I по классификации Hillenbrand et al. [1992], т.е. имеют значительные ИК избытки со степенным наклоном $\lambda F_\lambda \sim \lambda^{-4/3}$. CQ Tau имеет более плоский ИК спектр и может быть причислена к группе II данной классификации (объекты с плоскими или восходящими ИК спектрами). Впрочем ИК избыток этой звезды меньше, чем избытки, характерные для группы II. Возможно, корректнее считать этот случай промежуточным между I и II группами. Наши объекты примерно одинаковы по яркости — $\approx 10 - 12^m$. При этом CQ Tau имеет несколько меньшую светимость ($25\,L_\odot$), но находится ближе остальных звезд ($d \approx 200 - 250$ пс). Самый удаленный объект — VX Cas ($d \approx 700$ пс). Остальные звезды находятся от нас на примерно одинаковом расстоянии ($d \approx 400 - 500$ пс).

Максимальные ослабления блеска рассмотренных звезд достигают $2 - 3^m$. Для VX Cas, NX Pup и V586 Ori это значение чуть меньше. Скорее всего это объясняется тем, что наблюдения их были менее регулярными, чем для других объектов. Для UX Ori, WW Vul, BF Ori и CQ Tau группой астрономов во главе с В.П. Грининым (см. например, Вощинников и др. 1988; Гринин и др. 1988; Бердюгин и др. 1992; Бердюгин и др. 1990; 1992) проводились детальные "патрульные" UBVRI измерения яркости и поляризации во время глубоких минимумов. Для остальных звезд эти наблюдения либо не проводились, либо проводились реже, так что детально исследовать поведение звезд в глубоких минимумах не удалось.

У всех объектов наблюдаемый профиль линии H_α — двухкомпонентный, что характерно для звезд с оболочкой, видимой с ребра [Grinin and Rostopchina, 1996]. Линия He I 5876 Å, отсутствующая у звезд ГП класса A, обычно имеет глубокий абсорбционный компонент и более слабый, смещенный в голубую область, эмиссионный. Считается, что основной абсорбционный компонент образуется в нижних, близких к фотосфере, слоях хромосферы. Часто присутствующий у звезд Хербига слабый эмисионный компонент пока не объяснен. Предполагается, что он может формироваться в более внешних и горячих слоях хромосферы или в потоках истекающего горячего газа. Возможно также, что он формируется в горячем ветре, движущемся из внутренних слоев аккреционного диска наружу [Böhm and Catala, 1995].

Ниже приведены основные результаты наблюдений для каждой звезды и перечислены работы, из которых они были взяты. Отметим, что при моделировании спектрального распределения энергии в видимой и ближней ИК области рассматривались данные, соответствующие ярким состояниям звезд. Оценка эффективной температуры звезд (если она не была найдена в литературе) проводилась по спектральному классу в соответствии с работой Cohen and Kuhi [1979]. Для учета межзвездного поглощения использовался стандартный закон покраснения [Savage and Mathis, 1979]. Процедура разделения межзвездного и околозвездного компонентов поляризации описана в приложении Г. При сборе и интерпретации результатов наблюдений использовались электронные базы данных:

- A new catalogue of members and candidate members of the Herbig AeBe stellar group [Thé et al., 1994a] (доступ через Интернет — *http://www.astro.uva.nl/mario/haebecat.html*);

- Canadian Astronomy Data Centre (*http://cadc.www.dao.nrc.ca*);
- Catalogue of UBVRI photometry of T Tau and HAeBe stars [Herbst et al., 1994] (*ftp://sun.astro.wesleyan.edu/pub/ttauri*);
- Centre de Données astronomiques de Strasbourg (*http://cdsweb.u-strasbg.fr*);
- High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (*http://heasarc.gsfc.nasa.gov*);
- Space Telescope Science Institute Online Library (*http://sesame.stsci.edu/library.html*);
- The NASA Astrophysics Data System (*http://adsabs.harvard.edu*) включая Abstract Service, Article Service, Data Catalogs и Data Archives.

UX Ori

UX Ori (HD 293782, BD -04°1029, IRAS 05020-0351) является изолированной [Herbig and Bell, 1988], одной из наиболее изученных Ae звезд Хербига с непериодическими ослаблениями блеска и считается прототипом всего класса. Эффект поголубения для нее наблюдался еще Зайцевой в 1973 г. UX Ori была также первой звездой данного типа, для которой наблюдался рост поляризации во время минимумов блеска [Гринин, 1988; Вощинников и др., 1988].

Одновременно с изменением блеска и поляризации изменяется также профиль эмиссионной линии H_α: в минимуме эквивалентная ширина ее растет, а двухкомпонентный профиль сменяется однокомпонентным [Колотилов, 1977; Herbst et al., 1983; Grinin et al., 1994a,b; Grady et al., 1996a], что было интерпретировано как следствие затмения звезды оптически толстым облаком [Grinin and Tambovtseva, 1995]. Линия He I 5876 Å неоднократно наблюдалась в поглощении, иногда со слабым эмиссионным компонентом, смещенным в голубую часть спектра [Grinin et al., 1994c; Böhm and Catala, 1995; Grady et al., 1996a]. Вмдимые в максимуме блеска УФ линии поглощения (напр., Mg II и Fe II) в минимуме, когда наблюдается только рассеянное излучение, становятся эмиссионными [Grady et al., 1993, Grady et al., 1995]. Слабые абсорбционные компоненты межзвездной линии Na D, смещенные в красную часть, приписываются газу, появляющемуся при испарении и распаде кометообразных тел или планетезималей [Grinin et al., 1994a, b; Grady et al., 1996a]. Именно эти тела, по-видимому, и вызывают наблюдаемые ослабления блеска. Аналогичные компоненты наблюдались Grady et al. [1995, 1996a] для линий Mg I и Fe II.

Проекция скорости вращения $v \sin i$ составляет 70 ± 6 км/с по данным Böhm and Catala [1995], 175 км/с по данным Hillenbrand et al. [1995, см. ссылку в работе Grady et al.

1996] и 150±10 км/с по данным Grady et al. [1996a]. Возраст UX Ori оценен в $\sim 3{\cdot}10^6$ лет [Hillenbrand et al., 1992, Natta et al., 1997]. Ни наблюдения с Земли [Pirzkal et al., 1997], ни наблюдения HIPPARCOS [Van den Ancker et al., 1998] двойственности объекта не выявили. Перечислим здесь основные наблюдательные данные для нее.

UX Ori
$\alpha_{2000} = 05^h04^m30\overset{s}{.}3$
$\delta_{2000} =$ -03°47′18″.4
$m_V \approx 9.6$–12.3

Расстояние $D = 450{\pm}50$ пк	[Cohen, 1973c; Tjin A Djie et al., 1984; Bibo and The, 1990]
Спектральный класс:	A3 [Timoshenko, 1985],
	A2-A3 [Bibo and The, 1990],
	A2 [Tjin A Djie et al., 1984, Eaton and Herbst, 1995]

Светимость L=55–65$L_\odot$ [Tjin A Djie et al., 1984; Bibo and The, 1990]
Эффективная температура T_*=9000 K

Избыток цвета:	E_{B-V}=0.16 [Bibo and The, 1990; Eaton and Herbst, 1995],
	E_{B-V}=0.27 [Reimann et al., 1997]

Поглощение на луче зрения: $A_V \approx$0.37 [Van den Ancker et al., 1998]

Поляризация:	в ярком состоянии $P_V \approx$0.5–1.0%,
	в минимумах $P_V \approx$7% [Вощинников и др., 1988].

Фотометрические наблюдения в видимой области проводились

Зайцевой [1973]	(UBV наблюдения на разных уровнях блеска),
Вощинниковым и др. [1988]	(UBVRI — на разных уровнях блеска),
Herbst et al. [1983, 1987, 1994]	(UBVRI — на разных уровнях блеска);

в инфракрасной и миллиметровой области —

Cohen [1973a]	(3.5, 4.9, 8.4, 11 мкм),
Glass and Penston [1974]	(HKL),
Колотиловым и др. [1977]	(JKL — на разных уровнях блеска),
Kilkenny et al. [1985]	(UBVRIJHKL — на разных уровнях блеска),
Weaver and Jones [1992]	(наблюдения IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм),
Hutchinson et al. [1994]	(BVRIJHKMN — на разных уровнях блеска),
Natta et al. [1997]	(1.3 мм).

Поляриметрические данные при разных уровнях блеска получены

Вощинниковым и др. [1988] (в полосах UBVRI),
Hutchinson et al. [1994] (в полосе V).

Оценки межзвездной поляризации даны

Вощинниковым и др. [1988],
Grady et al. [1995].

Спектры, полученные со спутника IUE, в УФ области приведены

Tjin A Djie et al. [1984],
Eaton and Herbst [1995],
Grady et al. [1995].

WW Vul

WW Vul (HD 344361, BD +20°4136, IRAS 19238+2106) отсутствовала в оригинальной работе Herbig [1960] и в первых каталогах HAeBe звезд [Herbig and Rao, 1972, Finkenzeller and Mundt, 1984, Herbig and Bell, 1988], однако была отмечена еще Joy [1945] в его первой работе о звездах типа T Tau. WW Vul была упомянута, как объект с характерными признаками T Tau звезды, имеющий однако более ранний спектральный класс (A). Это была вторая Ae звезда Хербига, для которой наблюдался рост поляризации с ослаблением блеска [Гринин, 1988; Гринин и др., 1988].

Эмисионная линия H_α в ее спектре меняется с блеском и имеет двухкомпонентный профиль [Колотилов, 1977; Grinin et al., 1994c; 1996a], свидетельствующий о том, что оболочка видна с ребра [Grinin and Rostopchina, 1996]. С уменьшением блеска звезды падает и поток излучения в H_α [Тимошенко и Филипьев, 1983; Herbst et al., 1983]. Линия He I 5876 Å также переменна и обычно наблюдается в поглощении. Иногда в голубой части появляется слабый эмиссионный компонент [Grinin et al., 1994c; 1996a]. Как и в случае UX Ori, межзвездная линия Na I D имеет слабый абсорбционный компонент, смещенный в красную область и приписываемый газу, появляющемуся при распаде и испарении планетозималей или кометообразных тел [Grinin et al., 1996a]. Попытка Pirzkal et al. [1997] выявить двойственность звезды не дала положительного результата.

WW Vul
$\alpha_{2000} = 19^h 25^m 59\overset{s}{.}5$
$\delta_{2000} = +21°12'32\overset{''}{.}8$
$m_V \approx 10.2$–12.6
Расстояние $D = 550$ пк [Friedemann et al., 1993]
Спектральный класс: A0-A3 [Колотилов, 1977], A0 [Friedemann et al., 1993]

Светимость L=80$L_\odot$ [Friedemann et al., 1993]
Эффективная температура T_*=9500 K [Friedemann et al., 1993]
Избыток цвета E_{B-V}=0.345 [Friedemann et al., 1993]
Поляризация: в ярком состоянии $P_V \approx$0.4–1.0%,
в минимумах $P_V \approx$5–6% [Гринин и др., 1988; Бердюгин и др., 1992].

Фотометрические наблюдения в видимой области проводились

Зайцевой [1983]	(UBV наблюдения на разных уровнях блеска),
Тимошенко и Филипьевым [1983]	(UBVR — на разных уровнях блеска),
Кардополовым и Филипьевым [1985б]	(UBVR — на разных уровнях блеска),
Бердюгиным и др. [1992]	(UBVRI — на разных уровнях блеска),
Herbst et al. [1994]	(UBVRI — на разных уровнях блеска);

в инфракрасной и миллиметровой области —

Cohen [1973a]	(3.5, 4.9, 8.4, 11 мкм),
Glass and Penston [1974]	(HKL),
Колотиловым и др. [1977]	(JHKL — на разных уровнях блеска),
Weaver and Jones [1992]	(наблюдения IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм),
Li et al. [1994]	(JHK),
Natta et al. [1997]	(1.3 мм).

Поляриметрические данные при разных уровнях блеска получены

Бердюгиным и др. [1992] (в полосах UBVRI).

Оценки межзвездной поляризации даны

Бердюгиным и др. [1992].

BF Ori

BF Ori (BD -06°1259, IRAS 05348-0636) относится к молодым звездам орионова населения [Паренаго, 1954], является изолированной [Finkenzeller and Mundt, 1984] и расположена в районе темного облака L1641 [Nakajima et al., 1986, Strom et al., 1989, Chen et al., 1993, Casali, 1995]. Она присутствовала в одном из первых каталогов звезд с эмиссионными линиями в спектрах — каталоге Haro [1953]. Тем не менее она не попала в первый список кандидатов Herbig [1960]. Во второй каталог звезд Хербига [Herbig and Rao, 1972] она уже включена.

Профиль линии H_α — двухкомпонентный [Finkenzeller and Mundt, 1984; Grinin et al., 1994c; Bóhm and Catala, 1995; Grady et al., 1996a], а полный поток излучения в линии H_α растет с уменьшением блеска [Herbst et al., 1983]. Проекция скорости вращения $v \sin i$

довольно высока и составляет 100±10 км/с [Böhm and Catala, 1995]. Все это подтверждает гипотезу о том, что оболочка видна с ребра. Линия He I 5876 Å имеет асимметричный широкий профиль [Grady et al., 1996a; Grinin et al., 1996a]. Присутствие этой линии свидетельсвует о существовании горячих областей в окрестности звезды. Слабое эмисионное крыло в голубой части отмечено на спектрах Böhm and Catala [1995].

Профиль линий Na I D асимметричен и часто включает два компонента: почти симметричный межзвездный и сильно смещенный в красную область "кометный" компонент [Grinin et al., 1996a; Grady et al., 1996a]. Herbig and Rao [1972] отметили также, что большинство наблюдаемых линий ионизованных металлов раздвоены либо асимметричны.

Возраст звезды оценен в $\sim 2{\cdot}10^6$ лет [Natta et al., 1997]. Второго компонента в системе не обнаружено [Van den Ancker et al., 1998].

BF Ori
$\alpha_{2000} = 05^h37^m11\overset{s}{.}4$
$\delta_{2000} =$ -06°35′00″
$m_V \approx$ 9.5–12.5
Расстояние: $D =$ 400–460 пк [Паренаго, 1954; Холопов, 1959; Cohen, 1973c], [Finkenzeller and Mundt, 1984, Nakajima et al., 1986], [Vrba et al., 1988]
Спектральный класс: A1 [Паренаго, 1954],
A-F [Herbig and Rao, 1972],
A0 [Cohen and Kuhi, 1979],
A5 [Kilkenny et al., 1985, Eaton and Herbst, 1995],
A2 [Шевченко и Якубов, 1992],
A0-F [Hutchinson et al., 1994]
Светимость L=60$L_\odot$ [Шевченко и Якубов, 1992]
Эффективная температура T_*=9500 K
Избыток цвета: E_{B-V}=0.12 [Rössiger, 1983],
E_{B-V}=0.35 [Шевченко и Якубов, 1992],
E_{B-V}=0.05 [Eaton and Herbst, 1995]
Поглощение на луче зрения: $A_V \approx$0.26 [Van den Ancker et al., 1998]
Поляризация: в ярком состоянии $P_V \approx$0.2–1.0%,
в минимумах $P_V \approx$5% [Кардополов и Рспаев, 1987],
[Гринин и др., 1989].

Фотометрические наблюдения в видимой области проводились

Шаймиевой и Шутемовой [1985]	(UBVR наблюдения на разных уровнях блеска),
Грининым и др. [1989]	(UBVRI — на разных уровнях блеска),
Herbst et al. [1983, 1987, 1994]	(UBVRI — на разных уровнях блеска);

в инфракрасной и миллиметровой области —

Cohen [1973б]	(3.5, 4.9, 8.4, 11 мкм),
Glass and Penston [1974]	(HKL),
Kilkenny et al. [1985]	(UBVRIJHKL — на разных уровнях блеска),
Nakajima et al. [1986]	(JHK),
Weaver and Jones [1992]	(наблюдения IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм),
Hutchinson et al. [1994]	(BVRIJHKMN — на разных уровнях блеска),
Natta et al. [1997]	(1.3 мм);

в радиодиапазоне —

Skinner et al. [1993]	(3.6 см).

Поляриметрические данные при разных уровнях блеска получены

Кардополовым и Рспаевым [1987]	(в полосе V),
Грининым и др. [1989]	(в полосах UBVRI),
Hutchinson et al. [1994]	(в полосе V),
Jain and Bhatt [1995]	(в полосах VRI).

Оценки межзвездной поляризации получены по данным наблюдений

Vrba et al. [1988].

Спектры, полученные со спутника IUE, в УФ области приведены

Eaton and Herbst [1995].

V586 Ori

Как и BF Ori, V586 Ori (HD 37258, BD -06°1257, IRAS 05345-0610) относится к орионову населению молодых звезд [Паренаго, 1954] и является изолированной [Bibo and Thé, 1991]. История ее исследований была описана в статье Rössiger [1983], а исследование фотометрического поведения проведено в работе Pugach and Kovalchuk [1986].

Наблюдаемая линия H_α асимметрична, переменна [Herbig and Rao, 1972, Herbig and Bell, 1988] и имеет два компонента [Böhm and Catala, 1995; Grady et al., 1996a]. А проекция скорости вращения $v \sin i$ высока: 160±13 км/с [Böhm and Catala, 1995], что указывает на то, что оболочка видна с ребра. Профиль линии He I 5876 Å асимметричен со слабой эмиссией в голубой части [Böhm and Catala, 1995; Grady et al., 1996a]. Асимметричен также и профиль линий Na I D - более слабый переменный компонент, предположительно “кометного” происхождения, смещен в красную область [Grady et al., 1996].

V586 Ori
$\alpha_{2000} = 05^h36^m59\overset{s}{.}19$
δ_{2000} = -06°09′15.″7
$m_V \approx 9.3$–11.3
Расстояние D = 400–460 пк [Паренаго, 1954, Breger et al., 1981, Vrba et al., 1988]

Спектральный класс:	A0 [Паренаго, 1954, Lee, 1968],
	A2 [Шевченко и Якубов, 1992; Malfait et al., 1998]

Светимость L=60$L_\odot$
Эффективная температура T_*=9500 K

Избыток цвета:	E_{B-V}=0.13 [Lee, 1968],
	E_{B-V}=0.17 [Шевченко и Якубов, 1992],
	E_{B-V}=0.11 (межзвездного происхождения — 0.09) [Malfait et al., 1998]
Поляризация:	в ярком состоянии $P_V \approx$0.2–0.4%,
	в минимумах $P_V \gtrsim$2.3% [Breger, 1976, Бердюгин, 1992, Grinin, 1994].

Фотометрические наблюдения в видимой области проводились

Lee [1968]	(UBVRI),
Pugach and Kovalchuck [1986]	(UBVR — на разных уровнях блеска),
Бердюгиным [1992]	(UBVRI наблюдения на разных уровнях блеска),
Herbst et al. [1994]	(UBVR — на разных уровнях блеска);

в инфракрасной области —

Glass and Penston [1974]	(JHKL),
Breger et al. [1981]	(2.3 и 3.6 мкм),
Weaver and Jones [1992]	(наблюдения IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм),
Malfait et al. [1998]	(UBVJHKL).

Поляриметрические данные при разных уровнях блеска получены

Breger [1976]	(в полосе V),
Vrba et al. [1988]	(в полосе V),
Бердюгиным [1992]	(в полосах UBVRI).

Оценки межзвездной поляризации получены по данным наблюдений
Vrba et al. [1988].

<u>VX Cas</u>

VX Cas (IRAS 00286+6142) — изолированная быстрая неправильная переменная [Зайцева, 1986, Herbig and Bell, 1988]. Звезда относится к T-ассоциации Cas T1 [Холопов, 1959]. Хотя глубокие ослабления блеска (до 1.5^m) у нее относительно редки [Зайцева, 1986], это может быть эффектом более редких наблюдений по сравнению с предыдущими звездами. Natta et al. [1997] оценили ее возраст в $\sim 3 \cdot 10^6$ лет, а Pirzkal et al. [1997] не обнаружили наличия спутника. Профиль линии H_α, как и у большинства звезд типа UX Ori, — двухкомпонентный и переменный [Колотилов и др., 1977; Grinin et al. 1994c; Grinin and Rostopchina, 1996].

VX Cas
$\alpha_{2000} = 00^h31^m20^s$
$\delta_{2000} = +62°00'$
$m_V \approx 10.9$–12.6
Расстояние $D = 750$ пк [Холопов, 1959, Артюхина, 1960]
Спектральный класс: A0 [Herbig, 1954, Зайцева, 1986]
Светимость L=100$L_\odot$
Эффективная температура T_*=10000 K
Избыток цвета E_{B-V} ≈0.3 [Пугач, 1979, Пугач, 1983]
Поляризация: в минимумах P_V ≈3% [Grinin, 1994].

Фотометрические наблюдения в видимой области проводились

Пугачем [1979, 1983]	(UBV наблюдения на разных уровнях блеска),
Кардополовым и Филипьевым [1985а,в]	(UBVR — на разных уровнях блеска),
Бердюгиным [1992]	(UBVRI — на разных уровнях блеска),
Herbst et al. [1994]	(UBVR — на разных уровнях блеска);

в инфракрасной и миллиметровой области —

Glass and Penston [1974]	(HK),
Колотиловым и др. [1977]	(JK — на разных уровнях блеска),
Weaver and Jones [1992]	(наблюдения IRAS на 12, 25, и 60 мкм),
Natta et al. [1997]	(1.3 мм).

CQ Tau

В ближайшей окрестности CQ Tau (HD 36910, BD +24°873, IRAS 05328+2443) молодых звезд не наблюдается, и звезда, по-видимому, не связана с какой-либо туманностью [Bonsack and Greenstein, 1960, Bibo and Thé, 1991], т.е. является изолированной. Однако на расстоянии около 2° от нее находится T-ассоциация Tau T4 [Холопов, 1959, Артюхина, 1960]. Возраст звезды оценен в $\sim 8{\cdot}10^6$ лет [Natta et al., 1997]. Двойственность объекта не установлена ни наблюдениями с Земли [Pirzkal et al., 1997], ни с HIPPARCOS'a [Van den Ancker et al., 1998].

Линия H_α имеет двухкомпонентный профиль [Böhm and Catala, 1994, Böhm and Catala, 1995, Grinin and Rostopchina, 1996]. Проекция скорости вращения $v \sin i$ составляет 110±20 км/с [Böhm and Catala, 1995]. Наблюдаемый симметричный профиль запрещенной линии [O I] 6300 Å, по-видимому, исключает присутствие оптически толстого околозвездного диска [Böhm and Catala, 1994]. На УФ спектрах, полученных с IUE для яркого состояния, присутствуют сильные линии поглощения. С ослаблением блеска эти абсорбционные линии становятся менее заметны, а усиливаются эмисионные линии [Grady et al., 1993]. Это свидетельствует о том, что в максимуме блеска мы видим излучение звезды, прошедшее через оболочку, тогда как в минимуме — только рассеянное в оболочке излучение.

CQ Tau
$\alpha_{2000} = 05^h 35^m 58\overset{s}{.}41$
$\delta_{2000} = +24°44'55\overset{''}{.}2$
$m_V \approx 9.4$–11.6
Расстояние $D = 200$ пк [Холопов, 1959, Артюхина, 1960]
Спектральный класс: A2-F5 [Götz and Wenzel, 1968],
F2 [Glass and Penston, 1974; Бердюгин и др., 1990],
A-F5 [Kovalchuk and Pugach, 1992]
Светимость L=25$L_\odot$ [Cohen, 1973c]
Эффективная температура T_*=8000 K
Избыток цвета $E_{B-V} \approx$0.4 [Бердюгин и др., 1990]
Поглощение на луче зрения: $A_V \approx$0.96 [Van den Ancker et al., 1998]

Поляризация: в ярком состоянии $P_V \approx$1.5–2.5%,
в минимумах $P_V \approx$6–7% [Бердюгин и др., 1990; Бердюгин, 1992].

Фотометрические наблюдения в видимой области проводились

Бердюгиным [1992]	(UBVRI — на разных уровнях блеска),
Бердюгиным и др. [1990]	(UBVRI — на разных уровнях блеска),
Herbst et al. [1994]	(UBVRI — на разных уровнях блеска);

в инфракрасной и миллиметровой области —

Cohen [1973a]	(2.2, 3.5, 4.8, 4.9, 8.4, 8.6, 10.8, 11, 11.3, 12.8, 18 мкм),
Glass and Penston [1974]	(HKL),
Weintraub [1990]	(наблюдения IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм),
Weaver and Jones [1992]	(наблюдения IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм),
Mannings and Sargent [1997]	(1.3 мм и 2.7 мм).

Поляриметрические данные при разных уровнях блеска получены

Бердюгиным [1992]	(UBVRI — на разных уровнях блеска),
Бердюгиным и др. [1990]	(UBVRI — на разных уровнях блеска).

Оценки межзвездной поляризации даны

Бердюгиным и др. [1990]	(UBVRI — на разных уровнях блеска).

NX Pup

NX Pup (CD -44°3318, CSV 1025, BV 464, Bernes 135) впервые детально исследовалась Henize (HEN 32), который обнаружил в ее спектре линию H_α в эмиссии и занес ее в свой каталог звезд с эмисионными линиями [Henize, 1976]. Звезда попала также в аналогичные каталоги Wray [1966] и Wackerling [1970]. Sanduleak [1974] впервые отнес ее к группе Ae/Be звезд Хербига.

NX Pup расположена в глобуле Бока на расстоянии около 450 пк [Brandt et al., 1971, Herbst, 1977], что усиливает интерес к изучению этого объекта. Наблюдения показали, что в отличие от других рассмотренных здесь объектов, это звезда двойная [Bernacca et al., 1993, Brandner et al., 1995], причем второй компонент, находящийся на уловом расстоянии $0\farcs126$, NX Pup B является также молодой звездой, не достигшей главной последовательности [Schöller et al., 1996]. Возраст компонентов оценивается в $\sim (2 \div 6)\cdot 10^6$ лет [Schöller et al., 1996, Natta et al., 1997].

Эмиссионная линия H_α имеет двухкомпонентный профиль [Finkenzeller and Mundt, 1984; Böhm and Catala, 1994; 1995; Grady et al., 1996a], а проекция скорости вращения $v \sin i$=120±10 км/с довольно высока [Böhm and Catala, 1995], что свидетельствует о наблюдениях оболочки с ребра. Профиль линии He I 5876 Å асимметричен с хорошо выраженным эмиссионным компонентом в голубой части [Böhm and Catala, 1995; Grady et al., 1996a]. Линии Na I D и Mg I также асимметричны и имеют более слабый компонент, смещенный в красную область [Grady et al., 1996a]. В то же время довольно симметричные профили запрещенных линий [O I] 6300 и [O I] 6364 Å свидетельствуют, по-видимому, об отсутствии протяженного, оптически толстого диска [Böhm and Catala, 1994].

NX Pup
$\alpha_{2000} = 07^h 19^m 28\overset{s}{.}2$
$\delta_{2000} =$ -44°35′10″
$m_V \approx 9.3$–11.0
Расстояние $D = 450$ пк [Tjin A Djie et al., 1984, Schöller et al., 1996]

Спектральный класс:	F0 [Irvine, 1975],
	A5 [De Boer, 1977],
	A0 [Tjin A Djie et al., 1984],
	A-F [Finkenzeller and Mundt, 1984],
	A1 [Finkenzeller, 1985],
	A7-A9 [Corcoran and Ray, 1997]

Светимость L=100$L_\odot$ [Tjin A Djie et al., 1984]
Эффективная температура T_*=9500 K

Поглощение на луче зрения:	$A_V \approx$0.43–0.48 [Schöller et al., 1996],
	$A_V \approx$0.59 [Van den Ancker et al., 1998]

Фотометрические наблюдения в видимой области проводились

Brand et al. [1983]	(UBVRI наблюдения на разных уровнях блеска),
Reipurth [1983]	(uvbV$R_c$$I_c$),
Tjin A Djie et al. [1984]	(UBVRI — на разных уровнях блеска, Walraven WULBV);

в инфракрасной и миллиметровой области —

Brand et al. [1983]	(JHKL — на разных уровнях блеска),
Reipurth [1983]	(JHKLM),
Tjin A Djie et al. [1984]	(JHKLM — на разных уровнях блеска),
Weaver and Jones [1992]	(наблюдения IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм),
Henning et al. [1994]	(1.3 мм);

в радиодиапазоне —

Skinner et al. [1993]	(3.6 см и 6 см).

Наблюдения в УФ области, приведены

de Boer [1977] (1550, 1800, 2200, 2500, 3300 Å),
Brand et al. [1983] (данные со спутника ANS),
Reipurth [1983] (данные ANS наблюдений),
Tjin A Djie et al. [1984] (IUE спектры).

4.2 Результаты моделирования

4.2.1 Общие замечания

Варьируя значения модельных параметров, мы нашли для каждой из семи звезд (UX Ori, WW Vul, BF Ori, V586 Ori, VX Cas, CQ Tau и NX Pup) несколько моделей оболочек, удовлетворительно объясняющих наблюдаемые распределения энергии в видимом и ИК диапазонах и изменения показателей цвета во время минимумов блеска (а в случае NX Pup — также кривую ОЗ ослабления). Основные характеристики оболочек для каждой звезды — показатель степени (α) для радиального распределения пыли, внутренний (R_i) и внешний (R_o) радиусы оболочки, ее масса ($M_{env}/M_{\odot}$), а также оптические толщины по поглощению (τ^{abs}) и рассеянию (τ^{sca}) в полосах U и V — в этих моделях имеют сходные значения. Поэтому в табл. 4.1 они даны лишь для одной из моделей. Рис. 4.1–4.7 показывают согласие этих моделей с наблюдательными данными.

Таблица 4.1: Параметры моделей

	UX Ori	WW Vul	BF Ori	V586 Ori	VX Cas	CQ Tau	NX Pup
α	1.3	1.5	1.45	1.5	1.3	0.95	1.3
R_i, a.e.	2.0	3.0	3.0	2.5	3.5	2.0	3.0
R_o, a.e.	$3\cdot10^3$	$2\cdot10^3$	10^4	$5\cdot10^3$	$2\cdot10^3$	$2\cdot10^3$	$5\cdot10^3$
$M_{env}/M_{\odot}$	$5\cdot10^{-6}$	10^{-5}	10^{-5}	$9\cdot10^{-6}$	$5\cdot10^{-6}$	$2\cdot10^{-5}$	10^{-4}
τ_U^{abs}	0.43	0.43	0.29	0.19	0.42	1.41	1.32
τ_V^{abs}	0.20	0.20	0.13	0.10	0.21	0.55	0.56
τ_U^{sca}	0.16	0.14	0.10	0.15	0.31	0.38	0.63
τ_V^{sca}	0.09	0.08	0.06	0.09	0.23	0.20	0.41
$\langle\Lambda\rangle_U$	0.27	0.25	0.26	0.21	0.42	0.44	0.29
$\langle\Lambda\rangle_V$	0.30	0.28	0.31	0.27	0.52	0.47	0.39

Для иллюстрации на рис. 4.2 приведены ИК спектры и диаграммы "цвет–величина" для двух моделей оболочки WW Vul, удовлетворительно воспроизводящих указанные наблюдательные данные. Модели отличаются, в основном, свойствами пылевых частиц. Параметры околозвездной оболочки — внутренний и внешний радиусы, характер распределения вещества вдоль радиуса и оптическая толщина — для обеих моделей практически одинаковы: $R_i = 3$ а.е., $R_o = 2\,000$ а.е., $\alpha \approx 1.5$, $\tau_V^{abs} \approx 0.17$, $\tau_V^{sca} \approx 0.09$

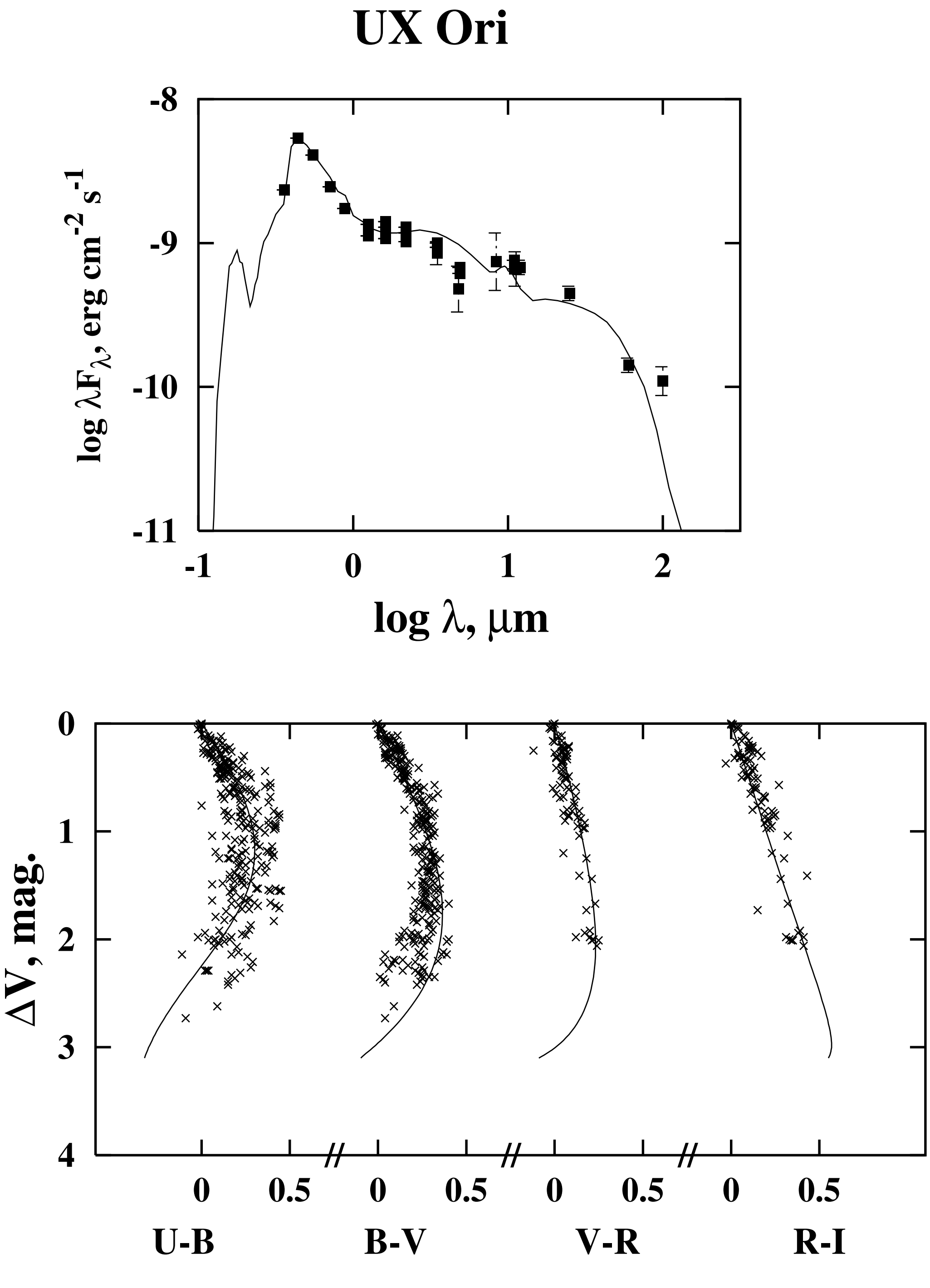

Рис. 4.1: Спектральное распределение энергии и диаграммы “показатель цвета – звездная величина” для модели оболочки UX Ori. Параметры модели даны в табл. 4.1. Символами показаны наблюдательные данные.

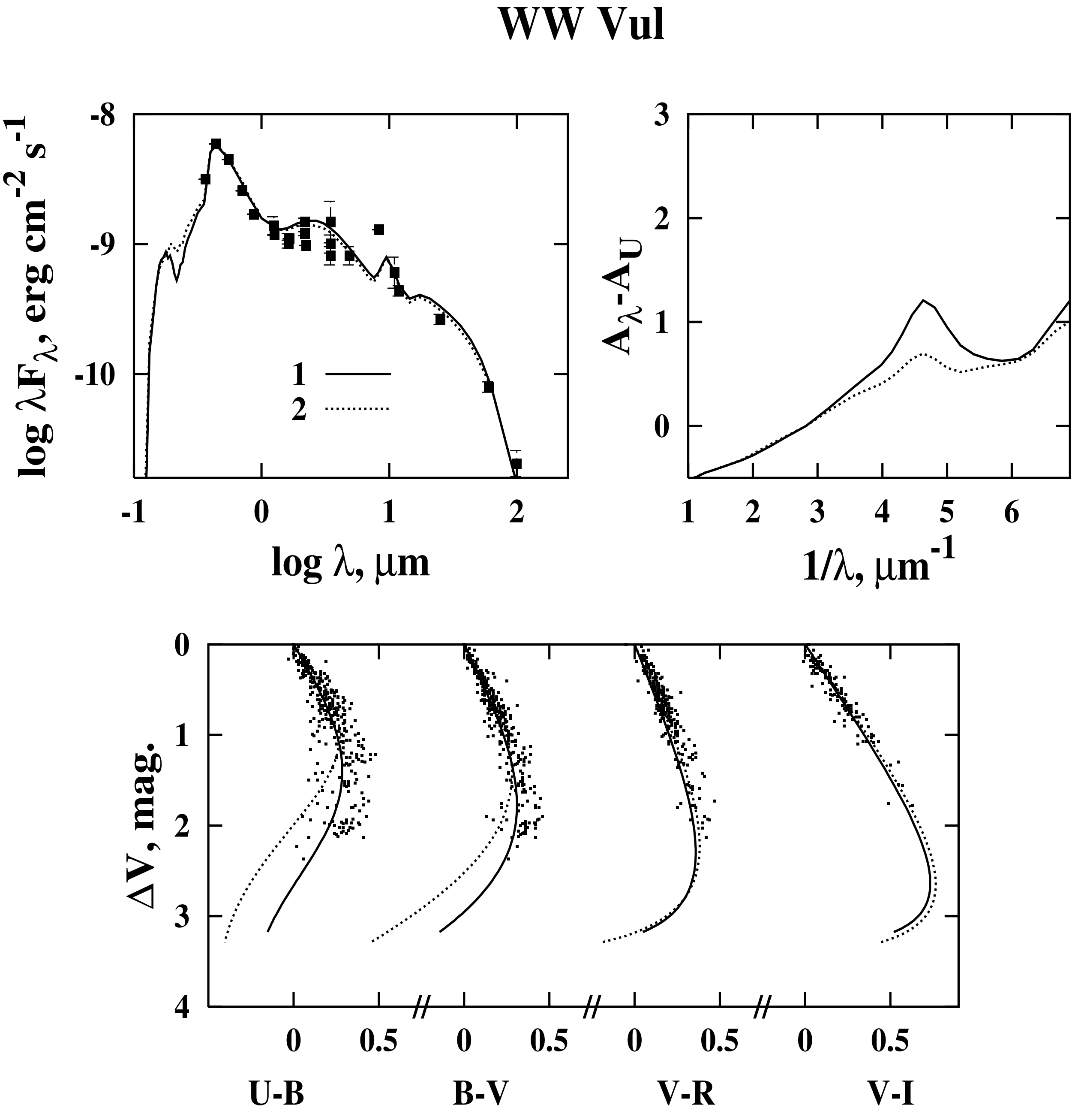

Рис. 4.2: Спектральное распределение энергии, диаграммы “показатель цвета – звездная величина” и кривые ОЗ экстинкции для двух моделей оболочки WW Vul. Параметры оболочки даны в табл. 4.1. Параметры пылевой смеси: 1 — $a_{min} = 0.005$ мкм, $a_{max} = 0.64$ мкм, $q = 4.6$, $\Lambda_U = 0.28$, $\Lambda_V = 0.35$; 2 — $a_{min} = 0.005$ мкм, $a_{max} = 0.08$ мкм, $q = 3.5$, $\Lambda_U = 0.38$, $\Lambda_V = 0.35$. Символами показаны наблюдательные данные.

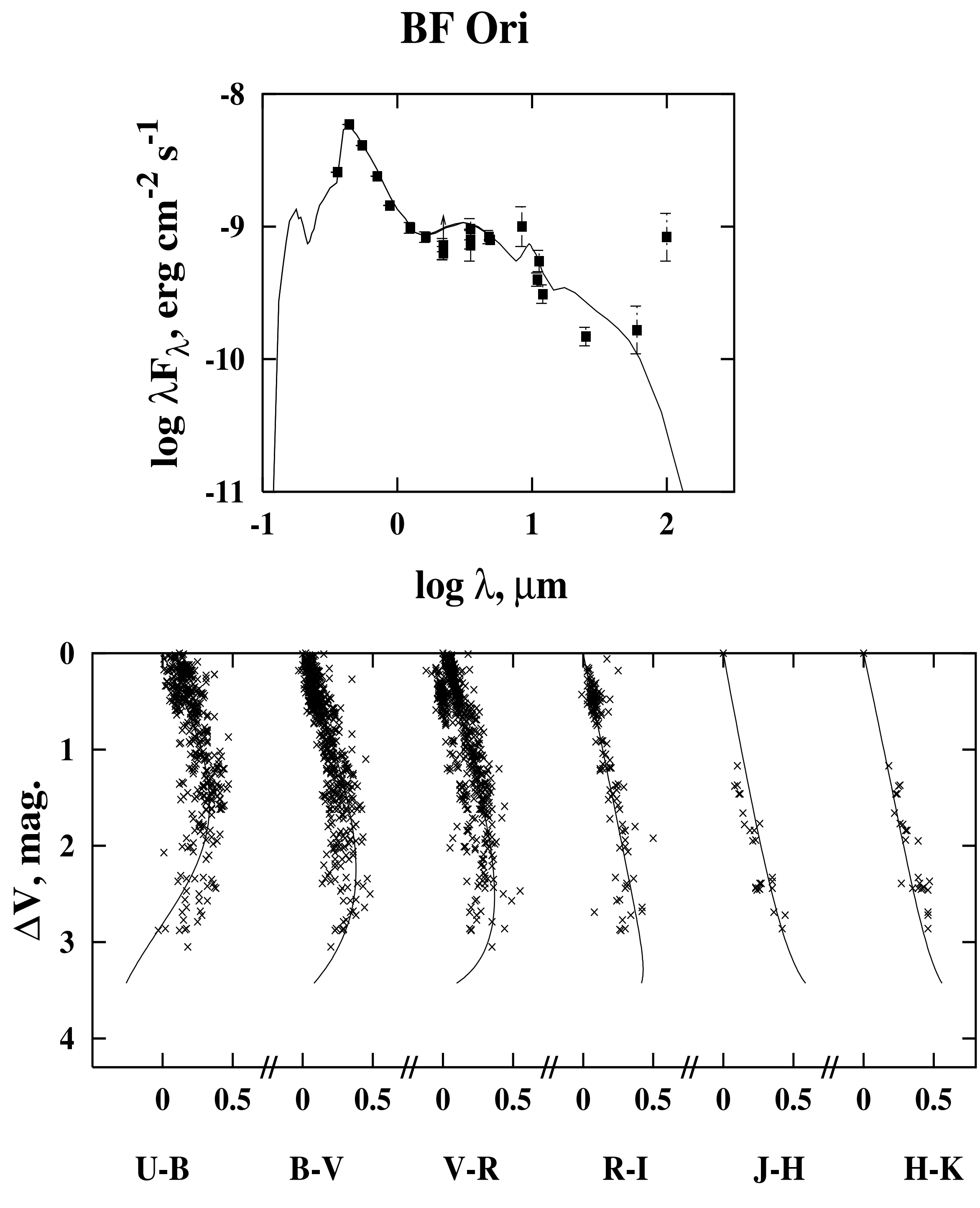

Рис. 4.3: То же, что на рис. 4.1, но для BF Ori

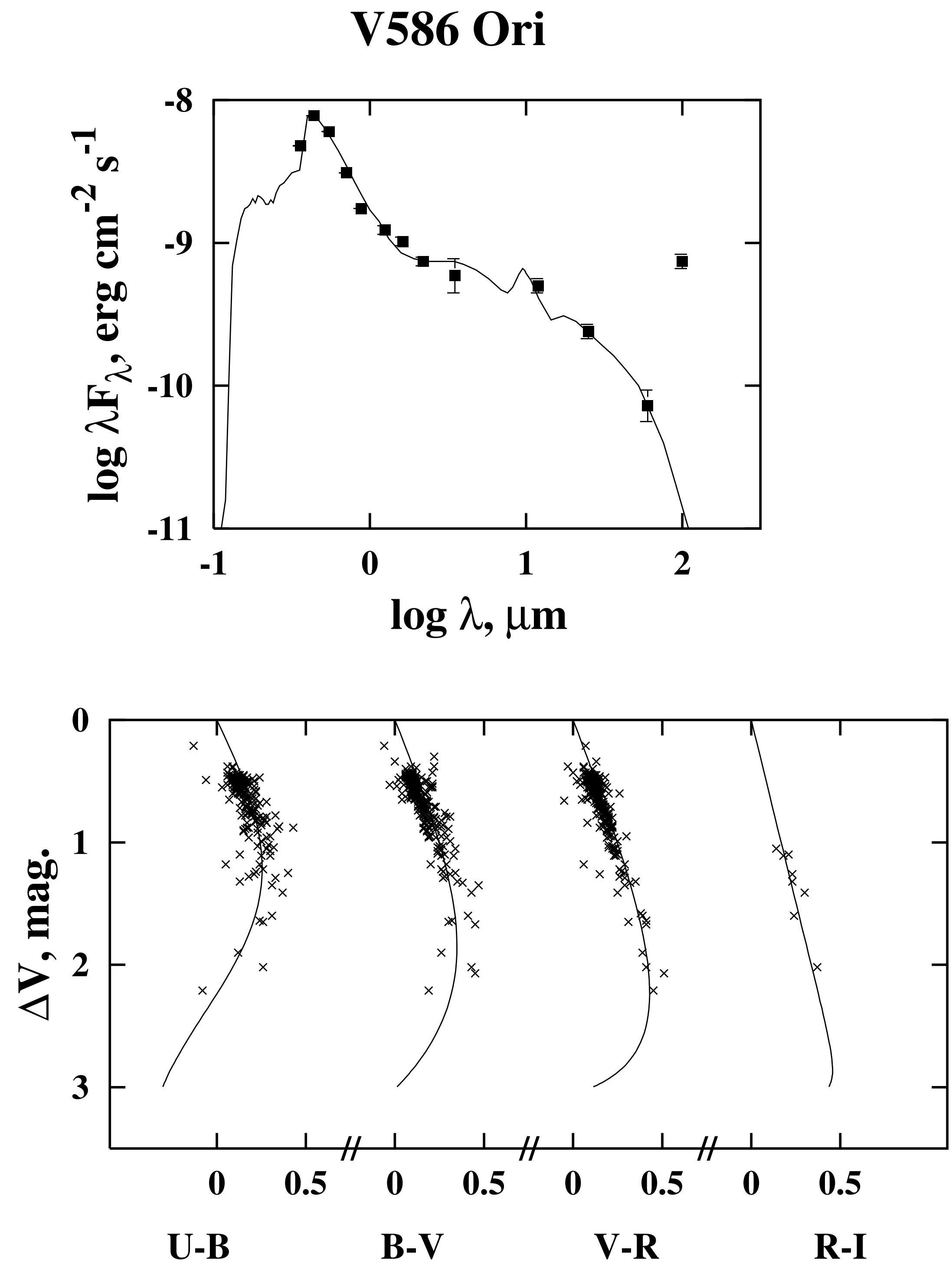

Рис. 4.4: То же, что на рис. 4.1, но для V586 Ori

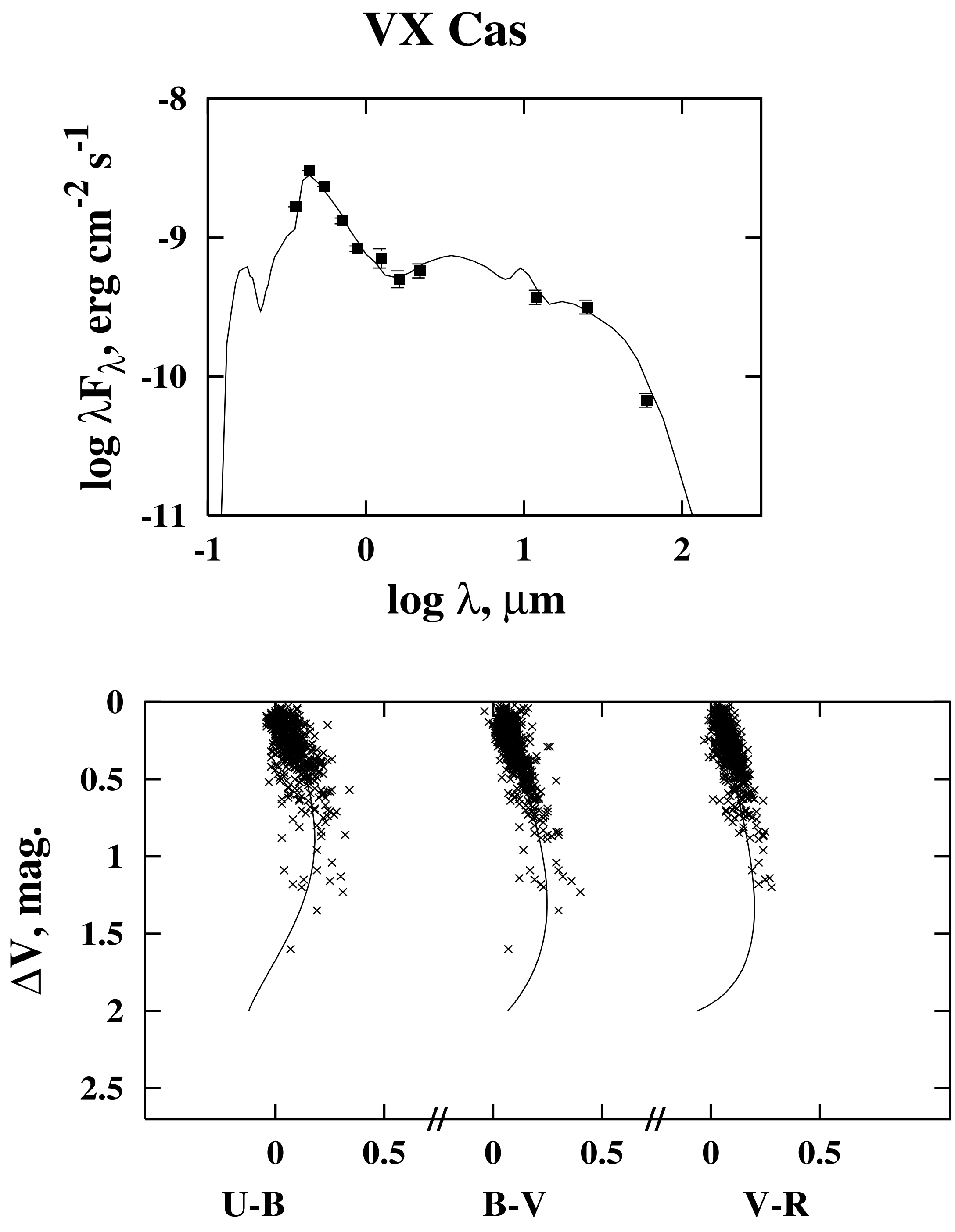

Рис. 4.5: То же, что на рис. 4.1, но для VX Cas

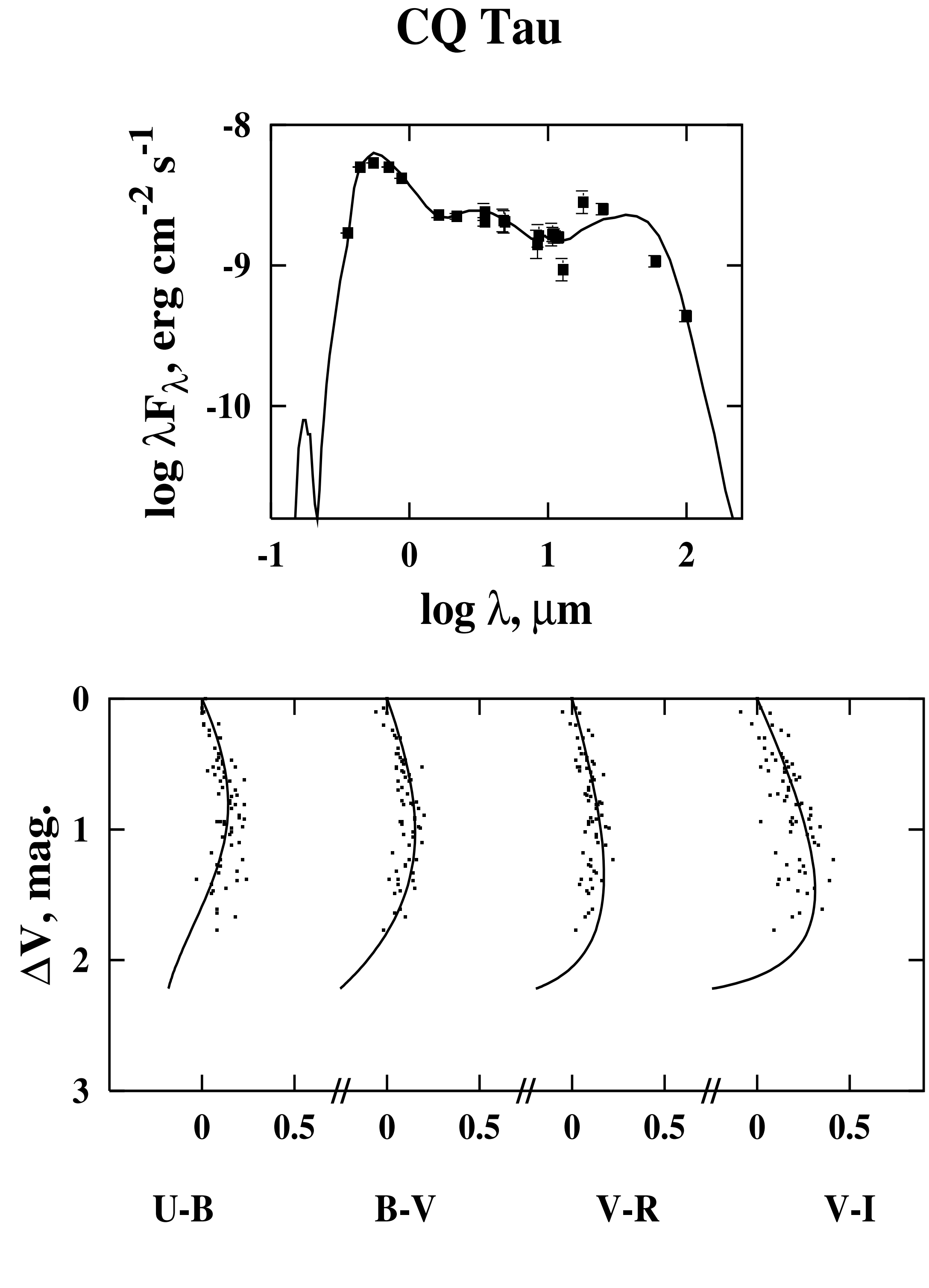

Рис. 4.6: То же, что на рис. 4.1, но для CQ Tau

NX Pup

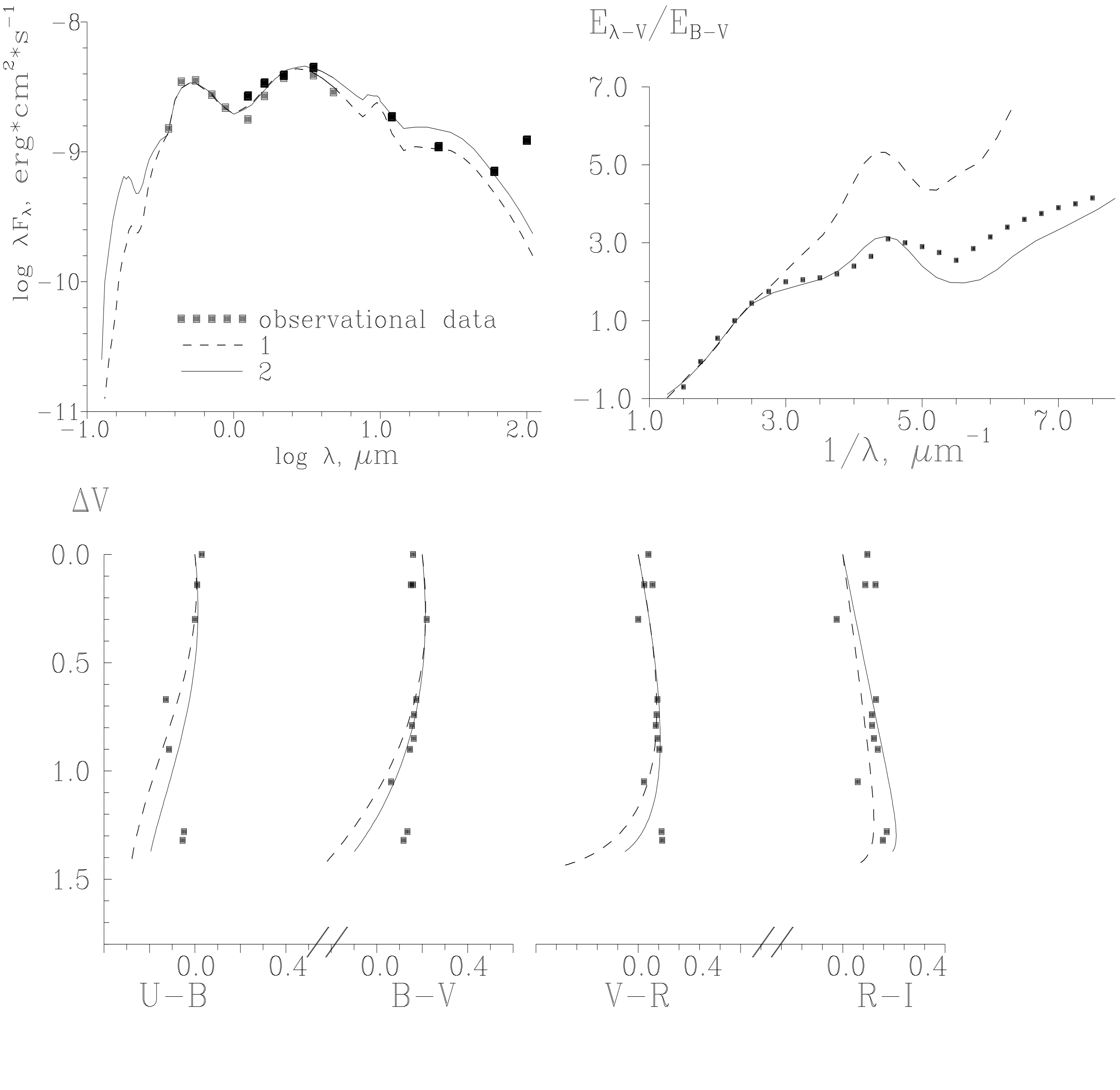

Рис. 4.7: Распределение энергии в спектре, кривые ОЗ экстинкции и диаграммы "цвет-величина" для NX Pup. Параметры оболочки: $R_i = 2$ а.е., $R_o = 10^4$ а.е., $\alpha = 1.3$, $\tau_V = 1$. Параметры пылевой смеси: 1 — $a_{min} = 0.06$ мкм, $a_{max} = 0.96$ мкм, $q = 5.0$; 2 — $a_{min} = 0.0075$ мкм, $a_{max} = 0.96$ мкм, $q = 1.0$, а частицы с размерами 0.03–0.2 мкм отсутствуют. Символами показаны наблюдательные данные.

(см. табл. 4.1). На внутренней границе температура пыли $T_i \approx 1300 - 1400\,$K, а ее плотность — $(1.5-2)\cdot 10^{-19}\,$г/см^3; масса оболочки (пылевой) — порядка $10^{-6}\,M_\odot$. Напомним, что размер оболочки R_o (и, следовательно, ее масса) оценивались скорее как нижний предел — из согласия с наблюдаемым потоком в дальней ИК области. Отметим также, что плотность пыли на внешней границе в нашей модели ($\approx 5\cdot 10^{-24}\,$г/см^3) становится сравнимой с плотностью пыли в межзвездной среде.

Как уже отмечалось в пп. 3.1.2, 3.1.3 и 3.2.3, о пылевой смеси в рамках нашей модели определенных выводов сделать нельзя. Присутствие частиц с размерами $a \approx 0.02 - 0.08\,$мкм позволяет получить довольно высокую, сравнимую с наблюдаемой, степень поляризации (см. раздел 3.2). Отметим при этом, что ни одна из рассмотренных моделей пыли не воспроизводит все поляриметрические наблюдения, включая волновую зависимость и значения степени поляризации, более или менее удовлетворительно (см. также п. 4.3). Модели оболочек, в которых мелкие частицы ($a < 0.06\,$мкм) отсутствуют, не позволяют одновременно объяснить ИК спектры и отношение потоков рассеянного и полного излучения, а следовательно, диаграммы "показатель цвета – звездная величина" и изменение поляризации с блеском — см. пп. 3.1.2, 3.1.3 и 3.2.3 (в частности, бóльшие пылинки имеют, в среднем, большее альбедо). С другой стороны, если мелкие пылинки дают основной вклад в распределение по размерам и отсутствуют пылинки с $a \gtrsim 0.2\,$мкм, то пик поглощения на $\lambda\,2200\,$Å на кривых ОЗ ослабления становится слишком высоким, что также противоречит наблюдательным данным.

В качестве примера рассмотрим NX Pup. Рисунок 4.7 показывает ИК спектры, диаграммы "цвет–величина", а также кривые ОЗ ослабления для двух моделей оболочки NX Pup, удовлетворительно согласующихся с наблюдательными данными. Модели, как и в случае WW Vul, отличаются только свойствами пылевых частиц. Это — единственный из рассмотренных объектов, для которого получена из наблюдений надежная кривая околозвездного ослабления (включая данные спутников IUE и ANS — см. п. 4.1). Именно по этой причине этот объект был включен в нашу программу. Как видно, лучшее согласие теоретических и наблюдаемых кривых ОЗ экстинкции достигается в случае, когда в оболочке присутствуют и мелкие, и крупные частицы, а частицы промежуточных размеров ($a \approx 0.05 - 0.2\,$мкм) отсутствуют. Если убрать из оболочки мелкие частицы, альбедо пыли будет слишком велико, а повороты показателей степени будут происходить слишком рано. Если убрать крупную пыль, появится пик поглощения на $\lambda\,2200$ Å.

Сравнивая полученные для всех звезд значения оптических толщин по поглощению и рассеянию (см. табл. 4.1), можно заметить, что примерно 2/3 полного ослабления приходится на долю поглощения. У некоторых звезд (VX Cas, NX Pup и V586 Ori) эта величина составляет скорее 1/2, однако это как раз те звезды, для которых проводилось меньше наблюдений (см. также п.4.2.3). По-видимому, именно это является причиной того, что максимальное наблюдавшееся ослабление блеска для этих звезд меньше, чем для других. Подтверждением этого может быть, в частности, тот факт, что полученное ограничение на альбедо в полосе U для этих звезд заметно меньше, чем в V. Полный минимум в U должен наступать раньше, чем в V, и следовательно, отличие наблюдавшихся значений Δm_{max} от максимально возможных здесь меньше. Если более глубокие минимумы будут зарегистрированы, это наложит более сильное ограничение сверху на τ^{sca} и альбедо. Таким образом, оптическая толщина оболочек рассмотренных звезд по рассеянию составила в среднем $\tau^{sca}_{U,B,V} \approx \tau^{ext}_{U,B,V}/3$. Соответственно, значения альбедо в этих полосах в рамках нашей модели должны быть довольно низкими (0.2–0.4) и существенно отличаться от значений, характерных для межзвездной среды (0.6–0.7).

Отметим, что приведенные значения τ даны для сферических моделей, и для сфероидальных оболочек следует сделать очевидные поправки за геометрию. В частности, оптические толщины в плоскости симметрии должны быть больше ($\tau_A = \tau\varepsilon^{1/3}$), а вдоль оси симметрии — соответственно меньше. Поскольку наше моделирование дает оптические толщины, а не альбедо $\langle\Lambda\rangle$ (подробнее см. в разделе 3.1.3), некоторые поправки необходимо сделать и для оценок альбедо. Среднее значение $\langle\Lambda\rangle$ для сфероидальных оболочек будет меньше (на $\approx$20%), чем полученное для сферических, если оболочки наблюдаются точно с ребра. Оценки $\langle\Lambda\rangle$ практически не изменятся, если угол между лучом зрения и осью симметрии оболочки составляет 60–80°. Такая ориентация с наблюдательной точки зрения представляется вполне возможной. Более того, если бы звезды типа UX Ori представляли собой только объекты, наблюдающиеся почти точно с ребра (т.е. под углом 90°), было бы трудно объяснить довольно высокий процент (25% — см. напр., Thé et al., 1994) этих объектов среди звезд Хербига. Оболочки с более высоким сжатием в среднем дают бо́льшую поляризацию, хотя в рамках принятой модели при сжатии больше 5:1 отличие уже не существенно. С другой стороны, если оболочки сильно сплюснуты (дископодобны), то вероятность наблюдать объекты типа UX Ori также понижается.

Отметим также, что для некоторых звезд (см. например, рис. 4.3 и 4.4) потоки на 100 мкм, полученные со спутника IRAS, представляются слишком высокими. В таких случаях мы не пытались добиваться очень хорошего согласия моделей с наблюдениями по следующей причине. Все рассмотренные объекты являлись точечными источниками при наблюдениях IRAS (угловое разрешение около 5′). Ae/Be звезды Хербига — объекты молодые и находятся, как правило, вблизи областей звездообразования. В частности BF Ori и V586 Ori лежат в области туманности Ориона

[Паренаго, 1954, Nakajima et al., 1986, Vrba et al., 1988]. Пыль в таких пылевых комплексах может давать существенный вклад при наблюдениях на длинных волнах. В качестве примера, на рис. 4.8 показаны карты распределения интенсивности, полученные IRAS на 25 и 100 мкм в районе CQ Tau (звезда находится в центре карт). Как видно, заметная часть излучения на 100 мкм (а также на 60 мкм) может приходить от соседних пылевых комплексов. Таким образом, результаты наблюдений IRAS потоков от звезд на этих длинах волн должны рассматриваться лишь как верхний предел.

Мы не пытались также объяснять потоки в миллиметровой области, наблюдательные данные для которых стали появляться в последнее время [Henning et al., 1994b, Mannings and Sargent, 1997, Natta et al., 1997]. Оптические свойства пылинок в этом диапазоне до сих пор плохо изучены. Поэтому, чтобы воспроизвести миллиметровые потоки, обычно варьируют показатель степенной аппроксимации зависимости коэффициента поглощения пыли от длины волны. Это означает, что для объяснения одной, изредка двух, точек, вводится дополнительный свободный параметр.

4.2.2 Сравнение с результатами других авторов

Сравним имеющиеся в литературе результаты расчетов ИК спектров и диаграмм "показатель цвета – звездная величина" с нашими вычислениями. Некоторые сходные расчеты выполнялись ранее другими авторами, поэтому уместно здесь сравнить их результаты с нашими.

Диаграммы "показатель цвета – звездная величина" вместе с поляриметрическими данными для **UX Ori** моделировались Вощинниковым и др. [1988]. Было найдено, что хорошее согласие с наблюдательными данными достигается при $(a_{min}, a_{max}, q, n_{Si}/n_C, \varepsilon, \tau_U^{ext})$ = (0.04мкм, 0.15мкм, 3.5, 1.07, 4, 0.5). Учитывая то, что альбедо этой смеси пылинок равно 0.74, и поправку за форму оболочки, легко получить, что оптическая толщина по рассеянию сферической оболочки, имеющей такой же объем, должна составлять в полосе U $\tau_U^{sca} \approx 0.15$. Это согласуется со значением из табл. 4.1 (см. также рис. 4.1).

Grady et al. [1995] пришли к выводу, что указанная смесь Вощинникова и др. [1988] противоречит наблюдениям в УФ области — она дает слишком высокое значение для доли рассеянного излучения. Это соответствует нашим результатам — альбедо этой смеси значительно превышает значение для UX Ori из табл. 4.1. Это видно, в частности и из рис. 3.14: там показаны результаты для аналогичной смеси. С другой стороны, следует отметить, что подобные смеси (см. п. 3.2.3) дают неплохие результаты при моделировании поляриметрических данных.

Reimann et al. [1997] моделировали распределение энергии в ИК области для UX Ori

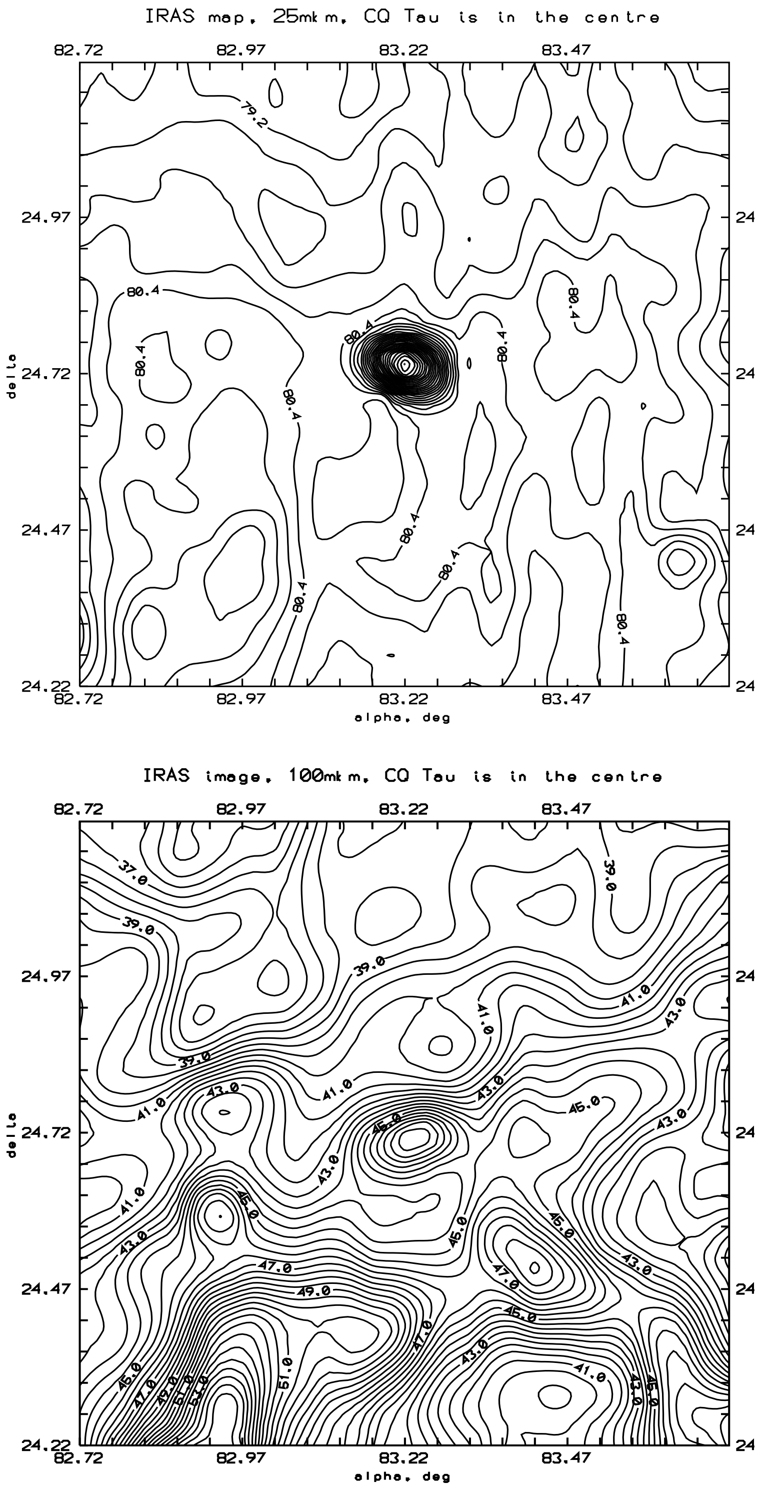

Рис. 4.8: Карты распределения интенсивности для CQ Tau, полученные со спутника IRAS на 25 и 100 мкм.

и получили следующие значения параметров оболочки: $R_i = 2.7$ а.е., $R_o = 2\,270$ а.е., $\alpha = 1.225$ и $M_{sh} = 6.2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$. Результаты находятся в хорошем согласии с нашими: $R_i = 3$ а.е., $R_o = 3\,000$ а.е., $\alpha = 1.3$ и $M_{sh} = 5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$.

Полученные нами для **WW Vul** внутренний и внешний радиусы оболочки и показатель степени в законе распределения вещества вдоль радиуса практически совпадают с результатами моделирования Friedemann et al. [1993]: они получили $R_i = 2.7\,a.e.$, $R_o = 4.7 \cdot 10^3$ а.е. и $\alpha = 1.45$. При этом значение R_i более чем в 2 раза меньше полученного Вощинниковым и Грининым [1991]. Следует учесть, что в последней работе не проводилось численного моделирования данных в ИК диапазоне, а оценка была получена из простых аналитических соображений. Численное моделирование показывает, что температура пыли на внутренней границе оболочки при $R_i = 7\,a.e.$ оказывается всего $T_i \approx 800\,K$. Это значение слишком мало, если наличие внутренней полости обусловлено сублимацией частиц. Как видно, отличие наших результатов от данных Вощинникова и Гринина [1991].

Более существенно расхождение полученной нами оптической толщины оболочки со значением $\tau_V = 0.65$ у Friedemann at al. [1993]. Однако в этой работе при моделировании ИК спектров использовалась "стандартная" пылевая смесь с $q = 3.5, a_{min} = 0.0075$ мкм и $a_{max} = 0.24$ мкм. Такая модель, действительно, дает $\tau_V = 0.6$ (см. например, рис. 3.4). Но как уже отмечалось, она не позволяет объяснить наблюдаемое поведение показателей цвета в минимумах блеска. В этом случае повороты показателей цвета (рис. 3.4) происходили бы уже в неглубоких минимумах $\Delta V \lesssim 1^m$, а при минимумах $\Delta V \approx 1^m.5$ происходили бы повороты показателей V-R и V-I, что противоречит наблюдениям. Заметим, что распределение энергии в ИК диапазоне определяется оптической толщиной по поглощению. Использованная Friedemann et al. [1993] смесь имеет альбедо в полосе V около 0.6, что при полной оптической толщине 0.65 дает оптическую толщину по поглощению $\tau_V^{abs} \approx 0.25$, т.е. достаточно близко к нашему результату (0.17), что обеспечивает согласие ИК потоков.

Вощинников и Гринин [1991], моделировавшие поведение в минимумах показателей цвета и степени линейной поляризации, получили $\tau_U = 0.55$ для сфероидальной оболочки со сжатием $\varepsilon = 3$. Использованная ими смесь имеет альбедо около 0.5. Они рассматривали оптическую толщину вдоль луча зрения (в данном случае — вдоль большой полуоси), а мы — среднюю по оболочке. Поэтому полученная ими величина, с учетом поправки за форму оболочки $\varepsilon^{2/3}$ [см. Кривова, 1997], соответствует оптической толщине по рассеянию для сферической оболочки с тем же объемом $\tau_U^{sca} \approx 0.15$. Это согласуется с нашим результатом.

Malfait et al. [1998] обсуждали в общих чертах ИК спектры ряда Ae/Be звезд Хербига, включая **V586 Ori**. Варьируя параметры, соответствующие нашим R_i, R_o и α, они пытались воспроизвести наблюдаемое распределение энергии в ИК области. При этом предполагалось, что в оболочке могут существовать две области с разным радиальным распределением вещества (т.е. три указанных параметра для внутренней области и три — для внешней). Их простая и довольно грубая модель (без решения задачи о переносе излучения и уравнения теплового равновесия) дала следующие значения параметров: $(R_i,\, R_o,\, \alpha) = (25R_*,\, 75R_*,\, 2.3)$ для внутренней зоны и $(750R_*,\, 10000R_*,\, 1.65)$ — для внешней.

При радиусе звезды $R_* = 3R_\odot$ это означает приблизительно (0.3 а.е., 1 а.е., 2.3) для внутренней области. Так близко к звезде пылинки вряд ли могут существовать — температура силикатных частиц на расстоянии менее 1 а.е. должна быть 2500-3000 К и существенно превышать температуру их сублимации. Если же “передвинуть” внутреннюю зону немного дальше от звезды (в соответствие с температурой сублимации частиц), например, присоединить ее к внешней области (10 а.е., 1500 а.е., 1.65) и соответсвенно убрать пустую, странную с физической точки зрения, зону между ними, то получится относительно гладкое распределение, довольно близкое к полученному нами (α=1.5, R_o ≈5000 а.е.).

Таким образом, результаты, полученные для WW Vul, UX Ori и V586 Ori, согласуются с результатами других авторов. Для остальных объектов аналогичных результатов в литературе не найдено. Однако для оболочек других Ae/Be звезд Хербига [Sorrell, 1990, Friedemann et al., 1992, Miroshnichenko et al., 1997, Pezzuto et al., 1997] получены сходные значения R_i, R_o, α и τ_V^{ext}. Согласие всех результатов, очевидно, неслучайно, ведь в большинстве случаев использовались похожие предположения (см. п. 4.4.1) и методы, несмотря на различие деталей. Использованный нами подход, заключающийся в совместной интерпретации различных данных, очевидно, позволяет получать больше информации об объектах.

4.2.3 Общие выводы и замечания

Как отмечалось в разделе 4.1, отобранные нами звезды представляют собой довольно однородную выборку объектов. Поэтому несмотря на то, что эта выборка не слишком многочисленна для уверенных статистических выводов, она тем не менее позволяет выявить некоторые общие черты и особенности этих звезд.

Из таблицы 4.1 видно, что распределение пыли в оболочках этих звезд имеет сходную структуру: размер внутренней полости составляет 2–3 а.е., размер оболочек $\approx (2-10)\cdot 10^3$ а.е., пылевое вещество распределено вдоль радиуса примерно как $r^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 1-1.5$. Масса пыли в оболочках составляет $\sim (5-10)\cdot 10^{-6}\, M_\odot$. Полная оптическая толщина в видимой области $\tau_V^{ext} < 1$ для всех объектов, при этом для пяти объектов $\tau_V^{ext} < 0.5$. Отметим, что для звезд с меньшей оптической толщиной, в среднем, получено более крутое падение плотности наружу. Хотя чтобы говорить о реальной тенденции, необходима более многочисленная выборка. Еще одна характерная особенность, уже обсуждавшаяся выше, — полученное для всех звезд относительно низкое альбедо в видимой области (0.2–0.4).

Как отмечалось в разделе 3.1, в отличие от параметров, описывающих распределение пыли в оболочках, определить параметры ансамблей пылинок пока не удалось. Относительно низкое значение среднего альбедо, убывающее с длиной волны, — это единственное достаточно надежное ограничение, полученное для характеристик околозвездной пыли. Вопрос об этих свойствах был уже затронут в предыдущем параграфе, где отмечалось, что разные наблюдательные данные требуют разных пылевых моделей. Подобные противоречивые результаты получены и другими авторами. Так, при изучении и моделировании данных в УФ диапазоне, исследователи, как правило, приходят к выводу о том, что частицы в оболочках Ae/Be звезд Хербига в среднем крупнее, чем в межзвездной среде [Tjin A Djie et al., 1984, Grady et al., 1995, Voshchinnikov et al., 1996] (см. также результаты для NX Pup и рис. 4.7).

С другой стороны, следует напомнить, что Eaton and Herbst [1995] при изучении IUE спектров UX Ori и BF Ori отметили, что пик поглощения на $\lambda\,2200$ Å, который слабо выражен на спектрах, полученных в минимумах, сильнее проявляется при ярких состояниях объектов. Это может свидетельствовать о том, что пылинки в оболочке несколько мельче пылинок в затмевающих облаках. Для объяснения поляриметрических данных обычно привлекаются смеси, в которых существенную роль играют частицы с размерами 0.2–0.8 мкм [Вощинников и др., 1988; Вощинников и Гринин, 1991; Rostopchina et al., 1997] (см. также п. 3.2.3 и рис. 3.14 и 3.17). Поляризация, однако, может быть чувствительна к выбранной геометрии (диски/сфероиды) оболочек. Reimann et al. [1997] нашли, что объяснить наблюдаемый профиль 10 мкм Si полосы UX Ori легче, если предположить наличие в оболочке силикатных частиц (пироксены + оливины) с размерами 0.75–1 мкм. А Sorrell [1990], моделировавший совместно ИК спектр, профиль Si полосы и УФ спектр Ae звезды Хербига AB Aur, пришел к выводу, что ее оболочка содержит дополнительное население мелких частиц, скорее всего из аморфного углерода. Присутствие мелких частиц требуется также при совместной интерпретации ИК спектров и поведения показателей цвета во время минимумов [Кривова, 1997; Кривова и Ильин, 1997]. Добавим, что Eaton and Herbst [1995], изучая покраснение объектов при входе в минимумы, нашли, что средний размер пылинок меньше, чем в межзвездной среде. Хотя здесь речь идет скорее о пыли в затмевающих облаках, пыль, распределенная по оболочке диффузно, вряд ли может быть крупнее.

Подобные разногласия были получены и при изучении звезд типа β Pic [Nakamura, 1998]. Для решения проблемы были предложены модели пористой пыли [Greenberg and Li, 1996, Li and Greenberg, 1998, Pantin et al., 1997, Nakamura, 1998]. Пористые частицы, состоящие из мелких субчастиц, комбинируют свойства крупных и мелких пылинок. Мы провели ряд расчетов с использованием пористых моделей пыли в приближении эффективного показателя преломления. Результаты описаны в п. 4.3. Модели с умеренно пористыми частицами в некоторых случаях дают лучшее согласие с наблюдениями, однако количество очень пористых частиц (если они имеются) в оболочках звезд Хербига, по-видимому, невелико.

Для дальнейшего изучения Ae/Be звезд Хербига, представляется целесообразным более детально исследовать эффекты возможной пористости пылинок и рассмотреть модели оболочек в форме дисков (или сферические оболочки с пылевым диском внутри, что является довольно сложной задачей с большим числом свободных параметров).

4.3 Эффекты пористости пылинок

Рассмотрим основные эффекты возможного присутствия пористых частиц в оболочках Ae/Be звезд Хербига. Для отобранных звезд типа UX Ori мы рассчитали спектральное распределение энергии от УФ до дальней ИК области, поведение показателей цвета во время затмений, собственную линейную поляризацию и пространственное распределение интенсивности и поляризации с использованием трех различных моделей пористых частиц (эти модели пыли описаны в п. 2.2.2). Опишем здесь основные результаты на примере WW Vul [см. также Krivova et al., 1998].

Мы начали моделирование со сферически-симметричной модели оболочки, что позволило найти распределение температуры пыли $T(r)$ и параметры, слабо зависящие от (сфероидальной) геометрии оболочки: внутренний и внешний радиус оболочки, показатель степени α в радиальном законе распределения вещества и оптические толщины по поглощению и рассеянию в видимой области. Используя эти результаты, мы построили сфероидальные модели оболочек с различными пылевыми смесями. Некоторые результаты, полученные для модели Mathis [1996], представлены на рис. 4.9.

Эта модель позволяет объяснить спектральное распределение энергии и зависимость поляризации от длины волны, а также дает “плоскую” кривую околозвездного ослабления, как обычно и наблюдается у Ae/Be звезд Хербига. Однако вклад рассеянного излучения в полное излучение объекта (звезда+оболочка) слишком высок, и диаграммы “цвет-величина” не согласуются с наблюдениями. Поскольку доля рассеянного излуче-

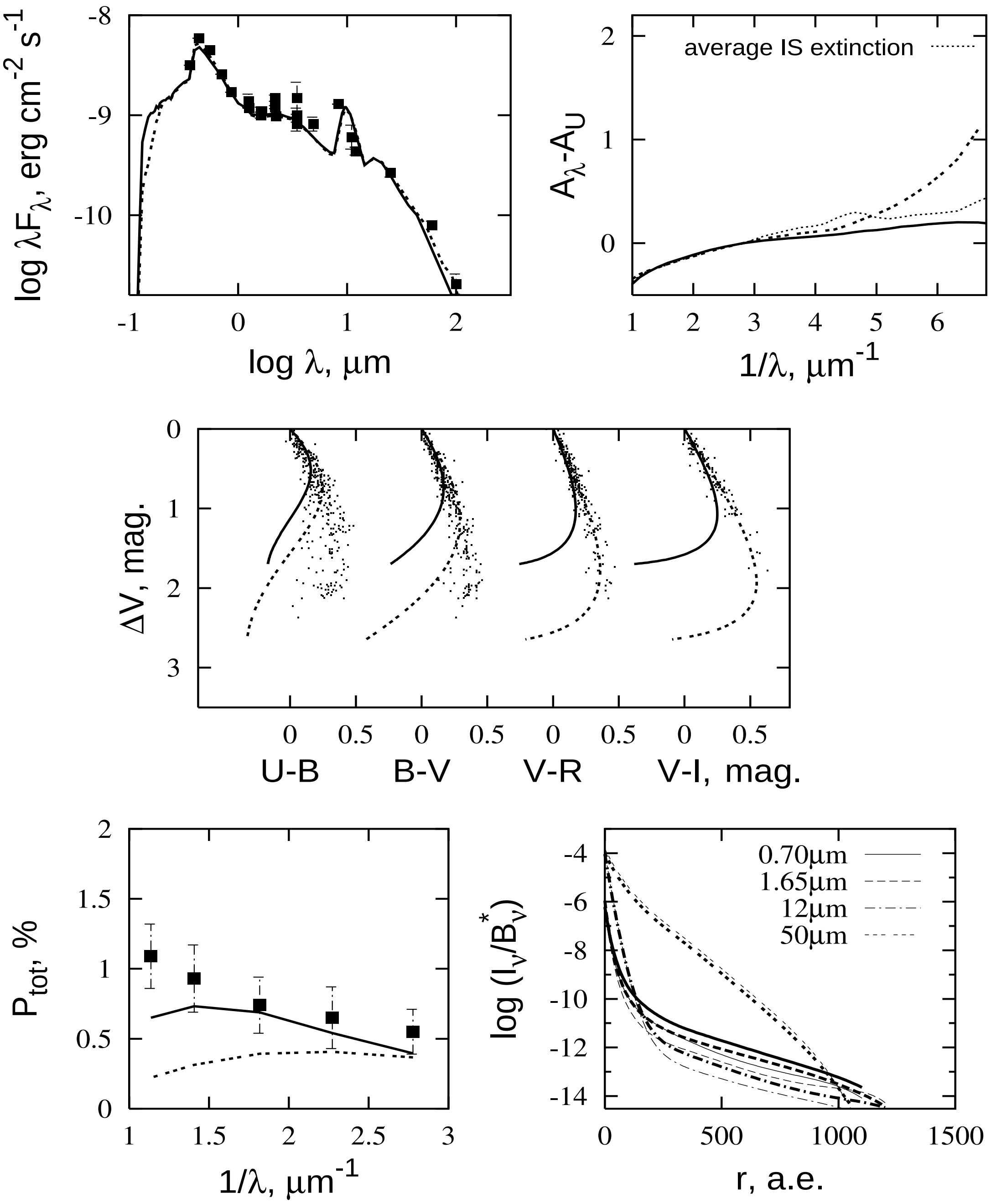

Рис. 4.9: Спектральное распределение энергии (а), кривые околозвездного ослабления (б), диаграммы “цвет –величина” (в), зависимость собственной поляризации объекта от длины волны (г) и радиальное распределение интенсивности, нормированной на интенсивность излучения звезды, (д) для сфероидальной модели оболочки WW Vul, наблюдаемой под углом θ=70°. Модели пыли с фактором заполнения f=0.45 (сплошная линия) и f=0.15 (пунктир) имеют усредненные по ансамблю альбедо Λ_U=0.59 и 0.42, Λ_V=0.56 и 0.32 соответственно. Символами обозначены наблюдательные данные. На рис. (д) результаты для f=0.45 и f=0.15 показаны соответственно жирными и тонкими линиями.

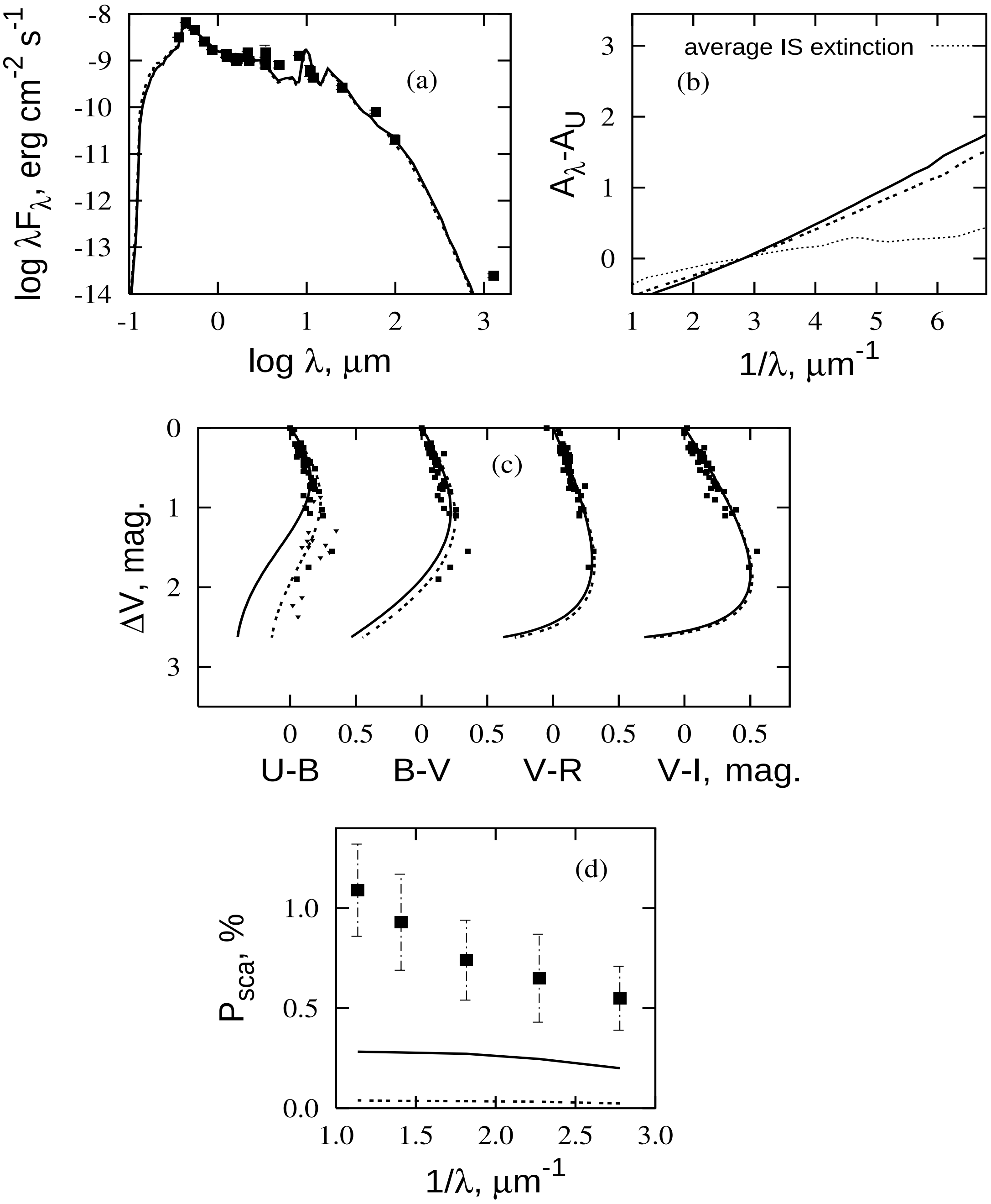

Рис. 4.10: Спектральное распределение энергии (а), кривые околозвездного ослабления (б), диаграммы "показатель цвета –звездная величина" (в) и зависимость собственной поляризации объекта от длины волны (г) для сфероидальной модели оболочки WW Vul, наблюдаемой под углом θ=75°. Модели пыли с фактором заполнения f=0.03 (сплошная линия) и f=0.01 (пунктир) имеют усредненные по ансамблю альбедо Λ_U=0.28 и 0.23, Λ_V=0.24 и 0.24 соответственно. Символами обозначены наблюдательные данные. Для наглядности на диаграммах "показатель цвета –звездная величина" оставлены только данные для одного минимума, наблюдавшегося Бердюгиным и др. [1992] — они показаны квадратиками. Чтобы показать общий тренд, треугольниками даны также данные в U-B для более глубокого минимума, наблюдавшегося Зайцевой [1983].

ния зависит от угла θ между осью симметрии и лучом зрения, некоторое уменьшение угла θ (напр., до 60–70°) должно привести к снижению доли рассеянного света. Однако, с одной стороны, этого уменьшения недостаточно для объяснения диаграмм, а с другой стороны, уменьшение угла ведет также к уменьшению степени линейной поляризации. Отметим, что мы рассматривали оболочки со сжатием ε=5, и как было показано в п. 3.2.2, дальнейшее увеличение сжатия не приведет к существенному увеличению поляризации.

Рассмотрим теперь, как сказывается увеличение пористости пылинок на наших выводах. На рис. 4.9 приведены также результаты наших расчетов для пылинок с фактором заполнения f=0.15, что в 3 раза меньше, чем в оригинальной модели Mathis [1996], для которой f=0.45. Результаты для более пористой модели Greenberg and Li [1997] с фактором заполнения f=0.03 и f=0.01 показаны на рис. 4.10. Изменение фактора заполнения в MRN модели дает аналогичные результаты.

Из рис. 4.9 хорошо видно, что потоки в ближнем и среднем ИК диапазонах для более рыхлых частиц чуть слабее, тогда как потоки в дальней ИК области несколько выше. Однако отличие не существенно[1]. Поэтому параметры оболочек, такие как внутренний и внешний радиус, показатель степени α в радиальном законе распределения вещества и оптическая толщина по поглощению, могут быть получены из моделирования ИК спектров и пространственного распределения интенсивности с использованием моделей компактных частиц (например, MRN-смеси).

Иная ситуация с усредненным альбедо частиц $\langle\Lambda\rangle$. Из приведенного выше анализа наблюдательных данных мы получили в качестве верхнего предела $\langle\Lambda_{U,B,V}\rangle \lesssim 0.3$–0.4 (см. табл. 4.1) при условии, что очень мелкие пылинки и/или ПАУ молекулы не вносят существенного вклада в излучение в ближнем и среднем ИК. Для моделей компактных пылинок это означает, что только мелкие частицы ($\lesssim$0.05 мкм) или мелкие с небольшой долей крупных ($\gtrsim$0.5 мкм) пылинок присутствуют в оболочках. В этом случае, однако, трудно объяснить наблюдаемую высокую степень поляризации (см. п. 3.2.3) и довольно плоские кривые околозведной экстинкции, характерные для Ae/Be звезд Хербига.

В целом, для пористых частиц альбедо ниже, чем для компактных, и модели с умеренной пористостью лучше согласуются с наблюдаемым поведением показателей цвета. С другой стороны, очень пористые, подобные кометным, частицы дают крутой рост околозвездного ослабления в УФ, чего не наблюдается для HAeBe звезд, и заметное уменьшение степени поляризации в видимой и голубой области. Добавим, что давление излучения обычно меньше для пористых частиц [Mukai et al., 1992, Kimura et al., 1997a,

[1] По этой причине в расчетах для очень пористой пыли с f=0.03 и f=0.01 τ_{abs} была слегка увеличена — на 20%.

Kimura et al., 1997b, Kimura and Mann, 1998], хотя не на столько, чтобы частицы могли длительное время оставаться в окрестностях столь горячих звезд.

Отметим, что в нашей модели пористость моделировалась путем уменьшения показателей преломления сферических частиц. Другое, более сложное, приближение — это расчет оптических свойств действительно пористых агрегатов с использованием метода дискретных диполей. Использование этого метода для баллистических агрегатов "частица-кластер" и "кластер-кластер" показало, что индикатриса рассеяния для них сильнее вытянута вперед по сравнению с шарами с соответствующим показателем преломления [Kimura and Mann, 1998]. В результате, давление излучения на агрегаты должно быть меньше, чем для шаров, а зависимость доли рассеянного света в полном излучении объекта от угла θ должна быть сильнее. Рост альбедо с уменьшением длины волны, более медленный в случае агрегатов, тоже несколько улучшает общее согласие между теорией и наблюдениями (см. п. 3.2.3). Таким образом, заслуживает внимания более подробное моделирование наблюдаемых проявлений оболочек в случае, когда пылинки являются пористыми агрегатами.

4.4 Основные использованные предположения и наблюдательные тесты

Любая теоретическая модель предполагает наличие определенных предположений, которые и делают такое моделирование возможным. Очевидно, что реальная картина всегда значительно сложнее. Поэтому разумный выбор предположений — важный момент любого моделирования. В этом разделе мы обсудим основные предположения, принятые нами, и их возможные последствия, а также предложим некоторые наблюдательные тесты для проверки построенных моделей.

4.4.1 Модельные предположения

Рассмотрим основные предположения, использованные в данной работе, а также некоторые не включенные в модель оболочки факторы и процессы, которые могли бы повлиять на результаты и оценки параметров моделей (см. табл. 4.1).

1. Мы считаем, что околозвездный газ не дает заметного вклада в ИК излучение объектов, а размер зоны H II меньше, чем внутренний радиус пылевой оболочки [см. Kholtygin et al., 1997].

2. Для объяснения минимумов блеска звезд принята модель переменной околозвездной экстинкции Wenzel–Гринина. Считается, что пыль находится не только в кометообразных сгущениях, ответственных за минимумы, но и распределена диффузно по оболочке.

При этом предполагается, что масса этой диффузной пыли много больше суммарной массы пылевых сгущений.

3. Принимается пространственно однородное распределение частиц по размерам и химическому составу. В действительности, динамическое поведение частиц разных размеров, состава и пористости различно, что должно приводить к их пространственной сегрегации. Кроме того, под действием излучения пылинки должны менять свойства: при приближении к звезде аморфные частицы могут кристаллизоваться, а пористые — распадаться и становиться более компактными. Отсутствие надежных динамических моделей, в частности из-за плохо известных силы и геометрии магнитного поля [Il'in and Krivov, 1994], и физико-химических теорий эволюции частиц, не позволяет выбрать иную, физически более обоснованную модель.

Отметим, что это предположение делается и при моделировании распределения и свойств пыли в Солнечной системе [например, Lamy and Perrin, 1986; Perrin and Lamy, 1989; Mann, 1992], несмотря на то, что эта пыль находится значительно ближе к нам и имеется возможность ее непосредственного *in situ* изучения. Это предположение явно не противоречит наблюдениям [см. напр., Grün et al., 1985]. Тем не менее имеются указания о пространственной сегрегации межпланетной пыли [Levasseur-Regourd et al., 1990, Levasseur-Regourd et al., 1991, Levasseur-Regourd, 1996, Divine, 1993].

В нашей задаче, учет сегрегации, по-видимому, слабо изменит результаты расчетов для теплового ИК потока, но может быть важным при моделировании поляризации. Наблюдаемая поляризация звезд Хербига объясняется несферичностью их оболочек. Поэтому если часть частиц формирует сферическую оболочку (гало), а часть имеет существенно асимметричное распределение вещества (диск), наши результаты должны измениться.

4. Увеличения блеска звезд после входа в минимум и уменьшения при выходе из него [см., например, Grinin et al., 1991] могут быть объяснены неоднородностью затмевающих облаков. В этом случае глубина минимума $(\Delta m)_{max}$ может определяться не только рассеянным светом, а например, для простой модели неоднородного экрана с некоторым фактором заполнения f, также неполным исключением прямого света звезды. Тогда в формуле (2.4) числитель следует заменить на $[(1-f)\cdot\exp(-\tau_{sh})+f\cdot L_{sh}/L_*]$, и видно, что оптическая толщина оболочки по рассеянию и, соответственно, альбедо должны быть еще меньше. В целом, подобная скважность экрана должна просто "отрезать" нижнюю часть диаграммы показатель цвета–звездная величина. Отметим однако, что падение блеска звезд более чем на 2^m свидетельствует о том, что фактор f весьма близок к 1 ($f > 0.9$).

5. Линейная поляризация Ae/Be звезд Хербига, достигающая в минимумах блеска 7–

10%, свидетельствует о том, что в оболочках имеет место существенно несферическое распределение пыли. До настоящего времени не было сделано окончательного вывода о том, как распределено околозвездное пылевое вещество: в виде диска или некоторой сплюснутой оболочки[2] [см., например, Hillenbrand et al., 1992; Berrilli et al., 1992; Hartmann et al., 1993; Butner, 1996].

Влияние геометрии на результаты в случае сфероидального распределения вещества уже обсуждалось. Одно из основных отличий пылевых дисков от оболочек — то, что их поверхность может освещаться излучением звезды, а оптическая толщина вдоль радиуса диска может быть достаточно большой. Поэтому зависимость температуры пылинок от расстояния до звезды может существенно отличаться от типичной для сферических моделей. Тогда, очевидно, не применимы наши выводы о радиальном распределении вещества (параметры α, R_o) и оценки оптических толщин (τ^{abs}, τ^{sca}).

6. Наблюдаемые избытки в ближней ИК области могут быть объяснены несколькими способами: излучение околозвездных субмикронных пылинок; свободно-свободное излучение [см. Berrilli et al., 1992 и ссылки в этой работе]; излучение очень маленьких пылинок и ПАУ [см., например, Natta et al., 1993a]. Очевидно, что приписывая ~50% светимости в ближней ИК области не учитываемому нами излучению газа или/и пылинок очень малых размеров, можно построить модель, описывающую наблюдения и включающую пылевые частицы с альбедо, характерным для межзвездной пыли.

Тестом такой модели, могло бы стать изучение пространственного распределения излучения и интерпретация поляризационных наблюдений объектов в видимой области. Карты распределения интенсивности и поляризации с высоким разрешением пока получены лишь для очень небольшого числа Ae/Be звезд Хербига. Они могли бы быть полезны не только для того, чтобы решить вопрос об источнике избыточного ИК излучения, но и для того, чтобы наложить дополнительные ограничения на модели оболочек [см., например, Butner, 1996; Il'in et al., 1996].

4.4.2 Карты распределения интенсивности

Изображения оболочек, полученные на разных длинах волн, и сравнение их с теоретическими картами дают наиболее прямую информацию об их структуре, а также характере распределения вещества. В последние годы такие изображения окрестностей самых ярких Ae/Be звезд Хербига были получены на разных длинах волн от видимой области до миллиметровой [Di Francesco et al., 1993, 1994, 1997; Leinert et al., 1991, 1994; Natta et al., 1992, 1993a; Marsh et al., 1994, 1995; Nakajima and Golimowski, 1995; Close et al.,

[2] С точки зрения наблюдательных проявлений оболочек эти распределения представляют собой некоторые предельные случаи.

1997; Mannings et al., 1997; Van Dishoeck et al., 1998]. Поэтому наш анализ был бы неполным без рассмотрения основных особенностей таких данных. Используя программу Меньщикова, мы построили карты распределения интенсивности излучения оболочек на разных длинах волн. Параметры моделей принимались близкими к полученными из моделирования ИК спектров и диаграмм "показатели цвета – звездная величина".

Рис. 4.11 показывает характерное распределение интенсивности I_ν с расстоянием от центра оболочки b. Хорошо видно изменение распределения с длиной волны. При $\lambda \approx$0.6–1.25 мкм имеем $I_\nu(b) \propto b^{-(1+\alpha)}$ в соответствии с простыми теоретическими моделями оболочек с градиентом плотности для однократного рассеяния [см. напр., Weintraub et al., 1992]. При $\lambda \approx$3 мкм видны лишь самые горячие пылинки из внутренних слоев. При $\lambda \approx$10–20 мкм распределение интенсивности становится шире, так что на $\lambda \approx$60 мкм излучение приходит от всей оболочки.

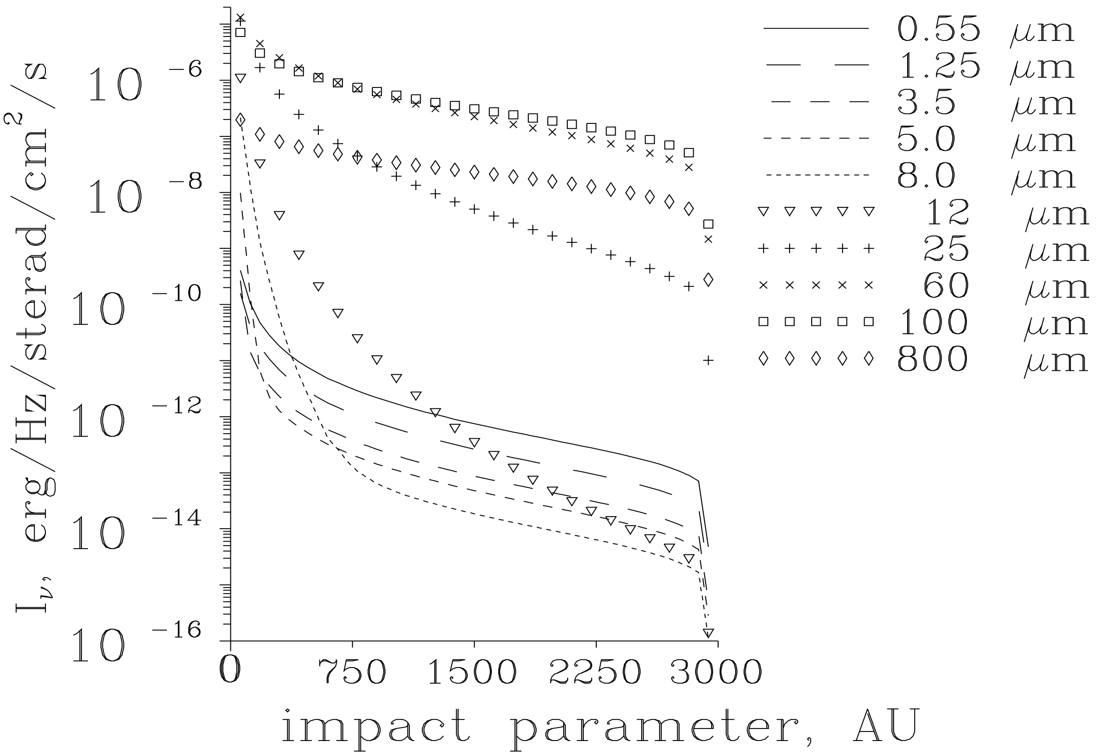

Рис. 4.11: Распределение интенсивности с расстоянием от центра оболочки. Параметры модели: T_{eff}=8000 K, L=25$L_\odot$, D=250кпк, R_i=1а.е., R_o=3000а.е., α=1.0, τ_V=0.9, a_{min}=0.007μm, a_{max}=0.25μm, q=4.0.

На рис. 4.12 показан размер области, дающей половину полного потока на данной длине волны. Четко виден переход от рассеянного к тепловому излучению пыли на 2–3 мкм.

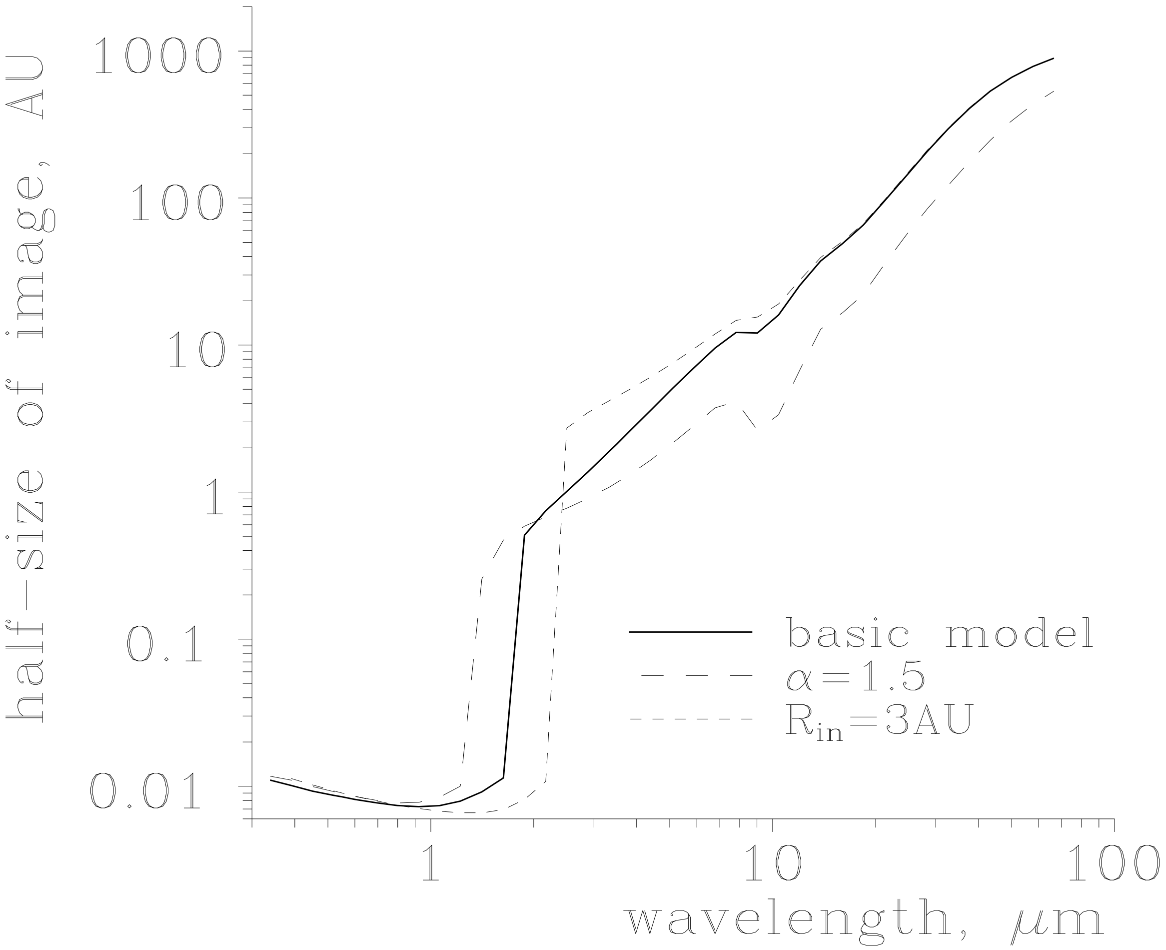

Рис. 4.12: Зависимость полуширины изображения от длины волны. Сплошная линия использована для модели, описанной на рис. 4.11. 1 — то же, но α=1.5; 2 — то же, но R_i=3а.е.

Рассмотрим теперь, как изменяется вид карт при варьировании значений модельных параметров. Мы выделили следующие характеристики карт: (1) поверхностная яркость в полосах R и I (I_R, I_I) на расстоянии 5000 а.е. (12″при расстоянии D=400 пк) от звезды и (2) размеры проекции оболочки, которые дают половину полного потока на 3, 10, 25 и 100 мкм (R_3, R_{10}, R_{25} и R_{100}). Было найдено, что:

– $I_{R,I}$ и R_λ при λ >10 мкм сильно зависят от α;

– $I_{R,I}$ и R_λ при λ <8 мкм меняются с a_{min} и q;

– τ_V влияет только на $I_{R,I}$ ($I \propto \tau\Lambda$);

– R_i важен только для R_λ при $\lambda <15$ мкм;
– ни $I_{R,I}$, ни $R_{3,10,25,100}$ не зависят от R_o и a_{max}.

Таким образом, из исследования карт распределения интенсивности в полосах R и I можно ожидать ограничений на α (и, возможно, a_{min} и q). В то же время карты или сканы в далекой ИК области и наблюдения с высоким угловым разрешением в ближнем ИК диапазоне могут дать дополнительную информацию о α и R_i (и a_{min}, q) соответственно.

Случай AB Aur

До сих пор не было выполнено наблюдений с высоким пространственным разрешением звезд типа UX Ori. Такие данные пока доступны лишь для наиболее ярких Ae/Be звезд Хербига, в числе которых AB Aur.

В качестве примера сравним наблюдательные данные, имеющиеся для этой звезды, с теоретическими картами. Эта звезда по своим характеристикам очень похожа на изучаемые здесь звезды типа UX Ori. Единственное отличие — отсутствие глубоких минимумов и, соответственно, эффекта поголубения. При принятой модели переменной околозвездной экстинкции это объясняется иной ориентацией оболочки по отношению к наблюдателю — угол между лучом зрения и полярной осью оболочки, по-видимому, значительно меньше 90°. Это подтверждается умеренной скоростью вращения — $v \sin i$ =80±5 км/с [Davis et al., 1983, Böhm and Catala, 1995] и наблюдаемым профилем линии H_α — он бывает однокомпонентный или типа P Cyg [Finkenzeller and Mundt, 1984; Бескровная и др., 1991; Pogodin, 1992; Beskronaya et al., 1995], тогда как у большинства звезд типа UX Ori он обычно двухкомпонентный [Grinin and Rostopchina, 1996]. Из моделирования кривой околозвездного ослабления и поляризации Voshchinnikov et al. [1996] оценили этот угол в i=30°.

Таким образом, если основное отличие AB Aur от звезд типа UX Ori — ориентация ее оболочки, то данный выбор является вполне естественным. Мы приняли для этой звезды модель Sorrell [1990], неплохо согласующуюся с наблюдаемыми ИК спектром и кривой околозвездного ослабления: τ_V=0.05, α=1.0, R_i=0.2 а.е., R_o=20000 а.е., q=3.5, $n_{Si} : n_C$=0.6, a_{min}=0.005 мкм, a_{max}=1.0 мкм.

Было найдено четыре работы, представляющие наблюдения с высоким угловым разрешением в окрестности AB Aur:
– сканы на 100 мкм, полученные Di Francesco et al. [1994], дали полуширину изображения меньше $14''$(или <2000 а.е.);
– на 11.7 и 17.9 мкм оболочку AB Aur наблюдали с 5-м телескопом Marsh et al. [1995] и получили полуширину изображения около 40 и 80 а.е. соответственно;

– спекл-интерферометрические наблюдения в полосе K с разрешением $0.03''$(5 а.е.), выполненные Leinert et al. [1994], не привели к успеху — оболочка не была разрешена;
– коронографические изображения в полосах R и I, полученные Nakajima and Golimowski [1995], выявили несферическое распределение вещества с яркостью около 20 вел/кв.$''$на расстояниях 10–20$''$от звезды.

Наши расчеты показали, что модель Sorrell дает R_{100}=5000 а.е., R_{20}=70 а.е., R_{11}=20 а.е., $R_{2.2}$ <0.01 а.е. и $I_{I,R}$ ≈13 вел/кв.$''$на расстоянии 15$''$. Отличие между наблюдаемыми и теоретическими значениями значительно меньше при более крутом радиальном распределении вещества (α=1.5), типичном для рассматриваемых звезд. Мы не рассматривали модель Sorrell детально, поскольку ее внутренний размер определенно слишком мал. На расстоянии 0.2 а.е. от звезды пылинки имеют температуру выше 2500 K, т.е. не могут существовать.

Ae/Be звезды Хербига с алголеподобными минимумами, рассматриваемые здесь, по крайней мере, в 2 раза более удалены, чем AB Aur (D=160 пс). В настоящее время их оболочки не могут быть разрешены на 10 или 100 мкм. Но слабые (≈21 вел/кв.$''$) отражательные туманности, в принципе, могут наблюдаться с использованием коронографов. Такие наблюдения были бы весьма полезными в решении вопроса о геометрии оболочек и распределении вещества в них. Дополнительные ограничения на некоторые другие параметры моделей (например, на R_i и, возможно, a_{min}) могли бы быть также получены. Кроме того, если излучение в ближнем и среднем ИК диапазонах в значительной мере обусловлено очень мелкими пылинками и ПАУ, то излучение на этих длинах волн будет приходить из пространственно более протяженных областей, чем предсказывают наши модели. Примеры теоретических поляризационных карт приведены в конце главы 3.2. К сожалению, наблюдательные карты пока не были получены для Ae звезд Хербига с алголеподобными минимумами.

Заключение

Основными задачами данной работы были: 1) построение моделей пылевых оболочек вокруг Ae/Be звезд Хербига, объясняющих наблюдательные данные разного типа, а именно: распределение энергии в спектре от ультрафиолетовой до далекой инфракрасной области, поведение показателей цвета в минимумах блеска звезд, зависимость собственной поляризации от длины волны и ее изменение с блеском; 2) формулировка дополнительных наблюдательных тестов для проверки этих моделей и, в частности, построение карт распределения интенсивности и поляризации; 3) интерпретация наблюдательных данных для звезд типа UX Ori, определение параметров их оболочек и свойств околозвездных пылевых частиц.

Моделирование и интерпретация перечисленных выше наблюдательных данных проводились в рамках модели переменной околозвездной экстинкции для сферических и сфероидальных оболочек с использованием различных пылевых смесей, состоящих из компактных и пористых частиц. Для решения задачи о переносе излучения в сферических пылевых оболочках использовались комплексы программ E. Krügel и А. Б. Меньщикова. Перенос поляризованного излучения в оболочках со сфероидальным распределением вещества моделировался при помощи пакета программ O. Fischer. Для решения поставленной задачи в рамках описанной модели программы были модифицированы и дополнены новыми модулями.

Опишем кратко основные этапы и результаты работы.

- *Исследование проблемы в рамках относительно простой сферически-симметричной модели.*

  Впервые выполнено одновременное моделирование ИК спектров, диаграмм "показатель цвета – звездная величина" и кривых околозвездной экстинкции, изучены основные особенности моделей и влияние модельных параметров на результаты. Показано, что такой совместный подход позволяет оценивать основные характеристики околозвездных оболочек: показатель степени в законе распределения вещества вдоль радиуса, размер внутренней полости, размеры и массы оболочек, оптические толщины. При этом параметры пылевой смеси определить не удается. Исключение составляют усредненные по ансамблю значения альбедо пылевых частиц, находящихся во внутренних слоях оболочек.

На этом этапе были также подготовлены данные для двумерного моделирования (радиальное распределение температуры пыли и т.д.).

- *Решение задачи о переносе поляризованного излучения в оболочках со сфероидальным распределением вещества.*

  Выполнено совместное моделирование поляриметрических данных и изменения показателей цвета во время минимумов, исследовано влияние сжатия и наклона оболочек на результаты.

  Проведен сравнительный анализ результатов расчетов для сферически-симметричной и сфероидальной оболочек. Показано, что получаемые оценки параметров для обеих моделей близки (с учетом очевидных поправок за форму в значениях параметров — в частности, оптических толщин).

- *Интерпретация наблюдательных данных для звезд типа UX Ori и оценка основных параметров их оболочек.*

  Собраны наблюдательные данные для семи Ae звезд Хербига с алголеподобными минимумами (UX Ori, WW Vul, BF Ori, V586 Ori, VX Cas, CQ Tau и NX Pup), и выполнено их сравнение с результатами теоретических расчетов. В результате, оценены параметры оболочек указанных звезд — внутренний и внешний радиусы, показатель степени в законе радиального распределения вещества, оптические толщины, массы — и средние значения альбедо околозвездной пыли. Найденные значения альбедо (0.2–0.4 в полосах U, B, V) существенно отличаются от значений, характерных для межзвездных пылинок (0.6–0.7), и близки к значениям, полученным другими авторами для внутренних частей пылевых дисков вокруг звезд типа β Pic и типичным для пористых кометных частиц.

  При сравнении теоретических и наблюдаемых поляриметрических данных отмечено, что в рамках принятой модели оболочек со сфероидальным распределением вещества ни одна из рассмотренных моделей межзвездной пыли, включающих компактные пылинки, не способна объяснить наблюдаемую высокую степень поляризации исследуемых звезд.

- *Эффекты пористости частиц.*

  В поисках моделей оболочек, объясняющих имеющиеся наблюдательные данные, включая поляриметрические, а также для решения проблемы быстрого выметания мелких пылинок давлением излучения звезд мы исследовали эффекты возможной пористости частиц в оболочках Ae/Be звезд Хербига (такое предположение является довольно естественным, если основным поставщиком субмикронной пыли во внутренние слои оболочек действительно являются кометообразные тела).

С ростом пористости альбедо частиц уменьшается, однако понижается и степень поляризации излучения оболочки. Поэтому несмотря на то, что модели с умеренной пористостью пылинок в среднем лучше согласуются с данными наблюдений, они тем не менее не решают проблем интерпретации полностью. Отмечено, что присутствие (в заметном количестве) очень пористых пылинок представляется маловероятным.

- *Карты распределения интенсивности и поляризации.*

  Для некоторых из рассмотренных моделей оболочек построены теоретические карты распределения интенсивности и поляризации. Проанализированы и выявлены их основные характеристики.

  Показано, что наблюдения с высоким угловым разрешением близких окрестностей звезд с оболочками могут наложить дополнительные ограничения на модели.

В заключение укажем возможные *направления дальнейшего исследования* и, в частности, объяснения наблюдаемой высокой степени поляризации излучения рассматриваемых звезд.

Одним из таких направлений могло бы быть рассмотрение иной геометрии оболочек. Например, дисковые модели оболочек позволяют получить степень собственной поляризации существенно выше, чем для оболочек со сфероидальным распределением вещества. Для пылевых дисков неприменимы также и полученные нами выводы об альбедо пылинок. Следует иметь в виду, однако, что для ряда звезд Хербига имеются прямые наблюдательные свидетельства о наличии протяженных пылевых структур.

Другое возможный путь — учет простанственной сегрегации частиц разного размера и состава. Очевидно, что различные пылинки могут иметь существенно разное распределение по оболочке. По-видимому, целесообразно было бы исследовать свойства моделей, включающих как сферические/сфероидальные оболочки (гало), так и более сжатые дисковые структуры. Весьма полезным при исследовании вопроса о геометрии оболочек может быть построение наблюдаемых карт распределения интенсивности и поляризации и сравнение их с результатами теоретических расчетов.

На защиту выносятся:

1. Модели оболочек семи Ae/Be звезд Хербига с алголеподобными минимумами (UX Ori, WW Vul, BF Ori, CQ Tau, NX Pup, VX Cas, V586 Ori), объясняющие наблюдаемые спектры, диаграммы "показатель цвета – звездная величина" и другие данные; оценки параметров оболочек этих звезд — оптических толщин, размеров, и т.д. — и среднего по ансамблю альбедо пылинок.

2. Выводы о влиянии параметров моделей оболочек со сферическим и сфероидальным распределением вещества на результаты расчетов спектров излучения, поведения показателей цвета и поляризации в минимумах, а также кривых околозвездного ослабления.

3. Карты распределения интенсивности и поляризации, построенные для моделей оболочек; анализ основных характеристик этих карт и выводы о возможности их использования для дальнейшего уточнения моделей и существенного ограничения возможных значений параметров оболочек.

4. Результаты сравнительного анализа разных моделей околозвездных пылинок и выводы о влиянии пористости пылевых частиц на результаты моделирования.

5. Модификация и расширение (включая новые блоки, подпрограммы и дополнительные утилиты) программ, предназначенных для расчета переноса излучения в одномерных, квазидвумерных и двумерных пылевых оболочках.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность своему научному руководителю — В.Б. Ильину — за его внимательное отношение к диссертанту, постоянную поддержку, многочисленные обсуждения, советы и помощь на всех этапах работы.

Мл. науч. сотр. АИ СПбГУ Н.А. Кривова

20 апреля 1998 г.

Библиография

[1] Амбарцумян, В. А. (1947). *Эволюция звезд и астрофизика.* АН АрмССР, Ереван.

[2] Амбарцумян, В. А. (1949). Звездные ассоциации. *Астрон.Ж.*, 26, 3–9.

[3] Артюхина, Н. М. (1960). Фотографические собственные движения и средние параллаксы переменных типа RW Aur. *Астрон. Журнал*, 37, 95–101.

[4] Бердюгин, А. В. (1992). Результаты патрульных поляриметрических и фотометрических наблюдений некоторых изолированных Ае звезд Хербига в сезон 1989–1990 гг. *Изв. КрАО*, 87, 107–122.

[5] Бердюгин, А. В., Бердюгина, С. В., Гринин, В. П. и Миникулов, Н. Х. (1990). Обнаружение высокой линейной поляризации в минимумах блеска CQ Tau. *Астрон. Журнал*, 67, 812–828.

[6] Бердюгин, А. В., Гринин, В. П. и Миникулов, Н. Х. (1992). Оптический дихроизм околозвездной пыли и собственная поляризация WW Wul. *Изв. КрАО*, 86, 69–96.

[7] Бескровная, Н. Г., Погодин, М. А., Тарасов, А. Э. и Щербаков, А. Г. (1991). Исследование спектральной и поляриметрической переменности Ае звезды Хербига AB Aur. *Письма Астрон. Журнал*, 17, 825–834.

[8] Борен, К. Ф. и Хафман, Д. Р. (1986). *Поглощение и рассеяние света малыми частицами.* Мир, Москва.

[9] Вощинников, Н. В. (1989). Пыль вокруг молодых звезд. Модель алголеподобных минимумов звезд типа UX Ориона. *Астрофизика*, 30, 509–523.

[10] Вощинников, Н. В. и Гринин, В. П. (1991). Пыль вокруг молодых звезд. Модель оболочки Ае звезды Хербига WW Лисички. *Астрофизика*, 34, 181–198.

[11] Вощинников, Н. В., Гринин, В. П., Киселев, Н. Н. и Миникулов, Н. Х. (1988). Пыль вокруг молодых звезд. наблюдения поляризации UX Ori в глубоких минимумах. *Астрофизика*, 28, 311–327.

[12] Гринин, В. П. (1988). О происхождении голубой эмиссии, наблюдаемой в глубоких минимумах молодых неправильных переменных звезд. *Письма Астрон. Журнал*, 14, 65–69.

[13] Гринин, В. П., Киселев, Н. Н., Миникулов, Н. Х. и Чернова, Г. (1988). Наблюдения линейной поляризации в глубоких минимумах WW Vul. *Письма Астрон. Журнал*, 14, 514–525.

[14] Гринин, В. П., Киселев, Н. Н. и Миникулов, Н. Х. (1989). Наблюдения "зодиакального света" у изолированной Ae звезды Хербига BF Ori. *Письма Астрон. Журнал*, 15, 1028–1038.

[15] Зайцева, Г. В. (1973). Исследование неправильной переменной звезды UX Ориона. *Перем. звезды*, 19, 63–71.

[16] Зайцева, Г. В. (1983). Фотоэлектрическая фотометрия WW Vul в 1967-1982 годах. *Перем. звезды*, 22, 1.

[17] Зайцева, Г. В. (1986). О цветовых характеристиках неправильных переменных звезд. *Астрофизика*, 25, 471–483.

[18] Ильин, В. Б. и Вощинников, Н. В. (1993). Динамика пылевых частиц в оболочках Ae-звезд Хербига. *Астрон. Журнал*, 70, 721–730.

[19] Кардополов, В. И. и Рспаев, Ф. (1987). О переменности линейной поляризации V517 Лебедя и BF Ориона. *Астрон. циркуляр*, N1499, 6–8.

[20] Кардополов, В. И. и Филипьев, Г. (1985a). Некоторые звезды типа Т Тельца и родственные им объекты. Результаты UBVR фотоэлектрии. *Перем. звезды*, 22, 103–121.

[21] Кардополов, В. И. и Филипьев, Г. (1985б). Четырехлетний ряд фотоэлектрических UBVR измерений блеска WW Лисички. *Перем. звезды*, 22, 122–125.

[22] Кардополов, В. И. и Филипьев, Г. (1985в). Блеск VX Кассиопеи, SV Цефея, EH Цефея и VV Змеи в 1980 году. *Перем. звезды*, 22, 153–157.

[23] Колотилов, Е. А. (1977). Спектральные и фотометрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд. II - Линии H_α и H_β в спектрах WW Vul, VX Cas и UX Ori. *Астрофизика*, 13, 33–49.

[24] Колотилов, Е. А., Зайцева, Г. и Шенаврин, В. (1977). Спектральные и фотометрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд. III. VX Cas, UX Ori, BN Ori и WW Vul — результаты U, B, V, J, H, K, L фотометрии. *Астрофизика*, 13, 449–461.

[25] Кривова, Н. А. (1997). Ae звезды Хербига с алголеподобными минимумами: моделирование распределения энергии в спектрах и поведения цветов в минимумах. *Письма Астрон. Журнал*, 23, 371–382.

[26] Кривова, Н. А. и Ильин, В. Б. (1997). Пылевые оболочки вокруг Ae/Be звезд Хербига с алголеподобными минимумами: моделирование данных фотометрических наблюдений. *Письма Астрон. Журнал*, 23, 908–917.

[27] Лоскутов, В. М. (1994). Линейная поляризация излучения звезд с дискообразными пылевыми оболочками. *Астрон. Журнал*, 71, 748–755.

[28] Паренаго, П. П. (1950). *Перем. звезды*, 7, 169.

[29] Паренаго, П. П. (1954). Каталог звезд туманности Ориона. *Труды ГАИШ*, 25, 1.

[30] Пугач, А. Ф. (1979). О фотометрической переменности VX Cas. *Астрометрия и Астрофизика*, 39, 8–11.

[31] Пугач, А. Ф. (1983). К вопросу об интерпретации многоцветных наблюдений быстрых неправильных переменных звезд с непериодическими ослаблениями блеска. *Астрофизика*, 19, 739–745.

[32] Соболев, В. В. (1985). *Курс теоретической астрофизики.* Наука, Москва.

[33] Тимошенко, Л. В. и Филипьев, Г. К. (1984). Фотоэлектрические и спектроскопические наблюдения WW Лисички. *Астрофизика*, 19, 513–524.

[34] Холопов, П. Н. (1950). T-ассоциации. *Астрон. Журнал*, 27, 233–242.

[35] Холопов, П. Н. (1951). О переменности блеска звезд-карликов с эмисионными линиями в спектрах и о некоторых особенностях T-ассоциаций. *Перем. звезды*, 8, 83–120.

[36] Холопов, П. Н. (1959). Пересмотренный список T-ассоциаций и их членов. *Астрон. Журнал*, 36, 295–305.

[37] Холопов, П. Н. (1970). Неправильные переменные, связанные с туманностями, и сходные с ними объекты. В сб.: *Эруптивные звезды* (ред. Боярчук, А. А. и Гершберг, Р. Е.). Наука, Москва.

[38] Шаймиева, А. Ф. и Шутемова, Н. А. (1985). UBVR-фотометрия четырех звезд Be-Ae Хербига. *Перем. звезды*, 22, 167–171.

[39] Шевченко, В. С. и Якубов, С. Д. (1992). Исследование звездного населения скопления Ориона. Окрестности NGC 1999. *Астрон. Журнал*, 69, 705–730.

[40] Allamandola, L. J. and Tielens, A. G. G. M., Eds. (1989). *Interstellar dust: proceedings of the 135th Symposium of the International Astronomical Union, held in Santa Clara, California, 26-30 July 1988*.

[41] Appenzeller, I. and Dearborn, D. S. P. (1984). Brightness variations caused by surface magnetic fields in pre-main-sequence stars. *Astrophys. J.*, 278, 689–694.

[42] Appenzeller, I. and Mundt, R. (1989). T Tauri stars. *Astron. Astrophys. Rev.*, 1, 291–334.

[43] Artymowicz, P. (1995). *Astrofizyka Układów Planetarnych*. Wydawnictwo naukowe PWN. Warszawa.

[44] Artymowicz, P. and Clampin, M. (1997). Dust around main-sequence stars: Nature or nurture by the interstellar medium? *Astrophys. J.*, 490, 863–878.

[45] Bastian, U., Finkenzeller, U., Jaschek, C., and Jaschek, M. (1983). The definition of T Tauri and Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 126, 438–439.

[46] Bastien, P. (1988). Polarization properties of T Tauri stars and other pre-main sequence objects. In [Coyne et al., 1988], pp. 541–582.

[47] Bastien, P. and Menard, F. (1988). On the interpretation of polarization maps of young stellar objects. *Astrophys. J.*, 326, 334–338.

[48] Bernacca, P. L., Lattanizi, M. G., Bucciarelli, B., Bastian, U., Barabaro, G., Pannunzio, R., Badiali, M., Cardini, D., and Emanuele, A. (1993). Hubble space telescope astrometric observations of pre-main sequence stars for the HIPPARCOS program. *Astron. Astrophys.*, 278, L47–L50.

[49] Berrilli, F., Lorenzetti, D., Saraceno, P., and Strafella, F. (1987). Multiband photometry (8-13μm) of Herbig Ae/Be stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 228, 833–842.

[50] Berrilli, F., Corciulo, G., Ingrosso, G., Lorenzetti, D., Nisini, B., and Strafella, F. (1992). Infrared emission from dust structures surrounding Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J.*, 398, 254–272.

[51] Bertout, C. (1989). T Tauri stars — wild as dust. *Annual Review of Astron. and Astrophys.*, 27, 351–395.

[52] Beskrovnaya, N. G., Pogodin, M. A., Najdenov, I. D., and Romanyuk, I. I. (1995). Short-term spectral and polarimetric variability in the Herbig Ae star AB Aurigae as an indicator of the circumstellar inhomogeneity. *Astron. Astrophys.*, 298, 585.

[53] Bibo, E. A. and Thé, P. S. (1990). A study of the Herbig Ae-type star UX Orionis — Its remarkable behaviour in the colour-magnitude diagram, and the properties of its dust shell. *Astron. Astrophys.*, 236, 155–164.

[54] Bibo, E. A. and Thé, P. S. (1991). The type of variability of Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 89, 319–334.

[55] Blanco, A., Fonti, S., and Strafella, F. (1988). The circumstellar environment of the Herbig Ae/Be stars — the case of AB Aurigae. *Astron. Astrophys.*, 197, 249–252.

[56] Böhm, T. and Catala, C. (1993). A spectral atlas of the Herbig Ae star AB Aurigae. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 101, 629–672.

[57] Böhm, T. and Catala, C. (1994). Forbidden lines in Herbig Ae/Be stars: the [OI] (1F) 6300.31 Å and 6363.79 Å lines. I. Observations and qualitative analysis. *Astron. Astrophys.*, 290, 167–175.

[58] Böhm, T. and Catala, C. (1995). Rotation, winds and active phenomena in Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 301, 155–169.

[59] Böhm, T. and Hirth, G. A. (1997). Forbidden lines in Herbig Ae/Be stars. the [O I](1F) 6300.31 Åand 6363.79 Ålines. II. Longslit observations of selected objects. *Astron. Astrophys.*, 324, 177–184.

[60] Bonsack, W. K. and Greenstein, J. L. (1960). The abundance of Li in T Tauri stars and related objects. *Astrophys. J.*, 131, 83.

[61] Brand, P. W. J. L., Harwarden, T. G., Longmore, A. J., Williams, P. M., and Caldwell, J. A. R. (1983). Cometary globule 1. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 203, 215–222.

[62] Brandner, W., Bouvier, J., Grebel, E. K., Tessier, E., De Winter, D., and Beuzit, J. L. (1995). Low-mass star formation in CG1: a diffraction limited search for pre-main sequence stars next to NX Pup. *Astron. Astrophys.*, 298, 818.

[63] Brandt, J. C., Stecher, T. P., Crawford, D. L., and Maran, S. P. (1971). The gum nebula : fossil Stromgren sphere of the Vela X SN. *Astrophys. J. Let.*, 163, L99–L102.

[64] Breger, M. (1974). Pre-main-sequence stars. III. Herbig Be/Ae stars and other selected objects. *Astrophys. J.*, 188, 53–58.

[65] Breger, M. (1976). A polarization survey of stars near the Orion Nebula. *Astrophys. J.*, 204, 789–796.

[66] Breger, M., Gehrz, R. D., and Hackwell, J. A. (1981). Interstellar grain size. II — Infrared photometry and polarization in Orion. *Astrophys. J.*, 248, 963–976.

[67] Brooke, T., Tokunaga, A., and Strom, S. (1993). Dust emission features in 3-micron spectra of Herbig Ae/Be stars. *Astron. J.*, 106, 656–671.

[68] Brown, D. A., Perez, M. R., and Yusef-Zadeh, F. (1993). Radio continuum observations of the Herbig Ae/Be stars HD 163296 and HR 5999. *Astron. J.*, 106, 2000–2004.

[69] Butner, H. (1996). Far-infrared spatial observations of Herbig Ae/Be stars and low mass stars. In [Käufl and Siebenmorgen, 1996], pp. 149–156.

[70] Butner, H. M., Moriarty-Schieven, G. H., Wannier, P. G., Werner, M. W., Ressler, M. E., Evans, R., and Harper, D. A. (1997). Probing the envelopes of young stellar objects through far-infrared mapping. *Bull. American Astron. Soc.*, 190, 4116.

[71] Casali, M. M. (1995). Dichroic extinction and the infrared polarization of young stellar objects in the L1641 dark cloud. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 277, 1385–1392.

[72] Catala, C. (1985). The envelopes of the Herbig Ae/Be stars. In *Nearby molecular clouds; Proceedings of the Specialized Colloquium, Toulouse, France, September 17-21, 1984. Springer-Verlag, 1985*, pp. 198–210.

[73] Catala, C. (1988). Line formation in the winds of Herbig Ae/Be stars — The CIV resonance lines. *Astron. Astrophys.*, 193, 222–228.

[74] Catala, C. (1989). Herbig Ae-stars and Be-stars. In *Proceedings of the ESO Workshop on Low Mass Star Formation and Pre-main Sequence Objects, held in Garching bei Munchen, F.R.G., July 11-13, 1989.* Editor, Bo Reipurth; European Southern Observatory, p. 471.

[75] Catala, C. (1990). The Herbig Ae/stars and Be-stars — Mass and angular momentum losses. In *Angular Momentum and Mass Loss for Hot Stars*, eds. L.A. Willson, R. Stalio. Kluwer, p. 65.

[76] Catala, C. (1994). The spectroscopic variability of the Herbig Ae/Be stars. In [Thé et al., 1994b], pp. 91–98.

[77] Catala, C. and Bertout, C. (1990). Pre-main sequence stars. In *ESA, Evolution in Astrophysics: IUE Astronomy in the Era of New Space Missions*, pp. 11–22.

[78] Catala, C. and Kunasz, P. (1987). Line formation in the winds of Herbig Ae/Be stars — The H-alpha line. *Astron. Astrophys.*, 174, 158–172.

[79] Catala, C. and Talavera, A. (1984). The presence of Si(3+) and C(3+) in the wind of AB Aur. *Astron. Astrophys.*, 140, 421–426.

[80] Catala, C., Praderie, F., and Kunasz, P. B. (1984). Line formation in the wind of AB Aur. *Astron. Astrophys.*, 134, 402–413.

[81] Catala, C., Czarny, J., Felenbok, P., and Praderie, F. (1986a). Spectral similarities in the visible and UV spectrum of Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 154, 103–114.

[82] Catala, C., Felenbok, P., Czarny, J., Talavera, A., and Boesgaard, A. (1986b). Short-term spectral variability in AB Aurigae: Clues for activity in Herbig Ae stars. II — The Ca II K line. *Astrophys. J.*, 308, 791–804.

[83] Catala, C., Simon, T., Praderie, F., Talavera, A., Thé, P., and Tjin A Djie, H. (1989). Active phenomena in the pre-main sequence Herbig Ae star HD 163296. *Astron. Astrophys.*, 221, 273–286.

[84] Catala, C., Böhm, T., Donati, J.-F., and Semel, M. (1993). Circular polarization and variability in the spectra of Herbig Ae/Be stars. 1: The Fe II 5018 A and He I 5876 A lines of AB Aurigae. *Astron. Astrophys.*, 278, 187–198.

[85] Catala, C., Böhm, T., Donati, J. F., Simon, T., Jiang, S., and Zhao, F. (1997). Short-term variability of photospheric lines in the pre-main sequence Herbig Ae star AB Aurigae. *Astron. Astrophys.*, 319, 176–183.

[86] Chen, H., Tokunaga, A. T., and Fukui, Y. (1993). An IRAS sample from co-added images of L1641. *Astrophys. J.*, 416, 235–246.

[87] Chini, R., Krügel, E., and Kreysa, E. (1986). Dust emission spectra from star-forming regions. *Astron. Astrophys.*, 167, 315–324.

[88] Close, L. M., Roddier, F., Hora, J. L., Graves, J. E., Northcott, M., Roddier, C., Hoffmann, W. F., Dayal, A., Fazio, G. G., and Deutsch, L. K. (1997). Adaptive

optics infrared imaging polarimetry and optical HST imaging of Hubble's variable nebula (R Monocerotis/NGC 2261): A close look at a very young active Herbig Ae/Be star. *Astrophys. J.*, 489, 210–221.

[89] Cohen, M. (1973a). Infra-red observations of young stars — II. T Tauri stars and the Orion Population. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 161, 97–104.

[90] Cohen, M. (1973b). Infra-red spectra of young stars — III. Nebulous emission line stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 161, 105–111.

[91] Cohen, M. (1973c). Infrared observations of young stars. IV. Radiative mechanisms and interpretations. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 164, 395–421.

[92] Cohen, M. and Kuhi, L. (1979). Observational studies of pre-main-sequence evolution. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 743–843.

[93] Collison, A. J. and Fix, J. D. (1991). Axisymmetric models of circumstellar dust shells. *Astrophys. J.*, 368, 545–557.

[94] Corcoran, M. and Ray, T. P. (1997). Forbidden emission lines in Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 321, 189–201.

[95] Corcoran, D., Ray, T. P., and Bastien, P. (1995). Optical outflows in the vicinity of LkHα198. *Astron. Astrophys.*, 293, 550–558.

[96] Coyne, G. V., Magalhaes, A. M., Moffat, A. F., Schulte-Ladbeck, R. E., and Tapia, S., Eds. (1988). *Polarized radiation of circumstellar origin.*

[97] Damiani, F., Micela, G., Sciortino, S., and Harnden, F. R., J. (1994a). Einstein X-ray observations of Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J.*, 436, 807–817.

[98] Damiani, F., Micela, G., and Sciortino, S. (1994b). X-ray observations of Herbig Ae/Be stars. In [Thé et al., 1994b], pp. 291–294.

[99] Daniel, J. Y. (1978). Monte Carlo simulation of light transfer in circumstellar dust shells. *Astron. Astrophys.*, 67, 345–353.

[100] Detre, L., Ed. (1969). *Non-periodic phenomena in variable stars. Proceedings of the International Astronomical Union (IAU) Commissions 27 and 42, 4th Colloquium on Variable Stars, held in Budapest, Hungary, 5-9 September, 1968.* Reidel.

[101] De Boer, K. S. (1977). Far-UV observations of T-Tau like stars. *Astron. Astrophys.*, 61, 605–608.

[102] Divine, N. (1993). Five populations of interplanetary meteoroids. *Journal of Geophysical Research*, 98(E9), 17,029–17,048.

[103] Di Francesco, J., Evans, N. J., I., Harvey, P. M., Mundy, L. G., and Butner, H. M. (1993). Constraining circumstellar environments: High-resolution far-infrared observations of Herbig Ae/Be stars. *Bull. American Astron. Soc.*, 182, 3417.

[104] Di Francesco, J., Evans, Neal J., I., Harvey, P. M., Mundy, L. G., and Butner, H. M. (1994). Constraining circumstellar environments: Far-infrared observations of Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J.*, 432, 710–719.

[105] Di Francesco, J., Evans, Neal J., I., Harvey, P. M., Mundy, L. G., Guilloteau, S., and Chandler, C. J. (1997). Millimeter and radio interferometry of Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J.*, 482, 433–441.

[106] Draine, B. T. (1985). Tabulated optical properties of graphite and silicate grains. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 587–594.

[107] Draine, B. T. (1987). Tabulated optical properties of graphite and silicate grains: Erratum. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 64, 505.

[108] Eaton, N. L. and Herbst, W. (1995). An ultraviolet and optical study of accreting pre-main-sequence stars: Uxors. *Astron. J.*, 110, 2369–2377.

[109] Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., Heyer, I., Strom, K. M., and Anderson, E. (1987). Forbidden line and H-alpha profiles in T Tauri star spectra — a probe of anisotropic mass outflows and circumstellar disks. *Astrophys. J.*, 321, 473–495.

[110] Efstathiou, A. and Rowan-Robinson, M. (1990). Radiative transfer in axisymmetric dust clouds. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 245, 275–288.

[111] Emerson, J. (1988). Infrared emission processes. In *Formation and Evolution of Low Mass Stars.* A.K. Dupree and M.T.V.T. Lago (eds.). Kluwer, pp. 21–44.

[112] Evans, Neal J., I., Levreault, R. M., Beckwith, S., and Skrutskie, M. (1987). Observations of infrared emission lines and radio continuum emission from pre-main-sequence objects. *Astrophys. J.*, 320, 364–375.

[113] Finkenzeller, U. (1985). Rotational velocities, spectral types, and forbidden lines of Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 151, 340–348.

[114] Finkenzeller, U. and Jankovics, I. (1984). Line profiles and radial velocities of Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 57, 285–326.

[115] Finkenzeller, U. and Mundt, R. (1984). The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 55, 109–141.

[116] Fischer, O. (1992). Monte-Carlo-Modellierung des Strahlungstransports in zirkumstellaren Staubhüllen. *PhD, Friedrich Schiller University, Jena.*

[117] Fischer, O. (1995). Polarization by interstellar dust — modelling and interpretation of polarization maps. *Reviews in Modern Astronomy*, 8, 103–124.

[118] Fischer, O., Henning, T., and Yorke, H. W. (1994). Simulation of polarization maps. I. Protostellar envelopes. *Astron. Astrophys.*, 284, 187–209.

[119] Friedemann, C., Reimann, H. G., and Guertler, J. (1992). A cloudy circumstellar dust shell around SV Cephei. *Astron. Astrophys.*, 255, 246–254.

[120] Friedemann, C., Riemann, H. G., Gurtler, J., and Toth, V. (1993). The cloudy circumstellar dust shell of WW-Vulpeculae revisited. *Astron. Astrophys.*, 277, 184–194.

[121] Friedemann, C., Reimann, H. G., and Guertler, J. (1994). Cloudy circumstellar dust shells around young variable stars. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 212, 221–229.

[122] Friedemann, C., Guertler, J., and Reimann, H. G. (1995). Cloudy circumstellar dust shells around young variables: statistical properties and cloud stability. *Astron. Astrophys.*, 300, 269–275.

[123] Gething, M. R., Bingham, R. G., Warren-Smith, R. F., and Scarrott, S. M. (1982). Optical polarization of the cometary nebula NGC 2261. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 198, 881–888.

[124] Giannini, T., Lorenzetti, D., Benedettini, M., Nisini, B., Saraceno, P., Tommasi, E., Smith, H. A., and White, G. J. (1998). ISO-LWS grating spectroscopy: The case of R CrA star forming region. In [Yun and Liseau, 1998], pp. 350–353.

[125] Glass, I. and Penston, M. (1974). An infrared survey of RW Aurigae stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 167, 237–249.

[126] Gledhill, T. M. (1991). Linear polarization maps of bipolar and cometary nebulae — a polarized source interpretation. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 252, 138–150.

[127] Götz, V. W. and Wenzel, W. (1968). *Mitt. veränd. Sterne*, 5, 2.

[128] Grady, C. A., Perez, M. R., Thé, P. S., De Winter, D., Yusef-Zadeh, F., Johnson, S. B., and Grinin, V. P. (1993). Low dispersion UV spectral variability in 3 Herbig Ae stars viewed through their circumstellar proto-planetary disks. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 182, 6213.

[129] Grady, C. A., Perez, M. R., Thé, P. S., Grinin, V. P., De Winter, D., Johnson, S. B., and Talavera, A. (1995). The β Pictoris phenomenon among young stars. II. UV observations of the Herbig Ae star UX Orionis. *Astron. Astrophys.*, 302, 472–482.

[130] Grady, C. A., Perez, M. R., Talavera, A., Bjorkman, K. S., De Winter, D., Thé, P. S., Molster, F. J., Van Den Ancker, M. E., Sitko, M. L., Morrison, N. D., Beaver, M. L., McCollum, B., and Castelaz, M. W. (1996a). The β Pictoris phenomenon among Herbig Ae/Be stars. UV and optical high dispersion spectra. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 120, 157–177.

[131] Grady, C. A., Perez, M. R., Bjorkman, K. S., Sitko, M. L., Russell, R., Lynch, D., and Hanner, M. (1996b). The beta Pictoris phenomenon in the Herbig Ae Star HR 5999: ISO SWS and IUE observations. *Bull. American Astron. Soc.*, 189, 4902.

[132] Greenberg, J. and Li, A. (1996). Comets as a source of the dust in the β Pictoris disk. In [Käufl and Siebenmorgen, 1996], pp. 161–174.

[133] Greenberg, J. M. and Li, A. (1997). Silicate core-organic refractory mantle particles as interstellar dust and as aggregated in comets and stellar disks. *Advances in Space Research*, 19, 981–990.

[134] Grinin, V. P. (1992). Young stars with non-periodic Algol-type minima. *Astron. Astrophys. Transactions*, 3, 17–32.

[135] Grinin, V. P. (1994). Polarimetric activity of Herbig Ae/Be stars. In [Thé et al., 1994b], pp. 63–70.

[136] Grinin, V. P. and Rostopchina, A. N. (1996). Orientation of circumstellar disks and the statistics of H-alpha profiles of Ae/Be Herbig stars. *Astron. Rep.*, 40, 171–178.

[137] Grinin, V. P. and Tambovtseva, L. V. (1995). Variable circumstellar obscuration and variability of emission lines in the spectra of the Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 293, 396–402.

[138] Grinin, V. P., Kiselev, N. N., Chernova, G. P., Minikulov, N. K., and Voshchinnikov, N. V. (1991). The investigations of 'zodiacal light' of isolated Ae-Herbig stars with nonperiodic algol-type minima. *Astrophys. Sp. Sci.*, 186, 283–298.

[139] Grinin, V. P., Thé, P. S., De Winter, D., Giampapa, M., Rostopchina, A. N., Tambovtseva, L. V., and Van Den Ancker, M. E. (1994a). The β Pictoris phenomenon among young stars. 1: The case of the Herbig Ae star UX Orionis. *Astron. Astrophys.*, 292, 165–174.

[140] Grinin, V. P., Rostopchina, A. N., Thé, P. S., de Winter, D., van den Ancker, M., Giampapa, M., and Tambovtseva, L. V. (1994b). The β Pictoris phenomenon among young stars. I. The case of the Herbig Ae star UX Ori. In [Thé et al., 1994b], pp. 130–131.

[141] Grinin, V. P., Kozlova, O. V., and Rostopchina, A. N. (1994c). Spectral evidences of gas accretion in young stars with non-periodic Algol-type minima. In [Thé et al., 1994b], pp. 232–233.

[142] Grinin, V., Kozlova, O., Thé, P., and Rostopchina, A. (1996a). The β Pictoris phenomenon among young stars. III. The Herbig Ae stars WW Vulpeculae, RR Tauris and BF Orionis. *Astron. Astrophys.*, 309, 474–480.

[143] Grinin, V., Natta, A., and Tambovtseva, L. (1996b). Evaporation of star-grazing bodies in the vicinity of UX Ori-type stars. *Astron. Astrophys.*, 313, 857–865.

[144] Grün, E., Fechtig, H., Zook, H. A., and Giese, R. H. (1985). Collisional balance of the meteoritic complex. *Icarus*, 62, 244–272.

[145] Grün, E., Gebhard, J., Bar-Nun, A., Benkhoff, J., Düren, H., Eich, G., Hische, R., Huebner, W. F., Keller, H. U., and Klees, G. e. a. (1993). Development of a dust mantle on the surface of an insolated ice-dust mixture: Results from the KOSI-9 experiment. *Journal Geophys. Res.*, 98, 15.091–15.104.

[146] Guedel, M., Benz, A. O., Catala, C., and Praderie, F. (1989). Radio continuum emission from the pre-main sequence Herbig Ae star AB Aurigae. *Astron. Astrophys.*, 217, L9–L12.

[147] Gustafson, B. A. S. and Hanner, M. S., Eds. (1996). *Physics, Chemistry, and Dynamics of Interplanetary Dust (ASP Conf. Series, vol. 104)*. Kluwer. Proc. IAU Coll. No. 150.

[148] Hall, R. C. (1965). *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 77, 158–183.

[149] Hamann, F. (1994). Emission-line studies of young stars. 4: The optical forbidden lines. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 93, 485–518.

[150] Hamann, F. and Persson, S. E. (1989). High-resolution spectra of the luminous young stellar object V645 Cygni. *Astrophys. J.*, 339, 1078–1088.

[151] Haro, G. (1953). H-alpha emission stars and peculiar objects in the region of the Orion Nebula. *Astrophys. J.*, 117, 73–82.

[152] Hartmann, L., Kenyon, S. J., and Calvet, N. (1993). The excess infrared emission of Herbig Ae/Be stars — Disks or envelopes? *Astrophys. J.*, 407, 219–231.

[153] Harwit, M. (1997). Highlights from the ISO mission. *Bull. American Astron. Soc.*, 191, 11701.

[154] Henize, K. G. (1976). Observations of southern emission-line stars. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 30, 491–550.

[155] Henning, T. and Stognienko, R. (1996). Dust opacities for protoplanetary accretion disks: influence of dust aggregates. *Astron. Astrophys.*, 311, 291–303.

[156] Henning, T., Pfau, W., Zinnecker, H., and Prusti, T. (1993). A 1.3-millimeter survey of circumstellar dust around young Chamaelleon objects. *Astron. Astrophys.*, 276, 129–141.

[157] Henning, T., Launhardt, R., Steinacker, J., and Thamm, E. (1994a). Circumstellar dust around Herbig Ae/Be stars — A southern 1.3 mm continuum survey. In [Thé et al., 1994b], pp. 171–176.

[158] Henning, T., Launhardt, R., Steinacker, J., and Thamm, E. (1994b). Cold dust around southern Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 291, 546–556.

[159] Herbig, G. H. (1950a). The spectra of 5 irregular variable stars. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 62, 211.

[160] Herbig, G. H. (1950b). Spectra of variable stars in the Ori nebula. *Astrophys. J.*, 111, 15.

[161] Herbig, G. H. (1954). The spectra of variable stars of the RW Aurigae type. In *Trans. IAU. Eight Gen. Assembly held at Rome in 1952, vol. 8.* Cambridge Univ. Press, 1954, pp. 805–809.

[162] Herbig, G. H. (1960a). The spectra of Be- and Ae-type stars associated with nebulosity. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337–368.

[163] Herbig, G. H. (1960b). Emission-line stars in IC 5146. *Astrophys. J.*, 131, 516–517.

[164] Herbig, G. H. (1960c). Spectral classifications for 112 variable stars. *Astrophys. J.*, 131, 632–637.

[165] Herbig, G. H. (1962). The properties and problems of T Tauri stars and related objects. *Advances in Astron. Astrophys.*, 1, 47–103.

[166] Herbig, G. H. (1977). Radial velocities and spectral types of T Tauri stars. *Astrophys. J.*, 214, 747–758.

[167] Herbig, G. H. (1994). In [Thé et al., 1994b], pp. 3–12.

[168] Herbig, G. H. and Bell, K. R. (1988). Third catalog of emission-line stars of the Orion population. *Lick Obs. Bull.*, 1111, 1–90.

[169] Herbig, G. H. and Rao, N. K. (1972). Second catalog of emission-line stars of the Orion population. *Astrophys. J.*, 174, 401–423.

[170] Herbst, W. (1977). Stars in reflection nebulae near the Herbig-Haro objects in the gum nebula. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 89, 795–796.

[171] Herbst, W., Holtzman, J. A., and Klasky, R. S. (1983). Photometric variations of Orion population stars. II. Ae-irregular variables and T Tauri stars. *Astron. J.*, 88, 1648–1664.

[172] Herbst, W., Booth, J. F., Koret, D. L., Zajtseva, G. V., Shakhovskaya, H. I., Vrba, F. J., Covino, E., Terranegra, L., Vittone, A., Hoff, D., Kelsey, L., Lines, R., and Barksdale, W. (1987). Photometric variations of Orion population stars. V — A search for periodicities. *Astron. J.*, 94, 137–149.

[173] Herbst, W., Herbst, D. K., and Grossman, E. J. (1994). Catalogue of UBVRI photometry of T Tauri stars and analysis of the causes of their variability. *Astron. J.*, 108, 1906–1923.

[174] Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., and Keene, J. (1992). Herbig Ae/Be stars — intermediate-mass stars surrounded by massive circumstellar accretion disks. *Astrophys. J.*, 397, 613–643.

[175] Hummer, D. G. and Rybicki, G. B. (1971). Radiative transfer in spherically symmetricsystems. The conservative grey case. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 152, 1–19.

[176] Hutchinson, M. G., Albinson, J. S., Barrett, P., Davies, J. K., Evans, A., Goldsmith, M. J., and Maddison, R. C. (1994). Photometry and polarimetry of pre-main sequence stars. *Astron. Astrophys.*, 285, 883–896.

[177] Il'in, V. B. and Krivov, A. V. (1994). Dynamics of small grains near Herbig Ae stars. In [Thé et al., 1994b], pp. 177–180.

[178] Il'in, V., Krivova, N., and Men'shchikov, A. (1996). Modelling of the IR intensity maps for HAEBE stars with Algol-like minima. In [Käufl and Siebenmorgen, 1996], pp. 183–186.

[179] Imhoff, C. L. and Appenzeller, I. (1987). Pre-main sequence stars. In *Exploring the Universe with the IUE satellite.* Eds., Y. Kondo et al., Reidel, pp. 295–319.

[180] Irvine, N. J. (1975). CoD-44 3318, a peculiar luminous F star. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 87, 87–88.

[181] Jain, S. K. and Bhatt, H. C. (1995). Study of variability of the polarization in Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 111, 399–405.

[182] Jones, B. F. and Herbig, G. H. (1979). Proper motions of T Tauri variables and other stars associated with the Taurus-Auriga dark clouds. *Astron. J.*, 84, 1872–1889.

[183] Joy, A. H. (1945). T Tauri variable stars. *Astrophys. J.*, 102, 168–195.

[184] Joy, A. H. (1949). Bright-line stars among the Taurus dark clouds. *Astrophys. J.*, 110, 424–437.

[185] Kataza, H. and Maihara, T. (1991). Discovery of a sub-arcsec halo structure around Elias 1. *Astron. Astrophys.*, 248, L1–L4.

[186] Käufl, H. U. and Siebenmorgen, R., Eds. (1996). *The Role of Dust in the Formation of Stars.* Springer.

[187] Kenyon, S. J. and Hartmann, L. W. (1990). On the apparent positions of T Tauri stars in the H-R diagram. *Astrophys. J.*, 349, 197–207.

[188] Kholtygin, A. F., Il'in, V. B., and Voshchinnikov, N. V. (1997). Ionization structure of the shells surrounding Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 323, 189–201.

[189] Kilkenny, D., Whittet, D. C. B., Davies, J. K., Evans, A., Bode, M. F., Robson, E. I., and Banfield, R. M. (1985). Optical and infrared photometry of southern early-type shell stars and pre-main-sequence variables. *South Afr. Astron. Obs. Circ.*, 9, 55–85.

[190] Kimura, H. and Mann, I. (1998). Radiation pressure cross section for fluffy porous aggregates. *Journal Quant. Spectr. Rad. Transf.*, in press.

[191] Kimura, H., Ishimoto, H., and Mukai, T. (1997a). A study on solar dust ring formation based on fractal dust models. *Astron. Astrophys.*, 326, 263–270.

[192] Kimura, H., Mann, I., Voshchinnikov, N. V., and Il'in, V. B. (1997b). Radiation pressure force on irregularly shaped dust particles around stars. *Paper presented at the 23rd IAU GA, 18-29 August 1997, Kyoto, Japan.*

[193] Kim, S.-H., Martin, P. G., and Hendry, P. D. (1994). The size distribution of interstellar dust particles as determined from extinction. *Astrophys. J.*, 422, 164–175.

[194] Kovalchuk, G. U. and Pugach, A. F. (1992). Morphology of a group of variable stars of the type Is(A). III – Analysis of hydrogen line profiles from high-resolution spectra. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, 8, 71–79.

[195] Kovalchuk, G. U. and Pugach, A. F. (1997). Determination of lg g of several variable Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 325, 1077–1082.

[196] Krivova, N. and Il'in, V. (1996). Multiwavelength study of HAEBE stars with Algol-like minima. In [Käufl and Siebenmorgen, 1996], pp. 187–190.

[197] Krivova, N. A., Il'in, V. B., and Fischer, O. (1996). Dust around Herbig Ae stars: Additional constraints from their photometric and polarimetric variability. In *From Stardust to Planetesimals: Contributed Papers. NASA CP N3343*, pp. 37–40.

[198] Krivova, N. A., Il'in, V. B., and Kimura, H. (1998). Dust around Herbig Ae/Be stars: modelling of observational data. *Earth, Planets, and Space*, in press.

[199] Kuhi, L. V. (1983a). Optical and X-ray observations of T-Tauri stars. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 7, 127–139.

[200] Kuhi, L. V. (1983b). The T Tauri stars. In *Observational Basis for Velocity Fields in Stellar Atmospheres, Workshop, Trieste, Italy, August-September 1982, Proceedings.* Trieste, Osservatorio Astronomico, pp. 285–318.

[201] Kurucz, R. L. (1979). Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1–340.

[202] Lada, C. J. and Adams, F. C. (1992). Interpreting infrared color-color diagrams - circumstellar disks around low- and intermediate-mass young stellar objects. *Astrophys. J.*, 393, 278–288.

[203] Lamy, P. L. and Perrin, J. M. (1986). Volume scattering function and space distribution of the interplanetary dust cloud. *Astron. Astrophys.*, 163, 269–286.

[204] Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., and Ferlet, R. (1996). Dust distribution in disks supplied by small bodies: is the β Pictoris disk a gigantic multi-cometary tail? *Astron. Astrophys.*, 307, 542–550.

[205] Lee, T. A. (1968). Interstellar extinction in the Orion association. *Astrophys. J.*, 152, 913–941.

[206] Leinert, C., Haas, M., and Lenzen, R. (1991). LkHα 198 and V 376 Cassiopeiae — speckle interferometric and polarimetric observations of circumstellar dust. *Astron. Astrophys.*, 246, 180–194.

[207] Leinert, C., Richichi, A., Weitzel, N., and Haas, M. (1994). Near-infrared speckle observations of Herbig Ae/Be stars. In [Thé et al., 1994b], pp. 155–166.

[208] Leinert, C., Richichi, A., and Haas, M. (1997). Binaries among Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 318, 472–484.

[209] Lenzen, R. (1987). Ir reflection nebulae near molecular outflow sources. *Astron. Astrophys.*, 173, 124–130.

[210] Levasseur-Regourd, A. C. (1996). Optical and thermal properties of zodiacal dust. In [Gustafson and Hanner, 1996], pp. 301–308. Proc. IAU Coll. No. 150.

[211] Levasseur-Regourd, A. C., Dumont, R., and Renard, J. B. (1990). A comparison between polarimetric properties of cometary dust and interplanetary dust particles. *Icarus*, 86, 264–272.

[212] Levasseur-Regourd, A. C., Renard, J. B., and Dumont, R. (1991). Dust optical properties — a comparison between cometary and interplanetary grains. *Advances in Space Research*, 11, 175–182.

[213] Li, A. and Greenberg, J. M. (1998). A comet dust model for the β Pictoris disk. *Astron. Astrophys.*, 331, 291–313.

[214] Li, W., Evans, Neal J., I., Harvey, P. M., and Colome, C. (1994). Near-infrared (J, H, K) imaging of Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J.*, 433, 199–215.

[215] Lorenzetti, D., Saraceno, P., and Strafella, F. (1983). The near-infrared spectrum of the Herbig Ae-Be stars. *Astrophys. J.*, 264, 554–559.

[216] Lorenzetti, D., Giannini, T., Nisini, B., Molinari, S., Saraceno, P., Spinoglio, L., Tommasi, E., Pezzuto, S., Strafella, F., Clegg, P. E., White, G. J., Barlow, M., Cohen, M., Liseau, R., Palla, F., and Smith, H. A. (1998). ISO-LWS observations of Herbig Ae/Be stars. In [Yun and Liseau, 1998], pp. 293–296.

[217] Malfait, K., Bogaert, E., and Waelkens, C. (1998). An ultraviolet, optical and infrared study of Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 331, 211–223.

[218] Mannings, V. (1994). Submillimeter observations of Herbig Ae/Be systems. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 271, 587–600.

[219] Mannings, V. and Sargent, A. I. (1997). A high-resolution study of gas and dust around young intermediate-mass stars: Evidence for circumstellar disks in Herbig Ae systems. *Astrophys. J.*, 490, 792–802.

[220] Mannings, V., Koerner, D. W., and Sargent, A. I. (1997). A rotating disk of gas and dust around a young counterpart to β Pictoris. *Nature*, 388, 555–557.

[221] Mann, I. (1992). The solar F-corona — Calculations of the optical and infrared brightness of circumsolar dust. *Astron. Astrophys.*, 261, 329–335.

[222] Marsh, K. A., Van Cleve, J. E., Mahoney, M. J., Hayward, T. L., and Houck, J. R. (1994). High-resolution mid-infrared observations of a circumstellar disk. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 184, 4404.

[223] Marsh, K. A., Van Cleve, J. E., Mahoney, M. J., Hayward, T. L., and Houck, J. R. (1995). Spatially resolved mid-infrared observations of circumstellar dust around AB Aurigae. *Astrophys. J.*, 451, 777–783.

[224] Martin, P. G. (1978). *Cosmic dust. Its impact on astronomy.* Oxford Studies in Physics, Oxford: Clarendon Press.

[225] Mathis, J. S. (1996). Dust models with tight abundance constraints. *Astrophys. J.*, 472, 643–655.

[226] Mathis, J. S., Rumpl, W., and Nordsieck, K. H. (1977). The size distribution of interstellar grains. *Astrophys. J.*, 217, 425–433.

[227] Meeus, G., Waelkens, C., and Malfait, K. (1998). HD 139614, HD 142666 and HD 144432: evidence for circumstellar disks. *Astron. Astrophys.*, 329, 131–136.

[228] Mendoza, E. (1966). Infrared photometry of T Tau stars and related objects. *Astrophys. J.*, 143, 1010–1020.

[229] Mendoza, E. (1967). Additional infrared photometry of T Tau stars and related objects. *Astron. J.*, 72, 816.

[230] Men'shchikov, A. B. and Henning, T. (1996). 2d radiative transfer models of the embedded YSOs HL Tau and L1551 IRS 5: what is inside. In [Käufl and Siebenmorgen, 1996], pp. 351–354.

[231] Men'shchikov, A. B. and Henning, T. (1997). Radiation transfer in circumstellar disks. *Astron. Astrophys.*, 318, 879–907.

[232] Miroshnichenko, A., Ivezi C, Z., and Elitzur, M. (1997). On protostellar disks in Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J. Let.*, 475, L41–L44.

[233] Mukai, T., Ishimoto, H., Kozasa, T., Blum, J., and Greenberg, J. M. (1992). Radiation pressure forces of fluffy porous grains. *Astron. Astrophys.*, 262, 315–320.

[234] Nakajima, T. and Golimowski, D. A. (1995). Coronagraphic imaging of pre-main-sequence stars: Remnant evvelopes of star formation seen in reflection. *Astron. J.*, 109, 1181–1198.

[235] Nakajima, T., Nagata, T., Nishida, M., Sato, S., and Kawara, K. (1986). A near-infrared survey of the L1641 dark cloud. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 221, 483–498.

[236] Nakamura, R. (1998). Optical properties of dust aggregates in the disk of Beta Pictoris. *Earth, Planets and Space*, in press.

[237] Natta, A. and Krügel, E. (1995). PAH emission from Herbig Ae/Be and T Tauri stars. *Astron. Astrophys.*, 302, 849–860.

[238] Natta, A., Palla, F., Butner, H. M., Evans, N. J., I., and Harvey, P. M. (1992). Infrared studies of pre-main-sequence intermediate-mass stars — LkH-Alpha 198. *Astrophys. J.*, 391, 805–816.

[239] Natta, A., Prusti, T., and Krügel, E. (1993a). Very small dust grains in the circumstellar environment of Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 275, 527–533.

[240] Natta, A., Palla, F., Butner, H., Evans, N.J., I., and Harvey, P. (1993b). Infrared studies of circumstellar matter around Herbig Ae/Be and related stars. *Astrophys. J.*, 406, 674–691.

[241] Natta, A., Grinin, V. P., Mannings, V., and Ungerechts, H. (1997). The evolutionary status of UX Orionis–type stars. *Astrophys. J.*, 491, 885–890.

[242] Pantin, E., Lagage, P. O., and Artymowicz, P. (1997). Mid-infrared images and models of the beta Pictoris dust disk. *Astron. Astrophys.*, 327, 1123–1136.

[243] Perrin, J. M. and Lamy, P. L. (1989). The color of the zodiacal light and the size distribution and composition of interplanetary dust. *Astron. Astrophys.*, 226, 288–296.

[244] Pezzuto, S., Strafella, F., and Lorenzetti, D. (1997). On the circumstellar matter distribution around Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J.*, 485, 290–307.

[245] Piirola, V., Scaltriti, F., and Coyne, G. V. S. J. (1994). Polarimetric imaging and multicolour (UBVRI) polarimetry of Herbig Ae/Be objects. In [Thé et al., 1994b], pp. 78–81.

[246] Pirzkal, N., Spillar, E. J., and Dyck, H. M. (1997). A search for close bright companions to AeBe stars. *Astrophys. J.*, 481, 392–395.

[247] Pogodin, M. A. (1992). Spectral variability of the Herbig Ae-star AB Aur in a model with latitude variable stellar wind density. *Soviet Astronomy Letters*, 18, 437–442.

[248] Praderie, F., Felenbok, P., Czarny, J., Talavera, A., and Boesgaard, A. M. (1982). The chromosphere and wind of the Herbig Ae star, AB Aurigae. *Astrophys. J.*, 254, 658–662.

[249] Praderie, F., Catala, C., Simon, T., and Boesgaard, A. M. (1986). Short-term spectral variability in AB Aurigae — Clues for activity in Herbig Ae stars. I — The ultraviolet lines of Mg II and Fe II. *Astrophys. J.*, 303, 311–326.

[250] Preibisch, T., Ossenkopf, V., Yorke, H. W., and Henning, T. (1993). The influence of ice-coated grains on protostellar spectra. *Astron. Astrophys.*, 279, 577–588.

[251] Prusti, T., Natta, A., and Palla, F. (1994). Extended mid-infrared emission around Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 292, 593–598.

[252] Pugach, A. F. and Kovalchuk, G. U. (1986). Brightness variability investigation of V586 Orionis. *Astronomische Nachrichten*, 307, 13–15.

[253] Ray, T. P. (1994). Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. Sp. Sci.*, 216, 71–86.

[254] Reimann, H. G., Gürtler, J., Friedemann, C., and Käufl, H. U. (1997). Mid infrared spectral observations of UX Orionis. *Astron. Astrophys.*, 326, 271–276.

[255] Reipurth, B. (1983). Star formation in Bok globules and low-mass clouds. I - The cometary globules in the Gum Nebula. *Astron. Astrophys.*, 117, 183–198.

[256] Rössiger, S. (1983). Photoelektrische Beobachtungen der jungen Sterne BF und V586 Orionis. *Mitt. Veränd. Sterne*, 10, 23–29.

[257] Rostopchina, A. N., Grinin, V. P., Okazaki, A., The, P. S., Kikuchi, S., Shakhovskoy, D. N., and Minikhulov, N. K. (1997). Dust around young stars. Photopolarimetric activity of the classical Herbig Ae/Be star RR Tauri. *Astron. Astrophys.*, 327, 145–154.

[258] Sanduleak, N. (1974). CD -44d 3318: An emission-line star involved in a dark nebula. *IAU Informational Bulletin of Variable Stars*, 880, 1.

[259] Savage, B. D. and Mathis, J. S. (1979). Observed properties of interstellar dust. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 17, 73–111.

[260] Scarrott, S. M., Brosch, N., Ward-Thompson, D., and Warren-Smith, R. F. (1986a). An optical polarization study of two possible bipolar nebulae. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 223, 505–511.

[261] Scarrott, S. M., Warren-Smith, R. F., Draper, P. W., and Gledhill, T. M. (1986b). Optical polarimetry of nebulae in regions of star formation. *Canadian Journal of Physics*, 64, 426–430.

[262] Scarrott, S. M., Draper, P. W., and Warren-Smith, R. F. (1989). The origin of the 'polarization disc' in NGC2261/R Mon. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 237, 621–634.

[263] Scarrott, S. M., Gledhill, T. M., and Rolph, C. D. (1990). Polarization studies of nebulae associated with young stars and outflow regions. *Quart. Journal Royal Astron. Soc.*, 31, 47–52.

[264] Schöller, M., Brandner, W., Lehmann, T., Weigelt, G., and Zinnecker, H. (1996). Simultaneous optical speckle masking and NIR adaptive optics imaging of the 126mas Herbig Ae/Be binary star NX Puppis. *Astron. Astrophys.*, 315, 445–452.

[265] Serkowski, K. (1969). Changes in polarization of T Tauri stars. *Astrophys. J. Let.*, 156, L55–L57.

[266] Serkowski, K. (1970). Intrinsic polarization of early-type stars with extended atmospheres. *Astrophys. J.*, 160, 1083–1105.

[267] Shirt, J. V., Warren-Smith, R. F., and Scarrott, S. M. (1983). Optical polarization in the bipolar nebula associated with LkH-alpha208. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 204, 1257–1261.

[268] Siebenmorgen, R. and Krügel, E. (1992). Dust model containing polycyclic aromatic hydrocarbons in various environments. *Astron. Astrophys.*, 259, 614–626.

[269] Siebenmorgen, R., Krügel, E., and Mathis, J. S. (1992). Radiative transfer for transiently heated particles. *Astron. Astrophys.*, 266, 501–512.

[270] Sitko, M., Savage, B., and Meade, M. (1981). Ultraviolet observations of hot stars with circumstellar dust shells. *Astrophys. J.*, 246, 161–183.

[271] Skinner, S. L. (1994). Radio emission from Herbig Ae/Be stars. In [Thé et al., 1994b], pp. 143–150.

[272] Skinner, S. L., Brown, A., and Stewart, R. T. (1993). A high-sensitivity survey of radio continuum emission from Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 87, 217–265.

[273] Skinner, S., Brown, A., and Dent, W. R. F. (1995). Statistical results from a JCMT Survey of mm and sub-mm emission in Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. Sp. Sci.*, 224, 555–556.

[274] Sorrell, W. H. (1990). Constraints on astronomical silicate dust. *Astrophys. J.*, 361, 150–154.

[275] Sorelli, C., Grinin, V. P., and Natta, A. (1996). Infall in Herbig Ae/Be stars: what Na D lines tell us. *Astron. Astrophys.*, 309, 155–162.

[276] Spagna, George F., J., Leung, C. M., and Egan, M. P. (1991). Radiation transport in dust in disk geometry. I - Application to externally heated interstellar clouds. *Astrophys. J.*, 379, 232–244.

[277] Steenman, H. and Thé, P. S. (1989). The anomalous extinction law. *Astrophys. Sp. Sci.*, 159, 189–201.

[278] Steenman, H. and Thé, P. S. (1991). The anomalous extinction law. II - The effect of changing the lower size cutoff of the particle size distribution. *Astrophys. Sp. Sci.*, 184, 9–30.

[279] Steffen, M. (1990). A simple method for monotonic interpolation in one dimension. *Astron. Astrophys.*, 239, 443–450.

[280] Stenholm, L. G., Störzer, H., and Wehrse, R. (1991). *Journal Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 45, 47.

[281] Stognienko, R., Henning, T., and Ossenkopf, V. (1995). Optical properties of coagulated particles. *Astron. Astrophys.*, 296, 797–809.

[282] Strom, K. M., Margulis, M., and Strom, S. E. (1989). A study of the stellar population in the Lynds 1641 dark cloud — deep near-infrared imaging. *Astrophys. J. Let.*, 345, L79–L82.

[283] Strom, S., Strom, K., Yost, J., Carrasco, L., and Grasdalen, G. (1972). The nature of the Herbig Ae- and Be-type stars associated with nebulosity. *Astrophys. J.*, 173, 353–366.

[284] Sylvester, R. J., Skinner, C. J., Barlow, M. J., and Mannings, V. (1996). Optical, infrared and millimetre-wave properties of Vega-like systems. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 279, 915–939.

[285] Thamm, E., Steinacker, J., and Henning, T. (1994). Ambiguities of parametrized dust disk models for young stellar objects. *Astron. Astrophys.*, 287, 493–502.

[286] Thé, P. S. (1994). Photometric behaviour of Herbig Ae/Be stars and its interpretation. In [Thé et al., 1994b], pp. 23–29.

[287] Thé, P. S. and Tjin A Djie, H. R. E. (1978). The variable shell star HR 5999 and its environment. *Astron. Astrophys.*, 62, 439–443.

[288] Thé, P. S., De Winter, D., and Perez, M. R. (1994a). A new catalogue of members and candidate members of the Herbig Ae/Be (HAEBE) stellar group. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 104, 315–339.

[289] Thé, P. S., Pérez, M. R., and van den Heuvel, E. P. J., Eds. (1994b). *The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars.* Astron. Soc. Pac. Conf. Ser., v.62.

[290] Thiel, K., Kölzer, G., Lorenz, E., Kochan, H., Gebhard, J., and Grün, E. (1993). Synoptic observations of near surface processes of an insolated ice-dust body under space conditions: The case of KOSI 9 and 10. *Lunar and Planetary Inst., Twenty-Fourth Lunar and Planetary Science Conference. Part 3: N-Z*, 24, 1423–1424.

[291] Timoshenko, L. V. (1985). Spectral study of the irregular variables SV Cep, UX Ori, and DD Ser. *Astrofizika*, 22, 51–61.

[292] Tjin A Djie, H. R. E., Remijn, L., and Thé, P. S. (1984). A study of the Herbig Ae-type stars UX Ori and CD-44°3318 based on IUE spectra, and on visual and infrared photometry. *Astron. Astrophys.*, 134, 273–283.

[293] Tommasi, E., Giannini, T., Lorenzetti, D., Nisini, B., Saraceno, P., and Smith, H. A. (1998). Observing Herbig Ae/Be stars with ISO-LWS. In [Yun and Liseau, 1998], p. 426.

[294] Tout, C. A. and Pringle, J. E. (1995). X-ray coronae from dynamos in young Ae/Be stars. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, 272, 528–530.

[295] Van den Ancker, M. E., Thé, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., Catala, C., de Winter, D., Blondel, P. F. C., and Waters, L. B. F. M. (1997). Hipparcos data on Herbig Ae/Be stars: An evolutionary scenario. *Astron. Astrophys.*, 324, L33–L36.

[296] Van den Ancker, M. E., de Winter, D., and Tjin A Djie, H. R. E. (1998). Hipparcos photometry of Herbig Ae/Be stars. *Astron. Astrophys.*, 330, 145–154.

[297] Van Dishoeck, E., Thi, W., Blake, G., Mannings, V., Sargent, A. I., Koerner, D. W., and Mundy, L. (1998). A rotating disk of gas and dust around a young counterpart to β Pictoris. *Ap.Sp.Sc.Rev.*, in press.

[298] Voshchinnikov, N. V. and Karjukin, V. V. (1994). Multiple scattering of polarized radiation in circumstellar dust shells. *Astron. Astrophys.*, 288, 883–896.

[299] Voshchinnikov, N. V., Grinin, V. P., and Karjukin, V. V. (1995a). Monte Carlo simulation of light scattering in the envelopes of young stars. *Astron. Astrophys.*, 294, 547–554.

[300] Voshchinnikov, N. V., Molster, F. J., and Thé, P. S. (1995b). Circumstellar dust and circumstellar extinction curves. *Astrophys. Sp. Sci.*, 224, 223–226.

[301] Voshchinnikov, N. V., Molster, F. J., and Thé, P. S. (1996). Circumstellar extinction of pre-main-sequence stars. *Astron. Astrophys.*, 312, 243–255.

[302] Vrba, F. J. (1975). Polarization characteristics of Herbig Ae and Be stars. *Astrophys. J.*, 195, 101–106.

[303] Vrba, F. J., Schmidt, G. D., and Hintzen, P. M. (1979). Observations and evaluation of the polarization in Herbig Ae/Be stars. *Astrophys. J.*, 227, 185–196.

[304] Vrba, F. J., Strom, S. E., and Strom, K. M. (1988). Optical polarization measurements in the vicinity of nearby star-forming complexes. I - The Lynds 1641 molecular cloud. *Astron. J.*, 96, 680–694.

[305] Wackerling, L. R. (1970). Catalogue of early-type stars whose spectra have shown emission lines. *Mem.Roy.Astron.Soc.*, 73, 153–319.

[306] Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., De Graauw, M. S., Huygen, E., Malfait, K., Plets, H., Vandenbussche, B., Beintema, D. A., Boxhoorn, D. R., Habing, H. J., Heras, A. M., Kester, D. J. M., Lahuis, F., Morris, P. W., Roelfsema, P. R., Salama, A., Siebenmorgen, R., Trams, N. R., Van Der Bliek, N. R., Valentijn, E. A., and Wesselius, P. R. (1996). SWS observations of young main-sequence stars with dusty circumstellar disks. *Astron. Astrophys.*, 315, L245–L248.

[307] Weaver, W. B. and Jones, G. (1992). A catalog of co-added IRAS fluxes of Orion population stars. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 78, 239–266.

[308] Weintraub, D. A. (1990). A catalog of pre-main-sequence emission-line stars with IRAS source associations. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 74, 575–594.

[309] Weintraub, D. A., Kastner, J. H., Zuckerman, B., and Gatley, I. (1992). Near-infrared polarized images of a nebula around T Tauri. *Astrophys. J.*, 391, 784–804.

[310] Weintraub, D. A., Kastner, J. H., and Mahesh, A. (1994). Discovery of a deeply embedded companion to LkH-alpha 234. *Astrophys. J. Let.*, 420, L87–L90. Provided by the NASA Astrophysics Data System.

[311] Wenzel, W. (1969). In [Detre, 1969], p. 61.

[312] Whitney, B. A. and Hartmann, L. (1992). Model scattering envelopes of young stellar objects. I — Method and application to circumstellar disks. *Astrophys. J.*, 395, 529–539.

[313] Whitney, B. A., Kenyon, S. J., and Gomez, M. (1997). Near-Infrared imaging polarimetry of embedded young stars in the Taurus-Auriga Molecular Cloud. *Astrophys. J.*, 485, 703–734.

[314] Witt, A. N. (1989). In [Allamandola and Tielens, 1989], p. 87.

[315] Wooden, D. H. (1994). $8\mu m - 13\mu m$ spectrophotometry of Herbig Ae/Be stars. In [Thé et al., 1994b], pp. 138–139.

[316] Wray, J. D. (1966). *A study of (H Alpha)-emission objects in the southern Milky Way.* PhD thesis, Northwestern University.

[317] Yorke, H. W. (1980). The evolution of protostellar envelopes of masses 3 solar masses and 10 solar masses. II - Radiation transfer and spectral appearance. *Astron. Astrophys.*, 85, 215–220.

[318] Yun, J. and Liseau, R., Eds. (1998). *Star Formation with the Infrared Space Observatory, 24-26 June 1997, Lisbon, Portugal.* ASP Conference Series, volume 132.

[319] Zellner, B. (1970). Wavelength dependence of polarization. XXI. R Monocerotis. *Astron. J.*, 75, 182–185.

[320] Zinnecker, H. and Preibisch, T. (1994). X-ray emission from Herbig Ae/Be stars: a ROSAT survey. *Astron. Astrophys.*, 292, 152–164.

Приложение A

Температура пыли в околозвездной оболочке

Распределение энергии в ИК области спектра у звезд Хербига определяется тепловым излучением околозвездных пылинок. Поэтому при моделировании ИК спектров необходимо знать ее температуру. Температура пыли определяется из уравнения теплового баланса. При численном моделировании переноса излучения в пылевых оболочках, как правило, уравнения переноса и теплового равновесия решаются совместно. Однако часто бывают полезны также простые аналитические оценки.

Рассмотрим уравнение теплового баланса пылевых частиц. Количество поглощаемой пылинкой в единицу времени лучистой энергии, приходящей от звезды

$$\pi a^2 \int_0^\infty Q_a(\lambda)\pi \frac{R_*^2}{r^2} B_\lambda(T_*) e^{-\tau_\lambda} d\lambda$$

равно излучаемой ею в единицу времени энергии

$$4\pi a^2 \int_0^\infty Q_a(\lambda)\pi B_\lambda\left(T_d\left(a,r\right)\right) d\lambda.$$

Здесь R_* и T_* — радиус и температура звезды, а остальные обозначения те же, что в основном тексте. Так как звезда излучает в основном в голубой области спектра, то для поглощаемой энергии можно считать $Q_a(\lambda) \approx 1$. Это — хорошее приближение для поглощающих частиц с размерами порядка длины волны. Пыль излучает в ИК-диапазоне, где можно считать $Q_a(\lambda)/a \approx Q_0(\lambda_0/\lambda)^n$ с $n = 1 \div 2$. С учетом предположения об оптически тонкой оболочке уравнение принимает вид

$$4Q_0\lambda_0^n a \int_0^\infty \frac{1}{\lambda^n} B_\lambda\left(T_d\left(a,r\right)\right) d\lambda = \int_0^\infty \frac{R_*^2}{r^2} B_\lambda(T_*) d\lambda. \tag{A.1}$$

Интеграл справа по закону Стефана-Больцмана равен $(\sigma/\pi)(R_*/r)^2 T_*^4$. Рассмотрим интеграл, стоящий слева:

$$
\begin{aligned}
&\int_0^\infty \frac{1}{\lambda^n} B_\lambda\left(T_d\right) d\lambda \\
= \ & \int_0^\infty \frac{\nu^n}{c^n} \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(e^{\frac{h\nu}{kT_d}} - 1\right)^{-1} d\nu \\
= \ & \frac{1}{c^n} \frac{2h}{c^2} \int_0^\infty \left(\frac{kT_d}{h} x\right)^{n+3} \left(e^x - 1\right)^{-1} \frac{kT_d}{h} dx \\
= \ & \frac{2h}{c^{n+2}} \left(\frac{kT_d}{h}\right)^{n+4} \int_0^\infty x^{n+3} \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} dx \\
= \ & \frac{2h}{c^{n+2}} \left(\frac{kT_d}{h}\right)^{n+4} \left[\int_0^\infty x^{n+3} e^{-x} dx + \int_0^\infty x^{n+3} e^{-2x} dx + \int_0^\infty x^{n+3} e^{-3x} dx + \ldots\right] \\
= \ & \frac{2h}{c^{n+2}} \left(\frac{kT_d}{h}\right)^{n+4} \left[(n+3)! + \int_0^\infty \left(\frac{1}{2}\right)^{n+4} y^{n+3} e^{-y} dy + \int_0^\infty \left(\frac{1}{3}\right)^{n+4} y^{n+3} e^{-y} dy + \ldots\right] \\
= \ & \frac{2h}{c^{n+2}} \left(\frac{kT_d}{h}\right)^{n+4} (n+3)! \left[1 + \frac{1}{2^{n+4}} + \frac{1}{3^{n+4}} + \ldots\right] \\
= \ & \frac{2h}{c^{n+2}} \left(\frac{kT_d}{h}\right)^{n+4} (n+3)! \zeta\left(n+4\right).
\end{aligned}
$$

Здесь $\zeta(n+4)$ — дзета-функция Римана; при $n = 0, 1, 2$ она имеет следующие значения:

$$
\begin{aligned}
\zeta(4) \ &= \tfrac{\pi^4}{90} \ \approx 1.0823, \\
\zeta(5) \ & \qquad\ \approx 1.0369, \\
\zeta(6) \ &= \tfrac{\pi^6}{945} \ \approx 1.0173.
\end{aligned}
$$

Уравнение теплового равновесия принимает следующий вид

$$
4Q_0 \lambda_0^n a \frac{2h}{c^{n+2}} \left(\frac{kT_d}{h}\right)^{n+4} (n+3)! \zeta\left(n+4\right) = \frac{\sigma}{\pi} \frac{R_*^2}{r^2} T_*^4, \tag{A.2}
$$

откуда

$$
T_d = \frac{h}{k} \left[\frac{\sigma}{\pi} \frac{1}{4Q_0 \lambda_0^n a} \frac{c^{n+2}}{2h} \frac{1}{(n+3)! \zeta\left(n+4\right)}\right]^{\frac{1}{n+4}} T_*^{\frac{4}{n+4}} \left(\frac{R_*}{r}\right)^{\frac{2}{n+4}}. \tag{A.3}
$$

Пусть температура пылинок размера a^* на внутренней границе оболочки R_i равна $T_d(a^*, R_i)$, тогда

$$
T_d(a^*, r) = T_d(a^*, R_i) \left(\frac{r}{R_i}\right)^{-\frac{2}{4+n}}. \tag{A.4}
$$

Таким образом, температура пыли изменяется с расстоянием примерно как $r^{-2/5}$ при $n = 1$ и как $r^{-1/3}$ при $n = 2$.

Приложение Б

Поток теплового излучения от оптически тонкой оболочки со сфероидальным распределением вещества

При моделировании наблюдательных данных звезд типа UX Ori мы, в качестве первого приближения, используем сферически-симметричную модель оболочки. Покажем, что распределение энергии в ИК области для оболочки со сфероидальным распределением вещества, не сильно отличается от ИК спектра в сферически-симметричном случае.

Рассмотрим подробнее тепловое излучение, приходящее от оболочки со сфероидальным распределением вещества

$$
\begin{aligned}
n(\mathbf{r}) &= n_0^{'} \left(x^2 + y^2 + z^2 \frac{a^2}{b^2} \right)^{-\frac{\alpha}{2}} \\
&= n_0^{'} r^{-\alpha} \left(\sin^2 \varphi + \frac{a^2}{b^2} \cos^2 \varphi \right)^{-\frac{\alpha}{2}}
\end{aligned}
\tag{Б.1}
$$

и сравним его с потоком от оболочки со сферически-симметричным распределением

$$
n(r) = n_0 r^{-\alpha}. \tag{Б.2}
$$

Будем сопоставлять оболочки равных масс с внутренним радиусом R_i и внешним R_o. Если средняя масса одной частицы $\langle m \rangle$, то масса оболочки

$$
M = \int_V \langle m \rangle n(\mathbf{r}) dV \tag{Б.3}
$$

или

$$\begin{aligned} M^{spherical} &= \langle m\rangle 4\pi n_0 \int_{R_i}^{R_o} r^{2-\alpha}dr, \\ M^{spheroidal} &= \langle m\rangle 2\pi n_0^{'} \int_{R_i}^{R_o} r^{2-\alpha}dr \int_0^{\pi} \left(\sin^2\varphi + \frac{a^2}{b^2}\cos^2\varphi\right)^{-\frac{\alpha}{2}} \sin\varphi d\varphi. \end{aligned} \qquad (Б.4)$$

Очевидно, что массы оболочек равны, если

$$n_0{}' = \frac{2n_0}{\int_0^{\pi}\left(\sin^2\varphi + \frac{a^2}{b^2}\cos^2\varphi\right)^{-\frac{\alpha}{2}}\sin\varphi d\varphi}. \qquad (Б.5)$$

Рассмотрим теперь потоки теплового излучения от обеих пылевых оболочек. Пылинка размера a излучает в единицу времени на данной длине волны λ во всех направлениях энергию

$$L_\lambda = 4\pi a^2 Q_{abs}(\lambda)\pi B_\lambda(T_d), \qquad (Б.6)$$

где B_λ — функция Планка, T_d — температура пылинки, $Q_{abs}(\lambda)$ — фактор эффективности поглощения. Монохроматический поток излучения на расстоянии D от оболочки есть

$$F_\lambda = \frac{1}{4\pi D^2}\int_V \int_{a_-}^{a_+} 4\pi a^2 Q_{abs}(\lambda) n(a,\mathbf{r})\pi B_\lambda(T_d)dadV, \qquad (Б.7)$$

где a_- и a_+ — наименьший и наибольший размеры пылинок, V — объем оболочки, $n(a,\mathbf{r})da$ — концентрация пылинок с размерами от a до $a+da$ в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}(r,\varphi,\theta)$.

Для простоты рассмотрим случай, когда все пылинки имеют одинаковый размер a_*. Тогда

$$\begin{aligned} F_\lambda^{spherical} &= \frac{\pi a_*^2 Q_{abs}(\lambda)}{D^2}\int_{R_i}^{R_o} 4\pi r^2 n_0 r^{-\alpha} B_\lambda(T_d)dr, \\ F_\lambda^{spheroidal} &= \frac{\pi a_*^2 Q_{abs}(\lambda)}{D^2}\int_{R_i}^{R_o}\int_0^{\pi}\int_0^{\pi/2} r^2\sin\varphi n_0^{'} r^{-\alpha}\left(\sin^2\varphi + \frac{a^2}{b^2}\cos^2\varphi\right)^{-\frac{\alpha}{2}} \\ &\times \; B_\lambda(T_d)drd\varphi d\theta. \end{aligned} \qquad (Б.8)$$

Обозначим

$$K_1 = \frac{2\pi^2 a_*^2 Q_{abs}(\lambda)}{D^2},$$

тогда

$$\begin{aligned} F_\lambda^{spherical} &= 2K_1 n_0 \int_{R_i}^{R_o} r^{2-\alpha}B_\lambda(T_d)dr, \\ F_\lambda^{spheroidal} &= K_1 n_0^{'} \int_0^{\pi}\left(\sin^2\varphi + \frac{a^2}{b^2}\cos^2\varphi\right)^{-\frac{\alpha}{2}}\sin\varphi d\varphi \int_{R_i}^{R_o} r^{2-\alpha}B_\lambda(T_d)dr. \end{aligned} \qquad (Б.9)$$

В оптически тонких оболочках зависимость температуры пылинок от расстояния до звезды слабо зависит от геометрии, например, степени сплюснутости в случае, когда эквиденситы являются сфероидами. Подставив теперь вместо $n_0^{'}$ полученное выше выражение (Б.5), получаем

$$F_\lambda^{spheroidal} = F_\lambda^{spherical} = 2K_1 n_0 \int_{R_i}^{R_o} r^{2-\alpha} B_\lambda(T_d) dr, \tag{Б.10}$$

т.е. потоки практически совпадают в предположении об одинаковом распределении температуры пыли в оболочке.

Таким образом, ИК спектры, полученные для сферически-симметричного распределения пылевого вещества в оболочках, должны быть применимы и для сфероидальных оболочек. При этом, однако, следует учитывать очевидные поправки. В частности, значения оптических толщин, полученные для сферических моделей, будут представлять собой усредненные по всем направлениям величины. Связь их с оптической толщиной по лучу зрения, например для сфероидального распределения вещества, будет зависеть от сплюснутости оболочки и ее ориентации.

Приложение B

Тепловое излучение пыли и спектр источника ее нагрева

Обычно при моделировании переноса излучения в пылевых оболочках делается предположение о том, что спектр излучения центральной звезды является чернотельным. Считается возможным, однако, что некоторые из HAeBe звезд окружены горячими слоями газа [Catala and Kunasz, 1987], так что на очень коротких длинах волн поток излучения этих слоев может превышать поток от фотосферы [Kholtygin et al., 1997]. Интересно, в связи с этим, рассмотреть как связано излучение источника нагрева с излучением пыли и как влияет указанное предположение на результаты, а также каков может быть эффект излучения хромосферы.

Будем считать, что все пылинки имеют одинаковый размер a_*. Пылинка такого размера излучает в единицу времени на данной длине волны λ во всех направлениях энергию

$$L_\lambda = 4\pi a_*^2 Q_{abs}(\lambda)\pi B_\lambda(T_d), \tag{B.1}$$

где B_λ — интенсивность излучения абсолютно черного тела, T_d — температура пыли, $Q_{abs}(\lambda)$ — фактор эффективности поглощения излучения пылинок. Монохроматический поток излучения на расстоянии D от сферической оболочки со степенным распределением плотности есть

$$\begin{aligned} F_\lambda &= \frac{1}{4\pi D^2} 4\pi a_*^2 Q_{abs}(\lambda) \int_{R_i}^{R_o} 4\pi r^2 n_0 r^{-\alpha} \pi B_\lambda(T_d) dr \\ &= \frac{4\pi^2}{D^2} n_0 a_*^3 Q_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^n \int_{R_i}^{R_o} r^{2-\alpha} B_\lambda(T_d) dr \end{aligned} \tag{B.2}$$

Здесь $Q_{abs}/a = Q_0(\lambda_0/\lambda)^n$, $n = 1{-}2$ — см. приложение А. Как видно, свойства источника нагрева здесь входят только в T_d. Температуру пыли найдем из уравнения теплового равновесия

$$\pi a^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda) \pi \frac{R_*^2}{r^2} B_\lambda(T_*) e^{-\tau_\lambda} d\lambda = 4\pi a^2 \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda) \pi B_\lambda\left(T_d\left(a, r\right)\right) d\lambda \tag{B.3}$$

Обозначив температуру пыли на внутренней границе через $T_d(R_i) = T_i$, получаем (см. Приложение 1)

$$T_d(r) = T_i \left(\frac{r}{R_i}\right)^{\frac{-2}{n+4}} \tag{B.4}$$

Теперь заменим один источник нагрева, излучающий во всем диапазоне длин волн, на несколько разных, излучающих в каждом отдельном диапазоне столько же энергии, сколько и наш источник. Имеем

$$\begin{aligned}
&\int_0^\infty B_\lambda(T_*)\,d\lambda \\
&= \int_0^{\lambda_1} B_\lambda(T_*)\,d\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda(T_*)\,d\lambda + \ldots + \int_{\lambda_{I-1}}^{\infty} B_\lambda(T_*)\,d\lambda \\
&= \sum_{i=1}^{I} \int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} \frac{2h\nu^3}{c^2}\left[e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1\right] d\nu \\
&= \frac{2h}{c^2}\left(\frac{kT}{h}\right)^4 \sum_{i=1}^{I} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \\
&= \frac{2h}{c^2}\left(\frac{kT}{h}\right)^4 \frac{\pi^4}{90} \sum_{i=1}^{I} \int_{x_i}^{x_{i+1}} x^3 e^{-x} dx,
\end{aligned} \tag{B.5}$$

где $x_i = hc/\lambda_i kT_*$.

Чтобы сравнить вклады от излучения источника в разных диапазонах, найдем интегралы на каждом промежутке

$$\int_a^b x^3 e^{-x} = \frac{1}{e^a}\left[a^3 + 3a^2 + 6a + 6\right] - \frac{1}{e^b}\left[b^3 + 3b^2 + 6b + 6\right] \tag{B.6}$$

и обозначим их через γ_i. Значения γ_i для разных интервалов по x приведены в табл. B.1. Кроме того, приводятся соответствующие значения λ_i для случая $T_* = 9500\,K$.

Таким образом, с использованием (B.6) и (B.6), имеем

$$\begin{aligned}
\int_0^\infty B_\lambda(T_*)\,d\lambda &= \frac{2h}{c^2}\left(\frac{kT}{h}\right)^4 \frac{\pi^4}{90}\left[\gamma_1 + \gamma_2 + \ldots + \gamma_I\right] \\
&= \frac{\sigma}{\pi}\frac{1}{6}\left[\gamma_1 + \gamma_2 + \ldots + \gamma_I\right]
\end{aligned} \tag{B.7}$$

и для температуры пыли получаем (см. также приложение А)

$$T_d(r) = T_i \left(\frac{r}{R_i}\right)^{\frac{-2}{n+4}} \left[\frac{1}{6}\left(\gamma_1 + \gamma_2 + \ldots + \gamma_I\right)\right]^{\frac{1}{n+4}}. \tag{B.8}$$

Теперь мы можем записать выражение для спектрального потока излучения пыли:

$$\begin{aligned}
F_\lambda &= \frac{4\pi^2}{D^2} n_0 a_*^3 Q_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^n \int_1^{R_o} r^{2-\alpha} \frac{2hc^2}{\lambda^5}\left[e^{\frac{hc}{\lambda k T_i}\left[\frac{1}{6}(\gamma_1+\ldots+\gamma_I)\right]^{\frac{-1}{n+4}} r^{\frac{-2}{n+4}}} - 1\right]^{-1} dr \\
&= \frac{8\pi^2 hc^2}{D^2} n_0 a_*^3 Q_0 \lambda_0^n f(\lambda),
\end{aligned} \tag{B.9}$$

Таблица В.1: Вклад разных диапазонов в излучение источника. Более подробное описание дано в тексте.

$x_i - x_{i+1}$	$\lambda_i - \lambda_{i+1}$, мкм	γ_i	$\frac{1}{6}\gamma_i$
$0.0 - 0.015$	$100 - \infty$	$1.3 \cdot 10^{-8}$	$2.2 \cdot 10^{-9}$
$0.015 - 0.15$	$10 - 100$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
$0.15 - 0.76$	$2 - 10$	0.046	$7.7 \cdot 10^{-3}$
$0.76 - 1.51$	$1 - 2$	0.36	0.06
$1.51 - 2.16$	$0.7 - 1$	0.64	0.11
$2.16 - 3.03$	$0.5 - 0.7$	1.12	0.19
$3.03 - 3.79$	$0.4 - 0.5$	0.99	0.17
$3.79 - 5.05$	$0.3 - 0.4$	1.30	0.22
$5.05 - 7.57$	$0.2 - 0.3$	1.21	0.20
$7.57 - 16.83$	$0.09 - 0.2$	0.34	0.057
$16.83 - \infty$	$0 - 0.09$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$

где

$$f(\lambda) = \frac{1}{\lambda^{5+n}} \int_1^{R_o} r^{2-\alpha} \left[e^{\frac{hc}{\lambda k T_i} \left[\frac{1}{6}(\gamma_1 + \ldots + \gamma_I)\right]^{\frac{-1}{n+4}} r^{\frac{-2}{n+4}}} - 1 \right]^{-1} dr. \tag{B.10}$$

Значения $T(r)$ и $f(\lambda)$ были рассчитаны для разных интервалов длин волн в предположении, что вклады от других интервалов излучения отсутствуют. Результаты для некоторых интервалов (при $T_* = 9500\,K$), приведены на рис. В.1. Распределение температуры и функция $f(\lambda)$ в случае полного излучения источника показано сплошной линией.

Максимальная температура пыли в каждой точке оболочки определяется в основном излучением источника нагрева в окрестности его максимума. Поэтому излучение объекта вблизи этого максимума дает наибольший вклад в излучение пыли.

Как видно, излучение источника в интервале $x = 2.2 - 7.8$ ($\lambda = 0.2 - 0.7$ мкм при $T_* = 9500K$) дает около 70% излучения пыли в области максимума. При этом максимальная температура пыли составляет около 95% полной температуры. При учете же излучения в интервале $x = 0.15 - 16.8$ ($\lambda = 0.09 - 10$ мкм при $T_* = 9500K$) отличие в температуре и $f(\lambda)$ составляет менее 0.01%.

Как частный случай, рассмотрим возможный вклад излучения хромосферы звезды. Именно оно может вызывать наибольшие отклонения от чернотельного распределения энергии для рассматриваемых звезд. Мы рассчитали температуру и $f(\lambda)$ для случая, когда распределение энергии в спектре источника соответствовало чернотельному, а излучение в диапазоне 900-1200 Å превосходило его на порядок. Результаты приведены на рис. В.2 — отличие составило менее 0.3%.

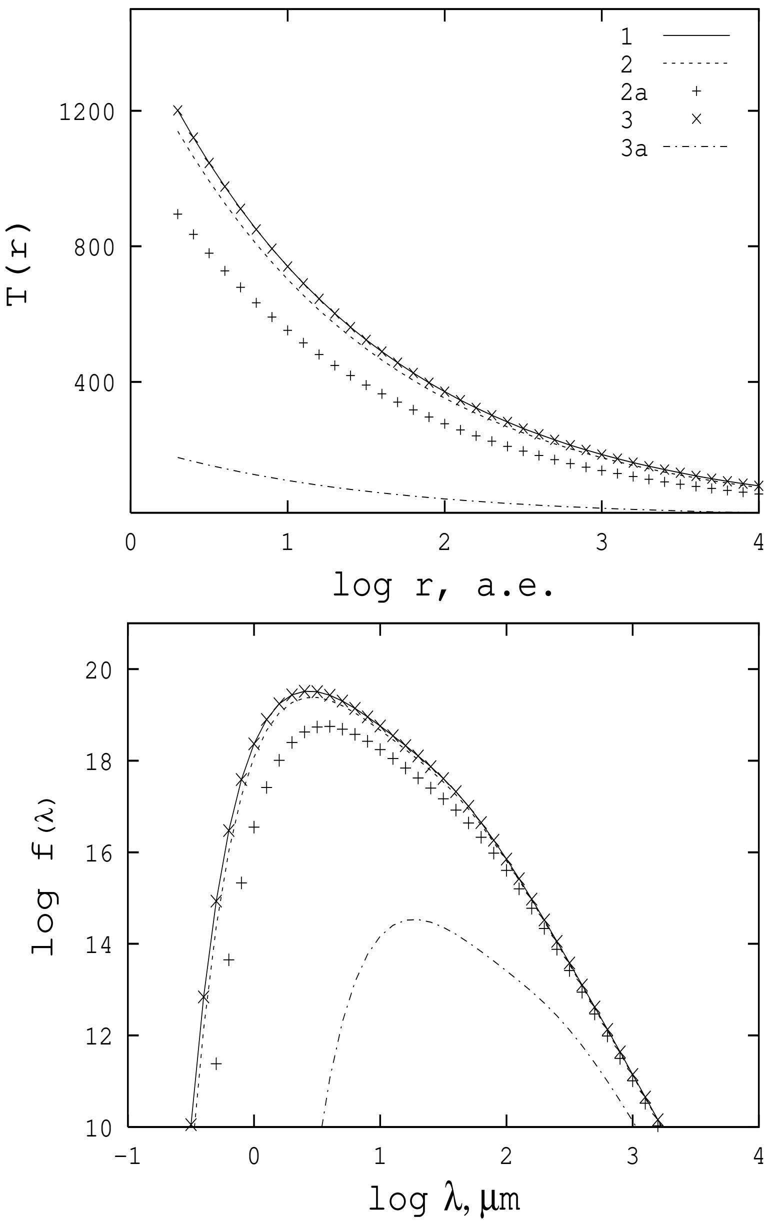

Рис. B.1: Радиальное распределение температуры пыли и нормированный поток (см. ф-лу (B.10)) теплового излучения от оболочки для разного спектра излучения центрального источника: 1 — полное чернотельное излучение источника с $T_* = 9500\,$K; 2 — только излучение в интервале 0.2–0.7 мкм; 2a — весь диапазон, кроме 0.2–0.7 мкм; 3 — 0.09–10 мкм; 3a — весь диапазон, кроме 0.09–10 мкм.

Таким образом, локальными отклонениями в спектре источника от чернотельного распределения энергии в нашем случае действительно можно пренебречь.

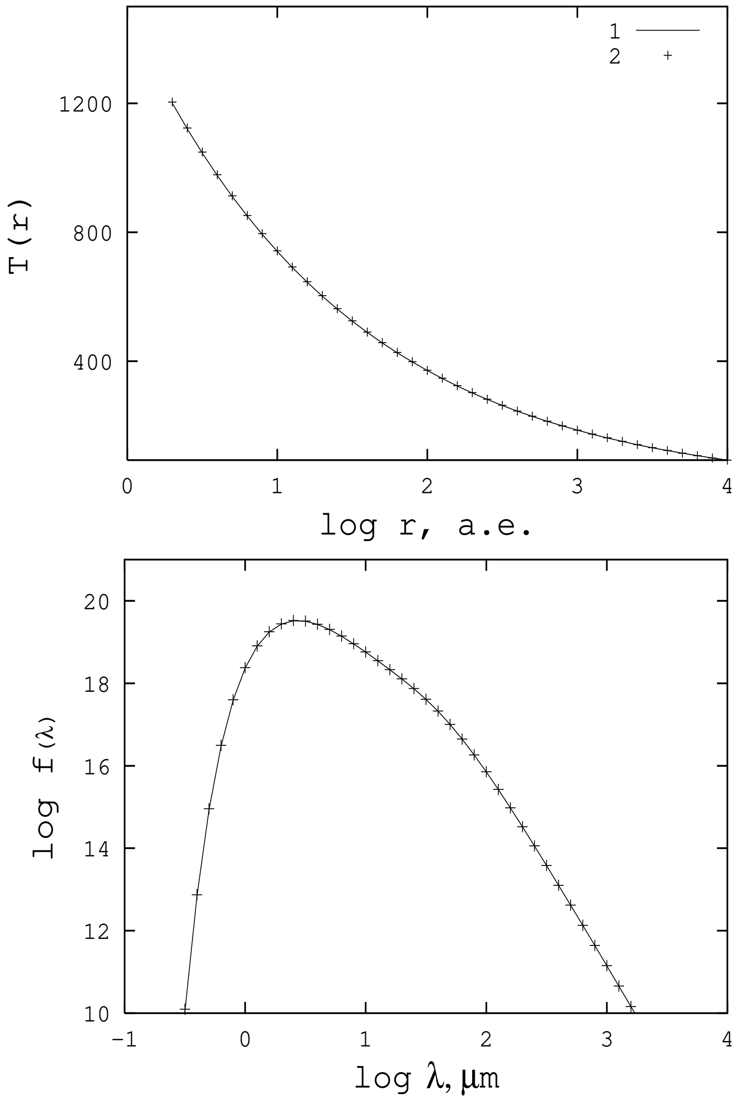

Рис. В.2: То же, что на рис. В.1, но 1 — полное чернотельное излучение источника; 2 — излучение в диапазоне 0.09–0.12 мкм превышает чернотельное в 10 раз.

Приложение Г

Оценка собственной поляризации оболочки по наблюдаемым величинам

Наблюдаемая поляризации звезд с оболочками может включать 3 компонента (см. например, Бердюгин и др. 1990, 1992) — межзвездную поляризацию $\mathbf{P}_{IS}$, поляризацию, обусловленную оптическим дихроизмом околозвездной пыли $\mathbf{P}_{CS}$, и собственную поляризацию оболочки вследствие рассеяния звездного излучения в несферической пылевой оболочке $\mathbf{P}_{sh}$. Наше моделирование позволяет находить только последний компонент. Для сравнения с наблюдениями небходимо выделить указанную величину из наблюдательных данных.

Введем следующие обозначения. Параметры (I, Q, U, V) будут обозначать компоненты вектора Стокса, а величины $q(= Q/I)$ и $u = (U/I)$ — нормированные параметры Стокса. Неполяризованное излучение звезды с параметрами Стокса ($I = I_*, Q = U = V = 0$), пройдя через слой околозвездной пыли оптической толщины τ_{CS}, оказывается поляризованным [Martin, 1978]:

$$\begin{aligned} I &= I_* e^{-\tau_{CS}}, \\ q &= q_* + q_{CS} = q_{CS}, \\ u &= u_* + u_{CS} = u_{CS}, \end{aligned} \tag{Г.1}$$

или

$$\begin{aligned} I &= I_* e^{-\tau_{CS}}, \\ Q &= I_* e^{-\tau_{CS}} q_{CS}, \\ U &= I_* e^{-\tau_{CS}} u_{CS}. \end{aligned} \tag{Г.2}$$

Полное излучение объекта “звезда + оболочка” включает еще и излучение, рассеянное в оболочке. Тогда суммарные значения для параметров Стокса равны

$$\begin{array}{rclcl} I_{tot} & = & I_* e^{-\tau_{CS}} & + & I_{sh}, \\ Q_{tot} & = & I_* e^{-\tau_{CS}} q_{CS} & + & Q_{sh}, \\ U_{tot} & = & I_* e^{-\tau_{CS}} u_{CS} & + & U_{sh}, \end{array} \tag{Г.3}$$

или

$$\begin{array}{rcl} I_{tot} & = & I_* e^{-\tau_{CS}} + I_{sh}, \\ q_{tot} & = & \left(I_* e^{-\tau_{CS}} q_{CS} + Q_{sh}\right) / \left(I_* e^{-\tau_{CS}} + I_{sh}\right), \\ u_{tot} & = & \left(I_* e^{-\tau_{CS}} u_{CS} + U_{sh}\right) / \left(I_* e^{-\tau_{CS}} + I_{sh}\right). \end{array} \tag{Г.4}$$

Прежде чем наблюдатель зарегистрирует это излучение, оно проходит еще и через слой межзвездной пыли, так что наблюдаемое излучение есть

$$\begin{array}{rclcl} I_{obs} & = & \left(I_* e^{-\tau_{CS}} + I_{sh}\right) e^{-\tau_{IS}}, & & \\ q_{obs} & = & \left(I_* e^{-\tau_{CS}} q_{CS} + Q_{sh}\right) / \left(I_* e^{-\tau_{CS}} + I_{sh}\right) & + & q_{IS}, \\ u_{obs} & = & \left(I_* e^{-\tau_{CS}} u_{CS} + U_{sh}\right) / \left(I_* e^{-\tau_{CS}} + I_{sh}\right) & + & u_{IS}. \end{array} \tag{Г.5}$$

После несложных преобразований получаем:

$$\begin{array}{rclclcl} q_{obs} & = & q_{IS} & + & q_{CS}\left(1 - \frac{I_{sh}}{I(0)}\right) & + & q_{sh}\frac{I_{sh}}{I(0)}, \\ u_{obs} & = & u_{IS} & + & u_{CS}\left(1 - \frac{I_{sh}}{I(0)}\right) & + & u_{sh}\frac{I_{sh}}{I(0)}. \end{array} \tag{Г.6}$$

Здесь $I(0) = I_* e^{-\tau_{CS}} + I_{sh}$ — излучение объекта в ярком состоянии.

Чтобы получить изменение поляризации с блеском при затмениях, первое уравнение из (Г.2) запишем в виде

$$I = I_* e^{-\tau_{CS} - \tau_{cl}}, \tag{Г.7}$$

где τ_{cl} — оптическая толщина затмевающего облака. Тогда, повторив выкладки, получим изменение нормированных параметров Стокса с блеском объекта

$$\begin{array}{rclclcl} q(\Delta m) & = & q_{IS} & + & q_{CS}\left(1 - 10^{0.4\Delta m}\frac{I_{sh}}{I(0)}\right) & + & q_{sh}10^{0.4\Delta m}\frac{I_{sh}}{I(0)}, \\ u(\Delta m) & = & u_{IS} & + & u_{CS}\left(1 - 10^{0.4\Delta m}\frac{I_{sh}}{I(0)}\right) & + & u_{sh}10^{0.4\Delta m}\frac{I_{sh}}{I(0)}. \end{array} \tag{Г.8}$$

Максимально возможное ослабление блеска объекта ограничено рассеянным излучением и составляет

$$\Delta m_{max} = -2.5 \log \frac{I_{sh}}{I(0)}, \tag{Г.9}$$

т.е.

$$\frac{I_{sh}}{I(0)} = 10^{-0.4\Delta m_{max}}. \tag{Г.10}$$

Отсюда, в частности, следует, что при полном затмении ($\Delta m = \Delta m_{max}$)

$$\mathbf{P}_{obs}(\Delta m_{max}) = \mathbf{P}_{IS} + \mathbf{P}_{sh}. \tag{Г.11}$$

Формула (Г.11) показывает, что имея наблюдательные данные в глубоком минимуме и оценки для межзвездной поляризации, можно непосредственно найти поляризацию оболочки $\mathbf{P}_{sh}$, независимо от компонента $\mathbf{P}_{CS}$. Формула верна в случае, если максимально возможное ослабление блеска уже достигнуто. На практике приходится использовать значения для максимального из когда-либо *наблюдавшихся* минимумов. В этом случае формула (Г.10) дает лишь верхнюю оценку для доли рассеянного излучения, а полученная таким образом величина P_{sh} будет лишь *нижним пределом* для реального значения.

В параграфе 4.1 приведены наблюдаемые значения поляризации рассмотренных звезд: поляризация в видимой области во время глубоких минимумов составляет 6–7%. При этом межзвездная поляризация по данным из источников, указанных в том же параграфе, для всех объектов меньше 1–1.5%. Таким образом, для всех звезд (у которых наблюдения проводились в довольно глубоких минимумах) *собственная поляризация оболочки P_{sh} составляет не менее 6%.*

В разделе 3.2 для описания собственной поляризации объекта применяется также величина $\mathbf{P}_{sca}$, используемая другими авторами [Бердюгин et al., 1990, Бердюгин et al., 1992, Grinin, 1992, Rostopchina et al., 1997]. Для разделения трех компонентов они используют следующую формулу:

$$\mathbf{P}_{obs}(\Delta m) = \mathbf{P}_{ls} + \mathbf{P}_{sca}(\Delta m), \tag{Г.12}$$

где $\mathbf{P}_{ls}$ — поляризация на луче зрения, включающая два первых компонента

$$\mathbf{P}_{ls} = \mathbf{P}_{IS} + \mathbf{P}_{CS},$$

а второй член, описывающий вклад рассеянного излучения, меняется с изменением блеска как

$$\mathbf{P}_{sca}(\Delta m) = \mathbf{P}_{sca}(0)10^{0.4\Delta m}.$$

Здесь $\mathbf{P}_{sca}(0) = \sqrt{Q_{sh}^2 + U_{sh}^2}/I(0)$. Далее, система уравнений (Г.12) решается с использованием фотометрических и поляриметрических измерений для двух состояний блеска (в минимуме и максимуме), что дает все искомые компоненты поляризации. (В работе Rostopchina et al. [1997] использовались все данные и решение находилось методом наименьших квадратов.)

Как видно, в отличии от формулы (Г.8) здесь не учитывается слагаемое $(-)\mathbf{P}_{CS}10^{0.4\Delta m}(I_{sh}/I(0))$. Формулы (Г.12) и (Г.8) совпадают в случаях, когда (1) отсутствует поляризация, обусловленная оптическим дихроизмом околозвездной пыли, либо

(2) нет рассеянного в оболочке излучения $I_{sh} = 0$. Опущенное слагаемое меняется от $\mathbf{P}_{CS}(I_{sh}/I(0))$ в максимуме блеска до 1 в глубоком минимуме (см. формулу (Г.10). Следовательно, в глубоких минимумах в формуле (Г.12) появляется лишний член $\mathbf{P}_{CS}$. В максимуме блеска, когда $\Delta m = 0$, различие в формулах зависит от вклада рассеянного излучения — чем меньше вклад, тем меньше погрешность.