

Околозвездные пылевые оболочки

Л.М.Шульман

Рассмотрены оптические свойства околозвездных пылевых оболочек. В случае оптически тонких оболочек (например, оболочек звезд типа R CrB после минимума) рассчитана температура графитовых пылинок. Показано, что равновесная температура пылинки существенно меньше эффективной температуры звезды. Этот результат не устраняет, но существенно уменьшает трудность конденсационного механизма феномена R CrB.

Circumstellar Dust Shells

L.M. Shulman

The optical properties of circumstellar dust shell are considered. In the case of the optically thin shell (e.g. the shell of a R CrB star after minimum) the temperature of the graphite grain is calculated. It is shown that the equilibrium temperature of the grain is essentially less than the effective temperature of the star. This result does not remove but reduces the difficulty of the condensation mechanism of the R CrB phenomenon.

1. Введение.

Наблюдательные данные свидетельствуют о том, что звезды типа R CrB окружены пылевыми оболочками. Пылевые оболочки звезд проявляют себя, во-первых, как источники низкотемпературного (инфракрасного) излучения, и, во-вторых, как поляризаторы рассеянного излучения центральной звезды. Известно, что либо одно, либо оба эти явления присущи многим звездам. Сюда относятся неправильные и полуправильные гиганты и сверхгиганты поздних спектральных классов (Александр и др., 1972), мириды, медленные новые и др. звезды; к этому же классу принадлежат звезды R CrE.

Известно, что пылевые оболочки, существующие вокруг звезд нормального химического состава, состоят из силикатных частиц. Это доказывается характерной чертой в спектре — пиком интенсивности в окрестности 10 мкм, обусловленным собственной частотой химической связи O—Si—O. В инфракрасном спектре звезд типа R CrB 10-микронный пик не наблюдается.

Можно представить несколько механизмов происхождения пылевых оболочек: образование оболочки в процессе сжатия протозвезды (в этом случае оболочка — реликт — остаток протозвездного облака); путем захвата пыли при прохождении звезды через межзвездное пылевое облако; путем конденсации пересыщенных паров тугоплавких веществ непосредственно в околозвездном пространстве. Так как даже сам факт существования оболочки определенно связан с химическим составом и температурой звезды, то для большинства звезд более реалистичным выглядит третий механизм — конденсация.

Как показал Джилман (1969), при преобладании кислорода над углеродом конденсируются преимущественно силикаты, при дефиците кислорода — карбиды и графит. Углерод — наиболее легко конденсирующееся вещество в условиях звездных атмосфер, однако не все углеродные звезды обладают графитопылевыми оболочками. Как отметили Фист и Гласс (1973), у углеродных звезд, не принадлежащих к типу R CrB, такие оболочки отсутствуют.

Существование пылевых оболочек у звезд типа R CrB было заподозрено давно. Основываясь на результатах Лореты (1934), О'Киф (1939) сформулировал гипотезу о механизме переменности этих звезд, в котором главная роль отводится экранирующему действию пылевой оболочки. Несмотря на некоторые трудности, эта гипотеза и в настоящее время является наиболее привлекательной и наиболее обсуждаемой (Гринберг, 1970; Александер и др., 1972).

Накопленный наблюдательный материал по звездам типа R CrB еще далеко не полон, однако наряду с необходимостью продолжения наблюдений этих звезд все в большей степени ощущается отсутствие теоретических моделей как самих звезд типа R CrB, так и их пылевых оболочек. Такое положение затрудняет анализ уже имеющихся наблюдений и не дает путеводной нити для планирования специальных наблюдений, способных сыграть критическую роль в выборе того или иного механизма феномена R CrB и его детализации.

Теория пылевых оболочек R CrB — звезд должна включать в себя три задачи. Первая из них — теория образования пылинок в атмосфере звезды. Здесь имеются определенные трудности. Известно, что во время минимума блеска в спектре звезд типа R CrB появляются эмиссионные хромосферные линии. Следовательно, пыль должна образовываться в переходном слое между фотосферой и хромосферой. Оценки (см. ниже) показывают, что при температуре фотосферы $\sim 6000^\circ \text{K}$ равновесная температура графитовой пылинки, которая находится на расстоянии 0.02 радиуса звезды от фотосферы, составляет $\sim 3900^\circ \text{K}$. Соответствующая этой температуре плотность насыщения (над плоской поверхностью) составляет $3.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, т.е. заведомо превышает ожидаемую плотность углерода.

Можно представить два пути преодоления этой трудности. Во-первых, не исключено, что звезды типа R CrV обладают весьма протяженными хромосферами, и конденсация углерода происходит все-таки на значительном удалении от поверхности звезды. В рассматриваемом случае ($T_e = 6000^\circ \text{K}$) достаточно расстояния 0.5 радиуса звезды. Насколько это предположение близко к действительности, сказать трудно, так как модели хромосфер звезд типа R CrV никем не рассматривались.

Во-вторых, возможно, что необходимая для конденсации пониженная температура реализуется над пятнами, аналогичными солнечным, и именно над пятнами, а не над всей поверхностью звезды, происходит конденсация углерода. Для этого температура пятна должна составлять $T_{\text{пт}} \approx 4200^\circ \text{K}$, а напряженность магнитного поля при плотности фотосферы $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$

$$H = \sqrt{8 \pi n k (T_e - T_{\text{пт}})} \sim 250 \text{ гс.} \quad (1)$$

Ясно, что такая напряженность слишком мала для обнаружения с Земли. Очевидно, для разработки теории конденсации углерода в атмосферах звезд типа R CrV прежде всего необходимо разработать модели самих атмосфер, включая хромосферы и нижние короны. То, чем располагают исследователи этих звезд — единственная модель Майерс-скоф (1968), построенная без учета динамических свойств.

Вторая задача теории пылевых оболочек звезд — это их динамика в поле излучения, гравитации и звездного ветра родительской звезды. Имеются указания на некоторую нестационарность оболочки, не связанную с вариациями блеска самой звезды. Эту нестационарность можно было бы понять, если предположить, что в процессе удаления от звезды под действием излучения и звездного ветра форма оболочки изменяется, а именно: происходит взаимное перемещение отдельных фрагментов оболочки, деление их на более мелкие фрагменты и т.п. Теории движения оболочек звезд в настоящее время еще нет.

Третья задача — исследование оптических свойств пылевых оболочек. В решении этой задачи накоплен некоторый опыт. Хуанг (1969) рассмотрел оптические свойства оболочки, состоящей из серых рассеивающих частиц. Его модель не соответствует действительности, так как околозвездные пылинки по многим данным не диэлектрические, а полупроводниковые, так что вероятность выживания кванта после взаимодействия с пылинкой близка к нулю. Хербиг (1970) рассматривал оболочку звезды VY CMa, опираясь на результаты Хуанга. Ларсон (1969), рассматривая перенос излучения в газопылевой протозвезде, справедливо пренебрег рассеянием, однако и он не учитывал реальных свойств пылинок. Вернер и Солпитер (Стейн, 1972) рассмотрели перенос излучения в оболочке из графитовых пылинок, однако в их задаче оболочка была освещена снаружи.

Из этого беглого обзора можно заключить, что оптическая теория околозвездных пылевых оболочек нуждается в дальнейшей раз-

работке. Большая часть настоящего сообщения посвящена именно этой проблеме.

2. Исходные положения.

Считаем, что звезда окружена оболочкой, состоящей из графитовых частиц одинакового размера (предположение 1), неподвижной (предположение 2), однородной (предположение 3) и имеющей две резкие границы, внутреннюю и внешнюю (предположение 4). Эти четыре предположения могут показаться чересчур упрощающими, однако, как будет ясно из дальнейшего, от предположений 3 и 4 легко отказаться, очевидным образом обобщая результаты на случай неоднородной оболочки. Что касается остальных двух предположений, то можно ожидать, что предположение 1 о монодисперсности грубо выполняется, так как при конденсации большинство образовавшихся частиц — частицы малого размера, а дисперсия размеров невелика. Предположение 2 вообще несущественно, так как ясно, что движение оболочки почти не скажется на ее оптических свойствах.

Мы примем еще одно предположение (пятое), что радиус большинства частиц a удовлетворяет соотношению

$$2\pi a / \lambda_{\text{эфф}} \ll 1, \quad (2)$$

где $\lambda_{\text{эфф}}$ — эффективная длина волны излучения звезды. Для звезды R CrB, например, $\lambda_{\text{эфф}} = 0.5$ мкм, что накладывает на радиусы частиц ограничение: $a \ll 0.1$ мкм. Сечение рассеяния такими пылинками (релеевское рассеяние) определяется зависимостью (ван де Хюлст, 1961):

$$\sigma_{\text{расс}} = \pi a^2 \cdot \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \frac{[1 + (m'')^2 - (m')^2]^2 + (2m'm'')^2}{[2 + (m')^2 - (m'')^2]^2 + (2m'm'')^2}, \quad (3)$$

где m' и m'' — соответственно действительная и мнимая части показателя преломления

$$m = m' - im'' \quad (4)$$

В видимой области m' и m'' слабо зависят от длины волны излучения (Гринберг, 1970).

Сечение поглощения видимого излучения определяется при тех же условиях зависимостью

$$\sigma_{\text{п}} = \pi a^2 \cdot 4 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right) \frac{6m'm''}{[2 + (m')^2 - (m'')^2]^2 + (2m'm'')^2}. \quad (5)$$

Легко видеть, что при значении показателя преломления графита $m = 2.456 - 1.452i$, взятого из работы (Гринберг, 1970), рассеяние всегда пренебрежимо по сравнению с поглощением. Действительно, $\sigma_{\text{расс}} = \sigma_{\text{п}}$ при

$$\frac{2 \pi a}{\lambda} = \left\{ \frac{9 m' m''}{[1 + (m'')^2 - (m')^2]^2 + (2 m' m'')^2} \right\}^{1/3} \quad (6)$$

т. е. принимая условия (2), мы обязаны пренебречь рассеянием.

Все сказанное относится и к сечениям взаимодействия пылинки-инфракрасный фотон, с той лишь разницей, что сечение поглощения инфракрасного фотона удобнее представлять в форме

$$\sigma_{\Pi} = \pi a^2 \cdot 4 \left(\frac{2 \pi a}{\lambda} \right) \frac{6 \tilde{\sigma} \lambda / c}{(\tilde{\epsilon} + 2)^2 + 4 \tilde{\sigma}^2 \lambda^2 / c^2}, \quad (7)$$

подчеркивая явную зависимость показателя преломления от длины волны. Форма (7), полностью эквивалентная форме (5), предпочтительней потому, что m' и m'' в инфракрасном диапазоне зависят от длины волны, в то время как диэлектрическая проницаемость $\tilde{\epsilon}$ и проводимость $\tilde{\sigma}$, связанные с показателем преломления соотношением

$$m^2 = \tilde{\epsilon} - 2 i \tilde{\sigma} \lambda / c, \quad (8)$$

от длины волны не зависят. Для графита $\tilde{\sigma} \sim 1.5 \cdot 10^{15}$ сек. Поэтому для $\lambda \sim 10^{-4}$ см

$$4 \tilde{\sigma}^2 \lambda^2 / c^2 \gg (\tilde{\epsilon} + 2)^2 \quad (9)$$

и для интересующего нас случая получаем удобное приближение

$$\sigma_{\Pi} \approx \pi a^2 \frac{12 \pi a c}{\tilde{\sigma} \lambda^2} \quad (10)$$

которым и будем пользоваться в дальнейшем.

3. Поле излучения звезды

Так как мы рассматриваем истинно поглощающую оболочку, то решение уравнения переноса в данном случае тривиально. Пренебрегая потемнением к краю, для интенсивности излучения звезды I_{λ}^* на расстоянии r от центра звезды и под углом θ к радиус-вектору данной точки можно записать

$$I_{\lambda}^*(r, \theta) = I_{0\lambda}^* e^{-\int_{-\infty}^s \sigma_{\Pi}(s) ds}, \quad (11)$$

где $I_{0\lambda}^*$ — интенсивность излучения на поверхности звезды, s — координата, отсчитываемая вдоль луча зрения и связанная с r и θ соотношением

$$s = r \cos \theta; \quad (12)$$

$n(s)$ — плотность пылинок в точке с координатой s .

Вдоль луча зрения величины r и θ изменяются, однако прицельный параметр луча

$$p = r \sin \theta \quad (13)$$

—инвариант. Выполняя в (11) замену

$$s = \sqrt{r^2 - p^2} \quad (14)$$

и

$$ds = \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}}, \quad (15)$$

а также, в соответствии с предположением 4:

$$n(r) = \begin{cases} 0 & \text{при } r < r_0 \\ n & \text{при } r_0 < r < r_1 \\ 0 & \text{при } r > r_1 \end{cases} \quad (16)$$

выполним интегрирование в (11). Для интенсивности внутри оболочки имеем:

$$I_{\lambda}^*(r, \theta) = \begin{cases} I_{0\lambda}^* e^{-\sigma_n n [r \cos \theta - \sqrt{r_0^2 - r^2 \sin^2 \theta}]} & \text{при } \theta < \arcsin(r_*/r) \\ 0 & \text{при } \theta > \arcsin(r_*/r) \end{cases} \quad (17)$$

Вне оболочки, т.е. при $r > r_1$ интенсивность определяется тем же самым выражением, только вместо r следует всюду подставить r_1 .

Для расчета интенсивности излучения звезды в точке наблюдения (на Земле), как функции углового расстояния α от центра диска звезды, необходимо произвести замену r на r_1 и

$$r_1 \sin \theta = r_{\oplus} \sin \alpha, \quad (18)$$

где $r_{\oplus}$ — расстояние от звезды до Земли. Имеем

$$I_{\lambda}^*(\alpha) = I_{0\lambda}^* \exp \{ -\sigma_n n [\sqrt{r_1^2 - r_{\oplus}^2 \sin^2 \alpha} - \sqrt{r_0^2 - r_{\oplus}^2 \sin^2 \alpha}] \} \quad (19)$$

при $0 < \alpha < \arcsin(r_*/r_{\oplus})$.

Непосредственно наблюдаемой величиной является плотность потока энергии, которую найдем, проинтегрировав (19) по телесному углу. После некоторых преобразований выражение для потока можно представить в виде

$$H_{\lambda}^* = \frac{\pi r_*^2}{r_{\oplus}^2} I_{0\lambda}^* \int_0^1 e^{-\sigma_n n [\sqrt{r_1^2 - r_*^2 y} - \sqrt{r_0^2 - r_*^2 y}]} dy. \quad (20)$$

Когда оболочка удалится от звезды на значительное расстояние $r_0 \gg r_*$, ее влияние на блеск звезды можно рассчитывать по более простой и самоочевидной формуле

$$H_{\lambda}^* = \frac{\pi r_*^2}{r_{\oplus}^2} I_{0\lambda}^* e^{-\sigma_n n (r_1 - r_0)} \quad (21)$$

4. Поле собственного инфракрасного излучения оболочки.

Уравнение переноса собственного излучения оболочки имеет вид:

$$\cos \theta \frac{\partial I_{\lambda}}{\partial r} - \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial I_{\lambda}}{\partial \theta} = \sigma_{\Pi} n [B(\lambda, T_{\Pi}) - I_{\lambda}], \quad (22)$$

где B — функция Планка при температуре пылинки T_{Π} . Допустим, что распределение температуры пылинок по радиусу в оболочке $T(r)$ известно, тогда решение (22) можно записать в виде

$$I_{\lambda}(r, \theta) = \int_A^B \sigma_{\Pi} n(s) B[\lambda, T_{\Pi}(s)] e^{-\int_s^B \sigma_{\Pi} n ds} ds. \quad (23)$$

Здесь, как и раньше, интегрирование идет вдоль луча зрения. Интеграл (23) приобретает различную форму в зависимости от прицельного параметра луча.

Если $r < r_*$, то интенсивность в произвольной точке получается суммированием вклада от источников, расположенных между внутренним краем оболочки и точкой, в которой определяется I_{λ} . Таким образом, при

$$0 < \theta < \arcsin(r_*/r) \quad (24)$$

$$I_{\lambda}^{(1)}(r, \theta) = n \int_{r_0}^r \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta}} \exp \left\{ -\sigma_{\Pi} n (r \cos \theta - \sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta}) \right\}. \quad (25)$$

При

$$\arcsin(r_*/r) < \theta < \arcsin(r_0/r) \quad (26)$$

$$I_{\lambda}^{(2)}(r, \theta) = e^{-\sigma_{\Pi} n (r \cos \theta - \sqrt{r_0^2 - r^2 \sin^2 \theta})} n \cdot \int_{r_0}^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta}} e^{-\sigma_{\Pi} n (\sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta} - \sqrt{r_0^2 - r^2 \sin^2 \theta})} + \quad (27)$$

$$+ n \int_0^r \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta}} e^{-\sigma_{\Pi} n (r \cos \theta - \sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta})}.$$

При

$$\arcsin(r_0/r) < \theta < \pi/2 \quad (28)$$

$$I_{\lambda}^{(3)}(r, \theta) = n \int_{r \sin \theta}^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta}} e^{-\sigma_{\Pi} n (r \cos \theta + \sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta})} +$$

$$+ n \int_{r \sin \theta}^r \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta}} e^{-\sigma_{\Pi} n (r \cos \theta - \sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta})}. \quad (29)$$

И, наконец, при

$$\pi/2 < \theta < \pi \quad (30)$$

получаем:

$$I_{\lambda}^{(4)}(r, \theta) = n \int_r^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta}} e^{-\sigma_{\Pi} n (r \cos \theta - \sqrt{x^2 - r^2 \sin^2 \theta})}. \quad (31)$$

Остается вычислить поток излучения оболочки на Земле. Для этого в выражения (25), (27), (29) вместо r подставим r_1 и сделаем замену (18), а после этого проинтегрируем интенсивность по телесному углу с весом $\cos \alpha$. После некоторых преобразований имеем:

$$H_{\lambda}^{\text{ИК}} = \frac{\pi r_1^2}{r^2} n \left\{ \int_0^1 dy \int_0^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2 y}} e^{-\sigma_{\Pi} n (r_1 \sqrt{1-y} - \sqrt{x^2 - y r_1^2})} + \right.$$

$$+ \int_{(r_*/r_1)^2}^{(r_0/r_1)^2} dy \left[e^{-\sigma_{\Pi} n (r_1 \sqrt{1-y} - \sqrt{r_0^2 - r_1^2 y})} \int_0^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - y r_1^2}} e^{-\sigma_{\Pi} n (\sqrt{x^2 - r_1^2 y} - \sqrt{r_0^2 - r_1^2 y})} + \right.$$

$$\left. + \int_0^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - y r_1^2}} e^{-\sigma_{\Pi} n (r_1 \sqrt{1-y} - \sqrt{x^2 - y r_1^2})} \right] +$$

$$+ \int_{(r_0/r_1)^2}^1 dy \int_{r_1 \sqrt{y}}^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2 y}} e^{-\sigma_{\Pi} n r_1 \sqrt{1-y}} [e^{\sigma_{\Pi} n \sqrt{x^2 - y r_1^2}} - e^{-\sigma_{\Pi} n \sqrt{x^2 - y r_1^2}}] \Big\}.$$

Поскольку в полученное выражение входит неизвестная функция $B(T_{\Pi}(r))$, то воспользоваться им для непосредственного расчета $H_{\lambda}^{\text{ИК}}$ нельзя.

5. Тепловой баланс пылинки в оболочке.

Уравнение теплового баланса пылинки имеет вид

$$P_- = P_+^* + P_+^{\text{ИК}}, \quad (33)$$

где P_- — мощность потерь с единицы поверхности пылинки.

С учетом

$$B[T_{\Pi}(r)] = \frac{2hc^2}{\lambda^5} (e^{hc/\lambda k T_{\Pi}(r)} - 1)^{-1} \quad (34)$$

и сечения σ_{Π} из выражения (10) имеем:

$$P_{-} = 4\pi \int_0^{\infty} \sigma_{\Pi} B d\lambda = 64\pi^3 hc^2 a^3 \cdot \frac{180c}{\tilde{\sigma}} \left(\frac{k T_{\Pi}}{hc} \right)^6 \zeta(6) \quad (35)$$

где

$$\zeta(n) = \sum_{i=1}^{\infty} i^{-n} \quad (36)$$

— дзета-функция Римана.

Первый член справа в (33) — поглощаемая единицей поверхности, мощность излучения звезды. Обозначив

$$C = \frac{48\pi^2 m' m''}{[2 + (m')^2 - (m'')^2]^2 + (2m' m'')^2} \quad (37)$$

преобразуем этот член к виду

$$P_{+}^{*} = \iint \sigma_{\Pi} I_{\lambda}^{*} d\lambda d\omega =$$

$$= 4\pi Chc^2 a^3 \left(\frac{k T_{*}}{hc} \right)^5 \int_0^{\infty} \frac{x^4 dx}{e^x - 1} \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{1 - (r_0/r)^2}} e^{-\frac{Cna^3 k T_{*}}{hc x} [r\mu - \sqrt{r_0^2 - r^2(1-\mu^2)}]} d\mu \quad (38)$$

Последний член в уравнении теплового баланса описывает разогрев пылинок собственным инфракрасным излучением оболочки:

$$P_{+}^{IK} = \int_{(4\pi)} \sigma_{\Pi} I_{\lambda}^{IK} d\lambda d\omega =$$

$$= 2\pi n \int_0^1 \frac{d\mu}{\sqrt{1 - (r_0/r)^2}} \int_{r_0}^r \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}} e^{-\sigma_{\Pi} n [r\mu - \sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}]} +$$

$$+ 2\pi n \int_0^{\sqrt{1 - (r_0/r)^2}} \frac{d\mu}{\sqrt{1 - (r_0/r)^2}} \left\{ e^{-\sigma_{\Pi} n [r\mu - \sqrt{r_0^2 - r^2(1-\mu^2)}]} \int_{r_0}^r \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}} \times \right.$$

$$\left. \times e^{-\sigma_{\Pi} n [\sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)} - \sqrt{r_0^2 - r^2(1-\mu^2)}]} + \int_{r_0}^r \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}} e^{-\sigma_{\Pi} n [r\mu - \sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}]} \right\}$$

$$\begin{aligned}
& + 2\pi n \int_0^{\sqrt{1-(r_0/r)^2}} d\mu \left\{ \int_{r\sqrt{1-\mu^2}}^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}} e^{-\sigma_{\Pi} n [r\mu + \sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}]} + \right. \\
& + \left. \int_{r\sqrt{1-\mu^2}}^r \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}} e^{-\sigma_{\Pi} n [r\mu - \sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}]} \right\} + \\
& + 2\pi \int_{-1}^0 d\mu \int_r^{r_1} \frac{\sigma_{\Pi} B x dx}{\sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}} e^{-\sigma_{\Pi} n [r\mu - \sqrt{x^2 - r^2(1-\mu^2)}]} \quad (39)
\end{aligned}$$

Если подставить теперь (35), (38) и (39) в (33), то получим нелинейное интегральное уравнение относительно функции $T_{\Pi}(r)$, которая в левую часть входит в шестой степени, а в правую — еще более сложным образом через $B(T_{\Pi})$.

Внешний вид полученных уравнений говорит о том, насколько трудно получить теоретическую кривую блеска и временную картину развития непрерывного спектра звезды типа R CrB. Если даже отвлечься от того, что параллельно с переносом излучения необходимо рассматривать процесс конденсации углерода и образование оболочки, а также процесс ее движения (в котором участвует, кроме излучения звезды, звездный ветер), то даже изолированная задача об оптических свойствах оболочки требует применения численных методов.

Схема расчета такова. Сначала из уравнения теплового баланса путем итераций или каким-либо другим методом находим распределение температуры пылинок по радиусу при заданных n , r_0 , r_1 , T_* и r_* . Затем входим с найденной функцией $T(r)$ в (32) и рассчитываем поток инфракрасного излучения оболочки. Поток видимого излучения определяется независимо из (20). Численный анализ полученных уравнений не входит в содержание настоящего сообщения. Мы ограничимся рассмотрением случая, когда поставленную задачу можно решить аналитически, а именно: проанализируем случай оптически тонкой оболочки.

6. Оболочка после выхода из минимума.

Как показывают наблюдения, оболочка у звезд типа R CrB сохраняется продолжительное время после выхода звезды из минимума (Фист, 1973), когда блеск звезды уже вернулся к своему нормальному значению. Отсюда следует, что в этот период оптическая толщина оболочки

$$\tau = \sigma_{\Pi} n (r_1 - r_0) \ll 1 \quad (40)$$

в видимом и, тем более, в инфракрасном диапазоне. Уравнение теплового баланса значительно упрощается. Поскольку

$$P_{-} \sim \tau; \quad P_{+}^{*} \sim \tau; \quad P_{+}^{HK} \sim \tau^2, \quad (41)$$

то можно пренебречь разогревом пылинок инфракрасным излучением оболочки и написать

$$P_{+}^{*} = 4\pi Chc^2 a^3 \left(\frac{k T_{*}}{hc} \right)^5 [1 - \sqrt{1 - (r_{*}/r)^2}] \zeta \quad (5). \quad (42)$$

Уравнение теплового баланса в рассматриваемом приближении сводится к

$$P_{-} = P_{+}^{*} \quad (43)$$

откуда следует соотношение для определения температуры пылинки:

$$\frac{r}{r_{*}} = \left\{ 1 - \left[1 - \frac{5 k \zeta (6) T_{H}^6 [(2 + (m')^2 + (m'')^2)^2 + (2m'm'')^2]}{2 h \tilde{\zeta} (5) T_{*}^5 m' m''} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (44)$$

Заметим, что в рассматриваемом приближении температура зависит только от r/r_{*} , а не от r и r_{*} порознь. Результаты расчета по этой формуле приведены в таблице. Следует сделать замечание, что значения температуры на близких расстояниях весьма неточны, так как здесь существенна оптическая толща оболочки. Кроме того, на малых расстояниях следует учитывать вклад в тепловой баланс пылинки процессов испарения и конденсации. Анализируя таблицу, видим, что плотность насыщения углерода при равновесной температуре пылинки быстро уменьшается с удалением от звезды. Если на некотором расстоянии достигнуто пересыщенное состояние углерода, то на более далеких расстояниях углерод также будет пересыщен. Таким образом, должна существовать резкая внутренняя граница оболочки.

Т а б л и ц а

**Равновесная температура и плотность насыщения углерода
(над плоской поверхностью) при температуре звезды 6000 К**

Расстояние в радиусах звезды	Температура	Плотность насыщения (см ⁻³)
1.018	3900	$3.4 \cdot 10^{17}$
1.235	3500	$2.7 \cdot 10^{16}$
1.631	3100	$7.0 \cdot 10^{14}$
2.216	2800	$1.6 \cdot 10^{13}$
3.045	2500	$2.0 \cdot 10^{12}$
4.224	2200	$3.3 \cdot 10^{10}$

Таблица (продолжение)

Расстояние в радиусах звезды	Температура	Плотность насыщения (см^{-3})
5.861	2000	$4.6 \cdot 10^8$
8.133	1750	$2.6 \cdot 10^6$
11.24	1560	$9.0 \cdot 10^3$
15.56	1390	$1.5 \cdot 10^1$
21.52	1240	$1.0 \cdot 10^{-2}$
29.64	1110	$2.9 \cdot 10^{-6}$
40.63	990	$2.9 \cdot 10^{-10}$

Не исключено, что у звезд типа R CrB всегда существует, начиная с некоторого расстояния, зона пересыщения углерода и пылевая оболочка. Сам феномен R CrB в таком случае есть результат катастрофически быстрого перемещения границы конденсации по направлению к звезде и связанного с этим роста оптической толщи оболочки.

Литература:

- Александр и др., 1972 — Alexander I.B., Andrews P.I., Catchpole R.M., Feast M.W., Evans T.L., Menzies I.W., Wisse P.N., Wisse M., MN 158, 305.
 Гринберг М., 1970, "Межзвездная пыль", из-во "Мир", Москва.
 Джилман, 1969 — Gilman R.C., ApJ Letters 155, L 185.
 Ларсон, 1969 — Larson R.B., MN 145, 297.
 Лорета, 1934 — Loreta E., AN 254, 151.
 Майерскоф, 1968 — Mayerscough V.P., ApJ 153, 421.
 Ней, 1972 — Ney E.P., PASP 84, 613.
 О'Киф, 1939 — O'Keefe J.A., ApJ 90, 294.
 Стейн, 1972 — Stein W.A., PASP 84, 627.
 Фист и др., 1973 — Feast M.W., Glass I.S., MN 161, 293.
 Хербиг, 1970 — Herbig G.H., ApJ 162, 557.
 Хуанг, 1969 — Huang S.S., ApJ 157, 843.
 Хюлст ван де Г., 1961, Рассеяние света малыми частицами, ИЛ, Москва.

Главная астрономическая
 обсерватория АН УССР