

УДК: 524.352

ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ БЛЕНД  
В ОБОЛОЧКАХ СВЕРХНОВЫХ. I. ЭФФЕКТЫ НЕЛОКАЛЬНОГО  
РАДИАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

О. С. БАРТУНОВ, А. Л. МОЗГОВОЙ

Поступила 23 апреля 1986

Принята к печати 20 декабря 1986

В статье обсуждаются вопросы, касающиеся образования многокомпонентных blends (МКБ) в спектрах сверхновых. Приводится описание алгоритма расчета МКБ для произвольного числа линий с учетом эффектов нелокального радиационного взаимодействия. Исследованы функции источника, сила светового давления и профили МКБ. В частных случаях результаты для функции источника и силы светового давления получены аналитически. Обсуждается применение метода к расчету синтетических спектров сверхновых.

1. *Введение.* Одним из коренных вопросов современной астрофизики, в котором сплетаются в один узел такие важные проблемы, как эволюция звезд, рождение релятивистских объектов, образование тяжелых элементов, космических лучей и т. п., является изучение сверхновых звезд (СН). В последние годы, благодаря использованию новейших методов наблюдательной астрофизики, получено большое количество высококачественного материала практически во всех диапазонах электромагнитного излучения, стимулировавшее появление новых работ по интерпретации наблюдений. Важнейшей характеристикой СН является ее спектр, в котором зашифрованы данные о химическом составе, скорости расширения, массе, температуре оболочки. Наличие в спектре большого количества линий, налагающихся друг на друга, сильно затрудняет интерпретацию спектров. Именно поэтому до сих пор ведутся дискуссии по отождествлению основных деталей в спектрах СН. Так, еще в 1938 г. Р. Минковский [1] предположил, что детали спектра представляют собой сочетание неизвестных запрещенных линий, наложение которых друг на друга образует эмиссионные полосы и провалы между ними. Только в 1968 г. Ю. П. Псковский [2], используя идею МакЛафлина [3], отождествил некоторые линии поглощения в спектре СН. Отождествление линий позволило провести первые расчеты синтетических спектров СН [4], которые, однако, не позволяют однознач-

но судить о физических условиях в оболочке, химическом составе, так как использовалась обычная методика расчета профилей одиночных линий. В случае СН, когда скорость расширения оболочки достигает 20 000 км/с, линии уширяются, теряют свою индивидуальность, перенакладываясь друг с другом, образуя устойчивые многокомпонентные бленды (МКБ), эволюция которых и представляет собой эволюцию всего спектра. Впервые анализ МКБ в спектрах СН был дан Н. Н. Чугаев [5], а количественно эффекты блендирования были рассмотрены Н. Н. Чугаев и А. М. Соболевым [6], использовавшими метод Монте-Карло. Бранч и др. [7] впервые рассчитали синтетический спектр СН на примере СН 1981b, открытой Д. Ю. Цветковым [8], с учетом эффектов блендирования на основе метода, предложенного Ольсон [9]. Однако описание метода расчета в работе [7] не приводится, использовано малое число линий, отсутствует расчет ионизационного равновесия, поэтому результаты, полученные в [7], нуждаются в проверке.

Одним из основных методов исследования профилей линий, образующихся в движущихся оболочках, является вероятностный метод В. В. Соболева [12], развитый впоследствии Кастором [13]. Несмотря на то, что сейчас интенсивно разрабатываются методы точного решения уравнения переноса в движущихся средах, указанный метод остается основным при построении синтетических спектров СН. Однако в чистом виде метод Соболева нельзя применять для описания МКБ из-за нарушения локальности задачи. Попытки его применения для построения профилей дублетов в [14] подверглись критике в [15], где были представлены расчеты профилей дублетов на основе численного решения уравнения переноса в движущихся средах в рамках метода [16]. Обобщение метода Соболева на случай нелокального радиационного взаимодействия (НРВ) С. И. Грачевым и В. П. Грининым [17] и Райбики и Хаммером [18] позволило Ольсон [9] корректно рассчитать профили резонансных дублетов, образующихся в звездном ветре. Вопросы образования МКБ с учетом НРВ между компонентами бленд были рассмотрены в [5, 6, 10, 11]. Ниже будет дано обобщение метода Соболева на случай произвольного количества линий в МКБ в приближении двухуровневого атома.

2. *Нелокальное радиационное взаимодействие в оболочках Сверхновых.* Нелокальное радиационное взаимодействие, связанное с особенностями кинематики, было рассмотрено в [17—19], поэтому здесь мы только кратко коснемся его сути. Вероятностный метод Соболева заключается в том, что в случае движущихся сред, когда макроскопическая скорость направленного движения  $V$  много больше тепловой скорости хаотического движения  $V_T$ , фотовозбуждение атомов осуществляется излучением, приходящим в данную точку из ее малой окрестности, размеры которой тем.

меньше, чем больше  $\frac{V}{V_c}$ . В этом случае нет необходимости решать уравнение переноса, поскольку функция источников в каждой точке определяется только локальными параметрами среды и поля скоростей. Однако, как показали С. И. Грачев и В. П. Гринин [17] и, независимо, Райбики и Хаммер [18], существует такая кинематика, при которой нарушается локальность задачи. В таких случаях луч зрения пересекает поверхности постоянной лучевой скорости  $\frac{\Delta l}{\lambda} = \text{const}$  (или, как их предложили называть в [18], *CD*-поверхности) не один раз, и интенсивность излучения в данной точке будет зависеть также от характеристик сопутствующих ей точек. Для учета возбуждения линии в этом случае необходимо учитывать излучение поверхности сопутствующих точек (*CP*-поверхности). Данное НРВ относится к классу кинематического НРВ, так как оно связано только с особенностью кинематики движения, а объектом рассмотрения является одна линия.

Рассмотрим теперь простую кинематику движения, когда луч зрения пересекает *CD*-поверхность только один раз, но на этот раз объектом нашего рассмотрения будет не одна линия, а две, *R*-компонент с длиной волны  $\lambda_R$  и *B*-компонент с длиной волны  $\lambda_B$  ( $\lambda_R > \lambda_B$ ). Для определенности будем рассматривать кинематику движения с положительным градиентом скорости. Из-за того, что все точки среды относительно данной точки удаляются, их излучение будет краснеть вследствие эффекта Допплера, поэтому существует такая точка  $r_B$ , что фотон длины волны  $\lambda_B$ , вылетевший из этой точки, придет в точку  $r_R$  с длиной волны  $\lambda_R$ . В рамках рассматриваемой кинематики радиационное взаимодействие между *B* и *R*-компонентами бленды будет односторонним. Ясно, что здесь мы имеем дело тоже с НРВ, но причина другая, и кроется она в том, что объектом рассмотрения являются две линии. Как было отмечено в [9], в этом случае проблема учета НРВ сильно упрощается, так как рассматриваются две разные линии, и интегральное уравнение для функции источника [17] превращается в простое выражение для функции источника длинноволнового компонента (*R*-компонента). Как и в случае кинематического НРВ, необходимо учитывать влияние излучения сопутствующих точек на возбуждение *B*-компонента. Условие резонанса выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \mu_R \cdot V_R - \mu_B \cdot V_B = \frac{\lambda_R - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot c, \\ r_R \cdot \sqrt{1 - \mu_R^2} = r_B \cdot \sqrt{1 - \mu_B^2}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mu_B = \cos \theta_B$ ,  $\mu_R = \cos \theta_R$ ,  $c$  — скорость света.

На рис. 1 показана геометрия задачи. Уравнения (1) определяют поверхность сопутствующих точек (CP-поверхность), которая обладает тем свойством, что излучение каждой ее точки на длине волны  $\lambda_B$  приходит в данную точку с длиной волны  $\lambda_R$ . Совершенно ясно, что математическое описание НРВ в обоих рассмотренных случаях схоже. Следует отметить, что вывод об односторонности радиационного взаимодействия в рассмот-

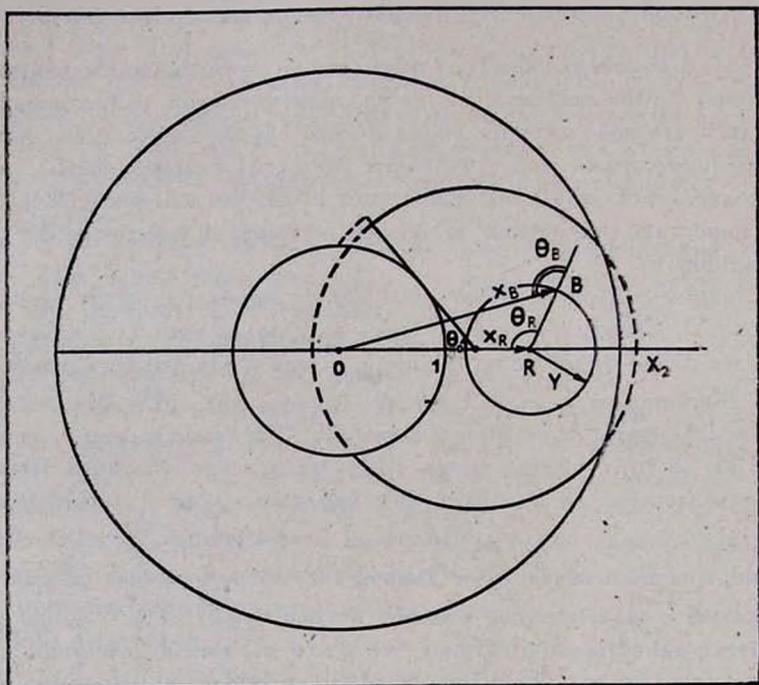


Рис. 1. Модель оболочки сверхновой.  $X_2$  — внешний радиус оболочки, выраженный в радиусах внутреннего радиуса.

ренном примере касается только двухуровневого атома, в реальном атоме переходы между уровнями делают картину взаимодействия сложнее. НРВ приводит к тому, что многоуровневые задачи приходится решать с учетом диффузного излучения всех атомов, посредством которого они становятся связанными друг с другом. В средах, когда населенности уровней контролируются излучением, НРВ приводит к тому, что интенсивности линий различных атомов и ионов могут коррелировать друг с другом. Сложность многоуровневых задач приводит к тому, что пока основным приближением при расчетах синтетических спектров СН является приближение двухуровневого атома, которое, тем не менее, остается довольно сложной проблемой.

3. *Образование двухкомпонентной бленды в спектрах СН.* Как показывают газодинамические расчеты взрывов СН, оболочка выходит в режим свободного расширения, при этом в ней устанавливается хаббловское распределение скоростей ( $V \sim r$ ), когда частицы с большими скоростями обогнали медленные. Для этого распределения скорости нетрудно показать, что поверхности постоянной лучевой скорости будут представлять собой поверхности  $Z = \text{const} \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\mu \cdot V(r)}{c} \simeq \mu \cdot r = Z \right)$ . Рассмотрим

две линии:  $R$  — компонент с длиной волны  $\lambda_R$  и  $B$  — компонент с длиной волны  $\lambda_B$ . Так как в рассматриваемом примере реализуется случай одностороннего влияния  $B$ -компонента на  $R$ -компонент, то в приближении двухуровневого атома функция источника  $B$ -компонента выглядит следующим образом [13]:

$$S_B = \frac{(1 - \epsilon_B) \cdot W \cdot \beta_B \cdot I_B^c + \epsilon_B \cdot B_B(T_e)}{(1 - \epsilon_B) \cdot \beta_B + \epsilon_B}, \quad (2)$$

где  $\beta_B = \frac{1 - e^{-\tau_B}}{\tau_B}$  — усредненная по телесному углу вероятность выхода в линии,  $\tau_B = \frac{\pi e^2}{mc} \lambda_B \cdot \left( \frac{dV}{dl} \right)^{-1} f_B \cdot N_l$  — оптическая толщина, для гомологического расширения она не зависит от направления,  $\epsilon_B$  — вероятность гибели кванта при тушащих столкновениях,  $I_B^c$  — интенсивность непрерывного излучения на длине волны  $\lambda_B$ ,  $B_B(T_e)$  — функция Планка на частоте компонента  $B$  при локальной температуре среды  $T_e$ ,  $W = \frac{1}{2} (1 - \sqrt{1 - 1/x^2})$  — фактор дилуции.

Рассматриваемая модель оболочки СН показана на рис. 1. Все величины, используемые ниже, приведены к соответствующим значениям для фотосферы. Примем степенное распределение плотности и температуры по оболочке  $\rho = \rho_0/x^\alpha$ ,  $T_e = T_\phi/x^2$ ,  $X = r/r_\phi$ . Для того, чтобы записать выражение для функции источника  $R$ -компонента, необходимо знать усредненную по частоте и углам интенсивность излучения, приходящего в точку  $X_R$  на длине волны  $\lambda_R$ .

$$\bar{J} = \beta_R \cdot I_R^c + (1 - \beta_R) \cdot S_R + \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_R \cdot S_B \cdot (1 - e^{-\tau_B}) \cdot \beta_R. \quad (3)$$

Первый член в (3) отражает вклад непрерывного излучения фотосферы, второй — диффузного излучения  $R$ -компонента, третий — диффузного излучения резонансной  $SP$ -поверхности. Для двухуровневого атома функция источника в линии определяется вкладом излучения и столкновений:

$$S_R = (1 - \epsilon_R) \cdot \bar{J} + \epsilon_R \cdot B_R(T_e). \quad (4)$$

Тогда получаем

$$S_R = \frac{(1 - \varepsilon_R) \cdot \left( \beta_R^c \cdot I_R^c + \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_R S_B (1 - e^{-\tau_B}) \beta_R \right) + \varepsilon_R \cdot B_R(T_0)}{(1 - \varepsilon_R) \cdot \beta_R + \varepsilon_R}. \quad (5)$$

Это и есть выражение для функции источника  $R$ -компонента с учетом НРВ в приближении двухуровневого атома. Отметим, что в многоуровневой задаче функция источника записывается в каноническом виде, лишь населенности уровней определяются при решении системы стационарности, которая записывается с учетом (3), только под интегралом должна стоять сумма по всем резонансным поверхностям, которые дают вклад в возбуждение данной линии.

Для сферически-симметричного случая получаем из (5)

$$S_R = \frac{(1 - \varepsilon_R) \cdot \left( \beta_R^c \cdot I_R^c + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu_R \cdot S_B \cdot (1 - e^{-\tau_B}) \cdot \beta_R \right) + \varepsilon_R \cdot B_R(T_0)}{(1 - \varepsilon_R) \cdot \beta_R + \varepsilon_R}, \quad (6)$$

$$\beta_R^c = \frac{1}{2} \int_{-1}^{\mu_c} d\mu_R \cdot e^{-\tau_B} \cdot \beta_R, \quad \mu_c = \sqrt{1 - 1/x_R^2}. \quad (7)$$

Экспоненциальный член в (7) учитывает поглощение СР-поверхностью непрерывного излучения ядра. Очевидно, что, при  $\varepsilon_R = 1$  эффект НРВ пропадает, так как все фотоны, излученные СР-поверхностью, с вероятностью 1 будут гибнуть при тушащих столкновениях, причем для эффективности НРВ важно значение вероятности гибели кванта только для  $R$ -компонента. Для чисто консервативного рассеяния ( $\varepsilon_R = 0$ ), а именно такой случай, по-видимому, [5] реализуется в оболочках СН, эффективность подкачки не зависит от оптической толщины  $R$ -компонента. Запишем условие резонанса (1) для кинематики  $V \sim r$ :

$$\begin{cases} \mu_R \cdot X_R - \mu_B \cdot X_B = \frac{\lambda_R - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot \frac{c}{V_\Phi} = Y, \\ X_R \cdot \sqrt{1 - \mu_R^2} = X_B \cdot \sqrt{1 - \mu_B^2}, \end{cases} \quad (8)$$

где  $X_R$  и  $X_B$  — радиус-векторы точек  $B$  и  $R$ , выраженные в радиусах ядра. Нетрудно показать, что СР-поверхности для данного распределения скорости по оболочке представляют собой сферы с радиусом  $Y = \frac{\lambda_R - \lambda_B}{\lambda_B} \times$

$\times \frac{c}{V_\Phi}$  и центром в данной точке  $X_R$ .

Используя условия резонанса (8), перейдем в (6) и (7) к интегрированию по радиусу:

$$d\mu_R = - \frac{X_B dX_B}{X_R \cdot Y} \quad (9)$$

Учитывая, что вероятность выхода кванта  $R$ -компонента  $\beta_R$  не зависит от  $\mu_R$ , получаем

$$S_R = S_R^0 + \frac{1}{2X_R Y} \int_{\xi_1}^{\xi_2} X_B dX_B \cdot S_B(X_B) (1 - e^{-\tau_B(X_B)}) - \frac{1}{2} \int_1^{\mu_c} d\mu_R \cdot I_c^R \cdot (1 - e^{-\tau_B}), \quad (10)$$

$$S_R^0 = W \cdot I_R^c.$$

Отметим, что в (10) оптическая толщина  $B$ -компонента уже зависит через условия резонанса от направления  $\mu_R$ . Пределы интегрирования выбираются с учетом конкретной геометрии задачи. Простота подхода формализма СР-поверхностей к описанию бленд с учетом НРВ позволяет отметить основные свойства  $S_R$  исходя из общих соображений:

а) Экранирование СР-поверхностью непрерывного излучения фотосферы сводится к нулю при  $X_R \leq \sqrt{1+Y^2}$ . В то же время становится существенным экранирование непрозрачной фотосферой диффузного излучения СР-поверхности.

б) Так как вклад СР-поверхности всегда только положителен, то у фотосферы  $S_R > S_R^0$ , где  $S_R^0 = W \cdot I_R^c$  — функция источника  $R$ -компонента без учета НРВ для чисто консервативного рассеяния. И только для значения фактора разделения между компонентами  $Y \geq \sqrt{X_2^2 - 1}$   $S_R \approx S_R^0$ .

в) Максимальное разделение между компонентами бленды, когда еще возможно радиационное взаимодействие,  $Y_{\max} = 2\sqrt{X_2^2 - 1}$ . В данной точке  $X_R$  радиационное взаимодействие возможно при  $Y < \sqrt{X_2^2 - 1} + \sqrt{X_R^2 - 1}$ .

г) В оптически толстом случае ( $\tau_B \gg 1$ ) вклад диффузного излучения всей СР-поверхности асимптотически стремится к вкладу непрерывного излучения фотосферы в функцию источника  $R$ -компонента. Это следует из того факта, что интенсивность излучения точки, принадлежащей СР-по-

верхности, для  $\tau_B \gg 1$  и чисто консервативного рассеяния равна дилутированному излучению фотосферы. Таким образом, для  $Y < \frac{X_2 - 1}{2}$  должен существовать участок оболочки, где  $S_R = S_R^0$ , в этом случае, несмотря на то, что вклад СР-поверхности максимален и равен вкладу фотосферы, СР-поверхность полностью экранирует ее излучение.

д) Рассмотрим поведение  $S_R$  у края оболочки. При  $r_B \gg 1$  для  $Y < \sqrt{X_2^2 - 1}$ ,  $\frac{S_R}{S_R^0} < 1$ , для  $Y > \sqrt{X_2^2 - 1}$ ,  $\frac{S_R}{S_R^0} > 1$ , так как при этих факторах разделения СР-поверхность не экранирует фотосферу, в то же время давая ненулевой вклад. При  $Y > Y_{\max}$ ,  $\frac{S_R}{S_R^0} = 1$ .

Для учетов эффектов экранирования введем функцию  $H(a, b)$ , такую, что

$$H(a, b) = \begin{cases} 1, & a \geq b, \\ 0, & a < b. \end{cases} \quad (11)$$

Обозначим первообразные интегралов в (10), соответственно,  $SD$ ,  $SC$ . Тогда, учитывая все эффекты экранирования, (10) можно записать в следующем виде:

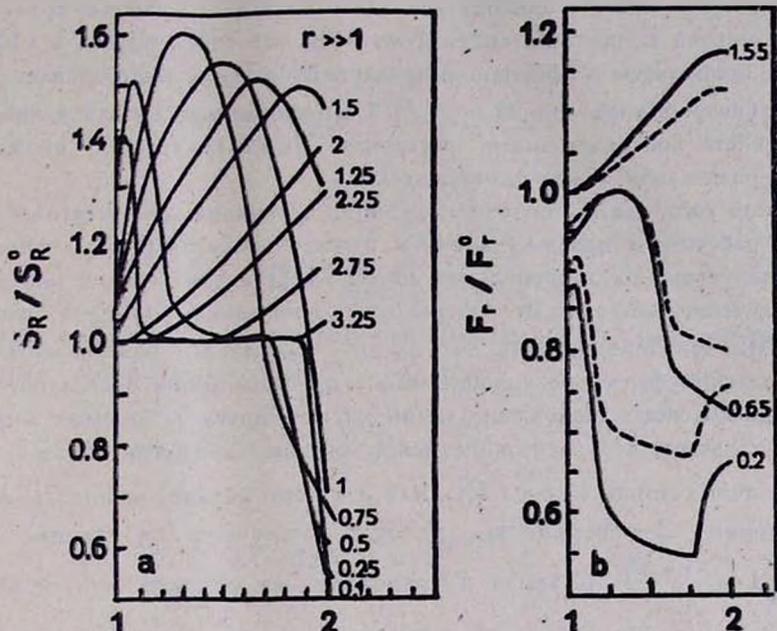
$$\begin{aligned} \frac{S_R}{I_R^c} = & W - \frac{1}{4x_R Y} (SC(x^*) - SC(\max(x_R - Y, 1))) \cdot H_1 + \\ & + \frac{1}{4x_R Y} \frac{I_B^c}{I_R^c} \cdot (SD(\min(x_R + Y, x_2)) - \\ & - H_1 \cdot SD(\max(x_R - Y, 1)) - (1 - H_1) \cdot SD(x^*)), \quad (12) \\ H_1 = & H(x_R, \sqrt{1 + Y^2}), \end{aligned}$$

где  $x^* = \sqrt{x_R^2 + Y^2 - 2x_R Y \mu_c}$ .

Используя выражения для первообразных  $SD$  и  $SC$ , которые были получены для оптически толстого и оптически тонкого случаев, можно рассчитать функцию источника  $R$ -компонента. На рис. 2 приведены графики нормированной функции источника  $R$ -компонента для  $\tau_B \gg 1$  и чисто консервативного рассеяния  $\varepsilon_R = 0$ . Оптически тонкий случай тривиален, так как в этом случае вклад СР-поверхности в  $S_R$  пропорционален  $\tau$  и мал, в то же время несуществен эффект экранирования ею непрерывного излучения ядра.

Формализм СР-поверхностей позволяет корректно рассчитать и силу светового давления, обусловленную рассеянием излучения фотосферы СН. в налагающихся линиях, действующую на элемент объема оболочки. Про-

водя рассуждения, аналогичные тем, которые использовались при получении  $S_R$ , силу светового давления на единицу объема можно записать следующим образом:



Х

Рис. 2. а) Графики нормированной функции источника длинноволнового компонента дублета с учетом нелокального радиационного взаимодействия для  $\tau_B \gg 1$ . Цифры у графиков обозначают параметр разделения между компонентами. б) Графики нормированной силы светового давления в дублете с учетом нелокального радиационного взаимодействия. Цифры у графиков обозначают параметр разделения между компонентами.

$$\frac{F_r(x)}{F_r^0(x)} = 1 + \frac{M}{(k_B \beta_B I_B^c + k_R \beta_R I_R^c)}, \quad (13)$$

$$M = 2x^2 \left( k_R \beta_R I_B^c \int_{-1}^{+1} d\mu_R \mu_R (1 - e^{-\tau_B}) \frac{S_B}{I_B^c} - k_R \beta_R I_R^c \int_{\mu_c}^1 d\mu_R \mu_R (1 - e^{-\tau_B}) \right),$$

где  $F_r^0 = \frac{4\pi}{c} \left( \frac{k_B \beta_B I_B^c}{4x^2} + \frac{k_R \beta_R I_R^c}{4x^2} \right)$  — сила светового давления без учета блендирования, остальные обозначения в (13) имеют обычные значения. Из анализа (13) можно сразу увидеть, что у фотосферы  $\frac{F_r(x)}{F_r^0(x)} \ll 1$  для  $Y \ll \sqrt{x_2^2 - 1}$ , так как  $\mu_c(X=1) = 0$  и вклад СР-поверх-

ности в силу светового давления отрицателен. Для двух важных случаев,  $\tau_B \gg 1$ ,  $\tau_B \ll 1$ , интегралы в (13) берутся, если использовать условия резонанса для перехода к интегрированию по радиусу. Однако конечные выражения довольно громоздкие и приводиться здесь не будут. Отметим только, что учет геометрии проводится аналогично тому, как это делалось в (12). На рис. 2b приводятся графики нормированной силы светового давления для  $\tau_B \gg 1$  (непрерывная линия) и  $\tau_B \ll 1$  (прерывистая линия) в предположении чисто консервативного рассеяния. Цифры у кривых обозначают фактор разделения между компонентами.

После того, как мы получили функции источника компонентов бленды, можно рассчитать профиль дублета. Удаленный наблюдатель фиксирует поток излучения на данной длине волны  $\lambda_B$ . Для хаббловской кинематики это излучение приходит от поверхности постоянной лучевой скорости  $Z = \text{const}$ . При перемещении  $Z$  от  $x_2$  до  $-x_2$ , где  $X_2$  — размер оболочки в радиусах фотосферы, мы «прописываем» профиль линии от голубого края линии до красного. Наложение линий друг на друга в терминах  $Z$ -поверхностей означает, что расстояние между соответствующими  $Z$ -поверхностями различных линий меньше  $2X_2$ , или, с учетом экранирования,  $2\sqrt{X_2^2 - 1}$ . Рассмотрим  $Z_B$ -поверхность, которая излучает на длине волны  $\lambda = \lambda_B \left(1 - \frac{V_\phi \cdot Z_B}{c}\right)$ , тогда  $Z_R$  находится из условия, что ее излучение приходит к удаленному наблюдателю на той же длине волны

$$\lambda_R \left(1 - \frac{V_\phi \cdot Z_R}{c}\right) = \lambda = \lambda_B \left(1 - \frac{V_\phi \cdot Z_B}{c}\right), \quad (14)$$

$$Z_R = \frac{\lambda_B}{\lambda_R} \cdot Z_B + \frac{\lambda_R - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot \frac{c}{V_\phi}. \quad (15)$$

Отметим тот факт, что в данном случае условия резонанса (15) подразумевают равенство длины волны излучения для удаленного наблюдателя, а не для  $R$ -компонента, как в случае НРВ (1). Излучение  $Z_B$ -поверхности надо исправить за поглощение  $R$ -компонентом, причем поглощение будет происходить в резонансной точке, координаты которой определяются соотношениями (1). Таким же образом нужно исправить непрерывное излучение ядра за поглощение двумя  $Z$ -поверхностями. Тогда поток излучения на данной длине волны  $\lambda$  записывается следующим образом:

$$F(\lambda) = F(z) = \int_0^1 2pdpl_\lambda^r \cdot e^{-\tau_B(X_B) - \tau_R(X_R)} +$$

$$+ \int_{a(Z_B)}^{X_2} 2X_B dX_B \cdot S_B (1 - e^{-\tau_B}) e^{-\tau_R(\widehat{X}_R)} + \int_{a(Z_R)}^{X_2} 2X_R dX_R \cdot S_R (1 - e^{-\tau_R}), \quad (16)$$

где  $X_{B,R}^2 = Z_{B,R}^2 + p^2$ ,  $\widehat{X}_R^2 = (Z_B + Y)^2 + X_B^2 - Z_B^2$ .

Границы интегрирования определяются конкретной геометрией задачи, так, например, в первом члене (16)  $\tau_B = 0$  при  $Z_B \leq 0$ , а  $\tau_R = 0$  при  $Z_R < 0$ .

$$a(Z_{B,R}) = \begin{cases} Z_{B,R} & Z_{B,R} > 1, \\ 1 & 1 \geq Z_{B,R} > 0, \\ \sqrt{1 + Z_{B,R}^2} & Z_{B,R} < 0. \end{cases} \quad (17)$$

Нетрудно видеть, что в бленде эмиссионный пик будет приходиться на положение  $R$ -компонента ( $Z_R = 0$ ), при этом

$$F = 1 + \int_1^{X_2} 2X_R dX_R S_R (X_R) (1 - e^{-\tau_R(X_R)}) + \int_{\sqrt{1+Y^2}}^{X_2} 2X_B dX_B (1 - e^{-\tau_B(X_B)}) e^{-\tau_R(\widehat{X}_R)}. \quad (18)$$

Видно, что величина эмиссионного пика больше, чем в случае одиночной линии. Очевидно, что полученный профиль бленды существенно зависит от оптической толщи компонентов, фактора разделения между ними. На рис. 3 приведены примеры расчетов профилей дублетов для разных значений  $Y$  и  $\tau$ , там же приведены графики нормированных значений функции источника  $R$ -компонента и силы светового давления. Все расчеты проводились для значений  $X_2 = 2$ ,  $\omega = 7$ . Большой градиент плотности приводит к просветлению  $CP$ -поверхности на далеких расстояниях от фотосферы, поэтому возможен рост  $\frac{S_R}{S_R^0}$  у края оболочки.

4. *Обобщение НРВ на случай произвольного количества линий.* В общем случае при описании бленды с  $N$ -компонентами имеется  $N$  поверхностей сопутствующих точек. Пронумеруем линии по возрастанию длины волны для того, чтобы корректно учитывать радиационное взаимодействие (напомним, что в нашей кинематике движения взаимодействие направлено от коротковолнового к длинноволновому компоненту). Интенсивность излучения на длине волны  $\lambda$  можно записать следующим образом [18]:

$$I_\lambda^{emg} = I_\lambda^{inc} \cdot e^{-\tau} + S \cdot (1 - e^{-\tau}). \quad (19)$$

Выражение (19) можно рассматривать как некий оператор, который можно применять последовательно к линиям. Так, например, для первой (т. е., для самой коротковолновой) линии  $I_{\lambda_1}^{cmg} = I_1^c \cdot e^{-\tau_1} + S_1 \cdot (1 - e^{-\tau_1})$ , для второй  $I_{\lambda_2}^{inc} = I_{\lambda_1}^{cmg}$ ,

$$I_{\lambda_1}^{cmg} = (I_1^c e^{-\tau_1} + S_1 (1 - e^{-\tau_1})) e^{-\tau_2} + S_2 (1 - e^{-\tau_2}) \quad (20)$$

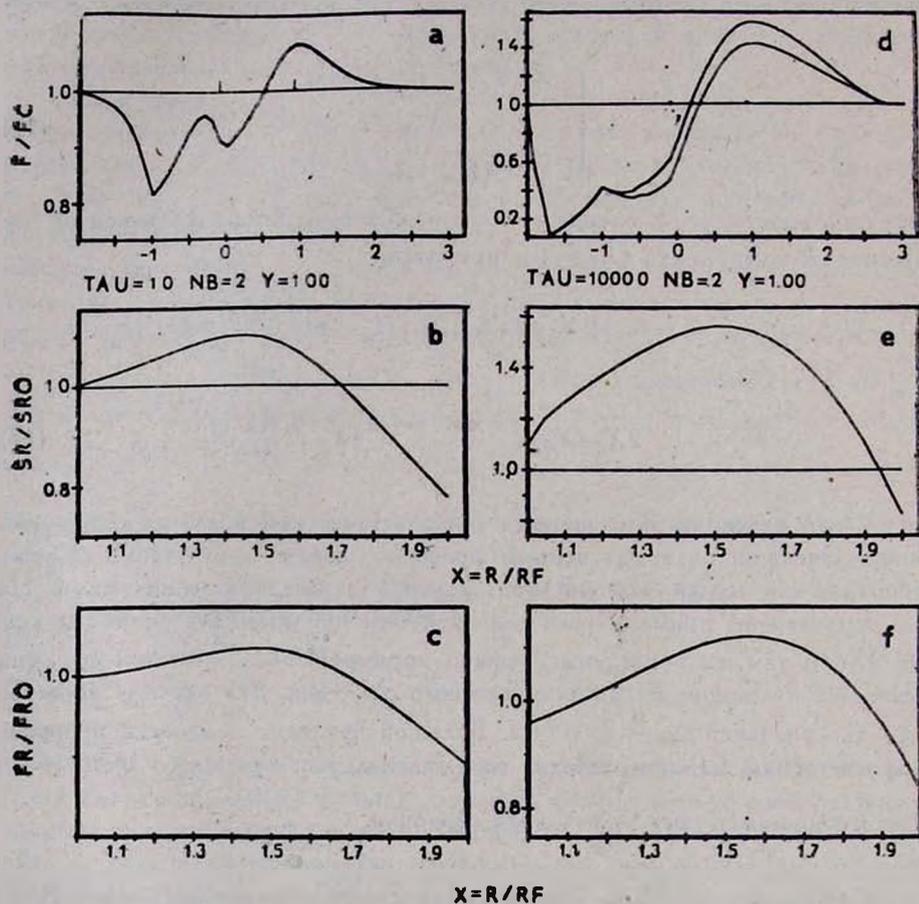


Рис. 3. Профили, функции источника и силы светового давления для параметра разделения между компонентами дублета  $Y = 1$ , а, б, в —  $\tau = 1$ , г, д, е —  $\tau = 1000$ . По оси абсцисс рисунков а и г отложена величина  $\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot \frac{c}{V_{\Phi}}$ .

и т. д. При этом необходимо определять координаты резонансных точек с помощью условий (1). Методика расчетов такова: для начала задаемся координатой точки  $X_j$ , для которой надо посчитать функцию источника

$S_j(X_j)$  (напомним, что нумерация линий соответствует расположению линий по возрастанию длины волны), затем подсчитываем излучение, которое приходит в данную точку  $X_j$  в направлении  $\mu_j$  от всех СР-поверхностей, число которых, в общем случае,  $J-1$ . Соотношения дадут нам координаты резонансных точек для заданных  $X_j$  и  $\mu_j$ . Кроме этого, необходимо учесть поглощение излучения  $K$ -й поверхности  $J$ - $K$ -1-поверхностями, а также поглощение СР-поверхностями излучения фотосферы. Применяя оператор (19) последовательно к линиям по мере увеличения длины волны, можно рассчитать значения всех функций источника МКБ. Процедура довольно проста, легко алгоритмизируется, позволяет учитывать довольно сложную геометрию задачи. Общее выражение для интенсивности  $J$ -компонента бленды можно записать следующим образом:

$$I_j(X_j) = I_j^c \cdot e^{-\sum_{i=1}^{J-1} \tau_i} + \sum_{i=1}^{J-1} S_i(X_i) (1 - e^{-\tau_i(X_i)}) \cdot e^{-\sum_{K=i+1}^{J-1} \tau_K(X_K)}. \quad (21)$$

Соответственно

$$\begin{aligned} \bar{J}_j(X_j) = & (1 - \beta_j) \cdot S_j + \beta_j^c \cdot I_j + \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \frac{1 - e^{-\tau_j}}{\tau_j} \times \\ & \times \sum_{i=1}^{J-1} (1 - e^{-\tau_i}) S_i e^{-\sum_{K=i+1}^{J-1} \tau_K}, \end{aligned} \quad (21a)$$

где  $\beta_j^c = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_c} d\Omega e^{-\sum_{i=1}^{J-1} \tau_i}$  — вероятность попадания кванта, излученного фотосферой, в данную точку  $X_j$ , при этом ему надо пройти через совокупность СР-поверхностей. Так как для двухуровневого атома  $S = (1 - \varepsilon) \cdot \bar{J} + \varepsilon \cdot B(T_e)$ , можно записать функцию источника

$$S_j(X_j) = \frac{M'}{(1 - \varepsilon_j) \cdot \beta_j + \varepsilon_j}, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} M' = & \left( (1 - \varepsilon_j) \cdot \left( \beta_j^c \cdot I_j^c + \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \cdot \beta_j \sum_{i=1}^{J-1} (1 - e^{-\tau_i}) S_i e^{-\sum_{K=i+1}^{J-1} \tau_K} \right) + \right. \\ & \left. + \varepsilon_j B_j(T_e) \right) \end{aligned}$$

Эффективное участие в радиационном взаимодействии принимают только несколько линий, так как если существует  $K$ -я оптически толстая СР-поверхность, то вероятность проникновения квантов  $1, 2, \dots, K-1$  СР-поверхностей в точку очень мала, однако, в силу рекуррентного выражения (22) все линии оказываются сцепленными друг с другом, т. е. изменение одной функции источника вызовет изменения в вышестоящих функциях источника. Аналогично записывается выражение для силы светового давления на единицу объема, вызванной рассеянием в МКБ:

$$\begin{aligned}
 F_r(x) &= \frac{4\pi}{c} \sum_{j=1}^N k_j(x) \cdot \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \bar{n} \cdot \bar{I}_j(X, \bar{n}) = \\
 &= \frac{4\pi}{c} \sum_{j=1}^N k_j(x) \cdot \beta_j(x) \cdot \left( I_j \cdot \frac{1}{4\pi} \int_1^{\mu_c} d\Omega \times \right. \\
 &\times \bar{n} \cdot e^{-\sum_{i=1}^{j-1} \tau_i} + \sum_{i=1}^{j-1} \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \bar{n} \cdot S_i (1 - e^{-\tau_i}) e^{-\sum_{k=i+1}^{j-1} \tau_k} \left. \right).
 \end{aligned} \quad (23)$$

Как уже упоминалось, для закона скорости, пропорционального радиусу, СР-поверхности представляют собой концентрические сферы, с радиусами, равными факторам разделения. Для такой геометрии легко аналитически определить области интегрирования, следовательно, легко, применяя обычные методы интегрирования, рассчитать необходимые величины с хорошей точностью (обычно при расчетах задавалась точность 1%). При известных уже функциях источника вычисление профиля МКБ не составляет труда. Если ввести начало отсчета положений  $Z$ -поверхностей относительно положения самой коротковолновой  $Z_1$ -поверхности, то

$$\begin{aligned}
 F(l) = F(z) &= \int_0^1 2pdpl_c \cdot e^{-\sum_{j=1}^N \tau_j} + \\
 &+ \sum_{j=1}^N \int_{a(Z_j)}^{x_j} 2X_j dX_j S_j \cdot (1 - e^{-\tau_j}) e^{-\sum_{k=j+1}^N \tau_k}.
 \end{aligned} \quad (24)$$

Итак, полученные выражения позволяют полностью описать строение и эволюцию МКБ в приближении двухуровневого атома. Описанная процедура реализована в программе «СПЕКТР», написанной на языке ФОРТРАН и предназначенной для расчетов синтетических спектров

сверхновых. На рис. 4, 5 и 6 приведены примеры расчетов МКБ для 10 компонентов. На них наглядно показано, как изменяется профиль МКБ при переходе от оптически толстого к оптически тонкому случаю.

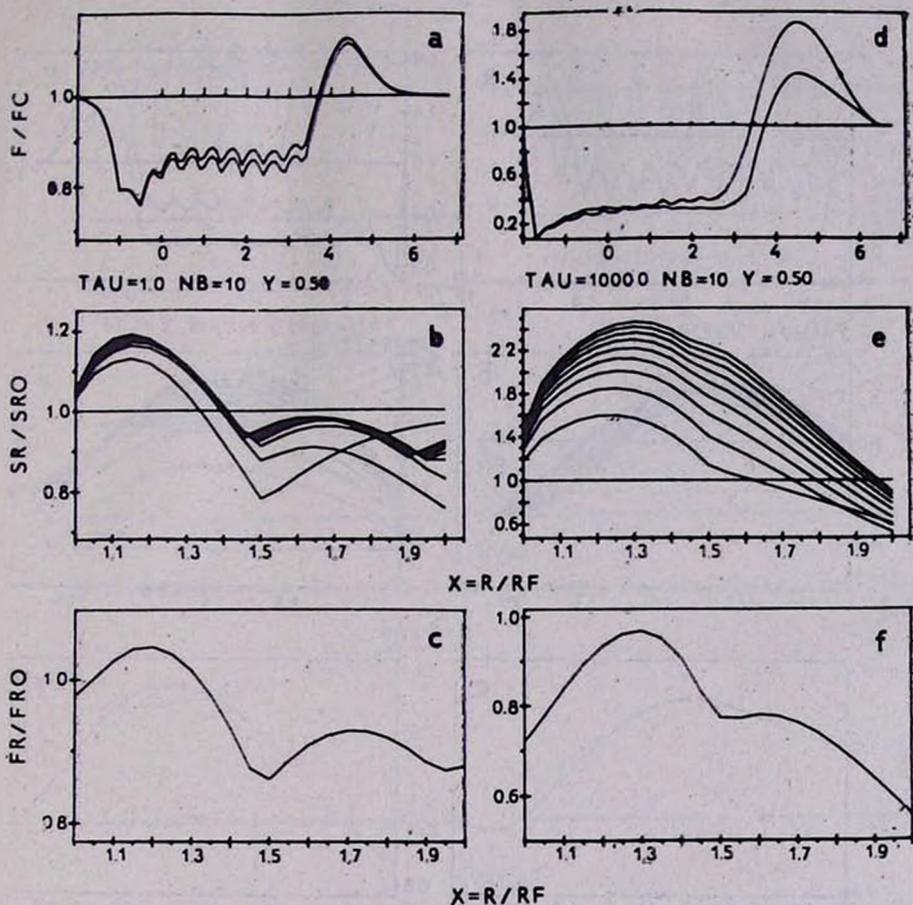


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для 10 компонентов в бленде. Параметр разделения между компонентами бленды  $Y = 0.5$ .

**5. Заключение.** Разработанная методика расчета МКБ позволяет корректно рассчитывать синтетические спектры СН, следить за их эволюцией и тестировать идентификацию спектральных деталей в силу сильной зависимости профиля бленды от фактора разделения. Она может быть легко обобщена на случай многоуровневых задач и произвольного поля скоростей, при этом НРВ будет учитываться на стадии вычисления средней по углам и частоте интенсивности излучения, выражение для которой дает-

ся формулой (21). Населенности уровней находятся при решении системы стационарности, рассчитываются функции источника во всех линиях, затем замыкаем задачу до достижения требуемой точности. Важное приложение может найти методика расчета силы светового давления для расчетов

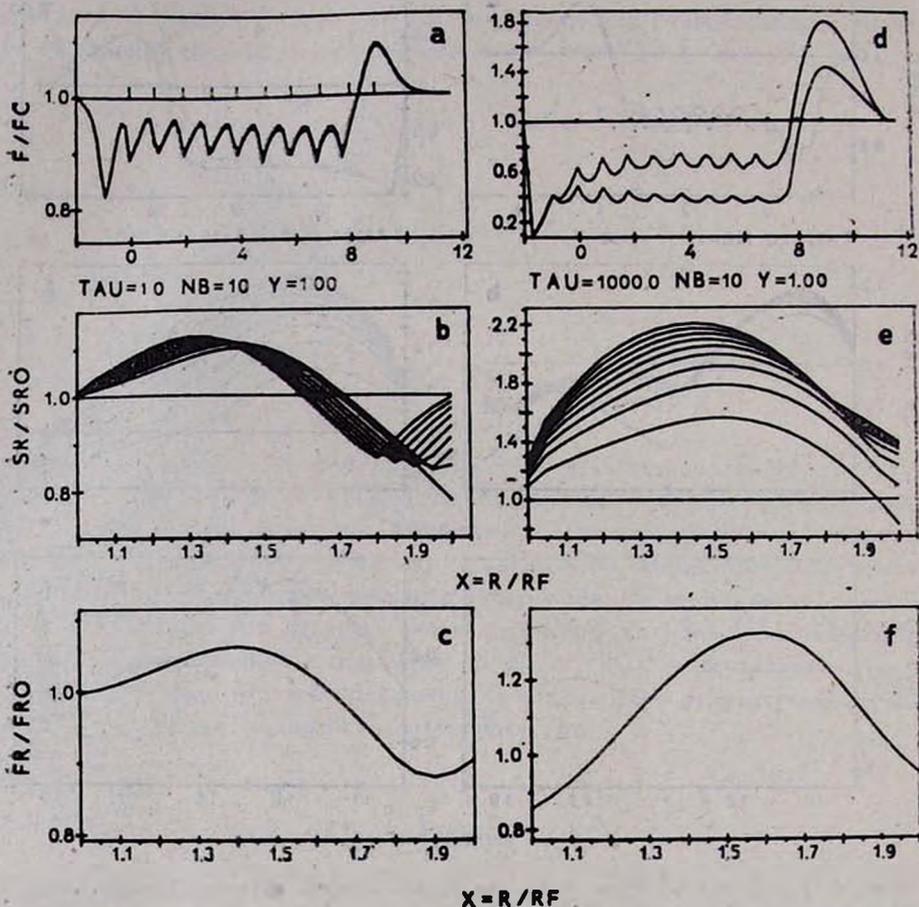


Рис. 5. То же, что и на рис. 4. Параметр разделения между компонентами бленды  $Y = 1.0$ .

разлета оболочки с учетом излучения, блокировки континуума в ультрафиолетовом диапазоне. Опыт расчетов МКБ говорит о большом многообразии профилей, практически трудно описать все возможные варианты. Поэтому, в каждой конкретной ситуации необходимо проводить анализ МКБ с учетом условий возбуждения ее компонентов. В следующей статье на основе

описанной выше методики описания многокомпонентных blends будут приведены расчеты синтетических спектров СН вблизи максимума блеска.

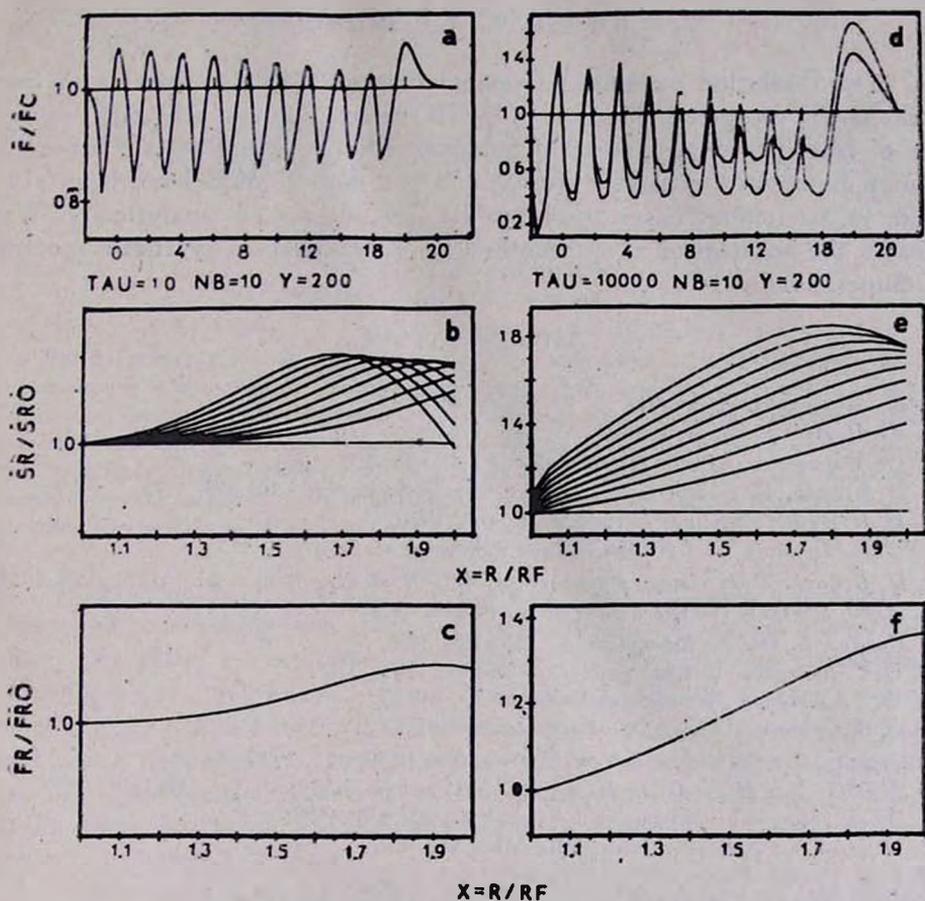


Рис. 6. То же, что и на рис. 4. Параметр разделения между компонентами blends  $Y = 2.0$ .

Авторы благодарны В. П. Гринину за полезные замечания и внимание к работе.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

## THE FORMATION OF MULTICOMPONENT BLENDS IN ENVELOPES OF SUPERNOVAE. I. THE EFFECTS OF NONLOCAL RADIATIVE COUPLING

O. S. BARTUNOV, A. L. MOZGOVOY

The formation on multicomponent blends (MCB) in spectra of Supernovae is discussed. Method of MCB calculation for arbitrarily number of lines including effects of nonlocal radiative coupling is presented. Source functions, radiation force and profiles of MCB have been studied, in particular cases some results are discussed analytically. We discuss the application of our method for calculation of synthetic spectra of Supernovae.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Minkowski, *Astrophys. J.*, 89, 156, 1939.
2. Ю. П. Псковский, *Астрон. ж.*, 46, 945, 1968.
3. D. McLaughlin, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 75, 595, 1963.
4. D. Branch, B. Patchett, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 161, 71, 1973.
5. Н. Н. Чукай, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 481, 1980.
6. Н. Н. Чукай, А. М. Соболев, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 163, 1981.
7. D. Branch, C. H. Lacy, Marshall L. McCall et al., *Astrophys. J.*, 270, 123, 1983.
8. Д. Ю. Цветков, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 219, 1982.
9. Gordon L. Olson, *Astrophys. J.*, 255, 267, 1982.
10. О. С. Бартунов, *Астрон. циркуляр*, 1366, 1, 1985.
11. О. С. Бартунов, *Астрон. циркуляр*, 1367, 1, 1985.
12. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, ЛГУ, Л., 1947.
13. J. I. Castor, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 149, 111, 1970.
14. J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 39, 481, 1979.
15. W. R. Hamman, *Astron. and Astrophys.*, 93, 353, 1981.
16. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Мир, М., 1982.
17. С. И. Грачев, В. П. Гринин, *Астрофизика*, 11, 33, 1975.
18. G. B. Rybicki, D. G. Hummer, *Astrophys. J.*, 219, 654, 1978.
19. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 20, 365, 1984.