АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14 МАЙ, 1978 ВЫПУСК 2

УДК 523.872

ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ КРУПНОМАСШТАБНОГО РАДИАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В. П. ГРИНИН

Поступила 26 декабря 1977

Обнаруженный в [5] новый фактор—крупномасштабный перенос возбуждения в спектральных линиях в движущихся оболочках—исследуется в случае плоских аксиально-симметричных движений. Получены дифференциальный (20) и интегральный (29) критерии, позволяющие по характеру движений в оболочке определить тип радиационного взаимодействия.

На основе предложенной в [5] модификации вероятностного метода В. В. Соболева получено интегральное уравнение для функции источников (30) для условий крупномасштабного радиационного взаимодействия и обсуждается метод его решения.

Введение. Задачи о переносе излучения в спектральных линиях в среде с градиентом скорости занимают одно из центральных мест в проблеме диагностики газа в условиях оболочек звезд, ядер галактик и квазаров. По профилям и интенсивностям линий часто удается «восстановить» кинематику газа в оболочке, определить ход температуры и плотности вещества. Это в свою очередь позволяет оценить такой важный параметр, как темп потери массы объектом (или ее притока — при аккреции), а также сделать определенные заключения относительно механизмов, питающих оболочку веществом.

Обычно при рассмотрении задачи о формировании спектральных линий в движущихся оболочках используется два подхода. В первом из них изменение функции источников с расстоянием предполагается известным (как правило, его задают простым однопараметрическим соотношением). Очевидным недостатком такого подхода является дополнительный параметр в задаче.

Второй, более последовательный путь состоит в решении уравнения переноса излучения. Здесь заданными считаются первичные источники воз-

буждения, которые определяются конкретными условиями возбуждения в рассматриваемой линии, а функция источников находится из интегрального уравнения:

$$S(\vec{r}) = \lambda \int_V K(\vec{r}, \vec{r}')\, S(\vec{r}')\, d\vec{r}' + g(\vec{r}), \qquad (1)$$

где

$$S = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2}\left(\frac{n_i g_k}{n_k g_i} - 1\right)^{-1}, \qquad (2)$$

n_i, n_k — соответственно населенности нижнего и верхнего уровней рассматриваемого перехода, λ — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии, $g(\vec{r})$ — функция, характеризующая распределение и мощность первичных источников возбуждения в линии, V — объем оболочки.

Такой подход позволяет решить самосогласованную задачу, однако в математическом отношении весьма трудоемок. Основные математические трудности связаны со сложным видом ядра $K(r, r')$, которое определяется типом рассеяния фотонов, геометрией среды и поля скоростей.

В 1947 г. В. В. Соболев [1] предложил мощный асимптотический метод решения подобных задач, основанный на понятии вероятности выхода кванта из среды. Суть его заключается в следующем: при наличии в среде крупномасштабных дифференциальных движений степень возбуждения атомов в какой-либо точке среды определяется радиационным взаимодействием с ее малой окрестностью. Характерный размер этой окрестности определяется полушириной профиля коэффициента поглощения ($\Delta\nu_D$ — при доплеровском профиле коэффициента поглощения), а также величиной градиента скорости в данном месте среды $|d\vec{v}/ds|$. Очевидно, что радиационный перенос возбуждения от одного элементарного объема среды к другому эффективен до тех пор, пока смещение резонансной частоты атомов из-за эффекта Доплера, возникающего при относительном движении данных объемов, меньше или сравнимо с полушириной профиля коэффициента поглощения. Это сразу же определяет характерный размер указанной окрестности. Например, при доплеровском профиле коэффициента поглощения $L \sim v_t / |d\vec{v}/ds|$.

Если характерный размер оболочки $r_{max} \gg L$, то тогда в интегральном члене уравнение (1) можно приближенно принять $S(\vec{r}') \simeq S(\vec{r})$ и вынести последнюю величину за знак интеграла. В результате получится значительно более простое уравнение:

$$S(\vec{r})[1-\lambda+\lambda\beta(\vec{r})]=g(\vec{r}), \tag{3}$$

в котором величина $\beta(\vec{r})$ определяется выражением

$$\beta(\vec{r})=1-\int_V K(\vec{r},\ \vec{r}')\,d\vec{r}' \tag{4}$$

и равна вероятности выхода кванта из точки $\vec{r}$ за пределы оболочки без рассеяний по пути.

Уравнение (3) является фундаментальным уравнением в теории переноса резонансного излучения в движущихся средах и получило широкое применение в астрофизике.

Первоначально этот метод, получивший в дальнейшем название вероятностного метода, был развит применительно к одномерной и плоскопараллельной средам [1, 2]. Впоследствии Кастор [3] и Гринин [4] обобщили его на случаи движущихся оболочек с радиальной и аксиальной симметрией.

Во всех указанных случаях вероятность выхода кванта связана простыми соотношениями с градиентом скорости и длиной свободного пробега кванта в данной точке среды. Например, в оболочках с радиально-симметричными движениями [3]

$$\beta(r)=\int\beta(\mu,\ r)\frac{d\Omega}{4\pi}, \tag{5}$$

где

$$\beta(\mu,\ r)=\tau^{-1}(\mu,\ r)[1-e^{-\tau(\mu,\ r)}], \tag{6}$$

$$\tau(\mu,\ r)=[l(r)\,|\,\psi(\mu,\ r)\,|\,]^{-1}, \tag{7}$$

$$\psi(\mu,\ r)=\frac{dv_s}{ds}=\mu^2\frac{dv}{dr}+(1-\mu^2)\frac{v}{r}. \tag{8}$$

Здесь $l(r)$ — длина свободного пробега кванта, усредненная по профилю линии; $\vec{s}=\vec{r}'-\vec{r}$; $s=|\vec{s}|$, $\theta=\arccos\mu$ — угол между векторами $\vec{s}$ и $\vec{r}$. Скорость $v(r)$ выражена в единицах тепловой или турбулентной скорости.

Отметим, что $\beta(\mu,\ r)$ представляет собой вероятность выхода кванта из точки r в направлении $\theta=\arccos\mu$ без рассеяний по пути, величина $\tau(\mu,\ r)$ — есть эффективная оптическая толщина (взвешенная по профилю линии) в точке $\vec{r}$ в том же направлении.

Из вышеизложенного видно, что по своей физической природе вероятностный метод является асимптотическим методом, основанным на идее *локального радиационного взаимодействия* в среде. Его точность, очевидно, тем выше, чем больше градиент скорости в оболочке.

1. *Оболочки с крупномасштабным радиационным взаимодействием.* Как было показано впервые в работе Грачева и Гринина [5], существует обширный класс кинематик, к которым идея локального радиационного взаимодействия неприменима в принципе, даже при наличии значительных градиентов скорости. В таких оболочках функция источников определяется не только локальной окрестностью точки, но также участками оболочки, находящимися на значительном расстоянии от нее. Другими словами, имеет место крупномасштабное радиационное взаимодействие, требующее существенной модификации метода решения уравнения (1).

Независимо, но несколько позже, аналогичная идея была высказана Хаммером ([6], стр. 296) и реализована недавно в работе Райбики и Хаммера [7].

В работе [5] был указан простой критерий, позволяющий определить тип радиационного взаимодействия в движущихся средах. Он основан на анализе локальной структуры поля скоростей (в сопутствующей системе координат), определяемой соотношением

$$\frac{dv}{ds} = \psi(\mu, r). \tag{9}$$

Если при заданном поле скоростей $\psi(\mu, r)$ представляет собой положительную функцию, т. е., если $\psi(\mu, r) > 0$ при всех значениях μ и r, то в этом случае имеет место локальное радиационное взаимодействие. Если же функция $\psi(\mu, r)$ является знакопеременной, т. е. если уравнение $\psi(\mu, r) = 0$ имеет вещественные решения, то тогда в оболочке осуществляется крупномасштабное радиационное взаимодействие. В последнем случае в оболочке существуют поверхности (s-поверхности по терминологии работы [5]), определяемые уравнением

$$(\vec{v}(\vec{r})\cdot\vec{s}) = (\vec{v}(\vec{r}')\,\vec{s}), \tag{10}$$

лучевые скорости которых относительно точки $\vec{r}$ равны нулю. Указанные поверхности (точнее говоря, области оболочки, находящиеся в их окрестности) наряду с ближайшей окрестностью точки $\vec{r}$ могут вносить значительный вклад в функцию источников $S(r)$.

Примером подобного рода кинематик являются рассмотренные в [5] радиально-симметричные движения с $dv/dr < 0$ (частным случаем таких движений является радиально-симметричная аккреция: $v(r) \sim r^{-1/2}$). Однако возможны и более сложные ситуации, когда скорость радиальных движений в оболочке меняется немонотонно.

В работе [5] было показано, что, используя основные идеи вероятностного метода В. В. Соболева, интегральное уравнение (1) в случае крупномасштабного радиационного взаимодействия можно преобразовать в значительно более простое интегральное уравнение. При $\lambda \neq 1$ и принятых здесь обозначениях оно имеет вид:

$$S(r)[1-\lambda+\lambda\beta(r)] = \lambda\int_{\Omega_s} k_s(r, r')\,S(r')\,\frac{d\Omega}{4\pi\, l(r')} + g(r), \qquad (11)$$

где

$$k_s(r, r') = \beta(\mu, r)\,\beta(\mu', r')\,\psi^{-1}(\mu', r'). \qquad (12)$$

Здесь вероятности выхода кванта $\beta(r)$ и $\beta(\mu, r)$ по-прежнему определяются формулами (5)—(8). Интегрирование в (11) происходит внутри телесных углов, под которыми из точки r видны элементы s-поверхности. При этом переменные μ', μ, r' и r связаны между собой уравнением s-поверхности (10).

Используя эту связь, интегрирование по телесным углам можно заменить интегрированием по r': $d\Omega = 2\pi\,(d\mu'/dr')\,dr'$. С учетом этого уравнение (11) примет вид:

$$S(r)[1-\lambda+\lambda\beta(r)] = \lambda\int_{r_1}^{r_2} k(r, r')\,S(r')\,\frac{dr'}{l(r')} + g(r), \qquad (13)$$

где

$$k(r, r') = \frac{\beta(\mu, r)\,\beta(\mu', r')\,v(r')\,r'^2}{\mu[v^2(r)\,r'^2 - v^2(r')\,r^2]}, \qquad (14)$$

r_1 и r_2 — соответственно внутренний и внешний радиусы оболочки.

Заметим, что представление ядра (12) в виде (14) было получено недавно в работе Райбики и Хаммера [7].

Уравнение (11) и его модификация (13) представляют собой новый тип интегральных уравнений теории переноса резонансного излучения в движущихся средах и являются обобщением уравнения (3) на случай крупномасштабного радиационного взаимодействия.

Хотя уравнение (11) было получено нами в [5] для случая радиально-симметричных движений, в действительности оно имеет общий характер и применимо во всех ситуациях, в которых s-поверхность имеет однократное пересечение с вектором $\vec{s}$.

Ниже мы конкретизируем его вид применительно к случаю аксиально-симметричных движений.

2. *Крупномасштабное радиационное взаимодействие в оболочках с аксиально-симметричными движениями.* Рассмотрим для простоты плоские аксиально-симметричные движения с радиальной $v(r)$ и тангенциальной $u(r)$ компонентами скорости, считая при этом, что диффузия излучения также происходит в этой же плоскости. Согласно [4] в этом случае градиент скорости в сопутствующей системе координат определяется выражением:

$$\psi(\mu, r) = \frac{dv_s}{ds} = \xi_1 \mu^2 + \frac{v}{r} \pm \xi_2 \mu \sqrt{1-\mu^2}, \tag{15}$$

в котором

$$\xi_1 = \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}; \qquad \xi_2 = \frac{du}{dr} - \frac{u}{r}, \tag{16}$$

а вероятность выхода кванта

$$\beta(r) = \int_0^{2\pi} \beta(\theta, r) \frac{d\theta}{2\pi}, \tag{17}$$

где $\beta(\theta, r)$ по-прежнему определяется соотношениями (6) и (7). Знак „+“ в (15) соответствует значениям θ в первом и третьем квадрантах, знак „−“ — во втором и четвертом.

В соответствии с общим критерием (10) локальный тип радиационного взаимодействия имеет место, если $\psi(\mu, r) > 0$ для всех значений μ и r.

Соответственно крупномасштабное радиационное взаимодействие осуществляется при наличии вещественных корней уравнения.

$$\psi(\mu, r) = \xi_1 \mu^2 + \frac{v}{r} \pm \xi_2 \mu \sqrt{1-\mu^2} = 0. \tag{18}$$

В отличие от аналогичного уравнения в задачах с радиальной симметрией, уравнение (18) является биквадратным уравнением относительно $\mu = \cos\theta$ и в общем случае имеет четыре корня:

$$\mu^2_{1-4} = \frac{\xi_2^2 - 2\frac{v}{r}\xi_1 \pm \xi_2 \sqrt{\xi_2^2 - 4\frac{v}{r}\frac{dv}{dr}}}{2(\xi_1^2 + \xi_2^2)}. \qquad (19)$$

Согласно (19) вещественные корни уравнения (18) получаются при

$$\xi_2^2 = \left(\frac{du}{dr} - \frac{u}{r}\right)^2 \geqslant 4\frac{v}{r}\frac{dv}{dr}. \qquad (20)$$

Неравенство (20) представляет собой, таким образом, дифференциальную форму критерия существования крупно-масштабного радиационного взаимодействия.

Отметим некоторые типы кинематик, важных с точки зрения приложений, удовлетворяющих критерию (20).

1) *Режим дисковой аккреции в тесных двойных системах.* В этом случае, как показал В. Г. Горбацкий [8], благодаря наличию турбулентной вязкости элементы газа при падении на звезду движутся по орбитам, близким к кеплеровским: $u(r) = u_0 (r/r_*)^{-1/2}$ и $v(r) = v_0 (r/r_*)^{-1/2}$. Обозначая $a = u_0/v_0$, из (19) получаем

$$\mu^2_{1,4} = \left(\frac{a^2}{2} + \frac{2}{3} \pm a\sqrt{\frac{a^2}{4} + \frac{2}{9}}\right)\Big/(1 + a^2). \qquad (21)$$

2) *Расширение оболочки с постоянной радиальной скоростью при сохранении углового момента:* $u(r) = u_0 (r/r_*)^{-1}$. Обозначая $a = u_0/v$, из (19) имеем

$$\mu^2_{1,2} = 1; \qquad \mu^2_{3,4} = \frac{r^2}{4a^2 r_*^2 + r^2}. \qquad (22)$$

3) *Скорости u и v — постоянны в оболочке.* Обозначая по прежнему $a = u/v$, из (19) для этого случая получаем:

$$\mu^2_{1,2} = 1; \qquad \mu^2_{3,4} = \frac{1}{1 + a^2}. \qquad (23)$$

Так как функция $\psi(\vartheta, r)$ дает величину градиента скорости (в сопутствующей системе) в точке $\vec{r}$ в направлении $\vec{s}$, составляющем угол ϑ с вектором $\vec{r}$, то в соответствии с этим корни уравнения (18) — μ_{1-4} определяют строение s-поверхностей в окрестности точки $\vec{r}$. Точнее говоря, они указывают углы

$$\theta_i = \arccos \mu_i \tag{24}$$

под которыми s-поверхности пересекают вектор $\bar{r}$.

Согласно (11) в условиях аксиальной симметрии последние определяются уравнением

$$v(r)\,\mu \pm u(r)\sqrt{1-\mu^2} = v(r')\,\mu' \pm u(r')\sqrt{1-\mu'^2}\,, \tag{25}$$

в котором μ' исключается с помощью очевидного соотношения

$$r'\sqrt{1-\mu'^2} = r\sqrt{1-\mu^2}. \tag{26}$$

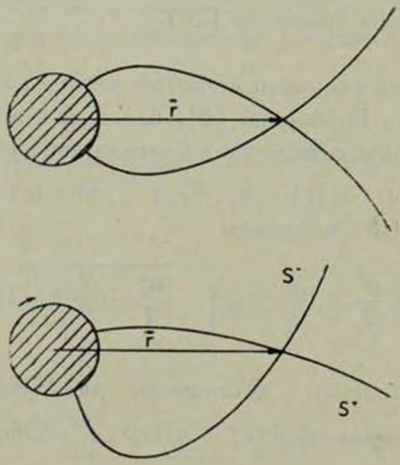

Рис. 1. Примеры s поверхностей; вверху — для случая радиально-симметричной аккреции, внизу — для случая дисковой аккреции с компонентами скорости $u(r) = v(r) = r(/r_*)^{-1/2}$. Направление вращения газа указано стрелкой.

Из уравнения s-поверхности (25) находим:

$$\mu(r, r') = \tag{27}$$

$$\pm\left\{\frac{A_1^2A_3^2 + A_1^4 + v'^2(r'^2-r^2)(A_2^2-A_1^2) \pm 2r'^2vv'A_1\sqrt{A_1^2-(r'^2-r^2)(v'^2-v^2)}}{A_1^4 + 2A_1^2A_3^2 + A_2^4}\right\}^{1/2},$$

где

$$A_1 = r'u - ru', \qquad A_2^2 = r'^2v^2 - r^2v'^2, \qquad A_3^2 = r'^2v^2 + r^2v'^2. \tag{28}$$

Вещественные значения μ, как это следует из вышеприведенной формулы, получаются при выполнении условия

$$(r'u - ru')^2 \geqslant (r'^2 - r^2)(v'^2 - v^2). \tag{29}$$

Неравенство (29) представляет собой более общую интегральную форму критерия существования s-поверхности. При этом неравенство (20) можно получить отсюда, выполняя предельный переход $r' \to r$.

Формула (27) определяет две ветви s-поверхности — s^+ и s^- (см. рис. 1). Первой из них соответствует знак «+» перед внутренним радикалом, второй — знак «—». При этом внутренним частям s^+ и s^- поверхностей ($r' < r$) соответствует знак «—» перед внешним радикалом в (27); при $r' > r$ — знак „+".

Учитывая физический смысл величин, входящих в уравнение (12), соответствующее уравнение для $S(r)$ в случае плоских аксиально-симметричных движений можно представить в виде

$$S(r)\,|1 - \lambda + \lambda\beta(r)| = \lambda \sum_i \int_{\Delta\theta_i} S(r')\,\beta(\theta, r)\,\beta(\theta', r')\,\psi^{-1}(\theta', r')\,\frac{d\theta}{2\pi l(r')} + g(r). \tag{30}$$

Здесь переменные θ', θ, r' и r связаны между собой соотношениями (26) и (27); вероятности выхода кванта $\beta(r)$ и $\beta(\theta, r)$ определяются формулами (6) и (7).

Интегрирование в (30) происходит в пределах углов $\Delta\theta_i$, под которыми из точки r видны участки s-поверхности. При этом в силу отсутствия симметрии s -поверхностей по отношению к радиусу — вектору $\vec{r}$ интегрирование в (30) по каждой из них необходимо проводить отдельно.

Выполняя в интегральном члене (30) указанную процедуру, после замены переменных $d\theta = (d\theta/dr')\,dr'$ получим

$$S(r)[1 - \lambda + \lambda\beta(r)] = \frac{\lambda}{2}\int_{r_1}^{r_2} k(r, r')\,S(r')\,\frac{dr'}{l(r')} + g(r'), \tag{31}$$

где

$$k(r, r') = \frac{1}{\pi}\sum_{+,-} k^{\pm}(r, r'), \tag{32}$$

$$k^{\pm}(r, r') = \beta(\theta^{\pm}, r)\,\beta(\theta', r')\,\psi^{-1}(\theta', r')\left|\frac{d\theta^{\pm}}{dr'}\right|. \tag{33}$$

Здесь углы $\theta_+(r, r')$ и $\theta^-(r, r')$ определяются формулой (27) соответственно для s^+ и s^- ветвей s-поверхности.

Дифференцируя далее уравнение s-поверхности (25) по r', после несложных преобразований получим:

$$\frac{d\theta}{dr'} = \frac{\tau(\theta, r')}{\sin\theta\left(v\cos\theta - v'\frac{r^2}{r'^2}\cos\theta\right) \pm \cos\theta\cos\theta'\left(u - u'\frac{r}{r'}\right)}. \quad (34)$$

С учетом этого ядра $k(r, r')$ принимают вид

$$k(r, r') = \frac{\beta(\theta, r)\beta(\theta', r')}{\sin\theta\left(v\cos\theta - v'\frac{r^2}{r'^2}\cos\theta\right) \pm \cos\theta\cos\theta'\left(u - u'\frac{r}{r'}\right)}. \quad (35)$$

Уравнение для $S(r)$ в форме (30) или (31) легко решается методом последовательных приближений. При этом в качестве начального приближения следует использовать приближенное решение уравнения (30), которое получается при замене в интегральном члене (30) $S(r') \simeq S(r)$ и имеет вид

$$S_0(r) = g(r)/[1 - \lambda + \beta_{эфф.}(r)], \quad (36)$$

где

$$\beta_{эфф.}(r) = \beta(r) - \int_{\sum_i \Delta\theta_i} \beta(\theta, r)\beta(\theta', r')\tau(\theta', r')\frac{d\theta}{2\pi} \quad (37)$$

представляет собой эффективную вероятность выхода кванта из точки r за пределы оболочки. При этом интегральный член в (50) есть вероятность того, что фотон, излученный в точке r внутри углов $\sum_i \Delta\theta_i$, выйдет за пределы локальной окрестности точки (вероятность этого события равна $\beta(\theta, r)$) и в дальнейшем при пересечении s-поверхности будет поглощен в ней (вероятность этого события равна $\beta(\theta', r')\tau(\theta', r')$).

Если оболочка является оптически толстой в линии: $\tau(\theta, r) \gg 1$, то тогда эффективная вероятность выхода кванта определяется выходом излучения в направлениях, не пересекающих s-поверхности:

$$\beta_{эфф.}(r) = \int_{2\pi - \sum_i \Delta\theta_i} \tau^{-1}(\theta, r)\frac{d\theta}{2\pi}. \quad (38)$$

Приближенное уравнение (36), как нетрудно видеть, является прямым аналогом уравнения (3) для случая локального радиационного взаимодей-

ствия. Между ними, однако, имеется принципиальное различие, состоящее в том, что переход к уравнению (3) возможен при произвольном $g(r)$. Для этого достаточно, чтобы характерный размер L локальной окрестности точки был много меньше характерного масштаба изменения $g(r)$. Во втором случае приближение (36) обеспечивает достаточную точность при значительно более жестком ограничении на $g(r)$ — она должна меняться медленно на расстояниях, сравнимых с размером самой оболочки.

Как показали расчеты Райбики и Хаммера [7], в случае сферически-симметричных движений при $g(r) = \text{const}$ точность приближенного решения (36) не хуже 8%. В тех же случаях, когда $g(r)$ меняется в оболочке достаточно быстро, расхождения между приближением (36) и точным решением уравнения (30) более значительны, и в периферийных частях оболочек ($r \gg r_*$) могут в некоторых случаях достигать порядка величины Однако и в этих случаях достаточно, по-видимому, всего лишь нескольких итераций для получения на основе приближения (36) достаточно точного решения уравнения (30).

Отметим одно интересное различие между локальным и крупномасштабным радиационным взаимодействием в оптически толстых ($\tau(\mu, r) \gg 1$) оболочках с аксиальной симметрией. В первом случае, как легко показать,

$$\beta(r) = \frac{l(r)}{2}\left(\frac{dv}{dr} + \frac{v}{r}\right), \tag{39}$$

т. е. функция источников в оболочке не зависит от градиента скорости, обусловленного тангенциальным компонентом $u(r)$. Во втором случае, как это видно из уравнения (30) и соотношения (38) для $\beta_{эфф}(r)$, степень возбуждения в оболочке определяется как радиальной, так и тангенциальной компонентами скорости.

2. *Вычисление профилей линий.* Как было показано в [5], основной особенностью вычисления профилей линий в кинематиках с крупно-масштабным радиационным взаимодействием является необходимость учета двухкратного (а в более общих случаях — многократного) пересечения луча зрения с поверхностями постоянных лучевых скоростей (x-поверхности). Последние в случае аксиально-симметричных движений определяются уравнением

$$\mu v(r) \pm \sqrt{1-\mu^2}\, u(r) = x, \tag{40}$$

где x — частота, выраженная в единицах скорости $w(r) = \sqrt{u^2(r) + v^2(r)}$, μ — косинус угла между вектором r и направлением на наблюдателя.

Уравнение (40) можно переписать в виде

$$w(r)\cos(\theta-\alpha)=x, \tag{41}$$

где

$$\alpha(r)=\operatorname{arc\,tg}\frac{u(r)}{v(r)}. \tag{42}$$

Из уравнения (41) видно, что в частном случае $\alpha(r)=\text{const}$, x-поверхности в условиях аксиальной симметрии аналогичны x-поверхностям при радиально-симметричных движениях со скоростью $v(r)=w(r)$ (см. рис. 2). Их единственное отличие от указанного случая состоит в том, что в случае аксиальной симметрии ось симметрии x-поверхностей повернута на угол α по отношению к лучу зрения.

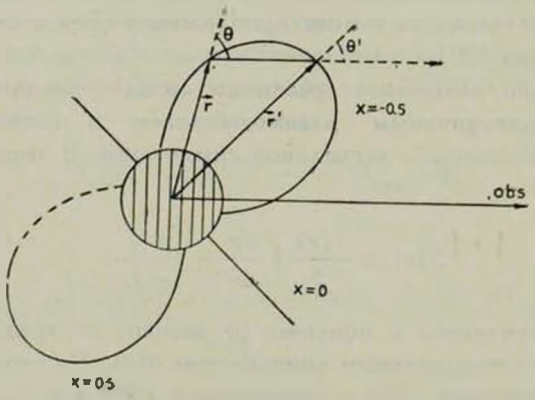

Рис. 2. Пример x-поверхности для случая дисковой аккреции с компонентами скорости $u(r)=v(r)=(r/r_*)^{-1/2}$.

Повторяя ход рассуждений работы [5], можно показать, что интенсивность эмиссионной составляющей профиля линии определяется выражениями

$$I^e(x)=I_1^e(x)+I_2^e(x), \tag{43}$$

$$\begin{cases} I_1^e(x)=d\displaystyle\int_{r_1(x)}^{r_2(x)} S(r)\left[1-e^{-\tau(\mu,\,r)}\right]dp \\ I_2^e(x)=d\displaystyle\int_{r_3(x)}^{r_4(x)} S(r)\left[1-e^{-\tau(\mu,\,r)}\right]e^{-\tau(\mu',\,r')}dp, \end{cases} \tag{44}$$

где d — геометрическая толщина диска,

$$p = r\sqrt{1-\mu^2}. \tag{45}$$

Первая из формул (44) учитывает вклад в эмиссию внешних по отношению к наблюдателю частей x-поверхности, вторая — внутренних. В последнем случае луч зрения дважды пересекает x-поверхность — первый раз в точке с координатами μ', r' и второй раз в точке с координатами μ и r.

Заменяя в (44) dp на $(dp/dr)\,dr$ и определяя dp/dr из уравнения x-поверхности (40) и (45):

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\psi(\mu, r)\, r}{\sqrt{w^2(r) - x^2}}, \tag{46}$$

получим:

$$\begin{cases} I_1^c(x) = d\displaystyle\int_{r_1(x)}^{r_2(x)} S(r)\,\xi(\mu, r)\,\frac{l^{-1}(r)\,r\,dr}{\sqrt{w^2(r) - x^2}} \\ I_2^c(x) = d\displaystyle\int_{r_3(x)}^{r_4(x)} S(r)\,\xi(\mu, r)\,e^{-\tau(\mu', r')}\,\frac{l^{-1}(r)\,r\,dr}{\sqrt{w^2(r) - x^2}}. \end{cases} \tag{47}$$

Пределы интегрирования $r_1(x) \cdots r_4(x)$ в (47) определяются уравнением x-поверхности (40) с учетом деления области интегрирования на области одно- и двухкратного пересечения с лучом зрения, а также с учетом частичного экранирования x-поверхности звездой.

Аналогичным образом можно получить выражения для абсорбционного компонента линии, образующегося при поглощении излучения звезды I_* участками x-поверхности:

$$I^a(x) = I_1^a(x) + I_2^a(x), \tag{48}$$

где

$$\begin{cases} I_1^a(x) = I_* \left\{ \pi r_*^2 - d \displaystyle\int_{r_1(x)}^{r_2(x)} [1 - e^{-\tau(\mu, r)}]\,\frac{\psi(\mu, r)\,r\,dr}{\sqrt{w^2(r) - x^2}} \right\} \\ I_2^a(x) = I_* \left\{ \pi r_*^2 - d \displaystyle\int_{r_3(x)}^{r_4(x)} [1 - e^{-\tau(\mu, r) - \tau(\mu', r')}]\,\frac{\psi(\mu, r)\,r\,dr}{\sqrt{w^2(r) - x^2}} \right\}. \end{cases} \tag{49}$$

Пределы интегрирования $r_1(x) \cdots r_4(x)$ в (49) определяются из уравнения (40) при $p \leqslant r_*$, а также из условия одно и двухкратного пересечения x-поверхности лучом зрения.

Заметим, что в (49) мы пренебрегли эффектом потемнения звезды от центра к краю диска.

Соотношения (47) и (49) определяют профиль линии в случае, когда угол φ между осью симметрии и лучом зрения составляет 90°. В общем случае, когда $\varphi \neq 90°$, x-поверхности не имеют (в случае плоских движений) двухкратных пересечений с лучом зрения. Кроме того, в соответствии с формулой (21) работы [4] в (47) и (49) необходимо принять во внимание увеличение эффективной оптической толщины $\tau(\mu, r)$, обусловленное уменьшением градиента скорости вдоль луча зрения из-за наклона по отношению к нему плоскости движений.

Выражаю искреннюю благодарность Д. Хаммеру (США) за присылку препринта работы [7], сотрудникам ЛГУ Д. И. Нагирнеру и С. И. Грачеву за ценные замечания.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE TRANSFER OF RESONANCE RADIATION IN THE MOVING MEDIA WITH LARGE-SCALE RADIATIVE COUPLING

V. P. GRININ

Discovered in [5] a new factor of the large-scale radiative transfer of excitation in moving media is investigated for the case of the plane axial-symmetrical motions. The differential (20) and integral (29) criteria are obtained, helping to identify the type of the radiative coupling according to the character of the motions in the envelope.

The integral equation for the source function (30) for the conditions of the large-scale radiative coupling is derived on the basis of the modification of Sobolev's escape-probability method suggested in [5]. The method of its solution is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. В. Соболев*, Движущиеся оболочки звезд, ЛГУ, Л., 1947.
2. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 34, 694, 1957.
3. *J. I. Castor*, M. N., 149, 111, 1970.
4. *В. П. Гринин*, Изв. Крымской обс., 54, 176, 1976.
5. *С. И. Грачев, В. П. Гринин*, Астрофизика, 11, 20, 1975.
6. *D. G. Hummer*, in "Be and Shell Stars", ed. A. Slettebak, 1976.
7. *G. B. Rybicki, D. G. Hummer*, Ap. J., 219, 654, 1978.
8. *В. Г. Горбацкий*, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.