

АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ КВАЗАРА PHL 5200

С. И. ГРАЧЕВ, В. П. ГРИНИН

Поступила 18 сентября 1974

На основе модификации метода Соболева рассчитаны профили спектральных линий, образующихся при резонансном рассеянии в протяженной расширяющейся оболочке, окружающей источник непрерывного спектра. В отличие от более ранних работ, посвященных интерпретации профилей линий в спектре квазара PHL 5200, предполагается, что скорость расширения оболочки убывает наружу. Это позволяет достигнуть лучшего согласия между теорией и наблюдениями. Если считать, что торможение оболочки обусловлено только притяжением ядра, то при радиусе 5 лс его масса оказывается равной $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$.

1. *Введение.* Как известно, спектр квазара PHL 5200 не похож ни на один из имеющихся спектров квазаров и содержит сильные и очень широкие (до 50 \AA) эмиссионные линии, отождествленные Линдсом [1] с резонансными дублетами CIV, SiIV, NV и линией L_{α} . С коротковолновой стороны к эмиссионным линиям примыкают такие же широкие абсорбционные полосы (рис. 1). Интересными особенностями профилей линий являются исключительно резкий, практически скачкообразный переход от эмиссии к абсорбции и примерное равенство эквивалентных ширин эмиссионных и абсорбционных компонентов.

В последнее время Скэрглом, Кэрроффом и Нордлингером [2], Люси [3] и Ван-Блеркомом [4] были предприняты попытки количественной интерпретации указанных профилей. Основные предположения, сделанные в работах [2—4], сводятся к следующему: 1) линии образуются в процессе рассеяния излучения ядра квазара в непрерывном спектре веществом оболочки, 2) оболочка квазара сферически симметрична, 3) интенсивность излучения ядра не зависит от частоты в

пределах линии, 4) вероятность выживания фотона при однократном рассеянии равна единице, 5) скорость расширения оболочки v направлена по радиусу и диапазон ее изменения в оболочке значительно превышает тепловую (или турбулентную) скорость u . 6) скорость расширения v растет наружу. В [3] и [4] предполагалось также, что рассеяние фотона элементарным объемом происходит изотропно и с полным перераспределением по частотам (в [3] дополнительно рассматривалось рассеяние без изменения частоты), а в [2] (детали расчетов см. в [5]) использовалась точная функция перераспределения по частотам и углам. Вычисленные в [2] профили эмиссионных компонентов линий довольно хорошо согласуются с наблюдениями. Этого, однако,

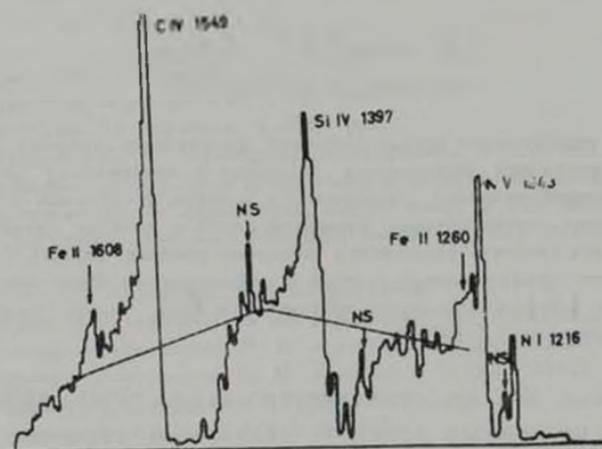


Рис. 1. Спектр квазара PHL 5200, заимствованный из работы [2]. Штриховая линия обозначает уровень непрерывного спектра.

нельзя сказать о профилях абсорбционных компонентов линий CIV и NV, поскольку минимум остаточной интенсивности достигается не в окрестности скачка, как это наблюдается, а вблизи центра или коротковолновой границы полосы поглощения (рис. 5). Что касается профилей, полученных в [3] и [4], то они отличаются от рассчитанных в [2] главным образом высотой эмиссионного пика F_{\max} : величина F_{\max} приблизительно в 3 раза меньше, чем в [2]. Это расхождение частично обусловлено игнорированием в [2] эффекта экранирования части оболочки ядром, что приводит согласно [3] к завышению F_{\max} в 1.5–2 раза. Другой причиной являются различия в принятых в [2] и [3] зависимостях от расстояния скорости расширения оболочки и коэффициента поглощения. Для устранения различия между теоре-

тическими и наблюдаемыми значениями F_{\max} в [3] было принято, что вблизи ядра имеется геометрически тонкий слой газа, дающий вклад в эмиссию CIV вследствие рекомбинаций $CV \rightarrow CIV$. При этом трудности объяснения полосы поглощения остаются.

Таким образом, авторам работ [2–4] не удалось удовлетворительно объяснить особенности абсорбционных компонентов линий CIV и NV, наблюдаемых в спектре квазара PHL 5200, и, в частности, скачок интенсивности при переходе от эмиссии к абсорбции.

В нашей работе показано, что путем изменения предполагаемой кинематики оболочки можно добиться лучшего, чем в [2–4], согласия с наблюдениями. Мы считаем в дальнейшем, что условия 1–5, указанные выше, выполнены, а скорость расширения оболочки v не растет наружу, как предполагалось в [2–4] а убывает, причем убывает по закону

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 + \frac{\gamma^{-\alpha} - 1}{r} \right)^{1/\alpha}, \quad (1)$$

где $r = R/R_*$ — расстояние от центра оболочки, выраженное в радиусах ядра R_* , $\gamma = v_{\infty}/v_0$, v_0 и v_{∞} — скорости расширения оболочки при $r = 1$ и $r = \infty$, соответственно, α — параметр. Значение параметра $\alpha = 2$ соответствует торможению вещества оболочки в поле тяготения ядра.

2. *Степень возбуждения атомов в оболочке.* Будем (в дополнение к условиям 1–5) считать, что рассеяние излучения элементарным объемом происходит изотропно и с полным перераспределением по частотам. Введем функцию источников $S(r)$:

$$S(r) = \frac{A}{4\pi} \frac{A_{21} h \nu_{12} n_2(r)}{k_{12} n_1(r)}, \quad (2)$$

где n_1 и n_2 — концентрации атомов в основном и возбужденном состояниях соответственно, $k_{12} n_1$ — коэффициент поглощения в центре линии,

$A = 1 / \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx$ — нормировочная постоянная ($\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения ($\alpha(0) = 1$), $x = (\nu - \nu_0) / \Delta \nu_D$ — безразмерная частота).

При указанных выше предположениях функция источников $S(r)$ удовлетворяет уравнению

$$S(r) = \frac{A}{4\pi} \int_V \frac{S(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \frac{d\vec{r}'}{l(r')} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \alpha(x + \vec{v}_s) \times \quad (3)$$

$$\times \exp \left[- \int_0^s (x + \vec{v}_s) \frac{ds'}{l(s')} \right] dx + g(r),$$

где

$$g(r) = \frac{A}{4\pi} \int_{\Omega} I_*(\eta) d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \exp \left[- \int_0^s \alpha(x + \vec{v}_s) \frac{ds}{l(s)} \right] dx. \quad (4)$$

Здесь $l(r) = 1/n_1(r) k_{12}$ — средняя длина свободного пробега фотона в центре линии, $\vec{s} = \vec{r}' - \vec{r}$, $s = |\vec{s}|$, $\vec{v}_s = (\vec{v} \cdot \vec{s})/s$ (\vec{v} — скорость относи-

тельного движения точек \vec{r} и \vec{r}' , выраженная в единицах тепловой (или турбулентной) скорости u), v — объем, занимаемый оболочкой, $I_*(\eta)$ — интенсивность излучения на поверхности ядра, идущего под углом $\arcs \cos \eta$ к нормали к поверхности, Ω — область телесных углов, под которыми из точки \vec{r} видна поверхность ядра.

Согласно теории В. В. Соболева [6, 7] движущихся оболочек звезд в случае, когда тепловая (или турбулентная) скорость в оболочке значительно меньше скорости дифференциального движения, степень возбуждения атомов в данной точке определяется в основном ее ближайшей окрестностью, где

$$|\vec{v}_s| < 1. \quad (5)$$

Дело в том, что для частей оболочки, расположенных вне окрестности (5), сдвиг частоты, обусловленный дифференциальным движением, больше полуширины профиля коэффициента поглощения, и поэтому их излучение слабо поглощается в данной точке. Тогда интегрирование по всему объему оболочки в (3) можно приближенно заменить интегрированием по окрестности (5) точки \vec{r} , где

$$S(r') \approx S(r); \quad l(s') \approx l(r) \text{ и } \vec{v}_s \approx s^{\psi}(\mu, r). \quad (6)$$

Здесь $\mu = \cos \theta$ — косинус угла между векторами \vec{s} и \vec{r} ,

$$\psi(\mu, r) \equiv \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial s} = \mu^2 \frac{d\vec{v}}{dr} + (1 - \mu^2) \frac{\vec{v}}{r}. \quad (7)$$

С учетом линейного представления (6) для v_* условие (5) принимает вид

$$s|\psi(\mu, r)| < 1. \quad (8)$$

Оказывается, что в случае оболочки с $dv/dr < 0$ наряду с окрестностью (8) вклад в фотовозбуждение в точке r дают также отдаленные части оболочки, лучевые скорости которых относительно точки r равны нулю. Поверхность нулевых лучевых скоростей ($v_* = 0$) (в дальнейшем для краткости мы будем называть ее s -поверхностью) представляет собой фигуру вращения относительно вектора \vec{r} кривой, определяемой уравнением

$$\mu v(r) = \mu' v(r'), \quad (9)$$

где $\mu = \cos\theta$, $\mu' = \cos\theta'$ (см. рис. 2). Легко убедиться, что решение этого уравнения существует лишь при $dv/dr < 0$. Кривая начинается на поверхности ядра, проходит через точку r и уходит на бесконечность при $r \rightarrow \infty$, асимптотически приближаясь к прямой линии, образующей

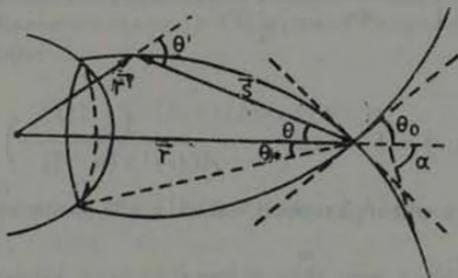


Рис. 2. Сечение поверхности нулевых лучевых скоростей, определяемой уравнением (9) (см. в тексте).

угол $\alpha = \arccos(v_*/v)$ с вектором \vec{r} . Из (9) следует, что $\mu_0 = \cos\theta_0$ — косинус угла, под которым s -поверхность пересекает вектор \vec{r} , есть корень уравнения

$$\psi(\mu, r) = 0. \quad (10)$$

Часть поверхности ядра, ограниченная s -поверхностью, видна из точки r под углом $2\theta_*$ (см. рис. 2). Косинус угла θ_* находится из уравнения (9) при $r' = 1$:

$$\mu_* = \cos \theta_* = \sqrt{\frac{r^2 - 1}{r^2 - (v/v_0)^2}} \quad (11)$$

Таким образом, в случае оболочки с $dv/dr < 0$ интегральный член в уравнении (3) можно представить в виде суммы двух частей. Первая часть учитывает влияние на степень возбуждения окрестности (8) точки \bar{r} и имеет вид

$$S(r) \frac{A}{4\pi l(r)} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx \int_0^{1/l(\mu_*, r)} ds \int_{4\pi} \alpha(x + s\psi(\mu, r)) \times \\ \times \exp \left[-\frac{1}{l(r)} \int_0^s \alpha(x + s'\psi(\mu, r)) ds' \right] d\omega. \quad (12)$$

Так как расширение области интегрирования по s в выражении (12) мало изменяет его величину, то верхний предел в интеграле по s заменим на $+\infty$. Выполняя в (12) интегрирование по s и x , получим

$$S(r) \left[1 - \frac{A}{4\pi} l(r) \int_{4\pi} |\psi(\mu, r)| f(\mu, r) d\omega \right], \quad (13)$$

где

$$f(\mu, r) = 1 - \exp \left(-\frac{1}{Al(r)|\psi(\mu, r)|} \right). \quad (14)$$

Вторую часть интегрального члена в (3) запишем в виде

$$\frac{A}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx \int_{1/l(\mu_*, r)}^{+\infty} \frac{ds'}{l(r')} \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') \alpha(x + v_s) \times \\ \times \exp \left[-\int_0^s \alpha(x + v_{s'}) \frac{ds'}{l(s')} \right] d\omega, \quad (15)$$

где Ω_1 и Ω_2 — области телесных углов, под которыми видны из точки \bar{r} соответственно внутренняя и внешняя части s -поверхности. Очевидно, что основной вклад в (15) дают области, в которых $|v_s| < 1$, т. е. области вблизи s -поверхности. Вынося в (15) за знак интеграла по s значение $S(r')$ на s -поверхности и интегрируя по s , имеем

$$\frac{A}{4\pi} \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \exp \left[- \int_0^{1/l(r', r)} \alpha(x + v_{s'}) \frac{ds}{l(s')} \right] \times \\ \times \left(1 - \exp \left[- \int_{1/l(r, r')} \alpha(x + v_{s'}) \frac{ds'}{l(s')} \right] \right) dx. \quad (16)$$

В интервалах, стоящих в показателях экспонент в (16), основную роль играет область, где $|v_s| < 1$. В первом интеграле эта область, есть окрестность точки r , а во втором — окрестность точки r' , находящейся на s -поверхности. Разложим в этих окрестностях величины $v_{s'}$ и $l(s')$ в ряд Тейлора по s' , подставим первые ненулевые члены разложений в указанные интегралы и заменим в первом интеграле верхний предел на $+\infty$, а во втором — нижний предел на $-\infty$. Интегрируя затем в (16) по x , получим

$$l(r) \frac{A}{4\pi} \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') |\psi(\mu, r)| f(\mu, r) f(\mu', r') d\omega, \quad (17)$$

где μ' и r' удовлетворяют уравнению s -поверхности (9).

Замена интегрального члена в (3) суммой выражений (13) и (17) приводит к уравнению

$$S(r) \int_{\Omega_1} |\psi(\mu, r)| f(\mu, r) d\omega = \\ = \frac{4\pi g(r)}{Al(r)} + \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') |\psi(\mu, r)| f(\mu', r') f(\mu', r') d\omega, \quad (18)$$

определяющему степень возбуждения в оболочке с $dv/dr < 0$.

Уравнение (18) допускает упрощение, возникающее в тех случаях, когда

$$l(r) |\psi(\mu, r)| \equiv \frac{1}{n_1(r) k_{12}} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| \ll 1. \quad (19)$$

Условие (19) означает, что разность скоростей в оболочке на расстояниях порядка $l(r)$ мала по сравнению с тепловой (или турбулентной) скоростью. Будем далее считать, что условие (19) выполнено. Тогда вместо (18) имеем

$$S(r) \int_{\Omega_1} |\psi(\mu, r)| d\omega = \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') |\psi(\mu, r)| d\omega + \frac{4\pi g(r)}{Al(r)}. \quad (20)$$

Приближенное решение уравнения (20) получается путем вынесения функции $S(r')$ за знак интеграла при $r' = r$:

$$S(r) = \frac{g(r)}{Al(r) \int_{4\pi - \Omega_1 - \Omega_2} |\psi(\mu, r)| \frac{d\omega}{4\pi}}. \quad (21)$$

Величина, стоящая в знаменателе (21), представляет собой вероятность выхода фотона из точки r за пределы оболочки без рассеяний по пути (В. В. Соболев [6, 7]). Здесь учтено то обстоятельство, что излучение, идущее из точки r и пересекающее s -поверхность, в силу условия (19) полностью поглощается в ней.

Величина $g(r)$ в (21) может быть произвольной. В рассматриваемом случае она дается выражением (4). Можно показать, что в том же приближении, в котором было получено уравнение (20) для $g(r)$ из (4) имеем

$$g(r) = \frac{A}{4\pi} l(r) \int_{\Omega_*} I_*(\gamma) |\psi(\mu, r)| d\omega, \quad (22)$$

где Ω_* — область телесных углов, под которыми из точки r видна часть поверхности ядра, не экранированная s -поверхностью. Подставляя (22) в (21), получим

$$S(r) = \frac{\int_{\Omega_*} I_*(\gamma) |\psi(\mu, r)| d\omega}{\int_{4\pi - \Omega_1 - \Omega_2} |\psi(\mu, r)| d\omega}. \quad (23)$$

Выясним ход степени возбуждения в оболочке при $r \gg 1$, $\gamma = v/v_0 \ll 1$ и $I_*(\gamma) = 1$. При $r \gg 1$ знаменатель в (23) имеет порядок v/r , а числитель — $(1 - \mu^2) \frac{dv}{dr} \sim 1/r^2 v^{2-1}$. Следовательно

$$S(r) \sim \frac{1}{r^2 v^2}. \quad (24)$$

При $1 \ll r \ll \gamma^{-2}$ согласно (1) $v \sim 1/r$, и из (24) $S(r) \sim 1/r^2$, а при $r \gg \gamma^{-2}$ движение происходит с почти постоянной скоростью $v \approx v_0$, и $S(r) \sim 1/r^2$. Более детальное рассмотрение показывает, что

$$S(r) \sim \begin{cases} \frac{1}{2\alpha r^2 (a + \gamma r^{1/\alpha})}, & 1 \ll r \ll \gamma^{-\alpha} \\ \frac{3}{2\alpha} \frac{1}{\gamma^\alpha r^3}, & r \gg \gamma^{-\alpha}, \end{cases} \quad (25)$$

где $a = (4\mu_0 - 2 + 1/\alpha)/3$ и $\mu_0 = (1 + 1/\alpha)^{-1/2}$.

3. *Поток излучения.* Рассуждая точно так же, как и при выводе уравнения (23), можно получить выражение для потока излучения оболочки в частоте $y = ux/v_0 = (\nu - \nu_0)c/\nu_0 v_0$:

$$H_s(y) = 2\pi \int_{p_1(y)}^{p_2(y)} S(r) p dp. \quad (26)$$

Здесь $p = r\sqrt{1-\mu^2}$, где μ — косинус угла между радиусом вектором \vec{r} и направлением на наблюдателя. Интегрирование в (26) идет вдоль поверхности постоянных лучевых скоростей относительно наблюдателя, определяемой уравнением $v_z/v_0 = \mu v(r)/v_0 = y$. Используя (1), это уравнение можно привести к виду

$$r = \frac{(1 - \gamma^2)^{\alpha/2}}{y^\alpha - (\gamma^2)^\alpha}. \quad (27)$$

Из (27) следует, что при $|y| > \gamma$ поверхности равных лучевых скоростей замкнуты, а при $|y| < \gamma$ нет. На рис. 3 приведены сечения по поверхностям равных лучевых скоростей для $\gamma = 0.3$ и $\alpha = 2$.

Исключая с помощью (27) зависимость от μ в выражении для p и переходя в (26) к интегрированию по r , получаем

$$H_s(y) = 2\pi \int_{r_1(y)}^{r_2(y)} S(r) \left| 1 - \frac{y^2}{v^2(r)} \left(1 - \frac{d \ln v(r)}{d \ln r} \right) \right| r dr. \quad (28)$$

Функции $r_1(y)$ и $r_2(y)$ можно найти, используя (27) и учитывая то, что для замкнутой поверхности $v_z = \text{const}$ в силу условия (19) излучение лишь ее внешней части (на рис. 3 она показана сплошной линией) достигает наблюдателя. Кроме того, при $y > 0$ соответствующие поверхности равных лучевых скоростей частично экранируются ядром квазара.

Рассмотрим качественно образование профиля линии. Если $|y| > \gamma$, то соответствующие поверхности $v_z/v_0 = \pm |y|$ замкнуты, и излучение лишь их внешних частей доходит до наблюдателя. Из рис. 3 видно,

что для частоты $-|y|$ (в „красном“ крыле линии) внешняя по отношению к наблюдателю часть поверхности $v_z/v_0 = -|y|$ начинается непосредственно вблизи ядра, а для частоты $|y|$ (в „синем“ крыле) — на некотором расстоянии от него. Так как степень возбуждения в оболочке убывает наружу, то „синее“ крыло эмиссионной линии должно быть менее интенсивным, чем „красное“ (исключение составляет интервал частот вблизи $y = -1$, для которых поверхности $v_z = \text{const}$ полностью экранируются ядром). Причем это различие возрастает при $y \rightarrow \gamma$. При переходе через значение $y = \gamma$ поверхности $v_z = \text{const}$ раскрываются и указанное различие исчезает. Следовательно, при $y = \gamma$ в профиле линии имеется скачок, тогда как переход через значение $y = -\gamma$ происходит непрерывным образом.

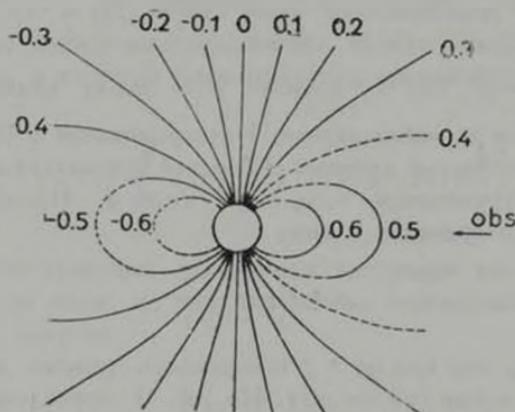


Рис. 3. Сечения поверхностей постоянных относительно наблюдателя лучевых скоростей, построенные согласно (27) при $\gamma = 0.3$, $a = 2$ для ряда значений безразмерной частоты y (числа возле кривых).

Пользуясь результатами раздела 2, оценим высоту эмиссионного пика $H_s(0)$ при $I_*(\gamma) = 1$ и $\gamma \ll 1$

$$H_s(0) \simeq \frac{1}{a} \ln \frac{a + \gamma}{\gamma(a + 1)} \quad (29)$$

Из (29) следует, что при объяснении больших наблюдаемых высот эмиссионного пика нет необходимости вводить дополнительные источники возбуждения атомов (как это делал Люси [3]): нужно лишь взять достаточно малые значения γ .

Формула (28) дает поток излучения, рассеянного оболочкой квазара. Чтобы получить полный поток излучения квазара, нужно учесть

еще излучение ядра, прошедшее через оболочку без рассеяний по пути. В силу условия (19) поток этого излучения в частоте y (мы обозначим его через $H_*(y)$) равен потоку от части поверхности ядра, не экранированной соответствующей поверхностью равных лучевых скоростей, т. е.

$$H_*(y) = 2\pi \int_{r_2(y)}^{r_1(y)} I_*(r) r dr. \quad (30)$$

Пределы интегрирования $r_1(y)$ и $r_2(y)$ определяются с помощью уравнения (31).

Выражение (30) дает линию поглощения при $y > 0$. Особенность образования этой линии состоит в том, что при $y \approx 1$ поверхности равных лучевых скоростей не полностью экранируют ядро. Поэтому полное поглощение наступает лишь на некотором расстоянии от границы $y = 1$. В оболочке же с $dv/dr > 0$ полное поглощение наступает сразу при $y < 1$, и линия поглощения имеет прямоугольную форму.

4. *Результаты вычислений и сравнение с наблюдениями.* Расчеты показали, что вид профилей довольно слабо зависит от выбора закона потемнения и определяется в основном параметрами γ и α . На рис. 4 представлены профили линии

$$\Gamma(y) = \frac{H_1(y) + H_*(y)}{\pi}, \quad (31)$$

где $H_1(y)$ и $H_*(y)$ вычислялись согласно (30), (28) и (23) при $I_*(r) = 1$ для ряда значений параметров α и γ : $\alpha = 1; 2; 3$; $\gamma = 0.2; 0.1; 0.05$.

Из рис. 4 видно, что с уменьшением γ поток излучения в частотах $|y| < \gamma$ растет, а в остальных частотах почти не меняется. Качественно это изменение профилей можно объяснить следующим образом. Согласно р. 2 в области $r < \gamma^{-\alpha}$, которая, очевидно, дает наибольший вклад в поток излучения, степень возбуждения атомов слабо зависит от γ . Поэтому изменение вида профилей связано в основном с двумя причинами: 1) изменением размера области $r < \gamma^{-\alpha}$ и 2) изменением формы поверхности равных лучевых скоростей $v_z = \text{const}$. При $|y| \leq \gamma$ поверхности $v_z/v_0 = y$ простираются от $r \approx 1$ до $r = \infty$, и здесь основную роль играет первая причина. В частотах же $|y| > \gamma$, для которых поверхности $v_z/v_0 = y$ замкнуты и расположены вблизи ядра квазара, более важна вторая причина. Но из (27) следует, что при $\gamma \ll 1$ и $|y| > \gamma$ форма поверхности $v_z/v_0 = y$ слабо зависит от γ .

При объяснении зависимости профилей от α (см. рис. 4) следует учесть, что с ростом α увеличение размера области $r < \gamma^{-2}$ компенсируется уменьшением в этой области согласно (25) степени возбуждения атомов. Поэтому центральные части профилей $|y| < \gamma$ слабо зависят от α (при $\alpha > 1$) и определяются в основном параметром γ . Далее можно показать, что с уменьшением α увеличивается поперечный размер симметричных поверхностей $v_x/v_0 = \pm |y|$.

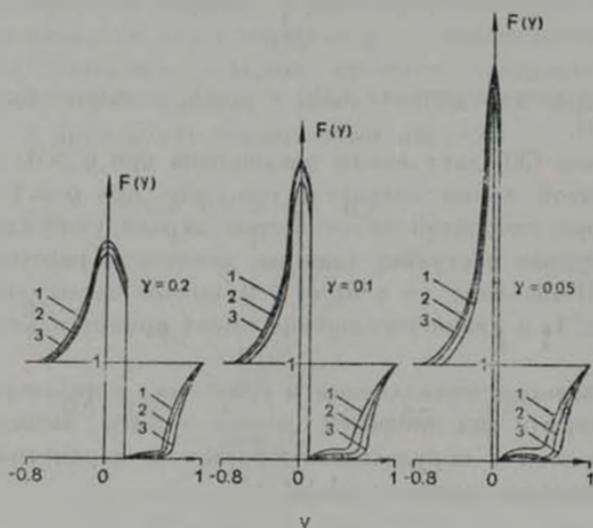


Рис. 4. Теоретические профили линий при $I_*(\eta) = 1$. Числа возле профилей — значения параметра α .

Это приводит к увеличению доли поверхности $v_x/v_0 = -|y|$, экранированной ядром квазара, и к уменьшению доли поверхности ядра, экранированной поверхностью $v_x/v_0 = |y|$. Следовательно, поток излучения в „красном“ крыле линии убывает, а в „синем“ растет.

На рис. 5 приведены профиль линии CIV 1549 Å, заимствованный из работы [2], и профиль, вычисленный нами при $I_* = 1$, $\gamma = 0.05$ и $\alpha = 2$. Видно, что наблюдаемый профиль хорошо согласуется с теоретическим. То же самое можно, по-видимому, сказать и о профиле линии NV.

Что касается профиля линии SiIV, то здесь имеются расхождения как в высоте эмиссионного пика, так и в профиле абсорбционного компонента. Переход от эмиссии к абсорбции в линии SiIV не столь резок, как в других линиях (см. рис. 1). Это может быть связано с тем, что расстояние между компонентами дублета SiIV сравнимо с шириной линии, составляя приблизительно 9 Å (для линий CIV и NV оно равно соответственно 2,6 Å и 4 Å). Кроме того, возможно блендирование

эмиссионного компонента линии Si IV полузапрещенной линией O IV 1407 Å (см. [1]). Однако основной причиной расхождений, по-видимому, является нарушение условия (19) при $r \gg 1$, так как содержание кремния обычно на порядок меньше, чем углерода и азота [8].

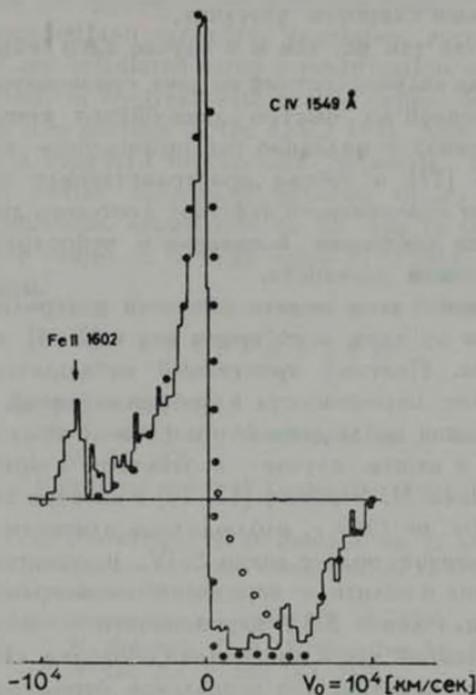


Рис. 5. Сопоставление наблюдаемого профиля линии CIV 1549 Å (линия), взятого из [2], с теоретическим (точки), вычисленным при $I_* = 1$, $\alpha = 2$, $\gamma = 0.05$. Кружки — теоретический профиль полосы поглощения из [2].

5. *Заключение.* Сравнение теории с наблюдениями, проведенное выше, показывает, что скорость расширения оболочки квазара PHL 5200 убывает наружу и при этом довольно хорошо описывается формулой (1) со значениями параметров: $\alpha = 2$, $\gamma = 0.05$, $v_0 = 10^4$ км/сек. Механизм поддержания подобного режима движения в оболочке в настоящее время не ясен. Формально он может быть обеспечен притяжением ядра квазара. Если это так, то, принимая для радиуса ядра значение $R_* = 5$ лс [3], имеем для массы ядра квазара $M_* \approx 5 \cdot 10^{10} M_\odot$. Эта величина, вообще говоря, не противоречит оценкам массы квазаров, полученным из условия, что ускорение силы тяжести на поверхности ядра превышает световое давление [9, 10]. Все же торможение

вещества оболочки квазара под действием одной только силы тяжести ядра маловероятно, так как отношение $v_{\perp}/v_0 = 0.05$, при котором теория согласуется с наблюдениями, накладывает весьма жесткое ограничение на начальную скорость расширения v_0 — она должна быть лишь на 5% больше скорости убегания.

Возможно, что так же, как и в случае ядер сейфертовских галактик [11], оболочка квазара состоит из двух компонентов — окооядерной области, образованной из быстро движущихся компактных газовых облаков, погруженной в медленно расширяющуюся протяженную оболочку. Согласно [12] подобная пространственная структура может быть результатом селективного действия светового давления, обусловленного различием состояния ионизации и непрозрачности вещества в облаках газа разной плотности.

В рассмотренной нами модели оболочки центральные части линий образуются вдали от ядра, в то время как в [2—4] они возникают в окрестности ядра. Поэтому простейшей наблюдательной проверкой служит наблюдение переменности в профилях линий. Согласно [2—4] переменность должна наблюдаться в первую очередь в центральных частях линий, а в нашем случае — в основном в крыльях.

По сообщениям М. Бербидж [13, 14] в спектре квазара PHL 5200 за период с 1967 г. по 1969 г. наблюдалось изменение некоторых деталей в абсорбционной полосе линии Si IV, расположенных в центре полосы поглощения и вблизи ее коротковолновой границы. В центральных частях профиля линии Si IV переменность не замечена. Это говорит в пользу принятой здесь кинематики оболочки квазара.

В заключение отметим, что зеркальное отражение рассчитанных профилей относительно частоты $y = 0$ соответствует движению вещества при его аккреции на поверхность ядра. В спектрах нескольких квазаров встречаются линии, абсорбционный компонент которых находится с длинноволновой стороны от эмиссионного пика. К сожалению, отсутствие в оригинальных работах записей спектров в „прямых интенсивностях“ не позволяет сопоставить эти профили с теоретическими.

Ленинградский государственный
университет
Крымская астрофизическая
обсерватория

ANALYSIS OF LINE PROFILES IN THE QSO PHL 5200 SPECTRUM

S. I. GRACHOV, V. P. GRININ

The profiles of spectral lines which are formed by pure resonant scattering in extended and expanding envelopes, surrounding continuum radiation source are calculated using a modification of Sobolev's escape probability method. In contrast with earlier papers dealt with the interpretation of the line profiles in the QSO PHL 5200 spectrum the envelope velocity is supposed to decrease outwards. This assumption allows to achieve better agreement between theory and observations. Assuming the envelope retardation to be due to the core gravitation only and the core radius to be $5pc$ value $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ for the core mass has been obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. R. Lynds, *Ap. J.*, 147, 396, 1967.
2. J. D. Scargle, L. J. Caroff, P. D. Noerdlinger, *Ap. J.*, 161, L115, 1970.
3. L. B. Lucy, *Ap. J.*, 163, 95, 1971.
4. D. van Blerkom, Wolf-Rayet and High-Temperature Stars, IAU Symposium No. 49, 165, 1973.
5. L. J. Caroff, P. D. Noerdlinger, J. D. Scargle, *Ap. J.*, 176, 439, 1972.
6. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.
7. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 34, 694, 1957.
8. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.
9. R. F. Mushozky, P. M. Solomon, P. A. Strittmatter, *Ap. J.*, 174, 7, 1972.
10. C. B. Tarter, C. F. McKee, *Ap. J.*, 186, L63, 1973.
11. Э. А. Дибай, В. И. Проник, *Астрон. ж.*, 44, 952, 1967.
12. G. A. Shields, I. B. Oke, W. L. Sargent, *Ap. J.*, 176, 75, 1972.
13. E. M. Burbidge, *Ap. J.*, 152, L111, 1968.
14. E. M. Burbidge, *Ap. J.*, 155, L43, 1969.