

УДК: 524.354—62

ОБ ЭФФЕКТЕ ГОЛУБОГО СМЕЩЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ
ЛИНИЙ СВЕРХНОВЫХ, ОБУСЛОВЛЕННОМ
КОНЕЧНОСТЬЮ СКОРОСТИ СВЕТА

А. Э. ГРИГОРЯН, Т. Г. АРШАКЯН

Поступила 8 октября 1989

Принята к печати 30 августа 1990

Рассмотрены возможные причины смещения пика эмиссионной линии у объекта с расширяющейся оболочкой. Выявлен новый эффект голубого смещения пика эмиссионной линии, обусловленный тем, что одновременно наблюдаемые фотоны, достигшие наблюдателя от разноудаленных точек оболочки, излучены соответственно в разные моменты ее расширения. Эффект тем более значителен, чем ближе скорости выброшенных слоев оболочки к скорости света. Рассмотрен случай изотропно расширяющейся сплошной оболочки с кинематикой $v \sim r$. Предложен метод определения смещения эмиссионного пика и оценки нижнего предела на основе наблюдательных данных при условии однородности распределения атомов оболочки, участвующих в образовании линии. Применяя этот метод для SN 1987A (25 февраля 1987 г.), оценена радиальная скорость (-170 км/с), соответствующая нижнему пределу смещения эмиссионного пика H_{α} .

1. *Введение.* У объектов, имеющих истечение вещества или сброшенную оболочку, профили спектральных линий типа $P\text{Cyg}$ в первом приближении хорошо объясняются моделью сферической фотосферы, окруженной изотропно расширяющейся оболочкой. Эмиссионные пики таких линий, образованные в оболочке, обычно не смещены, но в некоторых случаях наблюдаются отрицательные смещения.

Возможной причиной такого смещения может быть отражение квантов (рассеянных в оболочке) от фотосферы [1]. Этот механизм смещения пика действует довольно эффективно.

Существует также принципиальная возможность смещения пика эмиссионного компонента профиля типа $P\text{Cyg}$, связанного с анизотропией выброса. Но для этого должна осуществляться довольно искусственная картина выброса из центра взрыва преимущественно в одну сторо-

ну. Обычно, при наличии анизотропности, имеет место не односторонняя, а биполярная форма выброса, которая должна приводить к появлению двух эмиссионных пиков с голубым и красным смещениями.

В данной работе показано существование нового эффекта, смещающего эмиссионные пики в сторону коротких волн.

2. *Постановка задачи.* Исследуем этот эффект в чистом виде, т. е. без учета других возможных эффектов, указанных выше.

Рассмотрим изотропно расширяющуюся оболочку с кинематикой $v-r$, представляя это как результат мгновенного взрыва, зарегистрированного наблюдателем в момент времени t_0 . Для простоты выберем в оболочке тонкий сферический слой, расширяющийся со скоростью v . Очевидно, что излучающие источники, образующие эту поверхность, находятся на разных расстояниях от наблюдателя. Это значит, что источники, наблюдаемые в данный момент времени t , не образуют сферу. Время задержки $t-t_0$ складывается из времени расширения оболочки r/v и времени $r \cdot \cos \theta / c$, которое затрачивает свет на преодоление разности путей до наблюдателя от рассматриваемой точки оболочки и от центра взрыва.

Из этого следует, что одновременно наблюдаемые источники образуют эллипсоидальную поверхность, вытянутую вдоль луча зрения и с фокусом в центре сферы. В полярных координатах сечение этой поверхности с плоскостью рисунка описывается формулой эллипса с эксцентриситетом

$$e = \frac{v}{c} \quad (c \text{ — скорость света}):$$

$$r(t, \theta) = \frac{r_{\max}(t) \cdot \left(1 - \frac{v}{c}\right)}{1 - \frac{v}{c} \cdot \cos \theta}, \quad (1)$$

где θ — угол между лучом зрения и полярным радиусом $r(t, \theta)$ (рис. 1). Так как

$$r_{\max}(t) = \frac{r(t, 90^\circ)}{1 - \frac{v}{c}} = \frac{v \cdot (t - t_0)}{1 - \frac{v}{c}}, \quad (2)$$

то для кажущихся скоростей, определенных как $\frac{r(t, \theta)}{t - t_0}$, имеем

$$v(\theta) = \frac{v}{1 - \frac{v}{c} \cdot \cos \theta}, \quad (3)$$

Таким образом, сплошную оболочку в момент времени t можно представить как совокупность вложенных друг в друга эллипсов с общим фокусом в точке выброса O и эксцентриситетами

$$e(v) = \frac{v}{c} \sim r.$$

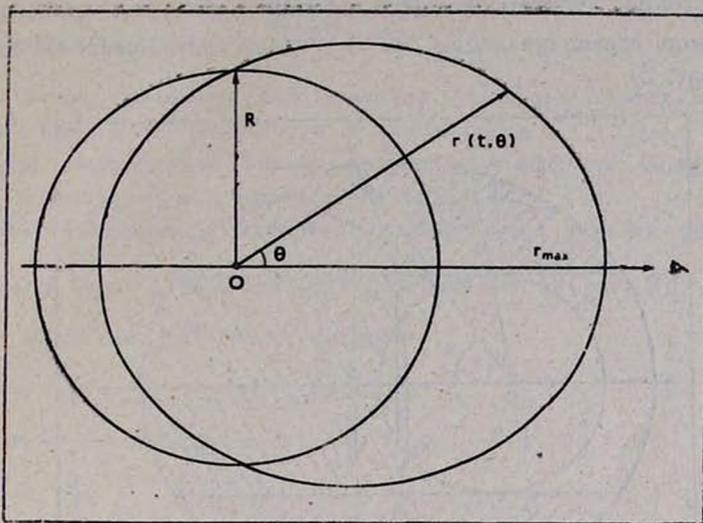


Рис. 1. Кривая $r(t, \theta)$ описывает эллипсоидальную поверхность одновременно наблюдаемых источников сферически симметричного слоя, расширяющегося со скоростью v с учетом конечности скорости света. $R = (t - t_0)$ — радиус окружности, с которой совпала бы кривая $r(t, \theta)$, если скорость света была бы бесконечно большой.

3. *Определение смещения эмиссионного пика.* Пересечение плоскости, перпендикулярной лучу зрения, с оболочкой представляет собой круговое сечение, на котором располагаются атомы с равными лучевыми скоростями. В пренебрежении релятивистскими эффектами можно сказать, что кванты, испускаемые атомами этого сечения, имеют равные доплеровские смещения. В общем случае, с учетом релятивистского эффекта Доплера, поверхность равных смещений (рис. 2) получится вращением вокруг луча зрения кривой, описываемой формулой

$$r_z(\eta) = \frac{v_z(\eta) \cdot (t - t_0)}{1 - \frac{v_z(\eta)}{c} \cdot \eta}, \quad (4)$$

$$\text{где } v_z(\eta) = c \cdot \frac{\eta \pm (z+1) \cdot \sqrt{(z+1)^2 + \eta^2 - 1}}{\eta^2 + (z+1)^2}, \quad (5)$$

$$\eta = \cos \theta.$$

Формула (5) описывает поверхность равных смещений в поле скоростей.

В рассматриваемой нами модели различные сечения испускают кванты определенной частоты (тепловым уширением пренебрегается). Переизлучение квантов фотосферы всеми сечениями приводит к образованию линии с профилем типа $P\text{Cyg}$. Интенсивность на частоте ν зависит от количества атомов соответствующего сечения оболочки, поглощающих (E^-), и атомов, переизлучающих (E^+) кванты непрерывного спектра в частоте ν (рис. 2).

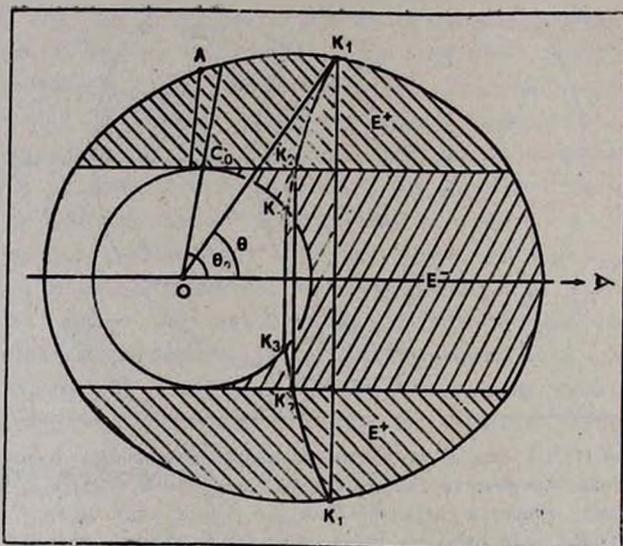


Рис. 2. Эллипсоид фотосферы, окруженный сплошной оболочкой с эллипсоидальной границей. Заштрихованы области эмиссии (E^+) и поглощения (E^-). По дуге K_1K_3 (критерия $r_x(\eta)$) проходит сечение равных смещений, получаемое вращением этой дуги вокруг луча зрения. Точка C_0 является вершиной малой полуоси эллипсоида фотосферы. Сечение, проходящее через эту точку, имеет смещение z_0 .

В предположении однородной оболочки расчет профиля линии сводится к задаче вычисления разности

$$p_1 \cdot S_{1,2}(\theta) - p_2 \cdot S_{2,3}(\theta) = I(\theta),$$

где p_1, p_2 — соответствующие веса к $S_{1,2}(\theta)$ и $S_{2,3}(\theta)$ сочетаний K_1K_2 и K_2K_3 ; θ — полярный угол точки (K_1) пересечения эллипса верхней наблюдаемой границы оболочки с кривой равных смещений $r_x(\eta)$; $I(\theta)$ — интенсивность излучения в линии на данной частоте. Частота эмиссионного пика соответствует сечению с максимальным значением $I(\theta)$. Тогда смещение эмиссионного пика

$$z_{эм} = \frac{1 - \frac{v_1}{c} \cdot \cos \theta_{эм}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{c}\right)^2}} - 1,$$

где v_1 скорость расширения верхней наблюдаемой границы оболочки; а $\theta_{эм}$ определяется из условия $\frac{dI(\theta)}{d\theta} = 0$.

Определенное таким образом значение $z_{эм}$ соответствует смещению эмиссионного пика из-за конечности скорости света.

Проведем качественный анализ описанного эффекта смещения для наглядного представления и определения его знака.

Точка C_0 , являющаяся вершиной малой полуоси эллипса фотосферы, имеет полярный угол θ_0 , для которого $\cos \theta_0 = e_0 = \frac{v_0}{c}$ (рис. 2). Сечение, проходящее через точку C_0 , имеет смещение

$$z_0 = \frac{1 - \frac{v_0}{c} \cdot \cos \theta_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2}} - 1 = \sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2} - 1 < 0. \quad (6)$$

При переходе от сечения C_0 к любому сечению A , для которого $z_0(\theta_0) > |z_A|$, уменьшается кривизна сечения и сужается область эмиссии, т. е. $S_{1,2}(\theta_0) > S_{1,2}(\theta_A)$. Так как $I(\theta_0) = p_1 S_{1,2}(\theta_0)$, а $I(\theta_A) = p_1 S_{1,2}(\theta_A)$, то $I(\theta_0) > I(\theta_A)$. Таким образом, сечение C_0 соответствует нижнему пределу смещения эмиссионного пика, т. е. $|z_{эм}| \geq |z_0$.

Значит $z_{эм} \leq z_0 < 0$.

4. Оценка порядка смещения для СН 1987А. Для того, чтобы представить порядок величины $z_{эм}$ при реальных скоростях расширения оболочек сверхновых, надо оценить нижний предел отрицательного смещения (z_0), хотя бы в предположении однородности оболочки (т. е. при независимой от координат функции источников в рассматриваемой линии).

Самым подходящим объектом для этой оценки является СН 1987А, для которого имеются детальные наблюдательные данные.

Определим скорость вещества v_0 на уровне фотосферы (до сих пор нет надежных методов определения v_0 по доплеровским смещениям). В случае фотосферы нужно сначала найти из непрерывного спектра ее излучающую поверхность S . Для этого используем известную связь между видимой звездной величиной m_v , расстоянием R до сверхновой, межзвездным поглощением A_v в V -лучах в направлении сверхновой и тем-

пературой фотосферы T , определенной по планковскому распределению излучения в непрерывном спектре:

$$m_V - 5 \cdot \lg R + 5 - A_V = C_V - 2.5 \cdot \lg \frac{S}{4\pi} + 2.5 \cdot \frac{C}{T} + 2.5 \cdot \lg \left(1 - 10^{-\frac{C}{T}} \right),$$

где C_V и C постоянные.

С другой стороны, для площади эллипсоида фотосферы имеем

$$S_{\text{эл}} = 2\pi a_0^2 \cdot \left(1 - e_0^2 + \frac{1}{e_0} \cdot \sqrt{1 - e_0^2} \cdot \arcsin e_0 \right).$$

Подставляя значение большой полуоси фотосферы

$$a_0 = \frac{v_0 \cdot (t - t_0)}{1 - \left(\frac{v_0}{c} \right)^2}$$

и эксцентриситета $e_0 = \frac{v_0}{c}$ в уравнение

$$S_{\text{эл}} = S,$$

и поделив обе части на $(t - t_0)^2$, получим

$$\begin{aligned} \frac{v_0^2}{\left(1 - \frac{v_0}{c} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{v_0}{c} \right)} \cdot \left(1 - \frac{v_0}{c} + \frac{c}{v_0} \cdot \sqrt{\frac{c - v_0}{c + v_0}} \cdot \arcsin \frac{v_0}{c} \right) &= \\ = \frac{S}{2\pi \cdot (t - t_0)^2}. \end{aligned}$$

Из этого уравнения найдем значение v_0 . Отметим, что на значении v_0 сказываются ошибки определения модуля расстояния, температуры T и момента взрыва t_0 .

Если, например, момент взрыва ошибочно принимается позже истинного момента, то z_0 переоценивается, т. е. увеличение t_0 приводит к увеличению z_0 , и наоборот. Что касается модуля расстояния, то увеличение R или A_V также увеличивает z_0 . Увеличение температуры T , наоборот, уменьшает z_0 .

Используя данные работ [2—4] ($T = 13965$ К, $m_V = 4.626$, $A_V = 0.66$) и принимая дату 23.2 февраля как момент t_0 , получена скорость на уровне фотосферы $v_0 = 10033$ км/с. Исходя из формулы (6) для скорости v_0 оценено минимально возможное ультрафиолетовое смещение эмиссионного пика, соответствующее по формуле

$$v_z = c \cdot \frac{1 - (z + 1)^2}{1 + (z + 1)^2}$$

скорости $v(z_0) = -170$ км/с.

5. *Заключение.* Представляет интерес точное определение величины $z_{эм}$, которое требует постановки задачи переноса излучения в оболочке с заданным распределением плотности и функцией источников. Решение этой задачи на основе наблюдательных данных требует отдельного исследования.

Описанный эффект смещения эмиссионного пика имеет место также при сжатии оболочки. Поэтому можно рассматривать такую же задачу оценки смещения, заменяя скорость v на $-v$. Так как описанный эффект связан с конечностью скорости света, то он имеет влияние на смещение эмиссионных пиков во всех реальных случаях выброса или сжатия оболочки, с любыми физическими условиями.

Авторы выражают благодарность доктору физ.-мат. наук М. А. Мнацканыану за полезные обсуждения и рецензенту за ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

ON THE EFFECT OF BLUE SHIFT OF SUPERNOVAE EMISSION LINES DUE TO THE FINITENESS OF LIGHT VELOCITY

A. E. GRIGORIAN, T. G. ARSHAKIAN

Possible causes of the emission line peak shift in an object with erupted envelope are considered. A new effect of blue shift of the emission line peak is revealed. It is shown that the latter is due to the fact that the simultaneously observed photons, arrived from the various points of the envelope, are emitted correspondingly in various moments of the envelope expansion. The considered effect is as large as the velocities of erupted envelope layers which are closer to the light velocity. The case of isotropical expanding continuous envelope with $v \sim r$ kinematics is considered. A method of the lower limit of the blue shift in the case of homogeneous distribution of the envelope atoms participating in the line formation process is worked out. To make use of this method the radial velocity (-170 км/с) corresponding to the lower limit of H_α emission peak shift for SN 1987A for February 25 1987 is estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Чукай, Письма в Астрон. ж., 14, 787, 1988.
2. I. J. Danziger, R. A. E. Fosbury, D. Alloin, S. Cristiani, J. Dachs, C. Gouiffes, B. Jarvis, K. C. Sahu, *Astron. and Astrophys.*, 177, L13, 1987.
3. J. W. Menzies, R. M. Catchpole, G. van Vansen, H. Winkler, C. D. Laney, P. A. Whitelock, A. W. J. Cousins, B. S. Carter, F. Marang, T. H. Lloyd Evans, G. Roberts, D. Kilkenny, J. Spencer Jones, K. Segiguchi, A. P. Fairall, R. D. Wolstencroft, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 227, 39, 1987.
4. E. J. Wampler, J. W. Truran, L. B. Lucy, P. Höflich, W. Hillebrandt, *Astron. and Astrophys.*, 182, L51, 1987.