

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

АВГУСТ, 1975

ВЫПУСК 3

### ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА—АРО И ПОСТФУОРЫ

А. А. ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 1 марта 1975

Предложено разделение объектов Хербига—Аро на две группы, в первую из которых входят объекты, чью светимость можно объяснить отражением света близлежащего источника, а во вторую — объекты, не освещаемые извне. В отношении второго типа объектов предложена гипотеза, согласно которой они по своей природе аналогичны постфуорам [10], то есть это фуоры, у которых выброшенная оболочка, расширяясь, стала достаточно разреженной.

*Введение.* Объекты Хербига — Аро были открыты независимо друг от друга Хербигом [1] и Аро [2]. Это звездообразные сгущения, спектр которых состоит из сильных линий излучения и слабого, почти незаметного непрерывного спектра. Хербиг в [3] приводит следующее определение: «Объекты Хербига—Аро имеют характерный эмиссионный спектр: эмиссионные линии водорода сильные, а [O II] и [S II] необычно интенсивные. Линии [N II] также сильные, а у объектов, покраснение которых (из-за поглощения) незначительно, присутствует также дублет [O II] 3726—3729». Значение объектов Хербига — Аро в процессе звездообразования впервые было подчеркнуто В. А. Амбарцумяном в [4], где объекты Хербига — Аро рассматриваются в качестве стадии, предшествующей звездам Т Тельца.

*Конденсационная и отражательная гипотезы.* Объекты Хербига—Аро были рассмотрены с точки зрения гипотезы конденсации звезд из диффузного вещества (см., например, [5]). При этом, как и у В. А. Амбарцумяна, допускалась их дозвездная природа. Однако считалось, что они образовались не из сверхплотного дозвездного вещества, как предложено в [4], а из сжимающегося пылевого облака, на которое продолжает падать вещество извне. Эту гипотезу, видимо, нужно оставить, так как в последнее время получены данные о больших отрицательных скоростях внутри этих объек-

тов (в [6] приводятся значения в 50—100 км/сек), в то время как при падении вещества извне нужно было бы ожидать положительных скоростей.

В 1974 г. появилась серия статей [6—8], в которых выдвигалась гипотеза об объектах Хербига — Аро как об отражательных туманностях. Согласно этой гипотезе свет от предполагаемых звезд типа Т Тельца, находящихся в самой ранней стадии и расположенных на некоторых расстояниях от этих объектов (и скрытых от нас в результате большого поглощения, достигающего  $10^n$ — $20^m$ ), пройдя через коридоры прозрачности, отражается от сгущений в облаке и доходит до нас, неся в своем спектре эмиссионные линии и другие особенности, характерные для освещающих эти сгущения звезд. Авторы решили найти освещающие звезды посредством наблюдений в инфракрасной области и действительно нашли около некоторых из групп объектов Хербига — Аро инфракрасные источники. Если для диффузных объектов Хербига—Аро, например, Н-Н 24 (здесь употреблено принятое в литературе обозначение объектов Хербига—Аро как Н-Н, а также нумерация Хербига [9], а далее еще будет употреблена нумерация Страма и др. [6—8]) это объяснение и кажется правдоподобным, то во всяком случае для цепочки объектов Н-Н 7, 8, 10 и 11 это объяснение не подходит, так как на эти объекты падает в лучшем случае 1/400 часть полной энергии «освещающей» звезды, что делает ее абсолютную величину  $\sim 0^m$ , а это довольно много для ранних звезд типа Т Тельца. Неправдоподобно также расположение коридоров прозрачности, которые заканчиваются сгущениями.

Для внесения ясности мы предлагаем разделить объекты Хербига — Аро на две группы. В первую группу внесем объекты, светимость которых можно количественно объяснить отражением света близлежащей звезды или иного объекта, а во вторую — объекты, светимость которых нельзя объяснить отражением света близлежащего объекта. По морфологическому признаку в первую группу войдут как диффузные (как Н-Н 101, 102, 103), так и компактные (как группа Н-Н 24 и Н-Н 29) объекты, а во вторую — только компактные (как Н-Н 1, 2, 3, 7, 8, 10 и 11). Такое разделение, по-видимому, не является произвольным, так как, во-первых, для объектов из первой группы наблюдения дают большие значения поляризации (в [8] для Н-Н 24А получено около 24%), а для второй — сравнительно низкие (в [8] для Н-Н 1 и Н-Н 2 получено около 3%); во-вторых, отношение светимости в балмеровских линиях к интенсивности в единичном интервале непрерывного спектра получается большим для второй группы [6]. Таким образом, различия между введенными двумя группами довольно большие.

*Объекты Хербига — Аро и постфуоры.* Предлагаемая нами гипотеза относится к объектам второй группы, то есть компактным объектам, светимость которых нельзя объяснить отражением света близлежащей звезды.

Согласно этой гипотезе объекты Хербига—Аро являются образованиями, подобными фуорам из концепции В. А. Амбарцумяна [10]. При этом, однако, оболочка, которая выброшена при образовании фуора, является более протяженной и более разреженной ( $n_e = -10^4 \text{ см}^{-3}$ ), чем у классических фуоров FU Ориона и V 1057 Лебедя, причем из внутренней звезды продолжает выбрасывание вещества, а околозвездный источник протонов продолжает испускать их. Эти протоны и являются основным источником ионизации оболочки (но не всей, а только внутренней части, которая состоит из выходящего из звезды со скоростью 50—100 км/сек вещества, чем и можно объяснить смещение линий в коротковолновую область). Предполагается, что внешняя часть оболочки состоит из нейтрального вещества, смешанного с пылью. На частицах последней и отражается свет, выходящий из внутренних областей (по этой причине и не видны внутренние области объектов Хербига — Аро). При рассеянии на частицах пыли свет поляризуется (этому также способствует эллиптическая форма объектов Хербига — Аро).

Рассмотрим теперь отдельно объект Н-Н 1. Бём и др. [11] из отношения интенсивностей линий излучения различных элементов получили средние значения электронной плотности и температуры, а именно:

$$n_e = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}, \quad T_e = 10^4 \text{ }^\circ\text{К.}$$

Из [12] имеем  $n_e/n_1 = 0.5$ , отсюда получим плотность атомов водорода  $n = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

Предполагая, что ионизация оболочки вызывается протонами, можно найти их кинетическую энергию из уравнения энергетического баланса

$$jn_1\sigma_{1e}(E + h\nu_{1e}) + jn_e\Delta(p, e) = n_en^+k \left[ \sum_2^\infty A_{ei}(\varepsilon_i + h\nu_{ie}) + f \right], \quad (1)$$

где  $j$  — поток протонов,  $\sigma_{1e}$  — эффективное сечение ионизации протонами атомов водорода (можно приближенно принять  $\sigma_{1e} \approx 2 \cdot 10^{-11/\varepsilon} \text{ см}^2$ , где  $\varepsilon$  — кинетическая энергия протона в эв),  $E$  — средняя энергия вторичных электронов,  $h\nu_{ie}$  — энергия ионизации с  $i$ -го уровня,  $\Delta(p, e)$  — энергия, отдаваемая протонами свободным электронам при упругих столкновениях (из [13] можно вывести приближенное выражение  $\Delta(p, e) \approx 1.2 \cdot 10^{-8}/\varepsilon$ ), а в правой части коэффициент  $k$  введен для учета бальмеровских и запрещенных линий. Мы взяли  $k = 3$  (значение  $k$  мало влияет на результат, так как в левой части уравнения есть член, в котором, как будет показано далее,  $\varepsilon$  входит в степени 6).

Ввиду того, что вышеприведенные значения  $n_e$  и  $T_e$  являются средними, мы будем решать уравнение (1) для половины радиуса ионизованной

части оболочки. В качестве радиуса ионизованной зоны мы берем путь, на котором полностью расходуется кинетическая энергия протонов. Из [13] можно вывести для этого пути выражение  $R \approx \varepsilon^2/2.4 \cdot 10^{-8} (n_e + 0.1 n_1)$ , где  $R$  в см, а  $\varepsilon$  в эв.

При прохождении половины радиуса ионизованной зоны энергия протонов уменьшится в  $\sqrt{2}$  раз. Поэтому для потока протонов имеем выражение

$$j = \frac{E_0/\sqrt{2}}{4\pi(R/2)^2(\varepsilon/\sqrt{2})},$$

где  $E_0$  — полная энергия протонов (мы ее берем равной полному излучению объекта Н-Н 1, которое с употреблением данных Шварца [5] составляет  $\sim 4 \cdot 10^{32}$  эрг/сек).

Подставив в (1) вышеприведенные значения  $n_e$ ,  $T_e$  и  $n_1$ , а также выражения для  $j$ ,  $R$ ,  $\sigma_{1e}$  и  $\Delta(p, e)$ , мы можем однозначно определить  $\varepsilon$  из (1). Получим  $\varepsilon \approx 1$  Мэв и отсюда  $R \approx 1.7 \cdot 10^{15}$  см.

В потоке протонов, ионизирующих оболочку, в процессе взаимодействия с веществом образуются нейтральные атомы водорода, часть из которых оказывается на третьем уровне. Спонтанные переходы на второй уровень приводят к излучению этими атомами Н<sub>α</sub>-квантов, которые смещены по отношению к наблюдателю на величину проекции скорости протона на луч зрения.

Птак и Стонер в [14] рассчитали профили линии Н<sub>α</sub>, полученной излучением атомов водорода в потоке протонов. Там показано, что при энергии протонов более 200 Кэв профили линий излучения почти нечувствительны к значению энергии протонов. Линии излучения имеют максимум около 6520 А, довольно крутой ход в сторону коротких волн и пологий в длинноволновую сторону.

В опубликованной недавно работе Бёма и др. [15] приводятся данные о наблюдениях непрерывного спектра объектов Н-Н 1 и Н-Н 2Н. Правда, эти данные настолько приближенные, что авторы сначала с уверенностью говорят лишь о наличии непрерывного спектра. Однако о еще двух фактах можно, видимо, говорить более или менее уверенно. Это, во-первых, наличие максимума в области 6500 А, во-вторых, подъем интенсивности от бальмеровского скачка в сторону коротких волн.

Второй факт можно объяснить тем, что непрерывный спектр в основном образуется в более глубоких, следовательно, горячих слоях, чем линии излучения (по которым и получена оценка температуры  $10^4$  °К). Об этом свидетельствует и то обстоятельство, что Бём и др. получали большие значения отношения непрерывного спектра к бальмеровским линиям при хороших изображениях, чем при плохих (так как апертура их наблюдений была меньше изображения Н-Н 1, то в плохие ночи изображение размазывалось

и вместе с излучением внутренних областей складывалось также излучение внешних частей Н-Н 1).

Первый же факт можно объяснить тем, что этот максимум соответствует линии  $H_{\alpha}$ , образованной движущимися атомами водорода (положение этого максимума определяется с точностью до 20 Å — разрешением этих наблюдений). Если посчитать энергию, излучаемую несмещенной линией  $H_{\alpha}$  из [5], а также энергию, излучаемую в пике около 6500 Å из [15] (с вычетом непрерывного спектра), то получится, что последняя в  $\sim 100$  раз меньше.

В [14] приводится оценка части энергии движущегося протона, идущей на излучение смещенной линии  $H_{\alpha}$ . Для  $\epsilon = 200$  КэВ при  $n_e/n \approx 0.1$  на излучение смещенной линии  $H_{\alpha}$  идет  $\sim 10^{-3}$  часть всей кинетической энергии протона. Для  $\epsilon = 1$  МэВ это будет в  $\sim 5$  раз меньше, то есть  $2 \cdot 10^{-4}$  часть (здесь мы взяли  $n_e/n \approx 0.1$ , так как  $n_e/n_1 \approx 0.5$  лишь средняя величина, а максимальная отдача  $H_{\alpha}$  происходит при энергии  $\sim 50$  КэВ, что соответствует тонкой оболочке на самом краю ионизованной зоны). Сама ионизованная зона дает линии излучения (несмещенные, или, как в данном случае, смещением их можно пренебречь) и непрерывный спектр. Если учесть, что в несмещенной линии  $H_{\alpha}$  излучается примерно 1/10 часть всей излучаемой средой энергии и что в [14] допускается недооценка части энергии, идущей на излучение смещенной линии  $H_{\alpha}$ , вдвое (а также то обстоятельство, что в тонкой оболочке на границе ионизованной среды  $n_e/n$  может быть меньше 0.1, а отдача  $H_{\alpha}$  быстро растет с уменьшением ионизации), то можно получить для отношения энергии, излучаемой в смещенной линии  $H_{\alpha}$ , к несмещенной  $\sim 1/100$ .

*Заключение.* В данной работе предложено разделить объекты Хербига — Аро на две группы, в первую из которых войдут объекты, чью светимость можно количественно объяснить отражением света близлежащего источника, а во вторую — объекты, которые не освещаются извне. В отношении второго типа объектов предложена следующая гипотеза. Объекты Хербига — Аро по своей природе аналогичны постфуорам, то есть это фуоры, у которых выброшенная оболочка, расширяясь, стала достаточно разреженной. В пользу этой гипотезы говорят следующие факты: отрицательные скорости, приписываемые веществу, выбрасываемому внутренней звездой; поляризация света, идущего от объектов Хербига—Аро, а также возможность представления максимума около 6500 Å в непрерывном спектре Н-Н 1 (этот максимум, по-видимому, соответствует действительности) в качестве излучения нейтральных атомов водорода, образованных в потоке протонов при движении последних через вещество.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за внимание к работе и обсуждение ее результатов.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## HERBIG—HARO OBJECTS AND POSTFUORS

A. L. GYULBUDAGHIAN

It is suggested in this paper to divide the Herbig—Haro objects into two groups. The first group will involve objects the luminosity of which can be explained by the reflection of the light of a nearby source and the second group will involve objects, which are not illuminated from outside. A hypothesis is proposed for the second group, which asserts that there is an analogy, between the nature of these objects and postfuors [10], i. e. they are fuors, whose envelope after extention has become tenuous. Several observational facts have been suggested in favor of this hypothesis.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. H. Herbig, Ap. J., 113, 697, 1951.
2. G. Haro, Ap. J., 115, 572, 1952.
3. G. H. Herbig, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Colloquim, Budapest, 1968, p. 75.
4. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
5. R. D. Schwartz, Ap. J., 191, 419, 1974.
6. S. E. Strom, G. L. Grasdalen, K. M. Strom, Ap. J., 191, 111, 1974.
7. K. M. Strom, S. E. Strom, G. L. Grasdalen, Ap. J., 187, 83, 1974.
8. K. M. Strom, S. E. Strom, T. D. Kinman, Ap. J., 191, L 93, 1974.
9. G. H. Herbig, Lick Obs. Bull., No. 658, 1974.
10. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 7, 557, 1971.
11. K. H. Böhm, J. F. Perry, R. D. Schwartz, Ap. J., 179, 149, 1973.
12. D. E. Osterbrock, PASP, 70, 399, 1958.
13. D. E. Osterbrock, R. A. R. Parker, Ap. J., 141, 892, 1965.
14. R. Ptak, R. E. Stoner, Ap. J., 185, 121, 1973.
15. K. H. Böhm, R. D. Schwartz, W. A. Stegmund, Ap. J., 193, 353, 1975.