А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН

МОДЕЛЬ ФУОРА

Замечательные изменения блеска, наблюдавшиеся у звезд FU Ориона и V 1057 Лебеда, вызвали широкий интерес. Каждая из этих звезд пережила за несколько месяцев подъем блеска на 6^m в фотографических лучах, причем первая из них в 1936 г., а вторая—в 1969 г. Светимость этих звезд после подъема блеска изменилась незначительно. Абсолютная визуальная величина V 1057 Лебеда оценивается в $M_v = -3,3$ [1]. О спектре первой из этих звезд до вспышки ничего не известно, а звезда V 1057 Лебеда на основе спектрограмм, снятых Хербигом, причислена к классу K с явными признаками звезды типа T Тельца. Чтобы отличить эти объекты от вспыхивающих звезд, которые после непродолжительной вспышки возвращаются в прежнее состояние, В. А. Амбарцумян предложил именовать их фуорами по названию одной из этих звезд—FU Ориона. Им же было дано объяснение подъема блеска фуоров. Предлагаемая работа является попыткой расчета модели фуора, предложенной В. А. Амбарцумяном [2].

В данной модели принимается, что в хромосфере звезды или еще выше находится источник высокоэнергичных частиц. Когда же после подъема блеска вокруг звезды образуется оболочка, то в ней происходит переработка кинетической энергии частиц в энергию излучения. Подозревается, что этот источник существовал и до вспышки, но мы от него не получали энергии, так как такой переработки в сколько-нибудь заметных количествах не происходило. Через несколько месяцев после подъема блеска оболочка становится стационарной. Здесь для нас безразлично, означает ли эта стационарность неподвижность оболочки или имеет место равновесие между притоком в оболочку и оттоком из оболочки вещества. Последнее, видимо, и имеет место в действительности.

Оболочку считаем сферически симметричной и состоящей из водорода. Поскольку толщину оболочки берем больше пути, проходимого частицами до полной потери скорости, то можно разбить оболочку на две зоны: в первой зоне частицы полностью теряют энергию, которая перерабатывается в излучение (как будет показано ниже, в основном в видимое излучение), а во второй зоне происходит диффузия этого излучения с перераспределением по частотам.

В качестве частиц берутся протоны и электроны, но так как кинетическая энергия электронов при одинаковой с протонами скорости в 1836 раз меньше, то вкладом электронов можно пренебречь и считать, что оболочка нагревается только протонами. В работах, учитывающих нагревание протонами, обычно принимается, что значение кинетической энергии протонов заключено в интервале 0,3—20 Мэв (см., например, [3] и [4]). Мы принимаем, что основная масса протонов имеет энергию, заключенную в этом интервале, но для удобства расчетов выполним их для энергии $E_k = 10$ Мэв.

Радиус оболочки принимаем равным $r = 2,5 \cdot 10^{13}$ см, толщину ее $\Delta r = 4 \cdot 10^{11}$ см, плотность атомов водорода $n = 10^{24}$ см⁻³, поток протонов на поверхности оболочки $j = 8 \cdot 10^{13}$ см⁻². сек⁻¹. При этих условиях поток энергии, приносимой протонами, будет порядка наблюдаемых светимостей фуоров.

Ниже в разделах 1—4 рассмотрено состояние вещества и излучения в первой зоне, а в последнем, 5-ом разделе—во второй.

1. Толщина первой зоны. За толщину первой зоны принимаем путь, на котором протоны полностью теряют энергию. Протоны с данной кинетической энергией ($E_k = 10$ Мэв) основную часть энергии теряют на упругие столкновения со свободными электронами и на возбуждение и ионизацию атомов водорода. Для энергетических потерь протонов, проходящих через ионизованную среду, имеем из [5] следующее приближенное выражение:

$$E_k \frac{dE_k}{dr} \approx -1,16 \cdot 10^6 \text{ эв/см}, \quad (1)$$

где E_k — кинетическая энергия протонов.

После интегрирования по E от начальной энергии (в нашем случае 10^7 эв) до нуля для пути, проходимого протоном до остановки, получим значение $l \approx 4,3 \cdot 10^7$ см. Если же будем считать, что энергия протонов в первой зоне остается постоянной, а в конце ее сразу падает до нуля, то толщину первой зоны можем найти из выражения

$$[n_1 b_{1c}(\chi_1 + E) + n_1 b_{12} h\nu_{12} + n_e \Delta(e, p)] l \approx 10^7 \text{ эв}, \quad (2)$$

где b_{12} и b_{1c} — соответственно эффективные сечения возбуждения и ионизации протонами атомов водорода [6]; j — поток протонов; χ_1 и $h\nu_{12}$ — энергия ионизации с первого уровня и энергия возбуждения второго уровня; E — средняя энергия вторичных электронов [7]; $\Delta(e, p)$ — энергия, отдаваемая протонами свободным электронам (значение последней взято из [5]). Отсюда получаем $l \approx 8,6 \cdot 10^7$ см. В дальнейшем принимаем, что энергия протонов при их движении в первой зоне не меняется и для l берем последнее значение.

2. L_a излучение. Для получения потока L_a излучения решаем совместно уравнение стационарности для второго уровня и уравнение переноса L_a излучения:

$$n_1 n_2 C_{12} + n_1 B_{12} \rho_{12} + n_1 b_{12} j + n_e n^+ \sum_{l=3}^{\infty} A_{cl} = n_2 A_{21} + n_2 C_{21}; \quad (3)$$

$$1^+ \frac{dI(z, \mu)}{dz} = -I(z, \mu) k_{12}(\nu_{12}) + \frac{n_2 A_{21} h \nu_{12}}{4\pi}, \quad (4)$$

где C_{12} и C_{21} —коэффициенты ударного возбуждения и деактивации; A_{cl} —коэффициенты рекомбинации. Суммирование в члене $n_e n^+ \sum_{l=3}^{\infty} A_{cl}$ начинается с 3 ввиду большой оптической толщины первой зоны в бальмеровском континууме.

Толщина первой зоны намного меньше радиуса оболочки, поэтому принимаем плоско-параллельную модель. Решаем уравнения методом Шустера при граничных условиях, учитывающих равенства потока нулю на внутренней границе и отсутствие падающего извне излучения на внешней. В итоге для выходящего из первой зоны L_α излучения по формуле $E_{L_\alpha} = 4\pi r^2 \pi \bar{I} \Delta \nu_{12}$, где $\bar{I}$ —средняя интенсивность L_α излучения на внешней границе; $\Delta \nu_{12}$ —доплеровская ширина линии, получаем $E_{L_\alpha} \approx 5,6 \cdot 10^{30}$ эрг/сек. Из (3) можем найти среднее значение населенности второго уровня; получаем $n_2 \approx 3,4 \cdot 10^9$ см⁻³.

Малость L_α излучения (энергия протонов $E \approx 10^{37}$ эрг/сек) объясняется деактивацией второго уровня электронными ударами второго рода.

3. Видимое излучение. Так как первая зона полностью прозрачна для видимого излучения, то оно беспрепятственно выходит из нее, в то время как и L_c и L_α излучения из-за большой оптической толщины первой зоны ($\tau_{L_c} \approx 1,3 \cdot 10^4$, $\tau_{L_\alpha} \approx 1,18 \cdot 10^5$) в основном превращаются в видимое излучение—в пашеновский континуум. В видимое же излучение превращается в основном и бальмеровский континуум ($\tau_{Ba_c} = 4,1$). Таким образом, основная часть выходящего из первой зоны излучения есть видимое излучение. Оно находится по формуле

$$E_v = 4\pi r^2 \Delta r 4\pi \int_{\nu_{12}} \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} n_e n^+ [k_{re}(\nu) \frac{g_2}{g_1} \frac{h^3 e^{\frac{h\nu_2c}{kT_e}}}{2(2\pi m_e kT_e)^{3/2}} + k_{cc}(\nu)],$$

откуда получаем $E_v \approx 6,7 \cdot 10^{38}$ эрг/сек.

4. Нахождение электронной плотности и электронной температуры. Температуру находим из уравнения энергетического баланса

$$n_1 b_{1c} j(E + \chi_1) + n_1 b_{12} j h \nu_{12} + j n_e \Delta(e, p) = n_e n^+ \left(\sum_{l=3}^{\infty} A_{cl} e_l + f + \sum_{l=3}^{\infty} A_{cl} h \nu_{lc} \right), \quad (5)$$

где в левой части члены полностью идентичны таковым в уравнении (2), в правой же части дана энергия, освобождаемая при рекомбинациях и свободно-свободных переходах (суммирование начинается с 3

ввиду большой оптической толщины в лаймановском и бальмеровском континуумах).

Для нахождения электронной плотности имеем уравнение ионизационного равновесия

$$n_1 b_{1c} j + n_1 n_e C_{1c} + n_2 n_e C_{2c} = n_e n^+ \sum_{l=3}^{\infty} A_{cl}, \quad (6)$$

где C_{1c} и C_{2c} —коэффициенты ударной ионизации электронами.

Искомые величины находятся следующим образом. Сначала задано значение T_e , затем, подставляя его в (3) и (6), решаем эти уравнения относительно n_e и n_2 и найденные значения подставляем в (5). Получаем новое значение T_e , с ним продолжаем ту же процедуру. В итоге находим следующие значения: $T_e \approx 11600^\circ$, $n_e \approx 7,67 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_2 \approx 3,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

5. Условия во второй зоне. Как было указано выше, протоны до второй зоны не доходят—в ней происходит диффузия излучения, выходящего из первой зоны.

Температура во второй зоне находится по формуле $T^4 = T_{eff}^4 \left(\frac{\sqrt{3}}{4} + \frac{3}{4} \tau \right)$ для внешней части и по формуле $T^4 = T_{eff}^4 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau \right)$ для более глубоких слоев. Здесь T_{eff} взято из соотношения $bT_{eff}^4 = H$, где H —поток излучения. Получаем $T_{eff} \approx 7000^\circ$. Зная температуру для отдельных частей второй зоны, можно найти и электронную плотность. Связь между оптической глубиной, температурой и электронной плотностью приведена в табл. 1.

Таблица 1

τ	0.05	0.35	0.65	0.95	1.45	1.95	2.95	3.95	4.95
$T(^\circ\text{K})$	5790	6390	7000	7340	7860	8280	8990	9550	10000
$n_e(\text{см}^{-3})$	$3.32 \cdot 10^{11}$	12,8	38,7	71,2	149	245	450	645	775

В качестве основного механизма поглощения для внешних частей принимаем поглощение отрицательными ионами водорода, для более глубоких—возбужденными и ионизованными ионами водорода. Связь между оптической и геометрической глубинами приведена в табл. 2,

Таблица 2

τ	0,1	0,4	0,7	1	1,5	2	3	4	5
$r(\text{см})$	$8,9 \cdot 10^{10}$	21,2	26,2	28	31,2	33,3	36,2	38	39,6

где обе величины отсчитываются от наружной поверхности. Толщину второй зоны берем с таким расчетом, чтобы значения T и n_e на ее внутренней поверхности соответствовали значениям T_e и n_e в первой зоне.

6. **З а к л ю ч е н и е.** Нами рассчитана модель только для одного случая, поскольку значения почти всех параметров однозначно определяются из наблюдений. Оценка спектрального класса фуора (сейчас оценивается в F 5) дает эффективную температуру, зная которую определяем радиус оболочки. По виду линий поглощения найдено значение ускорения силы тяжести [8], откуда получаем значение для плотности в оболочке. Оценивая абсолютную светимость, получаем плотность потока протонов на поверхности оболочки. Единственным свободным параметром оказывается кинетическая энергия протонов, от которой зависит толщина оболочки. Значение последней для данной модели несущественно. Масса оболочки получается равной $M \approx 2,6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$, что составляет лишь ничтожную часть полной массы звезды, оцениваемой в $8 M_{\odot}$ [8]. На самом деле масса оболочки, видимо, больше этой оценки, а сама оболочка простирается за вторую зону, чем и можно объяснить наличие избытка излучения в инфракрасной области спектра по сравнению со спектром, получаемым из моделей для звездных фотосфер.

Автор признателен академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение результатов работы.

7 августа 1974 г.

Ա. Լ. ԳՅՈՒԼՐՈՒԴԱՂՅԱՆ

ՖՈՒՐԱԻ ՄՈԴԵԼԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկված է Վ. Հ. Համբարձումյանի կողմից առաջարկված [2] ֆուորի մոդելը: Ցույց է տրված, որ եթե ջրածնային թաղանթը, որը առաջացել է ֆուորի բնկումից, տաքացվում է 10^7 էՎ կինետիկ էներգիա ունեցող պրոտոններով, ապա այդ թաղանթը կարելի է բաժանել երկու տիրույթների: Առաջին տիրույթում տեղի է ունենում պրոտոնների կինետիկ էներգիայի վերափոխումը ճառագայթման: Երկրորդ տիրույթում այդ ճառագայթումը ենթարկվում է դիֆուզիայի: Հաշված է երկու տիրույթում նյութի և ճառագայթման վիճակը հետևյալ դեպքում՝ պրոտոնների լրիվ կինետիկ էներգիան $E = 10^{37}$ էրգ/վրկ, թաղանթի շառավիղը $r = 2.5 \cdot 10^{12}$ սմ, ջրածնի ատոմների խտությունը թաղանթում $n = 10^{14}$ սմ⁻³, Առաջին տիրույթի համար ստացվել են՝ էլեկտրոնային ջերմաստիճանը $T_e \approx 11600^\circ$, էլեկտրոնային խտությունը $n_e \approx 7,67 \cdot 10^{13}$ սմ⁻³, Երկրորդ տիրույթի համար ստացվել է էֆեկտիվ ջերմաստիճանի արժեքը $T_{eff} \approx 7000^\circ$ և էլեկտրոնային խտության ու ջերմաստիճանի բաշխումը ըստ խորությունի: Երկրորդ տիրույթի հաստությունը $\Delta r \approx 4 \cdot 10^{11}$ սմ վերցվել է ալնպես, որպեսզի n_e -ի և T -ի արժեքները նրա ներքին սահմանում համապատասխանեն n_e -ի և T_e -ի արժեքներին առաջին տիրույթում:

A FUOR MODEL

Summary

The model of a fuor, proposed by V. A. Ambartsumian [2], is considered. It is shown, that if the hydrogen envelope formed during fuor's flare is being heated by protons having kinetic energy $E_k = 10^7 \text{ eV}$, the envelope can be divided into two zones. In the first zone the proton's kinetic energy transforms into the radiation. In the second zone a diffusion of that radiation takes place. The state of a matter and a radiation in both zones is computed for the following case: the whole protons' kinetic energy $E = 10^{37} \text{ erg/sec}$, the envelope's radius $r = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}$, the hydrogen atom's density in the envelope $n = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$. For the first zone the electron density $n_e = 7,67 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ and the electron temperature $T_e = 11600^\circ$ are obtained. For the second zone the effective temperature $T_{\text{eff}} = 7000^\circ$ is obtained and the variation of electron density and temperature with depth is computed. The thickness of the second zone is obtained so as the values of n_e and T at its inner boundary correspond to the values of n_e and T_e in the first zone.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Simon, N. D. Morrison, S. C. Wolff, D. Morrison, *Astron. Ap.*, 20, 99, 1972.
2. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 7, 557, 1971.
3. R. Ramaty, E. A. Boldt, S. A. Colgate, J. Silk, *Ap. J.*, 169, 87, 1971.
4. R. L. Ptak, R. E. Stoner, *Ap. J.*, 179, L89, 1973.
5. D. E. Osterbrock, R. A. Parker, *Ap. J.*, 141, 892, 1965.
6. D. R. Bates, G. Griffing, *Proc. Phys. Soc.*, A66, 961, 1953.
7. J. Bergeron, S. Collin-Souffrin, *Astron. Ap.*, 25, 1, 1973.
8. G. L. Grasdalen, *Ap. J.*, 182, 781, 1973.