АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

О ФОРМЕ ГАЗОВЫХ ВЫБРОСОВ В АКТИВНЫХ ГАЛАКТИКАХ

А. А. РУМЯНЦЕВ

Поступила 6 июля 1973

Пересмотрена 6 января 1974

Фронт сильной ударной волны, распространяющейся в газовой среде ядер галактик, деформированных вращением, принимает вытянутую в направлении полюсов форму. В том же направлении происходит преимущественное выбрасывание газа. Оценено влияние регулярного магнитного поля на форму сброшенной оболочки. В частности в случае тороидального поля возможно возникновение экваториальных кольцевых выбросов газа.

В центральных областях, или ядрах галактик типа галактики М 82 имели место процессы взрывообразного характера, сопровождавшиеся грандиозным энерговыделением и выбросом газа [1]. Отличительной особенностью этих взрывов является то обстоятельство, что газ выбрасывается преимущественно в полярных направлениях, то есть вдоль оси вращения галактики. Эта особенность, по-видимому, присуща и звездным взрывам, например, в случае Сверхновых, а может быть и Новых звезд [2].

Причина галактических взрывных процессов в настоящее время не выяснена и представляет собой весьма трудную, но важную проблему [3]. Однако естественно предположить, что движение газа в галактике М 82 обусловлено сильной ударной волной, образовавшейся при некотором взрывном процессе в центре галактики. В этом смысле ситуация аналогична той, которая имеет место и при звездном взрыве. Вращательная энергия ядра галактики, „заполненного“ звездами и газовой материей, может быть значительной и даже сравнимой с его гравитационной энергией. Поэтому ядро должен быть деформирован так, что убывание плотности газа к периферии от центра в направлении оси вращения происходит быстрее, чем в экваториальных на-

правлениях. Сильная ударная волна ускоряется в направлении убывания плотности тем эффективнее, чем быстрее происходит это убывание [4]. Более эффективным оказывается и ускорение газа градиентом давления в направлении полюсов после выхода фронта ударной волны из области ядра. Это, возможно, и определяет асимметрию фронта и газовых выбросов.

Приближенный аналитический расчет, осуществленный в работе автора [5] применительно к звездным моделям, по-видимому, подтверждает приведенные качественные соображения: выброшенная оболочка при взрыве во вращающейся звезде имеет [несимметричную форму даже в случае сферически-симметричного энерговыделения. В работе [6] не вычислялась сброшенная масса, однако посредством численного расчета показано, что фронт ударной волны действительно вытягивается в направлении полюсов при взрыве во вращающейся политропе.

Для оценки эффекта по порядку величины в случае ядра галактики M 82 мы воспользуемся результатами работы [5]. Если принять, что газ в ядре распределен согласно политропному закону и справедлива модель Роша для газа, то исходные аналитические зависимости, полученные в [5], могут быть перенесены на рассматриваемую систему.

Обозначим ω — отношение центробежной и гравитационной энергий ядра, индекс политропы n положим равным 3. Подчеркнем, что последнее предположение не влияет на порядковые оценки, важно лишь различие градиентов плотности газа в полюсном и перпендикулярном к нему направлениях. Положение элемента газа определим лагранжевой координатой m — отношением массы газа, заключенного в усеченном коническом столбе единичного телесного угла с основанием в элементе, к массе полного конического столба с вершиной в центре, так что $0 < m < 1$.

Пусть известны минимальное расстояние от центра r_0 и максимальная лагранжева координата $m_0(r_0)$ слоев газа, отрывающихся при взрыве от невозмущенного (вращением) политропного шара радиуса R .

При наличии вращения и при том же энерговыделении внутренние слои газа в оторвавшейся оболочке имеют лагранжевые координаты $m_1(\theta)$, θ — полярный угол. Согласно [5], относительное изменение

$$\delta m_1 = \frac{m_1 - m_0}{m_0} = \delta m + \frac{\delta u - \delta v_n + \delta k}{(u, m) + (v_n, m) + (k, m)}, \quad (1)$$

где величины вида $(u, m) \equiv |d \ln u| |d \ln m|_{r=r_0}$;

$$\delta m = \Delta m / m_0; \quad \delta u = \Delta u / u(m_0); \quad \delta k = \Delta k / k_0;$$

$$\delta v_n = \Delta v / v_n(m_0); \quad m_1 \equiv m_1(\pi/2);$$

$u(m_0)$ — скорость фронта в невозмущенной вращением модели; v_n — параболическая скорость, $k(m)$ — коэффициент, показывающий, во сколько раз ускоряется газ градиентом давления после прохождения фронта ударной волны; Δu , Δk , Δv_n — изменения соответствующих величин вследствие деформации шара вращением, Δm — изменение из-за вращения массы столба газа вне сферы радиуса r_0 .

Изменение скорости фронта сильной ударной волны по мере ее распространения в самых наружных слоях политропного шара, когда кривизна фронта незначительна, может быть найдено приближенно при использовании формулы Чизнела-Уизема [7, 8]:

$$u \sim \rho^{-k}, \quad (2)$$

где ρ — плотность газа, причем в рассматриваемой модели $\rho \sim m^{3/4}$, $\lambda(\gamma)$ — функция показателя адиабаты γ . Формула (2) получена для плоского фронта в так называемом локальном приближении, когда скорость каждого участка фронта определяется местным ходом плотности и не учитывается полное перераспределение давления газа во всей области, охваченной ударной волной. Тем не менее, сравнение с численными расчетами [9, 10] движения фронта в политропной модели показывает, что ошибка при использовании (2) не превышает 10% для области $r > 0.9 R$. Эта ошибка может быть несколько снижена, если воспользоваться уточненной функцией $\lambda(\gamma)$, полученной в работе [11], а именно следующей:

$$\lambda = \left(2 + \frac{\gamma + 1}{2} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Что же касается кривизны фронта, то, как это показано С. А. Капланом [12], последняя может быть приближенно учтена, если положить $u \sim (\rho r^2)^{-\lambda}$, где r — текущий радиус фронта.

Непосредственный расчет и сравнение с таблицами для политропных моделей [13] показывают, что ход плотности по радиусу в политропном шаре индекса 3 можно аппроксимировать законом: $\rho = \rho_2 \exp(-r/r_1)$, где $0.1 R < r < 0.85 R$ и $r_1 \approx 0.1 R$ — высота одновородной атмосферы. Решая последнее уравнение относительно $r(\rho)$ и подставляя в формулу Каплана, положив в области отрыва $r = r_0$; $\rho = \rho_0$, мы снова приходим к формуле вида (2), но с модифицированным численным показателем в ней:

$$\lambda \rightarrow \lambda_0 = \lambda \left(1 - \frac{2 \ln \ln \rho_1 / \rho_0}{\ln \rho_1 / \rho_0} \right) > 0. \quad (4)$$

На оценках по порядку величин эта замена сказывается не сильно.

Конечно, и это последнее уточнение произведено в рамках локального приближения. По-видимому, пока эффекты кривизны невелики, отклонения от решения соответствующей пространственной задачи также не столь существенны.

Применительно к рассматриваемой модели это означает, что отрывающиеся слои газа должны находиться в наружных слоях ядра, то есть $m_0 \ll 1$, где как раз справедливо приближение Роша, и $\lambda_0 \approx \lambda$.

Как уже отмечено выше, в [6] (независимо от работы [5]) путем численного расчета показано, что перераспределение давления за фронтом таково, что газ ускоряется преимущественно в сторону быстрее убывания плотности. Этот эффект аналогичен, по существу, известному явлению „прорыва атмосферы“ [4].

Для расчета коэффициента $k(m)$ для $m > m_0$ то есть для оболочки, мы воспользуемся результатами работы [14], в которой приведена следующая интерполяционная формула:

$$k = (\gamma + 1/\gamma - 1) \frac{1.5}{1 + (n\lambda)^{-1}}; \quad (5)$$

отсюда видно, что коэффициент k практически не зависит от m в пределах оболочки. Кроме того, $k > 1$, то есть ускорение градиентом давления газа уже после прохождения фронта волны превалирует над гравитационным торможением выбросов оставшейся звездной и газовой массой. Аналогичные результаты получены и при анализе сброса оболочек Новых звезд в [15].

Изменение вследствие деформации коэффициента ускорения k в конечном счете связано с изменением эффективного индекса политропы в модели Роша. Согласно вычислениям [5], при $\theta = \pi/2$; $\delta k \approx -1.5 \lambda_0 \omega / L$; $4L = |\ln m_0|$; $\lambda = 1/5$; $\gamma = 5/3$; $(v_n, m) \approx (k, m) \approx 0$; $\omega < 1$; далее слагаемое $\delta m \approx -\delta u / (u, m)$; $(u, m) \approx 3\lambda_0/4$; при $\theta = 0$; $\delta k = \delta u = 0$. В результате находим отношение масс, сброшенных в одном и том же интервале телесного угла в экваториальном и полярном направлениях:

$$y = \frac{m_{\text{max}}}{m_0} \approx 1 + \delta m_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) = 1 - \frac{2\omega}{L m_0^{1/4}}. \quad (6)$$

Имея в виду предположения, на основе которых получена формула (6), можно, по-видимому, утверждать, что последняя верна, во всяком случае, по порядку величины, если $y > 0$.

При ω , приближающихся к единице, $y \rightarrow 0$. Это означает, что масса сбрасывается преимущественно в направлении полюсов. Напри-

мер, если $m_0 = 0.1$; $\omega = 0.1$; $\lambda_0 = \lambda/3$ (с использованием таблиц [13]), $y \approx 0.4$.

Оценим далее влияние магнитного поля на распространение фронта. Предположим, что магнитное поле является либо дипольным с осью симметрии, параллельной оси вращения, либо образует спиральную линию в экваториальном слое. Тогда в этом слое фронт ударной волны распространяется практически поперек силовых линий поля. Если магнитное поле достаточно слабое, так что величина $z = H_0^2/8\pi\rho$, равная отношению магнитного давления перед фронтом к полному давлению за фронтом, меньше единицы, то граничные условия на фронте сильной ударной волны имеют тот же вид, что и в отсутствие поля, но с перенормированным показателем адиабаты $\gamma \rightarrow \gamma_H = \gamma + \Delta\gamma_H$; $\Delta\gamma_H = 4\gamma z(2 - \gamma)/\gamma - 1$ [11].

Это приводит к изменению эффективного показателя в (2) $\lambda \rightarrow \lambda + \Delta\lambda_H$, где

$$\Delta\lambda_H = \frac{\lambda^2 z (\gamma + 1)}{\gamma - 1} \cdot \frac{3\gamma + 1 - 2\gamma^2}{V 2\gamma(\gamma - 1)}. \quad (7)$$

Если $\gamma < 5/3$, то $\Delta\lambda_H > 0$, и если предположить, что магнитное поле мало изменяется в пределах высоты однородной атмосферы, то под влиянием магнитного поля фронт дополнительно ускоряется не в полярном, а в экваториальном направлении. Это явление аналогично ускорению звуковой волны поперек силовых линий поля [16]. Заранее ясно, и это подтверждают оценки [5], что эффекты вращения и магнитного поля конкурируют, если магнитная и центробежная энергии ядра сравнимы. Полагая для оценки диаметр ядра 30 пс [1], массу газа в нем $10^9 M_\odot$, скорость вращения $\sim v_n \sim 10^7 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, найдем, что указанная сравнимость имеет место, если $H = 3 \cdot 10^{-6}$ э. При выполнении условия вмороженности $H \sim \rho^{2/3}$, если $\rho = 10^{-20}$; $10^{-25} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, соответственно в ядре и в среднем в галактике, то в последней $H \approx 10^{-6}$ э, что примерно соответствует наблюдениям.

Для того, чтобы оценить влияние магнитного поля на выброс оболочки, необходимо прежде всего рассмотреть соответствующее искажение формы и внутренней структуры политропной модели. Численные расчеты этих искажений в политропной структуре ($n = 3$) приведены, например, в работе [17]. В последней предположено, что магнитное поле внутри политропной модели имеет тороидальную,

$H_\varphi = H_0 (r/R) \sin \theta$, и полоидальную, $\vec{H}_p = (H_0/58) \text{ rot} (r \sin \theta \vec{e}_r)$, компо-

ненты, $\vec{e}_\varphi$ — азимутальный орт. Результаты расчетов таковы: невозможная функция Эмдена индекса 3 должна быть заменена на функцию

$$t = t_0 + 13.2 h_0 [1 + 0.1 P_2(\cos \theta)], \quad (8)$$

где P_2 — второй полином Лежандра, $h_0 < 1$ — отношение магнитной энергии политропы к ее гравитационной энергии. При этом плотность вещества $\rho \sim t^3$. В указанном магнитном поле система принимает форму вытянутого в направлении оси симметрии ($\theta = 0; \pi$) сфероида. Градиент плотности по абсолютной величине максимален в экваториальном, т. е. перпендикулярном к оси симметричному направлению, а не в полюсном, как это было при учете вращения. Разность относительных изменений плотностей в экваториальном и полюсном направлениях равна

$$\partial \rho_H = \frac{\Delta \rho_{\text{экв}} - \Delta \rho_{\text{пол}}}{\rho_0} = - \frac{5.9 h}{t_0(r_0)}. \quad (9)$$

К аналогичным результатам приводят и расчеты для чисто тороидальной структуры поля [18]. В общей постановке вопрос о влиянии магнитного поля на фигуру равновесия гравитирующей системы рассмотрен в [19]. В полоидальном поле, в принципе, возможны фигуры равновесия обоих типов — вытянутый и сплюснутый сфероиды, а в чисто тороидальном поле — вытянутый сфероид.

При получении формулы (9), как и выше, мы предположили, что невозмущенная (в отсутствие магнитного поля и вращения) гравитирующая система звезд и газа представляет собой политропную модель. При этом термодинамические параметры системы определяются, в конечном счете, функцией Эмдена [20]. Магнитное поле изменяет распределение, например, плотности межзвездной плазмы или газа $\Delta \rho$, не изменяя, по-видимому, структуры звездного каркаса, во всяком случае, именно это предположено здесь. Плотность $\rho_0(r)$ есть усредненная плотность вещества в керне.

Таким образом, на основании (2), (7), (9) можно, вероятно, сделать заключение, что фронт ударной волны, во всяком случае, при наличии тороидального магнитного поля, ускоряется преимущественно в экваториальном направлении. Однако при этом скорость газа за фронтом $v_H = 2u/(\gamma_H + 1)$ вследствие увеличения эффективного показателя адиабаты может и уменьшиться по сравнению со случаем отсутствия поля. Согласно [5], условие отрыва имеет вид: $v_n = 2ku/(\gamma_H + 1)$. Из этой формулы видно, что необходимо учитывать также дополнительное уменьшение коэффициента k при расширении газа вследствие увеличения эффективного показателя адиабаты. В конечном счете, это связано с торможением из-за натяжения силовых линий. В то же время вследствие изменения эффективного показателя политропы $\Delta n = -\partial \rho/L$

[5], в экваториальном направлении газ дополнительно ускоряется. Поэтому, учитывая все эти факторы, согласно (5), получим приближенно:

$$\delta k_H = \delta k_{\text{вн}} - \delta k_{\text{пол}} \approx -\frac{\delta \rho_H}{5L} + n \Delta \lambda_H - \frac{3\lambda_i}{1 + \lambda_n} \frac{\Delta \gamma_H}{\gamma^2 - 1}. \quad (10)$$

Далее следует воспользоваться формулой вида (1), в числитель дроби правой части которой следует добавить величину $\delta(\gamma_H + 1)$, учитывающую уменьшение скорости газа за фронтом. Остальные изменения в (1) при этом обусловлены магнитным полем, например, $\delta k \rightarrow \delta k_H$; $\delta u \rightarrow \delta u_H = -\lambda \delta \rho_H + 3L \Delta \lambda_H$ (см. (7), (9)). Вычисления с помощью указанных соотношений приводят к следующему результату для величины относительной разности масс:

$$y_H = \frac{m\left(\frac{\pi}{2}\right) - m(0)}{m_0} = \frac{4}{3\lambda} \left(\frac{4.74 h_0}{L m_0^{1/4}} - 3.35 z \right); \quad (11)$$

при этом принято $\gamma = 5/3$; $(u, m) = 3\lambda/4$; $i_0 \approx \lambda$; $|R - r_0| \ll R$.

Величина y_H может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Это зависит от соотношения величин h_0 и z . Величина $z \sim H_0^2 v_0^{-3/5}$, если $\lambda = 0,2$, причем z вычисляется в области отрыва. Если H_0 растет к периферии, то величина $z > h_0$ и $y_H < 0$. Если же $H_0 \sim v_0$, что также, по-видимому, возможно [18], то (11) приводит к результату $y_H > 0$, то есть масса сбрасывается преимущественно в экваториальном направлении.

Отсюда видно, что вопрос о влиянии магнитного поля на сброс оболочки крайне сложен и его решение зависит в очень сильной мере от структуры магнитного поля. Надеемся рассмотреть этот вопрос в дальнейшем более детально. Однако уже из приведенных ориентировочных оценок, по-видимому, следует, что магнитное поле может обусловить образование кольцевых выбросов газа в экваториальном направлении.

В заключение выражаю благодарность Ю. В. Вандакурову за указание на некоторые литературные источники.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

ON THE FORM OF GASEOUS EJECTIONS IN THE ACTIVE GALAXIES

A. A. RUMYANTSEV

The front of the strong shock wave propagating in a gaseous medium of the galactic nuclei, deformed by their rotation, takes the form drawn out in the direction of poles. The matter is thrown off by the shock wave mainly in the same direction. In the presence of the magnetic field the equatorial ejections and belts could arise.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1972 стр. 345.
2. Космическая газодинамика, под ред. Х. Д. Хабинга, Мир, М., 1972, стр. 283.
3. В. А. Амбарцумян, Проблемы современной космогонии, Наука, М., 1972.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966, стр. 634, 662.
5. А. А. Румянцев, Астрон. ж., 49, 744, 1972.
6. Y. Hashimoto, Progr. theor. phys., 47, 83, 1972.
7. R. F. Chisnell, Proc. Roy. Soc. A. 232, 350, 1955.
8. G. V. Whitham, J. fluid. mech., 4, 337, 1958.
9. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, Астрон. ж., 41, 829, 1964.
10. Д. К. Надежин, Д. А. Франк-Каменецкий, Астрон. ж., 42, 290, 1965.
11. А. А. Румянцев, Ж. техн. физ., 42, 2435, 1972.
12. С. А. Каплан, Астрон. ж., 44, 384, 1967.
13. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ., М., 1960.
14. A. Sakurai, Comm. pure appl. math., 13, 353, 1960.
15. J. Hazlehurst, Adv. astron. astrophys., 1, 1, 1962.
16. Бай-Ши-И, Магнитная газодинамика и динамика плазмы, Мир, М., 1964.
17. S. K. Trehan, U. S. Mahinder, Ap. J., 171, 569, 1972.
18. N. K. Sinha, Austr. J. Phys., 21, 283, 1968.
19. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, Астрофизика, 8, 599, 1972.
20. К. Ф. Огородников, Динамика звездных систем, ГИФМЛ, М., 1958.