АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10 НОЯБРЬ, 1974 ВЫПУСК 4

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК

А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 16 апреля 1974

Процесс формирования галактик в метагалактической среде, охваченной значительными гидродинамическими движениями, включает в качестве одного из механизмов происхождения вращательного момента гравитационный захват газа массивными сгущениями — протогалактиками. Этот механизм рассматривается на основе модели собственных движений в „вакуольном мире" Эйнштейна-Страуса. Движения пробных частиц на однородном (без давления) фоне вне вакуолей происходят по прямым, как и в мире Фридмана; попадая в вакуоль, частица переходит (при не слишком большой собственной скорости) на стационарную кеплерову орбиту. Момент количества движения относительно центра инерции сгущения, которым частица обладала с самого начала при своем прямолинейном движении, локализуется теперь в объеме вакуоли. Удельный момент, близкий по порядку величины к наблюдаемому, может быть получен галактикой как при единичном захвате большого облака, так и при статистическом накоплении, когда захватывается большое число облаков со случайным распределением по массам и моментам.

1. *Введение.* Картина обрзэования галактик и их скоплений в метагалактической среде, охваченной сильными гидродинамическими движениями, предполагает, что поле пекулярных скоростей способно в определенную эпоху погасить регулярное космологическое расширение отдельных участков среды, содержащих подходящую массу газа [1—5]. Для этого требовались немалые пекулярные скорости, скорее всего превосходившие скорость звука в среде. Из всей совокупности нелинейных гидродинамических явлений в таком сильно возбужденном, турбулентом состоянии метагалактической среды мы рассмотрим здесь процесс гравитационного взаимодействия массивных сгущений вещества (протогалактик или протоскоплений) с окружающим их газом.

В такие сгущения не могла быть вовлечена, слишком большая, сравнимая с единицей доля газэ, и основные его массы, обладающие собственными движениями, оставались вне первоначальных сгущений. Благодаря этим движениям отдельные газовые массы сближались с сжимающимися сгущениями или даже втекали в их гравитационные потенциальные ямы. В последнем случае захватываемый газ мог сообщить сгущению значительный вращательный момент. Для этого, очевидно, необходимо наличие с самого начала момента импульса данной массы газа относительно центра инерции сгущения, но не обязательна завихренность в исходном несвязанном его состоянии.

2. *Физические условия в турбулентной метагалактической среде.* Так как гидродинамические скорости газа были больше скорости звука в среде, эффекты давления не играли существенной роли, и основной силой, управляющей гидродинамическими движениями, была сила тяготения, создаваемая общим распределением масс в среде. При сверхзвуковом движении естественно предполагать существование в газе немалых разрежений и уплотнений (облаков) различных масштабов.

Распределение плотности в области, из которой собрано в основном вещество массивного сгущения, немонотонно: у границ области плотность близка к общей средней плотности среды, внутри сгущения она гораздо выше последней, а в промежуточной зоне, составляющей основную долю объема области, плотность должна быть ниже, чем в среднем по среде. Так как размер сгущения l мал по сравнению с размером всей области R, то сила тяготения в зоне пониженной плотности, определяемая главным образом массой сгущения, имеет приближенно, с точностью до членов более высокого порядка по отношению l/R, центральный характер.

Имея это в виду и принимая также, что вне сгущений плотность газа однородна в среднем по масштабам $\lesssim R$, мы можем аппроксимировать распределение локальных неоднородностей системой сферических полостей, вырезанных в однородном (без давления) веществе,— вакуолями Эйнштейна—Страуса [6]. Полости не перекрываются, а масса, сосредоточенная в центре каждой из них, равна массе, которая при однородном распределении была бы заключена в том же объёме. Внутри каждой вакуоли реализуется метрика Шварцшильда, а вне вакуолей, где плотность материи однородна, — метрика Фридмана. Эти метрики „сшиваются“ на границе вакуоли, которая расширяется со временем по фридмановскому закону.

Так как массы облаков газа вне сгущений много меньше масс сгущений, движения облаков можно описывать как пробные, и мы приходим, таким образом, к задаче о собственных движениях пробных частиц в вакуольной модели Эйнштейна—Страуса.

3. *Собственные движения в вакуольной космологической модели.* Собственные пекулярные движения частиц на однородном фоне вне вакуолей происходят, как и в мире Фридмана [7], по прямым; в системе отсчета, началом которой служит одна из точек траектории частицы, траектория есть радиальная линия $r = r(t)$, $\varphi = \mathrm{const}$, $\theta = \mathrm{const}$ [7]. Но если частица при своем движении попадает в вакуоль, она переходит (при не слишком большой пекулярной скорости) на стационарную замкнутую орбиту — кеплеров эллипс. Момент количества движения относительно центра вакуоли, которым частица обладала при своем прямолинейном движении на однородном фоне, локализуется теперь в объеме вакуоли.

Движение частицы вне вакуолей описывается уравнением

$$\ddot{r} = -\frac{4\pi}{3}\rho r = \frac{\ddot{a}}{a}\, r, \tag{1}$$

где $\rho(t)$, $a(t)$ — плотность и масштабный фактор решения Фридмана.

Если в начале координат при $t = t_0$ частица имеет скорость v_0, то ее расстояние от начала координат при $t > t_0$ есть

$$r(t) = \frac{a - b}{\dot{a}_0 - \dot{b}_0}\, v_0. \tag{2}$$

Здесь функция $b(t)$ определяется уравнением

$$\dot{a}b - \dot{b}a = v_0 a_0 \tag{3}$$

и начальным условием $b_0 = a_0$; a_0, b_0, $\dot{a}_0$, $\dot{b}_0$ — значения соответствующих величин при $t = t_0$. Уравнение (3) есть следствие общего закона изменения скорости собственного движения: $va = \mathrm{const}$ [7]. На языке лагранжевой координаты χ решения Фридмана траектория частицы дается соотношением

$$\begin{gathered} f(\chi(t)) = f_\infty \left\{1 - \frac{b}{a}\right\}, \\ f_\infty = v_0\{\dot{a} - \dot{b}_0\}^{-1}, \end{gathered} \tag{4}$$

где функция $f(\chi)$ есть $\sin\chi$, χ, $\mathrm{sh}\,\chi$, соответственно, для случаев эллиптического, параболического и гиперболического расширения фона. В наиболее простом параболическом случае $a = a_0(t/t_0)^{2/3}$ и тогда

$$
\begin{gathered}
b(t) = a_0 (t/t_0)^{1/3}, \\
r(t) = 3\frac{v_0 t_0}{a_0}(a - b), \\
\chi(t) = \chi_\infty \left\{1 - \left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3}\right\}, \qquad \chi_\infty = 3\frac{v_0 t_0}{a_0}.
\end{gathered} \tag{5}
$$

Так как $\chi(t) < \chi_\infty$, частица всегда совершает финитное движение в координатах χ, но ее расстояние от центра $r(t)$ может возрастать со временем неограниченно в гиперболическом и параболическом случаях. Далее мы будем интересоваться, главным образом, параболическим режимом расширения, имея в виду, что соответствующие решения справедливы и для двух других режимов расширения, если рассматриваются времена $t < \Omega t_c$, где t_c, Ω — современные значения возраста мира и отношения плотности вещества к критической плотности.

Для достижения вакуоли необходимо, чтобы лагранжева координата одной из частиц фона на ее границе принадлежала траектории (2)—(4). Обозначая через α угол между направлением пекулярной скорости и направлением от начала координат на центр вакуоли, найдем с помощью (5), что в случае параболического расширения это условие выполняется, если

$$
v_0 > v_1 = \frac{1}{3}\frac{R_0}{t_0}\varkappa, \qquad \varkappa = \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin\alpha}, \tag{6}
$$

где $\sin\beta = \frac{L(t)}{R(t)}\sin\alpha = \frac{L_0}{R_0}\sin\alpha$, $0 < \beta < \frac{\pi}{2}$; R, L — радиус вакуоли и расстояние ее центра от начала координат.

Войдя в вакуоль, частица оказывается в поле центральной массы. При большой пекулярной скорости она может снова выйти в область однородной плотности, пройдя около центральной массы по гиперболической орбите. Если же скорость при входе в вакуоль не очень велика, частица переходит на эллиптическую орбиту и становится связанной. Необходимое условие связанности — отрицательность энергии частицы в вакуоли:

$$
\varepsilon = \frac{1}{2}(v_e - v\cos\beta)^2 + \frac{1}{2}(v\sin\beta)^2 - \frac{GM}{R} < 0. \tag{7}
$$

Здесь $v_e = (\dot{a}/a)R$ — скорость расширения границы вакуоли, M — центральная масса; переменные величины берутся в момент входа частицы в вакуоль $t = t_i$.

Из (7) следует ограничение сверху на значение пекулярной скорости в момент t_i:

$$v < v_{max} = v_e(t_i)\left\{1 + \left|1 - \frac{E}{v_e^2\cos^2\beta}\right|^{1/2}\right\}\cos\beta, \tag{8}$$

где $E = (1/2)\,v_e^2 - (GM/R)$ — удельная механическая энергия частиц на границе вакуоли; $E \geqslant 0$ при гиперболическом и параболическом расширении, $E < 0$ при эллиптическом расширении фона. При $E \geqslant 0$ неравенства (7)—(8) достаточны для захвата и удержания частицы в вакуоли: вакуоль расширяется быстро и частица не может догнать ее границу. При $E < 0$ удержание частицы на неограниченное время вообще невозможно, так как на фазе сжатия, сменяющей через конечный период фазу расширения, орбита частицы рано или поздно пересечет границу вакуоли при любом значении ε.

В параболической модели ($E = 0$) условие (8) дает следующее ограничение сверху на начальную скорость:

$$v_0 < v_2 = v_1 + \frac{4}{3}\frac{R_0}{t_0}\cos\beta. \tag{9}$$

Для большей части интервала допустимых скоростей $v_1 < v_0 < v_2$, а именно при $v_1 < v_0 < \left(1 + \frac{2\sqrt{2}}{\varkappa}\cos\beta\right)$, точка входа частицы в вакуоль лежит, как легко видеть, в области апоцентрия ее кеплеровой орбиты.

Максимальная величина вращательного момента, $K = vR\sin\beta$, который может быть локализован в вакуоли при захвате одной частицы,

$$K_{max} = v_{max}\,R(t_i)\sin\beta, \tag{10}$$

тем больше, чем позже происходит захват. При $E = 0$ имеем

$$v_{max} \sim v_e \sim t^{-1/3}, \qquad R \sim t^{2/3}, \qquad K_{max} \sim t^{1/3}. \tag{11}$$

4. *Обсуждение.* Простая и наглядная вакуольная модель, допускающая точные аналитические решения уравнений движения в гравитационном поле с сильными локальными неоднородностями, может послужить основой для обобщений, которые бы приблизили рассмотренную здесь картину к реалистической. Так, с помощью решения Толмена [7] или его классического аналога (см., например, [8]) нетрудно построить обобщение вакуольной модели, соответствующее не точечной массе в центре, а непрерывному неоднородному, но центрально-симметричному распределению сжимающейся материи во всем объеме вакуоли. Частица, вошедшая в область такой неоднородности, окажется в поле

меняющегося со временем потенциала. Ее траектория уже не будет кеплеровым эллипсом, а условия захвата и удержания ее полем сгущения станут менее благоприятными.

Другое направление возможных обобщений — учет отклонения от сферической симметрии в области влияния массивного сгущения. Сами сгущения должны быть, по-видимому, сильно несферичными, как это следует из общих динамических соображений о характере деформации среды на нелинейной фазе сжатия [9].

Можно, однако, думать, что обобщения такого рода не изменят основных черт рассмотренной здесь картины, которая качественно, а по порядку величины, возможно, и количественно описывает реально осуществляющийся механизм гравитационного взаимодействия массивных сгущений вещества — протогалактик или протоскоплений — с движущимися облаками газа. Не исключено, что гравитационный захват облаков продолжался и на более поздней стадии эволюции сгущений, когда они превратились уже в звездные системы (см. [4]).

Приобретение вращательного момента — наиболее существенный с космогонической точки зрения результат взаимодействия массивных сгущений с движущимися облаками газа. Орбитальный момент облаков, локализуемый в зоне влияния сгущения при их гравитационном захвате, может быть перераспределен при столкновениях между частицами сгущения. При этом имеются две крайние возможности: либо момент получен, главным образом, в результате захвата всего лишь одного облака, либо было захвачено сравнительно большое число облаков со случайным распределением масс и моментов. Во втором случае набор момента также происходит, но он идет статистически, по закону $K \sim \sqrt{\bar{m} N}$, где $\bar{m}$ — средняя масса облака, N — полное число захваченных облаков. Кинетика набора момента качественно близка к той, которая была построена в работе [10] для задачи об ориентации пылинок в газовых потоках. По аналогии с [10] может быть получено, в частности, распределение объектов по величине и ориентации момента при тех или иных предположениях о статистических свойствах поля пекулярной скорости газа.

Сделаем численную оценку приобретаемого сгущением момента, предполагая, что гравитационный захват происходит при $t < \Omega t_c$, когда можно пользоваться простыми формулами для параболического варианта модели. Пусть сгущение имеет массу M и захватывает облако массы m в эпоху $t = t_i$ при средней плотности мира $\rho(t_i)$. Тогда размер области влияния сгущения $R \approx (M/\rho(t_i))^{1/3}$, а скорость регулярного расширения на таком расстоянии от центра $v_* \approx R/t_i$. Полагая в согласии с (8), что пекулярная скорость облака на том же расстоянии

$v \approx v_* \cos\beta \approx R/t_i \cos\beta$, найдем вносимый облаком вращательный момент (в среднем на единицу массы сгущения):

$$K \approx 10^{31} \left(\frac{M}{M_G}\right)^{-1/3} \left(\frac{m}{M_G}\right) \left(\frac{t_i}{t_c}\right)^{1/3} \sin 2\beta \ \text{см}^2/\text{сек}^{-1},$$

где $t_c \approx 5 \cdot 10^{17}$ *сек* — современный возраст мира, $M_G \approx 10^{11}\ M_\odot$ — масса Галактики.

Если, скажем, $\sin 2\beta \approx 1$, $M \approx M_G$, $m = 0.1\ M_G$, $t_i \approx 0.3\ (1 - 0.1) t_c$, то величина K будет близка к действительному значению удельного момента Галактики $(5-6) \cdot 10^{29}$ *см*^{2} *сек*$^{-1}$[11, 12].

В случае статистического набора момента такое значение K может быть, по-видимому, достигнуто при условии, что суммарная захваченная масса не мала по сравнению с исходной массой сгущения. В таком случае первоначальное сгущение служит как бы „центром конденсации“ распределенного вне его момента.

Гравитационный захват облаков газа — один из „элементарных механизмов“ происхождения вращательного момента галактик — мог осуществляться в турбулентой метагалактической среде одновременно с другими механизмами такого рода, включаясь последовательно или параллельно с ними. В реальных нелинейных гидродинамических процессах в эпоху образования галактик были, по-видимому, представлены также (с весом, трудно поддающимся пока оценке) приливное взаимодействие протогалактик [13—15] и генерация вихрей в ударных волнах [16, 17]. При наличии завихренности в исходных гидродинамических движениях [1—4, 18—25] к этому добавлялся еще и процесс дробления первичных вихрей [24], сообщавший протогалактикам вращение за счет „выживших“ движений масштаба скоплений или сверхскоплений.

Автор благодарен Я. Э. Эйнасто за интересные обсуждения, а также А. З. Долгинову и Я. Б. Зельдовичу за полезные замечания.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

ON THE ORIGIN OF ROTATION OF GALAXIES

A. D. CHERNIN

Gravitational capture of gas clouds by a massive protogalactic condensation can be a mechanism of the origin of the galactic angular momentum in clumpy turbulent metagalactic medium.

This process is examined on the basis of the Einstein-Straus (pressure free) cosmological model, in which the condensation is represented by a mass in the center of an empty sphere cut from the homogeneous continuum.

Outside the sphere a cloud treateo as the particle with proper velocity moves along a straight line just as in the Friedmann model; but when it enters the sphere the cloud is captured by a Keplerian orbit provided its proper velocity is not too great. Angular momentum relative to the central mass that the cloud has during its straight line motion proves to be localized inside the sphere. A considerable amount of momentum seems to be gained by the capture of one big cloud as well as by statistical accumulation of many randomly distributed small clouds.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. F. von Waizsacker*, Ap. J., 114, 165, 1951.
2. *G. Gamow*, Phys. Rev., 68, 391, 1952.
3. *А. М. Озерной, А. Д. Чернин*, Астрон. ж.. 44, 1131, 1967; 45, 1137, 1968.
4. *J. H. Oort*, Nature, 224, 1158, 1969; Astron. Astrophys., 7, 381, 405, 1970.
5. *А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев*, Препринт ИПМ, № 67, 1973.
6. *A. Einstein, E. Straus*, Rev. Mod. Phys., 17, 120, 1945.
7. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1967.
8. *В. А. Рубан, А. Д. Чернин*, Труды VI-й Всесоюзной зимней школы по космофизике, Апатиты, 1969.
9. *Я. Б. Зельдович*, Астрофизика, 6, 119, 1970.
10. *А. З. Долгинов*, ДАН СССР, 179, 281, 1968; Astrophys. Space Sci., 18, 337, 1972; Астрон. ж., 51, 56, 1974.
11. *M. Schmidt*, Galactic Structure, Univ. Chicago Press, 1965.
12. *K. Innanen*, Ap. J., 143, 150, 1966.
13. *F. Hoyle*, Problems of Cosmical Aerodynamics, IUTAM-IAU Symp., 1951.
14. *P. J. E. Peebles*, Ap. J., 155, 393, 1969.
15. *А. Г. Дорошкевич*, Астрофизика, 6, 581, 1970.
16. *А. Д. Чернин*, Письма ЖЭТФ, 11, 317, 1970.
17. *А. Г. Дорошкевич*, Астрон. ж., 49, 1221, 1972.
18. *H. Nariai*, Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. I, 39, 213, 40, 1956.
19. *А. М. Озерной, Г. В. Чибисов*, Астрон. ж., 47, 769, 1970.
20. *E. R. Harrison*, M. N., 147, 279, 1970; 148, 119, 1970; 154, 167, 1971.
21. *K. Tomita, H. Nariai, H. Sato, T. Matsuda, H. Takeda*, Prog. Theor. Phys., 43, 1511, 1970.
22. *H. Sato*, Prog. Theor. Phys., 45, 370, 1971.
23. *H. Sato, T. Matsuda, H. Takeda*, Prog. Theor. Phys., 43, 1115, 1970.
24. *A. D. Chernin*, Nature, 226, 440, 1970; Ap. Lett., 8, 31, 1971, 10, 125, 1972.
25. *J. Silk, S. Ames*, Ap. J., 178, 77, 1972.