

ДВУХСВЯЗНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ В ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

Б.Е.Жиляев, В.В.Порфирьев, Л.М.Шульман

Резюме: Предлагается гипотеза о путях формирования звезд, основанная на предположении, что вращающееся газовое облако, сжимаясь, вырождается в тороид. Показано, что гипотеза о тороидальных стадиях эволюции позволяет снять многие трудности теории внутреннего строения и эволюции звезд. Так, например, объясняется отсутствие предельно быстро вращающихся звезд, распределение скоростей вращения звезд ранних спектральных классов (O-F), происхождение полоидальных магнитных полей звезд, возникновение наклонных ротаторов с магнитной осью перпендикулярной оси вращения.

С точки зрения этой гипотезы легко объясняется существование звездных колец, открытых И.Иссерштедтом и Т.Шмидт-Калером.

TOROIDAL CONFIGURATIONS IN STELLAR EVOLUTION

B. E. Zhilyaev, V. V. Porfiriev, L. M. Shulman

A b s t r a c t. A hypothesis of star formation based on the assumption that a contracting rotating gas cloud evolves into a toroid is developed. The hypothesis of a toroidal stage in stellar evolution can remove several difficulties in the theory of internal structure and evolution of stars, such as the absence of stars with rotational instability, the distribution of angular velocities of early-type (O-F) stars, the origin of poloidal magnetic fields and the origin of decline rotators with the magnetic axis orthogonal to the axis of rotation. The existence of stellar rings, discovered by I. Isserschedt and Th. Schmidt-Kaler can be easily explained within the frames of this hypothesis.

1. В в е д е н и е

Обе дискутируемые в настоящее время теории звездообразования, небулярная и взрывная, однозначно приводят к концепции о групповом рождении звезд. Эта точка зрения находит многочисленные наблюдательные подтверждения. В рамках небулярной гипотезы обычно полагают, что в сжимающемся газопылевом облаке возникают условия, при которых облако распадается на отдельные сгустки с размерами порядка длины волны Джинса. Однако конкретная картина фрагментации никем не рассматривалась. Особенно непоследовательно учитывалась роль вращения в процессе образования и эволюции звезд. Расчеты звездных моделей и сжатия протозвездных облаков основывались на молчаливом предположении об односвязности равновесных и сжимающихся конфигураций.

В настоящей работе развивается точка зрения, впервые сформулированная авторами [1], согласно которой топология вращающегося облака изменяется в процессе сжатия. Будет показано, как на основании этой гипотезы можно оценить число возникающих звезд и их распределение по массе, а также устранить ряд принципиальных трудностей в теории звездообразования.

2. Нарушение связности в процессе сжатия

Квазиравновесное сжатие облака происходит вследствие уменьшения его полной энергии за счет излучения.

Полная энергия

$$E = W + T + U \quad (1)$$

где W - гравитационная, T - вращательная, U - внутренняя энергия. При медленном сжатии выполняются вариационные условия

$$\delta E = 0 \quad , \quad \delta^2 E > 0 \quad (2)$$

При этом момент инерции изменяется в соответствии с теоремой вириала

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 J}{dt^2} = 2(U + T) - W \quad (3)$$

Обычно критерием сжатия считают условие $\ddot{J} < 0$. Покажем, что это условие не является необходимым. Очевидно, что момент инерции сохраняется ($\ddot{J} \equiv 0$) при сжатии облака на радиус инерции. При этом $\delta T \equiv 0$ и вращение не препятствует сжатию. Вращение не препятствует сжатию и вдоль оси вращения. После полного высвечивания тепловой энергии облако превратится в бесконечно тонкий однородный эллипсоидальный диск с нулевой температурой. При этом достигается конечный предел потенциальной энергии

$$W = - \frac{3\pi G M^2}{10 R} \quad (4)$$

где M - масса, R - радиус диска.

Очевидно, что это значение потенциальной энергии системы (4) больше того, которое было бы достигнуто при сжатии на радиус инерции. В последнем случае связность первоначального облака нарушится. Образовавшаяся торсидальная конфигурация обладает потенциальной энергией [2]

$$W = \frac{GM^2}{2\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} + \frac{n+1}{4} \right) \quad (5)$$

где R и a - большой и малый радиусы тора, n - индекс политропии. Так как при сжатии $a \rightarrow 0$, а уменьшение R тормозится вращением, то $W \rightarrow -\infty$. Отсюда следует, что сжатие с нарушением связности энергетически более выгодно. Более того, как показал Сафронов [3], дискообразная конфигурация неустойчива по отношению к фрагментации на систему колец. Разумеется, нарушение связности в конкретном случае зависит от соотношения между энергией вращения к внутренней энергией облака.

3. Сжатие вращающегося кольца

Изучение сжатия газопылевого облака с переходом в двухсвязную конфигурацию требует решения двумерной нестационарной газодинамической задачи, описываемой уравнениями в частных производных. Мы ограничимся рассмотрением заключительного этапа этого процесса, основываясь на соотношениях для тонкого тора, полученных Острикером [2]. На рассматриваемой стадии из-за высокой прозрачности вещества тор сжимается изотермически. При этом изменение большого радиуса тора описывается уравнением

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{\omega_0^2 R_0^4}{R^3} + \frac{GM}{2\pi R^2} \left(\ln \frac{a}{R} - \ln 8 + 2 \right) \quad (6)$$

Второй член справа описывает сумму сил тяготения и газового давления.

Изотермический тор пространственно не ограничен, поэтому под малым радиусом a подразумевается величина, аналогичная высоте однородной атмосферы и определяемая соотношением

$$M = 2\pi^2 a^2 R \rho_0 = \text{const} \quad (7)$$

где ρ_0 - плотность на осевом круге. Первый член в (6) есть центробежная сила, выраженная через начальные угловую скорость ω_0 и радиус R_0 . При этом учтено сохранение полного углового момента.

Уравнение энергии для единицы массы идеального газа при изотермическом процессе имеет вид:

$$dQ = \rho R T d \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (8)$$

Зная режим теплоотвода, то есть связь dQ/dt с термодинамическими параметрами среды, можно определить закон изменения $\rho(t)$ в каждой лагранжевой частице тора. Простейшее предположение о характере теплоотвода состоит в том, чтобы принять

$$\frac{dQ}{dt} = -\dot{Q} = \text{const} \quad (9)$$

В дальнейшем этот случай будем называть случаем постоянного теплоотвода.

В действительности скорость теплоотвода зависит от плотности и температуры вещества. Так как мы рассматриваем изотермическое сжатие, то зависимость от температуры не существенна. Она определяет лишь постоянный множитель в выражении для dQ/dt . Зависимость от плотности определяется конкретным физическим механизмом теплоотвода.

Если кинетическая энергия атомов преобразуется в энергию возбуждения при парных столкновениях или же атомы теряют кинетическую энергию за счет столкновения с пылинками, то

$$\frac{dQ}{dt} = c\rho \quad (10)$$

В дальнейшем этот вариант будем называть случаем прогрессивного теплоотвода.

Интегрируя уравнение (8) с учетом (9) и (10), соответственно, получим

$$\rho = \rho_{00} \exp \left\{ \frac{\dot{Q}}{RT} t \right\} \quad (11)$$

при постоянном и

$$\rho = \frac{\rho_{00}}{1 - \frac{c\rho_{00}}{RT} t} \quad (12)$$

при прогрессивном теплоотводе, где ρ - начальная плотность в рассматриваемой лагранжевой частице. Применяя соотношения (11), (12) к осевому кругу тора, из закона сохранения массы (7), получим соответственно

$$a^2 R = a_0^2 R_0 \exp \left\{ -\frac{\dot{Q} t}{RT} \right\} \quad (13)$$

$$\alpha^2 R = \alpha_0^2 R_0 \left(1 - \frac{c \beta_{00}}{RT} t\right) \quad (14)$$

Введем безразмерные переменные, выбрав в качестве единицы времени время поворота тора на один радиан, в качестве единицы расстояния - начальное значение большого радиуса тора, то есть

$$\tau = \omega_0 t, \quad r = \frac{R}{R_0}$$

Вместо малого радиуса α , будем использовать относительную толщину тора

$$\lambda = \frac{\alpha}{R}$$

В безразмерных переменных сжатия тонкого тора при постоянном теплоотводе описывается уравнениями

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{r} - 1 - \alpha (1.5 \ln r + \beta \tau) \right] \quad (15)$$

$$\lambda = \lambda_0 r^{-\frac{3}{2}} e^{-\beta \tau} \quad (16)$$

а при прогрессивном теплоотводе

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = \frac{1}{r^2} \left[-\frac{1}{r} - 1 - \frac{\alpha}{2} \ln \frac{r^3}{1 - \chi \tau} \right] \quad (17)$$

$$\lambda = \lambda_0 r^{-\frac{3}{2}} (1 - \chi \tau)^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

где параметр

$$\chi = \frac{GM}{2\pi R_0^3 \omega_0^2}$$

характеризует относительную роль тяготения и вращения.

Параметр

$$\beta = \frac{\dot{Q}}{2RT\omega_0}$$

характеризует роль высвечивания и равен с точностью до постоянного множителя доле энергии, потерянной тором за время поворота на 1 радиан. Аналогичной величиной для прогрессивного теплоотвода является параметр

$$x = \frac{c p_{00}}{R T_{\omega_0}}$$

При интегрировании дифференциальных уравнений (15)-(16) и (17)-(18) необходимо знать начальное состояние тора, то есть $\dot{z}(0)$ и λ_0 . Разумеется, рассматриваемому нами состоянию тонкого тора предшествовала стадия сжатия из односвязного начального состояния. Мы не рассматривали эту стадию и поэтому предполагаем, что сжатие тонкого тора начинается из равновесного состояния. Очевидно, это предположение приведет к завышенным оценкам времени эволюции. Если в начальный момент имело место равновесие, то

$$\dot{z}(0) = 0, \quad \lambda_0 = 8 \exp \left\{ -2 - \frac{1}{\alpha} \right\} \quad (19)$$

Кроме того, по определению $z(0) = 1$.

Характерное время эволюции тора можно указать не решая систем (15)-(16), (17)-(18). Очевидно, оно равно обратной величине соответствующего параметра теплоотвода. Для численных оценок воспользуемся данными, приведенными в монографии [4]. Принимая $\omega_0 = 10^{-15}$ сек $^{-1}$, $T = 102$ К, $\dot{Q} = 10^{-3}$ эрг/часек, получим $\beta \approx 10^2$, то есть характерное время сжатия тора составляет $\sim 10^6$ лет.

Предполагая в качестве основного механизма отвода тепла столкновение атомов с пылинками, можно записать выражение для x [4]

$$x = \frac{3}{128\pi^2} \sqrt{\frac{RT}{2\pi}} \cdot \frac{M x}{\omega_0 R_0^3 \langle \alpha \rangle \delta} \exp \left\{ 4 \left[1 + \frac{\pi R_0^3 \omega_0^2}{G M} \right] \right\} \quad (20)$$

где M - масса облака, $\langle \alpha \rangle$ - средний радиус пылинки, δ - плотность вещества в ней, x - степень запыленности материи, то есть отношение плотности пыли к полной плотности вещества. При выводе (20) предполагался закон распределения пылинок по радиусам $\sim a^{-5}$.

При значениях параметров $R_0 = 5$ пс, $M = 400 M_\odot$, $\delta \approx 1$ г.см $^{-3}$, $x \approx 10^{-3}$ для x получается значение ~ 0.25 . Характерное время сжатия получается $\sim 10^8$ лет. Следует помнить, что эта оценка завышена, так как при прогрессивном теплоотводе сжатие идет с непрерывно увеличивающейся скоростью. Результаты численного интегрирования для функций $\lambda(\tau)$, $z(\tau)$ приведены на рис.1.

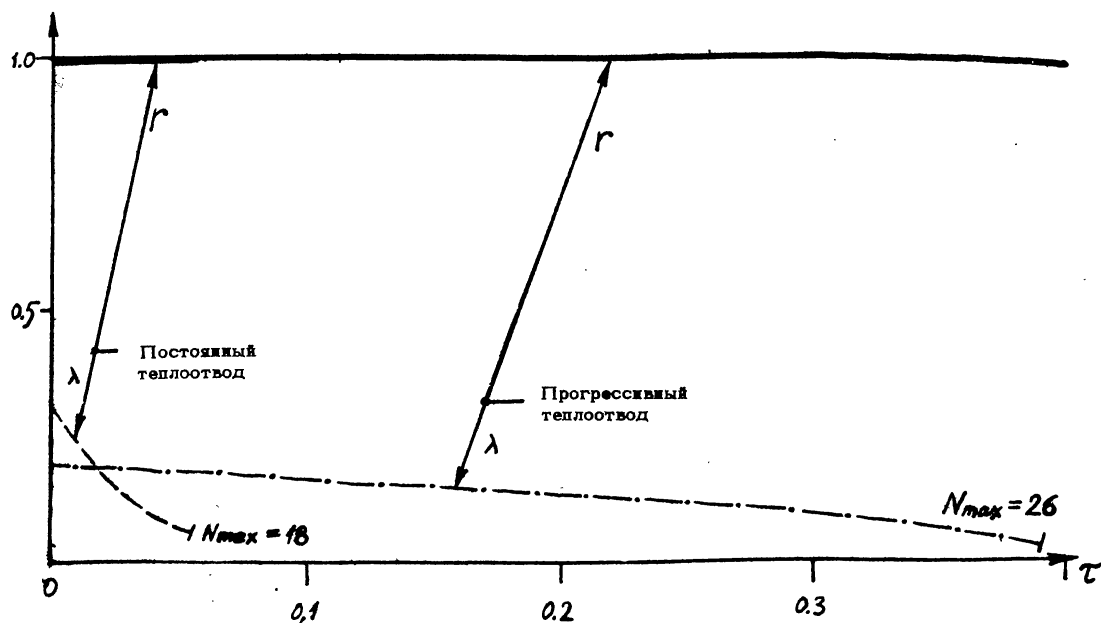


Рис. 1.

4. Распад кольца на протозвезды

При достаточно высокой плотности кольцо станет неустойчивым по отношению к распаду на отдельные фрагменты. Критерием распада служит вещественность инкремента гравитационных возмущений

$$\delta = \sqrt{4\pi G\rho - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 c_s^2} \quad (21)$$

где $c_s = \sqrt{RT}$ - изотермическая скорость звука, λ - длина волны возмущения, удовлетворяющая правилу квантования

$$N = \frac{2\pi R}{\lambda} ; \quad N = 1, 2, 3 \dots \quad (22)$$

В принятых безразмерных переменных (21) имеет вид:

$$\tilde{\delta} = \sqrt{\frac{4\alpha}{\lambda^2 r^3} - \frac{\Theta N^2}{r^3}} \quad (23)$$

где

$$\tilde{\delta} = \frac{\delta}{\omega_0} ; \quad \Theta = \frac{RT}{\omega_0^2 R_0^2} \quad (24)$$

Для оценки момента фрагментации воспользуемся соотношением для скорости сжатия тора как целого и скорости возрастания возмущений. Считаем, что фрагментация наступает, если

$$\tilde{\delta} \geq \left| \frac{d \ln(\lambda r)}{d \tau} \right| \quad (25)$$

где правая часть - есть скорость относительного изменения малого радиуса тора, а $\tilde{\delta}$ характеризует скорость образования перетяжек. Как видно из рис.1, для оценок можно положить $r \approx 1$, $\dot{r} \approx 0$. При постоянном теплоотводе фрагментация начнется в момент

$$\tau = \frac{1}{2\beta} \ln \left[\frac{1}{4\alpha} (\theta^2 + \beta^2) \right] + \frac{1}{\beta} \left(\ln 8 - 2 - \frac{1}{\alpha} \right) \quad (26)$$

В этот момент число возбужденных гармоник определяется соотношением

$$N_{\max} = E_{nt} \left\{ \frac{\beta}{\sqrt{\Theta}} \right\} \quad (27)$$

При прогрессивном теплоотводе неравенство (25) выполняется в интервале $\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$, где

$$\tau_{1,2} = \frac{1}{\alpha} \left[1 - \frac{2\alpha}{N^2 \Theta \lambda_0^2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{N^2 \alpha^2 \Theta \lambda_0^4}{16 \alpha^2}} \right) \right] \quad (28)$$

При этом максимальное число возбужденных гармоник

$$N_{max} = Ent \left\{ \frac{4\alpha}{\alpha \lambda_0^2 \sqrt{\Theta}} \right\} \quad (29)$$

При принятых выше значениях параметров в обоих случаях получается

$$N_{max} \approx 20$$

5. Распределение фрагментов по массам

Легко понять, что число фрагментов $N_{фр}$ всегда превышает N_{max} . Так как инкремент (23) уменьшается с ростом номера гармоники, то при возбуждении N -ой гармоники будут присутствовать ранее возбужденные гармоники с номерами $< N$. Количество образовавшихся фрагментов будет зависеть от фазовых соотношений между различными гармониками. Рассмотрим два предельных случая. Если ни одна пара гармоник не имеет совпадающих узлов, то образуется максимальное количество фрагментов

$$(N_{фр})_{max} = \frac{1}{2} (N_{max} + 2)(N_{max} - 1) \quad (30)$$

Минимальное количество фрагментов получится при автофазировке гармоник, когда каждая последующая гармоника использует максимальное число уже имеющих узлы. В этом случае $(N_{фр})_{max}$ связано с N_{max} сложной теоретико-числовой зависимостью и не может быть представлено простым алгебраическим соотношением.

Например, при $N_{max} = 17, 18, 19, 20 \dots$ $(N_{фр})_{max}$ соответственно составляет 96, 102, 120, 128 ... В этом случае координаты узлов (перетяжек) в долях длины окружности определяются соотношением

$$\ell_i = \frac{p}{q} \quad (31)$$

где $p < q \leq N_{max}$ - взаимно простые числа. Например, при $N_{max} = 20$ координаты узлов образуют последовательность

$$= 0, \frac{1}{21}, \frac{1}{20}, \frac{1}{19} \dots \frac{1}{11}, \frac{2}{21}, \frac{1}{10}, \frac{2}{19}, \frac{1}{9}, \frac{2}{17} \dots \quad (32)$$

Массы фрагментов можно считать пропорциональными их длине, то есть расстояниям между двумя соседними узлами. Соответствующая (32) последовательность

$$= \frac{1}{21}, \frac{1}{21.20}, \frac{1}{20.19}, \frac{1}{19.18}, \dots, \frac{1}{12.11}, \frac{1}{21.11}, \frac{1}{19.10} \dots$$

В общем случае масса фрагмента, выраженная через массу тора и равняется:

$$M_i = \frac{M}{m \cdot n} \quad (33)$$

где m и n - взаимно простые числа, удовлетворяющие дополнительным ограничениям. Распределение звезд по массам при $N_{max}=20$ представлено на рис.2.

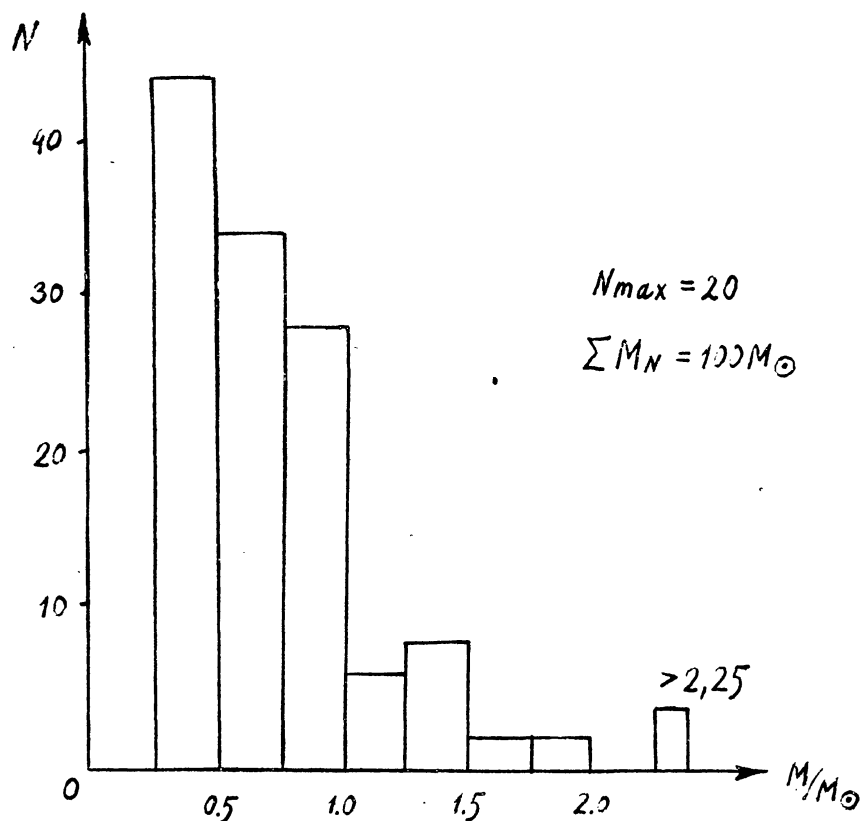


Рис. 2.

6. Дискуссия

В результате фрагментации тора на протозвезды и последующего сжатия фрагментов в пространстве должны образовываться плоские кольцеобразные звездные системы. Такие звездные системы обнаружены И.Иссерштедтом и Т.Шмидт-Калером [5]. Как показывают статистические оценки этих авторов, большинство из 1002 обнаруженных ими звездных колец являются реальными образованиями, а не результатом случайной проекции. Наблюдаемые характеристики колец соответствуют рассмотренным выше. Примечательно, что диаграммы спектр-светимость для звезд, входящих в кольца, имеют вид, характерный для молодых звездных образований.

Изложенная в настоящей работе гипотеза позволяет с единой точки зрения объяснить многие факты, интерпретация которых в теории образования звезд сталкивается с принципиальными трудностями.

Во-первых, снимается ограничение, связанное с большими массами сжимающихся облаков, так как вращение не может воспрепятствовать рассмотренному нами режиму сжатия. Интересно отметить, что при звездообразовании через тороидальную стадию основная часть вращательного момента принадлежит вращению тора как целого. При этом можно показать, что отдельный фрагмент захватывает момент вращения, который не препятствует его дальнейшему сжатию и близок к наблюдаемому у звезд. При этом более массивный фрагмент захватывает больший момент, что качественно соответствует наблюдаемому распределению скоростей вращения для звезд ранних спектральных классов.

Из гипотезы естественно следует образование полоидальных магнитных полей у звезд (см.рис.3) и, в частности, наклонных ротаторов с магнитной осью, лежащей в плоскости экватора звезды [6].

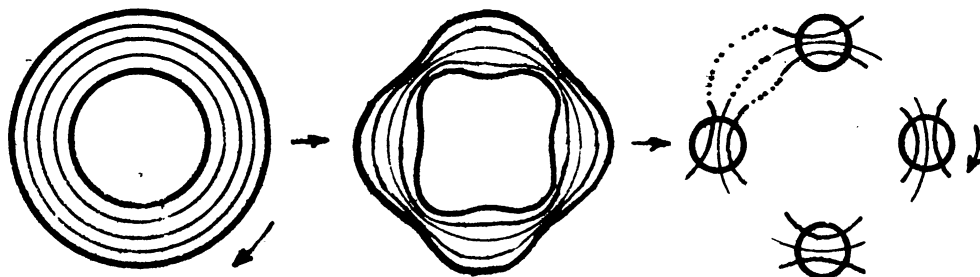


Рис. 3.

Можно предположить, что быстро вращающиеся звезды способны вторично пройти тороидальную стадию эволюции, когда меридиональная циркуляция резко изменяет закон вращения звезды. Не исключено, что в этом случае также наступит фрагментация с образованием тесной звездной пары. Следует ожидать интересных следствий при релятивистском коллапсе. В частности, вращение не способно остановить сжатие вращающегося объекта из-за рассмотренного здесь топологического эффекта. Возможно, что рост экваториальной скорости при коллапсе массивного тора под поверхность Шварцшильда снимет его гравитационное самозамыкание. Некоторые другие следствия нашей гипотезы и подробное изложение результатов будет опубликовано в очередном номере сборника "Астрометрия и астрофизика" ГАО АН УССР.

Главная астрономическая обсерватория

АН УССР

г.Киев. 28.11.1969г.

Л и т е р а т у р а

1. V.V. Porfiriev, L.M. Shulman, B.E. Zhilyaev, Nature (in press).
2. J.P. Ostriker, Ap. J., 140, 1067, 1964.
3. В.С.Сафронов. ДАН СССР, 130, 53, 1960
4. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер. "Межзвездная среда", Физматгиз, М.1963
5. J. Isserschedt, Th. Schmidt-Kaler, Veröff. d. Astr. Inst. der Ruhr-Univ. Bochum, No.I, 1968.
6. G.W. Preston, Ap. J., 150, 547, 1967.