

Г. А. Гурздян

К гидродинамике выброшенных газовых оболочек звезд

Одной из проблем гидродинамики газовых оболочек, выброшенных из звезд, и, в частности, оболочек новых и планетарных туманностей, является проблема устойчивости их формы при движении (расширении). Существуют определенные причины, которые приводят к нарушению первоначально правильной, сферической формы оболочки. Одной из таких причин является сопротивление среды, т. е. взаимодействие газовой оболочки с окружающей ее межзвездной средой (газовой или пылевой). Разработанная ранее теория [1] устойчивости формы газовой оболочки, расширяющейся в сопротивляющейся среде, приводит к следующим основным результатам:

1. Для каждой газовой оболочки существует некоторая сфера, — сфера устойчивости, в пределах которой форма оболочки практически остается неизменной. Радиус этой сферы дается соотношением:

$$R = \left(\frac{4\pi}{3} \frac{\rho_c}{M_0} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где M_0 — масса оболочки, ρ_c — плотность среды.

2. Вне этой сферы оболочка неустойчива. Самая незначительная неравномерность на ее поверхности, которая может возникнуть по различным причинам, развивается в этом случае очень быстро, по экспоненциальному закону в зависимости от времени или радиуса оболочки, что в конце-концов приводит к ее разрушению. Степень устойчивости характеризуется коэффициентом неустойчивости $\delta(t)$, который приближенно определяется следующей формулой:

$$\delta(t) = \left[1 + 4v_0 \left(\frac{4\pi}{3} \frac{\rho_c}{M_0} \right)^{\frac{1}{2}} t \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (t \geq t_0) \quad (2)$$

где v_0 — скорость расширения оболочки; t — время, в течение которого оболочка, расширяясь достигает расстояния r ; t_0 — время, необходимое для расширения оболочки до размеров сферы устойчивости $\left[t_0 \approx \frac{R}{v_0} \right]$.

Прежде чем перейти к дальнейшему развитию теории устойчивости форм газовых оболочек, остановимся на тех результатах,

которые получаются при применении этой теории к планетарным туманностям, оболочкам новых и звездам Вольф-Райе.

1. *Планетарные туманности.* Массы планетарных туманностей, повидимому, колеблются в значительных пределах. В качестве среднего значения массы можно принять величину $0.01 M_{\odot}$. Плотность межзвездного газа (водород), по исследованиям Стрёмгрена [2], обнаруживает также значительные флуктуации. Однако среднее ее значение порядка $3 \times 1,67 \cdot 10^{-24} = 5 \cdot 10^{-24} \text{ гр/см}^3$. По этим данным радиус сферы устойчивости для планетарных туманностей по формуле [1] получается равным:

$$R = 115\,000 \text{ а. е.}$$

Этот результат показывает, что до тех пор, пока радиус планетарной туманности будет меньше $115\,000 \text{ а. е.}$, она будет устойчивой, сохраняя свою первоначальную форму почти неизменной. Нарушение формы туманности начинается после того, как ее радиус превзойдет эту величину. Это значит, что планетарные туманности радиусом больше $115\,000 \text{ а. е.}$ и одновременно обладающие неразрушенной формой, должны быть очень редкими. На деле это и наблюдается: из 132 планетарных туманностей, для которых известны размеры, по Б. А. Воронцову-Вельяминову [3], всего 9 туманностей имеют диаметр больше $200\,000 \text{ а. е.}$ Весьма вероятно, что эти туманности обладают значительно большей массой, чем та, которая была выше. В этом случае радиус сферы устойчивости для них получается больше.

Планетарная туманность, потерявшая правильную форму и устойчивость, должна распасться на части, т. е. должна превратиться в бесформенные сгустки газовой материи. Должен получиться некоторый переходный тип от планетарной туманности к диффузной. Однако нетрудно убедиться, что нормальная планетарная туманность с массой $0,01 M_{\odot}$ расширяясь до размеров порядка $200\,000 \text{ а. е.}$, должна стать практически невидимой вследствие падения поверхностной яркости.

Однако есть планетарные туманности, размеры которых значительно меньше $200\,000 \text{ а. е.}$ и которые одновременно, судя по фотографиям, имеют достаточно деформированную, а в некоторых случаях, совершенно разрушенную форму. Такими являются, например, туманности NGC 2438, 1501, 2440, 6445, 650-1 и другие. Возможно, что или масса этих туманностей значительно меньше принятого выше значения ($0,01 M_{\odot}$), или же плотность межзвездной среды в области этих туманностей значительно больше среднего ее значения. В пользу того, что деформация или видоизменение формы указанных выше туманностей вызвано взаимодействием туманности с окружающей средой, говорят следующие факты: а) все указанные туманности находятся близко к плоскости галактического экватора, т. е. там, где плотность межзвездной материи наибольшая; линейное расстояние этих туманностей от плоскости галактики меньше 200 парсеков; б) размеры указанных туманностей порядка или больше 50—

60 т. а. е., т. е. значительно больше среднего размера планетарных туманностей ($\sim 10-15$ т. а. е.).

Согласно современному представлению межзвездная материя—как пылевая, так и газовая—не распределена в пространстве равномерно; она, как правило, сосредоточена в виде отдельных облаков и сгустков, т. е. имеет клочковатую структуру. Все результаты, приведенные выше, относятся к тем туманностям, которые находятся внутри подобных облаков или же в пространстве с материей заметной плотности. Однако клочковатая структура межзвездной материи приводит к тому, что часть планетарных туманностей (может быть существенная) окажется в пространстве, лежащем между отдельными облаками. Хотя „межоблачное“ пространство не совсем пустое, но все таки плотность материи в нем значительно ниже плотности материи в самых облаках. Вследствие этого радиус зоны устойчивости для этих туманностей будет больше, чем для тех, которые находятся внутри облаков. Соответственно этому, момент разрушения формы для этих „межоблачных“ туманностей наступит значительно позднее и они достаточно долгое время должны сохранять свою правильную форму. Примерами подобных туманностей служат некоторые двухоболочечные планетарные туманности (например, NGC 1535, 6804). Наружная оболочка двухоболочечных туманностей обладает небольшой массой и поэтому они и раньше подвержены разрушению. Между тем, указанные туманности имеют очень правильную форму и никаких признаков потери устойчивости не показывают. Это и дает некоторое основание полагать, что эти туманности находятся в межоблачных пространствах.

Планетарная туманность с первоначальной массой $0,01 M_{\odot}$, расширяясь даже до размеров $200 (00) \text{ а. е.}$, должна увеличить свою массу за счет газовой материи межзвездной среды всего в два раза. В действительности, средние размеры планетарных туманностей приблизительно в десять раз меньше этой величины. Поэтому можно заключить, что межзвездная среда практически не играет роли в создании массы планетарной туманности. Масса туманности полностью является продуктом выброса из центральной звезды.

2. *Оболочки, выброшенные новыми звездами.* Масса оболочки, выброшенной типичной новой звездой, обычно порядка $10^{-5} M_{\odot}$. Это дает для радиуса сферы устойчивости следующее значение:

$$R=8000 \text{ а. е.}$$

Как только радиус оболочки новой превзойдет эту величину, она должна потерять свою устойчивость. Но такого расстояния оболочка достигает очень быстро,—всего за время порядка нескольких десятков лет, если принять первоначальную скорость выброса порядка 1000 км/сек. Это значит, что практически формы оболочек новых звезд вообще неустойчивы и, что они должны очень быстро разрушаться. Для ясности можно определить относительную неустойчи-

вость оболочек новых звезд в сравнении с планетарными туманностями, воспользовавшись хотя бы приближенной формулой (2). Написав это выражение для планетарных туманностей, а также для оболочек новых, и разделив одно на другое, получим:

$$\delta_n = \delta_r \frac{\left[1 + 4v_0 \left(\frac{4\pi \rho_c}{3 M_0} \right)^{\frac{1}{3}} t \right]_n^{\frac{1}{2}}}{\left[1 + 4v_0 \left(\frac{4\pi \rho_c}{3 M_0} \right)^{\frac{1}{3}} t \right]_r^{\frac{1}{2}}}, \quad (3)$$

где индекс „n“ относится к оболочкам новых звезд, „r“ — к планетарным туманностям.

Для больших значений t из (3) имеем:

$$\delta_n = \delta_r \left[\left(\frac{v_0}{M_0^{\frac{1}{3}}} \right)_n \left(\frac{M_0^{\frac{1}{3}}}{v_0} \right)_r \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Приняв первоначальную скорость расширения в случае туманности $v_0 = 50$ км/сек, а в случае новых звезд — $v_n = 1000$ км/сек, массу туманности $0,01 M_{\odot}$ и оболочки — $10^{-5} M_{\odot}$, получим:

$$\delta_n \approx 20 \delta_r,$$

т. е. оболочка новой примерно в 20 раз более неустойчива по форме, чем планетарные туманности. Этот результат получен из приближенной формулы, дающей для коэффициента неустойчивости лишь нижнюю границу. Поскольку точная формула содержит также экспоненциальные члены, зависящие от переменного t или r , нужно ожидать, что это отношение в действительности значительно больше.

Полученный результат означает, что после выхода из сферы устойчивости оболочка новой теряет устойчивость своей формы примерно в несколько десятков и сот раз быстрее, чем планетарные туманности. Иначе говоря, процесс нарушения формы у оболочек новых развивается значительно быстрее, чем у планетарных туманностей. Расчеты показывают, что одной и той же фазы неустойчивости, характеризующейся некоторым значением коэффициента неустойчивости (допустим $\delta=10$), планетарные туманности достигают через несколько десятков тысяч лет, между тем как оболочки новых — уже через несколько десятков и сот лет.

3. *Применение к звездам Вольф-Райе.* Иногда предполагают, что планетарные туманности являются результатом непрерывного истечения газовой материи из нестационарных звезд, в частности из звезд типа Вольф-Райе.

Как известно, масса, выбрасываемая звездами Вольф-Райе за один год порядка $10^{-5} M_{\odot}$. Если допустить, что звезда выбрасывает такую массу непрерывно в течение десяти тысяч лет, то на некотором расстоянии от звезды может накопиться масса, равная массе планетарной туманности. Торможение выброшенной газовой массы

при этом может осуществляться в результате сопротивления межзвездной среды.

Небезынтересно проверить правильность этой гипотезы с точки зрения устойчивости формы газовой оболочки; в состоянии ли оболочка, образованная путем непрерывного истечения газовой материи из центральной звезды (в частности звезды Вольф-Райе), быть устойчивой по форме и тем самым дать планетарную туманность?

Нетрудно убедиться, в свете полученных выше результатов, что оболочка при этом будет неустойчива по форме и, следовательно, образование планетарной туманности таким путем оказывается невозможным.

Обозначим через M_0 массу, выброшенную звездой Вольф-Райе в единицу времени, через v_0 —скорость выброса. Тогда $M_0 v_0$ будет количество движения, освобожденное звездой в единицу времени. Если истечение происходит с постоянной интенсивностью (в определенном промежутке времени), то полное количество движения, которое освобождается из звезды в течение времени t , будет $M_0 v_0 t$. Часть этого количества движения сообщается той массе, которая прибавляется за счет сопротивляющейся среды, а остальную часть несет собственная (выброшенная) масса оболочки. Поэтому, мы можем написать условие сохранения количества движения в случае непрерывного истечения газовой материи из центральной звезды в следующем виде:

$$M_0 v_0 t = M_0 t v(r) + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_c v(r). \quad (5)$$

Отсюда

$$\frac{dr}{dt} = \frac{v_0 t}{t + \sigma r^3}, \quad (6)$$

где $\sigma = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho_c}{M_0}$, ρ_c — плотность сопротивляющейся среды. Решение этого уравнения дает движение оболочки переменной массы, причем увеличение массы происходит за счет среды и непрерывного истечения. Обозначим это решение через $r = f(t)$.

С другой стороны, как это было показано в [1], потеря устойчивости формы газовой оболочки фактически начинается тогда, когда собственная масса расширяющейся оболочки становится порядка той массы среды, которая содержится внутри объема оболочки. В течение времени t звезда выбрасывает массу, равную $M_0 t$, что и является собственной массой оболочки. В течение этого промежутка времени наружные слои оболочки достигают расстояния r , определяемого уравнением (6). Масса среды, находящейся внутри сферы радиуса r , будет $\frac{4\pi}{3} r^3 \rho_c$. Потеря устойчивости формы оболочки, со-

гласно определению, начинается тогда, когда обе эти величины становятся одного порядка, т. е.

$$M_0 t = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho_c, \quad (7)$$

или

$$M_0 t = \frac{4\pi}{3} \rho_c [f(t)]^2. \quad (8)$$

Отсюда определяем искомое время t , по истечении которого начинается нарушение устойчивости. Что же касается скорости развития неустойчивости, то она такого же порядка, как и в случае оболочек новых звезд, поскольку скорости выброса в обоих случаях величины одного порядка.

Уравнение (6) и, следовательно (8), можно решить приближенными методами. Так, например, при $M_0 = 10^{-5} M_\odot$ и год, $v_0 = 1000$ км/сек, $\rho_c = 5 \cdot 10^{-24}$ г/см³, t получается порядка ста лет. Через этот промежуток времени, который нужно считать очень малым, начинается разрушение оболочки. Поэтому о дальнейшем накоплении массы на наружных границах оболочки путем непрерывного истечения из центральной звезды не может быть и речи. Максимальная масса еще не разрушенной оболочки при этом будет порядка $10^{-3} M_\odot$, а минимальный диаметр—40 *т. а. е.* Как видим, образовавшаяся в результате деятельности звезд Вольф-Райе туманность имеет совсем небольшую продолжительность жизни, а масса и размеры ее принимают совершенно определенные значения, независящие от мощности истечения M_0 . Однако, даже сильные вариации M_0 не могут дать наблюдаемого разнообразия размеров и масс устойчивых планетарных туманностей.

Поэтому, можно сказать, что, повидимому, *планетарные туманности не могут быть результатом непрерывного истечения газовой материи из нестационарных звезд.* Они скорее могут являться результатом выброса газовой массы, так как только при этом случае выброшенная оболочка, обладающая достаточной массой, может иметь устойчивую форму (при изменении до размеров, обычных для планетарных туманностей).

Б. А. Воронцов-Вельяминов, выдвигая гипотезу образования планетарных туманностей в результате накопления газовых масс, выброшенных из звезд Вольф-Райе, отметил желательность изучения этой возможности со всех точек зрения [4]. Мы видим, что даже оставляя в стороне все другие аргументы, говорящие против этой гипотезы, последняя, на основании соображений об устойчивости формы газовых оболочек, не может быть принята.

4. *Эффект расширения газовых прожилок.* В вопросах устойчивости формы оболочек значительную роль могут играть процессы расширения газовых масс, скорость которых пропорциональна термической скорости частиц газа. Роль этих процессов заключается в следую-

щем. Вследствие сопротивления среды образуются [1] волны или прожилки на наружной границе оболочки. Однако, поскольку мы рассматриваем газовую оболочку, то вследствие термических движений частиц газа может иметь место расширение самых прожилков. При значительном расширении соседние прожилки могут, соприкасаясь в своих нижних и средних частях друг с другом, слиться и в результате этого до некоторой степени восстановится правильная форма оболочки, т. е. уменьшается коэффициент неустойчивости. Степень восстановления, понятно, зависит от продолжительности процесса расширения и от величины термической скорости.

Термическая скорость, а следовательно, скорость расширения газа в большинстве случаев и, в частности, в случае оболочек новых и планетарных туманностей, почти одинакова. Однако, поскольку нарушение устойчивости формы, вызванное сопротивлением среды, происходит, например, у планетарных туманностей значительно медленнее, чем у оболочек новых, то процесс расширения газа у планетарных туманностей соответственно будет протекать значительно большее время, чем у оболочек новых. Поэтому при одной и той же фазе неустойчивости, вызванной сопротивлением среды, планетарные туманности будут значительно устойчивее, чем оболочки новых. Потерявшие же устойчивость части оболочек в случае новых должны иметь удлиненные формы (прожилки), а в случае планетарных туманностей, наоборот,—более короткие и широкие формы (сгустки).

Учитывая только что описанный эффект, мы получим ответ на весьма важный вопрос: почему, все-таки, планетарные туманности не теряют устойчивости своей формы до такой степени, как это наблюдается у оболочек новых?

Таким образом, задача заключается в следующем: имеется некоторая незамкнутая область на плоскости x, y или контур $\eta_0(x_0, y_0)$, внутри которого находится однородный газ (водород) с температурой T , а следовательно с известной скоростью звука c . В некоторый момент эта область претерпевает расширение в вакуум, или в пространство с чрезвычайно низким давлением. Требуется найти, какова форма контура $\eta_1(x_1, y_1)$ через промежуток времени t , т. е. $\eta_1(x_1, y_1)$.

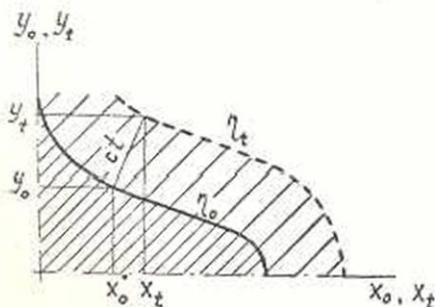
Решение поставленной задачи в наиболее общем виде представляет большие затруднения. Во-первых, мы имеем дело с нестационарной задачей. Во-вторых, задача неоднородная, что сильно усложняет ее математическое решение. Формально задача приводится к решению основных уравнений газовой динамики для неустановившихся процессов с соответствующими граничными и начальными условиями, которые легко задать.

Однако для качественных исследований мы можем удачно использовать результаты решения одномерного случая указанной задачи, который рассмотрен и подробно исследован К. П. Станюковичем [5].

Бурджерсом [6], Маквитти [7], Копсоном [8] и др. Это допустимо, поскольку в данном случае нас интересуют не количественные результаты решения задачи, а относительные, т. е. насколько больше или меньше влияние эффекта расширения газовых прожилок у планетарных туманностей и у оболочек новых. Задача при этом описывается римановским особым решением исходных уравнений газовой динамики. Окончательный результат сводится к нахождению зависимости одномерной скорости движения газа u , скорости звука c и пр., как функции от x и t . Не останавливаясь на подробностях указанных работ, отметим только их основные результаты. Рассматривая расширение (распространение) в вакууме водородного облака, обладающего некоторой внутренней температурой T , авторы приходят к заключению, что расширение в первоначальный момент происходит со скоростью звука c . В дальнейшем скорость распространения газа увеличивается и, теоретически, через бесконечный промежуток времени она доходит до своего предельного значения — $3c$. Этот результат относится к случаю неустановившегося движения газа. В случае же установившегося движения предельная скорость несколько меньше — $\sqrt{3}c$.

Переходим к нашей задаче. Вообще говоря, нужно ожидать существования такой области вокруг контура $\eta_0(x_0, y_0)$, где движение газа будет вполне римановское. Наше приближение заключается в том, что будем считать его римановским во всем пространстве, где может происходить движение. Соответственно этому, схема определения формы контура $\eta_t(x_t, y_t)$ для некоторого момента времени t представляется в следующем виде.

Как было указано выше, распространение (расширение) газа в вакууме происходит со скоростью звука c (во всяком случае в достаточно длинном промежутке времени с момента начала движения). Мы допускаем, что движение точки, находящейся на контуре $\eta_0(x_0, y_0)$,



Фиг. 1

происходит с постоянной скоростью по направлению нормали к данной точке контура. Иначе говоря, каждая точка контура передвигается по направлению своей нормали на величину $s = ct$. В результате, через промежуток времени t , контур $\eta_0(x_0, y_0)$ принимает вид $\eta_t(x_t, y_t)$, изображенный на фиг. 1 пунктиром.

Самый контур можно построить как графическим, так и аналитическим способом. В первом случае проводятся нормали в ряде точек на контуре $\eta_0(x_0, y_0)$ и откладываются на них величины ct . Соединяя точки плавной линией, получим контур $\eta_t(x_t, y_t)$. Во втором случае откладываются координаты

наты данной точки x_t и y_t , соответствующие данному моменту t . Они имеют, как это нетрудно вывести, следующий вид:

$$x_t = x_0 + \frac{c}{\sqrt{1 + [f'(x_0)]^2}} t, \quad (9)$$

$$y_t = y_0 + \frac{c f'(x_0)}{\sqrt{1 + [f'(x_0)]^2}} t, \quad (10)$$

где $f(x_0) = y_0$ — уравнение контура в его начальном положении; штрих означает производную по x_0 . В нашем случае, например, имеем $y_0 = a \cos kx_0$, где a — амплитуда, которую принимаем постоянной, т. е. независимой от времени. Тогда (9) и (10) напишутся в виде:

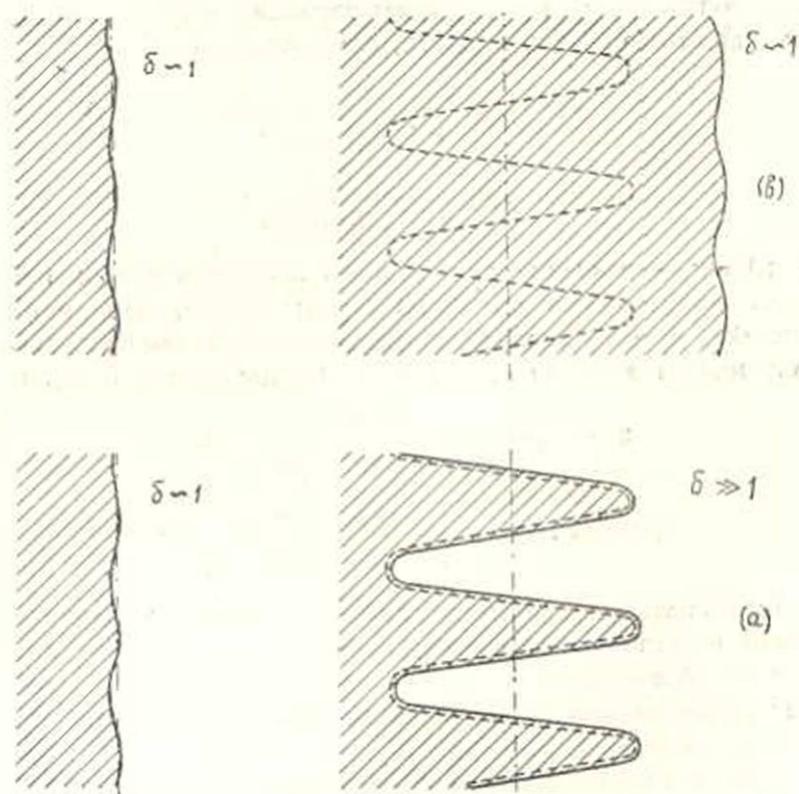
$$x_t = x_0 + \frac{c}{\sqrt{1 + a^2 k^2 \sin^2 kx_0}} t, \quad (11)$$

$$y_t = a \cos kx_0 + \frac{ck a \sin kx_0}{\sqrt{1 + a^2 k^2 \sin^2 kx_0}} t. \quad (12)$$

Окончательные кривые наружных поверхностей планетарной туманности и оболочки новых звезд, построенные графическим способом, с учетом образования волнообразности вследствие сопротивления среды и расширения образовавшихся при этом газовых прожилок, приведены на фиг. 2.

Степень волнообразности (т. е. амплитуда волны, или коэффициент неустойчивости), вызванная сопротивлением среды, в обоих случаях — планетарной туманности и оболочки новой — на одинаковых расстояниях вне зоны устойчивости одинакова (пунктирные линии на фиг. 2). Однако планетарные туманности достигают этого состояния, затрачивая значительно большее время, чем оболочки новых. С другой стороны можно принять с достаточной степенью точности, что скорость звука в обоих случаях почти одинакова. Тогда получается, что процесс расширения газа у планетарных туманностей длится значительно дольше по времени, чем у новых. Иначе говоря, в тот момент, когда δ для обеих оболочек имеет одинаковое значение (чему соответствует одинаковое относительное расстояние вне зоны устойчивости), частица газа, находящаяся на волнообразной поверхности, в случае планетарной туманности будет находиться примерно в несколько десятков раз дальше от своего первоначального места (по направлению нормали к данной точке), чем в случае оболочки новой. В результате получается картина, изображенная на фиг. 2 сплошными линиями: прожилки в случае планетарной туманности (б) расширяются настолько, что, соприкасаясь друг с другом сливаются, тем самым до значительной степени „восстанавливается“ устойчивость формы, в то время, как у новой (а) эффект расширения почти не оставляет никакого влияния.

Таким образом, устойчивость формы некоторой газовой обо-



Фиг. 2

лочки определяется, в конечном счете, соотношением тех суммарных результатов, которые оставляют на оболочке разрушающее действие сопротивления межзвездной среды и восстанавливающее действие эффекта расширения газа. Иначе говоря, степень устойчивости формы определяется отношением скорости расширения оболочки к тепловой скорости частиц газа (скорость звука). Чем меньше это отношение, тем устойчивее оболочка. В случае планетарных туманностей, например, это отношение порядка единицы, и форма оболочки более или менее устойчива. В случае же оболочек новых звезд это отношение порядка ста, поэтому они должны быть неустойчивы по форме.

Мы здесь рассматривали довольно упрощенную схему. В действительности, нарушающее действие межзвездной среды и восстанавливающее действие расширения газа следует рассматривать совместно.

Анализ устойчивости формы газовых оболочек, выброшенных звездами, таким образом, убеждает нас в том, что оболочки новых звезд и планетарные туманности представляют собой объекты совершенно разные с динамической точки зрения и, что *из оболочек новых звезд никогда не могут образоваться планетарные туманности*. Первые или сравнительно быстро рассеиваются в пространстве, или же пре-

вращаются в небольшие туманности диффузной формы. Этот результат чрезвычайно важен, так как этим весьма определенно ставится граница между природой вспышек новых и таких выбросов, следствием которых является образование планетарных туманностей.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
АН Армянской ССР

Поступило 22 IV 1953

Л и т е р а т у р а

1. Гурздян Г. А. Изв. АН Армянской ССР (серия ФМЕТ наук), т. VI, № 2, 1953.
2. Stromgren В. Ар. J. 108, 243, 1949.
3. Воронцов-Вельяминов Б. А. Астр журн, 27, 285, 1950.
4. Воронцов-Вельяминов Б. А. Газовые туманности и новые звезды, 1949.
5. Станюкович К. П. Теория неустановившихся движений, стр. 45, 1948.
6. Problems of Cosmical Aerodynamics, стр. 59, Dayton, 1951.
7. McVittie G. M. N. 110, 238, 1950.
8. Copson E. M. N. 110, 224, 1950.

Գ. Ա. Գուրզյան

ԱՍՏՂԵՐԻՑ ԴՈՒՐՍ ՆԵՏՎԱԾ ԳԱԶԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆՔՆԵՐԻ ՀԻԴՐՈԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հիմնվելով նախորդ աշխատության մեջ [1] ստացված տեսական արդյունքների վրա, ցույց է տրված, որ w մոլորակաձև միզամածությունները պրակտիկորեն պետք է լինեն ըստ ձևի կայուն, որովհետև նրանք զանգում են կայունության ոլորտի ներսում, ρ նոր աստղերի թաղանթներն արագորեն կորցնում են իրենց ձևի կայունությունը և, հետևաբար, նրանցից մոլորակաձև միզամածություն ստացվել չի կարող, q մոլորակաձև միզամածություն չի կարող ստացվել նաև այն դեպքում, երբ տեղի ունի գազային նյութի տեսական արտավիժում՝ աստղերից (օրինակ՝ Վելյամյե տիպի):

Քննարկված է գազի լայնացման ազդեցությունը թաղանթների ձևի վրա: Ցույց է տրված, որ այն՝ մոլորակաձև միզամածությունների դեպքում՝ նպաստում է ձևի կայունության պահպանմանը, իսկ նոր աստղերի թաղանթների դեպքում պրակտիկ նշանակություն չունի: