

Г. А. Гурздян

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ПРИРОДЕ СПИРАЛЕВИДНЫХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Спиралевидными мы называем те планетарные туманности, у которых наблюдаются два рукава, похожие на спиральные ветви, расположенные симметрично относительно туманности [1, 2]. Разновидностью спиралевидных туманностей являются зетобразные туманности, основная структура которых напоминает биполярные туманности с той лишь разницей, что „шапки“ в этом случае соединены друг с другом яркой перемычкой. Типичным представителем спиралевидной туманности является NGC 4361, новый снимок которой, полученный Минковским с помощью 200" телескопа, помещен в [3]. Представителями зетобразных туманностей являются NGC 6778, 2452 [4]. Как показал Н. А. Размадзе, зетобразную структуру имеет также планетарная туманность NGC 6853 [9]. На это указывает также снимок этой туманности, помещенный в [10].

Изучение структуры биполярных туманностей привело к выводу, что в планетарных туманностях вообще должны присутствовать магнитные поля [5]. Дальнейшее исследование этого вопроса привело к представлению о существовании в них самостоятельных *дипольных* магнитных полей, причем размер диполя соизмерим с размерами туманности [6]. Напряженность магнитного поля в различных частях туманности оказалась при этом различной и доходит до величин порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ гаусс, т. е. значительно превышающих напряженность магнитного поля Галактики.

Представление о существовании в планетарных туманностях дипольных магнитных полей хорошо объясняет многие особенности их структуры, а также наблюдаемое разнообразие их форм. В частности, оно приводит к следующим двум важным следствиям:

1. При наличии дипольных магнитных полей туманность должна иметь биполярную структуру, т. е. иметь две яркие, расположенные симметрично в отношении ядра „шапки“.

2. Если туманность расширяется и вместе с тем обладает дипольным полем, то она должна принять вытянутую в направлении магнитной оси форму.

Остановимся на второй из этих особенностей. Вытянутость туманности в направлении ее магнитной оси означает, что она в этом направлении расширяется с большей скоростью, чем в направлении экваториальной плоскости. Впечатление будет такое, как будто из полюсов происходит истечение газовой материи в направлении магнитной оси, вроде широкой струи, образуя выступы с обеих сторон туманности. На самом же деле имеет место замедление расширения туманности в экваториальной плоскости, т. е. в направлении, перпендикулярном магнитным силовым линиям. Указанные струи или выступы особенно хорошо видны, например, у двухоболочной туманности NGC 7009; они расположены на длинной оси туманности, которая одновременно является и ее магнитной осью.

Дипольное магнитное поле в планетарных туманностях обычно бывает *неточечного* типа [6], когда размер диполя l (расстояние между „точечными“ зарядами) порядка диаметра туманности $2R$ (см. рис. 1, где через N и S обозначены северный и южный полюсы соответственно на центральном сечении туманности; последняя заштрихована). С удалением от туманности магнитное поле быстро затухает (напряженность поля уменьшается приблизительно обратно кубу расстояния).

Представим теперь, что упомянутые выступы настолько удалены от магнитных полюсов, что напряженность дипольного поля в них, уменьшаясь по величине, становится порядка напряженности общего магнитного поля Галактики в

данном месте, т. е. порядка 10^{-5} — 10^{-6} гаусс. Это общее поле Галактики может быть принято внутри рассматриваемых нами объемов однородным. В таком случае при рассмотрении строения туманности уже нельзя будет игнорировать это поле Галактики и, поэтому, структура туманности на концах ее магнитной оси, т. е. в области выступов, уже будет определяться комбинированным действием *дипольного* поля туманности и *однородного* (или почти однородного) поля Галактики.

В дальнейших рассуждениях ограничимся рассмотрением только одной

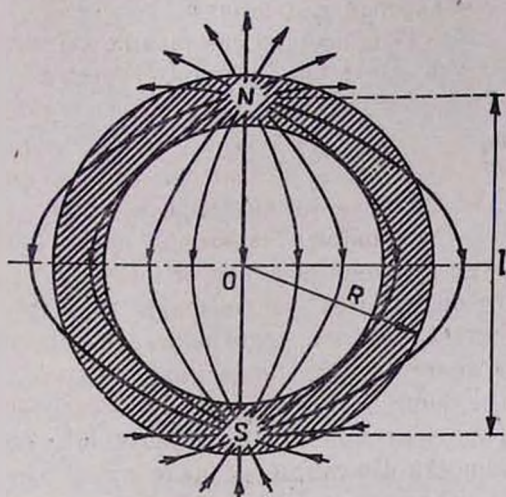


Рис. 1.

северной половины туманности, структура одной пары магнитных силовых линий которой, в увеличенном виде, изображена на рис. 2. В отношении ориентации магнитной оси туманности поставим условие, чтобы она не была параллельна магнитной линии Галактики в данном месте. Примем, для простоты, что она перпендикулярна этим силовым линиям.

Возьмем две точки в пределах рассмотренного выступа: А и В, расположенные симметрично в отношении магнитной оси, т. е. находящиеся на одинаковых расстояниях от полюса N. Магнитная силовая линия, проходящая через точку А, очевидно, представляет собой зеркальное изображение магнитной силовой линии, проходящей через точку В. Поэтому векторы напряженности от дипольного поля в точках А и В будут равны друг другу как по величине, так и по модулю, т. е. углы, составленные между этими векторами.

и радиус-векторами точек А и В, будут равны друг другу. Абсолютная величина этого вектора в случае неточечного диполя определяется по формуле:

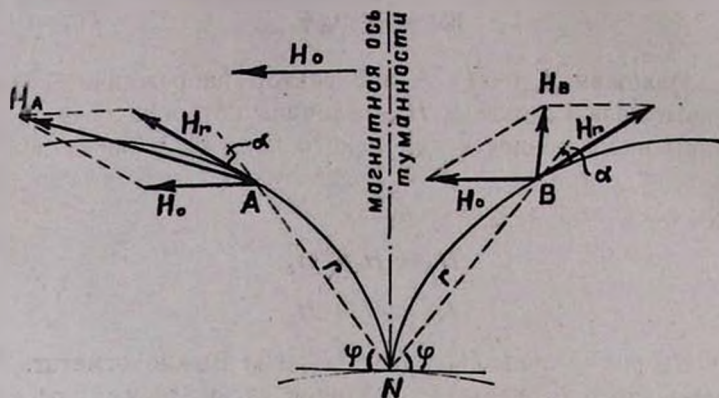


Рис. 2

$$H_A = H_B = a\eta_1(r, \varphi), \quad (1)$$

где a — магнитный момент диполя, а функция $\eta_1(r, \varphi)$ равна:

$$\eta_1(r, \varphi) = \frac{2^{1/2} x^2 \{ (1+x^2)^2 + 4x^2 \sin^2 \varphi - (1-x^2) [(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi]^{1/2} \}^{1/2}}{(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi} \quad (2)$$

где $x = l/2r$. Графики функции $\eta_1(r, \varphi)$ для различных значений l/r и φ приведены в [6].

В случае точечного диполя (когда $\frac{l}{r} \rightarrow 0$) выражение (1) примет более простую форму:

$$H_A = H_B = \frac{a}{r^3} \eta(\varphi), \quad (3)$$

где

$$\eta(\varphi) = \sqrt{1 + 3\sin^2 \varphi}. \quad (4)$$

Что же касается угла α , определяющего направление

вектора напряженности, то он, например для случая точечного диполя, определяется из соотношения:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi. \quad (5)$$

Наложим в точках А и В вектор напряженности магнитного поля Галактики H_0 , величина которого порядка величины напряженности дипольного поля в области выступов, т. е. в точках А и В. Тогда будем иметь для полных напряженностей в этих точках:

$$H_A = H_r + H_0; \quad (6)$$

$$H_B = H_r + H_0. \quad (7)$$

Из рис. 2 очевидно, что $H_A > H_B$. Важно отметить, что степень этого неравенства различна на различных расстояниях от полюса. Так, при близких к полюсу расстояниях, где $H_r \gg H_0$, будем иметь: $H_A \sim H_B \sim H_r$. На больших расстояниях имеем: $H_r \ll H_0$ и поэтому $H_A \sim H_B \sim H_0$. Таким образом, справа и слева от магнитной оси имеются некоторые замкнутые области, в пределах которых сохраняется неравенство $H_A > H_B$; это, очевидно, будет соответствовать расстояниям, где $H_r \sim H_0$.

Плотность ионизованного газа, находящегося в состоянии теплового движения, в точке (r, φ) при наличии магнитного поля определяется из следующего условия стационарности:

$$\frac{H^2}{8\pi} + \frac{\rho v^2}{2} = C, \quad (8)$$

где v — термическая скорость ионов, одинаковая во всех точках рассмотренной области, C — некоторая постоянная; способы определения этой постоянной описаны в [6].

Из (8) имеем:

$$\rho = \frac{2C}{v^2} - \frac{H^2}{4\pi v^2}. \quad (9)$$

Воспользуясь этой формулой, найдем, что плотность газа в точке В должна быть больше, чем в точке А, т. е.

имеет место условие $\rho_B > \rho_A$ для некоторых замкнутых областей вокруг А и В.

Вывод, который можно сделать из приведенных качественных рассуждений, напрашивается сам собой. Если при отсутствии галактического магнитного поля распределение плотности было симметричным в отношении магнитной оси, то при наличии такого поля оно больше не будет таким: плотность в правой половине от оси (при принятой схеме) будет больше, чем в левой. Далее, коэффициент объемного излучения туманности пропорционален квадрату концентрации ионов или электронов, поэтому даже при незначительной разнице плотностей может образоваться значительная разница в яркостях между областями, расположенными в разных сторонах от магнитной оси. Нетрудно убедиться, что при этом впечатление будет такое, как будто выступы превратились в спиральные рукава. Поскольку вся картина повторяется (в зеркальном изображении) и в отношении южного

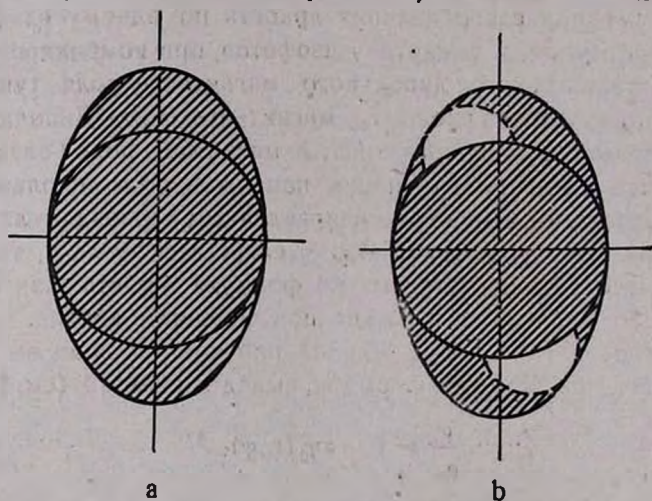


Рис. 3.

полюса, то в результате получим туманность с двумя спиральными рукавами, расположенными симметрично с обеих сторон; получим спиралевидную туманность. На рис. 3 схематически изображена форма продолговатой (с выступами)

туманности при отсутствии магнитного поля Галактики (а), и при комбинированном действии дипольного магнитного поля туманности и однородного магнитного поля Галактики (b).

В 1953 г. нами была выдвинута гипотеза, согласно которой происхождение формы спиралевидных туманностей может быть следствием истечения газовой материи из двух противоположных точек туманности и осевого вращения [1, 2,]. Теперь мы видим, что существование магнитных полей в туманностях естественным образом объясняет и появление спиральных ветвей. В отличие от прежней, гидродинамической теории возникновения спиральных рукавов здесь абсолютно не требуется вращение туманности. Спиральные ветви, таким образом, являются какими-то узорами, „украшающими“ туманность, но вместе с тем они лишены всякой „динамичности“, кажущейся на первый взгляд неизбежной.

Нами произведены конкретные вычисления с целью вывести картину распределения яркости по одному из полярных выступов, т. е. картину изофотов, при комбинированном действии на него дипольного магнитного поля туманности и однородного внешнего магнитного поля. Дипольное поле принято неточечного типа, а магнитное поле Галактики принято в восемь раз меньшим напряженности дипольного поля туманности в ее центре и направленным перпендикулярно магнитной оси туманности. Что же касается угла α , то он определяется приблизительно по формуле (5), что, как было указано, справедливо только при точечном диполе.

Распределение относительной плотности газа по выступу вычисляется согласно формуле, выведенной из (9) (см. [6]):

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1 - \sigma \eta_2^2(r, \varphi), \quad (10)$$

где σ — некоторый коэффициент, зависящий, в частности, от величины магнитного момента диполя и средней плотности ионов (в наших вычислениях принято $\sigma = 5$), а через $\eta_2(r, \varphi)$ обозначено абсолютное значение вектора $\overline{\eta_2}$ в данной точке, где $\overline{\eta_2} = H_r + H_\theta$. Абсолютное значение вектора $\overline{\eta_2}$ опре-

делено графическим способом для ряда точек, расположенных на радиус-векторах, исходящих из полюса N по всем направлениям в интервале от $\varphi = 0$ до $\varphi = \pm 90^\circ$ и образующих между собою угол, равный 15° . Значения функции $\eta_1(r, \varphi)$, необходимые для определения величины вектора $\vec{\eta}_1$ в точке (r, φ) , взяты из рис. 3 и 4 работы [6].

Результаты вычислений в виде построенных изофотов на центральном сечении выступа приведены на рис. 4, где цифры означают интенсивности в произвольных единицах. Форма туманности указана пунктирной линией; нас интересует только структура выступа, поэтому приводить подробности формы и строения самой туманности нет необходи-

мости. Укажем лишь, что при данной структуре и форме выступа возможны самые различные формы и структуры туманности.

Как видно из приведенного рисунка, при комбинированном действии дипольного поля туманности и однородного поля Галактики в самом деле могут образоваться спиральные рукава на концах магнитной оси за счет перераспределения массы газа полярных выступов туманности.

Помимо упомянутой выше туманности NGC 4361, у которой наличие спиральных рукавов не вызывает сомнения, имеется ряд туманностей, также

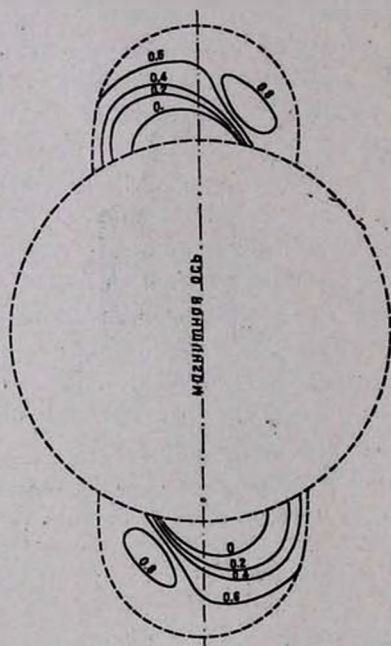


Рис. 4.

обладающих спиральными рукавами. Сюда относится, в первую очередь, известная биполярная туманность NGC 7026, для которой фото, полученное с помощью 200" телескопа,

и изофоты приведены в книге Аллера [7]. Изофоты воспроизведены нами из [7] на рис. 5 в несколько сокращенном виде, а именно—мы отбросили последние два контура, соответствующие значению $\lg J$, равному 0,1 и 0,3 соответственно, и оставили, как определяющий внешнюю границу туманности, контур, соответствующий значению $\lg J$, равному 0,5.

Наличие спиральных рукавов у этой туманности, расположенных симметрично с ее обеих сторон, более чем очевидно. Что в этой туманности в самом деле имеется дипольное магнитное поле, необходимое для образования спиральных рукавов, можно убедиться, обратив внимание на следующие факты. Во-первых, эта туманность биполярная. во-вторых, она сильно сжата в направлении экваториального диаметра, в результате чего она и приняла почти прямоугольную форму (аналогично туманности IC 4406). Пунктирной линией на рис. 5 обозначено направление магнитной оси так, как это следует ожидать, исходя из структуры туманности, а черточками — направление плоскости экватора Галактики, по которой, как полагают, направлены силовые линии общего магнитного поля Галактики.

Другой пример спиралевидной туманности мы имеем в случае планетарной туманности CD—29° 13998, изофоты которой воспроизведены, опять-таки из книги Аллера, на рис.

6. Следует обратить внимание прежде всего на сильно сплюснутую, почти прямоугольную форму этой туманности, являющей собой убедительное доказательство существования магнитных полей в ней. Что же касается спиральных

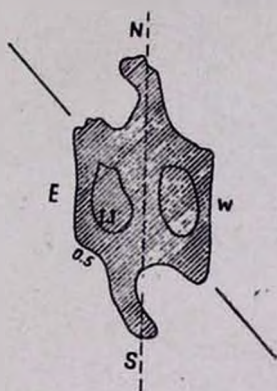


Рис. 5. Силуэтный снимок планетарной туманности NGC 7026. Цифры означают $\lg J$. Пунктирная линия—магнитная ось туманности, черточки — направление плоскости, параллельной галактическому экватору.

ветвей, расположенных на концах магнитной оси (пунктирная линия), то их форма, напоминающая клещи, как будто более близко подходит к тем, которые приведены на рис. 5 для одного частного случая расчетной схемы.

Довольно ясно выраженную спиралевидную структуру имеет также вторая оболочка одной из интересных биполярных туманностей: $\alpha = 16^{\circ}10', \delta = -54^{\circ}50'$, фото которой помещено в статье Эванса и Текерея [6].

Возвращаясь к туманности NGC 7009, уже упомянутой выше, следует подчеркнуть, что в этом случае мы имеем также спиралевидную туманность, одновременно двухоболочечную, плоскость спиралей которой приблизительно перпендикулярна плоскости картины. Что же касается вектора напряженности магнитного поля Галактики, то он также находится в плоскости, перпендикулярной картине, но, судя

по симметрично расположенным темным пятнам на второй оболочке, слегка наклоненной (порядка 30°) в отношении магнитной оси туманности; последняя совпадает с линией, проходящей через центр туманности и обоих выступов.

Теперь несколько слов о зетобразных туманностях. В отношении этих объектов также была развита в [1, 2] гидродинамическая теория образования перемычек и спиральных ветвей, на основе гипотезы об истечении газовой

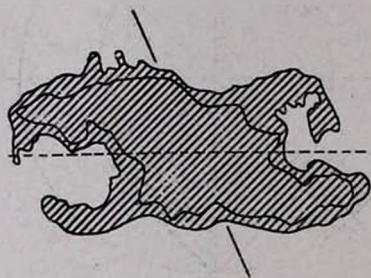


Рис. 6. Силуэтный снимок планетарной туманности CD— $29^{\circ}1.9998$. Пунктирная линия— магнитная ось туманности, черточки—направления плоскости, параллельной галактическому экватору.

материи из центральных областей туманности. Теперь от этого объяснения, по-видимому, следует отказаться, так как зетобразная форма некоторых туманностей, как увидим ниже, по всей вероятности, также может быть объяснена как результат частного случая проявления магнитных полей внутри туманности.

Допустим, что планетарная туманность имеет довольно большие линейные размеры, так, что напряженность поля, будучи наибольшей на ее наружных границах (размер диполя l порядка диаметра туманности $2R$), будет довольно мала в ее *центральных* частях, причем настолько мала, что она может быть сравнима по своей величине с напряженностью магнитного поля Галактики ($H_r \sim H_0$).

Проанализируем возникающую при этом картину подобно тому, как это было сделано выше, когда условие $H_r \sim H_0$ имело место в относительно *далеких* от центра туманности областях. Для этого обратимся к рис. 7, где схематически изображены магнитные полюсы туманности N и S и пара магнитных силовых линий, расположенных симметрично относительно магнитной оси.

Вектор напряженности магнитного поля Галактики H_0 принят перпендикулярным магнитной оси туманности. В точках A_1, A_2, B_1 и B_2 , находящихся на одинаковых линейных расстояниях от центра и одинаковых угловых расстояниях от магнитной оси, напряженности магнитного поля неточечного диполя туманности H_r одинаковы. Однако векторная сумма $H_r + H_0$ уже неодинакова по всем точкам. Она одинакова в точках A_1 и A_2 с одной стороны ($H_{A_1} = H_{A_2}$), и в точках B_1 и B_2 с другой ($H_{B_1} = H_{B_2}$). Но $H_{A_1} > H_{B_1}$. Степень этого неравенства хотя может меняться при передвижении вдоль направлений aa и bb , но в среднем, следует думать, она будет сохранена в пределах некоторой величины.

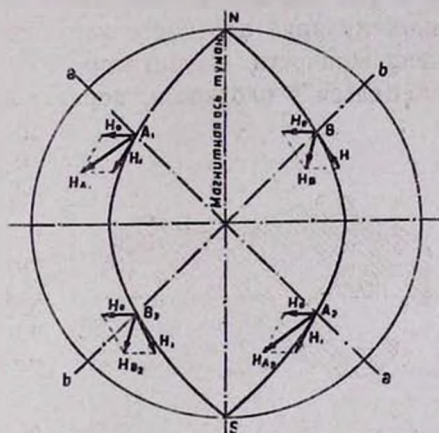


Рис. 7.

Возникновение неравенства $H_{A_1} > H_{B_1}$ приводит к тому, что в направлении bb , как это следует из (9), плотность газа будет больше, чем в направлении aa . Это значит, что

если действие дипольного поля приводит к образованию биполярной туманности, с максимумом яркости в направлении ее экваториальной плоскости и симметричной в отношении магнитной оси, то при наличии дополнительного условия $H_r \sim H_\theta$, указанные максимумы больше не будут симметричны в отношении магнитной оси: в этом случае яркость, например, в направлении bb будет несколько больше, чем в направлении aa . А это уже есть зетобразная туманность.

Мы здесь описали качественную картину явления только для центрального сечения туманности. В действительности, для построения изофотов реальной туманности, прозрачной для собственного излучения, следует решить пространственную задачу. Эта задача труднее и поэтому мы пока ограничиваемся только что сделанным анализом, оставляя ее решение для дальнейшего.

Таким образом, основная структура и форма большинства планетарных туманностей хотя и обусловлены действием собственного неточечного дипольного поля, отдельные детали или элементы их структуры могут быть обязаны своим существованием или происхождением комбинированным действиям магнитного поля Галактики и дипольного поля самих туманностей. Необходимым условием подобного комбинированного действия является: $H_r \sim H_\theta$, т. е. одинаковый по величине порядок напряженности обоих типов полей в данной точке туманности. При выполнении этого условия в наружных областях туманности могут образоваться спиралевидные туманности; когда же оно выполняется в ее внутренних областях, могут образоваться зетобразные туманности.

В заключение следует отметить, что некоторое отношение к затронутым выше вопросам могут иметь экспериментальные работы Бостика [11], воспроизводящие астрофизические процессы в лабораторных условиях. В частности, при пропускании сгустка почти полностью ионизованного газа (плазмOID) по магнитному полю (в вакууме) он смог наблюдать процесс искажения формы плазмOIDа и, в частности, образование в результате этого спиральных рукавов с обеих сторон плазмOIDа.

Январь, 1958

Գ. Ա. ԳՐԻԶՅԱՆՆԵ.

ՍՊԻՐԱԼ ՄՈԼՈՐԱԿԱՋԵՎ ՄԻԳԱՄԱՇՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԲՆՈՒՅԹԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Թեպետ մոլորակաձև միգամածությունների հիմնական ձևը և կառուցվածքը պայմանավորված են սեփական դիպոլային դաշտերի ներգործությամբ, նրանցում դիտվող առանձին առաջացումներ և մասնավորապես սպիրալ ելուստները իրենց առաջացմամբ և կամ գոյությունը հետևանք են Գալակտիկայի կանոնավոր մագնիսական դաշտի և միգամածության դիպոլային դաշտի համատեղ ներգործության: Նման համատեղ ներգործության անհրաժեշտ պայմանն է՝ $H_r \sim H_0$, այսինքն, Գալակտիկայի կանոնավոր մագնիսական դաշտի լարվածությունը (H_0) և միգամածության դիպոլային մագնիսական դաշտի լարվածությունը տվյալ կետում (H_r) պետք է լինեն նույն կարգի մեծություններ: Երբ այդ պայմանը տեղի ունի միգամածության արտաքին մասերում, կարող են առաջանալ սպիրալ միգամածություններ, իսկ երբ այն տեղի ունի միգամածության ներքին մասերում, կարող են առաջանալ զիթաձև միգամածություններ:

Բնորոշ է այն հանգամանքը, որ սպիրալ թևերը մոլորակաձև միգամածություններում չունեն դինամիկ բնույթ. նրանք ներկայացնում են իրենցից երկրաչափական տեղը այն տիրույթների, որտեղ մագնիսական դաշտի լարվածության բացարձակ արժեքը ամենափոքրն է:

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурзadyan, Астроном. журнал, 30, № 5, 1953; 30, № 6, 1953.
2. Г. А. Гурзadyan, Вопросы динамики планетарных туманностей, Ереван, 1954.
3. O. Struve, Sky and Telescope, 16, № 6, 1957.
4. H. Curtis, Publ. Lick Obs. 13, 1917.
5. Г. А. Гурзadyan, ДАН СССР, 113, 1231, 1957.
6. Г. А. Гурзadyan, Сообщ. Бюраканской обсерв., 24, 1958.
7. L. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
8. D. Evans a. A. Thackeray, M. N. 110, 429, 1950.
9. Н. А. Размадзе, Астроном. журнал, 33, 698, 1956.

10. J. Hall a. A. Hoag, *Sky and Telescope*. 16, № 1, 1956.
11. W. H. Bostik, *Trans. N. Y. Acad. Sci.*, 20, № 1, 79, 1957; *Phys. Rev.* 104, 292, 1956; 106, 404, 1957.