

8. Сулис Р А *ФТП* **20** 2008 (1986)
9. Burt M G *Phys. Rev. B* **50** 7518 (1994)
10. Foreman B A *Phys. Rev. B* **54** 1909 (1996)
11. Бир Г Л, Пикус Г Е *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М.: Наука, 1972)
12. Takhtamirov E E, Volkov V A *Semicond. Sci. Technol.* **12** 77 (1997)
13. Foreman B A *Phys. Rev. B* **52** 12241 (1995)
14. Волков В А, Пинскер Т Н *ЖЭТФ* **70** 2268 (1976)
15. Волков В А, Пинскер Т Н *ЖЭТФ* **72** 1087 (1977)
16. Волков В А, Пинскер Т Н *ФТТ* **23** 1756 (1980)
17. Ando T, Wakahara S, Akera H *Phys. Rev. B* **40** 11609 (1989)
18. Einevoll G T, Sham L J *Phys. Rev. B* **49** 10533 (1994)
19. Morrow R A, Brownstein K R *Phys. Rev. B* **30** 678 (1984)
20. Васько Ф Т *Письма в ЖЭТФ* **30** 574 (1979)
21. Zhu Q G, Kroemer H *Phys. Rev. B* **27** 3519 (1983)
22. Eppenga R, Schuurmans M F H, Colak S *Phys. Rev. B* **36** 1554 (1987)
23. Foreman B A *Phys. Rev. B* **48** 4964 (1993)
24. Ivchenko E L, Kaminski A Yu, Rössler U *Phys. Rev. B* **54** 5852 (1996)

PACS numbers: 04.40.Dg, **95.30.-k**, 97.60.Bw

Механизмы взрыва сверхновых: магниторотационная модель

Н.В. Арделян, Г.С. Бисноватый-Коган,
С.Г. Моисеенко

1. Введение

Сверхновые представляют собой последний этап в эволюции массивных звезд. Эволюция, сопровождающаяся ядерным горением и образованием все более тяжелых элементов с растущей энергией связи, заканчивается либо ядерным взрывом при образовании вырожденного углеродно-кислородного ядра с массой примерно 1,5 массы Солнца, либо потерей устойчивости и коллапсом ядра, состоящего из элементов группы железа. Коллапс заканчивается, когда в центре образуется устойчивая нейтронная звезда. При образовании нейтронной звезды выделяется огромная энергия, примерно 20 % энергии-массы покоя звезды, но почти вся она выделяется в виде слабо взаимодействующих и трудно регистрируемых нейтрино. Для объяснения взрыва сверхновой, которым сопровождается образование нейтронной звезды, необходимо использовать менее 0,1 % энергии нейтрино. Но использование даже столь малой части не всегда удается и получение взрыва встречается с большими трудностями. К настоящему времени, после 30 лет работы над этой проблемой, получен вывод о невозможности получения взрыва в простой сферически симметричной модели, впервые сделанный в [21].

Взрыв получается в двух вариантах. В одном предполагается, что развитие конвективной неустойчивости, приводящее к увеличению энергии улетающих нейтрино, приведет к взрыву. Эта модель чувствительна к входным физическим параметрам, способу учета конвекции и даже к численному методу. Получение взрыва в трехмерных расчетах не дает полной уверенности в связи с неизбежным накоплением числовых ошибок [12, 13, 15, 20].

Вторая модель использует преобразование энергии вращения нейтронной звезды с оболочкой в энергию разлета вещества с использованием магнитного поля как передаточного механизма. При расчетах этого варианта в различных приближениях получается ста-

бильное значение коэффициента преобразования энергии порядка нескольких процентов. Этого оказывается достаточным для объяснения взрыва сверхновой. Сначала поле усиливается дифференциальным вращением, а затем это усиленное поле приводит к преобразованию энергии вращения в энергию взрыва. После этого магнитное поле возвращается к своему исходному значению, а звезда становится вращающейся твердотельно и сравнительно медленно.

2. Основные уравнения магниторотационной модели взрыва

Магниторотационная модель взрыва сверхновой предложена в работе [7], одномерные расчеты изложены в работах [11, 1]. Двумерные расчеты на основе неявной лагранжевой схемы с треугольной сеткой были начаты в работах [2, 3]. В последующих работах [4–6] расчеты велись на усовершенствованной сетке с перестройкой. В [5, 6] впервые был моделирован магниторотационный взрыв вращающегося облака и в настоящее время ведутся расчеты модели взрыва сверхновой с учетом реалистического уравнения состояния сверхплотного вещества нейтронной звезды и нейтринных потерь [8]. Магниторотационная модель взрыва исследовалась в работе [19], где для одномерных расчетов использовалась сферически симметричная модель, а также в работах [17, 23], где проводились двумерные расчеты на эйлеровой сетке, не позволяющей рассматривать большие перепады параметров, при наличии упрощающих предположений относительно структуры поля и при сильно завышенном его значении. Результаты этих работ, где получен эффективный взрыв, не позволяют, тем не менее, судить о его форме, временном масштабе и других характеристиках, относящихся к наблюдательным проявлениям. Отметим, что магниторотационный механизм был рассмотрен в работе [16] для объяснения поддержки свечения Крабовидной туманности за счет закручивания ее магнитного поля вращающейся нейтронной звездой.

Система уравнений магнитной газодинамики, описывающая магниторотационный взрыв сверхновой, имеет вид

$$\begin{aligned}
 \frac{d\mathbf{x}}{dt} &= \mathbf{u}, \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \\
 \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= -\operatorname{grad} \left(p + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} (\mathbf{B} \otimes \mathbf{B}) - \rho \operatorname{grad} \Phi, \\
 \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) &= \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{u}, \\
 \rho \frac{d\varepsilon}{dt} + p \operatorname{div} \mathbf{u} &= 0, \quad \eta = \frac{1}{\rho} = \frac{TR}{p}, \quad \varepsilon = \frac{TR}{\gamma - 1}, \\
 \Delta \Phi &= 4\pi G \rho.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Задача рассматривается в цилиндрической системе координат в предположении экваториальной (плоскость симметрии $z = 0$) и осевой симметрии ($\partial/\partial\varphi = 0$). Здесь $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$, $\mathbf{x} = (r, \varphi, z)$ — радиус-вектор частицы сплошной среды в цилиндрических координатах, \mathbf{u} — вектор скорости, ρ — плотность, p — давление, \mathbf{B} — вектор напряженности магнитного поля, Φ — гравитационный потенциал, ε — внутренняя энергия, G — гравитационная постоянная, R — газовая постоянная, γ — показатель адиабаты. Задача решается в ограниченной области, вне которой плотность равна нулю.

Полоидальные компоненты магнитного поля B_r , B_z могут быть отличными от нуля и вне облака.

3. Результаты одномерных расчетов

В одномерной постановке рассматривается однородный по оси цилиндр с $v_z = B_z = j_r = j_\phi = 0$. Это соответствует пренебрежению движением вдоль оси z в реальной звезде. Решение одномерных нестационарных уравнений МГД проводилось в области $R_0 < r < R(t)$, где R_0 — радиус твердоотельно вращающегося ядра с массой M_0 на единицу длины. При цилиндрической симметрии условие сохранения радиальной компоненты магнитного потока сводится к равенству $rB_r = A = \text{const}$. Пусть масса единицы длины оболочки равна M . Задача имеет два характерных безразмерных параметра

$$\alpha = \frac{A^2}{4\pi M V_0^2} \quad (V_0 = \sqrt{2\pi G M_0}), \quad \beta = \frac{M_0}{M}. \quad (2)$$

Расчеты [1] проводились для значений $\beta = 1$, $\alpha = 10^{-2}$, 10^{-4} , 10^{-8} . При этом показано стремление решения к универсальному при малых α , когда характерные времена процессов растут $\sim \alpha^{-1/2}$, а функции $v_{rz} = v_r \alpha^{-1/2}$, $h_z = r B_\phi \alpha^{1/2}$ ведут себя одинаково в зависимости от радиуса r и приведенного времени $t_\alpha = t \alpha^{1/2}$. На рисунках 1–3 приведены результаты расчетов для изменения распределения угловой скорости и температуры в оболочке, а также форма силовых линий магнитного поля в

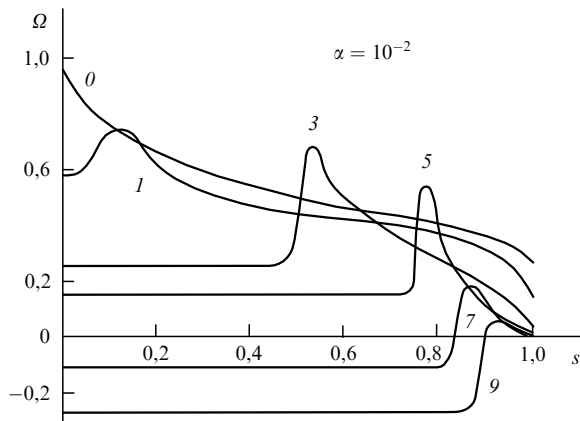


Рис. 1. Распределение угловой скорости, нормированной к максимальной, по безразмерной массе оболочки.

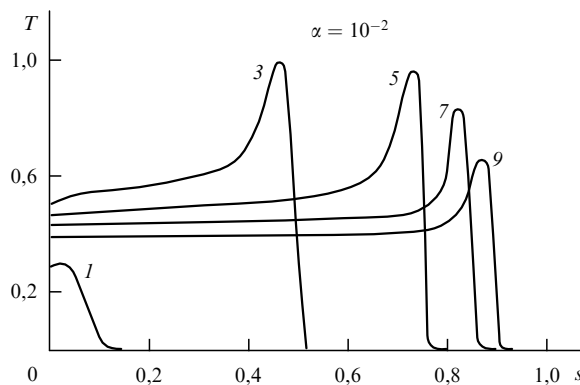


Рис. 2. Распределение температуры, нормированной к максимальной, по безразмерной массе оболочки.

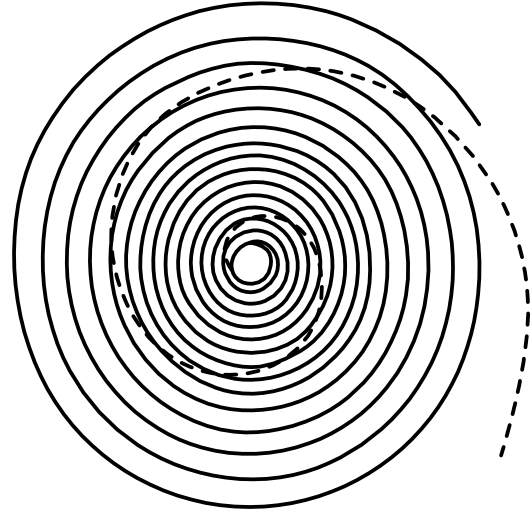


Рис. 3. Форма силовых линий магнитного поля в области вблизи ядра на момент времени, близкий к максимальной закрутке.

момент, близкий к максимальной закрутке силовых линий. На рисунке 2 видно формирование и распространение ударной волны в оболочке, а рис. 1 показывает, как в процессе развития магниторотационного взрыва уменьшается скорость вращения ядра за счет уноса углового момента сброшенным веществом. В условиях сохранения полного углового момента ядра и оболочки возможна смена направления вращения ядра и прилегающей к нему части оболочки, а также магниторотационные колебания, появляющиеся только в цилиндрической модели. Оценки, основанные на учете сферического гравитационного потенциала реальной нейтронной звезды, дают при малых α для массы и кинетической энергии улетающего вещества значения

$$M_{\text{sh}} \approx 0,13 M_\odot, \quad \epsilon_{\text{sh}} \approx 0,035 \epsilon_{\text{rot}}, \quad (3)$$

где ϵ_{rot} есть полная вращательная энергия системы ядро – оболочка в начальный момент времени.

4. 2-D расчеты в аксиально-симметричной модели

Вначале рассматривается твердоотельно вращающийся однородный газовый шар, в котором [6]

$$r = 3,81 \times 10^{16} \text{ см}, \quad \rho = 1,492 \times 10^{-17} \text{ г см}^{-3},$$

$$M = 1,73 M_\odot = 3,457 \times 10^{33} \text{ г},$$

$$\gamma = \frac{5}{3}, \quad u_r = u_z = 0,$$

$$\frac{E_{\text{rot0}}}{E_{\text{gr0}}} = 0,04, \quad \frac{E_{\text{in0}}}{E_{\text{gr0}}} = 0,01. \quad (4)$$

Облако начинает коллапсировать и после ряда осцилляций приходит к квазистационарному состоянию. На этой стадии вращение облака становится дифференциальным. Центральная плотность в стационаре составляет $\rho_c \approx 400 \rho_0$. В момент времени $t_1 = 5,15$ (в безразмерных единицах, отнесенных к характерному времени коллапса) "включается" магнитное поле с конфигурацией, близкой к квадруполью. Отношение энергии магнитного поля в момент "включения" к гравитационной энергии облака в этот же момент составляет $E_{\text{mag1}}/E_{\text{gr1}} = 0,05$. Из-за дифференциальности вращения облака возникает тороидальная компонента магнитного поля, которая растет

со временем и приводит к увеличению магнитного давления внутри облака. Максимальное значение тороидальной компоненты магнитного поля находится на экваториальной плоскости облака и с течением времени движется по направлению к центру облака. В момент времени $t = 10,2$ энергия тороидального магнитного поля достигает максимума. После этого тороидальная магнитная энергия убывает со временем.

Начиная с момента включения магнитного поля $t = 5,15$ и до момента времени $t = 10,2$, когда тороидальная часть магнитной энергии достигает своего максимума, скорости в облаке остаются малыми. Начиная с $t = 10,2$ облако расширяется под действием магнитного давления преимущественно в экваториальной плоскости. После $t = 11,3$ внешние части начинают приобретать кинетическую энергию, достаточную для улета на бесконечность. Истечение вещества с экватора изменяет форму облака, которая для последнего счетного момента $t = 32,6$ приведена на рис. 4. На рисунке 5 показан рост со временем массы эжектируемого вещества, кинетическая энергия которого достигает почти 1 % конечной гравитационной энергии облака.

Полученные результаты показывают высокую эффективность магниторотационного механизма взрыва, достигающего 1 % гравитационной энергии в случае облака. Для взрыва сверхновой при образовании нейтронной звезды достаточно эффективности порядка 0,25 % энергии связи, что составляет примерно 3 % энергии вращения вновь образовавшейся нейтронной звезды, имеющей максимально возможную скорость.

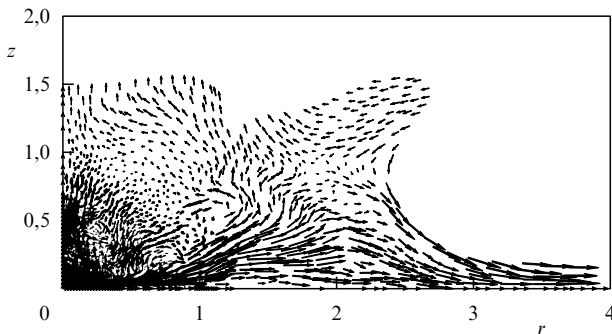


Рис. 4. Поле скоростей в меридиональном сечении облака на момент $t = 32,6$.

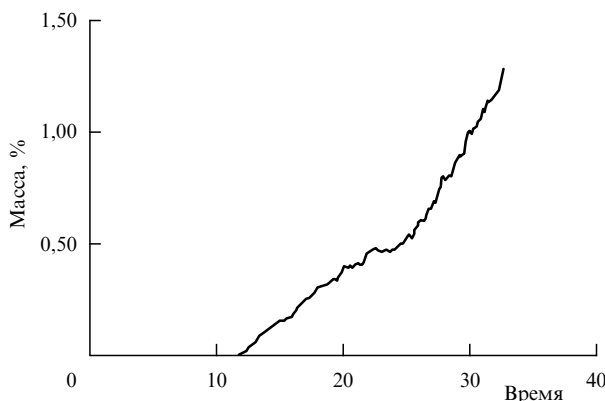


Рис. 5. Рост со временем эжектируемой массы (в процентах).

5. Нарушение зеркальной симметрии магнитного поля и образование быстролетающих пульсаров

Исследования, основанные на тайминге радиопульсаров и измерениях их собственных движений, показали, что многие пульсары движутся с большими скоростями, иногда превышающими 1000 км с^{-1} [18]. Так как пульсары ведут свое происхождение от массивных звезд дисковой составляющей Галактики, собственная скорость которых гораздо меньше, то наиболее вероятно, что они приобрели эту скорость во время образования нейтронной звезды в результате коллапса и взрыва сверхновой. В магниторотационной модели возникает естественный механизм ускорения нейтронных звезд в результате коллапса. Он основан на нарушении зеркальной симметрии магнитного поля в звездах, вращающихся дифференциально и имеющих разные симметрии исходных полоидального и тороидального полей [9]. В качестве примеров можно привести сочетание дипольного поля и симметричного тороидального или квадрупольного и антисимметричного тороидального в твердотельно вращающейся предсверхновой. Рассмотрим случай с дипольным полем. В результате коллапса звезды неизбежно возникает дифференциальное вращение и закручивание радиальной компоненты дипольного поля приводит к появлению *антисимметричной* компоненты тороидального поля, которая, складываясь с исходной *симметричной*, приводит к нарушению зеркальной симметрии магнитного поля.

В радиопульсарах дипольные компоненты магнитных полей достигают 10^{13} Гс , а их тороидальные компоненты могут быть на несколько порядков выше, аналогично полю солнечных пятен, которое, видимо, связано с его тороидальной компонентой. На стадии магниторотационного взрыва возможно временное образование еще больших магнитных полей. При столь больших полях, превышающих характерное магнитное поле, $B_c = m_e^2 c^3 / e \hbar = 4,4 \times 10^{13} \text{ Гс}$, при котором энергия, соответствующая разности уровней Ландау, равна $m_e c^2$, становится существенной зависимость сечения слабого взаимодействия от магнитного поля из-за изменения фазового объема и волновой функции электронов. При очень больших полях сечение бета-распада растет линейно с полем [22]. Если энергия бета-перехода равна $\varepsilon_\beta = \Delta m_e c^2$, то влияние поля становится существенным при $B > \Delta B_c$, что при $\Delta = 10-20$ требует полей $B > 5 \times 10^{14} \text{ Гс}$, которые могут быть существенно превышены при магниторотационном взрыве. Разница в сечениях слабого взаимодействия в двух полусферах нейтронной звезды приведет к разности потока энергии нейтрино, который обратно пропорционален сечению взаимодействия в условиях нейтринной теплопроводности [14].

Используя кривую нейтринного охлаждения [21] и задаваясь линейным законом роста индуцированного тороидального поля, в результате которого полное тороидальное поле в двух полусферах меняется по закону

$$B_{\pm} \equiv B_{\phi\pm} = a \pm bt, \quad a = B_{\phi 0}, \quad b = \frac{|B_p|}{P}, \quad (5)$$

была рассчитана скорость нейтронной звезды, приобретаемая в результате отдачи при анизотропном потоке нейтрино [10]:

$$v_{nf} = \frac{2}{\pi} \frac{c}{10} \frac{P}{20c} x \left[0,5 + \ln \left(\frac{20c}{P} \frac{1}{x} \right) \right] \approx \\ \approx x \left(0,5 + \ln \frac{2 \times 10^4}{x} \right) \times 1 \text{ км с}^{-1}. \quad (6)$$

Здесь период вращения родившейся нейтронной звезды $P = 10^{-3}$ с, длительность нейтринного импульса составляет 20 с при светимости $L_v = 0,1 M_n c^2 / 20 \text{ с}$, c — скорость света, x — отношение исходного тороидального к исходному полоидальному полю. Для $x = B_{\phi 0} / |B_p|$, $20 < x < 10^3$, получаем $140 < v_{nf} < 3000 \text{ км с}^{-1}$. Как следует из (6), скорость нейтронной звезды, приобретаемая за счет этого механизма, имеет максимум как функция x , что при том же полоидальном поле дает характерную зависимость с максимумом и спаданием в область больших и малых полей для зависимости скорости радиопульсаром от дипольного магнитного поля. К сожалению, наблюдения не дают пока возможности подтвердить или опровергнуть эту зависимость ввиду существенного влияния эффектов селекции.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 96-02-16553 и 96-01-00838), INTAS (грант 93-93), NSF (грант AST-932-0068), CRDF (грант Rpl-173).

Список литературы

1. Арделян Н В, Бисноватый-Коган Г С, Попов Ю П *Астрон. ж.* **56** 1244 (1979)
2. Арделян Н В и др. *Астрон. ж.* **64** 495 (1987)
3. Арделян Н В и др. *Астрон. ж.* **64** 761 (1987)
4. Ardeljan N V et al. *Astron. Ap. Suppl.* **115** 573 (1996)
5. Ardeljan N V, Bisnovaty-Kogan G S, Moiseenko S G *Ap. Spase Sci.* **239** 1 (1966)
6. Ardeljan N V, Bisnovaty-Kogan G S, Moiseenko S G, in *Proc. Int. Work-shop "SN1987A: Ten Years After"*. La Serena, Chile, Feb. 22–28, 1997
7. Бисноватый-Коган Г С *Астрон. ж.* **47** 813 (1970)
8. Бисноватый-Коган Г С *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989)
9. Бисноватый-Коган Г С, Моисеенко С Г *Астрон. ж.* **69** 563 (1992)
10. Bisnovaty-Kogan G S *Astron. Ap. Transact.* **3** 287 (1993)
11. Bisnovaty-Kogan G S, Popov Yu P, Samochin A A *Ap. Space. Sci.* **41** 321 (1976)
12. Burrows A, Hayes J, Fryxell B A *Ap. J.* **450** 830 (1995)
13. Herant M et al. *Ap. J.* **435** 339 (1994)
14. Имшенник В С, Надежин Д К *ЖЭТФ* **63** 1548 (1972)
15. Janka H-T, Muller E *Astrophys. J. Lett.* **448** L109 (1995)
16. Кардашев Н С *Астрон. ж.* **41** 807 (1964)
17. Le Blank L M, Wilson J R *Ap. J.* **161** 541 (1970)
18. Lyne A G, Lorimer D R *Nature (London)* **369** 127 (1994)
19. Muller E, Hillebrandt W *Astron. Ap.* **80** 147 (1979)
20. Miller D S, Wilson J R, Mayle R W *Ap. J.* **415** 278 (1993)
21. Nadyozhin D K *Ap. Spase Sci.* **53** 131 (1978)
22. O'Connell R F, Matese J J *Nature (London)* **222** 649 (1969)
23. Ohnishi T *Tech. Rep. Inst. At. En. Kyoto Univ.* **198** (1983)

PACS numbers: 95.30.-k

Звезды, планеты, космические мазеры

В.И. Слыш

Предположение о связи космических мазеров с процессом звездообразования было высказано И.С. Шкловским

еще в 1966 г. — сразу после открытия мазеров ОН. Образование звезды может сопровождаться и образованием ее планетной системы из околозвездного газопылевого протопланетного диска, возникающего в качестве резервуара углового момента. Протозвезда может сжиматься и аккрецировать новое вещество только при наличии возможности отдачи ею углового момента диску. Таким образом, околозвездные диски являются обязательным атрибутом протозвезд. В свою очередь, диск может разбиваться на кольцевые зоны и фрагменты с последующим образованием планет. Такая картина, предложенная в общих чертах еще Кантом и Лапласом, находит свое подтверждение в последнее время, благодаря появлению новых методов наблюдения с высоким разрешением. У 20 близких звезд главной последовательности обнаружены планеты, причем в 9 случаях масса планеты меньше 13 масс Юпитера, что является условной границей между планетами и звездами малой массы, называемыми коричневыми карликами. Благодаря высокому разрешению космического телескопа Хаббла были найдены многочисленные свидетельства протекания процесса звездообразования и получены изображения плотных сгустков вещества — глобул — и отдельных протозвезд с газопылевыми дисками вокруг них. Они получили название "пропиды" — предшественники планетных систем. Примером такого диска может также служить диск у звезды β Живописца.

Еще более высокое разрешение имеют радиоинтерферометрические системы, с помощью которых получают изображения мазерных источников излучения: 0,1 мс дуги, что соответствует линейному размеру 0,1 а.е. на расстоянии 1 кпк, что значительно меньше размеров планетных систем. Поскольку мазеры оказались тесно связанными с областями звездообразования и являются достаточно интенсивными для радиоинтерферометрии, их можно использовать для поисков и исследования протопланетных систем на разных стадиях эволюции. К давно известным мазерам ОН и H_2O в последнее время прибавились мазеры метанола, являющиеся чувствительным индикатором физических условий. В результате исследования мазеров было установлено, что они связаны с несколькими различными этапами эволюции протозвезд и планетных систем. Мазеры метанола II класса и мазеры ОН возникают в периферийных остатках диска вокруг молодых горячих звезд большой массы ($50 M_\odot$) на расстоянии в несколько тысяч астрономических единиц от звезды. Возможно, эти мазеры излучаются протяженными атмосферами ледяных планет (гигантские кометы). С дисками вокруг протозвезд малой массы ($0,1 M_\odot$), еще пребывающих на стадии аккреции вещества, связаны некоторые мазеры H_2O (IC1396N). Размеры этих дисков невелики — порядка 20 а.е. Еще более ранняя стадия эволюции протозвезд — холодные плотные ядра в молекулярных облаках — связана с метанольными мазерами I класса (OMC-2, NGC2264).

Аналогичное явление — диски с источниками мазерного излучения — обнаружены в более грандиозных масштабах в ядрах некоторых активных галактик, вокруг черных дыр с массой $10^6 - 10^9 M_\odot$.