

этой вспышки накопилась во время предшествующей нейтронизации, когда ядерный состав все больше отклонялся от равновесного, аналогично холодной нейтронизации, рассмотренной в § 4, п. д для образования неравновесного слоя в оболочке нейтронной звезды.

Удельная энергия связи в результате нейтронизации стала равной $8,72 \text{ МэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ (для ${}^6\text{Сг}$), а в статистически равновесном состоянии при той же плотности $\rho_c = 10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ имеет место $E_b = 8,74 \text{ МэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$. Избыток энергии связи $0,02 \text{ МэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ превращается в тепло при переходе к равновесию и увеличивает температуру

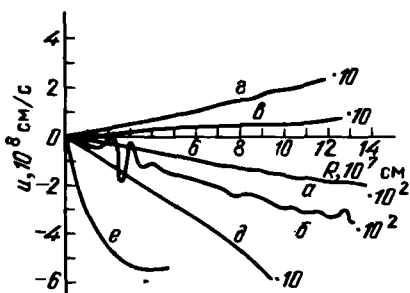


Рис. 97. Профили скорости u в зависимости от радиуса R при $\lg \rho_c = 9,96$ (а), $10,00$ (б), $10,07$ (в), $10,18$ (г), $10,52$ (д), $11,96$ (е), из [66]. Реальные значения скорости умножены на величины, указанные около кривых

в центре T_c с $3 \cdot 10^9$ до $4,7 \cdot 10^9$ К. Распределение скорости по радиусу для различных значений центральной плотности приведено на рис. 97. Тепловая вспышка порождает звуковую волну (кривая (б) на рис. 97), которая переходит в почти гомологическое колебание звезды в целом. После нескольких десятков колебаний они прекращаются при $\rho_c \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ из-за демпфирования потоком нейтринного излучения. При $\rho_c \geq 10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ коллапс становится негомологическим, а центральная часть звезды непрозрачной относительно излучения нейтрино. Дальнейшие расчеты в [66] велись в адиабатическом приближении и привели к формированию гомологического ядра с массой $1,1 M_\odot$, от которого происходит отражение ударной волны — отскок (bounce). Корректный учет нейтринных процессов может существенно уменьшить мощность отраженной ударной волны, как в случае коллапса более массивных звезд, рассмотренного ниже в § 37. Взрыв с энергией $\epsilon = 2 \cdot 10^{51}$ эрг в результате отскока, получившийся в расчетах нейтронизации и коллапса $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ ядра, оставшегося после эволюции звезды с начальной массой $8-10 M_\odot$ [398], требует дополнительной проверки из-за отсутствия ясности в способе учета в этой работе нейтринного переноса.

§ 37. Гидродинамический коллапс ядер звезд

Железные ядра с массой $M_{\text{Fe}} \geq 1,4 M_\odot$ теряют устойчивость за счет диссоциации железа, которая сразу приводит к быстрому коллапсу. С уменьшением массы возрастает роль нейтронизации и временной интервал, на котором сжатие идет со скоростью бета-процессов. Как отмечалось в § 34, п. б, железное ядро образуется у звезд с начальной массой $M_i \geq 10 M_\odot$, причем при $M_i > 13 M_\odot$ все стадии ядерного горения проходят спокойно. Так как эволюционные расчеты дают заметную неопределенность

в связи $M_{Fe}(M_I)$, можно лишь утверждать, что неустойчивость за счет диссоциации железа теряют одиночные звезды с $M_I > 13 \pm 3 M_{\odot}$.

Гидродинамические расчеты коллапса железных ядер впервые были сделаны в [331] и вскоре затем в [111, 254]. Решались гидродинамические уравнения (35.1)–(35.3), в качестве начальных условий рассматривались массивные звездные ядра ($M \geq 2 M_{\odot}$) на границе гидродинамической устойчивости (см. § 34, п. а). В этих работах было исследовано влияние электронных и мюонных нейтрино на коллапс, роль депозиции нейтрино, приводящей к нагреву оболочки и возможному ее выбросу, а также влияние горения термоядерного топлива ^{12}C , ^{16}O , сохранившегося вокруг железного ядра. В [291] было отмечено, что отражение падающего вещества от поверхности устойчивой нейтронной звезды и образование ударной волны (bounce) также может быть важным для появления взрыва сверхновой.

Многочисленные расчеты коллапса, проведенные к настоящему времени, см. обзоры [116, 633, 640, 65, 397], выявили чувствительность результатов к уравнению состояния ядерной материи, количеству оставшегося термоядерного горючего, возможной конвекции. Наиболее сильное и, возможно, решающее влияние на результаты оказывают способы учета нейтрино на прозрачных и непрозрачных стадиях. Во многих работах получался сильный взрыв в двух противоположных физических предположениях: при адиабатическом коллапсе с зависящим от плотности ρ показателе адиабаты γ и в приближении полностью прозрачных нейтрино. В первом случае взрыв получался в результате отскока падающего вещества от поверхности образующейся нейтронной звезды и формирования мощной ударной волны, распространяющейся наружу. В приближении прозрачных нейтрино их средняя энергия 30–50 МэВ оказывается достаточной для сильной депозиции, приводящей к взрыву.

Первые расчеты, в которых нейтринные процессы были учтены самоогласованно по всей звезде, сделаны Д.К. Надежиным [498, 499]. В этих работах получено образование ядра, непрозрачного для нейтрино. В этом ядре вместо уравнения энергии (35.2) используются уравнения (21.9)–(21.11), в которых учитывается энергия и давление равновесных нейтрино и перенос лептонного заряда. Над поверхностью непрозрачного для нейтрино ядра (нейтриносферы) учитывалось как собственное излучение, так и поглощение нейтрино, идущих из ядра и нагрев ими вещества (депозиция). При этом поглощение принималось из дилутированного фермиевского спектра нейтрино, идущих от нейтриносферы [498, 116]. В расчетах [499] выяснилось, что основная роль нейтрино состоит в способствовании превращения кинетической энергии падения в тепло вблизи нейтриносферы и практическим отсутствием в связи с этим отскока. Максимальная скорость падения, полученная в [499] для коллапса ядра в $2M_{\odot}$, составила $37\,000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ через 0,12 с после начала коллапса. В этот момент скорость была в 1,5 раза меньше скорости свободного падения. Температура за фронтом ударной волны поднималась до $(4 \div 5) 10^{10} \text{ К}$ и вещество там становилось непрозрачным для нейтрино. Граница фронта практически совпадала с границей нейтриносферы и нейтринного ядра. Рост нейтринного ядра связан с превращением кинетической энергии вещества в тепловую при переходе через фронт ударной волны. Масса горячего нейтринного ядра быстро (за $\sim 0,04 \text{ с}$) вырастает до $\sim 0,8 M = 1,6 M_{\odot}$, а радиус до $\sim 80 \text{ км}$. После

этого наступает длительная стадия аккреции оставшейся оболочки на нейтринное ядро, которое теряет энергию и постепенно сжимается. Через четыре секунды нейтринная звезда превращается в гидростатически равновесную горячую нейтронную звезду с $R \approx 12,5$ км, которая продолжает остывать. Большая часть излученной в виде нейтрино энергии $\sim 5 \cdot 10^{53}$ эрг $\approx 0,15 M_{\odot} c^2 \approx 0,3 M_{\odot} c^2$ теряется при охлаждении горячей нейтронной звезды за время $t \approx 20$ с. Средние энергии нейтрино, возникающих при коллапсе, составляют ~ 10 МэВ*) и их депозиция недостаточна для обращения коллапса оболочки и получения мощного взрыва. Учет термоядерного горения кислорода в оболочке, мюонных и тау-нейтрино, учет передачи импульса от нейтрино ядрам за счет когерентного рассеяния на нейтральных токах (см. § 18) практически не изменили результатов. Во многих работах, появившихся после [498, 499], механизм отскока продолжал использоваться для получения мощного взрыва при грубом описании нейтринных процессов. В последних работах нейтрино учитываются точнее и получение взрыва стало затруднительным.

В работах, изложенных в [633, 640, 65, 397], было уточнено описание кинетики нейтронизации, нейтрино описывались с помощью уравнения переноса, учитывались эффекты неидеальности в уравнении состояния при околоядерных плотностях. В условиях большой концентрации нейтрино существование тяжелых ядер сохраняет вплоть до почти ядерных плотностей из-за подавления электронных захватов. Это ведет к преобладающей роли лептонов в давлении, имеющих $\gamma = 4/3$, на стадии непрозрачного нейтринного ядра. При $\gamma = 4/3$ гомологическое сжатие вещества с $\tau_{\nu} > 1$ объясняет то, что центральные области с $\tau_{\nu} > 1$ называются гомологическим ядром. После достижения плотности $\rho = 2,5 \cdot 10^{14}$ г·см⁻³ ядра диссоциируют и вклад нерелятивистских нуклонов в давление резко возрастает, приводя к $\gamma > 4/3$ и негомологичности коллапса. На внутренней границе гомологического ядра, но глубоко под нейтриносферой возникает сильная ударная волна, в которой удельная энтропия возрастает в 6–7 раз. Значительная часть энергии этой волны тратится на диссоциацию тяжелых ядер, а при выходе на границу нейтриносферы оставшаяся часть энергии излучается в виде нейтринного импульса с $L_{\nu} \approx 10^{54}$ эрг·с⁻¹. В результате при коллапсе ядра звезды с $M_{\text{core}} \geq 1,5 M_{\odot}$ ударная волна затухает и выброса не происходит.

Еще одна попытка получить мощный выброс при коллапсе железных ядер была сделана в [276]. Рассматривалась стадия остывания нейтринной звезды, светимость которой $L_{\nu_e} = L_{\tilde{\nu}_e} \approx 4 \cdot 10^{52}$ эрг·с⁻¹, средняя энергия излучаемых нейтрино ~ 5 МэВ, радиус нейтриносферы $R_{\nu} \approx 30$ км. Масса коллапсирующего ядра составляла 1,64 – 1,69 M_{\odot} . Малая ($\sim 0,1\%$) часть нейтринного потока поглощается во внешних слоях, приводя к их сильному разогреву. Расчеты проведенные в [276] для $t = 0,1 - 0,8$ с показали, что нейтринный нагрев приводит к росту давления, образованию ударной волны, распространение которой наружу дает выброс с энергией $\sim 4 \cdot 10^{50}$ эрг, что не достаточно для объяснения энергетики наиболее мощных сверхновых. Скорость падения вещества перед фронтом состав-

*) В [481а] средние энергии электронных нейтрино равнялись 14 МэВ, электронных антинейтрино – 15 МэВ, остальных типов нейтрино ($\nu_{\mu}, \tilde{\nu}_{\mu}, \nu_{\tau}, \tilde{\nu}_{\tau}$) – 32 МэВ.

ляла $(2 \div 3) 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, а движения фронта наружу $\sim 5 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ для времени $t \geq 0,5 \text{ с}$ после начала коллапса. В работе [497] сделаны расчеты при уточненном по сравнению с [276] описании нейтринного переноса и получено полное отсутствие взрыва и выброса. В этой же работе подвергаются сомнению с точки зрения описания нейтринных процессов все работы, в которых получен взрыв после коллапса. Рассмотрим некоторые интересные физические эффекты, возникающие при гидродинамическом коллапсе.

а) Низкоэнергичное окно для нейтрино. Ввиду того что сечение взаимодействия нейтрино с веществом растет с энергией (см. § 18), толща по взаимодействию падает с уменьшением энергии нейтрино и их улет возможен более свободно. Улет таких нейтрино облегчается и тем, что в условиях вырождения электронов и нейтрино свободный пробег нейтрино еще более увеличивается (§ 8). В [482] предполагалось, что открытие низкоэнергичного окна приведет к увеличению потока энергии нейтрино из ядра и облегчению взрыва сверхновой при коллапсе.

Расчеты [455] показали, что вырождение нейтрино ослабляет только (ν_e) -рассеяние, но почти не влияет на рассеяние на нуклонах или когерентное рассеяние на ядрах. Причина этого состоит в том, что при столкновении нейтрино с тяжелыми ядрами и нуклонами передача энергии очень мала, меняется лишь импульс: при столкновении с электронами передача энергии и импульса сравнимы между собой. Как следует из интеграла столкновений для фермионов (21.1), в случае когда обмен энергией пренебрежимо мал и $\epsilon = \epsilon'$, члены, характеризующие вырождение, выпадают. Отсутствие вклада вынужденных процессов свойственно и томсоновскому рассеянию без передачи энергии фотонов (бозонов) в (5.16). Рассеяние на нуклонах и ядрах является главным источником нейтринной непрозрачности. Расчет процессов рассеяния нейтрино за счет нейтральных токов [336, 455] привел к значению свободного пробега λ_{el} относительно рассеяния на нуклонах и когерентного рассеяния на ядрах

$$\lambda_{el} \approx 1,0 \cdot 10^6 \left(\frac{\rho}{10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{x_Z \bar{A}}{12} + x_n \right)^{-1}, \quad (37.1)$$

x_Z, x_n весовые концентрации тяжелых ядер и свободных нейтронов (см. также (18.90)). Аналогичный расчет длины пробега λ_e относительно рассеяния нейтрино на электронах привел к соотношению [455]

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_{el}} \approx 20 \left(\frac{\mu_Z}{2} \right) \left(\frac{x_Z \bar{A}}{12} + x_n \right) \left(\frac{\epsilon_{Fe}}{30 \text{ МэВ}} \right)^2 \left(\frac{kT}{3 \text{ МэВ}} \right)^{-2}, \quad (37.2)$$

где ϵ_{Fe} — энергия Ферми электронов (2.21), T — температура в области рассеяния, μ_Z — число нуклонов на один электрон из (2.17). Из (37.2) видно, что для характерных значений $\mu_Z = 2, x_Z \bar{A} \geq 12, \epsilon_{Fe} \geq 30 \text{ МэВ}$ и $kT \leq 3 \text{ МэВ}$ соотношение $\lambda_e \geq \lambda_{el}$ справедливо при любой степени вырождения нейтрино, а из (37.1) видно, что пробег λ_{el} меньше радиуса нейтриносферы R_ν . Таким образом, вырождение нейтрино не влияет на низкоэнергичное окно, оно открыто слабо, не ведет к заметному росту плотности потока нейтрино и не устраняет трудностей с получением взрыва сверхновой при коллапсе.

б) Конвективная неустойчивость в коллапсирующих ядрах звезд. В области нейтриносферы поток энергии нейтрино из ядра приводит к тому, что концентрация лептонов быстро падает наружу в соответствии с падением давления. В этих условиях развивается конвективная неустойчивость [348], так как при движении элемента вещества внутрь его плотность должна быть выше плотности окружающей среды для компенсации давления, а при движении наружу — меньше (см. § 10). Крупномасштабные конвективные движения в области нейтриносферы могли бы привести к выносу наружу очень горячего вещества, увеличению средней энергии и потока улетающих нейтрино, депозиция которых привела бы к взрыву.

Анализ возможности развития такой неустойчивости был проведен в работе [464]. Использовалось уравнение состояния для равновесного горячего вещества большой плотности [456] с термодинамически равновесными нейтрино. Исследование конвективной неустойчивости в [464] (см. аналогичное в § 10) позволило сделать вывод о том, что в области нейтриносферы при $dx_l/dr < 0$ (x_l — относительная концентрация лептонов)

развитие конвекции возможно только при $\gamma_l = \left(\frac{\partial S}{\partial x_l} \right)_{\rho, P} < 0$, если отсутствует дестабилизирующее влияние энтропии, т.е. если энтропия не падает с радиусом. Вычисление γ_l по уравнению состояния [456] показало, что при больших T и ρ , где состав является чисто нуклонным, величина $\gamma_l > 0$ и развитие конвекции при $\rho > 10^{14}$ г · см⁻³ вряд ли возможно. Рассмотрение движения ударной волны в области под нейтриносферой показало, что энтропия за фронтом растет с уменьшением плотности, поэтому конфигурация остается устойчивой относительно конвекции. В ходе дальнейшей эволюции вид профиля энтропии может измениться. Для более определенных утверждений нужны дополнительные расчеты. Лептонный градиент, устанавливающийся после прохождения ударной волны при $\rho < 10^{12}$ г · см⁻³ оказывает стабилизирующее влияние на конвекцию. Анализ нейтринной конвекции при $10^{12} < \rho < 10^{14}$ г · см⁻³ на основе гидродинамических расчетов показал, что даже в случае ее развития степень усиления нейтринного потока и возможности получения взрыва остаются сомнительными [466].

в) Несимметричное излучение нейтрино при коллапсе звезды с сильным магнитным полем. В сильном магнитном поле энергия электрона зависит от ориентации его спина [144]:

$$E = \left(n + \frac{1}{2} + \sigma_e \right) \frac{|e| \hbar}{m_e c} B + \frac{p_z^2}{2}. \quad (37.3)$$

Здесь $n = 0, 1, \dots$ — номер уровня Ландау, $\sigma_e = \pm 1/2$ — проекция спина электрона на направление \vec{B} . Состояние с $\sigma_e = -1/2, n = 0$ имеет минимальную энергию, поэтому электроны в сильном магнитном поле поляризованы. Для позитронов из-за перемены знака заряда энергетически выгоднее состояние с $\sigma_e = 1/2, n = 0$. Степень поляризации электронов зависит от параметра p , определяемого соотношениями [225, 101]:

$$\begin{aligned} \text{а) } p &= \frac{\hbar \omega_B}{kT} \quad \text{для невырожденного нерелятивистского газа,} \\ \text{б) } p &= \frac{\hbar \omega_B}{\epsilon_{Fe}} \quad \text{для вырожденного нерелятивистского газа,} \end{aligned} \quad (37.4)$$

$$(в) p = \frac{\sqrt{\hbar\omega_B m_e c^2}}{\epsilon_{Fe}} \text{ для вырожденного релятивистского газа}$$

$$(г) p = \frac{\sqrt{\hbar\omega_B m_e c^2}}{kT} \text{ для невырожденного релятивистского электронного газа.}$$

Здесь ϵ_{Fe} дано в (2.21),

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \text{ — частота Лармора.} \quad (37.5)$$

Степень поляризации близка к единице при $p > 1$. Существование сильных магнитных полей на поверхности нейтронных звезд $B = 10^{12} - 10^{13}$ Гс следует из наблюдений пульсаров [153]. Во внутренних областях поля могут быть еще больше. Ввиду того, что нейтрино обладают левой спиральностью (антинейтрино — правой, см. § 18) они имеют преимущественное направление вылета, когда рождаются в реакциях с поляризованными e^\pm . Угловая зависимость интенсивности нейтринного излучения за счет магнитной анизотропии определяется функцией

$$g(\theta) = \frac{1}{4\pi} (1 + a \cos \theta), \quad (37.6)$$

где θ — угол между направлением вылета нейтрино и направлением магнитного поля. Вычисляя плотность энергии E_ν и плотность потока энергии нейтрино F_ν , аналогично фотонам по формулам (6.3), (6.4), получим для распределения (37.6)

$$F_{\nu B} = \frac{acE_\nu}{3} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1*} \quad (37.7)$$

Если суммарный направленный импульс нейтринного излучения нейтронной звезды есть

$$P_\nu = f \frac{Q_\nu}{c}, \quad (37.8)$$

$Q_\nu = 0,1 Mc^2$ — полная излученная энергия, примерно равная энергии связи нейтронной звезды, то нейтронная звезда приобретает скорость

$$v_n = 0,1 cf. \quad (37.9)$$

Фактор асимметрии f находится путем усреднения (37.7) по поверхности нейтриносферы. Если полоидальная часть поля нейтринной звезды имеет форму диполя (Д):

$$B_z = d(3 \cos^2 \theta - 1), \quad B = d\sqrt{3 \cos^2 \theta + 1} \quad (37.10)$$

и $a = \alpha B$ (37.4а, б), то при $E_\nu = \text{const}$ после интегрирования по нейтриносфере получаем $P_\nu = 0$. Для $a = \alpha\sqrt{B}$ из (37.4в, г) получаем

$$f = \frac{4a_0}{3\sqrt{2}} \int_0^1 \frac{3x^2 - 1}{(3x^2 + 1)^{1/4}} dx \approx -0,0776a_0, \quad (37.11)$$

* $F_{\nu B}$ — часть нейтронного потока связанная с магнитной анизотропией.

$a_0 = \alpha\sqrt{2d}$ — значение a при $\theta = 0$ на полюсе,

$$\int_0^1 \frac{3x^2 - 1}{(3x^2 + 1)^{1/4}} dx = -0,0823.$$

В этом случае средний нейтринный импульс направлен обратно его направлению на полюсах.

Если поле внутри звезды однородно и направлено вдоль оси z (II), то $a = \text{const}$ и

$$P_\nu = \frac{4a}{3c} Q_\nu, \text{ т.е. } f = \frac{4a}{3} *). \quad (37.12)$$

Основным источником непрозрачности для нейтрино в нейтронных звездах на стадии излучения главного нейтринного импульса является урка-процесс на нуклонах (19.30):



Ввиду большой массы нуклоны обычно находятся в неполяризованном состоянии. Расчет вероятности реакции (37.13) в сильном магнитном поле с неполяризованными нуклонами сделан в [101]. Асимметрия вылета нейтрино возникает при захвате электронов только с нижнего уровня Ландау ($\sigma_e = -1/2, n = 0$), причем ее максимальное значение есть

$$a_{\text{max}} = \frac{1 - \alpha^2}{1 + 3\alpha^2}, \quad \alpha = G_A/G_V \approx 1,25. \quad (37.14)$$

Асимметрия имеется только за счет разных констант векторного и аксиального взаимодействия. Для малых значений B приближенно имеем

$$a = a_{\text{max}} p^2 = 0,099 p^2, \quad p \ll 1. \quad (37.15)$$

Подставляя в (37.9) значение f из (37.11), (37.12) и учитывая (37.15), (37.4в, г), получим

$$v_n = \frac{4c}{A} \frac{B}{B_c} \begin{cases} \left(\frac{m_e c^2}{\epsilon_{Fe}} \right)^2, & \epsilon_{Fe} \gg kT \\ \left(\frac{m_e c^2}{kT} \right)^2, & \epsilon_{Fe} \ll kT, \quad B_c = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} = 4,414 \cdot 10^{13} \text{ Гс}, \end{cases} \quad (37.16)$$

$$A = 303 \text{ (II)}; \quad A = -5,21 \cdot 10^3 \text{ (I)}.$$

Отрицательное v_n соответствует скорости нейтронной звезды с направлением, противоположным магнитному полю на полюсах. Для сильно вырожденных электронов с $\epsilon_{Fe} = 60 m_e c^2$ (см. (4.19)) имеем скорость нейтронной звезды за счет нейтринного излучения в реакции (37.13а)

$$v_n^{(\nu)} \approx \begin{cases} 1,2 (B/B_c) \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ (II)} \\ -0,064 (B/B_c) \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ (I)}. \end{cases} \quad (37.17)$$

В условиях сильного вырождения электронов плотность позитронов мала и они слабо вырождены со средней энергией $\sim kT$. В этих условиях пара-

*) Основной поток на нейтриннофере $F_\nu = \frac{cF_\nu}{4}$.

метр p определяется из (37.4г), а степень асимметрии антинейтрино, образующихся в реакции (37.13б) в $(\epsilon_{Fe}/kT)^2$ раз больше, чем у нейтрино в реакции (37.13а). При стационарном составе количество вылетающих нейтрино и антинейтрино одинаково, $\bar{\epsilon}_\nu \approx \epsilon_{Fe}$, $\bar{\epsilon}_{\bar{\nu}} \approx kT$. Как отметил М.Б. Волошин, импульс, передаваемый нейтронной звезде от антинейтринного импульса в $\sim \epsilon_{Fe}/kT$ раз больше, чем от нейтринного в этих условиях и направлен в ту же сторону. При $\epsilon_{Fe} = 10kT$ получаем, что скорость приобретаемая нейтронной звездой равна

$$v_n = v_n^{(\nu)} + v_n^{(\bar{\nu})} \approx \begin{cases} 13,2(B/B_c) \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ (П)} \\ -0,72(B/B_c) \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ (Д)}. \end{cases} \quad (37.18)$$

Эти скорости слишком малы для разрыва тесной пары при взрыве или для объяснения происхождения больших скоростей радиопульсаров.

г) **Нейтринные осцилляции в веществе.** Неодинаковость взаимодействия различных типов нейтрино с веществом приводит к изменению возможных нейтринных осцилляций в веществе по сравнению с вакуумом [160]. Различия связаны с тем, что электронные нейтрино взаимодействуют с веществом за счет заряженных и нейтральных токов, а μ - и τ -нейтрино практически только за счет нейтральных токов из-за больших масс мюона и тау-лептона. Влияние среды сводится к изменению глубины колебаний (угла перемешивания θ_m) и осцилляционной длины l_m , причем взаимодействия могут привести как к подавлению ($\theta_m < \theta$), так и к усилению ($\theta_m > \theta$) осцилляций, (θ, l – значения для вакуума). Усиление осцилляций в среде может быть либо для нейтрино (тогда для антинейтрино осцилляции ослабляются), либо для антинейтрино. В среде с переменной плотностью возможно резонансное усиление осцилляций, когда нейтрино данной

энергии перемешиваются в тонком слое при [544а]: $\rho = \rho_0 = \frac{\Delta(m^2)}{\epsilon_\nu} \times$
 $\times \frac{\mu z}{0,65 \cdot 10^{-7} \cos 2\theta} \text{ (г/см}^3\text{)}, \sin 2\theta_m = \sin 2\theta/A, l_m = l/A, A = [\cos^2 2\theta \times$
 $\times (1 - \rho/\rho_0)^2 + \sin^2 2\theta]^{1/2}, l = 2,5\epsilon_\nu/\Delta(m^2) \text{ (м)};$ ширина резонанса $\Delta\rho/\rho_0 = \text{tg } 2\theta$; ϵ_ν – энергия нейтрино (МэВ), $\Delta(m^2)$ – разность квадратов нейтринных масс ($e\mu$) или ($e\tau$) (эВ^2); для взаимодействий с электронами. Расчеты показали, что $(\nu_e \nu_\mu)$ и $(\nu_e \nu_\tau)$ – резонансные осцилляции на Солнце под влиянием вещества – могут существенно ослабить поток нейтрино от него [160, 274]. Это может быть объяснено очень малых измеренных потоков нейтринного ν_e излучения от Солнца (см. § 18).

Применение того же механизма для изучения нейтрино, излучаемых при коллапсе, сделано в [161]. Ввиду того что знак эффекта различен при взаимодействии с электронами и нейтронами, осцилляции в ядре и оболочке могут частично компенсироваться. В отсутствие осцилляций средние энергии излучаемых ν_e и $\bar{\nu}_e$ ниже, чем у $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ нейтрино, а нейтрино-сфера их больше, так что имеет место почти равномерное распределение между всеми шестью типами нейтрино, излучаемых при коллапсе [481а]. Действие осцилляций вне нейтриносфер может привести к существенным отклонениям от этого равномерного распределения. Осцилляциям подвержены либо нейтрино, либо антинейтрино, поэтому за счет механизма усиления осцилляций примерно половина нейтринного потока выходит наружу почти без ис-

кажения. Так как методы регистрации ν_e и $\bar{\nu}_e$ сильно отличны, для наблюдательных предсказаний очень важно установить, для каких частиц ν_e или $\bar{\nu}_e$ происходит усиление осцилляций в веществе. Несмотря на большую степень правдоподобия, существование вакуумных нейтринных осцилляций окончательно не доказано, а без них отсутствуют и осцилляции в веществе.

§ 38. Магниторотационная модель взрыва сверхновой

Энергия вращения нейтронной звезды, образующейся в результате коллапса, с помощью магнитного поля может быть преобразована в кинетическую энергию оболочки и привести к вспышке сверхновой и в том случае, когда рассмотренные выше механизмы взрывов оказываются неэффективными. Магниторотационная модель взрыва предложена в работе [31]*). Численные расчеты данной модели в цилиндрическом приближении сделаны в [291, 12], в сферически-симметричном приближении в [490] и в упрощенном варианте двумерной постановки в [516]. Результаты всех расчетов качественно согласуются и приводят к превращению $\sim 3\%$ энергии вращения в кинетическую энергию выброса. При $E_{\text{rot}} = 10^{53}$ эрг имеем $E_{\text{kin}} = 3 \cdot 10^{51}$ эрг, что достаточно для объяснения взрыва сверхновой.

а) Механизм магниторотационного взрыва. При быстром вращении предсверхновой в результате коллапса образуется быстровращающаяся нейтронная звезда, окруженная дифференциально вращающейся оболочкой, в которой центробежные силы сравнимы с гравитационными. Дифференциальное вращение в результате закручивания силовых линий приводит к линейному росту со временем магнитного поля, начальная энергия которого $\epsilon_M \ll \epsilon_G$. Когда поле в оболочке вырастает до величины $\epsilon_M \sim \epsilon_G$, магнитное давление выталкивает вещество наружу. Образующаяся волна сжатия распространяется по среде со спадающей плотностью, усиливается, превращается в ударную и приводит к мощному взрыву. В процессе движения волны сжатия и ударной волны наружу энергия ее продолжает возрастать за счет энергии вращения, извлекаемой посредством магнитного поля. С помощью магнитного поля внешним слоям передается также существенная часть вращательного момента системы. Качественная картина взрыва изложена в [31, 291, 280, 451]. Ранее [123] закручивание магнитных силовых линий применялось для объяснения передачи энергии от нейтронной звезды в Крабовидную туманность и поддержки ее свечения. Отметим работу [467], в которой сделан численный расчет коллапса вращающейся звезды с очень сильным начальным магнитным полем $\epsilon_M \sim \epsilon_G$. Полученная там картина взрыва в виде направленных выбросов вдоль оси диполя отличается от магниторотационного взрыва, в котором выброс происходит, в основном, в экваториальной плоскости. Начальные магнитные поля в [467] значительно превышают реально наблюдаемые.

б) Основные уравнения. Уравнения магнитной гидродинамики (МГД) с гравитацией в цилиндрических зйлеровых координатах (r, φ, z) при бес-

* Косвенным свидетельством существенной роли магнитного поля при взрыве сверхновой являются наблюдения радиоизлучения на сравнительно ранних стадиях вспышки, начинающегося по прошествии примерно года после максимума блеска [619]. Радиоизлучение наблюдалось у СНИ, где предполагается рождение пульсара и в небольшой доле СНИЦ в которых также возможно рождение нейтронной звезды [582].