

РЕЗОНАНСНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ И ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРИНО ИЗ ВОЗМОЖНОГО НАБЛЮДЕНИЯ ν -ВСПЫШКИ ОТ ГРАВИТАЦИОННОГО КОЛЛАПСА ЗВЕЗДЫ

С.П. Михеев, А.Ю. Смирнов

С учетом резонансных осцилляций получены ограничения на параметры нейтрино из возможного наблюдения нейтринного сигнала, связанного со вспышкой сверхновой SN1987 A. Оценен эффект вещества Земли.

Регистрация ν -вспышки от гравитационного коллапса звезды ¹⁻⁴ позволяет получить уникальные сведения о свойствах нейтрино, в том числе — ограничение на время распада $\tau(\nu_e) > 10^5$ лет ³ и ограничение на массу из временного размытия ν -импульса ⁵. Наблюдаемые разброс событий по энергии и длительность ν -импульса дают: $m(\nu_e) < 10 - 15$ эВ.

1. В широких интервалах $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ и $\sin^2 \theta$, где θ — угол смешивания нейтрино, резонансные осцилляции в коллапсирующей звезде существенно изменяют свойства ν -потоков ⁶. Эффекты определяются профилем плотности $\rho(r)$ на пути нейтрино, причем за время ν -вспышки (≈ 10 с) $\rho(r)$ изменяется. Наиболее важные предельные конфигурации $\rho(r)$, которые могли бы соответствовать случаю SN1987 A ⁷, таковы.

А. Предсверхновая. Ее ядро имеет характерный размер $R_B = (1 - 3) \cdot 10^{10}$ см и центральную плотность $\rho_c \approx (1 - 3) \cdot 10^9$ г/см³, распределение плотности ⁸ при $\rho \ll \rho_c$ аппроксимируется $\rho = \rho_0(R_B/r - 1)^3$.

Б. После коллапса центральных областей ядра, наступления нейтринной непрозрачности и падения внешних слоев ($\Delta t = 0,1 - 1$ с) образуется более компактный объект с $R = (3 - 10) \cdot 10^8$ см и плотностью в нейтриносфере $R_\nu = (1 - 7) \cdot 10^{13}$ г/см³. Он может быть окружен слоевым источником ядерного горения с $R \approx 10^{10}$ см.

В. К концу нейтринного импульса образуется нейтронная звезда с $R_N \approx 10 - 30$ км (или черная дыра) и расширяющаяся оболочка, занимающая объем с $R_0 = (1 - 3) \cdot 10^{10}$ см. Большая часть ν -потока испускается на стадиях Б - В.

Фактор осцилляционного подавления светимости в нейтрино $\bar{\nu}_e(\nu_e) L_{\bar{\nu}}(t)$ равен:

$$R(\Delta m^2, \sin^2 2\theta, t) = L_0^{-1} \int_0^\infty dE E \sum_\alpha F_\alpha^0(E, t) P_{\alpha \rightarrow e} \left(\frac{E}{\Delta m^2}, \sin^2 2\theta, t \right), \quad (1)$$

где $L_0 = \int dE E F_e(E)$, $P_{\alpha \rightarrow e}$ — вероятность осцилляционного перехода $\nu_\alpha \rightarrow \nu_e$, F_α^0 — поток нейтрино типа α без учета осцилляций. Для профилей А - В были рассчитаны $P_{\alpha \rightarrow e}(E/\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ и с их помощью найдены линии равного подавления энергии ν -вспышки: $R(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = a = \text{const}$ (рис. 1, 2). (В качестве $F_\alpha^0(E)$ использовали спектры Планка с высокоэнергетическим обрезанием и разными T). При оценке подавления ν -пика от нейтронизации учитывали профиль А, только одно слагаемое $F_e^0 P_{e \rightarrow e}$ в (1) и $\bar{E}_\nu = 15$ МэВ (рис. 1). На стадии ν -непрозрачности (Б - В) испускаются сравнимые потоки ν_e и ν_μ (ν_τ) $F(\nu_\mu) \approx F(\nu_e)/2$, $\bar{E}(\nu_\mu) \approx 2\bar{E}(\nu_e) \approx 30$ МэВ и $L(\nu_e) \approx L(\nu_\mu)$. Поэтому обмен спектрами ν_e и ν_μ вследствие осцилляций $\nu_e - \nu_\mu$ не меняет полной энергии $\mathcal{E}(\bar{\nu}_e) = \int dt L_{\bar{\nu}}(t)$ и $R \approx 1$, но при этом число событий в установках из-за зависимости сечения от энергии $\sigma \sim E^2$ возрастает. R отлично от единицы на краях резонансного диапазона, где обмен спектрами ν_e и ν_μ не симметричен: на верхнем краю (по Δm^2) ν_μ попадает в область сильного перехода и ν_μ в большей мере переходит в ν_e , чем ν_e в ν_μ , следовательно $R(\nu_e) > 1$. На нижнем краю ситуация противоположная и $R(\nu_e) < 1$ (рис. 1).

Структура линий равного подавления для осцилляций в стерильные состояния $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_s$ (рис. 2) связана с тем, что эффективная плотность (а именно она определяет влияние вещества) в области сильной нейтронизации меняет знак. $\rho^{\text{эфф}} = \rho(Y_p - Y_n/2)$, где Y_p и Y_n доли

протонов и нейтронов, приходящихся на один нуклон 6 . В центральной части звезды с $Y_n > 2Y_p$ резонансное условие выполнено при $\Delta m^2 < 0$, во внешних областях – при $\Delta m^2 > 0$.

Форма линий $R(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = a$ определяется максимальными плотностями в звезде и условием нарушения адиабатичности, которое зависит от ρ , как $d(\ln \rho)/dr$. При $\Delta m^2 = 10^4 - 10^8 \text{ эВ}^2$ необходимо учитывать усреднение вследствие неупругих соударений нейтрино. Вариации модели звезды могут изменить положение линий, видимо, не более, чем на порядок величины.

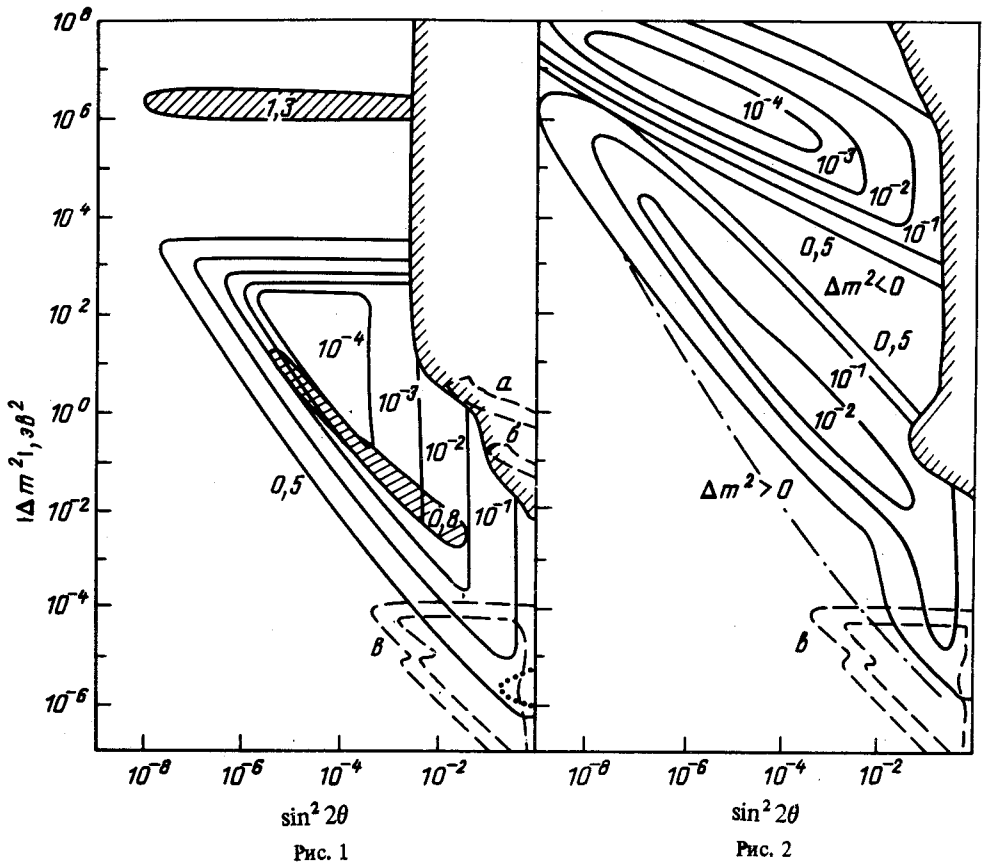


Рис. 1

Рис. 2

Рис. 1 Линии равного подавления энергии ν_e -вспышки от нейтронизации вследствие $\nu_e - \nu_\mu$ (ν_τ) осцилляций (сплошные линии, цифры у кривых – величина подавления). Заштрихованы области несимметричного обмена спектрами ν_e и ν_μ на стадии нейтринной непрозрачности; в верхней области $R > 1,3$, в нижней – $R < 0,8$. Пунктиры ограничивают области положительных результатов PS191 (а), BUGEY (б). а также область решений проблемы солнечных нейтрино (в). Точками ограничена область эффекта $R < 0,5$ в Земле для Баканской установки. Штриховая линия – лабораторные ограничения

Рис. 2. Линии равного подавления энергии $\bar{\nu}_e$ -вспышки вследствие $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_s$ осцилляций на стадии ν -непрозрачности (Б). Штрих-пунктирная линия показывает возможное увеличение области с $\Delta m^2 > 0$ вследствие сброса и расширения оболочки

2. Факт регистрации нейтринной вспышки позволяет получить сильные ограничения на Δm^2 и $\sin^2 2\theta$. Экспериментально допустимое подавление энергии в ν_e оценивается несколькими независимыми способами:

$$R \geq 6 \mathcal{E}_\nu^{\text{эксп}} / \mathcal{E}_k, \quad (2a)$$

$$R \geq \mathcal{E}_\nu^{\text{эксп}} / \mathcal{E}_T, \quad (2б)$$

$$R \geq \min [\mathcal{E}_\nu^{\text{эксп}} / \mathcal{E}_\nu^{\text{эксп}}, \mathcal{E}_\nu^{\text{эксп}} / \mathcal{E}_\nu^{\text{эксп}}], \quad (2в)$$

где $\mathcal{E}_\nu^{\text{экс}} = 4\pi L^2 N_\nu \bar{E}_\nu$, N_ν и \bar{E}_ν — полное число и средняя энергия зарегистрированных нейтрино ($\mathcal{E}_\nu^{\text{экс}}$ — то же для антинейтрино), L — расстояние до звезды, \mathcal{E}_k предельное энерговыделение при коллапсе (в случае SN1987 A, видимо, $\mathcal{E}_k \cong 10 M_\odot$). В (26) $\mathcal{E}_T = 4\pi R_\nu^2 \times 7\sigma T_\nu^4/16$. T_ν и R_ν — температура и радиус нейтриносферы к $T_\nu \cong 2\bar{E}_\nu/7$, $R_\nu < 30 - 100$ км. Оценка основана на том, что в широких интервалах Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ осцилляции дают равное подавление всех участков спектра, не меняя \bar{E}_ν и, значит, T_ν . В (2в) сравниваются полные энергии ν_e - и $\bar{\nu}_e$ -вспышек. В отсутствии осцилляций: $\mathcal{E}_\nu \approx \mathcal{E}_{\bar{\nu}}$, резонансные осцилляции изменяют либо ν_e , либо $\bar{\nu}_e$ -сигнал.

Если события, зарегистрированные в ³ интерпретировать как сигнал от коллапса, то согласно критериям (2 а, б), во всяком случае $R \gtrsim 10^{-1}$ и, значит, область параметров Δm^2 , $\sin^2 2\theta$, ограниченная линией $a = 10^{-1}$ (рис. 2) исключается. Этот результат существенен для широкого класса моделей с правыми компонентами нейтрино. Исключаются, например, примеси в ν_e нейтрино с массами 100 эВ и 1 кэВ на уровне 10^{-3} и 10^{-6} соответственно. В области запрета (при $\Delta m^2 > 0$) лежит положительный результат эксперимента BUGEY.

Если два первых импульса в ³ интерпретировать, как рассеяние ν_e от нейтронизации на электронах, и считать, что энергия в ν_e -пике подавлена не более, чем в два раза (что соответствует нейтронизации $< 10 M_\odot$), то область ограниченная линией $a = 1/2$ на рис. 1 исключается. (Сечение ν_μ -рассеяния в шесть раз меньше ν_e). В эту область попадают: положительные результаты экспериментов BUGEY и PS191, а также часть области Δm^2 , $\sin^2 2\theta$, соответствующая осцилляционному решению проблемы солнечных нейтрино ⁹.

Если в новых осцилляционных экспериментах и новых экспериментах с солнечными нейтрино будут измерены Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, то это позволит проверить интерпретацию событий, наблюдавшихся на подземных установках ¹⁻⁴ и уточнить представления о структуре коллапсирующей звезды.

3. В областях Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, где сильного подавления \mathcal{E}_ν нет, резонансные осцилляции в звезде и в Земле могут объяснить некоторые особенности сигналов на разных установках. В частности, эти осцилляции искажают спектр нейтрино, если он попадает на края "ванн" подавления $P(E/\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$. Если резонансные области в Земле и в звезде перекрываются, эффект Земли носит характер регенерации, а если не перекрываются — характер подваления потока исходных $\bar{\nu}_e$. В 7 ч 35 мин SN1987 A находилась под следующими зенитными углами: 110° (Камиоканде), 146° (Баксан), 156° (LSD), 132° (IMB). Эффект Земли для установки Камиоканде мал, для установок Баксана и LSD могла быть существенной регенерация $\bar{\nu}_e$ -потока.

Авторы признательны Г.Т.Зацепину, Д.К.Надежину, В.Г.Ряному, А.В.Тутукову и А.Е.Чудакову за полезные обсуждения.

Литература

1. Дадыхин В.Л., Зацепин Г.Т., Корчагин В.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 464.
2. Алексеев Е.Н., Алексеева Л.Н., Волченко В.И., Кривошеина И.В. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 461.
3. Hirata K. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1490.
4. Bionta R.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1494.
5. Зацепин Г.Т. Письма в ЖЭТФ, 1968, 8, 333.
6. Михеев С.П., Смирнов А.Ю. ЖЭТФ, 1986, 91, 7.
7. Grassberg E.K. et al. 1987, Preprint ITEP 87-57.
8. Woosley S.E. Astroph. J., 1978, 225, 1021.
9. Михеев С.П., Смирнов А.Ю. ЯФ, 1985, 42, 1441.