

О ДИНАМИКЕ ЭЛЕКТРОННОГО НЕЙТРИНО В СВЕРХНОВОЙ И ОГРАНИЧЕНИЯХ НА МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ν_e

М.Б.Волошин

Показано, что если электронное нейтрино обладает магнитным моментом $\mu \approx 10^{-11} \mu_B$, то возможен резонансный полный переворот его спиральности в слое ядра сверхновой, имеющем плотность $\rho \approx 10^{-12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Поэтому, в отличие от имеющихся в литературе утверждений, такое значение μ не только не противоречит нейтринным данным о SN1987 A, но и может объяснить механизм сброса оболочек сверхновых.

Некоторое время тому назад было предложено объяснение временных вариаций потока солнечных нейтрино, на которые по-видимому указывают данные опыта Дэвиса и др.¹, за счет вращения спина нейтрино в магнитном поле в конвективной зоне Солнца, вызванного наличием у электронного нейтрино магнитного момента $\mu \approx (1-10) \cdot 10^{-11} \mu_B$ ^{2,3} ($\mu_B = e/2m_e$ – магнетон Бора, используется система единиц $\hbar = c = 1$). Это значение μ на много порядков превышает предсказываемое минимальной стандартной электрослабой моделью, и его подтверждение определенно свидетельствовало бы о существовании новых частиц и (или) взаимодействий.

В работе А.Дара⁴, написанной до наблюдения сверхновой SN1987A, близкие значения μ привлекались для объяснения механизма сброса оболочек сверхновых. Механизм⁴ состоит в том, что рождаемые в горячей (температура $T \sim 50 \text{ МэВ}$) центральной сердцевине ядра сверхновой левые электронные нейтрино ν_L за время, меньшее времени их диффузии из ядра ($\sim 10 \text{ с}$), превращаются при рассеянии на электронах и протонах за счет магнитного момента в правые ν_R . Свободный пробег правых нейтрино намного превосходит размер ядра, и они выносят из него энергию. Затем согласно⁴ нейтрино деполяризуются в магнитном поле в оболочке (при $\rho \sim 10^6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$), и за счет слабого рассеяния ν_L передают часть энергии оболочке, вызывая ее сброс. В этом механизме энергетический спектр излучаемых звездой нейтрино отвечает начальной температуре центральной сердцевины, подправленной на гравитационное красное смещение, и является более жестким, чем при стандартном рассмотрении⁵ охлаждения при $\mu = 0$. Поэтому наблюдение нейтрино от SN1987A со спектром, полуколичественно согласующимся со стандартным (с температурой $T \sim 3 \text{ МэВ}$), было недавно использовано⁶⁻⁸ для получения верхних ограничений на μ в диапазоне $10^{-14} - 10^{-12} \mu_B$.

Однако как в работе ⁴ так и в последующих не был замечен и не учитывался механизм адиабатического резонансного превращения $\nu_R \rightarrow \nu_L$ ¹⁾, который, как будет показано, весьма вероятно имеет место при $\mu \approx 10^{-11} \mu_B$ в слое с плотностью $\rho_0 \approx 10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. При такой плотности вещество ядра еще полностью непрозрачно для левых нейтрино, поэтому далее за счет диффузии ν_L устанавливается нейтриносфера с температурой, близкой к стандартной ($T \sim 3 \text{ МэВ}$), и противоречия с нейтринными данными о SN1987A не возникает. Вместе с тем, первоначальный выброс ν_R из сердцевинки происходит при таком значении μ за время 10^{-2} с ^{4, 8}, и быстрый перенос энергии в слой с плотностью ρ_0 должен приводить к возникновению расходящейся в направлении от центра ударной волны, которая может обеспечить сброс оболочки сверхновой.

При оценках мы ориентируемся на значение $\mu \approx 10^{-11} \mu_B$, так как оно с одной стороны допустимо последними ограничениями из рассмотрения белых карликов ^{11, 12} и гелиевых звезд ¹³, а с другой — может быть достаточным ¹⁴ для объяснения вариаций потока солнечных нейтрино.

Уравнения эволюции спиральности электронного нейтрино по радиусу в среде с поперечным к r магнитным полем B имеют вид ³

$$idv_L/dr = C_L(r)v_L + \mu B(r)v_R, \quad idv_R/dr = \mu B(r)v_L. \quad (1)$$

Амплитуда $C_L(r)$ обусловлена когерентным слабым взаимодействием левого нейтрино со средой и для ν_e имеет вид $C_L = \sqrt{2}G(n_e - n_n/2)$, где G — константа Ферми, n_e , n_n — концентрация электронов и нейтронов, соответственно. Здесь для определенности пренебрегается как возможным смешиванием нейтрино так и массой, которая для рассматриваемых процессов несущественна. Записывая C_L через распространенности (по числу) Y и плотность ρ , имеем

$$C_L = \frac{G\rho}{\sqrt{2}m_p} (3Y_e - 1). \quad (2)$$

Здесь учтено, что $Y_e = Y_p$ и $Y_n + Y_p = 1$, причем в Y_n и Y_p включены также нейтроны и протоны, связанные в ядрах. Из (2) видно, что в слое с $Y_e = 1/3$ амплитуда $C_L(r)$ проходит через ноль, и в прецессии спина нейтрино имеется резонанс. Оценки (см., например, ^{15, 16}) дают в первый момент после образования центральной сердцевинки с плотностью $\rho_c \sim 8 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ значения Y_e в центре, не превышающие 0,3, тогда как во внешних слоях с $\rho \sim 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ Y_e составляет величину, характерную для железа $Y_e \approx 0,46$. Поэтому Y_e заведомо проходит через значение $1/3$. Согласно детальным расчетам ¹⁶, это происходит при плотности $\rho = \rho_0 \approx 10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, вблизи которой в диапазоне от $(1/3)\rho_0$ до $3\rho_0$ ход можно приближенно параметризовать в виде $Y_e - 1/3 \approx -0,02 \ln(\rho/\rho_0)$.

Принимая простейшую модель ⁵, в которой плотность ядра вне сердцевинки, т. е. при $r > R_c \approx 10 \text{ км}$, параметризуется в виде $\rho(r) \sim \rho_c (R_c/r)^3$, находим, что обсуждаемый резонанс происходит на радиусе $R_0 \approx 10 R_c \approx 100 \text{ км}$, а условие адиабатичности ⁹, являющееся в данном случае условием на требуемое магнитное поле B при этом радиусе, записывается в виде

$$\mu B(R_0) \gtrsim \left(0,02 \frac{9G\rho_0}{\sqrt{2}m_p R_0} \right)^{1/2} \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}. \quad (3)$$

1) Полное превращение нейтрино при адиабатическом резонансном режиме осцилляций стало общеизвестным в связи с эффектом Михеева — Смирнова — Вольфенштейна (МСВ) ⁹. Возможная резонансная прецессия спина нейтрино в случае недиагонального по флейвору магнитного момента обсуждалась в работе ¹⁰.

(Строго говоря, условие адиабатичности требует сильного неравенства, однако фактически даже в случае равенства не испытывают превращения при проходе через резонанс лишь около 1% нейтрино). Из (3) при $\mu \approx 10^{-11} \mu_B$ получается $B(R_0) \gtrsim 2 \cdot 10^{12}$ Гс. Предположение о такой величине поля при плотности ρ_0 является далеко не экстремальным (ср. с 4,6).

Отметим, что параметр длины, входящий в оценку (3) составляет $l \approx 1,5$ м. (Поэтому, в частности, в (1) не учитывается мнимая часть C_L , так как пробег ν_L с характерной энергией 100 МэВ при $\rho \approx \rho_0$ составляет $\lambda \sim 100$ м $\gg l$). Полное превращение спиральности нейтрино происходит на длине порядка πl . Нигде вне этого тонкого слоя не возможна прецессия спина нейтрино ввиду ее блокировки амплитудой C_L^{-3} , если только магнитное поле не превышает на несколько порядков величину, соответствующую оценке (3) с использованием закона $B \propto \rho^{2/3}$. Наконец заметим, что в отличие от эффекта МСВ условие рассматриваемого резонанса и условие адиабатичности не зависят от энергии нейтрино.

Разумеется, приведенные оценки основаны на моделях, которые сами не учитывают общепризнанного механизма быстрого переноса энергии из центра ядра к периферии, что в лучшем случае может быть законным лишь для первого выброса ν_R из центра, т. е. в первые 10^{-2} с. Для самосогласованного включения этого механизма в полную динамику сверхновых необходим детальный компьютерный анализ.

Мне приятно поблагодарить С.И.Блинникова за многократные полезные обсуждения динамики сверхновых звезд.

Литература

1. Rowley J.J., Cleveland B.T., Davis R.Jr. Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy. AIP Conf. Proc. № 126, ed. by M.L.Cherry et al., 1985, p.1.
2. Волошин М.Б., Высоцкий М.И. ЯФ, 1986, 44, 845; Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. ЯФ, 1986, 44, 677.
3. Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. ЖЭТФ, 1986, 91, 754.
4. Dar A. Princeton Univ. Preprint, February, 1987.
5. Imshenik V.S., Nadyozhin F.K. Sov. Sci. Rev. E. Astrophys. Space Phys., 1983, 2, 75.
6. Nussinov S., Rephaeli Y. Phys. Rev. D., 1987, 36, 2278.
7. Lattimer J., Cooperstein J. Preprint BNL 40588, 1987.
8. Barbieri R., Mohapatra R.N. Univ. of Maryland Preprint UM P.P. № 88 -143, 1988.
9. Михеев С.П., Смирнов А.Ю. УФН, 1987, 153, 3.
10. Ахмедов Е.Х. Препринт ИАЭ-4568/1, 1988.
11. Blinnikov S.I., Imshenik V.S., Nadyozhin D.K. Sov. Sci. Rev. E. Astrophys. Space Phys., 1987, 6, 185.
12. Блинников С.И. Препринт ИТЭФ № 19, 1988.
13. Fukugita M., Yasaki S. Kyoto Preprint RIFP-709, 1987.
14. Волошин М.Б. Препринт ИТЭФ № 215, 1987.
15. Burrows A., Latimer J. Astrophys. J., 1986, 307, 178, Mayles R., Wilson J., Schramm D. Astrophys J., 1987, 318, 288.
16. Bruenn S.W. Astrophys. J. Suppl., 1985, 58, 771.