АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1 ИЮНЬ, 1965 ВЫПУСК 2

ПОГЛОЩЕНИЕ НЕЙТРИНО ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ю. Л. ВАРТАНЯН

Поступила 28 декабря 1964

Рассматривается поглощение нейтрино в небесных телах. Вычислен коэффициент поглощения, выражение которого усреднено по спектру нейтрино. Показано, что при температурах $T > 10^9$ °K коэффициент поглощения нейтрино зависит от температуры, как T^5, т. е. происходит интенсивное поглощение нейтрино.

1. На роль нейтрино в процессе эволюции звезд и, в частности, в процессах потерь энергии, было указано в многочисленных работах, ссылки на которые можно найти в [1, 2]. Как известно, нейтрино образуются только в результате слабых взаимодействий (не считая гравитационного взаимодействия) и, следовательно, вероятности их образования весьма малы по сравнению с образованием фотонов. Однако благодаря большой проникающей способности нейтрино, общая уносимая ими энергия может быть сравнима с энергией, уносимой фотонами, а в некоторых случаях и превосходить ее.

Однако, если вещество невырождено и температура порядка или выше миллиарда градусов, то свободный пробег нейтрино сильно уменьшается. При рассмотрении моделей таких небесных тел становится важным знание коэффициента поглощения нейтрино как функции от температуры и плотности. Данная работа посвящена рассмотрению этого вопроса.

2. В настоящее время можно считать установленным [3] существование двух видов нейтрино: электронного нейтрино ν_e и антинейтрино $\bar{\nu}_e$, μ-мезонного нейтрино ν_μ и антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$. Ниже рассматривается коэффициент поглощения электронного нейтрино и антинейтрино. О коэффициенте же поглощения μ-мезонного нейтрино будет сказано в пункте 6.

Согласно теории слабого взаимодействия, все реакции поглощения и рассеяния нейтрино, которые идут в первом приближении по константе слабого взаимодействия, можно разбить на следующие три группы:

а) Поглощение нейтрино и антинейтрино барионами. Примером таких процессов может служить процесс обратного β-распада

$$\nu_e + n \to e + p,$$

где n, p, e соответственно означают нейтрон, протон и электрон.

б) Аннигиляция нейтрино и антинейтрино с превращением в электронно-позитронную пару

$$\nu_e + \bar{\nu}_e \to e + e^+.$$

в) Рассеяние нейтрино на электроне

$$\nu_e + e \to \nu_e + e.$$

Полный коэффициент поглощения будет равен сумме коэффициентов поглощения отдельных процессов; вычисление этих коэффициентов проведено ниже.

3. Как следует из универсального лагранжиана слабого взаимодействия [4], нейтрино может поглощаться нейтронами

$$\nu_e + n \to e + p, \tag{1}$$

а антинейтрино протонами

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n. \tag{2}$$

В отличие от (1) процесс (2) имеет энергетический порог. Эта реакция может идти, если энергия нейтрино превосходит разность энергий покоя нейтрона и протона.

Если поглощение нейтрино и антинейтрино происходит на свободных нейтронах и протонах, которые находятся в состоянии покоя, то для полных сечений процессов (1) и (2) соответственно имеем

$$\sigma_1 = 6.25\,\sigma_0\left(0.4\,\frac{\varepsilon_\nu}{m_e c^2} + 1\right)^2, \tag{3}$$

$$\sigma_2 = 6.25\,\sigma_0\,u^2\Theta(u) \tag{4}$$

где

$$u = 0.4\,\frac{\varepsilon_{\bar{\nu}}}{m_e c^2} - 1, \qquad \sigma_0 = \frac{2G^2}{\pi}\left(\frac{m_e \hbar}{c}\right)^2 = 8.3\cdot 10^{-45}\ \text{см}^2, \tag{5}$$

$G = 1.01\cdot 10^{-5}/m_p^2$ — константа слабого взаимодействия, m_p и m_e — соответственно массы протона и электрона, c — скорость света, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π, $\Theta(u)$ — функция, обладающая следующим свойством

$$\Theta(u) = \begin{cases} 1, & u > 0 \\ 0, & u < 0. \end{cases} \tag{6}$$

Мы будем считать, что приближенно формулы (3) и (4) можно применить и для нуклонов, которые находятся в ядрах.

Для вычисления коэффициента поглощения необходимо полное сечение помножить на концентрацию соответствующих нуклонов-мишеней. Концентрации нейтронов и протонов соответственно равны

$$n_n = \left[1 - \overline{\left(\frac{Z}{A}\right)}\right] \frac{\rho}{m_p},$$

$$n_p = \overline{\left(\frac{Z}{A}\right)} \frac{\rho}{m_p},$$

где ρ — плотность вещества в г/см^3, Z и A атомный номер и массовое число. Если приближенно положить $\overline{(Z/A)} = {}^1/_2$, то $n_p = n_n = \rho/2m_p$.

Следовательно, для коэффициента поглощения нейтрино и антинейтрино получим

$$\chi_\nu = \sigma_1 \left[1 - \overline{\left(\frac{Z}{A}\right)}\right] \frac{\rho}{m_p}, \tag{7}$$

$$\chi_{\bar\nu} = \sigma_2 \overline{\left(\frac{Z}{A}\right)} \frac{\rho}{m_p}. \tag{8}$$

Из (7) и (8) следует, что χ_ν и $\chi_{\bar\nu}$ — функции плотности вещества и энергии нейтрино и соответственно антинейтрино. Однако удобно выразить эти величины через основные характеристики среды — плотность и температуру

$$\chi_\nu = \chi_\nu(\rho, T).$$

Для этого усредним выражения (7) и (8) по энергиям нейтрино и антинейтрино

$$\overline{\chi_\nu(\rho, T)} = \frac{\int\limits_0^\infty \chi_\nu(\varepsilon_\nu)\, n_\nu \frac{d^3p_\nu}{(2\pi\hbar)^3}}{\int\limits_0^\infty n_\nu \frac{d^3p_\nu}{(2\pi\hbar)^3}}, \tag{9}$$

где $\chi_\nu(\varepsilon_\nu)$ определяется выражением (7), а n_ν — функция распределения нейтрино. Если распределение энергий нейтрино соответствует термодинамическому равновесию, то

$$n_\nu = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_\nu}{kT}} + 1}.$$

Здесь химический потенциал нейтрино μ приравнен нулю [5].

Аналогично для $\overline{\chi_{\bar\nu}(\rho, T)}$ имеем

$$\overline{\chi_{\bar\nu}(\rho, T)} = \frac{\int\limits_0^\infty \chi_{\bar\nu}(\varepsilon_{\bar\nu})\, n_{\bar\nu} \frac{d^3p_{\bar\nu}}{(2\pi\hbar)^3}}{\int\limits_0^\infty n_{\bar\nu} \frac{d^3p_{\bar\nu}}{(2\pi\hbar)^3}}, \tag{10}$$

где $n_{\bar\nu}$ — функция распределения антинейтрино, которая имеет такой же вид, что и n_ν.

Как уже отмечалось, при таком усреднении предполагается, что нейтринный газ имеет равновесное распределение энергий. Если длина свободного пробега нейтрино меньше размеров небесного тела, что имеет место для моделей с большими массами и очень высокой температурой, то такое предположение может быть оправданным. Кроме того, некоторый отпечаток термодинамического равновесия нейтринный газ будет иметь и по той причине, что он образовался в результате взаимодействия частиц, находящихся в состоянии такого равновесия. Конечно, можно было бы воспользоваться для энергетического спектра нейтрино выражением, которое получается из рассмотрения процессов образования нейтрино, с термодинамическим усреднением по энергиям частиц, из которых они образовались. Однако результат не сильно будет отличаться от вышеприведенного усреднения.

Подставляя в (9) выражение для χ_ν и производя интегрирование, получим

$$\overline{\chi_\nu(\rho, T)} = 6.25\,\sigma_0 \left(\frac{\rho}{m_p}\right)\left[1 - \overline{\left(\frac{Z}{A}\right)}\right](1 + 2.52\,T_e + 2.07\,T_e^2), \tag{11}$$

где

$$T_e = \frac{kT}{m_e c^2} = \frac{T}{T_e^\circ}; \qquad T_e^\circ = \frac{m_e c^2}{k} = 6.10^{9\,\circ}\mathrm{K}. \tag{12}$$

Выражение же (10) для $\overline{\chi_{\bar\nu}(\rho, T)}$ сводится к виду

$$\overline{\chi_{\bar\nu}(\rho, T)} = 6.25\,\sigma_0 \left(\frac{\rho}{m_p}\right)\overline{\left(\frac{Z}{A}\right)} F(T_e), \tag{13}$$

где

$$F(T_e) = \frac{1}{1.803} \int\limits_{\frac{2.5}{T_e}}^{\infty} (0.4\, T_e\, x - 1)^2 \frac{x^2 dx}{e^x + 1}. \qquad (14)$$

Интеграл в (14) можно определить численно. Однако, если в знаменателе подынтегрального выражения пренебречь единицей, то для $F(T_e)$ получим

$$F(T_e) = (1.11 + 2.66\, T_e + 2.13\, T_e^2)\, e^{-\frac{2.5}{T_e}}. \qquad (15)$$

Такое приближение для $T_e < 1$ является весьма точным. Однако численное интегрирование (14) показывает, что приближенная формула (15) достаточно точна и для больших T_e.

Таким образом,

$$\overline{\chi_{\bar{\nu}}(\rho, T)} = 6.25\, \sigma_0 \left(\frac{\rho}{m_p}\right) \overline{\left(\frac{Z}{A}\right)} (1.11 + 2.66\, T_e + 2.13\, T_e^2)\, e^{-\frac{2.5}{T_e}}. \qquad (16)$$

Из (11) и (16) видно, что при $T_e \gg 1$ $\overline{\chi_\nu(\rho, T)} = \overline{\chi_{\bar{\nu}}(\rho, T)}$. Это происходит по той причине, что при большой температуре (что соответствует большим средним энергиям нейтрино) становится несущественной разность масс нейтрона и протона.

Кроме поглощения на нуклонах, нейтрино и антинейтрино могут поглощаться и на гиперонах, которые становятся стабильными при весьма больших плотностях, когда вещество вырождено [6, 7]. На первый взгляд кажется, что при таких высоких плотностях коэффициент поглощения весьма велик, т. е. будет интенсивное поглощение нейтрино. Однако такое заключение неверно, так как можно показать, что для вырожденного вещества (белые карлики, барионные звезды) с увеличением плотности коэффициент поглощения не только не увеличивается, но и экспоненциально стремится к нулю. Мы не будем приводить соответствующих расчетов, а отметим физическую причину такого поведения коэффициента поглощения. Как известно, в вырожденном газе все энергетические состояния вплоть до некоторого, с энергией, равной энергии Ферми E_F, заняты. Для того, чтобы произошло взаимодействие, необходимо, чтобы энергия нейтрино была больше разности энергий между занятыми и свободными состояниями. Эта разность порядка E_F. Энергия же нейтрино в среднем порядка kT. Но в вырожденном газе $kT \ll E_F$. Следовательно, энергия нейтрино будет недостаточна для того, чтобы перевести конечный электрон (или другую частицу Ферми) из занятого

состояния в свободное, т. е. чтобы произошло взаимодействие. Именно поэтому такие тела практически абсолютно прозрачны для нейтрино.

4. Рассмотрим процесс превращения нейтринно-антинейтринной пары в электронно-позитронную

$$\nu_e + \bar{\nu}_e \to e + e^+. \tag{17}$$

Если энергия нейтрино ε_ν, а антинейтрино $\varepsilon_{\bar{\nu}}$ и угол между их векторами скоростей α, то полное сечение процесса (4.1) будет

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{12\, a^2 \sin \alpha/2} \left(4 \sin^2 \frac{\alpha}{2} - a^2\right) z^{1/2}\, \Theta(z), \tag{18}$$

$$z = \sin^2 \frac{\alpha}{2} - a^2,$$

где $a^2 = \frac{m_e^2 c^4}{\varepsilon_\nu \varepsilon_{\bar{\nu}}}$, а $\Theta(z)$ определяется соотношением (6).

Для вычисления коэффициента поглощения необходимо полное сечение, определяемое формулой (18), помножить на число антинейтрино $dn_{\bar{\nu}}$, где

$$dn_\nu = \frac{d^3 p_{\bar{\nu}}}{(2\pi\hbar)^3 \left(e^{\frac{\varepsilon_\nu}{kT}} + 1\right)} \tag{19}$$

и проинтегрировать по $d^3 p_{\bar{\nu}}$.

В результате для коэффициента поглощения получаем

$$\chi_\nu(\varepsilon_\nu, T) = 4.8 \cdot 10^{-2}\, \sigma_0 n_e T_e^5\, x \Phi(b), \tag{20}$$

где

$$n_e = \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^3 = 1.74 \cdot 10^{31}\ см^{-3}; \qquad x = \frac{\varepsilon_\nu}{kT}; \qquad b = \frac{1}{x T_e^2}; \tag{21}$$

$$\Phi(b) = \frac{1}{5.68} \int_b^\infty \left(1 - \frac{b}{t}\right)^{3/2} \frac{t^3 dt}{e^t + 1}. \tag{22}$$

Укажем, что при $b \to 0$ $\Phi(b) \to 1$, а при $b \to \infty$ $\Phi(b) \to 0$. Интеграл (22) был определен численно. Результаты расчетов можно апроксимировать формулой

$$\Phi(b) = (1 + 0.738\, b - 5.83 \cdot 10^{-2}\, b^2 - 7.95 \cdot 10^{-3}\, b^3)\, e^{-b}. \tag{23}$$

Коэффициент поглощения, определяемый формулой (20), является функцией энергии нейтрино и температуры. Усредняя эту величину по спектру нейтрино

$$\overline{\chi_\nu(T)} = \frac{\int\limits_0^\infty \chi(\varepsilon_\nu, T)\, n_\nu \dfrac{d^3p_\nu}{(2\pi\hbar)^3}}{\int\limits_0^\infty n_\nu \dfrac{d^3p_\nu}{(2\pi\hbar)^3}}, \tag{24}$$

получим

$$\overline{\chi_\nu(T)} = 0.152\, \sigma_0 n_e T_e^5 K(T_e), \tag{25}$$

где

$$K(T_e) = \frac{1}{5.68} \int\limits_0^\infty \frac{x^3 \Phi(xT_e^2)\, dx}{e^x + 1}. \tag{26}$$

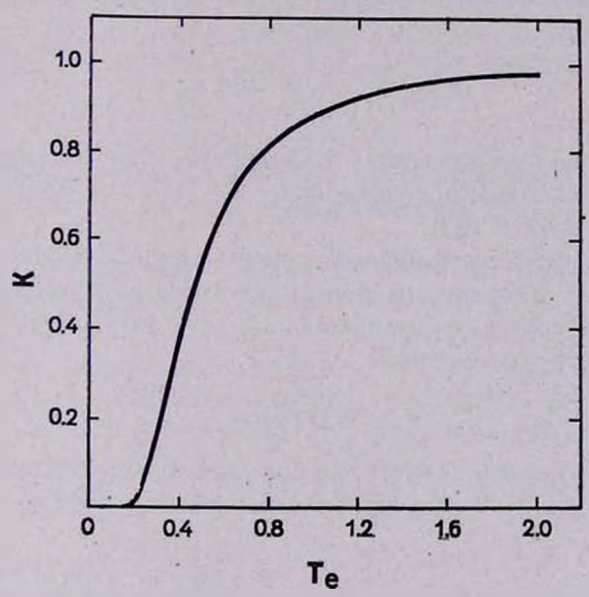

Рис. 1.

Зависимость $K(T_e)$ от температуры изображена на рис. 1, из которого видно, что при $T_e \gg 1$ эту величину практически можно приравнять единице. Таким образом, при $T_e \gg 1$ из (25) имеем

$$\chi_\nu = 2.82 \cdot 10^{-63}\, T^5.$$

5. Рассмотрим теперь процесс рассеяния нейтрино и антинейтрино на электронах

$$\nu_e + e \to \nu_e + e, \tag{27}$$

$$\bar{\nu}_e + e \to \bar{\nu}_e + e, \tag{28}$$

Процессы (27) и (28) могут идти как на свободных электронах, так и на связанных. Но при температурах $T_e \sim 1$, мы, очевидно, будем иметь дело со свободным электронным газом.

При высоких температурах ($T_e \gtrsim 1$) кроме атомных электронов в среде будут также „тепловые" электроны и позитроны, причем концентрация последних при $T_e > 1$ будет намного превосходить концентрацию первоначальных [1, 5]. Следовательно, нейтрино будет рассеиваться как на электронах, так и на позитронах,

$$\nu_\nu + e^+ \to \nu_e + e^+. \tag{29}$$

Воспользуемся приближением, при котором электроны ультрарелятивистские, т. е. когда можно пренебречь их массой покоя. Такое приближение справедливо при $T_e > 1$. В этом случае для сечения рассеяния имеем

$$\sigma = \beta\sigma_0 \frac{\varepsilon_e \varepsilon_\nu}{(m_e c^2)^2} \sin^2 \frac{\alpha}{2}, \tag{30}$$

где ε_e и ε_ν — энергия электрона и нейтрино, α — угол между их скоростями до столкновения, коэффициент β равен 1 и 1/3 соответственно для процессов (27) и (29).

Для получения коэффициента поглощения необходимо (30) помножить на dn_e и проинтегрировать по спектру электронов. Однако полученный результат будет функцией энергии нейтрино. Усредняя по энергии нейтрино, получим

$$\overline{\chi}_\nu = 0.91\, \beta\sigma_0 n_e T_e^5. \tag{31}$$

Суммарный же коэффициент поглощения, обусловленный процессами рассеяния нейтрино на электронах и позитронах будет,

$$\overline{\chi}_\nu = 1.21\, \sigma_0 n_e T_e^5 = 2.25 \cdot 10^{-62} T. \tag{32}$$

Таким же будет соответствующий коэффициент поглощения для антинейтрино.

6. Аналогично можно вычислить и выражение для коэффициента поглощения μ-мезонного нейтрино и антинейтрино. При этом оказывается, что при температурах $T > T_\mu^\circ$ (где $T_\mu^\circ = 1.2 \cdot 10^{12}$ °K) коэффициент поглощения равен нулю (или весьма мал). Это происходит по той причине, что сечения соответствующих процессов из-за энергетического порога при малых температурах равны нулю. При $T \gg T_\mu^\circ$ коэффициенты поглощения ν_μ и $\overline{\nu}_\mu$ будут пропорциональны T^5, т. е. так же, как коэффициенты поглощения ν_e и $\overline{\nu}_e$.

Такой же характер имеет коэффициент поглощения и для реакций с одновременным участием электронных и мюонных нейтрино, как например

$$\nu_e + \bar{\nu}_\mu \to e + \bar{\mu},$$
$$\nu_e + \bar{e} \to \nu_\mu + \bar{\mu},$$

а также с участием пионов

$$\bar{\nu}_l + l \to \pi^- (+ \pi^0 \cdots)$$
$$l = e, \mu.$$

Такая зависимость коэффициента поглощения от температуры при сверхвысоких температурах имеет простое объяснение и следует непосредственно из размерности константы слабого взаимодействия. Действительно, при больших энергиях нейтрино (т. е. высоких температурах) сечение $\sigma \sim \sigma^2 \varepsilon^2 \sim G^2 T^2$. Тогда для коэффициента поглощения будем иметь

$$\chi \sim \sigma \rho \sim (G^2 T^2) \rho,$$

где ρ — плотность вещества. Но при высоких температурах $\rho \sim T^3$, т. е. коэффициент поглощения пропорционален T^5.

7. Таким образом, при весьма высоких температурах коэффициент поглощения нейтрино прямо пропорционален пятой степени температуры, т. е. с увеличением температуры свободный пробег нейтрино весьма быстро уменьшается. Так, при $T_e = 10^2$ свободный пробег электронного нейтрино становится порядка 10^4 см. Следовательно, небесные тела, состоящие из сверхнагретой плазмы, становятся непрозрачными относительно нейтрино.

Выражаю благодарность Г. С. Саакяну и Э. В. Чубаряну за обсуждения.

ЦНИ физико-техническая лаборатория
АН АрмССР

THE ABSORPTION OF NEUTRINO FOR SUPERHIGH TEMPERATURES

Y. L. VARTANIAN

The absorption of neutrino in the stars is examined.

The coefficient of the absorption is calculated; its expression is brought to the mean on the spectra of neutrino.

It is shown that for a temperature $T \geqslant 10^9$K a coefficient of the absorption of neutrino depends on the temperature as T^5 i. e. an intensive absorption of neutrino takes place.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Y. Chiu*, Annals of Physics, **26**, 364, 1964.
2. *М. А. Марков*, Нейтрино, препринт ОИЯИ, Р—1269, 1963.
3. *G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger*, Phys. Rev. Letters, **9**, 460, 1962.
4. *Л. Б. Окунь*, Слабое взаимодействие элементарных частиц, Физматгиз, М., 1963.
5. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Статистическая физика, ГТТЛ, М., 1951.
6. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., **37**, 193, 1960.
7. *Я. Б. Зельдович*, ЖЭТФ, **37**, 569, 1959.