

С 346-13

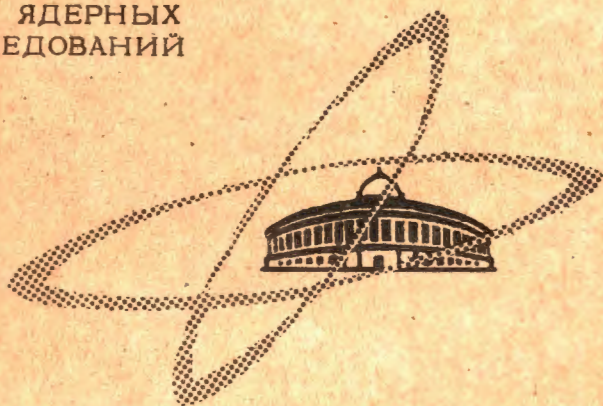
A-90

25/7-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1933



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р.А. Асанов

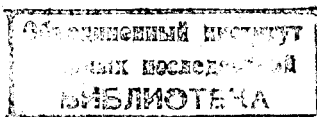
О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
МАССИВНОГО НЕЙТРИНО СО СВЕТОМ

1965

P-1933

Р.А. Асанов

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
МАССИВНОГО НЕЙТРИНО СО СВЕТОМ



2890/3 кр

Различные реакции со световыми и тепловыми фотонами обсуждаются в последнее время в основном в астрофизическом аспекте ^{/1,2,3/}. С другой стороны, нейтрино с их огромной проникающей способностью также могут иметь большое значение для астрофизики и космологии ^{/4,5/}.

Если интересоваться только поведением света при взаимодействии с межзвездным веществом, то следует обратиться прежде всего к таким электродинамическим процессам, как эффект Комптона, имеющим для света сечение $\sigma \sim 10^{-31} \text{ см}^2$. Эффекты с участием нейтрино имеют, естественно, меньшие сечения, но могут быть интересны из-за присутствия нейтрино. Процесс $\gamma + e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ ^{/8/}, дающий, по-видимому, большой вклад в нейтринную светимость звезд, имеет сечение $\sigma \sim 10^{-68} \text{ см}^2$ для света. Аналогичный процесс на протоне ^{/7/} имеет сечение $\sigma \sim 10^{-80} \text{ см}^2$. Эффективность этих процессов для межгалактических взаимодействий уменьшается также из-за малой плотности заряженных частиц (10^{-5} см^{-3} для протонов). В этом смысле может быть более важен процесс ^{/1/} $\gamma + \nu \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, оцененный в схеме с промежуточным мезоном и имеющий сечение $\sim 10^{-82} \text{ см}^2$. Значительно меньшее сечение имеет оцененный в локальной теории процесс ^{/3/} $\gamma + \nu \rightarrow \nu + \bar{\nu}$; $\sigma \sim 10^{-110} \text{ см}^2$. Столь малые сечения не приводят к заметным эффектам даже для света, приходящего к нам с огромных расстояний от далеких галактик.

Приведенные здесь процессы рассчитывались для безмассовых нейтрино. Но экспериментом пока не закрыта возможность иметь массу покоя как для электронного, так и для мюонного нейтрино. В связи с этим рассмотрим еще один процесс для световых фотонов, а именно упругое рассеяние на массивных нейтрино:

$$\gamma + \nu (\bar{\nu}) \rightarrow \gamma + \nu (\bar{\nu}). \quad (1)$$

Этот процесс мог бы идти в межгалактическом пространстве в случае существования "моря" нейтрино ^{/4/}, которое может иметь большую плотность частиц.

Кроме предположения о массе нейтрино, примем предположение о наличии слабого $(e\nu)(e\nu)$ - взаимодействия.

Процессу (1) в низшем порядке теории возмущений соответствует треугольная диаграмма (первый порядок по слабой константе G и второй - по электромагнитной). Как показано Гелл-Манном ^{/8/}, такой процесс в первом порядке по G запрещен, если взаимодействие $(e\nu)(e\nu)$ с $V-A$ вариантом локально и нейтрино не имеет массы покоя. Если же нейтрино имеет массу, указанный запрет снимается.

Лагранжиан задачи запишем в виде

$$\mathcal{L} = e N (\bar{\psi} \gamma_{\mu} \psi A_{\mu}) + \frac{G}{\sqrt{2}} N (\bar{\psi} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi) N (\bar{\nu} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu). \quad (2)$$

что соответствует V-A варианту слабого взаимодействия. С помощью процедуры, аналогичной методу Фарри^{/10/}, получаем, что векторная часть "тока" $\bar{\psi} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi$ не дает вклада в матричный элемент рассматриваемого процесса. Учет градиентной инвариантности^{/7/} приводит к конечному выражению для матричного элемента, содержащего формально логарифмическую и линейную расходимость.

Дифференциальное и полное сечение процесса (1) в случае неполяризованных частиц дается формулой

$$\sigma = \int d\sigma = \frac{1}{2\pi^3} \frac{G^2 \alpha^2 m_{\nu}^2}{(s - m_{\nu}^2)^2} \int_0^{(s - m_{\nu}^2)^2/s} t^3 I^2(t) dt, \quad (3)$$

$$I(t) = \int_0^1 \int_0^1 \frac{x^2 y (1-x) dx dy}{m_0^2 + t xy (1-x)},$$

здесь $s = -(k_1 + p_1)^2$, $t = (k_1 - k_2)^2 \geq 0$, k_1 и p_1 - 4-импульсы начальных фотона и нейтрино. В случае рассеяния фотонов на мюонных нейтрино при наличии взаимодействия $(\mu \nu_{\mu} \mu \nu_{\mu})$ в интервале $I(t)$ вместо массы электрона m_0 будет стоять масса мюона m_{μ} .

Для рассеяния света на "море" электронных нейтрино или антинейтрино с массой, намного превышающей энергию света (экспериментальная оценка дает $m_{\nu_e} < 250$ эв), полное сечение (3) приобретает вид:

$$\sigma = 4 \cdot 10^{-4} \frac{G^2 \alpha^2}{m_0^4} \omega^6 \approx 10^{-86} \omega^6 \text{ см}^2. \quad (4)$$

Здесь ω - энергия фотона в системе покоя массивного нейтрино, выраженная в эв. Таким образом, для видимого света ($\omega \sim 1.3$ эв) сечение имеет величину $\sim (10^{-86} \div 10^{-83}) \text{ см}^2$, т.е. тоже весьма мало, чтобы привести к заметным эффектам при разумной плотности нейтрино в "море".

При рассеянии света на массивных мюонных нейтрино или антинейтрино, масса которых может быть большой (экспериментальное значение $m_{\nu_{\mu}} < 3.4$ Мэв), как видно из формулы (4), сечение меньше сечения рассеяния на ν_e в отношении $(\frac{m_{\mu}}{m_0})^4 \sim 10$.

Приведем также выражение для сечения процесса

$$\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (5)$$

с рождением массивных нейтрино при наличии взаимодействия (2):

$$\sigma = \int d\sigma = \frac{1}{2\pi^3} G^2 \alpha^2 m_{\nu}^2 s^2 I^2(-s) \frac{1}{s} \int_0^{\sqrt{s(s-4m_{\nu}^2)}} dt =$$

$$= \frac{1}{2\pi^3} G^2 \alpha^2 m_{\nu}^2 s^2 I^2(-s) \sqrt{1 - \frac{4m_{\nu}^2}{s}}. \quad (6)$$

Здесь $s = -(k_1 + k_2)^2$, $t = (k_1 - p_1)^2$, k и p - импульсы фотонов и нейтрино.

Рассмотрим реакцию аннигиляции массивных нейтрино при наличии взаимодействия (2)

$$\nu + \bar{\nu} \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (7)$$

Дифференциальное и полное сечения процесса даются формулой

$$\sigma = \int d\sigma = \frac{1}{4\pi^3} \frac{G^2 \alpha^2 m_{\nu}^2}{\sqrt{s(s-4m_{\nu}^2)}} s^3 I^2(-s) \int_0^{\sqrt{s(s-4m_{\nu}^2)}} \frac{1}{\sqrt{s(s-4m_{\nu}^2)}} dt =$$

$$= \frac{1}{2\pi^3} \frac{G^2 \alpha^2 m_{\nu}^2}{\sqrt{s(s-4m_{\nu}^2)}} s^3 I^2(-s). \quad (8)$$

Здесь $s = -(p_1 + p_2)^2 = -(k_1 + k_2)^2$, $t = -(p_1 - k_1)^2$, p и k - импульсы нейтрино и фотонов.

С помощью этой формулы можно оценить электромагнитное излучение нейтринно-антинейтринной звезды^{/10/}, состоящей из полностью вырожденных ν_e и $\bar{\nu}_e$ газов, смешанных в равной пропорции. Такая звезда имеет массу $\sim 10^{13}$ масс солнца и радиус $R \sim 10^{10}$ см. Выберем определяющий звезду максимальный импульс Ферми $p_F \sim 0.82 m_{\nu} c$ и массу электронного нейтрино $m_{\nu} \sim 250$ эв. Для аннигиляции таких относительно малоэнергичных нейтрино формула (8) примет вид

$$\sigma = \frac{2}{(24)^2 \pi^3} \frac{G^2 \alpha^2 m_{\nu}^2}{m_0^4} \frac{[m_{\nu}^2 - (p_1 p_2)]^3}{\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_0^4}}. \quad (9)$$

Можно оценить отсюда сечение аннигиляции нейтрино с $p_{\nu} \sim 0.8 m_{\nu} c$ на покоящейся частице, это сечение имеет величину $\sigma \sim 10^{-71} \text{ см}^2$.

Количество аннигиляций в 1 см³ вещества звезды за 1 сек дается формулой

$$N = \int_0^{p_F} \int_0^{p_F} \sigma \, j \frac{2 dp_1}{(2\pi)^3} \frac{2 dp_2}{(2\pi)^3} \approx \frac{1}{24\pi^3} \frac{G^2 \alpha^2 m_{\nu}^6}{m_0^4} \frac{(p_F)^3}{3\pi^2} \frac{(p_F)^3}{3\pi^2}, \quad (10)$$

здесь поток $j = \frac{\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_\nu^4}}{E_1 E_2} \cdot \frac{2dp}{(2\pi)^3}$ - плотность числа частиц в вырожденном ферми-газе с импульсом p . В интересующем нас случае $p_1^F = p_2^F = 0,8 m_\nu c$ из (10) получаем $N \sim 0,4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Отсюда полное число событий в звезде

$$N_{\text{полн}} = \frac{4}{3} \pi R^3 N = 4 \cdot 10^{36} \text{ сек}^{-1}.$$

Более точная оценка (с учетом зависимости плотности частиц и p^F от радиуса) дает $N_{\text{полн}} \sim 10^{35} \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, в нейтрино-антинейтринной звезде каждую секунду выделяется энергия $\sim 500 \text{ эв} \cdot 10^{35} \text{ сек}^{-1} = 5 \cdot 10^{31} \text{ Мэв/сек} = 10^{26} \text{ эрг/сек}$ в виде электромагнитного излучения с характерной энергией $\sim (250 \div 300) \text{ эв}$ (длина волны ~ 50 ангстрем), соответствующей величине m_ν .

В аналогичном случае $\nu - \bar{\nu}$ звезды, приняв $m_\nu \sim 5 m_e = 2,5 \text{ Мэв}$, получим $R \sim 10^{11} \text{ см}$ и массу звезды равной $\sim 10^5$ масс солнца. Предполагая опять, что максимальный импульс Ферми в центре $p^F \sim 0,8 m_\nu c$, получим оценку для выделяемой в звезде энергии в виде $\sim 10^{45} \text{ эрг/сек}$ с характерной энергией γ -квантов в области $(2,5 \div 3) \text{ Мэв}$.

В заключение приношу благодарность проф. М.А. Маркову и Б.Н. Валуеву за интерес к работе и обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. D. Boccaletti, V. de Sabbata, C. Gualdi, Nuovo Cim., XXXIII, 520 (1964).
2. С.Г. Матияня, Н.Н. Циловани. ЖЭТФ, 41, 1681 (1961).
3. Ингуен Ван Хьеу, Е.П. Шабалин. ЖЭТФ, 44, 1003 (1963).
4. М.А. Марков. Нейтрино. "Наука", М., 1964.
5. Б.М. Понтекорво, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 41, 239 (1961).
6. В.И. Ритус. ЖЭТФ, 41, 1285 (1961).
7. L. Rosenberg. Phys. Rev., 129, 2786 (1963).
8. M. Gell-Mann. Phys. Rev. Lett., 6, 70 (1961).
9. W.H. Furry. Phys. Rev., 51, 125 (1937).
10. M.A. Markov. Preprint, E-1752, Dubna (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1964 г.