НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КВАРКОВОЙ ПЛАЗМЕ

В. БАЛЕК

Вычислены нейтринная светимость и нейтринная непрозрачность вещества с плотностью числа барионов $n \gtrsim 2 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$. Вещество считается вырожденным идеальным газом, состоящим из кварков и электронов. Показано, что излучение и перенос нейтрино при этих условиях определяется в основном процессами, включающими только заряженные токи, и значения нейтринной светимости и непрозрачности близки к тем, которые получаются в случае ядерного вещества с пionicим конденсатом.

1. Введение

Излучение нейтрино горячим сверхплотным веществом существенно ограничивает допустимые температуры сверхплотных небесных тел. Нейтринная светимость при плотностях порядка ядерной исследовалась Бакалом и Вольфом [1], которые рассмотрели также случай, когда в веществе присутствуют отрицательные пионы. Новые расчеты [2, 3] подтверждают основные результаты этих авторов. Непрозрачность относительно нейтрино возникает в сверхплотных звездах при очень высоких температурах или при большом количестве захваченных нейтрино [4]. В самом благоприятном для нейтринной непрозрачности случае, когда вещество содержит π -конденсат, звезда остается непрозрачной для нейтрино в течение времени порядка часа [5].

Устойчивые звездные конфигурации, в которых имеется кварковая плазма, видимо не могут существовать, если тяготение описывается уравнениями Эйнштейна (частные случаи рассматриваются в [6]). Однако они возможны в альтернативных теориях тяготения, таких как биметрическая теория Розена. Для описания таких конфигураций, а также, возможно, для решения некоторых динамических задач нужно знать нейтринные светимости и непрозрачности кварковой плазмы. Этой проблеме посвящена настоящая статья.

2. Свойства плазмы

При плотности числа барионов n , большей чем некоторое критическое значение n_0 , вещество, вероятно, состоит из свободных (не связанных в адронах) кварков u , d , s и из электронов, и его можно рассматривать как почти идеальный газ (см., например, [7]). Значения энергии Ферми E_F и соответствующих импульсов p_F , рассчитанные для идеального газа с плотностью $n_0 = 2 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ [8], приведены в таблице.

Массы кварков предполагаются малыми, $m_u = m_d = 100 \text{ MeV}/c^2$, $m_s = 280 \text{ MeV}/c^2$, так что кварки являются релятивистскими уже при $n = n_0$. При более высоких плотностях имеют место

$$p_F(u) \approx p_F(d) \approx p_F(s) \sim n^{1/3}, \quad p_F(e) \sim n^{-1/3}.$$

Таблица

Параметры кварковой плазмы при плотности $2 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$

	<i>u</i>	<i>d</i>	<i>s</i>	<i>e</i>
E_F (MeV)	542	574	574	32
p_F (MeV/c)	533	565	501	32

Такой химический состав сохраняется до $n_1 = 6 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$, после чего в веществе появляются более массивные кварки и лептоны [8]. В дальнейшем будем предполагать $n_0 < n < n_1$.

3. Нейтринные процессы с заряженными токами

Рассмотрим процессы излучения ν и $\bar{\nu}$:

$$u + e \rightarrow d + \nu, \quad (1)$$

$$u + e \rightarrow s + \nu, \quad (2)$$

$$d \rightarrow u + e + \bar{\nu}, \quad (3)$$

$$s \rightarrow u + e + \bar{\nu} \quad (4)$$

и обратные к ним процессы абсорбции ν и $\bar{\nu}$.

Гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int [l_\mu(x) h^{\mu+}(x) + l_\mu^+(x) h^\mu(x)] d^3x, \quad (5)$$

где l_μ и h_μ — лептонный и кварковый токи, которые выражаются через операторы поля ψ и через угол Кабиббо ϑ в случае h_μ :

$$l_\mu = \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma^5) \psi_\nu = \bar{\psi}_e O_\mu \psi_\nu, \quad (6)$$

$$h_\mu = (\bar{\psi}_d \cos \vartheta + \bar{\psi}_s \sin \vartheta) O_\mu \psi_u. \quad (7)$$

Вычислим длину l_a свободного пробега нейтрино, обусловленную реакциями

$$\nu + d \rightarrow u + e, \quad (8)$$

$$\nu + s \rightarrow u + e. \quad (9)$$

Вклад в непрозрачность при заданной температуре T дают только те частицы, энергия которых отличается от граничной энергии Ферми на величину порядка kT . Как видно из таблицы, в процессе (8) *u*-кварк и электрон вылетают примерно в одинаковых направлениях, а в процессе (9) — в противоположных. Отношение вкладов квадратов матричных элементов процессов (8) и (9) в непрозрачность есть $m_u^2 \text{ctg}^2 \vartheta / [4p_F^2(u)] \leq 0,15$. Пренебрегая вкладом первого процесса, имеем

$$l_a^{-1}(E_s) = 4(2\pi)^4 N_C G^2 \int \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} S \frac{(p_u p_e)(p_s p_\nu)}{E_u E_e E_s E_\nu} \times \\ \times \delta^4(p_u + p_e - p_s - p_\nu) \sin^2 \vartheta, \quad (10)$$

где $N_C = 3$ — число цветов кварков, E_i , p_i — энергия и импульс i -частицы,

$$S = n(E_s) [1 - n(E_u)] [1 - n(E_e)],$$

$n(E_i)$ — функция распределения Ферми. После вычисления фазового интеграла и перехода к обычным единицам из (10) получаем

$$l_a^{-1}(E_s) = \frac{N_C G^2 p_F^2(u) p_F(e) \sin^2 \vartheta (\pi^2 + x^2)}{\pi^3 \hbar^7 c^4 [1 + \exp(-x)]} (kT)^2, \quad (11)$$

где $x = E_s / (kT)$.

Следуя [5], вычислим среднее l_a по Росселанду

$$\bar{l} = \frac{30}{7\pi^4} \int_0^\infty \frac{l_a}{1 + \exp(-x)} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{1 + \exp(x)} \right] x^4 dx$$

и скорость выделения энергии ν и $\bar{\nu}$ в единице объема

$$\varepsilon = \frac{(kT)^4}{\pi^2 c^2 \hbar^3} \int_0^\infty l^{-1}(-E_s) x^3 dx$$

(в ε включен множитель 2, учитывающий то, что вместе с процессами (1) и (2) рассматриваются также (3) и (4)). В результате получаем

$$l = 170 \left(\frac{T}{10^9 K} \right)^{-2} \left(\frac{n}{n_0} \right)^{-1/3} \text{ км}, \quad (12)$$

$$\varepsilon = 1,2 \cdot 10^{25} \left(\frac{T}{10^9 K} \right)^6 \left(\frac{n}{n_0} \right)^{1/3} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (13)$$

4. Нейтринные процессы с нейтральными токами

В нейтринную светимость дает вклад также рождение пар $\nu, \bar{\nu}$ при столкновениях частиц, а в нейтринную непрозрачность — рассеяние ν . Рассмотрим процессы с нейтральными токами, в которых участвуют только кварки и $\nu, \bar{\nu}$:

$$q + q \rightarrow q + q + \nu + \bar{\nu}, \quad (14)$$

$$\nu + q \rightarrow \nu + q. \quad (15)$$

Процессы с участием электронов (включающие также заряженные токи) подавлены из-за относительно малого числа e^- в среде.

Реакции (14) и (15) описываются гамильтонианом взаимодействия

$$H_N = \frac{G}{\sqrt{2}} \int l_{Nq}(x) h_N^q(x) d^3x, \quad (16)$$

где $l_{N_p} = \bar{\psi}_p O_p \psi_p$, $h_{N_p} = \bar{\psi}_p \gamma_\mu (\alpha + \beta \gamma^5) \psi_p$, постоянные α и β для данных ароматов кварков берутся из конкретной модели (см., например, [9]).

После выкладок, аналогичных тем, которые привели к выражению (11), для длины свободного пробега, обусловленной реакцией (15), получаем

$$l_s^{-1}(E_s) = \frac{2 N_C G^2 p_F^2(u)}{3\pi^2 \hbar^4 c^4} (\alpha^2 + \beta^2) F(x) (kT)^3, \quad (17)$$

где $F = x^3 [1 - \exp(-x)]^{-1/20} + \pi^2 x/3 - 6\zeta(3) + \pi^4/(5x) - 24\zeta(5)/x^2$ для $x > 1$ и $F = \pi^2 x/6$ при $x \rightarrow 0$. Полная длина свободного пробега, усредненная по Росселанду, есть $\{[1 + \exp(-x)] l_a^{-1} + l_s^{-1}\}^{-1}$. Из сравнения (17) с (11) видно, что вклад рассеяния подавлен из-за фактора $kT/p_F(e)$ и им можно пренебречь.

Скорость выделения энергии в единице объема в процессе (14) есть

$$\varepsilon = (2\pi)^4 \int \prod_{i=1}^6 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} S_1 |\Sigma M|^2 (E_s + E_{\bar{s}}) \delta^4(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2 - p_s - p_{\bar{s}}), \quad (18)$$

где p_1^μ, p_2^μ — 4-импульсы кварков в начальном состоянии, $p_1'^\mu, p_2'^\mu$ — в конечном состоянии, $S_1 = n(E_1) n(E_2) [1 - n(E'_1)] [1 - n(E'_2)]$, M — матричный элемент. Здесь суммирование проводится по всевозможным диаграммам, соответствующим реакции (14), а также по спинам и цветам кварков.

В рамках квантовой хромодинамики (см., например, [10]), которая является в настоящее время наиболее широко признаваемой теорией взаимодействия кварков, типичный матричный элемент имеет вид

$$M = \frac{g^2}{4\sqrt{2}} G l_{N_s} (\bar{u}_1 \lambda^a \gamma_\mu u_1) (\bar{u}_2 \gamma^\nu (\alpha + \beta \gamma^5) G_q \lambda^b \gamma_\nu u_2) (G_g)_{ab}^{\mu\nu},$$

где g — цветовой заряд, u_i — амплитуда i -частицы, G_q и G_g — кварковый и глюонный пропагаторы, λ^a — $SU(3)$ -матрицы Гелл-Манна.

Рассмотрим зависимость ε от T . Поскольку $G_q = i/(p_\mu \gamma^\mu - m_q)$, то в нашем случае имеем

$$G_q \sim [E_s + E_{\bar{s}} - \mathbf{n}(\mathbf{p}_s + \mathbf{p}_{\bar{s}})]^{-1},$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении импульса одного из кварков. Если подставить это выражение в M и вычислить его квадрат, получим, что он зависит только от направлений, в которых вылетают ν и $\bar{\nu}$, и от отношения $E_s/E_{\bar{s}}$, но не от E_s и $E_{\bar{s}}$ в отдельности. Интеграл от трехмерной δ -функции по углам равен $(4\pi)^{5/2} / (2 p'_1 p'_2 p_{\bar{s}})$ ($p_{\bar{s}}$ — больший из импульсов $|\mathbf{p}_1|, |\mathbf{p}_2|$) и также не содержит E_s или $E_{\bar{s}}$. Следовательно, интеграл в (18) имеет вид

$$\int \prod_{i=1}^6 dE_i f(E_1, E_2, E'_1, E'_2, E_s/E_{\bar{s}}) S_1 E_s E_{\bar{s}} (E_s + E_{\bar{s}}) \delta(E_1 + E_2 - E'_1 - E'_2 - E_s - E_{\bar{s}}),$$

и, как можно легко показать, он пропорционален $(kT)^8$, в то время как для процессов (1)—(4) имели $\epsilon \sim (kT)^6$. Более подробное рассмотрение функции $\dot{f}$ приводит к заключению, что отношение вкладов процессов (14) и (1)—(4) в полную выделяемую энергию есть $(kT)^2/[p_F(u) p_F(e)]$, так что вкладом процесса (14) можно пренебречь.

5. Заключение

Как нами показано, излучение нейтрино определяется процессами (1)—(4), а перенос их — обратными процессами. Нейтринная светимость, приходящаяся на единицу объема кварковой плазмы с $T \sim 10^9$ К, на 5 порядков больше, чем нейтринная светимость ядерной материи, полученная Бакалом и Вольфом [1]. Причина такого расхождения состоит в том, что процессы (1)—(4) могут протекать тогда, когда кварки и электроны находятся вблизи их поверхностей Ферми, и для сохранения импульса не нужно столкновения с какой-нибудь другой частицей из плазмы. Аналогичное свойство имеют процессы с образованием нейтрино в ядерной материи с π -конденсатом, и поэтому в этом случае также получаются большие светимости [3].

Устойчивые звездные конфигурации с кварковым ядром в теории Розена [11] имеют истинный радиус ядра $R \sim 4$ км при $n \sim n_0$. Из (12) следует, что нейтрино свободно покидают звезду, если температура меньше $7 \cdot 10^9$ К. При $T > 7 \cdot 10^9$ К звезда становится непрозрачной для нейтрино. Если для распределения нейтрино принять диффузное приближение, то в качестве грубой оценки времени, в течение которого звезда непрозрачна для нейтрино, имеем $\tau \sim l^{-1} R^2 C_V (ac)^{-1} T^{-3}$, где C_V — теплоемкость, приходящаяся на единицу объема [5]; в нашем случае $\tau \sim 20$ с.

Автор благодарен проф. Г. С. Саакяну, проф. Э. В. Чубаряну и участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 2.II.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. J. N. Bahcall, R. A. Wolf. Phys. Rev., В 140, 1452 (1965).
2. B. L. Friman, O. V. Maxwell. Astroph. J., 232, 541 (1979).
3. O. V. Maxwell et al. Astroph. J., 216, 77 (1977).
4. R. F. Sawyer, A. Soni. Astroph. J., 230, 859 (1979).
5. R. F. Sawyer, A. Soni. Astroph. J., 216, 73 (1977).
6. R. L. Bowers, A. M. Gleeson, R. D. Pedigo. Astroph. J., 213, 840 (1977).
7. M. B. Kistinger, P. D. Morley. Phys. Lett., В 67, 371 (1977).
8. G. S. Sahakian, L. Sh. Grigorian. Astroph. Space Sci. (в печати).
9. S. Weinberg. Phys. Rev., D 5, 1412 (1972).
10. В. Б. Берестецкий. УФН, 120, 439 (1976).
11. V. Balek, E. V. Chubarian. Astroph. Space Sci. (в печати).

Վ. ԲԱԼԵԿ

Հաշված են նյութի նեյտրինային լուսատվությունը և անթափանցելիությունը բարիոնների թվի $n \gtrsim 2 \cdot 10^{39} \text{ սմ}^{-3}$ խտության դեպքում: Նյութը համարվում է քվարկներից և էլեկտրոններից բաղկացած ալյասերված իդեալական գազ: Ցույց է տրված, որ այդ պայմաններում նեյտրինոյի ճառագայթումը և տեղափոխությունը հիմնականում որոշվում է պրոցեսներով, որոնք ընթանում են լիցքավորված հոսանքներով: Նեյտրինային լուսատվության և անթափանցելիության արժեքները քիչ են տարբերվում π -կոնդենսատ պարունակող միջուկային նյութի համապատասխան մեծություններից:

NEUTRINO PROCESSES IN QUARK PLASMA

V. BALEK

The neutrino luminosity and the neutrino opacity of a matter with baryon number density $n \gtrsim 2 \cdot 10^{39} \text{ cm}^{-3}$ are calculated. The matter is regarded as a degenerate ideal gas consisting of quarks and electrons. It is demonstrated that both the emission and the transport of neutrinos are dominated by charged-current processes and that resulting luminosities and opacities are close to those of the nuclear matter containing pion condensate.