

small number of ambient photons (those around $\psi_i \sim \pm \pi/2$). They cannot therefore represent most of the scattered photons, as claimed by F. and M.

In conclusion, one should consider as greatly overestimated those values of the inverse Compton flux obtained in the literature, assuming the relation $\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i$ to hold for most of the scattered photons, when ambient radiation is isotropic in the frame where the electron is moving.

Замечания к вычислению потока излучения при обратном комптоновском рассеянии с применением формулы $\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i$. Показывается, что при расстоянии изотропного излучения на релятивистских электронах образуется лишь небольшое количество жестких фотонов, для которых $\varepsilon_f \approx \gamma^2 \varepsilon_i$ ($\varepsilon_f(\varepsilon_i)$ — энергия падающего (рассеянного) фотона; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, β — приведенная скорость электрона). Поэтому значения величины комптоновского потока излучения, получаемые при допущении о справедливости указанного соотношения, оказываются завышенными; эти выводы находятся в противоречии с результатами цитируемой ниже работы Фелтена и Моррисона.

6 January 1981

Laboratoire de Physique Théorique

E. R. A. No 533

Institut Henri Poincaré

Laboratoire d' Astrophysique

Théorique du Collège de France

Institut d' Astrophysique

S. KICHENASSAMY

R. KRICKORIAN

REFERENCES

1. J. E. Felten, P. Morrison, Ap. J., 146, 686, 1966.
2. E. Feenberg, H. Primakoff, Phys. Rev., 73, 449, 1948.
3. T. M. Donahue, Phys. Rev., 84, 972, 1951.
4. C. Muller, The Theory of Relativity, Oxford Univ. Press, 1952.
5. V. Fock, The Theory of Space Time and Gravitation, Pergamon Press, 1959.

УДК 530.12

1

О НЕЙТРИННЫХ ПОТЕРЯХ ЭНЕРГИИ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

В современной астрофизике, в частности в космогонии сверхплотных небесных тел, важное значение имеет проблема нейтринных потерь энергии. В течение последних двух десятиков лет этот вопрос исследовался в

работах [1—8] и ряде других. Однако было бы преждевременным утверждать, что здесь достигнута полная ясность. Дело в том, что по мере развития теории элементарных частиц и вызванными ими изменениями наших знаний о термодинамических свойствах вырожденной плазмы, возникает необходимость ввести соответствующие уточнения. Причиной такого пересмотра послужило, в частности, развитие представлений о свойствах ядерной материи за последние десять лет (ссылки см. в [9, 10]). Нейтринные потери с учетом наличия π^- -мезонов в вырожденной сверхплотной плазме исследовались в работах [2, 5—7]. Для соответствующей мощности излучения ν и $\bar{\nu}$ в расчете на единицу массы было получено выражение [2]

$$\epsilon_{\nu} \approx 5 \cdot 10^{12} \frac{n_{\pi}}{n} T_9^6 \frac{\text{эрг}}{\text{г с}}, \quad (1)$$

где n_{π} — плотность числа π^- -мезонов, n — плотность числа нуклонов, T — температура вещества, а $T_9 = 10^{-9} T$. В основе первой из упомянутых работ [2] лежало представление о свободном π^- -конденсате, а в остальных учитывалось также взаимодействие пионного конденсата с ферми-газами нуклонов, а точнее — представление о когерентном пионно-нуклонном газе. По сути дела был получен результат, не сильно отличающийся от (1).

В рассматриваемом вопросе существенным является представление о состоянии π^- -мезонов в ядерном веществе. Во всех работах (ссылки см. в [9, 10]), за исключением [11, 12], состояние пионов в конденсате представлялось в виде плоских стоячих или бегущих волн. При плотностях плазмы порядка ядерной $n_0 = 1.7 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, где нуклоны являются нерелятивистскими частицами, такой подход неизбежно сопровождается ошибками, так как плоские волны содержат вклады также от s - и d -волн, имеющих характер отталкивания. В отличие от такого подхода в [11, 12] состояние π^- -мезонов представлялось в виде p -волны, которая, как известно, при ядерной плотности обеспечивает сильное эффективное притяжение для пионов. Было показано, что в плазме при $n \approx n_0$ рождается обильный «конденсат» отрицательных пионов, причем каждый мезон образует связанное p -облако с импульсом $p(\pi) \sim 1.5 m_{\pi} c$ вокруг отдельного протона. Такое образование, по сути дела, является ни чем иным, как нейтральным квазинуклоном n_* с массой $m_* \approx 950.2 \text{ МэВ} \cdot c^{-2}$ и с полуцелым спином [11]. Ниже оцениваются нейтринные потери энергии ядерного вещества, исходя именно из этого представления о наличии в нем трех видов нуклонов: нейтрона, протона и нейтрального квазинуклона (протон, окруженный не виртуальным, а реальным мезонным облаком), с определенным приближением образующих независимые ферми-газы.

Таблица 1

k	$\frac{n_k}{n_0}$	$\mu_k - m_k c^2$ МэВ	$p_F(k)$ МэВ/с	$\varepsilon_F(k)$ МэВ
n	0.591	-0.58	284	42.9
n_*	0.406	-0.58	250	33.0
p	0.0035	-50.58	51.3	1.40
e	0.0035	51.3	51.3	51.3

Параметры такой плазмы (см. [12]) приведены в табл. 1, где n_k — плотность числа частиц k -го вида, а μ_k , $p_F(k)$ и $\varepsilon_F(k)$ — их химический потенциал, ферми-импульс и ферми-энергия соответственно. В области температур $T \lesssim 5 \cdot 10^9$ и плотностей порядка ядерной нейтринные потери энергии в основном обусловлены модифицированными *Urca* — процессами:

$$N' + N \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e + N, \quad (2)$$

$$e + p + N \rightarrow \nu_e + N' + N, \quad (3)$$

где N' , $N = n, n_*$. Реакции $N' + N \rightarrow N' + N + \nu + \bar{\nu}$, $N + p \rightarrow N + p + \nu + \bar{\nu}$ ($\nu = \nu_e, \bar{\nu}_e$) с участием нейтральных токов не играют существенной роли, поскольку по отношению к (2), (3) их вклад порядка нескольких процентов [8]. Другие реакции, сопровождающиеся рождением $\nu, \bar{\nu}$, сильно подавлены по сравнению с (2), (3). Это видно из следующих соображений. В идеально вырожденном веществе ($T = 0$), очевидно, всякие процессы полностью запрещены. При конечных же температурах вблизи ферми-поверхностей образуются слои толщиной $\sim kT$ невырожденных частиц. В модифицированных *Urca* — процессах (2), (3), происходящих с участием двух нуклонов, законам сохранения энергии и импульса можно удовлетворить в пределах указанных слоев. Тогда как в обычных *Urca*-процессах $N' \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$, $e + p \rightarrow \nu_e + N'$, где мы имеем дело с распадом одного нуклона, при тех же условиях импульсы частиц в конечных состояниях лежат в глубине соответствующих им ферми-распределений. В этом легко убедиться, проанализировав данные, приведенные в табл. 1. Именно поэтому вероятности этих процессов получаются пренебрежимо малыми. Вероятности реакций, сопровождающихся рождением фотонейтрино, плазменных нейтрино и др., также ничтожно малы (см., например, [4]).

Теперь, исходя из вышеупомянутого представления о ядерном веществе, оценим величину скорости нейтринных потерь энергии в нем. Для этого, очевидно, мы должны среднюю энергию нейтрино $E_\nu \sim kT/3$ умно-

жить на сечение $\bar{\sigma}_{N'N} \sim [G(\varepsilon_F(N') + \varepsilon_F(N))/2\hbar^2 c^2]^2$ реакции (2), где G — фермиевская константа слабых взаимодействий, на число невырожденных нуклонов начального состояния $n_{N'} kT/\varepsilon_F(N')$ и $n_N kT/\varepsilon_F(N)$, которые могут участвовать во взаимодействии; на вероятности $kT/\varepsilon_F(p)$, $kT/\varepsilon_F(e)$ и $kT/\varepsilon_F(N)$ того, что конечные частицы p , e и N попадут в невырожденный слой толщиной $\sim kT$; на среднюю относительную скорость $\bar{v}_{N'N} = [(p_F(N')/m_{N'})^2 + (p_F(N)/m_N)^2]^{1/2}$ сталкивающихся нуклонов; и, наконец, на множитель $\sim (kT)^2/\varepsilon_F(N')\varepsilon_F(p)$ [2], учитывающий число состояний излученных $\bar{\nu}_e$. До сих пор мы говорили только о процессе (2). Такой же вклад дает обратная реакция (3). Таким образом, для скорости нейтринных потерь энергии в расчете на единицу массы получаем следующее выражение:

$$\varepsilon_\nu \sim \frac{2}{nm_n} \bar{E}_\nu \sum_{N',N} \frac{kT}{\varepsilon_F(N')} n_{N'} \bar{\sigma}_{N'N} \bar{v}_{N'N} \times$$

$$\times \frac{kT}{\varepsilon_F(N)} n_N \frac{kT}{\varepsilon_F(p)} \frac{kT}{\varepsilon_F(e)} \frac{kT}{\varepsilon_F(N)} \frac{(kT)^2}{\varepsilon_F(N')\varepsilon_F(p)}, \quad (4)$$

где $N', N = p, n, \bar{p}, \bar{n}$. Подставляя из табл. 1 численные значения входящих сюда величин, находим, что для ядерного вещества

$$\varepsilon_\nu \sim 10^8 T_9^8 \frac{\text{эрг}}{\text{г с}}. \quad (5)$$

Относительные вклады реакций (2), (3) приведены в табл. 2.

Таблица 2

Реакция	$n\bar{p} \rightarrow \bar{\nu}e\bar{n}$	$n\bar{n} \rightarrow \bar{\nu}e\bar{p}$	$n_p n \rightarrow \bar{\nu}e\bar{n}$	$n_p \bar{n} \rightarrow \bar{\nu}e\bar{p}$	$e\bar{p}n \rightarrow \nu\bar{p}n$	$e\bar{p}\bar{n} \rightarrow \nu\bar{p}\bar{n}$	$e\bar{n}p \rightarrow \nu\bar{n}p$	$e\bar{n}\bar{p} \rightarrow \nu\bar{n}\bar{p}$
Вклад в (4)	0.15	0.13	0.13	0.10	0.15	0.13	0.13	0.10

Резюмируя, можно утверждать, что учет наличия π^- -мезонов приводит к увеличению нейтринных потерь энергии ядерного вещества от значения $\varepsilon_\nu \sim 3 \cdot 10^8 T_9^8 \text{ эрг г}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [8] до величины (5), то есть приблизительно в 300 раз. Между тем, в вышеупомянутых работах [2, 5—7] получено значение (1), в 2000 раз превосходящее (5), найденное нами. Как уже отмечалось, расхождения в результатах обусловлены разными исходными представлениями о состоянии отрицательных пионов в ядерном веществе.

Автор признателен профессору Г. С. Саакяну за стимулирующие обсуждения и ценные указания, а также участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за проявленный интерес.

Neutrino Energy Loss of Nuclear Matter. On the basis of the idea [11, 12] about the existence of "π⁻-condensate" in the nuclear matter it is shown that the neutrino energy loss rates per unit mass is of the order of $10^9 (T/10^9)^8 \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

3 июля 1980

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Л. Ш. ГРИГОРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. J. B. Adams, M. A. Ruderman, C.-H. Woo, Phys. Rev., 129, 1383, 1963.
2. J. N. Bahcall, R. A. Wolf, Phys. Rev., 140, B1 452, 1965.
3. В. С. Ишеник, Д. К. Надежин, В. С. Пинаев, Астрон. ж., 44, 768, 1967.
4. G. Beaudet, V. Petrosian, E. E. Salpeter, Ap. J., 150, 979, 1967.
5. O. V. Maxwell, G. E. Brown, D. K. Campbell, R. F. Dashen, J. T. Manassah, Ap. J., 216, 77, 1977.
6. R. F. Sawyer, A. Sont, Ap. J., 216, 73, 1977.
7. M. Kiguchi, Neutrino Cooling of Neutron Stars by Pion Condensation, Preprint RIFP -288, Kyoto, 1977.
8. B. L. Frieman, O. V. Maxwell, Ap. J., 232, 541, 1979.
9. А. Б. Мигдал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
10. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 10, 1075, 1979.
11. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 13, 463, 1977.
12. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 669, 1977.