

НЕЙТРИННОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ НА ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ В ЗЕМЛЕ

Л.В.Волкова, В.И.Докучаев¹⁾

Институт ядерных исследований РАН
117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 мая 1994 г.

В недрах Земли отсутствуют первичные дыры любых масс в силу ограничений на их нейтринное излучение и аккреционный рост массы.

Первичные (реликтовые) черные дыры (ЧД) [1, 2], образовавшиеся на ранних стадиях Большого Взрыва, входят в длинный список потенциальных кандидатов на роль темного вещества во Вселенной. Астрофизические ограничения [3] не исключают возможности существования небольшого числа первичных ЧД в недрах Земли, попавших туда, например, в эпоху формирования Солнечной системы.

Гравитационное взаимодействие ЧД с окружающим ее веществом доминирует над (межатомным) электромагнитным взаимодействием, если масса ЧД $M > (e^2/Gm_n) \simeq 2 \cdot 10^{12}$ г, где m_n – масса нуклона. ЧД с массой, удовлетворяющей этому условию и движущаяся со скоростью v в веществе Земли с плотностью ρ , вследствие гравитационного динамического трения тормозится и оседает к центру Земли за характерное время

$$\tau = \frac{v^3}{9\pi G^2 M \rho \ln \Lambda} \simeq 10^6 \left(\frac{M}{10^{15} \text{ г}} \right)^{-1} \left(\frac{\rho}{10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{v}{10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^3 \text{ лет}, \quad (1)$$

где $\ln \Lambda$ — гравитационный (кулоновский) логарифм. Аккреция окружающего вещества на реликтовую ЧД происходит классически без квантового рассеяния при условии, что гравитационный радиус ЧД $r_g = 2GM/c^2$ превышает размер нуклонов, то есть при $M > \hbar c/Gm_n \simeq 2,8 \cdot 10^{14}$ г. Во внутреннем ядре Земли [4], где плотность вещества $\rho_c \simeq 10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, температура $T_c \simeq 4 \cdot 10^3$ К и преобладает железо $A = 56$, ЧД с массой M гравитационно доминирует в пределах радиуса $r_h = GM A m_n / k T_c$. Поглощение выделяющейся при аккреции энергии будет приводить в условиях центра Земли к конвективному переносу тепла вблизи ЧД, который в свою очередь обеспечивает адиабатичность аккрецируемого газа. Смена конвекции лучистой теплопроводностью будет происходить лишь при $\tau \gg r_h$. Другая особенность связана с малостью времени орбитального движения вокруг ЧД по сравнению с характерным временем кулоновских потерь энергии ионной компонентой плазмы в области $r \leq 10^2 r_g$. В результате в этой области реализуется режим “медленной” сферической аккреции с трением [5], когда траектории ионов имеют вид почти регулярных стягивающихся к ЧД спиралей и эффективность аккреции максимальна, а именно: в случае невращающейся ЧД $\eta = L/\dot{M}c^2 \simeq 0,057$, где L – аккреционная светимость ЧД, а \dot{M} – скорость аккреции. Эддингтоновский предел светимости

¹⁾E-mail: dokuchaev@inucrel.msk.su.

ЧД $L_E = 2\pi m_p c^3 r_g / \sigma_T$, при котором скорость роста ее массы $\dot{M}_E = L_E / \eta c^2$ максимальна, достигается при

$$M > \frac{10}{\eta} \frac{m_p c^2}{G \sigma_T \rho_c} \left(\frac{k T_c}{A m_n c^2} \right)^{3/2} \approx 1,0 \cdot 10^{13} \text{ г.} \quad (2)$$

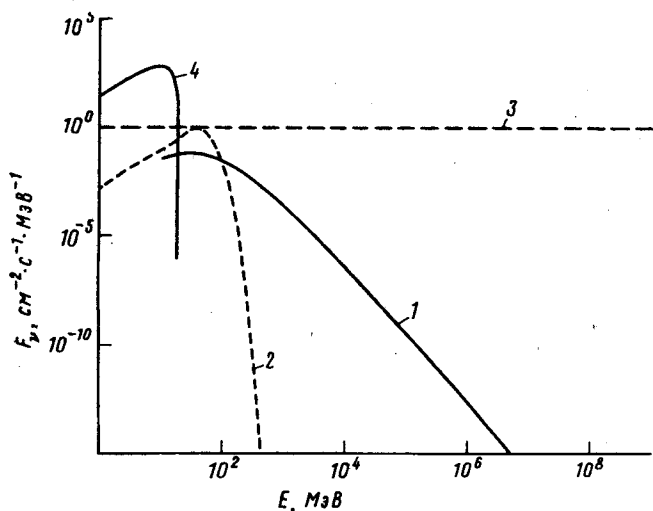
Конкурирующий процесс по отношению к аккреции — уменьшение массы ЧД за счет ее квантового испарения [6]. Суперрадиация [7,8] и аккреция эффективно замедляют вращение ЧД [9]. Скорость уменьшения массы невращающейся ЧД при ее квантовом испарении с эффективной температурой $k T_{ev} = (\hbar / 4\pi)(c / r_g) \approx 10,6 (M / 10^{15} \text{ г})^{-1}$ МэВ согласно численным расчетам [10,11] равна

$$\dot{M}_{ev} = a(M) \left(\frac{c^2}{GM} \right)^2 \hbar, \quad (3)$$

где коэффициент $a(M) = 4,47 \cdot 10^{-4}$ при $M \approx 10^{14}$ г. и пропорционален числу сортов рождающихся частиц. Условие роста массы ЧД $\dot{M} = \dot{M}_{ev} + \dot{M}_E > 0$ приводит к неравенству

$$M > M_0 = \left[\frac{2}{3} \frac{\eta}{\alpha} \frac{m_e}{m_p} a(M) \right]^{1/3} \frac{e^2}{G m_e} \approx 1,1 \cdot 10^{14} \text{ г.} \quad (4)$$

Все ЧД с массами $M > M_0$ из уравнения (4) растут за счет “выедания” недр Земли по экспоненциальному закону $M \propto \exp(t / \tau_E)$, где $\tau_E = (\eta / 4\pi)(\sigma_T c / G m_p) \approx 2,6 \cdot 10^7$ лет. Столь малая по сравнению с возрастом Земли $4,5 \cdot 10^9$ лет величина характерного времени роста массы ЧД τ_E исключает возможность нахождения внутри Земли первичных ЧД с массами $M > M_0$. Остающийся интервал масс ЧД $M < M_0$ в свою очередь исключается, если воспользоваться согласующимися с наблюдениями расчетами потоков атмосферных нейтрино [12,13] и идеей регистрации нейтринного излучения малых ЧД внутри Земли [14].



Суммарные потоки на уровне моря: 1 — атмосферных ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ из нижней полусферы; 2 — ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ от испаряющейся в центре Земли ЧД с $k T_{ev} = 10$ МэВ, $M \approx 10^{15}$ г и 3 — положение максимумов этого потока при различных M . Кривая 4 — спектр наиболее энергичных солнечных нейтрино от реакции ${}^3\text{He} + p$

Отличие найденного численно [10,11] темпа излучения нейтрино $d\dot{N}_\nu/dE$ от чернотельного $(d\dot{N}_\nu/dE)_{BB}$ учтем введением аппроксимирующего фактора

$$K(x) = \frac{d\dot{N}_\nu}{dE} \left(\frac{d\dot{N}_\nu}{dE} \right)_{BB}^{-1} = 1 - \frac{25}{27} \exp [-(7x)^4], \quad (5)$$

где $x = (1/8\pi)(E/kT_{ev})$. В (5) принято во внимание, что сечение поглощения дырой рождающихся нейтрино [8,10] $\sigma_\nu = 27\pi(GM/c^2)^2$ в пределе геометрической оптики $x \rightarrow \infty$ и $\sigma_\nu = 2\pi(GM/c^2)^2$ в инфракрасном пределе $x \rightarrow 0$. Фактор $K(x)$ обеспечивает фитирование $d\dot{N}_\nu/dE$ с точностью до нескольких процентов. На рисунке сплошной линией 1 представлен суммарный поток атмосферных ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ на уровне моря из нижней полусферы [12,13]. Пунктирной линией 2 показан суммарный поток F_ν нейтрино и антинейтрино одного типа на поверхности Земли от испаряющейся в центре Земли ЧД с температурой излучения $kT_{ev} = 10$ МэВ и соответственно массой $M \simeq 10^{15}$ г. Максимум потока $(F_\nu)_{max} = 0,93c^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ не зависит от M и достигается при энергии $E_m = 4,0kT_{ev}$ (горизонтальная пунктирная прямая 3). Сплошная кривая 4 – спектр наиболее энергичных солнечных нейтрино от реакции ${}^3\text{He} + p$ в стандартной солнечной модели [15]. Как следует из рисунка, нейтринное излучение одиночной ЧД в центре Земли будет зарегистрировано, если ее масса $M < 10^{15}$ г. Перекрытие этого интервала масс с полученным выше интервалом $M > M_0$ из уравнения (4) полностью исключает возможность существования в Земле ЧД любых масс.

1. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, АЖ 43, 758 (1966).
2. S.W.Hawking, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 152, 75 (1971).
3. А.Г.Полнарев, М.Ю.Хлопов, УФН 145, 369 (1985).
4. S.W.Hawking, Nature 248, 30 (1974); Commun. Math. Phys. 43, 199 (1975).
5. Ф.Стейси, Физика Земли. Москва: Мир, 1972.
6. V.S.Berezinsky and V.I.Dokuchaev, Astrophys. J. 361, 492 (1990).
7. Я.Б.Зельдович, Письма в ЖЭТФ 14, 270 (1971).
8. А.А.Старобинский, С.М.Чурилов, ЖЭТФ 65, 3 (1973).
9. D.N.Page, Phys. Rev. D14, 3260 (1976).
10. D.N.Page, Phys. Rev. D13, 198 (1976).
11. J.H.MacGibbon and B.R.Webber, Phys. Rev. D41, 3052 (1990).
12. Л.В.Волкова, ЯФ 31, 1510 (1980).
13. Т.К.Gaisser, Т.Stanev, and G.Barr, Phys. Rev. D38, 85 (1988).
14. А.Р.Трофименко, Astrophys. Space Sc. 168, 277 (1990).
15. Дж.Бакал, Нейтринная астрофизика. Москва: Мир, 1993.