

МАКСИМОНЫ И ГИПОТЕЗА МАКСИМОННЫХ РОЕВ

М.А.Марков, В.П.Фролов

Получены ограничения на время жизни и возможную массу гравитационно связанных систем элементарных черных дыр ("максимонов") и рассмотрен вопрос о возможности обнаружения подобных систем.

В работах [1 - 3] была высказана гипотеза о возможности существования стабильных частиц с массой $m_{pl} \sim (\hbar c / G)^{1/2} \sim 10^{-5}$ г ("максимонов") и рассмотрены особенности взаимодействия таких частиц с веществом. Вследствие чрезвычайно малого сечения взаимодействия максимонов с обычным веществом ($\sigma_{pl} \sim 10^{-66}$ см²) непосредственными наблюдениями, по-видимому, невозможно запретить ситуацию, когда практически все ненаблюдаемое вещество, определяющее метрику Вселенной в настоящее время состоит из максимонов [3]. Цель настоящей работы обратить внимание на возможность существования (в рамках гипотезы о стабильности максимонов) принципиально ново-

го класса небесных тел. Речь идет о долгоживущих гравитационно-связанных системах максимонов ("максимонных роев") и о некоторых специфических свойствах подобных систем. Подобные системы с необходимостью должны возникать в результате гравитационной неустойчивости из неоднородностей на ранних этапах развития Вселенной, если только в момент Большого Взрыва максимонная составляющая вещества была значительной¹⁾.

Предположим, что в некоторый момент времени возникла система с массой $M = Nm_{pl}$, состоящая из N максимонов, каждый из которых совершает финитное движение в общем гравитационном поле всех остальных масс. Оценим время жизни такой системы. Пусть R — размер системы, тогда средняя скорость движения максимонов в рое (дисперсия скоростей) $v \sim (GM/R)^{1/2}$ и средний период финитного движения $T \sim R/v \sim R^{3/2}(GM)^{-1/2}$. Характерное время τ_0 между двумя близкими сближениями данного максимона с другим максимонном роя, при котором происходит существенное изменение направления его движения (рассеяние на угол $\theta \sim 1$) порядка $\tau_0 \sim RN/v \sim M^{1/2}R^{3/2}G^{-1/2}m_{pl}^{-1/2}$. Время столкновительной релаксации такой системы есть $\tau = \tau_0 \Lambda^{-1}$, где множитель $\Lambda \sim 10 \ln N$ связан с наличием неэкранируемых, медленно убывающих с расстоянием гравитационных сил. Рассматриваемая задача аналогична задаче об эволюции звездных скоплений (см., например, [4, 5]). Время τ является характерным временем установления квазимаксвелловского распределения из-за столкновений частиц. В результате перераспределения по энергиям в рое через время τ появляются максимоны, обладающие достаточной энергией, чтобы покинуть рой, в результате чего система теряет энергию. Характерное время этой диссипации (время жизни максимонного роя) есть

[5] $\tau_l \sim 30\tau \sim R_g^2 \alpha^{3/2} (cl_{pl} \ln N)^{-1}$, где $R_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус роя, $l_{pl} = (G\hbar/c^3)^{1/2}$ и $\alpha^{-1} = R_g/R = 2\phi/c^2 \sim v^2/c^2$. При $\alpha \gg 1$ движение частиц роя нерелятивистское $v^2 \ll c^2$ и характерное время диссипации энергии за счет гравитационного излучения $\tau_g \sim \alpha^5 R_g^2 (l_{pl} c)^{-1}$ много больше τ_l .

В результате диссипации энергии внутренняя структура максимонного роя постепенно изменяется. Максимоны, приобретающие энергию, близкую к порогу испарения, получают возможность двигаться по орбитам все большего размера. В последнем столкновении, перед вылетом максимона из роя, он, в среднем, получает энергию, много меньшую $m_{pl} v^2/2$ и, поэтому, на протяжении большей стадии эволюции роя его энергия GM^2/R остается практически неизменной. Потеря массы роем приводит к уменьшению его размеров $R \sim M^2$. При уменьшении первоначальной массы M в α раз размер роя может стать порядка его гравитационного радиуса, что может привести к образованию черной ды-

¹⁾ По крайней мере в рамках холодной модели Вселенной предположение о том, что на ранних стадиях имелось значительное количество стабильных максимонов может, по-видимому, не привести к противоречию с современными наблюдательными данными.

ры с массой $M_1 = M/a \sim GM^2/Rc^2$. Если при этом окажется, что $M_1 < 5 \cdot 10^{14}$ г, то образующаяся черная дыра за время меньше времени жизни Вселенной распадается в результате квантовых процессов рождения частиц.

Сравнивая время жизни роя τ_l с временем жизни Вселенной нетрудно получить, что до настоящего времени могли дожить максимонные рои, возникающие на ранних этапах эволюции Вселенной, если только их параметры удовлетворяют условию $Ma^{3/4} \gtrsim 10^{26}$ г.

Аккреция окружающего вещества на рои приводит к его "загрязнению". Поскольку при $a \gg 1$ $v^2/c^2 \sim a^{-1} \ll 1$, то движение частиц, захваченных роем, является нерелятивистским. Чтобы оценить количество вещества, захватываемое роем при его "загрязнении", предположим, что захваченное вещество, состоящее из нуклонов, образует нерелятивистский вырожденный газ. В этом случае, если плотность числа захваченных нуклонов внутри роя есть n , то характерная энергия невырожденного газа внутри роя есть $E \sim (\hbar^2 n^{5/3} V / 2m) - mNc^2 a^{-1}$. Здесь N — полное число частиц, $V \sim R^3$ — объем роя и m — масса нуклона. Аккреция нуклонов на рои прекращается, когда величина E становится больше нуля. Поэтому характерная плотность нуклонного газа, захваченного роем $\rho_m = mn \sim m \lambda_m^{-3} a^{-3/2} \sim 10^{15}$ (г/см³) $a^{-3/2}$, где

$\lambda_m = \hbar/mc$ — комптоновская длина волны нуклона. При $a \gg 1$ эта плотность всегда меньше ядерной и поэтому рассмотренное приближение газа свободных частиц допустимо. Общая масса захваченного роем вещества $M_m \sim \rho_m V \sim m a^{3/2} (R/\lambda_m)^3 \sim 10^{-24}$ г $a^{3/2} (M/10^{15}$ г)³ для роя с малой массой $M \ll 10^{35}$ г $a^{-m/4}$ пренебрежимо мало $M_m \ll M$.

Движение "загрязненного" максимонного роя приводит к перемещению в пространстве захваченного им нуклонного вещества значительной плотности (например, при $a = 100$ эта плотность всего на два порядка меньше ядерной). Из-за малости сечения взаимодействия максимонов, регистрация движения этой нуклонной составляющей, связанной с максимонным роем, представляется, по-видимому, более простой задачей чем непосредственное наблюдение максимонной составляющей.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 февраля 1979 г.

Литература

- [1] М.А.Марков. Progr. Theor. Phys. (Kyoto), Suppl., Commemoration Issue for 30-th Anniversary of the meson theory by H.Yukawa, 1965.
- [2] М.А.Марков. ЖЭТФ, 51, 878, 1966.
- [3] М.А. Марков. Preprint, IC/78/41, Trieste, 1978.
- [4] В.Л.Поляченко, А.М.Фридман. Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. М., изд. Наука, 1977.
- [5] Л.Э.Гуревич, А.Д.Чернин. Введение в космологию. М., изд. Наука, 1978.