$\rho(0) = 1.4 \cdot 10^{-2}$, 0.13, 0.56, 1.86, 43.1 (значение $\rho = 1$ соответствует $2 \cdot 10^{15}$ г/см^3). Результаты расчетов совпали с результатами интегрирования, проведенного в Вычислительном центре с погрешностью, не превышающей 8% в массе и 2% в радиусе звезды. Основная часть этой погрешности обусловлена апроксимацией (3), сделанной с точностью до 5%. При желании, конечно, можно было бы добиться большей точности.

В заключение выражаем благодарность Г. С. Саакяну за постановку задачи.

On a method of approximate computation of superdense configurations. A simple method of numerical integration of equilibrium equation for superdense degenerated configurations has been suggested.

22 октября 1965
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Э. В. ЧУБАРЯН
М. А МНАЦАКАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff*, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
2. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 38 1016, 1961.
3. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрофизика, 1, 7, 1965.
4. *Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян*, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
5. *Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян*, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.

ГИПОТЕЗА КВАРКОВЫХ ЗВЕЗД

Попытки систематики элементарных частиц и их сведения к немногим объектам привели к гипотезе суб-частиц „кварков" [1], из которых предполагаются построенными все сильно взаимодействующие гадроны, то есть мезоны, барионы и их резононы. Кварки должны обладать дробным барионным и электрическим зарядами и массой, значительно превышающей барионную. Кварки могут являться реальными частицами, по ряду причин трудно наблюдаемыми. В ряде отношений близкая гипотеза о „трионах"—суб-частицах целого заряда также требует их значительной массы. Заманчиво искать кварки (или трионы, которые специально оговариваться не будут) в условиях астрономических сверхплотных конфигураций, в частности, в условиях, при которых обычные частицы теряют свою индивидуальность и материал, из которого образуются нуклеоны, может оказаться кварковым полем.

Как известно, при сжатии звезды после образования вырожденного электронного газа происходит „вдавливание" электронов в протоны, развал ядер и переход к нейтронной звезде; при дальнейшем сжатии более выгодным оказывается переход к вырожденному гиперонному ферми-газу [2]. Естественно предполагать, что выгодным окажется переход к еще более тяжелым барионным резононам, и наконец, гипотетическим суб-частицам: кваркам и т. д.

Переход к кваркам соответствует сильному внутреннему возбуждению барионов, приводящему в конце концов к их развалу на фундаментальные суб-частицы.

Проанализируем условия перехода барионной звезды, как предшествовавшей конфигурации, в кварковую, пренебрегая температурой. Обозначим через B, Q_1, Q_2, Q_3 барион и кварки. Распад

$$B \to Q_1 + Q_2 + Q_3 \tag{1}$$

возможен при наличии у бариона кинетической энергии

$$U_k > \Delta mc^2, \quad \Delta mc^2 = (\alpha - 1)\, mc^2, \tag{2}$$

где Δm — дефект массы в (1), m — масса бариона; массы кварков соответственно будут

$$m_j = \alpha_j m \ (j = 1, 2, 3), \quad \Sigma \alpha_j m = \alpha m, \ \alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 \gg 1. \tag{3}$$

Для барионного вырожденного газа условие возможности (1) имеет вид

$$U_{\max} = \frac{a_q}{m} n_0^q > (\alpha - 1)\, mc^2; \quad n_0 > \{(\alpha - 1)\, m^2 c^2 a_q^{-1}\}^{1/q} \tag{4}$$

$$q = {}^1/_3,\ {}^2/_3; \quad a_{{}^2/_3} = \frac{1}{8}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{{}^2/_3} h^2 \approx 5 \cdot 10^{-54}; \quad a_{{}^1/_3} = \frac{1}{2}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{{}^1/_3} hcm,$$

где n_0 — плотность барионов, $q = {}^2/_3$ для нерелятивистского и $q = {}^1/_3$ для ультрарелятивистского газа. Как показывают оценки, реакция (1) может протекать только при очень высоких плотностях, ввиду чего для простоты ограничимся ультра-релятивистским случаем. Хотя в условиях сверхплотных конфигураций мы имели дело с системой, состоящей из всех сортов барионов и их резононов, с соответствующими концентрациями, однако ввиду сложности ее рассмотрения аппроксимируем ее одним барионным газом, с некоторой средней приведенной массой $m = \gamma m_0$, где m_0 — масса нуклона, а γ — множитель порядка $1 < \gamma < 10$. Тогда имеем

$$n_0 > \{\gamma (\alpha - 1)\}^3 10^{40}\ см^{-3} \qquad a_{{}^1/_3} = \gamma \cdot 1.7 \cdot 10^{-40}. \tag{5}$$

При этом равновесная плотность кварков определится из равенства Фермиевских граничных энергий барионов и трех кварков.

Рассматривая барионы как ультрарелятивистские, а кварки как нерелятивистские, условие равновесия запишем в виде

$$a_{1/3} n_B^{1/3} = \frac{9}{\alpha} a_{2/3} n_Q^{2/3} + \alpha m^2 c^2. \tag{6}$$

В случае, когда и кварки являются ультрарелятивистскими, имеем

$$\frac{n_B}{n_Q} \approx 9/\alpha \lesssim 1. \tag{6.1}$$

Столь высокая плотность, определенная неравенством (5), необходимая для реакции (1), может быть, по-видимому, достигнута, например, в недрах некоторых барионных звезд. Однако, по современным представлениям, звезда столь высокой центральной плотности будет находиться в квазистационарном состоянии [3].

Барионная звезда с исходной массой $M = N_0 m$ при переходе N_1-барионов в кварки перерабатывает в массы кварков кинетическую энергию $E = N_1 (\alpha - 1) mc^2$, причем уменьшение давления будет $\Delta P \approx n_Q \Delta mc^2$, где n_Q — плотность кварков одного сорта. Так как при переходе n_1-барионов, из n_0 находящихся в единице объема, в кварки, гравитационная энергия системы не меняется, то подобный переход приводит к дальнейшему сжатию звезды.

Допустим теперь, что существует звездная конфигурация с массой $M_0 = (N_Q \alpha + N_B) m$, где αm — масса трех кварков, N_Q — полное число кварков одного сорта, N_B — полное число барионов (пренебрегая гравитационным дефектом массы). Ввиду возможности локальных флуктуаций плотности такая конфигурация не будет устойчивой. Благодаря флуктуации плотности в относительно небольшом объеме ΔV, плотность барионов может стать меньше, чем определенная неравенством (5). Тогда процесс становится односторонним и начинается переход кварков в барионы с выделением огромной кинетической энергии $E \approx N_Q (\alpha - 1) mc^2$, где N_Q — число кварков в ΔV. Это создает перепад в давлении $\approx E \Delta V$ и приведет к дальнейшему расширению области флуктуации плотности, так что локальные флуктуации плотности со временем могут расшириться неограниченно. Выделяемая при этом полная кинетическая энергия

$$\bar{\varepsilon} = (\alpha - 1) N_Q mc^2 = 6 (\alpha - 1) \left[1 - \frac{N_B}{N_B + N_Q}\right] \frac{GM^2}{R_g}, \quad R_g = \frac{2GM}{c^2}, \tag{7}$$

где $M = (N_B + N_Q) m$ — масса звезды с исходной массой $(M_B + \alpha N_Q) m$, после перехода всех кварков обратно в барионы, R_g — гравитационный радиус. При этом выделяемая кинетическая энергия

$$\bar{\varepsilon} > \frac{GM^2}{R_g}$$

достаточна для того, чтобы конфигурацию с массой M, находящуюся в состоянии, близком к гравитационному радиусу, расширить в принципе до неограниченных размеров. Если при этом превращение кварковой звезды в барионную пройдет достаточно быстро, то расширение будет носить характер взрыва. Конечно, в кварковой звезде, полученной путем сжатия, флуктуации не могут привести обратно к барионной звезде, однако в кварковой конфигурации, образовавшейся вначале по каким-либо причинам, флуктуации, по-видимому, могут дать начало взрыву.

Не исключено, что в центральных областях некоторых новейших астрономических объектов, выделяющих огромные энергии (квазизвезды, взрывные галактики), играют роль процессы с участием кварков (или других суб-частиц). Конфигурации типа кварковых могут оказаться полезными для анализа сверхплотных предзвездных состояний, предполагаемых В. А. Амбарцумяном, или для анализа первоначального состояния всей расширяющейся Вселенной.

Приятным долгом является благодарность В. А. Амбарцумяну и Г. С. Саакяну за ценные замечания.

Hypothesis of quark stars. At very high pressures after passing through configurations of electron, neutron, general baryon degenerate gases, a stellar body has the possibility to build a central region consisting of (hypothetical) massive sub-particles: quarks. On the other hand an eventually existing great stellar quark configuration can be transformed into baryonic stellar body in an explosive manner due to local fluctuations.

17 июля 1965
Физический факультет
Московского университета

Д. Д. ИВАНЕНКО
Д. Ф. КУРДГЕЛАИДЗЕ

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Gell-Maan*, Phys. Rev. Lett., 8, 214, 1964; *Zweig*, Preprint CERN, 1964.
2. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
3. *Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян, Э. В. Чубарян*, Тезисы II сов. грав. конференции, стр. 205, изд. Университета, Тбилиси, 1965.
4. *Я. Б. Зельдович*, ЖЭТФ, 42, 1667, 1964.