



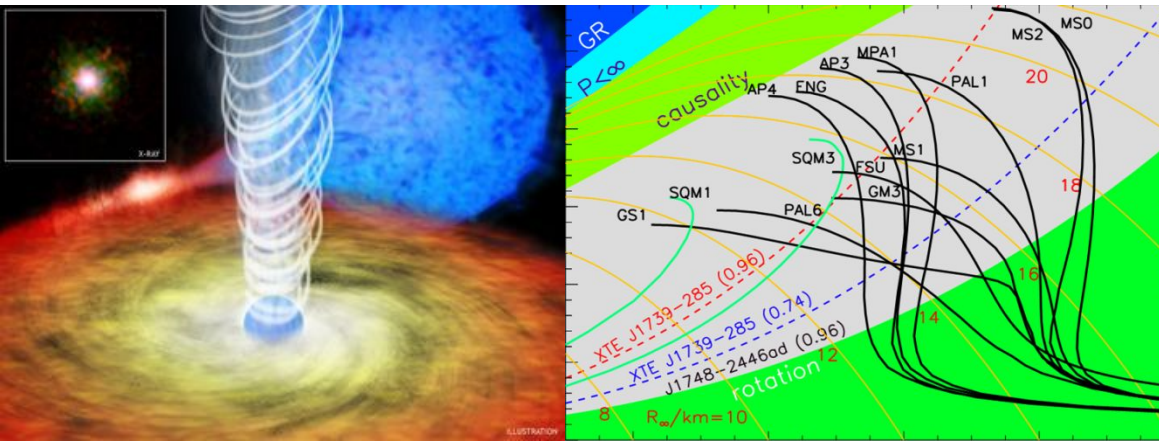
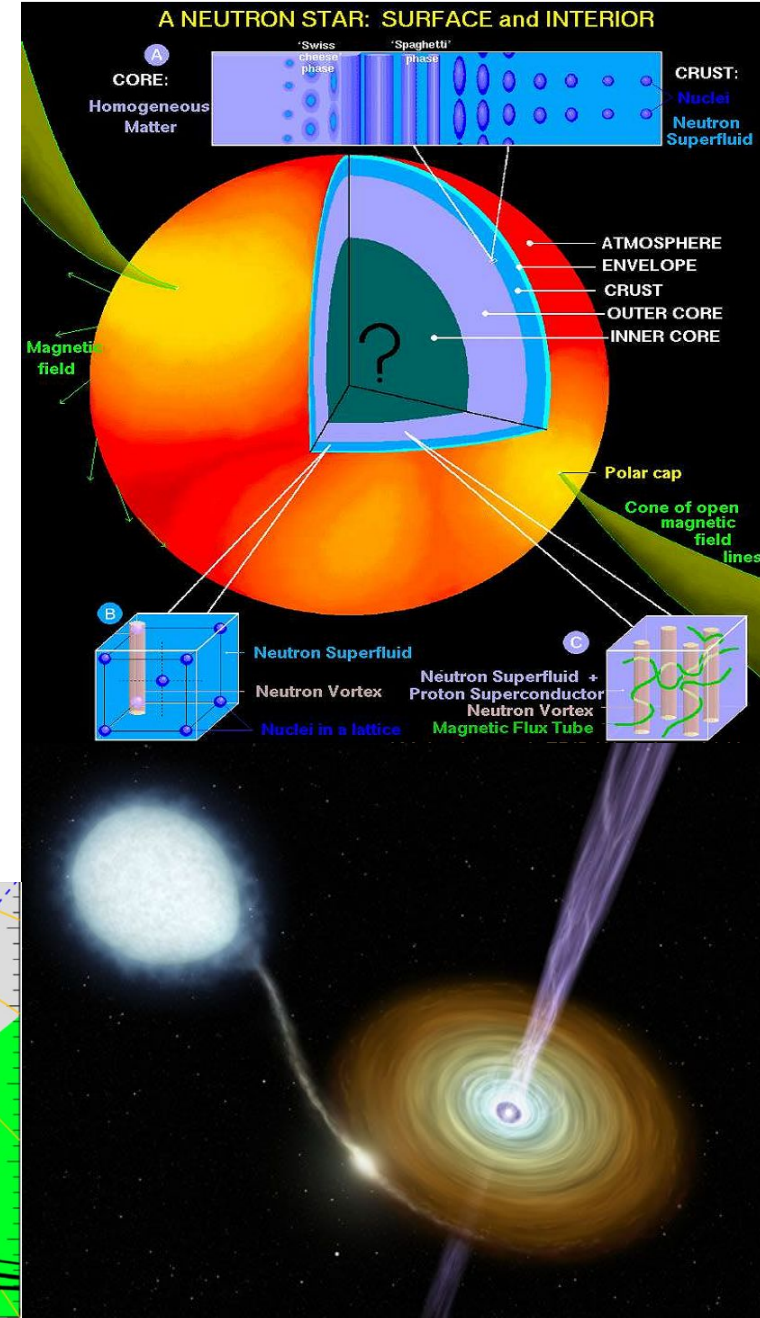
# Сжимаемость ядерной материи и нейтронные звезды

Конференция по физике и астрономии  
для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада  
28 октября 2010 года

Е. Крышень, Б. Л. Бирбраир (ПИЯФ)

# Содержание

- Внутреннее строение нейтронных звезд
- Уравнение состояния ядерной материи и ограничения на массу НЗ
- Модель релятивистского среднего поля и многочастичные силы
- Методы определения сжимаемости ядерной материи
- Рассчитанные массы нейтронных звезд в зависимости от сжимаемости



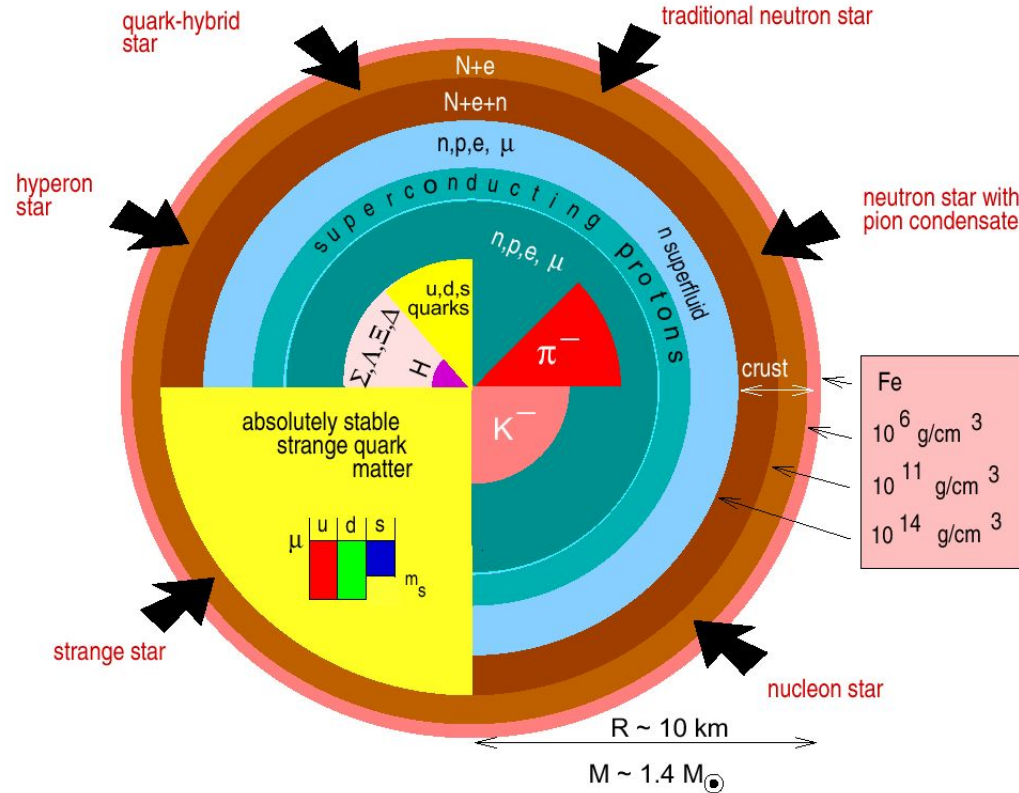


# Внутреннее строение нейтронных звезд

(c) F. Weber

Основные характеристики НЗ:

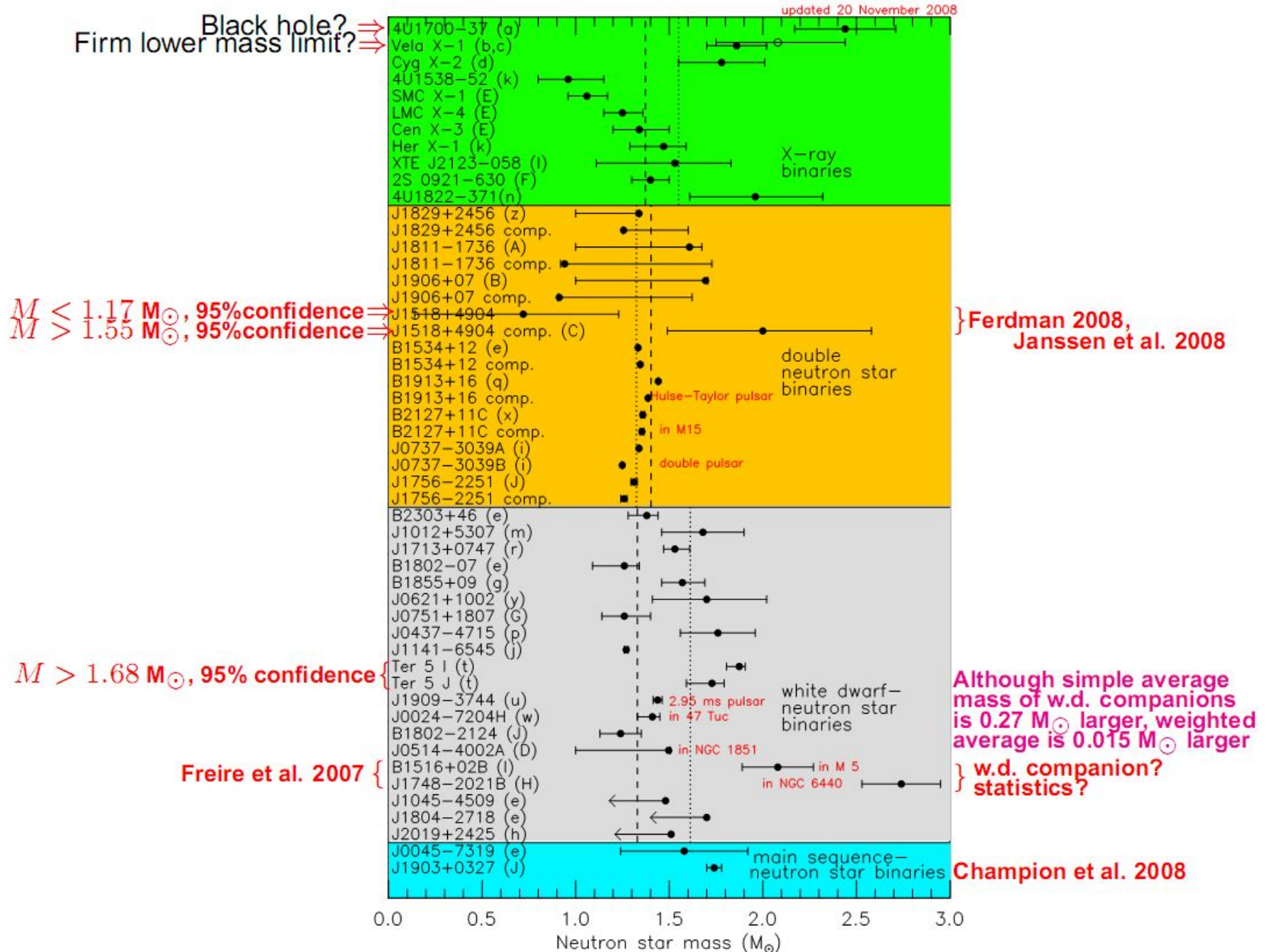
- Радиус  $\sim 10$  км
- Массы  $\sim 1 - 2$  солнечной
- Плотность  $\sim$  до 10 ядерных
- Сильные магнитные поля до  $10^{15}$  Гс
- Быстрое вращение ( до 1000 об/сек)



Различные гипотезы строения НЗ:

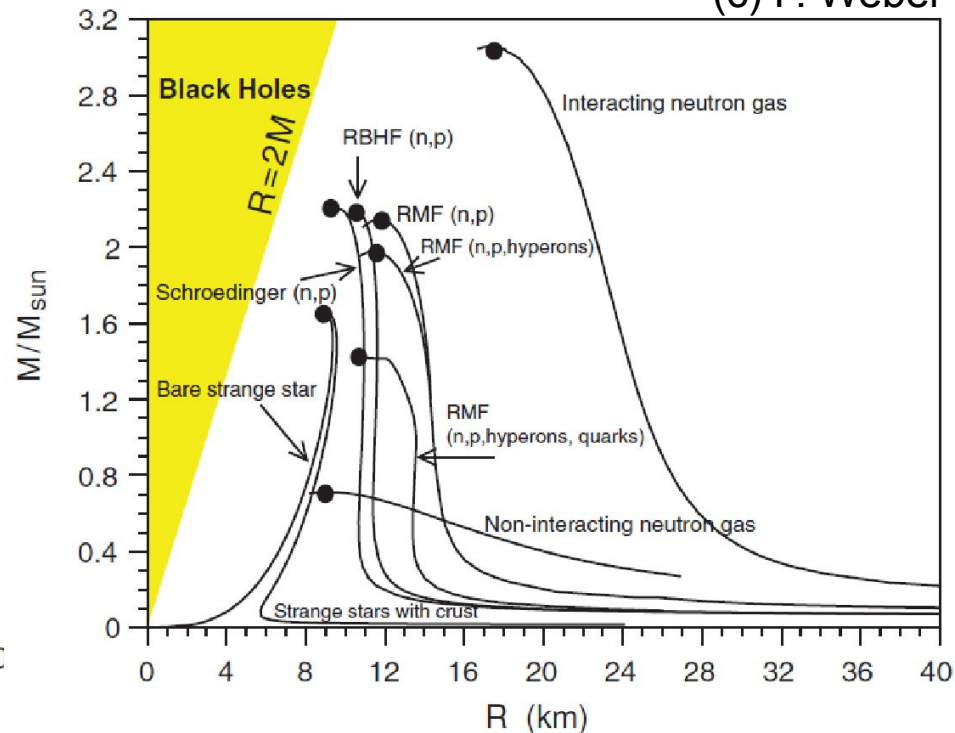
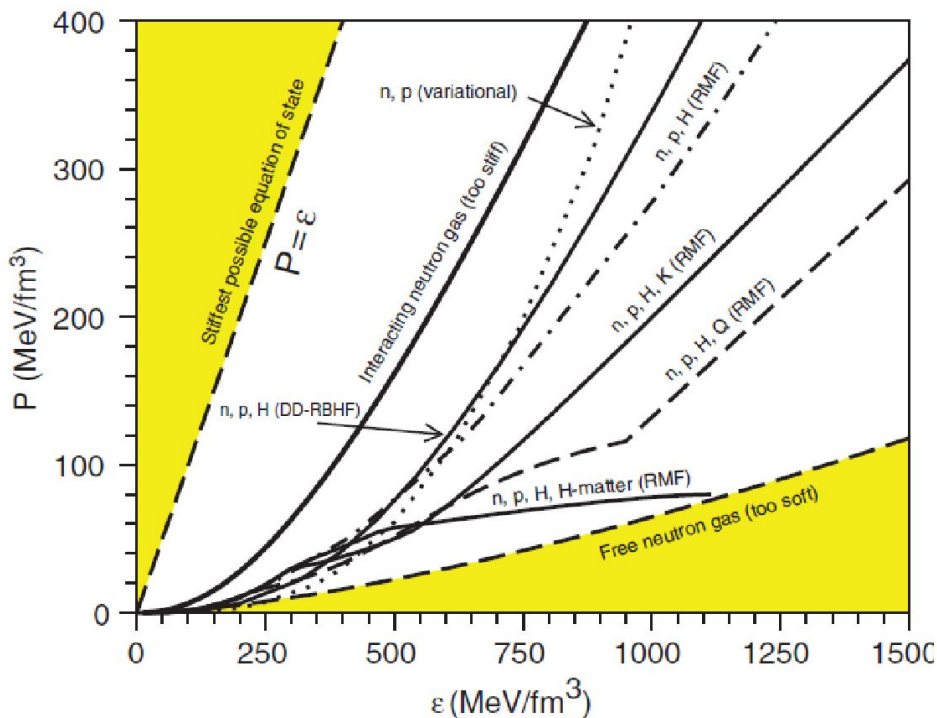
- 1) Стандартные НЗ: прен
- 2) гиперонная звезда
- 3) звезда с пионным конденсатом
- 4) звезда с каонным конденсатом
- 5) Кварковая звезда
- 6) Нейтронная звезда с кварковым ядром

# Измеренные массы нейтронных звезд



# Уравнения состояния и массы нейтронных звезд

(c) F. Weber



- Различные гипотезы о поведении ядерной материи при больших плотностях приводят к различным EOS и, как следствие, к различным предсказаниям на массы нейтронных звезд.
- Результаты зависят от деталей модели (RBHF, RMF и другие), но все модели должны хорошо описывать основные характеристики ядерной материи при нормальной ядерной плотности (энергия связи на нуклон, энергия симметрии, сжимаемость).
- При определенной центральной плотности достигается максимальная масса нейтронной звезды. Звезды с большей центральной плотностью и с большей массой оказываются неустойчивыми.
- Максимальное значение массы можно сравнить с верхней границей наблюдаемого спектра нейтронных звезд, что позволяет отобрать удачные теории ядерной материи.

## Модель релятивистского среднего поля (RMF)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = \sum_B \bar{B} & [\gamma_0 (q_0 - s_{\omega B} g_{\omega} \omega - s_{\rho B} g_{\rho} \rho - s_{\phi B} g_{\phi} \phi) - \gamma \mathbf{q} - m_B - s_{\sigma B} g_{\sigma} \sigma - s_{\delta B} g_{\delta} \delta - s_{f B} g_f f] B + \\ & + \frac{1}{2} m_{\omega}^2 \omega^2 + \frac{1}{4} \lambda_{\omega} \omega^4 + \frac{1}{2} m_{\rho}^2 \rho^2 + \frac{1}{2} m_{\phi}^2 \phi^2 - \frac{1}{2} m_{\sigma}^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} \lambda_3 \sigma^3 - \frac{1}{4} \lambda_4 \sigma^4 - \frac{1}{2} m_{\delta}^2 \delta^2 - \frac{1}{2} m_f^2 f^2 + \\ & + \mathcal{L}_{e\mu}. \end{aligned} \quad (2)$$

Барионы:  $B = n, p, \Sigma^-, \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0$

Мезоны:  $\sigma, \rho, \omega, \delta, \phi, f$

Лептоны:  $e, \mu$

Основные особенности модели RMF, используемой в данной работе:

- Используются пустотные константы нуклон-нуклонных взаимодействий, полученные из различных версий Боннского потенциала
- Гиперонные константы связи определяются по правилам кваркового счета
- Зависимость от плотности учитывается путем введения нелинейностей и прямым учетом многочастичных сил
- Рассмотрено влияние странных скалярного и векторного мезонов ( $f$  и  $\phi$ )

Основные характеристики ядерной материи, используемые для определения параметров модели:

- равновесная плотность  $n_0 = 0.16 \text{ ФМ}^{-3}$
- Энергия связи на нуклон  $B_0 = 17.035 \text{ МэВ}$
- Энергия симметрии  $S = 31.45 \text{ МэВ}$
- Сжимаемость ядерной материи  $K = 234 \text{ МэВ}$

# Введение многочастичных сил

1. Введение нелинейностей в изоскалярных каналах:

$$\begin{array}{l}
 -\frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - \frac{1}{3}\lambda_3\sigma^3 - \frac{1}{4}\lambda_4\sigma^4 \\
 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega^2 + \frac{1}{4}\lambda_\omega\omega^4
 \end{array}
 \iff
 \begin{array}{c}
 \begin{array}{c} \uparrow \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \uparrow \end{array}
 =
 \begin{array}{c} \uparrow \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \uparrow \end{array}
 +
 \begin{array}{c} \uparrow \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \uparrow \\ \circ \end{array}
 +
 \begin{array}{c} \uparrow \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \uparrow \\ \circ \\ \circ \end{array}
 + \dots
 \end{array}$$

2. Прямое введение многочастичных сил в изовекторных каналах:

$$\mathcal{L}_{\text{stiff}} = \mathcal{L}_0 + \xi n_\omega^2 n_\rho^2 - \sum_B \bar{B} \gamma_0 (\xi s_{\omega B} n_\omega n_\rho^2 + \xi s_{\rho B} n_\rho n_\omega^2) B$$

Определение параметров нелинейностей:

$\lambda_3 \lambda_4 \lambda_\omega$  – по равновесной плотности  $n_0$ , энергии связи  $B_0$  и сжимаемости  $K$   
 $\xi$  – по наблюдаемой энергии симметрии  $S$

# Сжимаемость ядерной материи

$$K = 9 \left. \frac{\partial P}{\partial n} \right|_{n=n_0} = 9n \left. \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial n^2} \right|_{n=n_0}$$

Общепринятым на сегодняшний день является значение  $\sim 230$  МэВ

Способы определения сжимаемости:

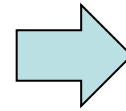
- Энергии возбуждения гигантских монопольных резонансов — вызывает сомнения, так как энергии ГМР меньше энергии соответствующих частично-дырочных переходов в спектре одночастичных состояний.
- Модель Маерса-Святецкого — Thomas-Fermi фит на измеренные массы ядер, содержит 7 подгоночных параметров.
- Эксперименты по столкновению тяжелых ионов (изучение выхода странности и эллиптических потоков) — результаты получены при конечных температурах, при допущении пустотных сечений взаимодействия нуклонов. Полученные значения сильно моделезависимы.



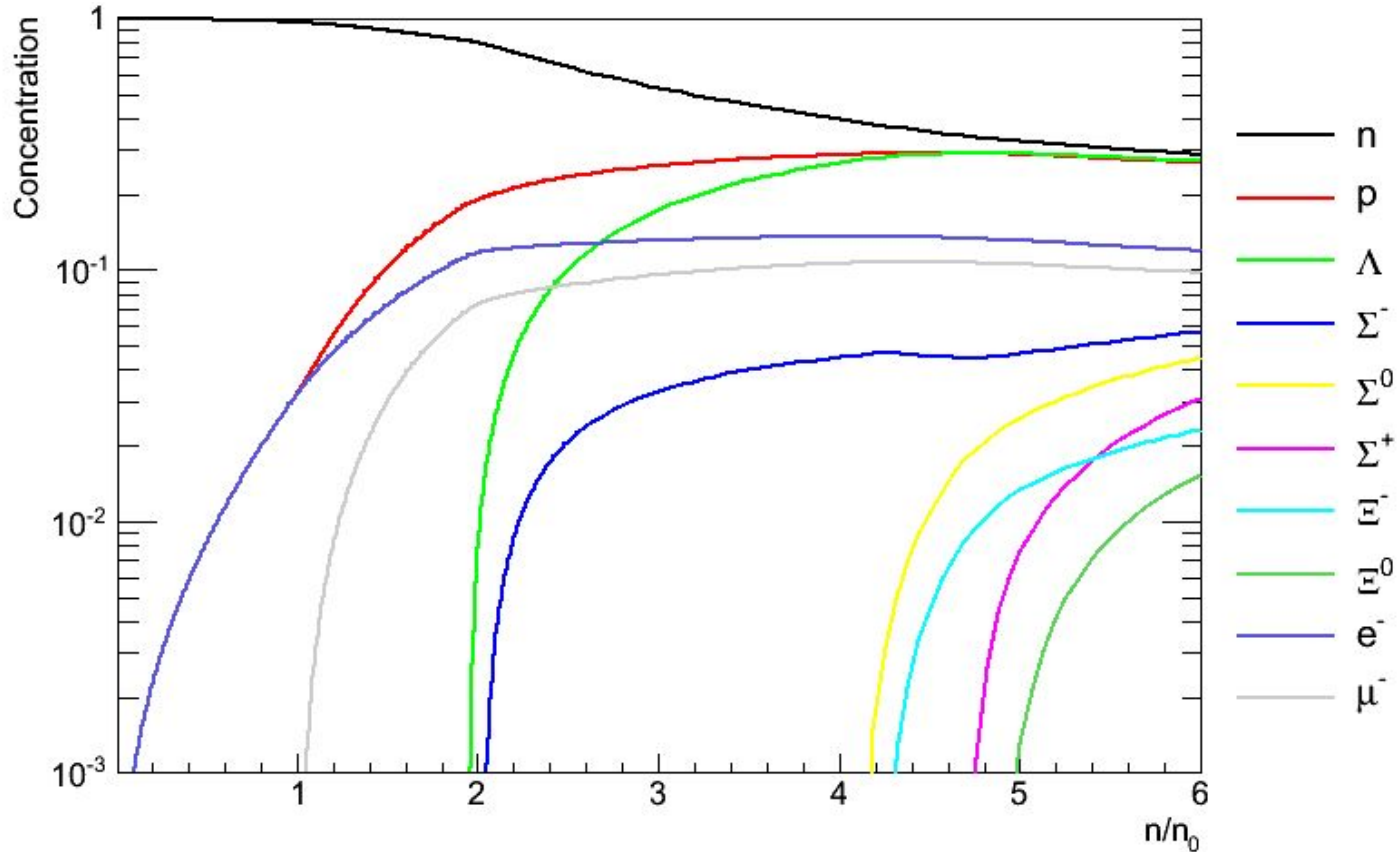
# Расчет состава ядерной материи в зависимости от плотности

химическое равновесие  
электронейтральность

$$\mu_B = \mu_n - q_B \mu_e$$
$$\sum_B q_B c_B = c_L$$



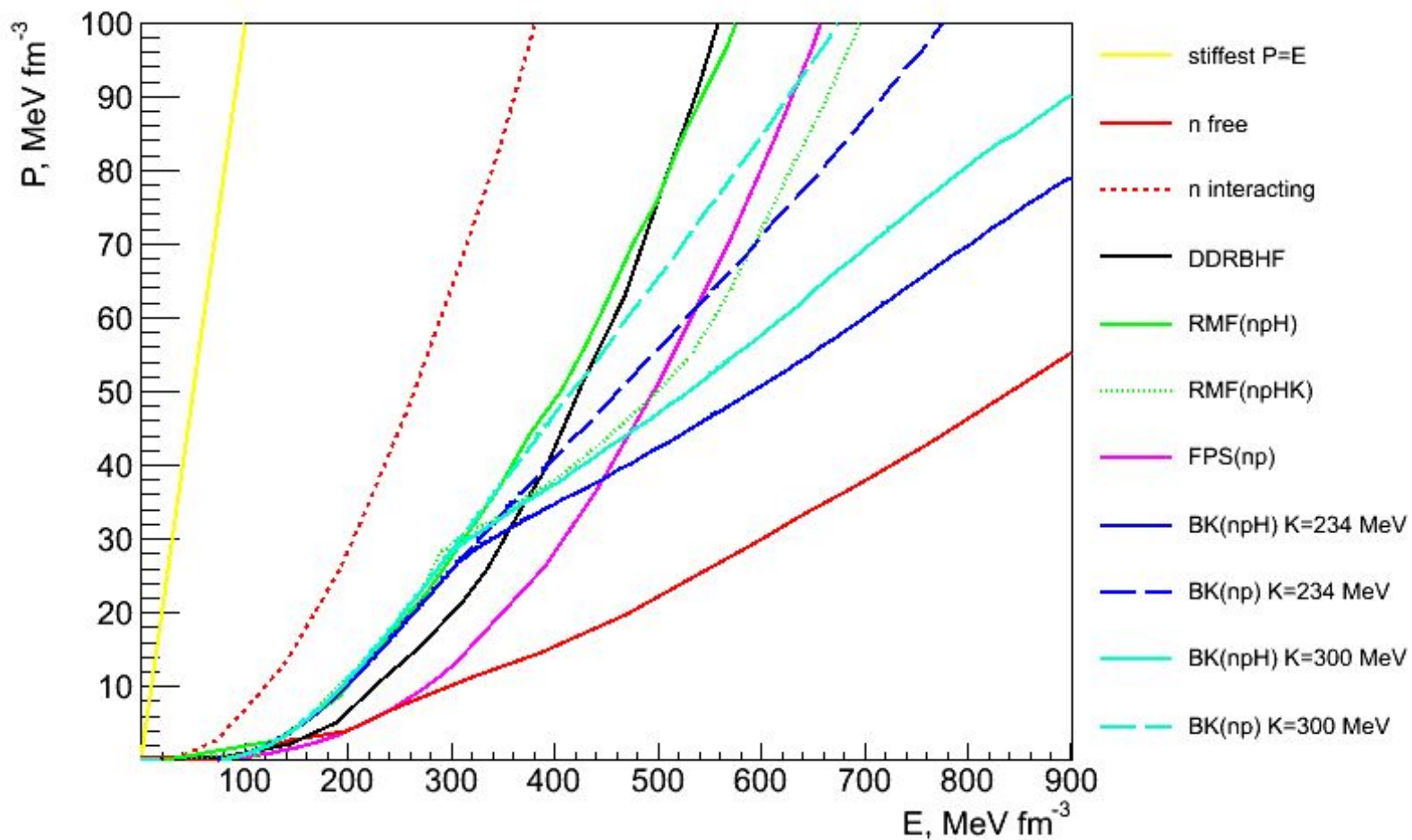
Концентрации барионов +  
плотности мезонных полей



# Уравнение состояния ядерной материи

$$\epsilon = \langle T^{00} \rangle = \langle i\bar{\psi}\gamma_0\partial_0\psi \rangle - \langle \mathcal{L} \rangle$$

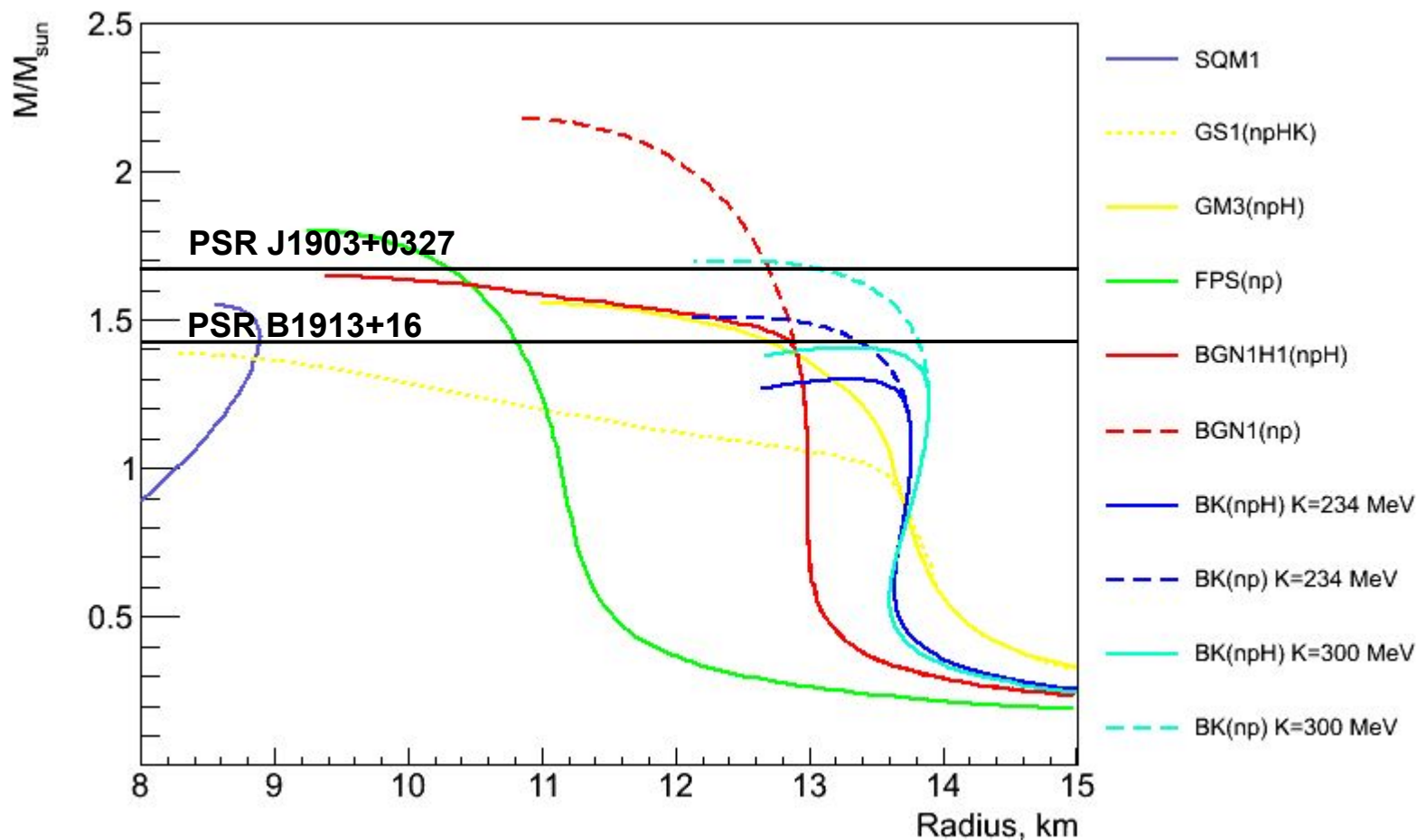
$$P = \frac{1}{3} \langle T^{ii} \rangle = \frac{1}{3} \langle i\bar{\psi}\gamma^i\partial_i\psi \rangle + \langle \mathcal{L} \rangle$$



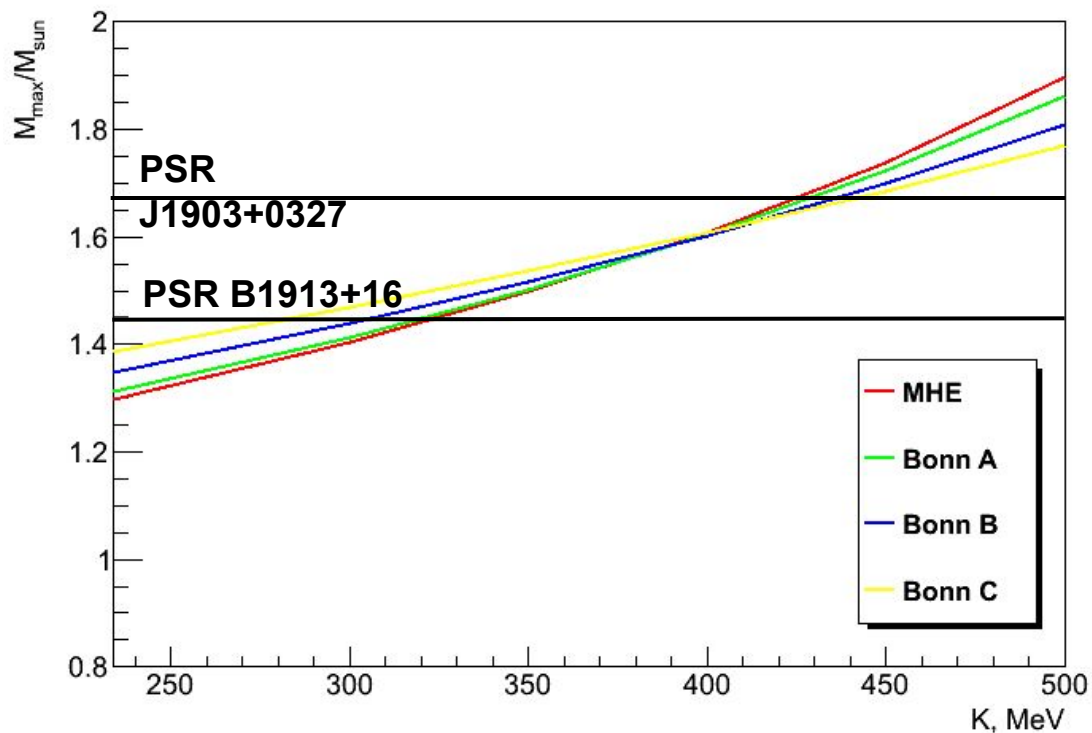
# Уравнение Толмена-Оппенгеймера-Волкова

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\rho m}{r^2} \left(1 + \frac{P}{\rho c^2}\right) \left(1 + \frac{4\pi P r^3}{m c^2}\right) \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)^{-1}$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$



# Зависимость максимальной массы НЗ от параметров



PSR J1903+0327

PSR B1913+16

- Нижний предел сжимаемости составляет  $\sim 280$  МэВ
- Общепринятое значение 234 МэВ существенно ниже полученного ограничения
- Учет дополнительных фаз приводит к смягчению EOS и к ещё большему ограничению на сжимаемость ядерной материи

B.L. Birbrair, E.L. Kryshen. Nuclear matter within the relativistic-mean-field model involving free-space nucleon-nucleon forces. *Yad. Phys.* 72, 1092 (2009) [*Phys. At. Nucl.* 72, 1154 (2009)]

B.L. Birbrair, E.L. Kryshen. Incompressibility of nuclear matter and neutron stars. *Yad. Phys.* 73, 1597 (2010) [*Phys. At. Nucl.* 73, 1551 (2010)]