

**Исследование уравнения состояния  
ядерной материи при больших  
плотностях**

**(предзащита кандидатской диссертации)**

**20 декабря 2011 года**

**Е. Л. Крышень**

# Содержание

---

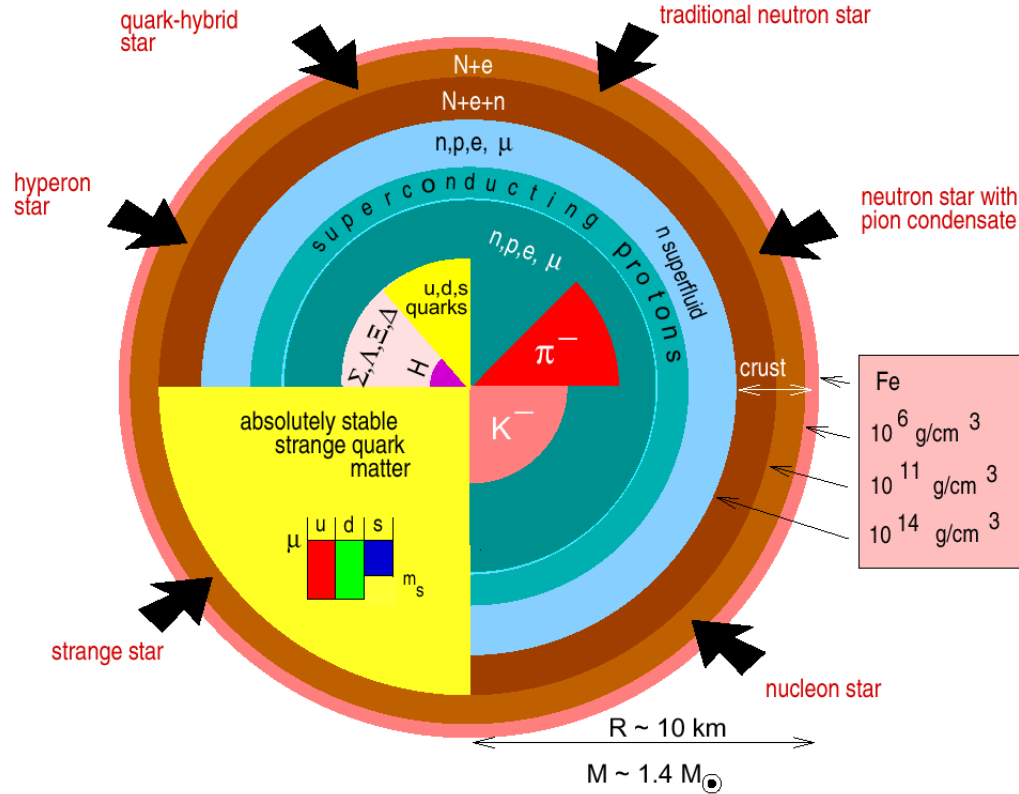
- Актуальность изучения уравнения состояния ядерной материи и свойств гиперонов при больших плотностях
- Модель релятивистского среднего поля с пустотными константами связи и многочастичные силы
- Уравнение состояния звездной материи и спектр масс нейтронных звезд
- Правила сумм для барионного октета в ядерной материи
- Научная новизна, практическая значимость и положения, выносимые на защиту

# Плотная ядерная материя в корках нейтронных звезд

(c) F. Weber

Основные характеристики НЗ:

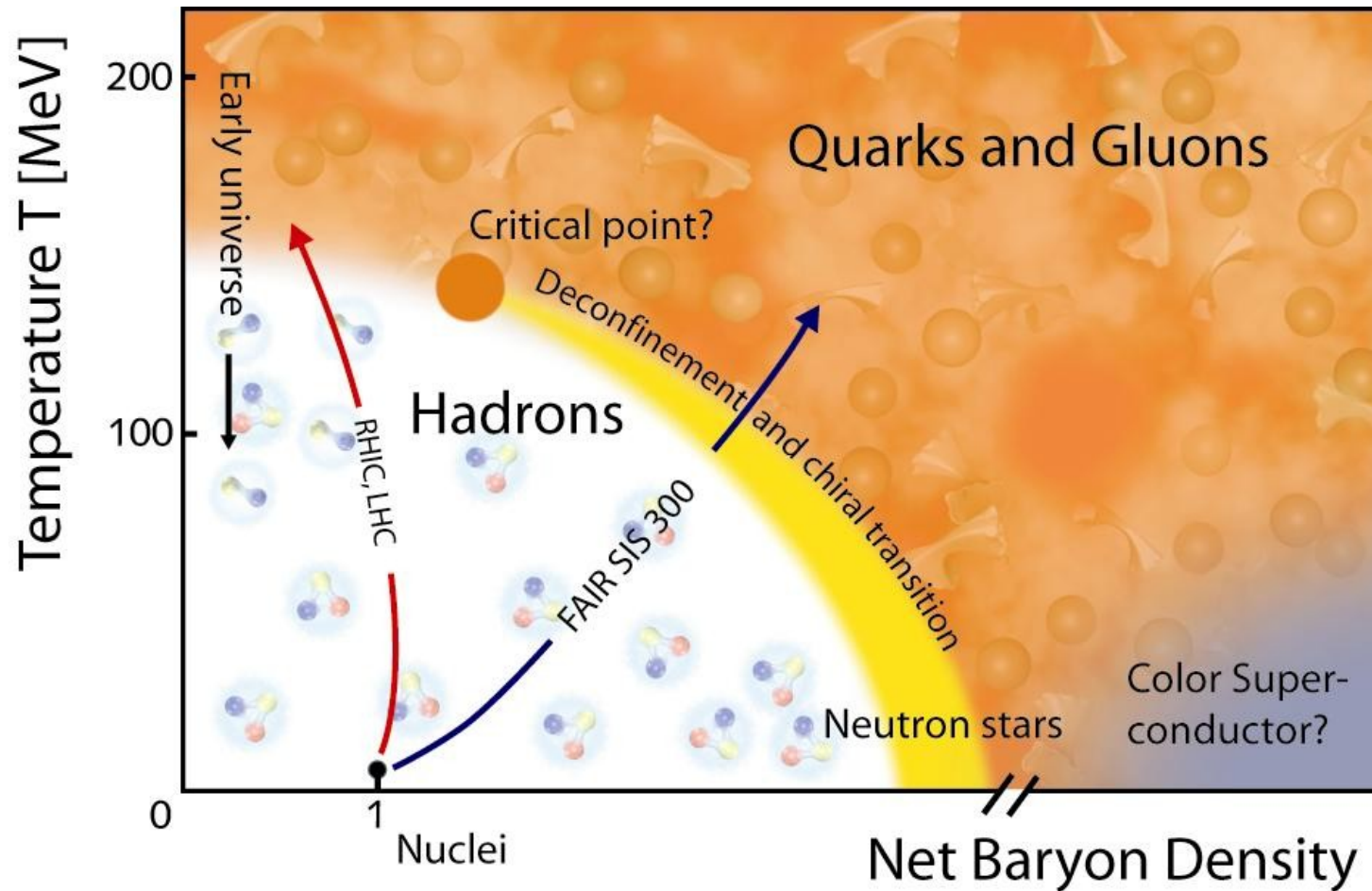
- Радиус  $\sim 10$  км
- Массы  $\sim 1 - 2$  солнечной
- Плотность  $\sim$  до 10 ядерных
- Сильные магнитные поля до  $10^{15}$  Гс
- Быстрое вращение ( до 1000 об/сек)



Различные гипотезы строения НЗ:

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

# Плотная ядерная материя в столкновениях тяжелых ионов



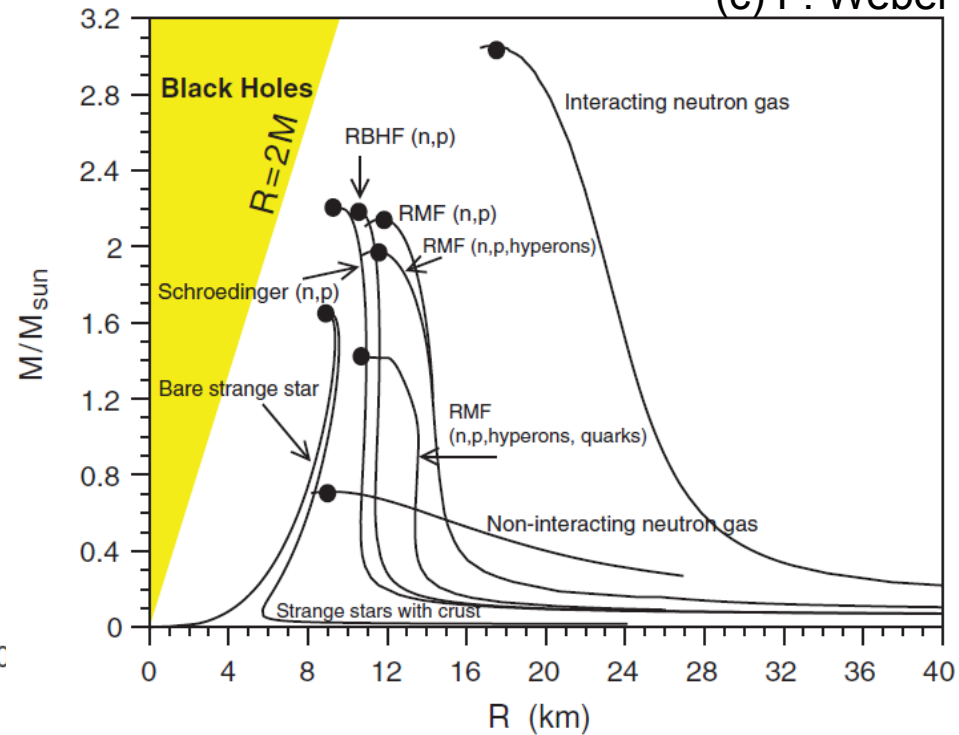
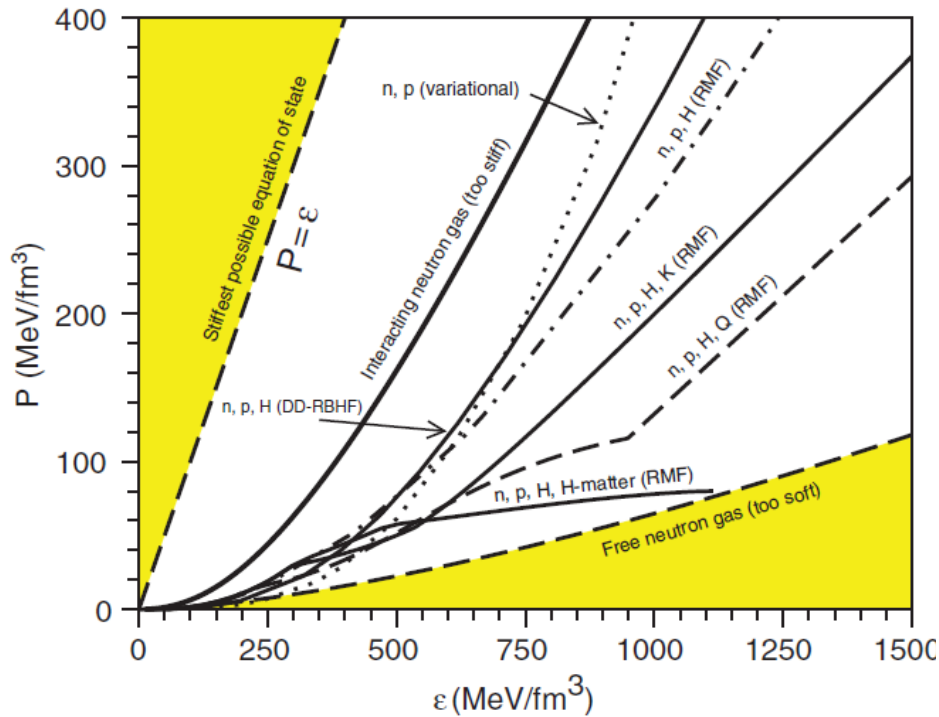
# Различные подходы к описанию ядерной материи

- Методы, основанные на модели Томаса-Ферми
- Вариационные методы
- Методы с применением Монте-Карло техники
- Метод функций Грина
- Модель релятивистского среднего поля (RMF)
- Метод Хартри-Фока (RHF), метод Хартри-Фок-Бракнера (RBHF), метод Хартри-Фок-Бракнера с зависимостью от плотности (DD-RBHF).
- Модель Намбу-Йона-Лазинио (NJL)
- SU(3)-киральная модель среднего поля

Все модели должны хорошо описывать основные характеристики ядерной материи при нормальной ядерной плотности (энергия связи на нуклон, энергия симметрии, сжимаемость)

# 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.
- 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.

# Свойства гиперонов в ядерной материи

- При плотностях  $\sim 2n_0$  в ядерной материи появляется гиперонная фаза, что приводит к значительному смягчению уравнения состояния.
- Знание свойств гиперонов очень важно для исследования свойств ядерной материи при большой плотности.
- Основная экспериментальная информация о свойствах гиперонов в среде – из физики гиперядер:
  - $U_\Lambda \sim -30$  МэВ
  - $U_\Sigma > 0$
  - $U_\Xi \sim -18$  МэВ
  - Практически нет данных по  $\Upsilon\Upsilon$ -взаимодействиям в среде.
  - Нет информации по изовекторным взаимодействиям в среде.
- Имеющиеся теоретические подходы (BHF, ChPT) используют  $\Upsilon N$ -потенциалы, извлеченные из экспериментов по  $\Upsilon N$ -рассеянию. Скудные экспериментальные данные приводят к большим неопределенностям.
- Существует возможность изучения свойств гиперонов в рамках правил сумм КХД в среде. В этом подходе собственные энергии гиперонов можно выразить в терминах КХД конденсатов, значения которых можно получить моделинезависимым способом. Этот подход рассмотрен в главе 3 диссертационной работы.

# Модель релятивистского среднего поля (RMF)

Приближение RMF основано на теории мезон-нуклонных взаимодействий:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{nucleon}} + \mathcal{L}_{\text{meson}} + \mathcal{L}_{\text{int}}$$

$$\mathcal{L}_{\text{nucleon}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{meson}} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu \hat{\sigma} \partial^\mu \hat{\sigma} - m_\sigma^2 \hat{\sigma}^2) - \frac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2 \hat{\omega}_\mu \hat{\omega}^\mu \\ & + \frac{1}{2}(\partial_\mu \hat{\delta} \cdot \partial^\mu \hat{\delta} - m_\delta^2 \hat{\delta}^2) - \frac{1}{4}\rho_{\mu\nu} \cdot \rho^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2 \hat{\rho}_\mu \cdot \hat{\rho}^\mu \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \bar{\psi}(g_\sigma \hat{\sigma} + g_\delta \hat{\delta} \cdot \boldsymbol{\tau} - g_\omega \hat{\omega}^\mu \gamma_\mu - g_\rho \hat{\rho}^\mu \cdot \boldsymbol{\tau} \gamma_\mu)\psi$$

- Основные допущения:
  - мезоны рассматриваются как классические поля (не учитываются квантовые флуктуации);
  - игнорируются состояния с отрицательной энергией (приближение Хартри).
- В стационарной ядерной материи пространственные компоненты мезонных полей и временные производные обращаются в нуль. В модели RMF остаются только компоненты  $\rho_3$  и  $\delta_3$  изоспиновых триплетов  $\boldsymbol{\rho}$  и  $\boldsymbol{\delta}$ . В пространственно однородной материи можно также опустить пространственные производные.
- Эффективную плотность функции Лагранжа в модели RMF можно записать в виде:

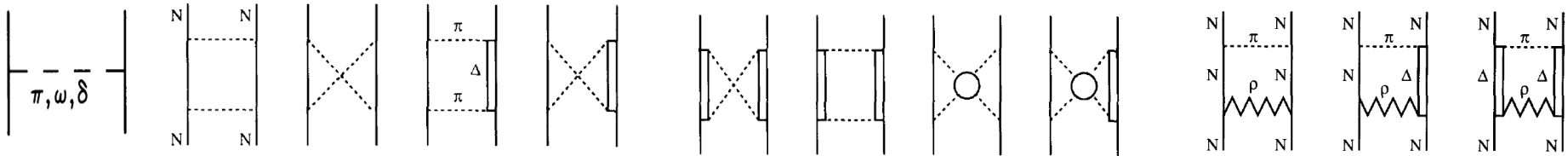
$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_N \bar{N} (\gamma_0 (q_0 - g_\omega \omega - s_{\rho N} g_\rho \rho) - \boldsymbol{\gamma} \mathbf{q} - m + g_\sigma \sigma + s_{\delta N} g_\delta \delta) N \\ & + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^2 - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^2 - \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta^2. \end{aligned}$$

- Традиционно в модели RMF используются эффективные константы связи, значения которых определяют из глобальных характеристик ядерной материи или из микроскопических свойств ядер.



# Боннский потенциал

- Боннский потенциал основан на модели мезонного обмена. Константы связи мезонов определяются из фазовых сдвигов нуклон-нуклонного рассеяния и свойств дейтона. В полной версии Боннского потенциала учитывается большое число диаграмм, например:



- Была также предложено несколько параметризаций с однобозонным обменом ( $\pi, \eta, \sigma, \omega, \rho, \delta$ ), Оригинальная версия: MHE (Machleidt et al, 1987) и Bonn A, B, C (Machleidt, 1989)
- В мезон-нуклонных вершинах учитываются формфакторы вида:

$$F_\alpha(\mathbf{k}^2) = \left( \frac{\Lambda_\alpha^2 - m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2 - \mathbf{k}^2} \right)^{l_\alpha} \longrightarrow F_\alpha(0) = \left( 1 - \frac{m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2} \right)^{l_\alpha}$$

- В предложенной модели используются следующие параметры мезон-нуклонной связи:

$$b_\alpha = \frac{g_\alpha^2}{m_\alpha^2} \left( 1 - \frac{m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2} \right)^{2l_\alpha}$$

	MHE	Bonn A	Bonn B	Bonn C	Gl1	Gl2
$b_\sigma, \text{ФМ}^2$	11.6187	11.4913	11.1635	10.6739	12.230	11.785
$b_\omega, \text{ФМ}^2$	8.4635	8.4635	8.4635	8.4635	7.148	7.148
$b_\rho, \text{ФМ}^2$	0.3796	0.3463	0.3322	0.3322	1.102	1.102
$b_\delta, \text{ФМ}^2$	0.1476	0.2245	0.5135	0.8364	—	—

# Введение нелинейностей мезонных полей в изоскалярных каналах

- Введение нелинейностей мезонных полей в изоскалярных каналах приводит к зависимости нуклон-нуклонных взаимодействий от плотности:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - \frac{1}{3}\lambda_3\sigma^3 - \frac{1}{4}\lambda_4\sigma^4 \\
 & + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega^2 + \frac{1}{4}\lambda_\omega\omega^4
 \end{aligned}
 \iff
 \begin{aligned}
 & \text{Diagram 1} = \text{Diagram 2} + \text{Diagram 3} + \text{Diagram 4} + \dots
 \end{aligned}$$

The diagram illustrates the expansion of the meson field interaction into a series of diagrams. The first diagram shows a simple exchange of a meson between two nucleons. The subsequent diagrams show higher-order corrections involving loops and multiple meson exchanges, representing the density dependence of the interaction.

- Параметры нелинейностей  $\lambda_3$ ,  $\lambda_4$ ,  $\lambda_\omega$  можно однозначно определить по равновесной плотности  $n_0$ , энергии связи  $B_0$  и сжимаемости  $K$

	МНЕ		Bonn A		Bonn B		Bonn C	
$K$ , МэВ	234	300	234	300	234	300	234	300
$\lambda_3$ , $\text{Фм}^{-1}$	-20.31	-13.94	-22.53	-15.91	-28.18	-20.98	-36.54	-28.46
$\lambda_4$	297.66	168.50	315.09	181.95	358.85	215.76	421.24	264.14
$\lambda_\omega$	875.57	398.29	935.94	432.41	1099.36	524.27	1367.93	673.80
$m^*/m$	0.726	0.696	0.728	0.699	0.735	0.706	0.743	0.715

- Во всех случаях полученные параметры приводят к приемлемым величинам эффективной массы нуклона при равновесной плотности ( $\sim 0.7-0.8 m$ )

# 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 – большие неопределенности.
- 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. Полученные значения сильно моделезависимы.

# Энергия симметрии и многочастичные силы в изовекторном секторе

- Энергия симметрии:

$$S = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2(\mathcal{E}/n)}{\partial \beta^2} \right)_{\beta=0} \quad \beta = \frac{n_n - n_p}{n_n + n_p} = \frac{n_n - n_p}{n}$$

- Экспериментальное значение  $S=32.5$  МэВ определено по наблюдаемой зависимости энергии связи на нуклон от нейтронного избытка  $(N-Z)/A$  в ядрах.
- Без учета нелинейностей в изовекторном секторе получается следующее выражение:

$$S = \frac{k^2}{6E} + \frac{b_\rho n}{2} - \frac{b_\delta n}{2} \frac{m^{*2}}{E^2} \chi$$

- При равновесной плотности и общепринятом значении сжимаемости  $K=234$  МэВ рассчитанное значение энергии симметрии варьируется от 19.8 МэВ для потенциала МНЕ до 9.2 МэВ для потенциала Bonn C.
- Введение нелинейностей вида  $\frac{1}{2}c_{\rho\omega}\omega^2\rho^2$  и  $\frac{1}{2}c_{\sigma\delta}\sigma\delta^2$  в изовекторных каналах приводит только к уменьшению энергии симметрии.
- Предложено два варианта прямого введения многочастичных сил в изовекторный сектор:

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

$$\mathcal{L}_{\text{soft}} = \mathcal{L}_0 + \frac{1}{2} \alpha n_\sigma n_\delta^2 - \sum_B \bar{B} \left( \frac{1}{2} \alpha s_{\sigma B} n_\delta^2 + \alpha s_{\delta B} n_\sigma n_\delta \right) B$$

- Параметры  $\xi$  или  $\alpha$  можно определить по наблюдаемой энергии симметрии  $S$

# Расчет состава ядерной материи в зависимости от плотности

- В Главе 2 предложенная модель релятивистского среднего поля применяется к исследованию свойств ядерной материи в корях нейтронных звезд. При этом вводятся:

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

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

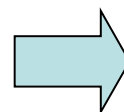
Лептоны:  $e, \mu$

- Константы связи гиперонов получены из правил кваркового счета.

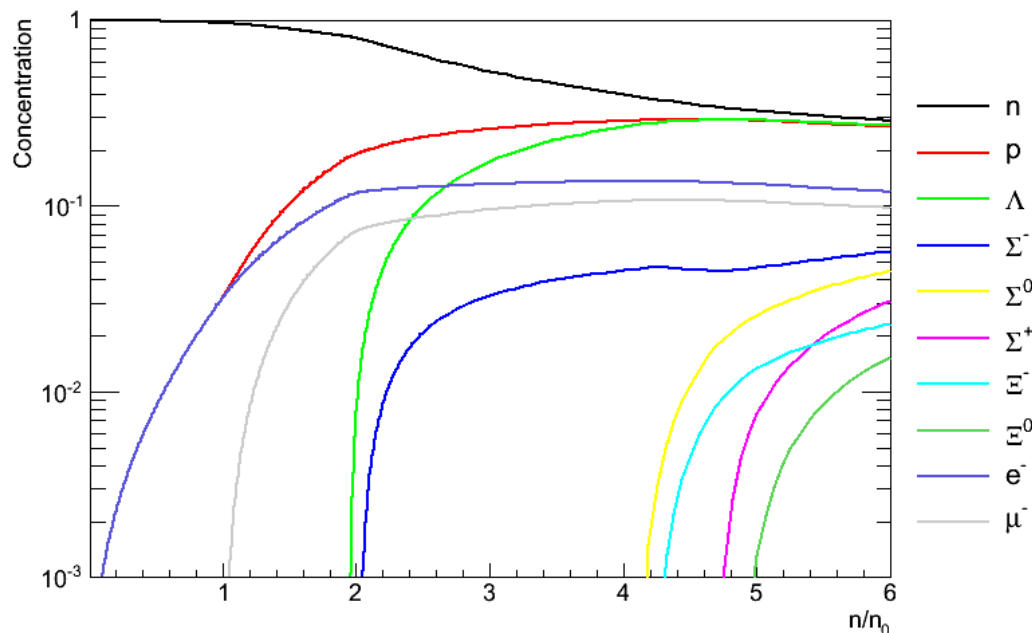
химическое равновесие  
электронейтральность

$$\mu_B = \mu_n - q_B \mu_e$$

$$\sum_B q_B c_B = c_L$$



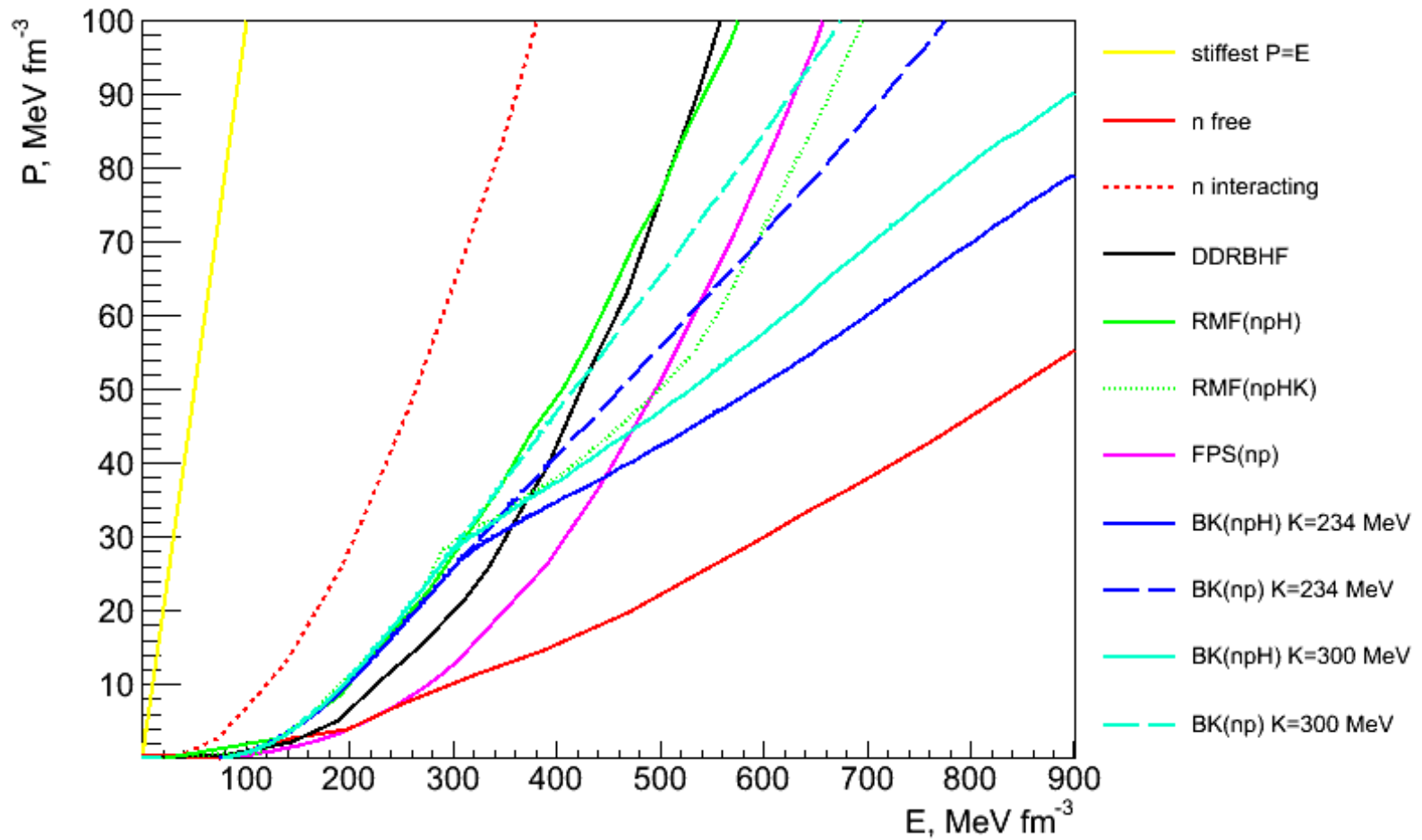
Концентрации барионов +  
плотности мезонных полей



# Уравнение состояния ядерной материи

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

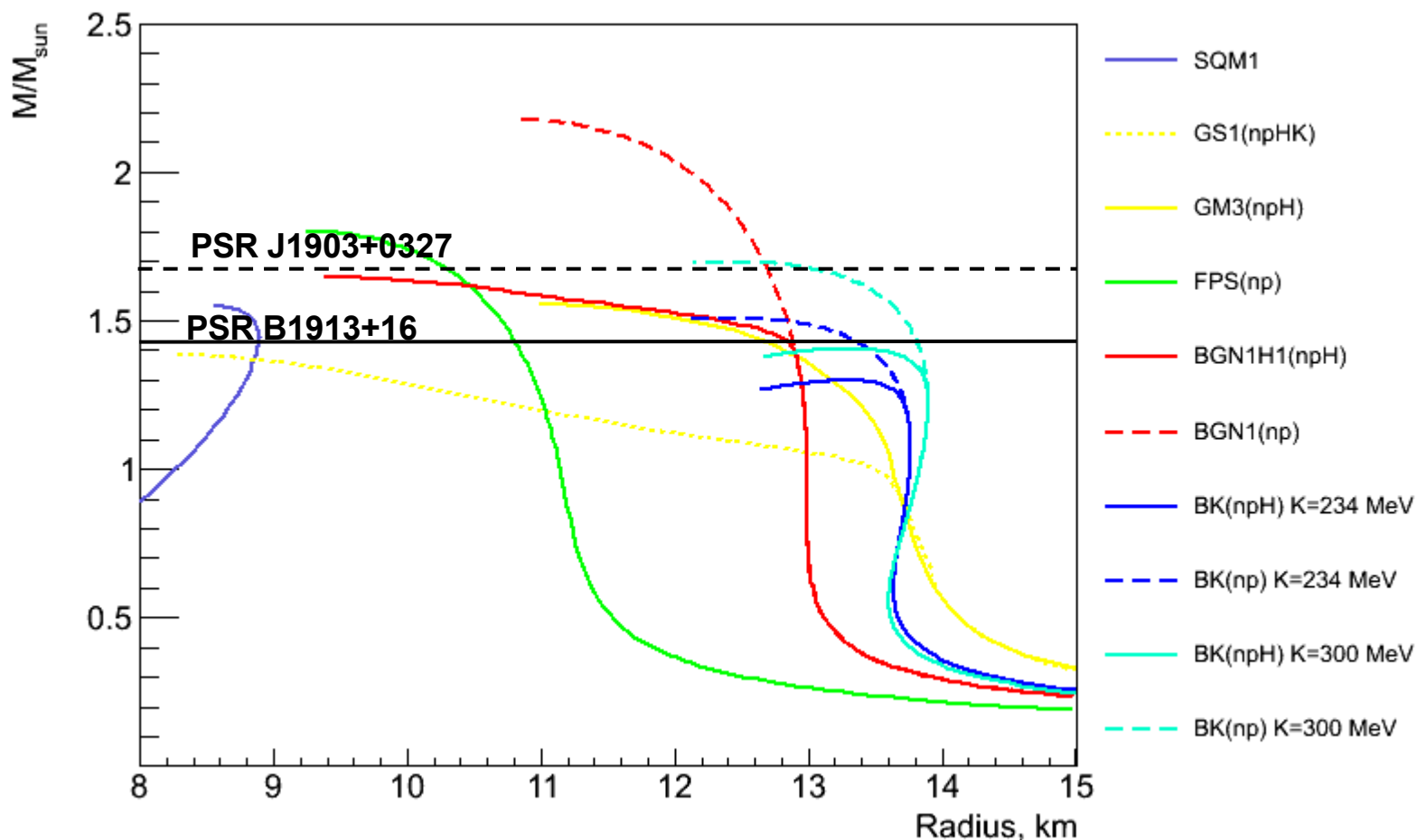
$$P = \frac{1}{3} \langle T^{ii} \rangle = \frac{1}{3} \langle i\bar{\psi}\gamma^i\partial_i\psi \rangle + \langle \mathcal{L} \rangle$$



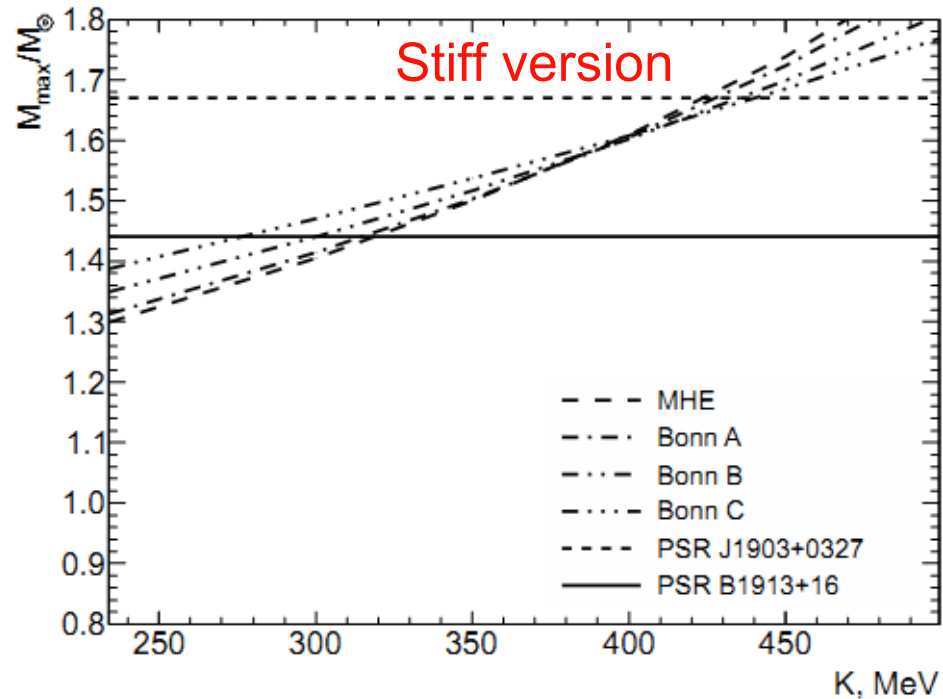
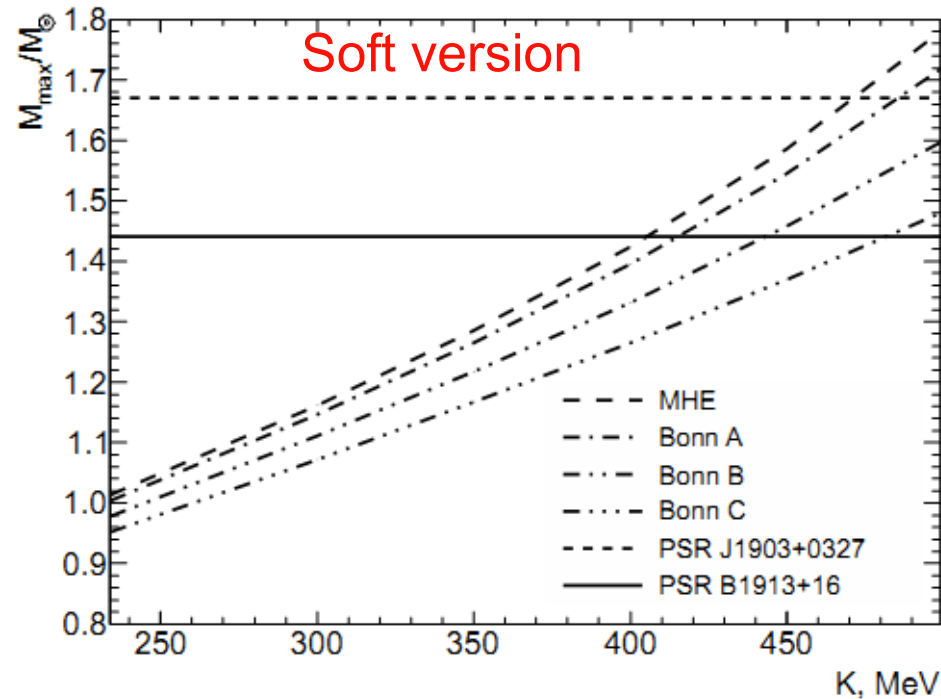
# Уравнение Толмена-Оппенгеймера-Волкова

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

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



# Зависимость максимальной массы НЗ от параметров



- Нижний предел сжимаемости составляет  $\sim 270$  МэВ в случае жесткой версии EOS
- Нижний предел сжимаемости составляет  $\sim 400$  МэВ в случае мягкой версии EOS
- Общепринятое значение 234 МэВ существенно ниже полученного ограничения
- Учет дополнительных фаз приводит к смягчению EOS и к ещё большему ограничению на сжимаемость ядерной материи (в работе рассмотрен пример каонной конденсации)



# Правила сумм в вакууме

Корреляционная функция:

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T} j(x) \bar{j}(0) | 0 \rangle$$

Трехкварковый ток для протона:

$$j = \epsilon_{abc} (u_a^T C \gamma_\mu u_b) \gamma_5 \gamma^\mu d_c$$

Дисперсионное соотношение:

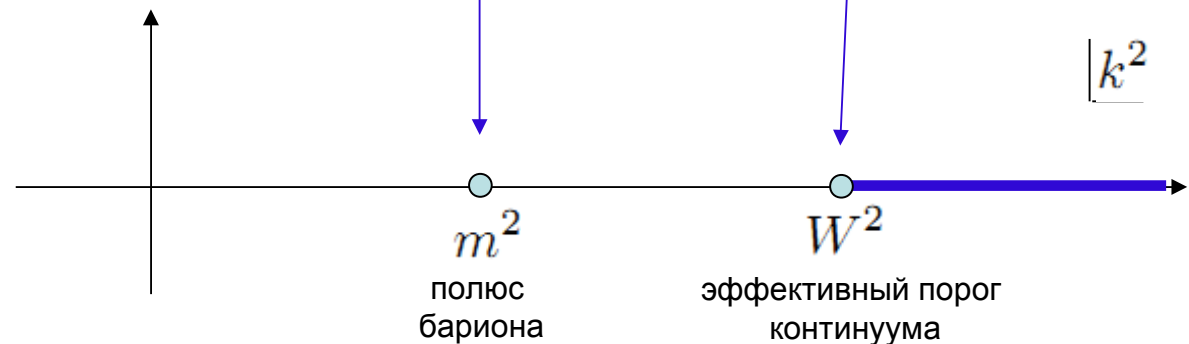
$$\Pi(q^2) = \frac{1}{\pi} \int \frac{dk^2}{k^2 - q^2} \text{Im} \Pi(k^2)$$

$$\Downarrow$$

$$\Pi^{\text{OPE}}(q^2)$$

$$\Downarrow$$

$$\text{Im} \Pi(k^2) = \lambda^2 \delta(k^2 - m^2) + \frac{1}{2i} \theta(k^2 - W^2) \Delta \Pi^{\text{OPE}}(k^2)$$



$\Pi^{\text{OPE}}(q^2)$  - операторное разложение для корреляционной функции при больших отрицательных  $q^2$

$m^2, W^2, \lambda^2$  - масса бариона, порог континуума и вычет в полюсе бариона.

# Операторное разложение и конденсаты в вакууме

Операторное разложение: произведение локальных операторов можно представить как линейную комбинацию локальных операторов (Вильсон 1969):

$$\mathcal{O}_1(x)\mathcal{O}_2(0) = \sum_n C_n(x)\mathcal{O}_n(0)$$

$C_n(x)$  - численные коэффициенты, вычисляемые в КХД



- простейшая диаграмма (пропагатор бариона -> произведение свободных пропагаторов трех кварков)



$$\sim \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle = -(0.24 \text{ GeV})^3 \quad (\text{известен из соотношения ГМОР})$$

Учитывая только первые две диаграммы, можно получить приближенное выражение для массы протона:

$$m = [-2(2\pi)^2 \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle]^{1/3} = 1.03 \text{ GeV}$$



$$\sim \langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 | 0 \rangle = (0.33 \text{ GeV})^4 \quad (\text{извлечен из данных по распадам векторных мезонов})$$



- примеры диаграмм с конденсатами более высокой размерности

# Правила сумм в вакууме. Результаты для гиперонов

- Корреляционную функцию в вакууме можно представить в виде суммы двух структур:

$$\Pi(q^2) = \hat{q}\Pi^q(q^2) + I\Pi^I(q^2)$$

- Для дисперсионных соотношений каждой из двух структур производят преобразование Бореля (аналог преобразования Лапласа). Получают два уравнения, связывающие  $m^2$ ,  $W^2$  и  $\lambda^2$ .  $\lambda^2$  можно исключить и получить выражения для масс барионов, например:

$$m_N(M^2, W_N^2) = \frac{B_3a + B_7ab + B_9a^3}{A_0 + A_4b + A_6a^2 + A_8\mu_0^2a^2}$$

$$m_\Sigma = \frac{(B_3 + B_7b)(1 + \gamma)a + B_9(1 + \gamma)a^3 + (S_0 - S_4b + 2S_6a^2) m_s}{A_0 + A_4b + (A_6 + A_8\mu_0^2)a^2 - (S_3 + S_5\mu_0^2)(1 + \gamma)am_s}$$

- $A, B, S$  – коэффициенты, зависящие от массы Бореля  $M$  и порога  $W^2$ ,  $a, b$  – конденсаты, Параметр  $\gamma$  определяет отличие конденсата странных кварков от конденсата легких кварков.

$$a = -(2\pi)^2 \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle, \quad b = (2\pi)^2 \left\langle 0 \left| \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \right| 0 \right\rangle, \quad \gamma = \frac{\langle 0 | \bar{s}s | 0 \rangle}{\langle 0 | \bar{u}u | 0 \rangle} - 1$$

- Используя процедуру минимизации, можно найти  $m^2$ ,  $W^2$  и  $\lambda^2$ :

$B$	$m_B^{\text{exp}}, \text{ GeV}$	$m_B, \text{ GeV}$	$\tilde{\lambda}_B^2, \text{ GeV}^6$	$W_B^2, \text{ GeV}^2$
$N$	0.940	0.934	1.897	2.119
$\Lambda$	1.116	1.103	3.189	3.069
$\Sigma$	1.193	1.104	3.066	3.157
$\Xi$	1.314	1.207	4.069	3.729

# Правила сумм в ядерной материи

• Корреляционная функция в среде:

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle M | \mathcal{T} j(x) \bar{j}(0) | M \rangle$$

• Рассматривая ядерную материю как систему из  $A$  нуклонов с импульсами  $p_i$ , можно ввести вектор:

$$p = \frac{\sum p_i}{A}, \quad s = (p + q)^2 \quad - \text{фиксировано}$$

• Барийонный пропагатор в среде:

$$G = Z \frac{\hat{q} - \hat{p}/m \Sigma_V + m^*}{q^2 - m_m^2} \quad E = \Sigma_V + \sqrt{k^2 + m^{*2}}$$

• В среде корреляционную функцию можно представить в виде вклада трех структур:

$$\Pi(q^2, s) = \hat{q} \Pi^q(q^2, s) + I \Pi^I(q^2, s) + \frac{\hat{p}}{m} \Pi^P(q^2, s)$$

• Правила сумм в среде = дисперсионные соотношения для трех структур после преобразования Бореля:

$$\underbrace{\Pi^l(M^2, s) - \int_{W^2}^{\infty} \frac{\Delta \Pi^l(k^2, s)}{2\pi i} e^{-k^2/M^2} dk^2}_{\mathcal{L}_l(M^2, W_m^2)} = \underbrace{\xi^l \lambda^2 e^{-m_m^2/M^2}}_{\mathcal{R}_l(M^2)}$$

$m_B^*$	$=$	$\frac{\mathcal{L}_I(M^2, W_m^2)}{\mathcal{L}_q(M^2, W_m^2)}$
$\Sigma_B^V$	$=$	$-\frac{\mathcal{L}_P(M^2, W_m^2)}{\mathcal{L}_q(M^2, W_m^2)}$

$$\xi^q = 1, \quad \xi^I = m^*, \quad \xi^P = -\Sigma_V$$

## Конденсаты в ядерной материи

- В работе рассмотрено газовое приближение, т.е. учитываются только линейные по плотности члены. В этом случае конденсаты можно представить в виде:

$$\langle M|\hat{A}|M\rangle = \langle 0|\hat{A}|0\rangle + \rho\langle N|\hat{A}|N\rangle$$

- Векторный конденсат пропорционален числу валентных кварков в нуклоне:

$$v = \langle p|\bar{u}\gamma_0 u + \bar{d}\gamma_0 d|p\rangle = 3$$

$$v^- = \langle p|\bar{u}\gamma_0 u - \bar{d}\gamma_0 d|p\rangle = 1$$

- Скалярный кварковый конденсат пропорционален полному числу кварков:

$$\kappa = \langle p|\bar{u}u + \bar{d}d|p\rangle \quad \kappa = \frac{2\sigma_{\pi N}}{m_u + m_d} \quad \sim 8 - 11 \text{ в зависимости от сигма-члена}$$

$$\zeta = \langle p|\bar{u}u - \bar{d}d|p\rangle \quad \sim 0.54 \text{ (из модели PCQM)}$$

- Скалярный конденсат странных кварков определяют через параметр содержания странных кварков в нуклоне:

$$y = \frac{2\langle p|\bar{s}s|p\rangle}{\langle p|\bar{u}u + \bar{d}d|p\rangle} \quad \sim 0.08 \text{ (в модели PCQM). До 0.35 в других моделях}$$

- Значение глюонного конденсата можно получить из гамильтониана КХД:

$$g = \left\langle N \left| \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \right| N \right\rangle \sim -\frac{8}{9}m$$

# Результаты для симметричной ядерной материи

В приближении, что пороги континуума не зависят от плотности, были получены следующие выражения для эффективных масс и векторных собственных энергий барионов:

$$\bar{m}_B^* = \frac{\bar{m}_B + [\bar{B}_B^\kappa \kappa (b_{\kappa B}^+ + b_{\kappa B}^y y) + m_s \bar{B}_B^v b_{vB}^+ v] n}{1 + [\bar{A}_B^g g + \bar{A}_B^v a_{vB}^+ v + m_s \bar{A}_B^\kappa \kappa (a_{\kappa B}^+ + a_{\kappa B}^y y)] n}$$

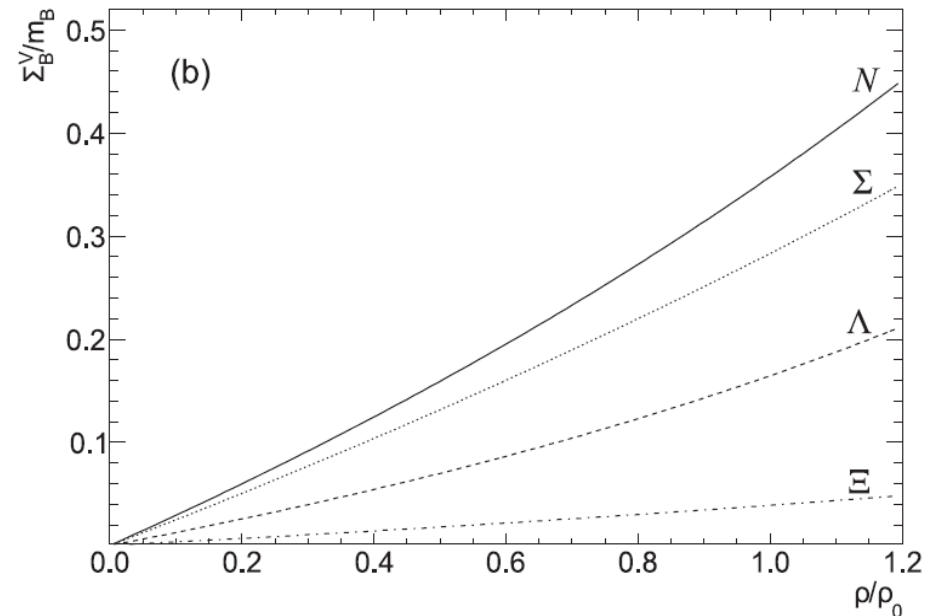
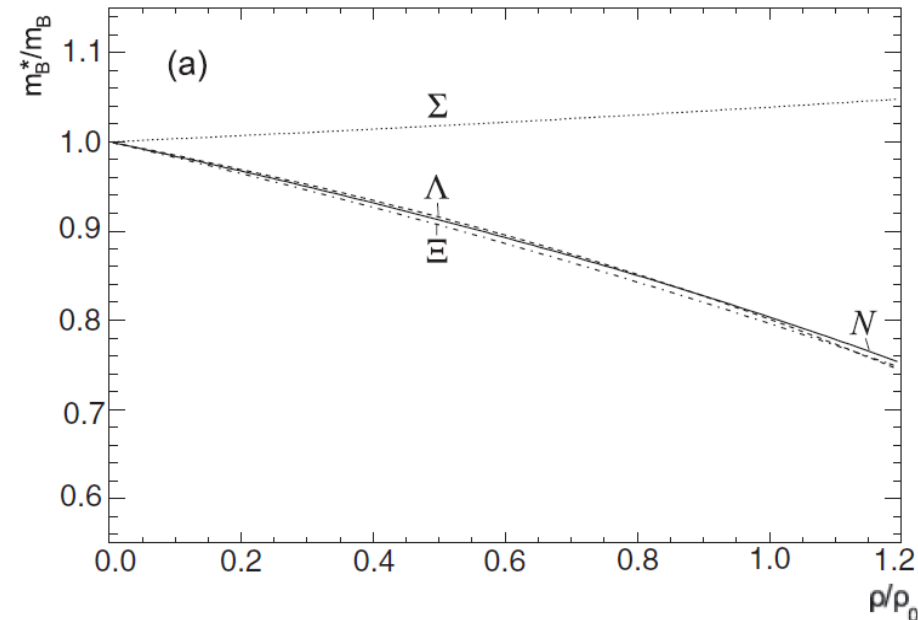
$$\bar{\Sigma}_B^V = \frac{-\bar{P}_B^v p_{vB}^+ v n}{1 + [\bar{A}_B^g g + \bar{A}_B^v a_{vB}^+ v + m_s \bar{A}_B^\kappa \kappa (a_{\kappa B}^+ + a_{\kappa B}^y y)] n}$$

В приближении, линейном по нарушению киральной SU(3)-симметрии, выполняются соотношения, аналогичные массовым формулам Гелл-Манна-Окубо:

$$2(m_N^* + m_\Xi^*) = m_\Sigma^* + 3m_\Lambda^*$$

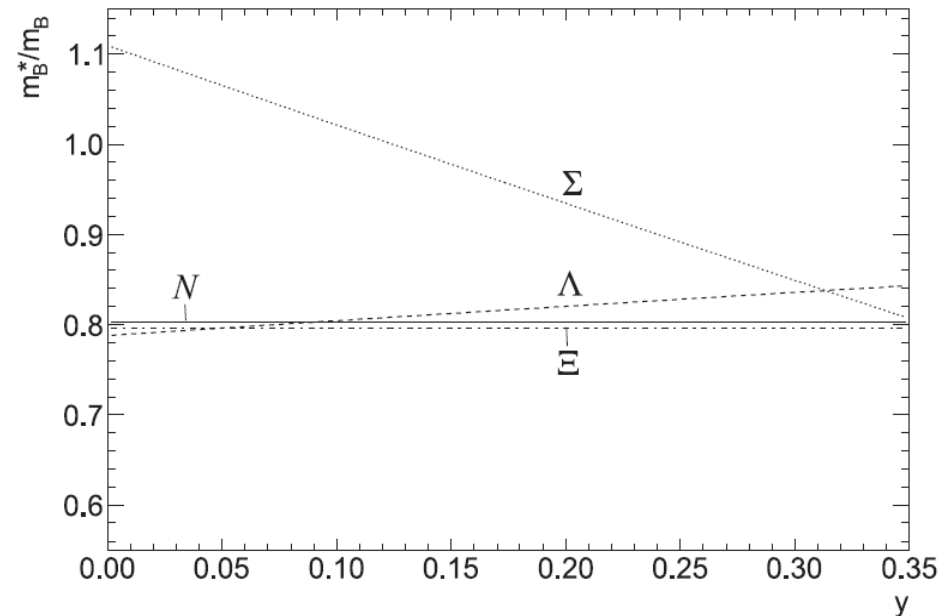
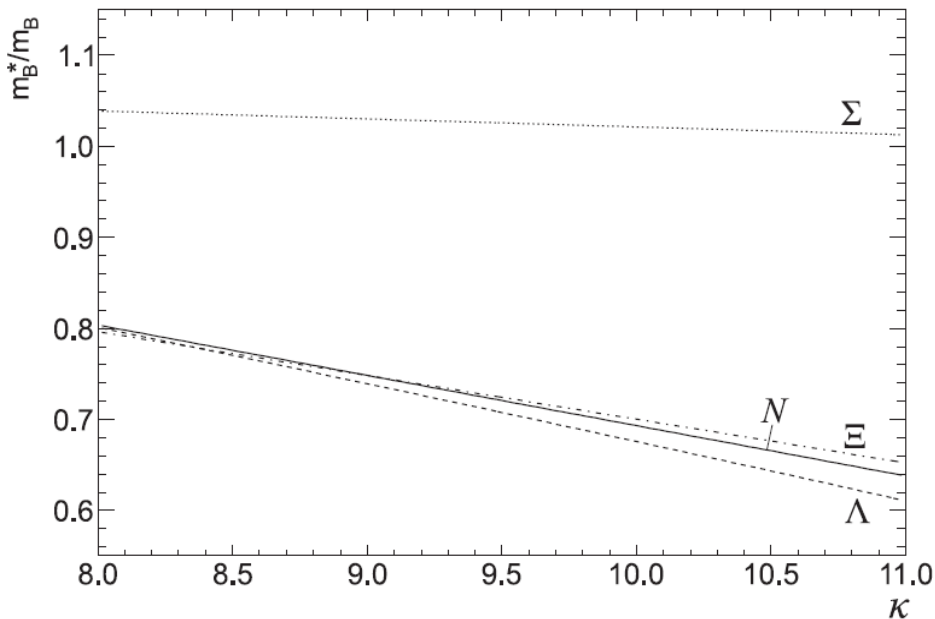
$$2(\Sigma_N^V + \Sigma_\Xi^V) = \Sigma_\Sigma^V + 3\Sigma_\Lambda^V$$

$$\Sigma_N^V : \Sigma_\Lambda^V : \Sigma_\Sigma^V : \Sigma_\Xi^V \sim 1 : \frac{11}{24} : \frac{7}{8} : \frac{1}{8}$$



## Зависимость от значений конденсатов

- Векторные собственные энергии очень слабо зависят от значений скалярного конденсата легких и странных кварков.
- Эффективные массы барионов имеет сильную зависимость от скалярного конденсата, причем для  $N$ ,  $\Xi$ ,  $\Lambda$  они чувствительны к значению конденсата легких кварков, а эффективная масса  $\Sigma$ -гиперона напротив больше чувствительна к значению конденсата странных кварков.



# Результаты для асимметричной ядерной материи

- В правилах сумм автоматически выполняются свойства изоспиновой симметрии:

$$\Sigma_p^V(\beta) = \Sigma_n^V(-\beta), \quad m_p^*(\beta) = m_n^*(-\beta),$$

$$\Sigma_{\Sigma^+}^V(\beta) = \Sigma_{\Sigma^-}^V(-\beta), \quad m_{\Sigma^+}^*(\beta) = m_{\Sigma^-}^*(-\beta),$$

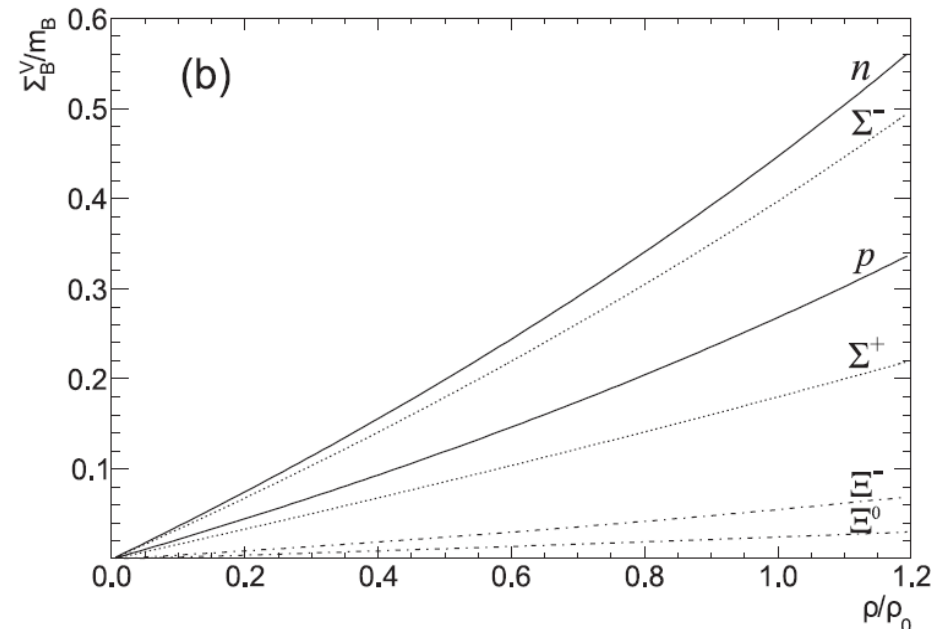
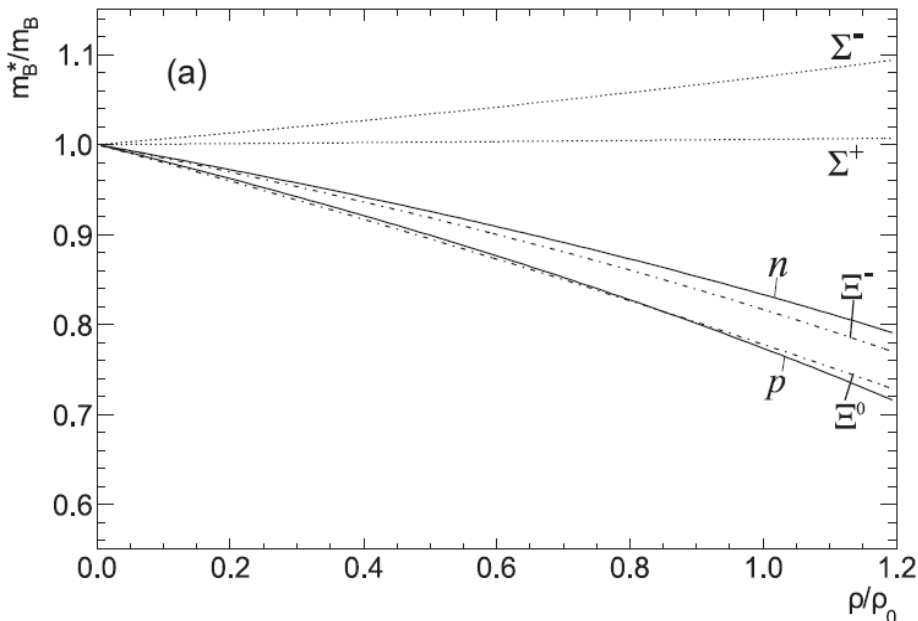
$$\Sigma_{\Xi^0}^V(\beta) = \Sigma_{\Xi^-}^V(-\beta), \quad m_{\Xi^0}^*(\beta) = m_{\Xi^-}^*(-\beta),$$

$$\beta = \frac{n_n - n_p}{n_n + n_p} = \frac{n_n - n_p}{n}$$

$\Delta m_{pn}^* = m_p^* - m_n^* < 0$  в нейтронной материи

$$m_{\Sigma^-}^* > m_{\Sigma^0}^* > m_{\Sigma^+}^* \quad m_{\Xi^-}^* > m_{\Xi^0}^*$$

- Расщепление векторных собственных энергий для N, Sigma и Xi соотносятся как 6:7:1 в отличие от предсказаний наивной кварковой модели (1:2:1).





## Практическая значимость

- Предложенная модель релятивистского среднего поля с пустотными мезон-нуклонными константами связи может быть использована для исследования уравнения состояния плотной барионной материи в корах нейтронных звезд, а также в столкновениях тяжелых ионов, эксперименты с которыми планируются на ускорителях SIS-100 и SIS-300 проекта FAIR (Дармштадт, Германия). Предложенную модель можно также использовать для изучения микроскопических свойств ядер.
- Результаты, полученные для гиперонов в подходе правил сумм КХД, можно использовать для определения собственных энергий гиперонов в асимметричной ядерной материи. Предложенный формализм можно также расширить на случай материи, состоящей из произвольного набора барионов, что важно для расчетов уравнения состояния нейтронных звезд. Для улучшения точности метода можно также включить вклады конденсатов более высокой размерности, радиационные поправки, а также нелинейные по плотности члены. Полученные приближенные соотношения, аналогичные массовым формулам Гелл-Манна-Окубо, можно использовать для определения собственных энергий  $\Xi$ -гиперона из измеренных характеристик N-,  $\Lambda$ - и  $\Sigma$ -барионов.

- Традиционно в методе релятивистского среднего поля используются эффективные мезон-нуклонные константы связи, определяемые из наблюдаемых свойств ядерной материи. В работе предложена модель, в которой вместо эффективных используются пустотные мезон-нуклонные константы связи, а наблюдаемые характеристики ядерной материи используются для определения параметров многочастичных сил. В рамках этой модели получено уравнение состояния ядерной материи при больших плотностях и рассчитан спектр масс и радиусов нейтронных звезд. Также предложен метод определения нижнего предела сжимаемости ядерной материи из ограничения на максимальную расчетную массу нейтронной звезды, которая не может быть меньше наблюдаемых масс большинства нейтронных звезд.
- Подход правил сумм КХД, изначально предложенный для расчета свойств нуклонов в ядерной материи, обобщен на случай барионного октета, при этом предложен новый, приближенный метод расчетов. Свойства гиперонов впервые изучены как в симметричной так и в асимметричной ядерной материи, при этом показано, что полученные результаты существенно зависят от значения скалярного кваркового конденсата. Показано также, что собственные энергии в барионном октете удовлетворяют соотношениям, аналогичным массовым формулам Гелл-Манна-Окубо, в линейном приближении нарушения  $SU(3)$  симметрии. Свойства  $\Xi$ -гиперона в ядерной материи рассматриваются впервые.

## Результаты, выносимые на защиту

- Предложена модель релятивистского среднего поля с пустотными константами связи мезон-нуклонных взаимодействий, в которой многочастичные силы и корреляции учитываются феноменологически путем введения нелинейностей мезонных полей в изоскалярные каналы, а также путем прямого введения многочастичных сил в скалярном-изовекторном или в вектор-изовекторном каналах. Параметры модели определяются однозначно из наблюдаемых глобальных характеристик ядерной материи.
- В рамках разработанной модели релятивистского среднего поля рассчитан спектр масс и радиусов нейтронных звезд, исследована зависимость максимальной массы нейтронных звезд от сжимаемости ядерной материи и от выбора пустотных констант. Предложен метод ограничения сжимаемости из наблюдаемых масс нейтронных звезд.
- Эффективные массы и векторные собственные энергии  $N$ -,  $\Lambda$ -,  $\Sigma$ - и  $\Xi$ -барионов выражены в терминах нескольких конденсатов низшей размерности в рамках подхода правил сумм КХД. Показано, что собственные энергии барионов удовлетворяют соотношениям, аналогичным массовым формулам Гелл-Манна-Окубо. Полученные численные значения собственных энергий для барионного октета в симметричной и несимметричной ядерной материи находятся в неплохом согласии с результатами других методов ядерной физики. Предложен способ определения мезон-гиперонных констант связи из правил сумм КХД.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- 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)]
- E. L. Kryshen. QCD sum rules for the baryon octet in nuclear matter. *Phys. Rev. C* 84, 055205 (2011)

Всего за период работы опубликовано более 30 статей.

---

Backup

## Вычисление констант связи из правил сумм

- Константы связи в модели RMF можно однозначно выразить из правил сумм при  $n \rightarrow 0$ .
- Приближение RMF при  $n \rightarrow 0$ :

$$\Sigma_S^B = (-x_{\sigma B} b_{\sigma} + 2x_{\delta B} b_{\delta} I_{3B} \beta) n,$$

$$\Sigma_V^B = (x_{\omega B} b_{\omega} - 2x_{\rho B} b_{\rho} I_{3B} \beta) n,$$

- Правила сумм при  $n \rightarrow 0$ :

$$\Sigma_B^S = \frac{\bar{m}_B + \bar{X}_B^I n}{1 + \bar{X}_B^q n} - \bar{m}_B \approx (\bar{X}_B^I - \bar{m}_B \bar{X}_B^q) n,$$

$$\Sigma_B^V = -\frac{\bar{X}_B^p n}{1 + \bar{X}_B^q n} \approx -\bar{X}_B^p n,$$

- Константы связи для нуклонов:

$b_{\mu}$	Правила сумм	G11	MHE
$b_{\sigma}, \text{Фм}^2$	4.41	12.2	11.6
$b_{\omega}, \text{Фм}^2$	8.03	7.1	8.5
$b_{\rho}, \text{Фм}^2$	2.01	1.1	0.4
$b_{\delta}, \text{Фм}^2$	-0.67	—	0.1

- Отношения констант связи для гиперонов:

$\mu$	$x_{\mu\Lambda}$	$x_{\mu\Sigma}$	$x_{\mu\Xi}$
$\sigma$	1.10	-0.25	1.41
$\omega$	0.50	1.01	0.15
$\rho$	0	0.68	0.20
$\delta$	0	0.70	1.41

$$x_{\mu B} = g_{\mu B} / g_{\mu N}$$

Результаты диссертации докладывались на следующих конференциях и семинарах:

- VIII конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям (Харьков, Украина, 2010 г.);
- Конференция по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада ``Физика-СПб" (Санкт-Петербург, Россия, 2010 г.);
- на научных семинарах ПИЯФ.