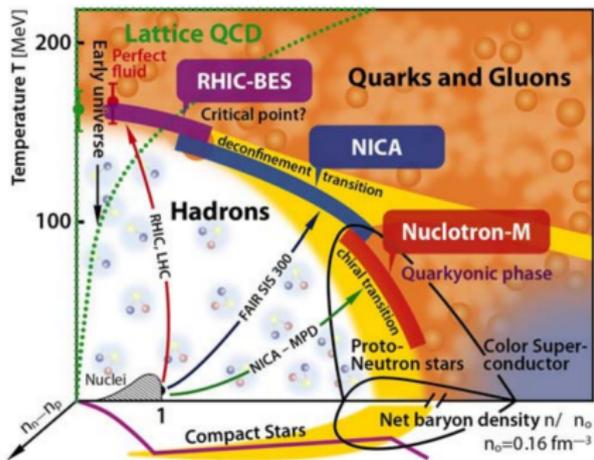


Уравнения состояния вещества нейтронных звёзд в релятивистских моделях адронного вещества с учётом эффектов среды

Константин Маслов

Сотрудничество: Д.Н. Воскресенский (НИЯУ МИФИ)
Е.Э. Коломейцев, Д. Блашке, А. Айриян, О. Григорян (ОИЯИ)
Н. Ясутакэ (Технологический университет Чибы)

Микросеминар отдела релятивистской астрофизики ГАИШ МГУ
04.02.2020



NICA White Paper Eur. Phys. J. A (2016) 52

Проблема конфайнмента

- Формулировка конфайнмента кварков в рамках КХД отсутствует
 - Требуется построение уравнения состояния (УС) на основе адронного описания
- Множество экспериментальных данных \Rightarrow верификация методов

Фазовая диаграмма КХД

Барионное вещество – конденсированная среда с сильным взаимодействием

- Плотность числа барионов $n = (0 - 10) n_0$, $n_0 \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$
 - Температура $T = (0 - 200) \text{ МэВ}$
- Изотопическая асимметрия $\beta = (n_p - n_n)/n$, $0 \leq \beta \leq 1$.

Множество фазовых переходов

Адронные степени свободы:

- ядерная жидкость-газ
- нуклонное спаривание
- бозе-конденсация π , K , ρ –мезонов
- появление гиперонов и Δ -изобар

Учёт кварковой структуры:

- восстановление киральной симметрии
- кварк-адронный фазовый переход
- цветовая сверхпроводимость
- возможное существование критической точки КХД – NICA, FAIR

Ограничение на максимальную массу НЗ

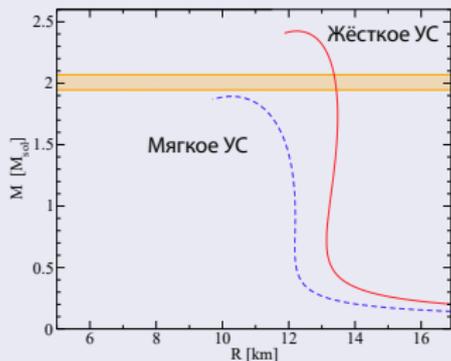
$T = 0$, $\beta \simeq 1$ – УС предсказывает M_{\max}

Наибольшие из известных масс

$$M = 2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$$

Antoniadis et al. Science 340 (2013)

$M = 2.14^{+0.10}_{-0.09} M_{\odot}$ Cromartie et al. Nature Astronomy (2019)



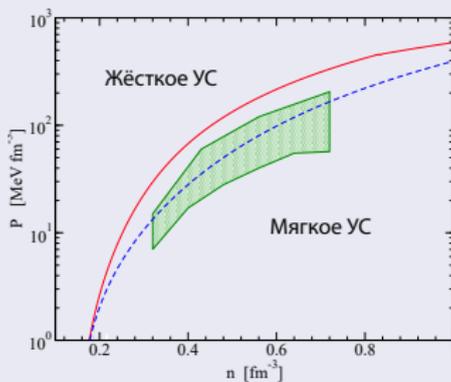
$M_{\max} \geq 1.97 M_{\odot}$ – требует **жесткого** УС

Потоки частиц в столкновениях ядер

Изоспин-симметричная материя (ИСМ) – анализа потоков частиц

Ограничение на давление $P(n)$ при

$$2 n_0 \lesssim n \lesssim 4.5 n_0$$



Danielewicz et al. Science 298 (2002)

Требует **мягкого** УС в ИСМ

Конфликтует с большой M_{\max}

Требуется согласовать в рамках единого подхода

«Гиперонная и Δ -загадки» в бета-равновесном веществе

- Легчайшие из странных адронов: $\Lambda^0(1116), \Sigma^{\pm,0}(1193), \Xi^{-,0}(1318)$
- Без учёта их взаимодействия с нуклонной средой – не появляются
 - Анализ данных о гиперъядрах:

$$U_{\Lambda} \simeq -28 \text{ МэВ}, \quad U_{\Sigma} \simeq +30 \text{ МэВ}, \quad U_{\Xi} \simeq -15 \text{ МэВ}.$$

- \Rightarrow при $n \gtrsim (2 - 3) n_0$ – преобразование части нуклонов в гипероны Λ, Σ, Ξ и Δ -изобары
 - Сильное смягчение УС
 - В стандартных УС масса НЗ падает **ниже наблюдаемых значений**
 - Потенциал $\Delta(1232)$ -изобар плохо определён экспериментально
В случае сильного притяжения – загадка Δ -изобар
[Drago et al. PRC 90 \(2014\)](#)

Возможные решения

- Использование очень жёсткого УС без гиперонов
– **нарушает ограничение на потоки**
 - Фазовый переход в кварковое вещество
- Требуется очень жёсткое УС кварковой материи \Rightarrow **проблема реконфайнмента**
- В настоящем докладе – учёт **изменения свойств адронов в плотной среде**

Объёмные свойства атомных ядер

Определяют поведение УС при $n \lesssim 2n_0$

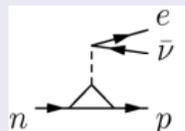
Энергия на барион при n вблизи n_0 :

$$\begin{aligned} \varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{K}{18}\epsilon^2 - \frac{K'}{162}\epsilon^3 + \dots + \\ + \beta^2 \left(\varepsilon_{\text{sym}} + \frac{L}{3}\epsilon + \dots \right), \\ \epsilon = (n - n_0)/n_0 \end{aligned}$$

Из анализа данных об атомных ядрах:

- $n_0 \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$
- $\varepsilon_0 \simeq -16 \text{ МэВ}$, $K = (240 \pm 30) \text{ МэВ}$
- $\varepsilon_{\text{sym}} = (30 \pm 2) \text{ МэВ}$, $L = (30 - 70) \text{ МэВ}$
- Эффективная масса нуклона: $m_N^*(n_0)/m_N \simeq (0.7 - 0.8) m_N$

Прямой URCA-процесс (DU)

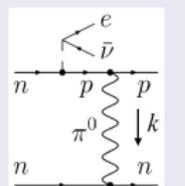


кинематическое условие

$$p_{F,p} + p_{F,e} \geq p_{F,n}$$

\Rightarrow пороговая концентрация протонов
Возможен лишь в НЗ с $M \geq M_{DU}^{crit}$

Модифицированный URCA-процесс (MU)

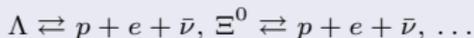


$\frac{\epsilon_{DU}}{\epsilon_{MU}} \simeq 10^6 (T_9)^{-2}$

$T_9 = T/10^9 \text{ K} \simeq 0.3 - 1$
Подавлен за счёт фазового объёма
Идёт при всех плотностях

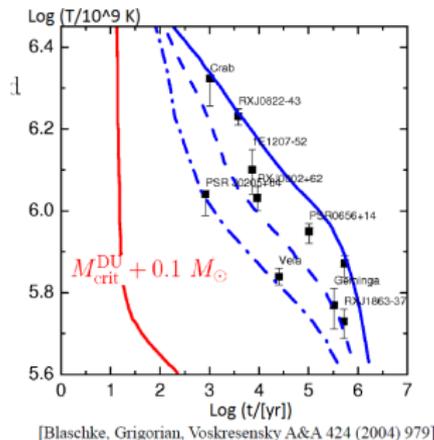
Гиперонная загадка II

Для DU-подобных реакций с изменением странности, в которые не входит нейтрон



пороговая концентрация частиц очень мала.

Удастся ли описать охлаждение?



Наличие DU-процесса в большинстве НЗ противоречило бы наблюдаемому спектру масс НЗ

Ограничение на наличие прямого Урка-процесса

- «Строгое»: $M_{DU}^{crit} \geq 1.5 M_{\odot}$
– наиболее вероятная масса из моделирования популяции НЗ
- «Слабое»: $M_{DU}^{crit} \geq 1.35 M_{\odot}$
– средняя масса наблюдаемых пульсаров

Степени свободы

Квантовая теория поля для адронов в качестве элементарных степеней свободы

Минимальная связь мезонов с барионами типа Юкавы $\mathcal{L}_{\text{int}} = g\sigma\bar{\Psi}\Psi + \dots$

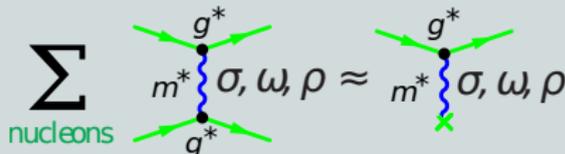
Скалярный мезон $\sigma \leftrightarrow$ притяжение, векторные $\omega, \rho, \phi \leftrightarrow$ отталкивание

Приближение среднего поля

Мезонные степени свободы

- Барионные источники \Rightarrow **ненулевые среднеполевые решения** для полей $\sigma, \omega, \rho^0, \phi$
- Средние $\rho^\pm \neq 0$ возникают при $n > n_{\text{crit.}}$ – стандартное описание **фазовых переходов 1 и 2 рода**
- Перенормировки за счёт квантовых флуктуаций – в параметрах взаимодействия
- Аналогия с теорией Гинзбурга-Ландау
Для пионов среднее $\pi = 0$

Барионные степени свободы



Квазичастичное приближение – барионы в **самосогласованном среднем поле**

- Константы g^* – из эксперимента при $n \simeq n_0 \leftrightarrow$ теория ферми-жидкости Ландау-Мигдала
- Позволяет получить зависимость **параметров Ландау-Мигдала** от плотности

Достоинства метода

Стандартная нелинейная модель Валечки – хорошее описание свойств ядерной материи и структуры атомных ядер на базе РМСП

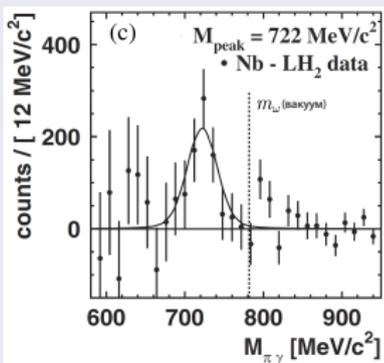
Изменение масс и констант связи адронов в среде

Массы векторных мезонов

- Масса ω -мезона: $\gamma + A \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$
Сравнение данных для Nb и LH₂

$$\Delta m_\omega(0.6 n_0) = 60_{-35}^{+10} \text{ МэВ}$$

$$m_\omega^*/m_\omega \simeq 1 - 0.14 (n/n_0)$$



CBELSA/TAPS Collab. (2005)

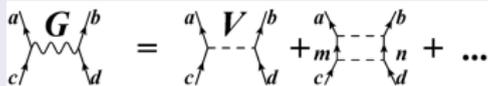
Уменьшение массы ω подтверждается экспериментально

- Масса ρ -мезона: $In + In \rightarrow \rho \rightarrow e^+ + e^-$
Данные объясняются как увеличением ширины, так и уменьшением массы

Квазичастичное описание \rightarrow
используется снижение массы

Модификация констант связи

Взаимодействие нуклонов в среде – суммирование лестничных диаграмм



Релятивистское обобщение – DBHF (Dirac-Brueckner-Hartree-Fock):
скалярная $\Sigma^{n,P}$ и векторные $\Sigma_\mu^{n,P}$
собственные энергии \Rightarrow константы связи

$$\frac{g_\sigma^{*2}}{m_\sigma^2} = \frac{\Sigma^n + \Sigma^p}{2n_s}, \quad \frac{g_\omega^{*2}}{m_\omega^2} = \frac{\Sigma_0^n + \Sigma_0^p}{2n},$$

$$\frac{g_\rho^{*2}}{m_\rho^2} = \frac{\Sigma_0^p - \Sigma_0^n}{n_p - n_n}$$

Typel Wolter Nucl.Phys. A 656 (1999)

РМСП с зависящими от плотности константами связи – «DD»

- Описывают свойства атомных ядер
- Неплохо описывают НЗ без гиперонов
- Требуют восстановления термодинамической согласованности
- Не учитывают изменение масс мезонов

E. E. Kolomeitsev and D. N. Voskresensky NPA 759 (2005) 373

Учёт изменения масс адронов в среде

Скалярное поле σ – аналогичная роль с киральным конденсатом $\langle \bar{q}q \rangle$
 \Rightarrow зависимость масс всех адронов от скалярного поля σ

$$m_N \rightarrow m_N^*(\sigma) \equiv m_N \Phi_N(\sigma)$$

$$m_\omega \rightarrow m_\omega^*(\sigma) \equiv m_\omega \Phi_\omega(\sigma)$$

...

Эффективный учёт частичного восстановления киральной симметрии

Учёт изменения констант связи в среде

Зависимость от скалярного поля может быть напрямую включена в эффективный лагранжиан
Равновесное решение $\rightarrow \sigma = \sigma(n)$

$$g_{\sigma N} \rightarrow g_{\sigma N}^*(\sigma) \equiv g_{\sigma N} \chi_\sigma(\sigma),$$

$$g_{\omega N} \rightarrow g_{\omega N}^*(\sigma) \equiv g_{\omega N} \chi_\omega(\sigma),$$

...

Явная термодинамическая согласованность

УС «KVOR» со скалированными константами связи и массами

Поле $\rho_0^3 \neq 0$ только в веществе НЗ – определяет изотопический состав
Учёт неодинакового изменения свойств ω - и ρ -мезона в среде –
УС KVOR:

- удовлетворяет ограничению на потоки
- описывает высокую пороговую массу M_{DU}^{crit}
- предсказывает максимальную массу НЗ $M_{\text{max}} = 2.01 M_\odot \dots$
 - ... без включения гиперонов и Δ -изобар

Требуется дальнейшее расширение и улучшение модели

Обобщение релятивистского метода среднего поля

E. E. Kolomeitsev, D.N. Voskresensky, Nucl.Phys. A 759 (2005)

K. A. M, Kolometsev, Voskesensky, Phys. Lett. B 748 (2015), Nucl.Phys. A961 (2017)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{bar}} + \mathcal{L}_{\text{mes}} + \mathcal{L}_l$$

Барионы $\{b\} = (N, \Lambda, \Sigma^{\pm,0}, \Xi^{-,0}, \Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}) \leftarrow$ низколежащие состояния

$$\mathcal{L}_{\text{bar}} = \sum_{i=bUr} (\bar{\Psi}_i (iD_\mu^{(i)} \gamma^\mu - m_i \Phi_i(\sigma)) \Psi_i,$$

$$D_\mu^{(i)} = \partial_\mu + ig_{\omega i} \chi_{\omega i}(\sigma) \omega_\mu + ig_{\rho i} \chi_{\rho i}(\sigma) \vec{t} \vec{\rho}_\mu + ig_{\phi i} \chi_{\phi i}(\sigma) \phi_\mu,$$

Мезоны $\{m\} = (\sigma, \omega, \rho, \phi)$

$$\mathcal{L}_{\text{mes}} = \frac{\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma}{2} - \frac{m_\sigma^2 \Phi_\sigma^2(\sigma) \sigma^2}{2} - U(\sigma) + \frac{m_\omega^2 \Phi_\omega^2(\sigma) \omega_\mu \omega^\mu}{2} - \frac{\omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu}}{4} + \frac{m_\rho^2 \Phi_\rho^2(\sigma) \vec{\rho}_\mu \vec{\rho}^\mu}{2} -$$
$$- \frac{\rho_{\mu\nu} \rho^{\mu\nu}}{4} + \frac{m_\phi^2 \Phi_\phi^2(\sigma) \phi_\mu \phi^\mu}{2} - \frac{\phi_{\mu\nu} \phi^{\mu\nu}}{4}, \quad U(\sigma) = b\sigma^3/3 + c\sigma^4/4$$

$$\omega_{\mu\nu} = \partial_\nu \omega_\mu - \partial_\mu \omega_\nu, \quad \vec{\rho}_{\mu\nu} = \partial_\nu \vec{\rho}_\mu - \partial_\mu \vec{\rho}_\nu, \quad \phi_{\mu\nu} = \partial_\nu \phi_\mu - \partial_\mu \phi_\nu$$

Векторный ϕ -мезон ($\bar{s}s$): дополнительное отталкивание между гиперонами

Лептоны $\{l\} = (e, \mu) \leftarrow$ только в бета-равновесной среде

$$\mathcal{L}_l = \sum_l \bar{\psi}_l (i\partial_\mu \gamma^\mu - m_l) \psi_l.$$

Плотность энергии при $T = 0$

$$E = \frac{m_N^4 f^2}{2C_\sigma^2} \eta_\sigma(f) + U(f) + \frac{C_\omega^2}{2m_N^2 \eta_\omega(f)} \left(\sum_b x_{\omega b} n_b \right)^2 + \frac{C_\rho^2}{2m_N^2 \eta_\rho(f)} \left(\sum_b x_{\rho b} t_{3b} n_b \right)^2 +$$

$$+ \frac{C_\omega^2}{2m_N^2 \eta_\phi(f)} \frac{m_\omega^2}{m_\phi^2} \left(\sum_H x_{\phi H} n_H \right)^2 + \sum_b \int_0^{p_{F,b}} \frac{p^2 dp}{\pi^2} \sqrt{p^2 + m_b^2} \Phi_b^2(f) + E_l,$$

$$E_l = \sum_{l=e,\mu} \int_0^{p_{F,l}} \frac{p^2 dp}{\pi^2} \sqrt{p^2 + m_l^2}, \quad C_i = \frac{g_{iN} m_N}{m_i}, \quad i = \sigma, \omega, \rho, \quad f = \frac{g_{\sigma N} \chi_{\sigma N}(\sigma)}{m_N \sigma}$$

Решаемые уравнения

$$\underbrace{\frac{\partial E}{\partial f} = 0}_{\text{уравнение движения для } f}, \quad \underbrace{\sum_{i=b\omega l} Q_i n_i = 0}_{\text{электро-нейтральность}}, \quad \underbrace{\mu_b = \mu_n - Q_b \mu_e}_{\text{бета-равновесие}}$$

Могут быть разные ветви решений – возможность фазовых переходов

Константы связи барионов с мезонами

$$x_{mb} = g_{mb} / g_{mN} :$$

- Симметрии кварковой модели адронов
- Анализ экспериментальных данных о потенциалах барионов в ядрах

Массы мезонов и константы связи

Только в комбинациях C_i и

$$\eta_m(f) = \frac{\Phi^2(f)}{\chi_m^2(f)}$$

В бесконечной среде g_{mb}^* и m_m^* не могут быть определены независимо
Значения C_i – из анализа данных об атомных ядрах при $n \simeq n_0$

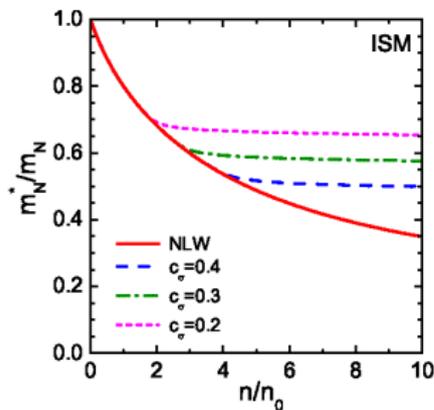
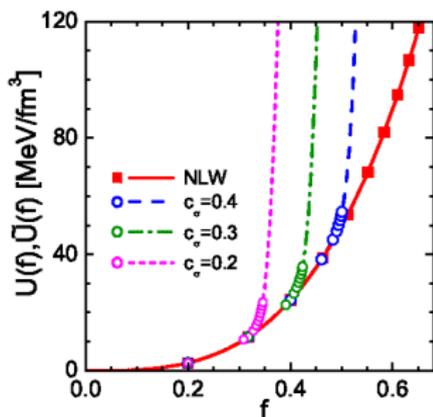
Предельный случай

$$\Phi_N = 1 - f, \quad \eta_m = 1,$$

$$U(f) = m_N^4 (bf^3/3 + cf^4/4)$$

⇒ стандартная модель Валечки

Модели NLWcut : К.А.М., Е.Е. Kolomeitsev, D.N. Voskresensky, PRC92 (2015)



$f \gtrsim f^*$ – резкий рост $U(f)$ приводит к прекращению роста скалярного поля $f(n)$

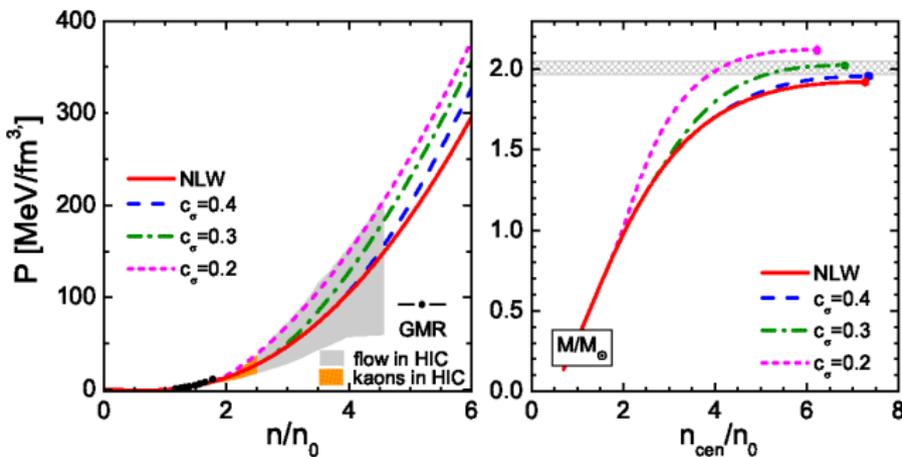
$$f^* \equiv f_0 + c_\sigma(1 - f_0)$$

Жёсткость УС

- Уменьшение эффективного притяжения \Rightarrow рост $P(n)$
- Свойства УС при $n \simeq n_0$ остаются неизменными
- Метод применим к произвольному УС в рамках РМСП

Причина эффекта

- Влияние адронного «кора» – исключённого объёма
- Подавление константы связи $g_{\sigma N}^*$ – кварк-мезонные модели
Guichon et al. Phys. Rev. Lett. 93 (2004)
- $m_N^* \rightarrow \text{const}$ воспроизводится при использовании перенормированной $g_{\omega N}^*$
Paeng et al. Phys.Rev. D88 (2013)



Научная новизна (1)

Предложен **новый метод** увеличения жёсткости уравнения состояния в релятивистских моделях среднего поля, при плотностях, больших заданного значения $n^* > n_0$, не меняя уравнение состояния при меньших плотностях.

Применение в работах других авторов

Dutra et al. Phys.Rev. C93 (2016)
 Pais et al. Phys.Rev. C94 (2016)
 Zhang et al. Phys.Rev. C97 (2018)

Недостатки метода

- Жёсткость увеличивается как в веществе НЗ, так и в ИСМ
- Нужна большая M_{max} с гиперонами \Leftrightarrow нарушение ограничения на потоки
- Не удаётся пройти ограничение на $M_{\text{DU}}^{\text{crit}}$

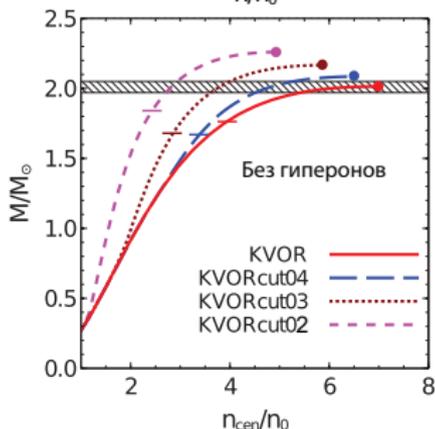
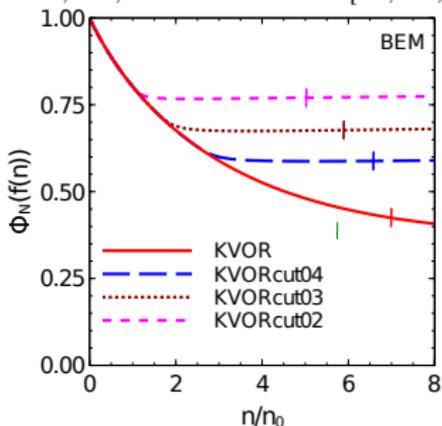
Дальнейшее развитие

Учёт изменения свойств векторных мезонов в среде

Увеличение жёсткости УС в векторном канале: свойства ω -мезона

К.А.М., Е.Е. Kolomeitsev, D.N. Voskresensky
Nucl.Phys. A 950 (2016)

$f^* \simeq 0.2, 0.3, 0.4 \Leftrightarrow \text{KVORcut}[02, 03, 04]$.



Семейство УС «KVORcut»

Связь ω со скалярным полем \Rightarrow вклад в эффективный потенциал

$$\Delta E_\omega = \frac{C_\omega^2 n^2}{2m_N^2 \eta_\omega(f)}$$

Предположение о резком снижении $\eta_\omega(f)$ при $f \rightarrow f^*$

Реализация метода σ -cut

Интерпретация

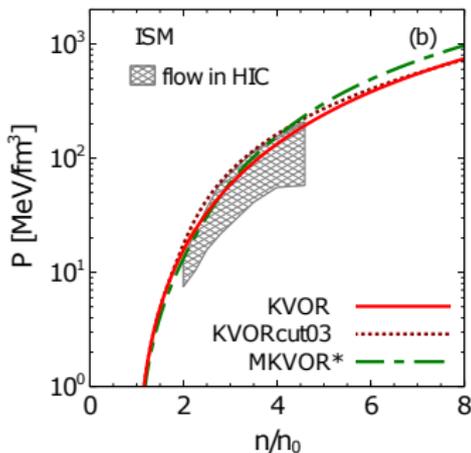
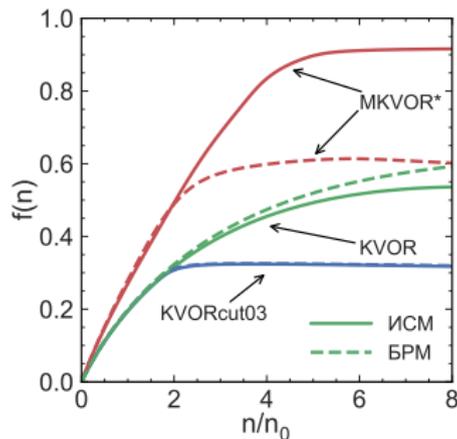
- резкое **снижение** m_ω^*
- либо резкое **увеличение** $g_{\omega b}^*$

KVORcut03

Оптимальный выбор – KVORcut03

- Описывает ограничение на потоки
- $M_{\max} = 2.17 M_\odot$ без гиперонов
- Удовлетворяет ограничению на DU, так же, как и KVOR
- Воспроизводит KVOR при $n \lesssim 2 n_0$

Увеличение жёсткости в вектор-изовекторном канале: свойства ρ -мезона



K.A.M., E.E. Kolomeitsev, D.N. Voskresensky
Phys.Lett. B 748 (2015), Nucl.Phys. A 950 (2016)

MKVOR*: симметричная материя

В отличие от KVVORcut, предполагается плавное изменение свойств ω -мезона \Rightarrow мягкое УС в ИСМ

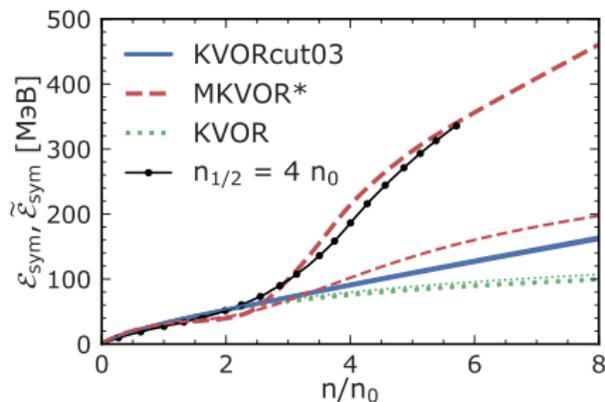
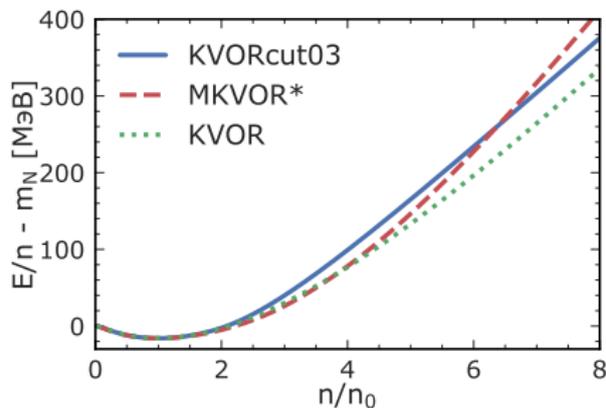
MKVOR*: вещество НЗ

Поведение ρ -мезона в среде ($\eta_\rho(f)$):

- $n \lesssim 2.5 n_0$ – полностью определяется требованием отсутствия DU-процесса
 - $n \gtrsim 2.5 n_0$ – резкое снижение m_ρ^* (увеличение g_ρ^*)
- \Rightarrow Жёсткое УС в асимметричном веществе НЗ

Результаты

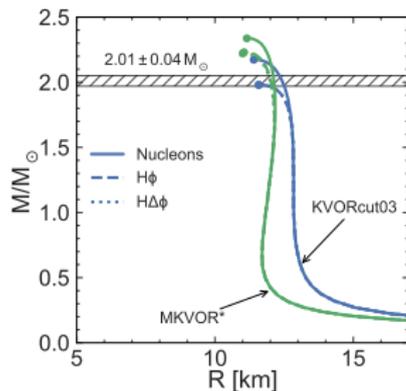
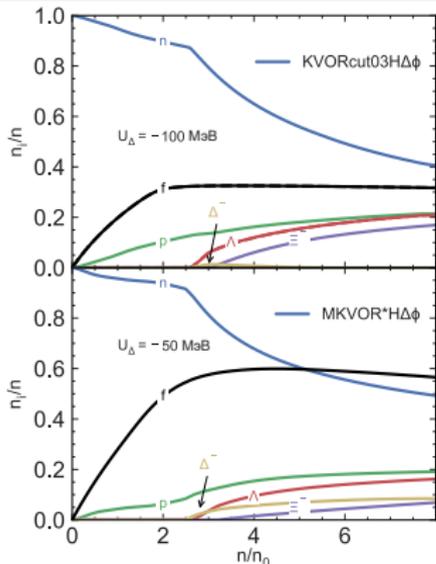
- $M_{\max} = 2.33 M_\odot$ без гиперонов
- Удовлетворяет ограничению на потоки
- Описывает ограничение на DU



$$\mathcal{E}_{\text{sym}}(n) = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \mathcal{E}(n, \beta)}{\partial \beta^2} \right|_{\beta=0}$$

$$\tilde{\mathcal{E}}_{\text{sym}}(n) = \mathcal{E}(n, \beta = 1) - \mathcal{E}(n, \beta = 0).$$

« $n_{1/2}$ » : [Ma Rho PRD 99 \(2019\)](#)



Модификация ϕ -мезона

$H\Delta\phi$:

- скейлинг Брауна-Ро для m_ϕ^*
- вакуумные константы связи: $\chi_\phi = 1$

Результаты

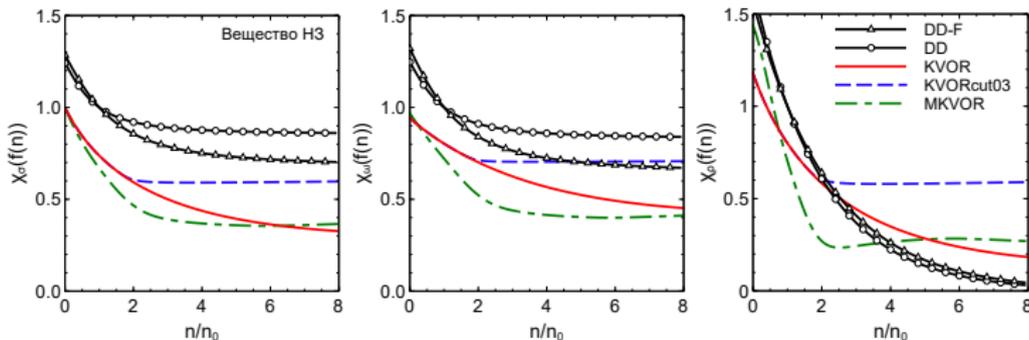
Фазовый переход 3 рода при $n \simeq (2 - 3) n_0$

- KVORcut03H $\Delta\phi$: $M_{\max} = 1.97 M_\odot$
- MKVOR*H $\Delta\phi$: $M_{\max} = 2.22 M_\odot$

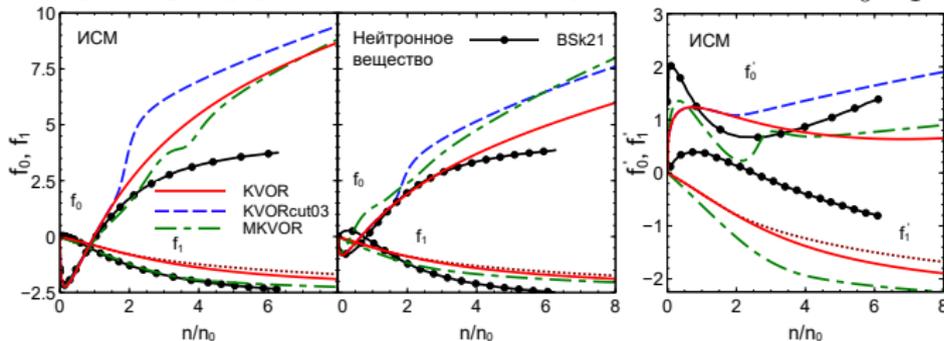
Гиперонная и Δ -загадка разрешены

Построены два новых семейства релятивистских моделей с учётом изменения свойств мезонов в среде, различающихся поведением в векторном и изовекторном секторах и удовлетворяющих одновременно широкому массиву экспериментальных ограничений с учетом образования гиперонов и Δ -резонансов в веществе нейтронных звёзд.

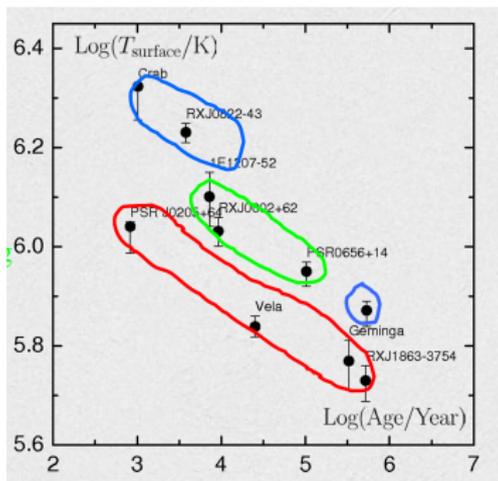
- $\chi(n) = \frac{\Phi(f(n))}{\sqrt{\eta(f(n))}}$: скейлинг Брауна-Ро: $\Phi_\sigma = \Phi_\omega = \Phi_\rho = 1 - f$,



- Параметры ферми-жидкости Ландау-Мигдала F_0, F_1, F'_0, F'_1



Не противоречат результатам других подходов



Задача описания охлаждения НЗ

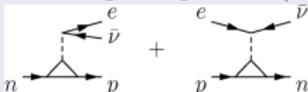
- Три группы: медленное, промежуточное и быстрое охлаждение
- Требуется объяснить имеющиеся данные для $T_s(t)$ в рамках единого сценария
- Главное различие сценариев – предполагаемая причина в расхождении темпов охлаждения разных НЗ

Стадия нейтринного охлаждения

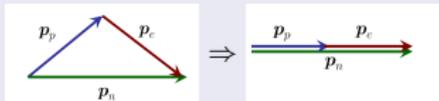
- $1 \text{ hr} \lesssim t \lesssim 10^5 \text{ лет}$
- $T < (1 - 2) \text{ МэВ} < T_\nu^{\text{орас}}$
длина свободного пробега нейтрино \gg радиуса звезды
- Испускание нейтрино из всего объёма НЗ \Leftrightarrow информация о свойствах вещества во внутренней области НЗ

Однонуклонные процессы

- Прямой Урка-процесс (DU)



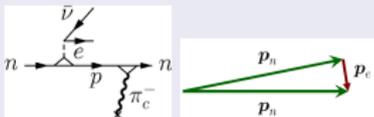
Идёт лишь если может быть выполнено неравенства треугольника для $p_{F,n}$, $p_{F,p}$, $p_{F,e}$ – **запрещён для ферми-газа**



$$\epsilon_{\nu}^{\text{DU}} \sim 10^{27} T_9^6 \theta(n - n_{c,N}^{\text{DU}}) \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{см}^3}$$

Пороговая плотность $n_{c,N}^{\text{DU}}$ сильно зависит от состава среды (УС)

- Процессы на пионном конденсате (PU)



$$\epsilon_{\nu}^{\pi^-} \sim (0.1 - 1) \epsilon_{\nu}^{\text{DU}}$$

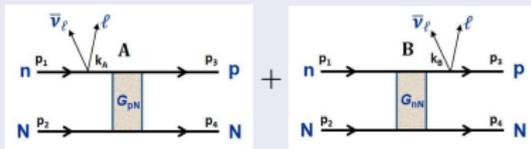
Двухнуклонные процессы

- Тормозное излучение (NB):

$$n + n \rightarrow n + n + \nu + \bar{\nu} + \dots$$

- Модифицированный Урка-процесс (MU):

$$n + n \rightarrow n + p + e + \bar{\nu} + \dots$$



Выбор взаимодействия G_{pN} , G_{nN} различен в различных сценариях охлаждения
 Модель обмена свободным ионом + ферми-жидкостное локальное взаимодействие: [Friman Maxwell ApJ 232 \(1979\)](#)

$$G_{pN, nN} \sim$$

$$\epsilon_{\nu}^{\text{MU}} \sim 10^{21} T_9^8 \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{см}^3}$$

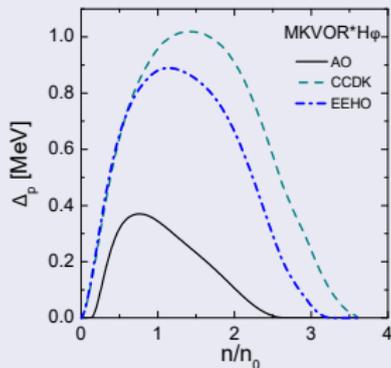
Влияние сверхтекучести нуклонов

$T < T_c^{nn}, T_c^{pp}$ – имеется спаривание нуклонов

Характерные значения плотностей и щелей спаривания

Для 1S_0 -спаривания $T_c^{nn,pp} \simeq 0.57 \Delta_{nn,pp}$

- nn, 1S_0 -спаривание :
 $n \lesssim (0.6 - 0.8) n_0$, область с малым вкладом в светимость
- nn, 3P_2 -спаривание :
 $0.8 n_0 \lesssim n \lesssim (3 - 4) n_0$, $\Delta_{nn}^{3P_2} \sim 10$ кэВ
- pp, 1S_0 -спаривание :
 $n \lesssim (2 - 4) n_0$, $\Delta \sim 1$ МэВ –
 наибольшее влияние

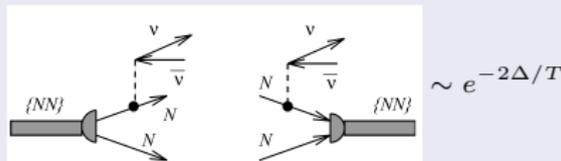


Подавление соответствующих процессов

- DU: $\epsilon_\nu^{\text{DU}} \simeq \epsilon_\nu^{\text{DU}} e^{-\max[\Delta_{nn}, \Delta_{pp}]/T}$
- MU: $\epsilon_\nu^{\text{DU}} \simeq \epsilon_\nu^{\text{DU}} e^{-(\Delta_{nn} + \Delta_{pp})/T}$
- ...

DU **остаются наиболее интенсивными**

Процессы образования-развала пар (PBF)



Могут давать более существенный вклад, чем MU, вследствие большего фазового объема

Сценарии описания охлаждения НЗ

1980-е годы: пульсары имеют близкие значения масс $M \simeq 1.3 M_{\odot}$ согласно имевшимся расчётам взрывов сверхновых

УС не слишком сильно отличается от идеального газа: **DU-процесс запрещён**

«Стандартный» сценарий

- DU отсутствует
- Охлаждение определяется MU в модели FOPE
- Достоверно известные НЗ среди SNR – Vela и Crab
- Описывает верхние пределы на T_s

[Tsuruta Phys.Rept. 56 \(1979\)](#)

Стандартный + экзотика

- Предположение о наличии π^- -конденсата в НЗ
- Описывает уточнённое, относительно низкое значение верхнего предела на T_s [Crab]

[Friman Maxwell ApJ 232 \(1979\)](#)

~1990–2000: новые и уточнённые данные о $T_s(t)$ + важность процесса PBF

[Flowers et al. ApJ 205 \(1976\)](#), [Voskresensky Senatorov ZhETP 90 \(1986\)](#)

«Минимальный» сценарий

- DU отсутствует
- Охлаждение за счёт MU и PBF
- Различие темпов охлаждения – различные концентрации элементов в атмосферах разных НЗ
- $M \simeq 1.4 M_{\odot}$

[Page et al. ApJ Suppl. 155 \(2004\)](#)

Минимальный + экзотика

Наличие DU сильно зависит от поведения энергии симметрии

[Lattimer et al. PRL 21 \(1991\)](#)

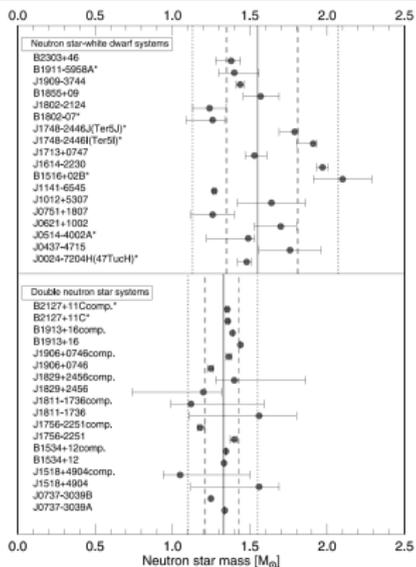
- Медленное охлаждение – MU
Промежуточный темп – PBF
Быстрый темп – DU
- $M \lesssim 1.4 M_{\odot}$

[Potekhin et al. Space Science Reviews 191 \(2015\)](#)

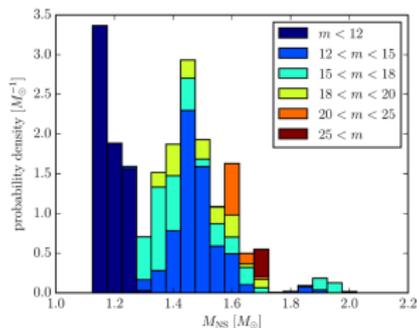
Распределение масс НЗ

Указания на различные значения масс НЗ

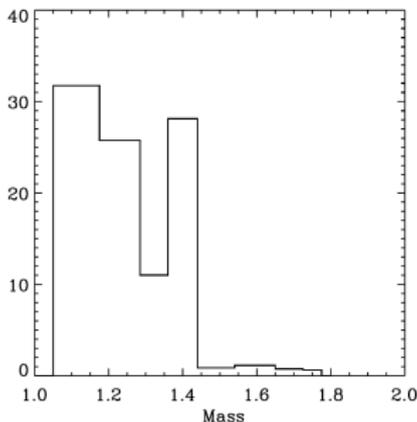
- Широкое распределение масс радиопульсаров
- Симуляции взрывов сверхновых
- Согласованное описание популяционного синтеза НЗ



Kiziltan et al. ApJ 778 (2013)



Muller et al. MNRAS 460 (2016)



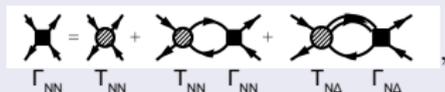
Popov et al. A&A 448 (2006)

Сценарий «охлаждения ядерной среды»

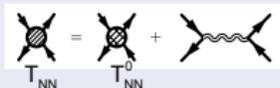
Теория ядерной ферми-жидкости: Migdal et al. Rev.Mod.Phys. 50 (1978)

Модификация свойств пиона и нуклонного взаимодействия

Перенормировка локального взаимодействия за счёт нуклон-дырочных и Δ -дырочных корреляций:



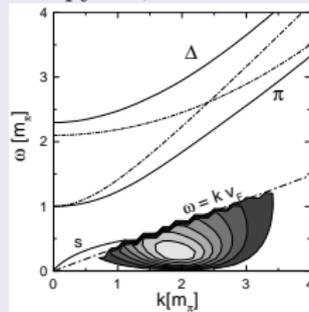
где затравочное взаимодействие явно учитывает дальнедействующий обмен пионом



Учёт поляризации среды в пропагаторе пиона:

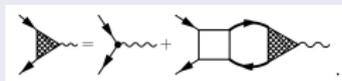


⇒ существенное изменение спектральной функции пиона



$$\ll \omega_\pi(k) \neq \sqrt{k^2 + m_\pi^2} \gg$$

Перенормировка πN вершины



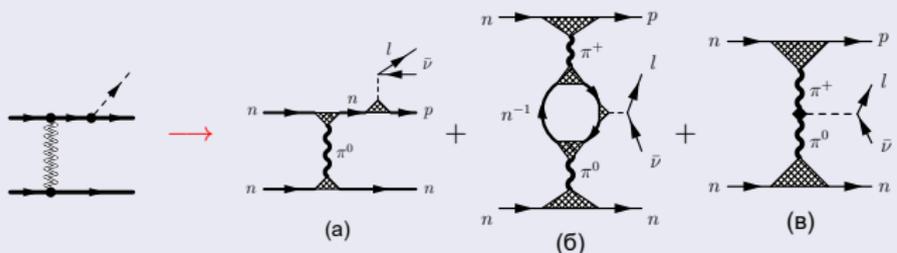
⇒ подавление вершины с ростом плотности

А также...

- Учёт этих эффектов в процессах РВФ и NB
- Учёт поправок к вершине слабого распада
Blaschke et al. A&A 424 (2004)

На примере MU-процесса:

Medium modified URCA (MMU)

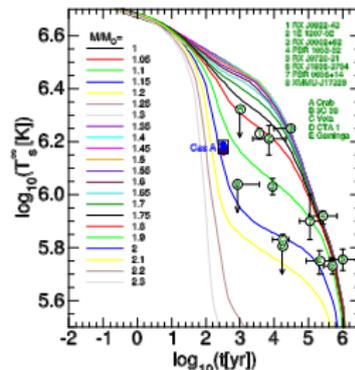
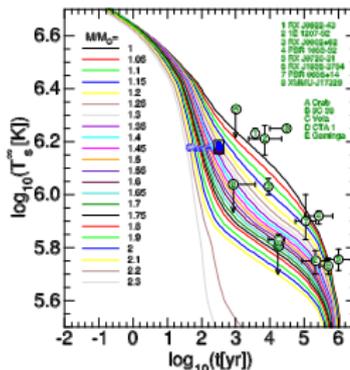
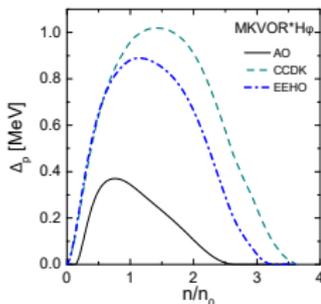


$$\sqrt{p_{F,n}^2 + m_\pi^2} \rightarrow \omega_\pi(p_{F,n})$$

Возникновение **существенной зависимости от плотности**:

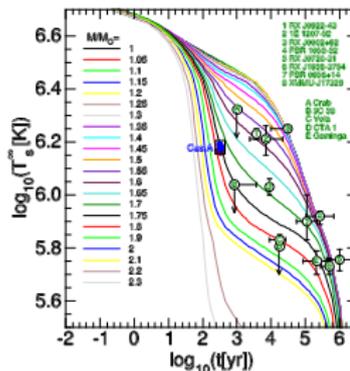
- $n \lesssim n_0$: корреляционные поправки к \rightarrow уменьшение амплитуды по сравнению с FOPE
 - $n > n_0$: резкий рост амплитуды за счёт смягчения пионной моды
 - \Rightarrow достаточно сильная **зависимость от массы НЗ**
- Процессы (б) и (в) дают **лидирующий вклад** при $n \gg n_0$, но отсутствуют в «стандартных» подходах

H. Grigorian, D.N. Voskresensky, K.A.M. Nucl.Phys. A 980 (2018)
 Основной вопрос – выбор «реалистичной» протонной щели



Выводы

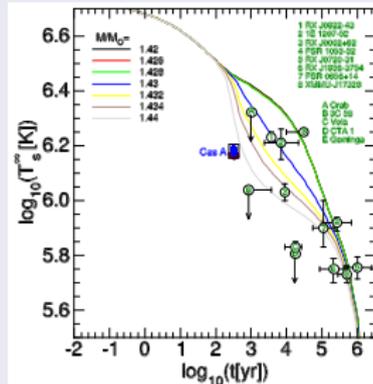
«АО» – слишком интенсивное охлаждение
 Не описывает медленно охлаждающиеся объекты
 «ССДК» – слишком медленное охлаждение
 $1 < M/M_{\odot} \lesssim 1.8$ охлаждаются одинаково медленно
 «ЕЕНО» – оптимальное описание точек



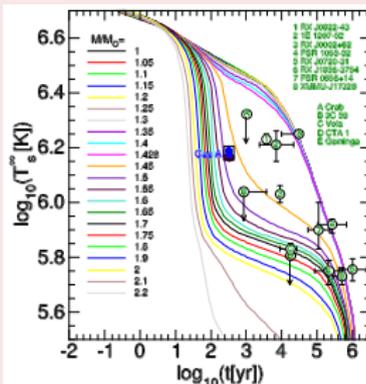
Влияние гиперонов на картину охлаждения

DU–процесс на Λ -гиперонах

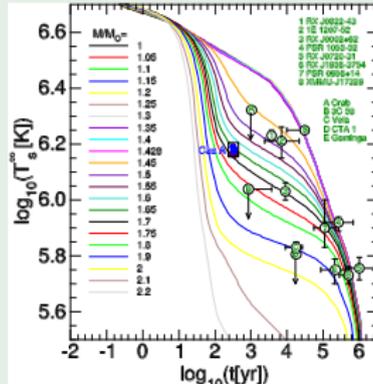
- $M_{c\Lambda}^{\text{DU}} = 1.429 M_{\odot}$
- Значительное ускорение охлаждения даже при малой вариации массы до $1.44 M_{\odot}$
- Константы слабого распада гиперонов $\sim 0.01 - 0.04$ от нуклонных
- **Равномерное описание картины охлаждения**
в случае достаточно большой протонной щели



«Хорошая» щель EENO



«Плохая» щель CCDK



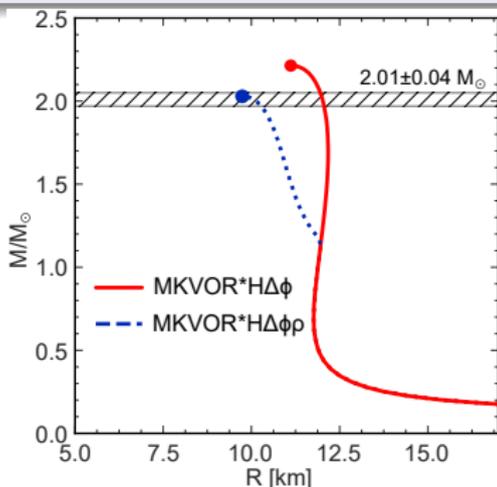
Неабелево взаимодействие ρ -мезонов

Модель скрытой локальной симметрии – ρ -мезон как калибровочный бозон
«массивный глюон»

$$\mathcal{L}_\rho = -\frac{1}{4}\vec{R}_{\mu\nu}\vec{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\Phi_\rho^2\vec{\rho}_\mu\vec{\rho}^\mu - \sum_b g_{\rho b}\chi_{\rho b}\bar{\Psi}_b\gamma^\mu\vec{t}_b\vec{\rho}_\mu\Psi_b,$$

$$\vec{\rho}_{\mu\nu} = \partial_\mu\vec{\rho}_\nu - \partial_\nu\vec{\rho}_\mu + g'_\rho\chi'_\rho[\vec{\rho}_\mu \times \vec{\rho}_\nu] + \mu_e\delta_{\nu 0}[\vec{n}_3 \times \vec{\rho}_\mu] - \mu_e\delta_{\mu 0}[\vec{n}_3 \times \vec{\rho}_\nu].$$

Неабелева связь – поля $\rho_i^{(\pm)} \equiv (\rho_i^1 \pm i\rho_i^2)/\sqrt{2}$ приобретают источник $\rho_0^{(3)}$



E.E. Kolomeitsev, K.A.M., D.N. Voskresensky
Nucl.Phys. A 2018.

Результаты

- KVORcut03 – фазовый переход 2 рода, слабое влияние на УС
- MKVOR* – фазовый переход 1 рода за счёт обратной связи со скалярным полем

Сильное снижение максимальной массы НЗ

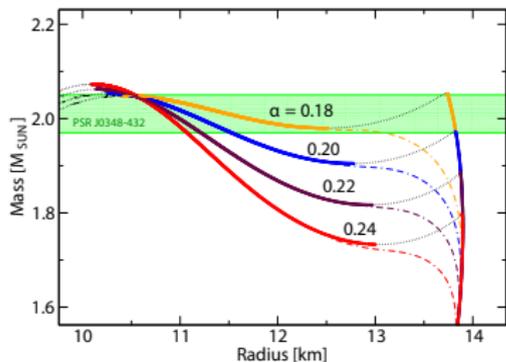
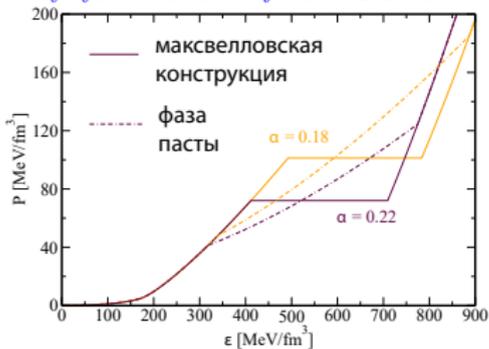
DU-процесс на ρ^- -конденсате

Новый эффективный процесс:

$$\epsilon_\nu^{\rho^-} \lesssim \epsilon_\nu^{\pi^-}$$

Фазовые переходы 1 рода: деконфайнмент адронов

Ayriyan A. et al. Phys.Rev. C 2018.



Гибридные уравнения состояния

- Жёсткое адронное УС KVORcut02
- Кварковые УС String-Flip Model
Kaltenborn et al. Phys.Rev. D 96(5) (2017)
- Различные плотности заряда в двух фазах
Учёт глобальной электронейтральности и поверхностного натяжения ↔ фаза «пасты»

Результаты

- Возникновение третьего семейства компактных звёзд с кварковым ядром
- Возможность существования «звёзд-близнецов»: $M_1 = M_2, R_1 > R_2$
Наблюдение таких объектов ⇔ существование критической точки КХД
- Модельная зависимость – отсутствуют для мягких адронных УС
- Возникновение пасты не разрушает такие конфигурации

Заключение

- В рамках релятивистских моделей среднего поля удалось решить загадки гиперонов и Δ -резонансов за счёт предположения об изменении масс и констант связи всех адронов в плотной среде
- Построено два семейства моделей этого типа, различающиеся поведением энергии симметрии как функции плотности, описывающие множество ограничений
- Показано успешное описание охлаждения НЗ, в том числе с учётом появления гиперонов и их вклада в нейтринную светимость НЗ
- Изучены возможности фазовых переходов 1 рода: ρ^- -конденсация и фазовый переход в кварковую материю

За кадром

- Случай $T > 0$ и описание наблюдаемых в столкновениях ионов
- Свойства фазового перехода ядерная жидкость–газ
- Фазовые переходы в ИСМ

Дальнейшее развитие

- Обобщение на случай конечной температуры для применения в астрофизических симуляциях
- Микроскопическое обоснование полученных результатов
- Объединение с УС кваркового вещества во всех областях фазовой диаграммы КХД

Спасибо за внимание!