Ioffe Institute

П.С. Штернин, Д.Д. Офенегйм

Кинетические коэффициенты замагниченных ядер нейтронных звезд

Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра
HEA-2021. Москва, ИКИ, 21-24 декабря 2021 г

Аннотация

В работе рассмотрены теплопроводность, сдвиговая вязкость и скорости релаксации импульса в замагниченных ядрах нейтронных звёзд. Данные кинетические коэффициенты требуются при изучении различных динамических процессов, в частности остывания нейтронных звёзд, их колебаний, эволюции магнитного поля в их недрах.

Рассмотрены несверхтекучие ядра нейтронных звёзд с ядерным составом. Наличие сильного магнитного поля приводит к возникновению тензорной структуры у кинетических коэффициентов, связанной с замагниченностью движения заряженных частиц поперёк поля.

Оказалось, что умеренное магнитное поле ($B < 10^{12}$ Гс) практически не влияет на теплопроводность, так как последняя определяется, в основном, вкладом нейтральных нейтронов. Более высокое поле модифицирует теплопроводность поперек поля при температурах $T \gtrsim 10^8$ К. Сдвиговая же вязкость незамагниченного вещества определяется, в основном, лептонами и испытывает заметное влияние даже умеренных магнитных полей $B \sim 10^8 - 10^{10}$ Гс.

При сильной замагниченности лептонов, сдвиговая вязкость, как и теплопроводность, определяется нейтронным вкладом, который заметно зависит от уравнения состояния сверхплотного вещества, а также от плохо известного характера взаимодействия нуклонов в таком веществе. Проанализировано «приближение бедняка», основанное на использовании сечений рассеяние нуклонов в вакууме и предложены аппроксимационные формулы, позволяющие рассчитывать кинетические коэффициенты в этом приближении для любого уравнения состояния.

Введение

Строение нейтронной звезды?

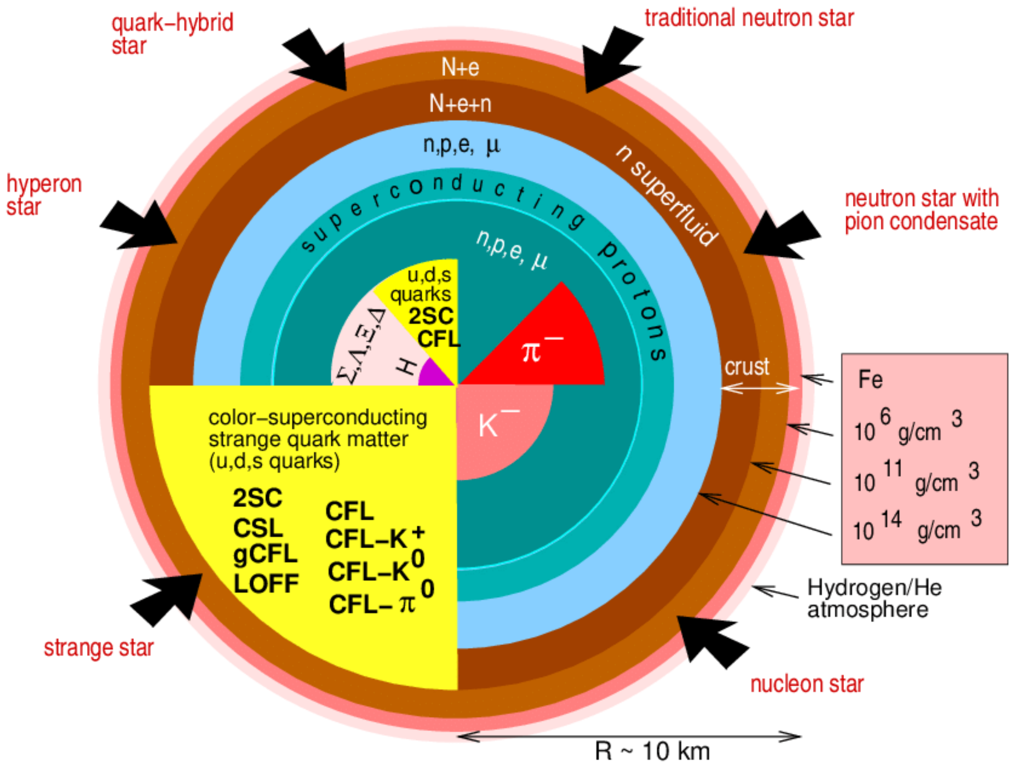


figure by F. Weber

$$M = (1-2)M_{\odot}$$

$$R \sim 13\ \text{km}$$

Сверхъядерная плотность

$$\overline{\rho} \sim \text{few} \times \rho_0$$

Неизвестен состав

Непонятно уравнение состояния

Введение. Разнообразие транспортных свойств НЗ

Phenomenon	Transport properties
oscillatory modes (r-modes)	shear & bulk viscosities
pulsar glitches	superfluid transport
thermal radiation	heat transport in outermost layers
cooling	neutrino emissivity, thermal conductivity
magnetic field evolution	magnetohydrodynamics, electrical & thermal conductivities, reaction rates
crust disruption (accretion, magnetar flares, X-ray bursts)	transport properties of the crust, crustal nuclear transmutations (deep crustal heating)
core-collapse supernovae	neutrino transport
neutron star mergers	high-temperature transport, viscous MHD

Table by Andreas Schmitt

Разнообразие транспортных свойств НЗ

Равновесные свойства неизвестны
Неравновесные – тем более

В работе рассмотрен небольшой сектор – кинетические коэффициенты нуклонных ядер НЗ в магнитном поле, без учёта сверхтекучести.

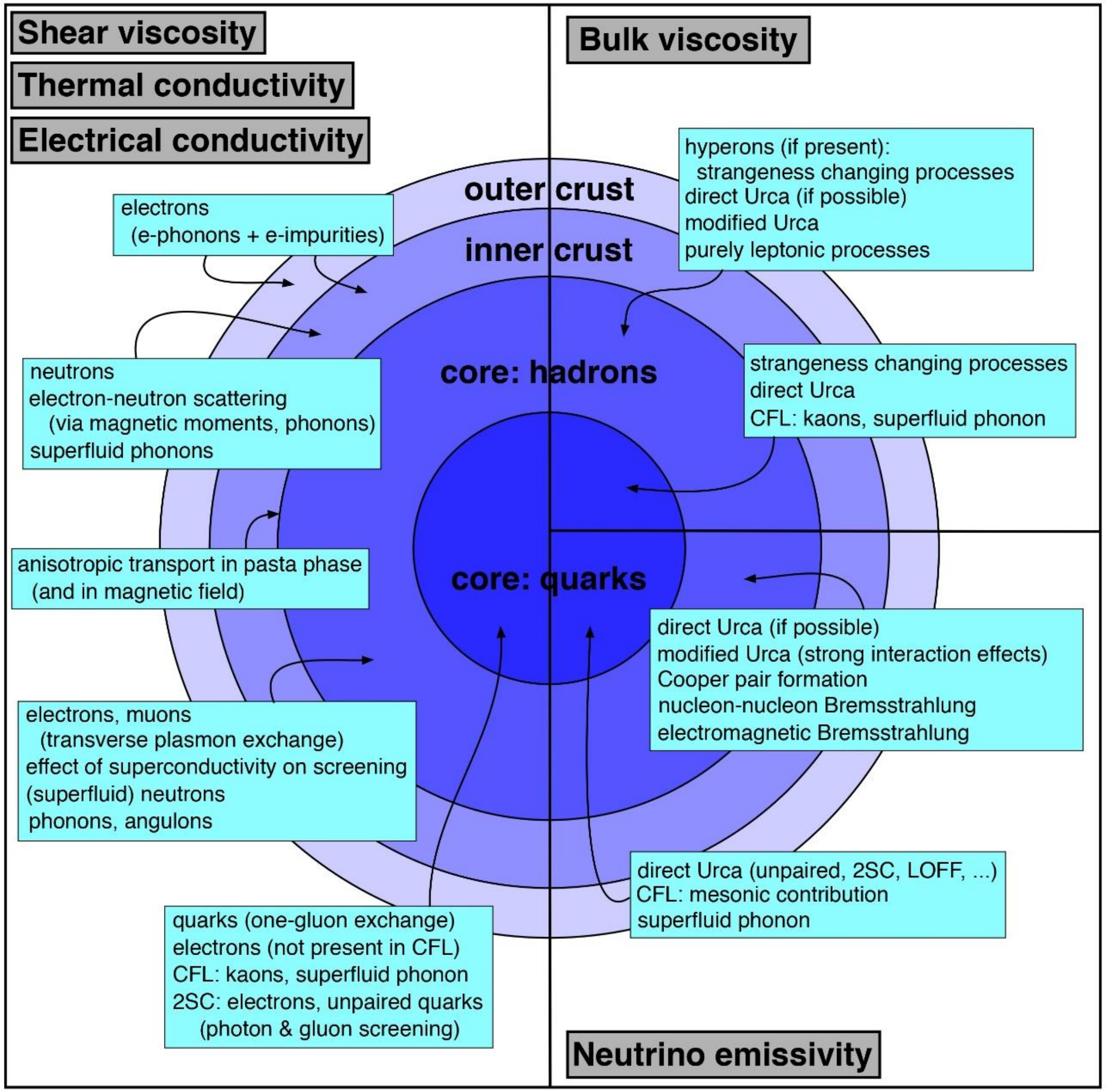
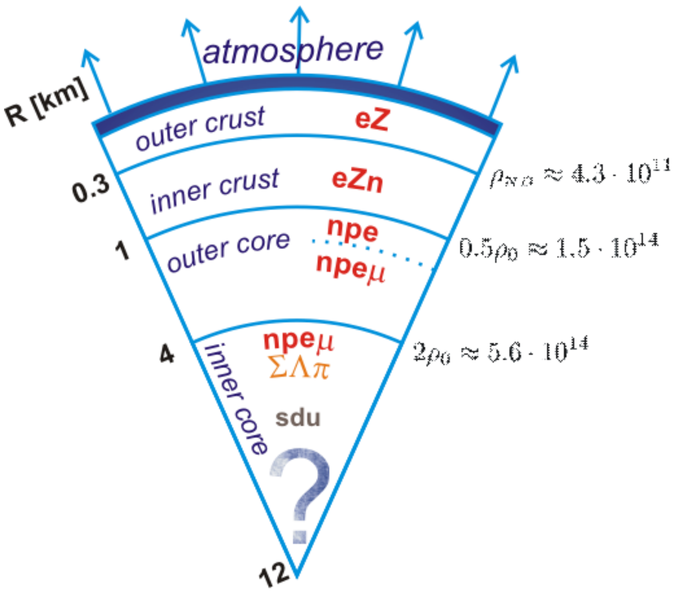


figure by Andreas Schmitt

Кинетические коэффициенты в ядрах НЗ

Состав ядра: npeμ вещество, равновесное по слабым процессам



Кинетические коэффициенты определяются столкновениями

Сильное взаимодействие

Электромагнитное взаимодействие

Теплопроводность
Диффузия
Вязкость

$$\begin{aligned} \boldsymbol{J}_q &= -\hat{\kappa}\nabla T \\ \boldsymbol{i}_a &= -\sum_b \hat{D}_{ab}\nabla\frac{\mu_b}{T} \\ \hat{\Pi} &= 2\hat{\eta}\hat{V} \end{aligned}$$

Вещество несверхтекучее
Не рассматривается объёмная вязкость
Не рассматриваются реакции

Магнитное поле

Гирочастота

$$\omega_{\mathrm{BF}a} = \frac{q_a B}{m_a^*}$$

Неквантующее магнитное поле

$$\hbar\omega_{\mathrm{BF}a} \lesssim T$$

Кинетические коэффициенты – тензоры

Пренебрегаем влиянием на УС

Пренебрегаем поляризацией

Нет сверхтекучести

4. Magnetizing and Quantizing Fields in Neutron Star Cores

Before studying the electric conductivity in neutron star cores, let us make a qualitative analysis of the magnetic fields which may affect the properties of dense matter. The results are summarized in Figure 3.

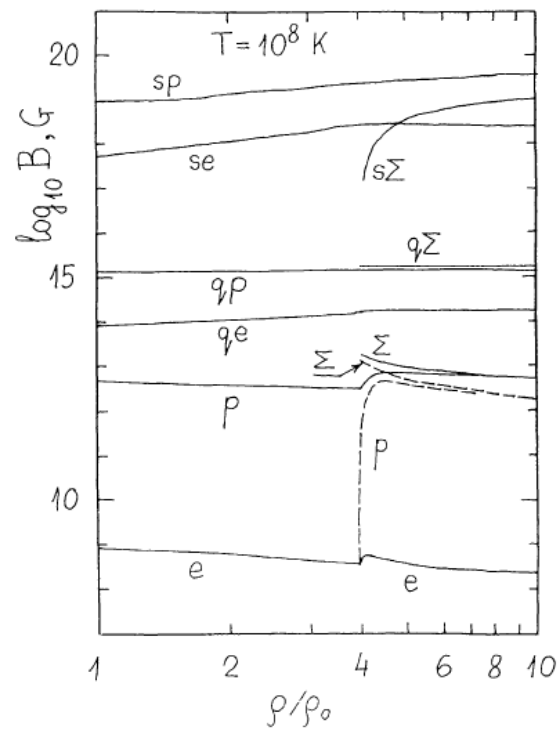


Fig. 3. Density dependence of typical magnetic fields in a neutron star interior at $T = 10^8$ K. B_α is a magnetizing field (Equation (40)) for the cases of normal (solid curves) and superfluid (dash curves) neutrons. When $\rho \leq \rho_c$ and neutrons are superfluid, B_p is equal to B_e and is almost the same as B_e for normal neutrons. $B_{q\alpha}$ is a quantizing field ($\hbar\omega_\alpha = k_B T$), and $B_{s\alpha}$ is a strongly quantizing field ($\hbar\omega_\alpha = k_B T_{F_\alpha}$). Note that $B_\alpha \propto T^2$, $B_{q\alpha} \propto T$, and $B_{s\alpha}$ is temperature-independent.

Yakovlev & Shalybkov *Ap&SS* **176**, 191 (1991)

Короткая версия

Данный стендовый доклад представлен в двух версиях – короткой и расширенной

Короткая версия (следующие 4 слайда) содержит основные результаты работы

- Рассмотрено 39 уравнений состояния нуклонных ядер НЗ.
- Проанализирован разброс значений кинетических коэффициентов
- Для игрушечной модели показано влияние магнитного поля на транспортные коэффициенты. Качественно такие результаты будут для любой разумной модели (скорее всего).
- Тем не менее, выводы – на последнем слайде

Расширенная версия содержит выводы основных выражений, подробный анализ и пояснения. Имеется запись семинарского доклада по данной работе (осторожно, 2 часа) https://youtu.be/4Zo0XsSlBMA

Банк уравнений состояния

20 моделей из CompOSE

6 моделей BSk (20—22; 24—26)

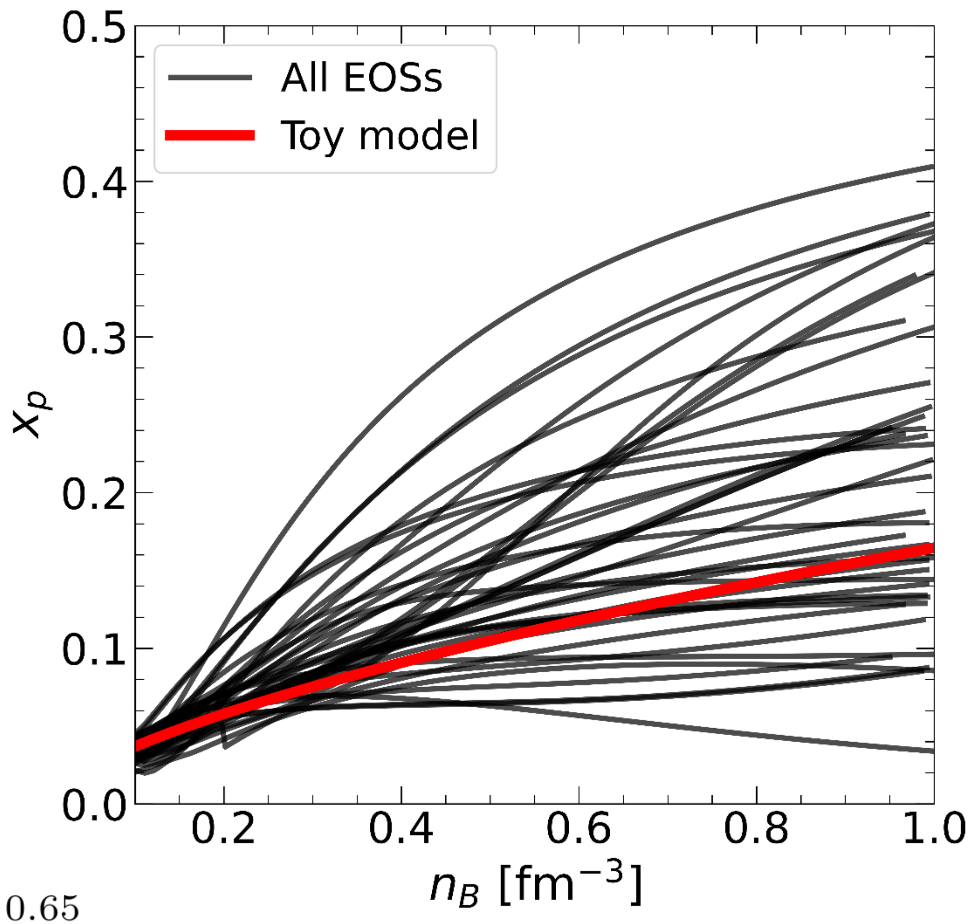
Модель APR и 4 её
параметризации (HHJ)

4 модели PAL

Ещё 4 модели
DDME2, NL3wr, SLy4, BHF (av14+uix)

Итого 39 моделей

Доля протонов



Toy model

$$x_p = 0.05 \left(\frac{n_B}{n_0} \right)^{0.65}$$

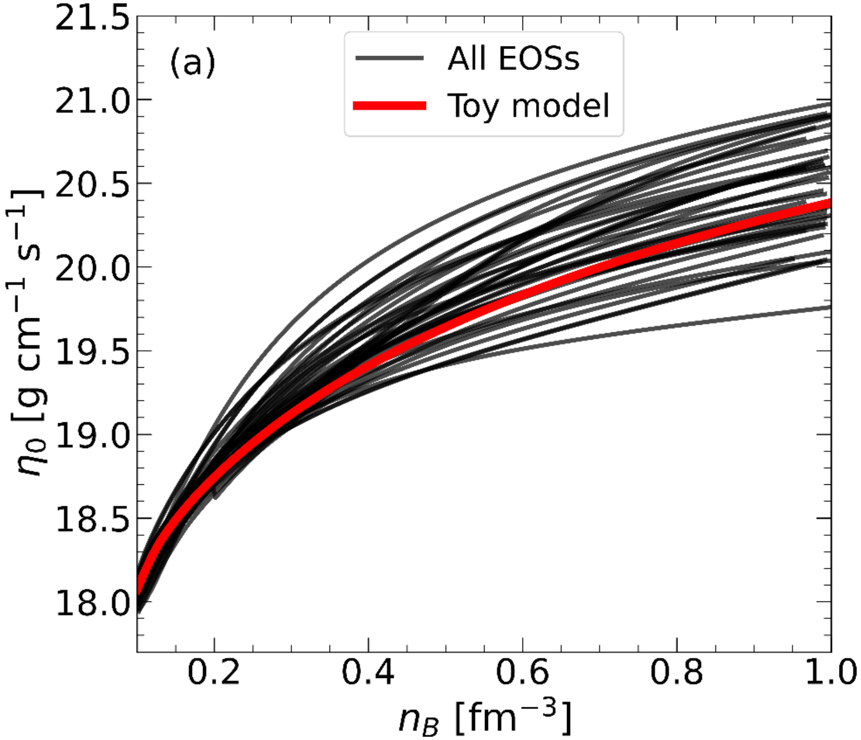
Ofengiem et al. *PRD* **96**, 034002 (2017)

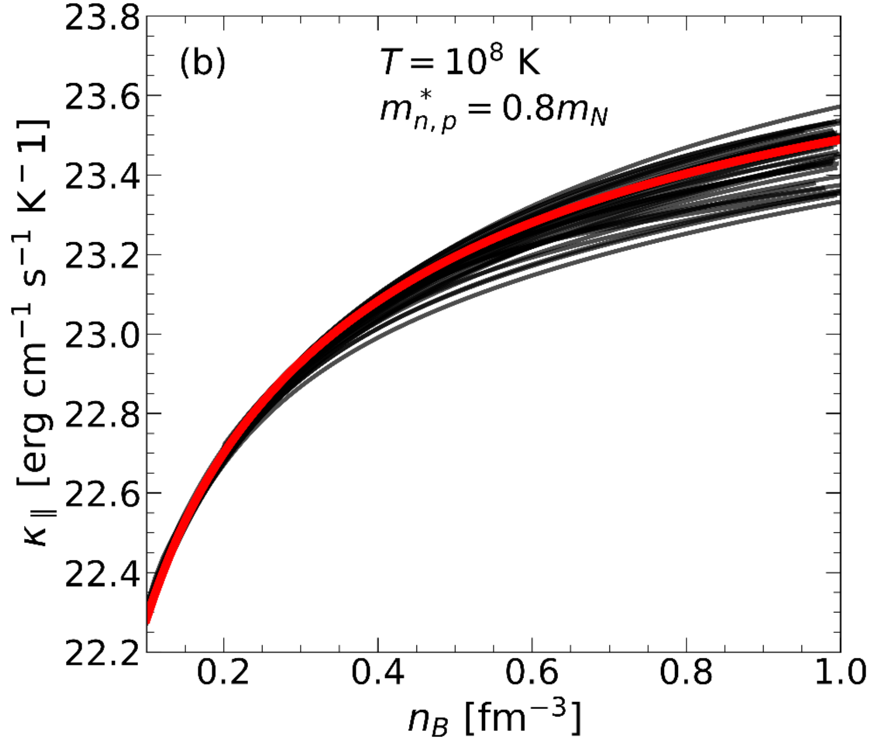
Результаты.

Продольные сдвиговая вязкость и теплопроводность для разных уравнений состояния (вакуумные сечения)

$$\widetilde{\eta}_a = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}}{5}\widetilde{\lambda}_a^{\eta} \qquad \widetilde{\kappa}_a = \frac{\pi^2 n_a T}{3 p_{\mathrm{F}a}}\widetilde{\lambda}_a^{\kappa}$$

$$\eta_0 = \widetilde{\eta}(B=0) \qquad \kappa_{\parallel} = \widetilde{\kappa}(B=0)$$





Результаты.

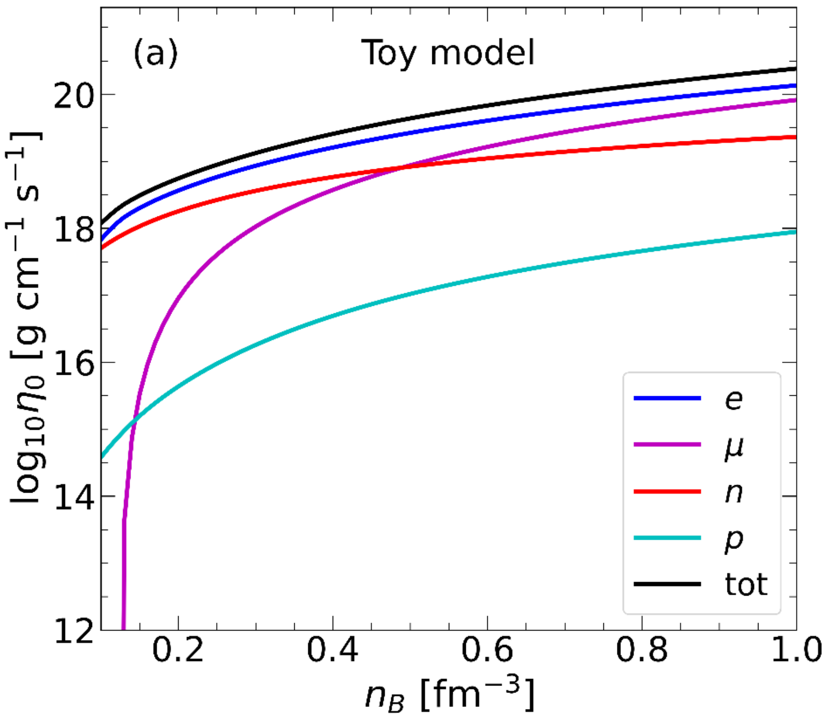
Парциальные вклады в продольную сдвиговую вязкость и теплопроводность

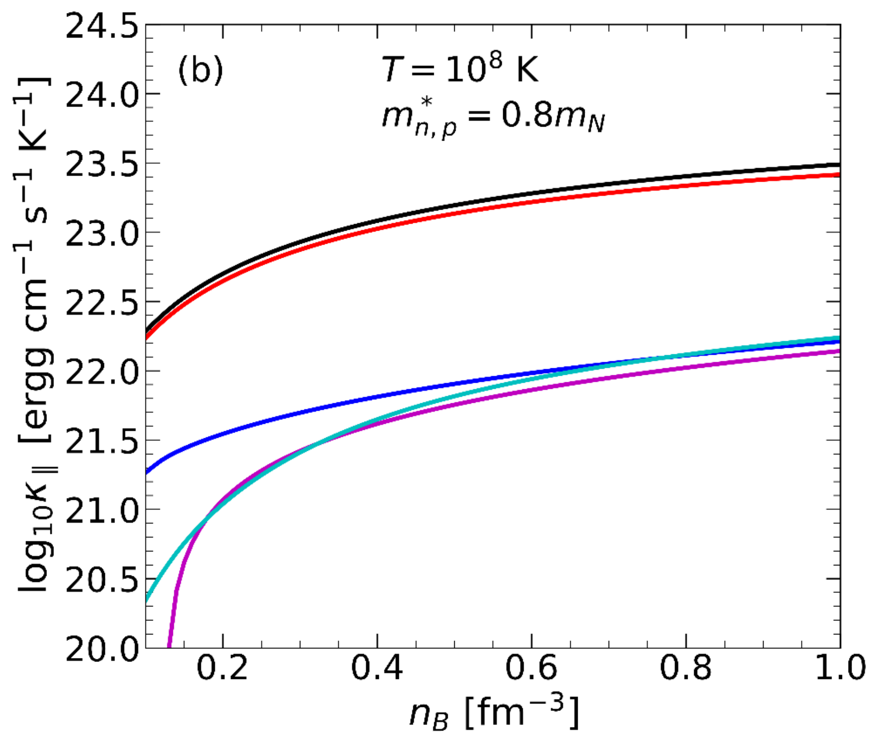
$$\widetilde{\eta}_a = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}}{5}\widetilde{\lambda}_a^{\eta}$$

$$\eta_0 = \widetilde{\eta}(B=0)$$

$$\widetilde{\kappa}_a = \frac{\pi^2 n_a T}{3 p_{\mathrm{F}a}}\widetilde{\lambda}_a^{\kappa}$$

$$\kappa_{\|} = \widetilde{\kappa}(B=0)$$





Доминируют лептоны

Доминируют нейтроны

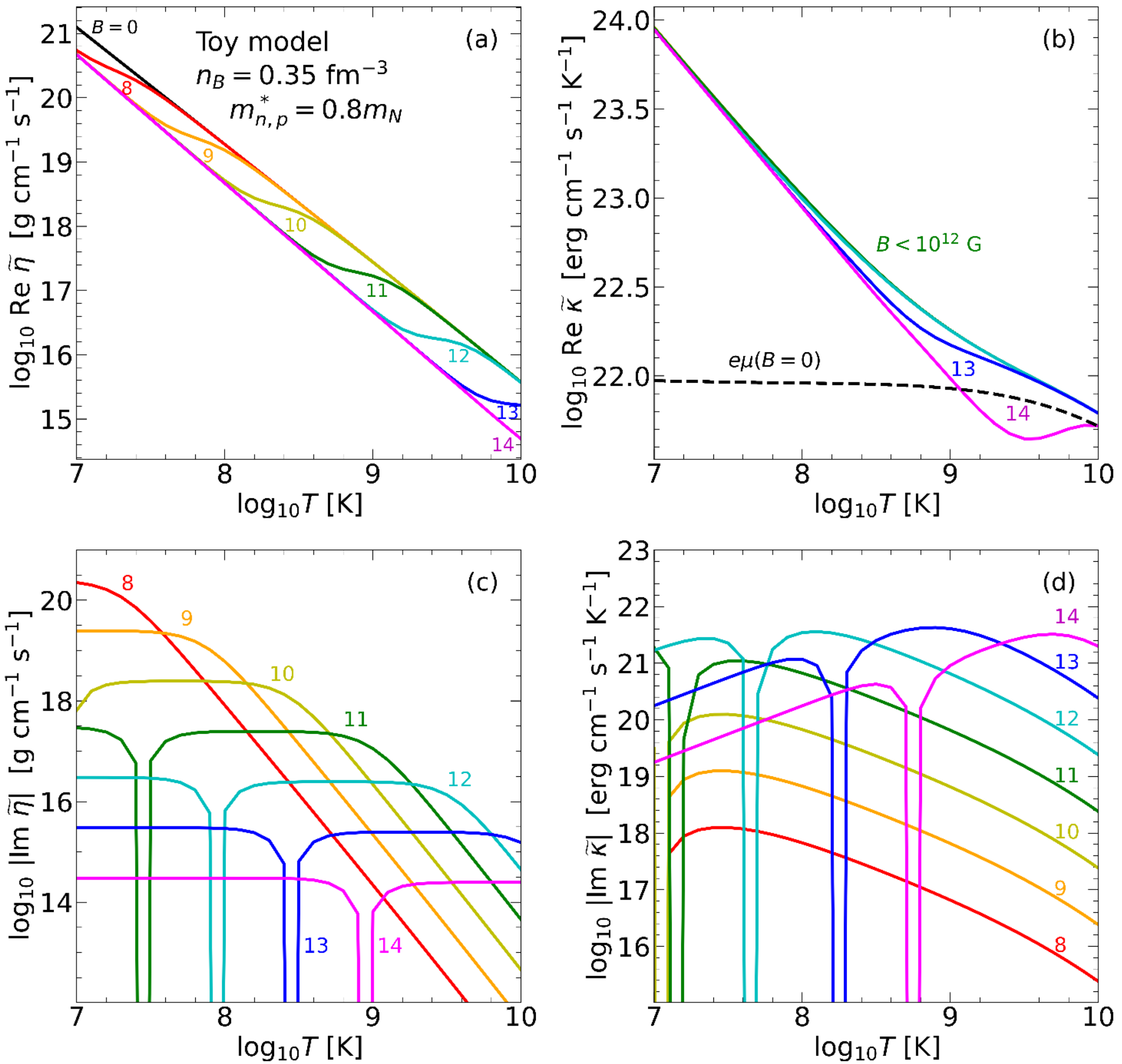
Результаты. Зависимость от T

Изображены поперечные (Re), продольные (B=0) и холловские (Im) компоненты тензоров теплопроводности и сдвиговой вязкости в зависимости от температуры и магнитного поля для характерной плотности в ядре НЗ.

Использовано игрушечное уравнения состояния (слайды 9, 50, 53).

Магнитное поле заметно подавляет поперечные компоненты тензора вязкости

Смысл комплексных Кинетических коэффициентов разъяснен на слайдах 26, 33—34



Выводы

С помощью аппарата неприводимых сферических тензоров описан формализм удобный для вычисления кинетических коэффициентов многокомпонентной Ферми-жидкости ядер нейтронных звёзд в неквантующем магнитном поле

Проанализирован широкий банк уравнений состояния. Построены «подгонки бедняка», позволяющие худо-бедно рассчитать кинетические коэффициенты в ядре НЗ

В отсутствие магнитного поля теплопроводность определяется нейтронами, а сдвиговая вязкость – лептонами

Поэтому в магнитном поле теплопроводность модифицируется слабо, зато вязкость – сильно даже в умеренных магнитных полях

Базы данных уравнений состояния вещества НЗ должны содержать также информацию, позволяющую самосогласованно рассчитать транспортные свойства

Расширенная версия. План.

- Транспортная теория многокомпонентной ферми-жидкости в магнитном поле.
- Тензорные соотношения
- Микроскопические расчёты транспортных сечений для сильных взаимодействий
- Анализ для широкого набора уравнений состояния
- Результаты

Общий формализм транспортной теории ферми-жидкости

- **Кратко описана транспортная теория многокомпонентной релятивистской ферми-жидкости.**
- **Используется метод Чэпмена-Энскога. Рассмотрение ограничено кинетическими коэффициентами первого (линейного) порядка. В этом случае рассмотрение почти не отличается от случая ферми-газа.**
- **Всё сводится к нахождению функции Φ, описывающей отклонение от локального равновесия**

Общий формализм

Теория ферми-жидкости Ландау, $a = 1 \dots r$

Baym & Chin *Nucl. Phys. A* **262**, 527 (1976)

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon_a}{\partial \boldsymbol{p}} \nabla f_a - \left(\frac{\partial \varepsilon_a}{\partial \mathbf{r}} - q_a \left(\boldsymbol{E} + [\boldsymbol{v}_a \times \boldsymbol{B}] \right) \right) \nabla_{\boldsymbol{p}} f_a = I_a[\{f_b\}]$$

$$\varepsilon_a(\boldsymbol{p}) = \varepsilon_a(\boldsymbol{p})[\{f_b(\boldsymbol{p})\}] \qquad \boldsymbol{v}_a(\boldsymbol{p}) = \frac{\partial \varepsilon_a(\boldsymbol{p})}{\partial \boldsymbol{p}} \qquad m_a^* = p_{\mathrm{F}a}/v_{\mathrm{F}a}$$

В локальном равновесии, в собственной с.о. (V=0)

$$f_a^{\mathrm{l.e.}} = f_a^{\mathrm{l.e.}}(\varepsilon_a^{\mathrm{l.e.}}(\boldsymbol{p})) = f_F \left(\frac{\varepsilon_a^{\mathrm{l.e.}}(\boldsymbol{p}) - \mu_a(\boldsymbol{r}, t)}{T(\boldsymbol{r}, t)} \right)$$

Отклонение от равновесия $\partial T, \quad \partial \mu_a, \quad \partial \boldsymbol{V}$

Метод Чэпмена-Энскога: разложение по $\mathrm{Kn} = \lambda / L$

$$f_a = f_a^{\mathrm{eq}} + \delta f_a^{(0)} + \delta f_a^{(1)} + \dots$$

$$\varepsilon_a = \varepsilon_a^{\mathrm{eq}} + \delta \varepsilon_a^{(0)} + \delta \varepsilon_a^{(1)} + \dots$$

Общий формализм

Метод Чэпмена-Энскога

$$f_a^{\text{l.e.}} = f_a^{\text{l.e.}}(\varepsilon_a^{\text{l.e.}}(\boldsymbol{p})) = f_F\left(\frac{\varepsilon_a^{\text{l.e.}}(\boldsymbol{p}) - \mu_a(\boldsymbol{r},t)}{T(\boldsymbol{r},t)}\right)$$

$$f_a(\boldsymbol{p}) = f_a^{\text{l.e.}}(p^\mu_{(a),\text{l.e.}}) + \delta f_a(\boldsymbol{p}) = f_a^{\text{l.e.}}\left(p^\mu_{(a)}\right) + \overline{\delta f_a(\boldsymbol{p})}.$$

Неравновесные потоки

$$\int_{\boldsymbol{p}} \equiv \sum_\sigma \int \frac{d^3\boldsymbol{p}}{(2\pi)^3}$$

Поток тепла

$$\boldsymbol{J}_{(q)} = \sum_a \int_{\boldsymbol{p}} \boldsymbol{v}_a\,(\varepsilon_a - h_a)\,\overline{\delta f}_a$$

Поток частиц

$$\Delta\boldsymbol{j}_{(a)} = \int_{\boldsymbol{p}} \boldsymbol{v}_a\,\overline{\delta f}_a, \qquad \boldsymbol{i}_a = \Delta\boldsymbol{j}_{(a)} - \sum_b \Delta\boldsymbol{j}_{(b)}$$

Тензор вязких напряжений

$$\Pi^{\langle ij\rangle} = \sum_a \int_{\boldsymbol{p}} p^{\langle i} v_a^{j\rangle}\,\overline{\delta f}_a$$

Удобно

$$\overline{\delta f_a(\boldsymbol{p})} \equiv -\frac{1}{T} f_F'(x_a)\Phi_a(\boldsymbol{p}) \qquad \frac{1}{T} f_F'(x_a) \approx -\delta(\varepsilon_a - \mu_a)$$

$\Phi(\boldsymbol{p})$ – искомая функция

$$x_a \equiv \frac{\varepsilon_a - \mu_a}{T}$$

Общий формализм

Линеаризованное кинетическое уравнение (V=0)

$$\overline{\delta f_a(\boldsymbol{p})}^{(1)} \equiv -\frac{1}{T} f_F'(x_a)\Phi_a(\boldsymbol{p})$$

$$-f_F'(x_a)\left\{\frac{\varepsilon_a - h_a}{T}\boldsymbol{v}_a\left(\frac{\nabla T}{T} + \dot{\boldsymbol{V}}\right)\right.$$

$$+\frac{1}{T}\boldsymbol{v}_a\left(\boldsymbol{d}_{(a)} + \frac{h_a}{hn}[\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}]\right)$$

$$+\frac{p_i v_{aj}}{T}V_{ij}$$

$$\left.+\frac{1}{3}(\boldsymbol{p}\boldsymbol{v}_a)\mathrm{div}\boldsymbol{V} - \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\varepsilon_a^{\mathrm{l.e.}} - \mu_a}{T}\right)\right\}$$

$$= \sum_b I_{ab\,\mathrm{lin}}[\Phi] + \frac{q_a}{T} f_F'(x_a)\,[\boldsymbol{v}_a\times\boldsymbol{B}]\,\nabla_{\boldsymbol{p}}\Phi_a(\boldsymbol{p})$$

Теплопроводность

$$\boldsymbol{J}_{(q)} = \sum_a \int_{\boldsymbol{p}} \boldsymbol{v}_a\,(\varepsilon_a - h_a)\,\overline{\delta f}_a$$

Диффузия

$$\Delta\boldsymbol{j}_{(a)} = \int_{\boldsymbol{p}} \boldsymbol{v}_a\,\overline{\delta f}_a$$

Сдвиговая вязкость

$$\Pi^{\langle ij\rangle} = \sum_a \int_{\boldsymbol{p}} p^{\langle i}v_a^{j\rangle}\,\overline{\delta f}_a$$

Объемная вязкость

Тензор скоростей деформации

$$V_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\mathrm{div}\boldsymbol{V}\right)$$

Обобщённая сила диффузии

$$\boldsymbol{d}_{(a)} = T\nabla\frac{\mu_a}{T} - T\frac{h_a}{h}\sum_b y_b\nabla\frac{\mu_b}{T} - q_a\boldsymbol{E} \qquad \sum_a n_a\boldsymbol{d}_{(a)} = 0$$

Уравнения линейные

$$\Phi_a(\boldsymbol{p}) = \sum_k \hat{\mathcal{G}}_k^a(\boldsymbol{p})\cdot\mathcal{X}_k$$

$\mathcal{X}_k$ – т/д силы

Общий формализм

Линейные соотношения

$$\Phi_a(\boldsymbol{p}) = \sum_k \hat{\mathcal{G}}_k^a(\boldsymbol{p}) \cdot \mathcal{X}_k$$

Производство энтропии

$$T\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = T\varsigma = -\sum_{k=\zeta,\eta,q,Da} \mathcal{Y}_k \cdot \mathcal{X}_k = -\sum_a \int_{\boldsymbol{p}} \Phi_a(\boldsymbol{p}) I_a\left[\{\Phi_b\}\right]$$

Кинетические коэффициенты

$$\mathcal{Y}_k = -\sum_{k'} \hat{L}_{kk'} \mathcal{X}_{k'}$$

$\mathcal{X}_k$ – термодинамические силы

$\mathcal{Y}_k$ – термодинамические потоки

План

- Транспортная теория многокомпонентной ферми-жидкости в магнитном поле.
- Тензорные соотношения
- Микроскопические расчёты транспортных сечений для сильных взаимодействий
- Анализ для широкого набора уравнений состояния
- Результаты

Тензорные соотношения.

- **Задача в магнитном поле обладает аксиальной симметрией**
- **Оператор взаимодействия с магнитным полем для частиц плазмы имеет простейший вид, определяющийся поступательным движением**
- **Это позволяет диагонализовать уравнения с помощью разложения по сферическим функциям**
- **Тензорный характер величин в таком случае удобно описывать в формализме неприводимых сферических тензоров**
- **Как результат, уравнения с различными магнитными квантовыми числами m расцепляются. Более того, разным m отвечает скейлинг $B \to mB$, что позволяет решать уравнения только для $m = 1$. Т.о. все компоненты тензорных транспортных коэффициентов определяются одной функцией B и соотношениями скейлинга.**

Тензорная структура

Магнитный оператор

$$\frac{q_a}{T} f_F'(x_a)\,[\boldsymbol{v}_a \times \boldsymbol{B}]\,\nabla_{\boldsymbol{p}} \Phi_a(\boldsymbol{p}) = -i\frac{q_a v_a}{pT} f_F'(x_a)(\boldsymbol{B}\cdot\hat{\boldsymbol{\ell}}_{\boldsymbol{p}})\Phi_a(\boldsymbol{p})$$

$$\hat{\boldsymbol{\ell}}_{\boldsymbol{p}} = -i\,[\boldsymbol{p}\times\nabla_{\boldsymbol{p}}]$$

Разложение по сферическим гармоникам

$$\Phi_a(\boldsymbol{p}) = \sum_{\ell m} (\Phi_a)_{\ell m}\,(p) Y^*_{\ell m}(\hat{\boldsymbol{p}})$$

$$I_a[\{\Phi_b\}] = \sum_{\ell m \ell' m'} I_a[\{(\Phi_b)_{\ell' m'}\}]^{\ell m}_{\ell' m'} Y^*_{\ell m}(\hat{\boldsymbol{p}}).$$

Изотропный случай

$$I_a^\ell[\{(\Phi_b)_{\ell' m'}\}]^{\ell m}_{\ell' m'} = I_a^\ell[\{(\Phi_b)_{\ell m}\}]\delta_{\ell\ell'}\delta_{mm'}$$

Удобно направить ось Z вдоль ***B*** – диагонализация уравнений

Неприводимые сферические тензоры

Диада

$$U_iV_j = \frac{\mathbf{U}\cdot\mathbf{V}}{3}\delta_{ij} + \frac{(U_iV_j - U_jV_i)}{2} + \left(\frac{U_iV_j + U_jV_i}{2} - \frac{\mathbf{U}\cdot\mathbf{V}}{3}\delta_{ij}\right).$$

$$9 = 1 \oplus 3 \oplus 5$$

Вектор – тензор 1 ранга

$$Y_{10} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\frac{z}{r} \to T_{10} = V_z$$

$$Y_{1\pm1} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\frac{x \pm iy}{\sqrt{2}r} \to T_{1\pm1} = \mp\frac{V_x \pm iV_y}{\sqrt{2}}$$

Тензор 2 ранга

$$Y_{2\pm2} = \sqrt{\frac{15}{32\pi}}\frac{(x \pm iy)^2}{r^2} \to T_{2\pm2} = (V_x \pm iV_y)^2 = V_xV_x - V_yV_y \pm i(V_xV_y + V_yV_x) = T_{xx} - T_{yy} \pm 2iT_{xy}$$

Левая часть кинетического уравнения через неприводимые сферические тензоры

$$-\frac{1}{T}f_F'(x)\sum_k \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell_k + 1}} D_k^a(p)\left(Y_{\ell_k}(\hat{\boldsymbol{p}}) \cdot (\mathcal{X}_k)_{\ell_k}\right)$$

$$\left(Y_{\ell_k}(\hat{\boldsymbol{p}}) \cdot (\mathcal{X}_k)_{\ell_k}\right) = \sum_{m=-\ell_k}^{\ell_k} Y^*_{\ell_k m}(\hat{\boldsymbol{p}})(\mathcal{X}_k)_{\ell_k m}$$

Force (k)	ℓ	D_k^a
κ	1	$v_a(\varepsilon_a - h_a)$
η	2	$\sqrt{2/3}\,(pv_a)$
Da	1	v_a

Тензорная структура

Расцепление уравнений с разными ℓ

$$m = -\ell \ldots \ell$$

$$-\frac{1}{T} f_F'(x) \sum_{k|\ell_k=\ell} \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} D_k^a(p) (\mathcal{X}_k)_{\ell m} = I_a^\ell [\{(\Phi_b)_{\ell m}\}] + i \frac{1}{T} f_F'(x) m \omega_{\mathrm{B}a}(p) (\Phi_a)_{\ell m}$$

гирочастота

$$\omega_{\mathrm{B}a} = \frac{q_a B v_a}{p}.$$

$$(\Phi_a)_{\ell m}(p) = \sum_k (\mathcal{G}_k^a(p))_{\ell m} (\mathcal{X}_k)_{\ell m}$$

$$(\mathcal{Y}_k)_{\ell m} = -\sum_a \int_{\boldsymbol{p}} \frac{1}{T} f_F'(x) \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} D_k^a(p) Y_{\ell m}(\hat{\boldsymbol{p}}) \Phi_a(\boldsymbol{p}) = -\sum_{k'} L_{\ell m}^{kk'} (\mathcal{X}_{k'})_{\ell m}$$

$2\ell + 1$ кинетический коэффициент

$$L_{\ell m}^{kk'} = \sum_a \frac{g_{sa}}{2\pi^2} \int p^2 dp \frac{f_F'(x)}{T} \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} D_k^a(p) (\mathcal{G}_{k'}^a(p))_{\ell m}$$

“Скейлинг”

$$(\Phi_a(B))_{\ell m} = (\Phi_a(mB))_{\ell 1}$$

Все $2\ell + 1$ коэффициентов описываются одной функцией B

$$\widetilde{L}_{kk'}(B) \equiv L_{\ell_k 1}^{kk'}(B)$$

Тензорная структура

Произвольная ориентация системы координат

$$\hat{\boldsymbol{b}} = \frac{\boldsymbol{B}}{B}$$

$$\begin{aligned}
(\mathcal{Y}_k)_{\ell m} &= \sum_{k'm'm''} \left(\mathcal{D}^{\ell}_{mm'}(\hat{\boldsymbol{b}},0)\right)^* L^{kk'}_{\ell m'} \, (\mathcal{X}_{k'})_{\ell m''} \, \mathcal{D}^{\ell}_{m''m'}(\hat{\boldsymbol{b}},0) \\
&= \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} \sum_{k'} \sum_{K=0}^{2\ell} L^{kk'}_{K} \left[(\mathcal{X}_{k'})_\ell \otimes Y_K(\hat{\boldsymbol{b}})\right]_{\ell m}
\end{aligned}$$

$$\left[(\mathcal{X}_{k'})_\ell \otimes Y_K(\hat{\boldsymbol{b}})\right]_{\ell m} = \sum_{m''Q} C^{\ell m}_{\ell m'' KQ} \, (\mathcal{X}_{k'})_{\ell m''} \, Y_{KQ}(\hat{\boldsymbol{b}})$$

Другой набор из $2\ell + 1$ кинетического коэффициента

$$L^{kk'}_{K} = \sum_{m} (-1)^{\ell-m} C^{K0}_{\ell m \ell -m} L^{kk'}_{\ell m}$$

Связь с декартовым формализмом

Компоненты тензорных кинетических коэффициентов выражаются через одну комплексную функцию магнитного поля

$$\boldsymbol{J}_q = -\begin{pmatrix} \kappa_\perp & \kappa_\Lambda & 0 \\ -\kappa_\Lambda & \kappa_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{||} \end{pmatrix} \nabla T$$

$$\begin{aligned} \kappa_{||} &= \widetilde{\kappa}(B=0), \\ \kappa_\perp &= \mathrm{Re}\,\widetilde{\kappa}(B), \\ \kappa_\Lambda &= -\mathrm{Im}\,\widetilde{\kappa}(B), \end{aligned}$$

Лифшиц, Питаевский «Физическая кинетика»

Соответственно числу тензоров (13,17) газ в магнитном поле характеризуется в общем случае семью независимыми коэффициентами вязкости. Определим их как коэффициенты в следующем выражении тензора вязких напряжений:

$$\begin{aligned} \sigma'_{\alpha\beta} = 2\eta\left(V_{\alpha\beta} - \frac{1}{3}\delta_{\alpha\beta}\operatorname{div}\mathbf{V}\right) + \zeta\delta_{\alpha\beta}\operatorname{div}\mathbf{V} + \\ + \eta_1(2V_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}\operatorname{div}\mathbf{V} + \delta_{\alpha\beta}V_{\gamma\delta}b_\gamma b_\delta - 2V_{\alpha\gamma}b_\gamma b_\beta - \\ - 2V_{\beta\gamma}b_\gamma b_\alpha + b_\alpha b_\beta \operatorname{div}\mathbf{V} + b_\alpha b_\beta V_{\gamma\delta}b_\gamma b_\delta) + \\ + 2\eta_2(V_{\alpha\gamma}b_\gamma b_\beta + V_{\beta\gamma}b_\gamma b_\alpha - 2b_\alpha b_\beta V_{\gamma\delta}b_\gamma b_\delta) + \\ + \eta_3(V_{\alpha\gamma}b_{\beta\gamma} + V_{\beta\gamma}b_{\alpha\gamma} - V_{\gamma\delta}b_{\alpha\gamma}b_\beta b_\delta - V_{\gamma\delta}b_{\beta\gamma}b_\alpha b_\delta) + \\ + 2\eta_4(V_{\gamma\delta}b_{\alpha\gamma}b_\beta b_\delta + V_{\gamma\delta}b_{\beta\gamma}b_\alpha b_\delta) + \zeta_1(\delta_{\alpha\beta}V_{\gamma\delta}b_\gamma b_\delta + b_\alpha b_\beta \operatorname{div}\mathbf{V}) \quad (13,18) \end{aligned}$$

($V_{\alpha\beta}$ определено в (6,12)). Оно составлено таким образом, что $\eta, \eta_1, \ldots, \eta_4$ стоят коэффициентами при тензорах, обращающихся в нуль при упрощении по индексам α, β. Коэффициенты же ζ

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \widetilde{\eta}(B=0), \\ \eta_1 &= \mathrm{Re}\,\widetilde{\eta}(2B), \\ \eta_3 &= -\mathrm{Im}\,\widetilde{\eta}(2B), \\ \eta_2 &= \mathrm{Re}\,\widetilde{\eta}(B), \\ \eta_4 &= -\mathrm{Im}\,\widetilde{\eta}(B). \end{aligned}$$

Приближение времени релаксации

- **Наиболее наглядно результаты выглядят в приближении времени релаксации (для ядер НЗ оно не применимо, но структура та же).**
- **Рассмотрена, для простоты, однокомпонентная система.**
- **Вырожденность вещества позволяет поместить все частицы на ферми-поверхность и получить особенно простые выражения.**

Приближение времени релаксации

$$-\frac{1}{T}f_F'(x)\sum_{k|\ell_k=\ell}\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}}D_k^a(p)(\mathcal{X}_k)_{\ell m}=I_a^\ell[\{(\Phi_b)_{\ell m}\}]+i\frac{1}{T}f_F'(x)m\omega_{\mathrm{B}a}(p)(\Phi_a)_{\ell m}$$

$$(\Phi_a)_{\ell m}(p)=\sum_k(\mathcal{G}_k^a(p))_{\ell m}(\mathcal{X}_k)_{\ell m}.$$

Приближение времени релаксации

$$I_a^\ell[\Phi_a]=\frac{1}{T}f_F'(x_a)\frac{(\Phi_a)_{\ell m}}{\tau_a^{(\ell)}(\varepsilon_a)}.$$

Решение

$$(\mathcal{G}_k^a(p))_{\ell m}=-\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}}D_k^a(p)\frac{\tau_a^{(\ell)}}{1+im\omega_{\mathrm{B}a}\tau_a^{(\ell)}},$$

Кинетические коэффициенты

$$L_{\ell m}^{kk'}=\sum_a\frac{g_{sa}}{2\pi^2}\int p^2dp\,\frac{f_F'(x)}{T}\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}}D_k^a(p)\,(\mathcal{G}_{k'}^a(p))_{\ell m}$$

В вырожденном веществе

$$\omega_{\mathrm{BF}a}=\frac{q_aB}{m_a^*}$$

Теплопроводность, $\ell=1$

$$\widetilde{\kappa}=\frac{\pi^2n_aT}{3m_a^*}\frac{\tau_a^{(1)}(\mu_a)}{1+i\omega_{\mathrm{BF}a}\tau_a^{(1)}(\mu_a)}$$

Сдвиговая вязкость, $\ell=2$

$$\widetilde{\eta}=\frac{n_ap_{\mathrm{F}a}^2}{5m_a^*}\frac{\tau_a^{(2)}(\mu_a)}{1+i\omega_{\mathrm{BF}a}\tau_a^{(2)}(\mu_a)}$$

Приближение времени релаксации

$$\widetilde{\kappa} = \frac{\pi^2 n_a T}{3m_a^*} \frac{\tau_a^{(1)}(\mu_a)}{1 + i\omega_{\mathrm{BF}a}\tau_a^{(1)}(\mu_a)}$$

$$\widetilde{\eta} = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}^2}{5m_a^*} \frac{\tau_a^{(2)}(\mu_a)}{1 + i\omega_{\mathrm{BF}a}\tau_a^{(2)}(\mu_a)}$$

Холловский параметр $x_{\mathrm{Hall}} = \omega_{\mathrm{BF}a}\tau_a(\mu_a)$

Сильная замагниченность

$$x_{\mathrm{Hall}} \gg 1$$

$$\kappa_\perp = \frac{\pi^2 n_a T}{3m_a^*} \frac{1}{\omega_{\mathrm{BF}a}^2 \tau_a^{(1)}(\mu_a)} \propto B^{-2}$$

$$\kappa_\Lambda = \frac{\pi^2 n_a T}{3m_a^*} \frac{1}{\omega_{\mathrm{BF}a}} \propto B^{-1}$$

$$\eta_1 = \frac{\eta_2}{4} = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}^2}{5m_a^*} \frac{1}{4\omega_{\mathrm{BF}a}^2 \tau_a^{(2)}(\mu_a)}$$

$$\eta_3 = \frac{\eta_4}{2} = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}^2}{5m_a^*} \frac{1}{2\omega_{\mathrm{BF}a}}$$

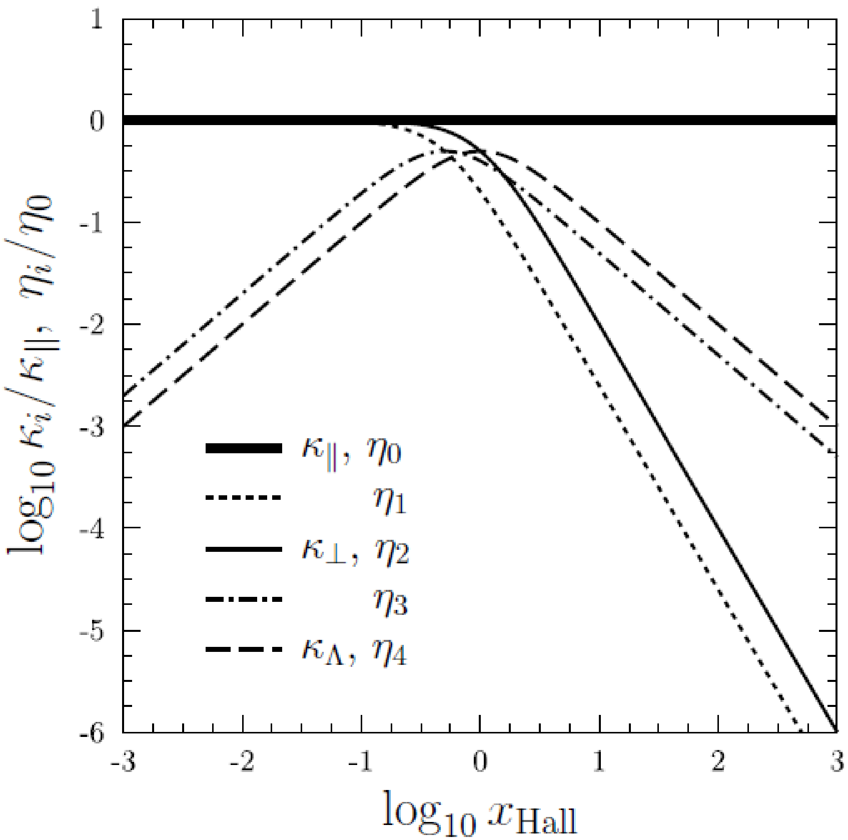


Fig. 1 Thermal conductivity components ($\kappa_\parallel$, $\kappa_\perp$, κ_Λ) in units of $\kappa_\parallel$ and shear viscosity components ($\eta_0, \ldots, \eta_4$) in units of η_0 in relaxation-time approximation as function of the Hall parameter x_{Hall}, eq. (129), see text for details.

Случай многокомпонентного ядерного вещества.

- Для ядер НЗ приближение времени релаксации не применимо. Необходимо рассматривать более сложную форму интеграла столкновений.
- Оказывается (но это не точно), что достаточно ограничиться т.н. простейшим вариационным приближением при решении системы линеаризованных кинетических уравнений. В этом случае вместо одного уравнения на время релаксации возникает система уравнений на эффективные времена релаксации. В НЗ удобнее пользоваться длинами свободного пробега.
- Возникает система линейных уравнений на длины свободного пробега, матрицу которой можно назвать «транспортной матрицей».
- Вклад магнитное поля сводится к добавлению мнимой части к диагональным элементам транспортной матрицы. Это позволяет ввести комплексные «длины свободного пробега» и комплексные кинетические коэффициенты. Компоненты тензорных кин. коэффициентов выражаются через эти комплексные величины простым образом.

Многокомпонентная ферми-жидкость

Интеграл столкновений

$$I_a[\{f_b\}] = \sum_b I_{ab}$$

$$I_{ab}[f] = -\frac{1}{1+\delta_{ab}} \int_{\boldsymbol{p}_{1'}} \int_{\boldsymbol{p}_2} \int_{\boldsymbol{p}_{2'}} w_{ab}(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2; \boldsymbol{p}_{1'}, \boldsymbol{p}_{2'}) \left[f_1 f_2 (1-f_{1'})(1-f_{2'}) - (1-f_1)(1-f_2) f_{1'} f_{2'}\right]$$

$$w_{ab} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P' - P) |T_{ab}(12 \to 1'2')|^2$$

**Линеаризация,
разложение по сферическим гармоникам**

$$I_a^\ell[\{(\Phi_b)_{\ell m}\}] = \sum_b I_{ab}^\ell[\{(\Phi_b)_{\ell m}\}]$$

$$\begin{aligned} I_{ab}^\ell \quad &= \quad -\frac{1}{T(1+\delta_{ab})} \int_{\boldsymbol{p}_{1'}} \int_{\boldsymbol{p}_2} \int_{\boldsymbol{p}_{2'}} w_{ab}(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \boldsymbol{p}_{1'}, \boldsymbol{p}_{2'}) \mathcal{F}_{ab} \\ &\times \quad \left[(\Phi_a(p_1))_{\ell m} + (\Phi_b(p_2))_{\ell m} \mathcal{P}_\ell(\hat{\boldsymbol{p}}_1 \hat{\boldsymbol{p}}_2) - (\Phi_a(p_{1'}))_{\ell m} \mathcal{P}_\ell(\hat{\boldsymbol{p}}_1 \hat{\boldsymbol{p}}_{1'}) - (\Phi_b(p_{2'}))_{\ell m} \mathcal{P}_\ell(\hat{\boldsymbol{p}}_1 \hat{\boldsymbol{p}}_{2'})\right] \end{aligned}$$

Блокирующий фактор

$$\mathcal{F}_{ab} = f_1^{\mathrm{eq}} f_2^{\mathrm{eq}} (1 - f_{1'}^{\mathrm{eq}})(1 - f_{2'}^{\mathrm{eq}})$$

Anderson et al. (1987)

$$\mathrm{d}\boldsymbol{p} = m^* p_F T \mathrm{d}x \mathrm{d}\Omega_{\boldsymbol{p}} \qquad x = \frac{\varepsilon - \mu}{T} \to -\infty \ldots \infty$$

Схема решения

Кинетическое уравнение

$$X = (\hat{L} + \hat{M})\Phi$$

Скалярное произведение

$$\langle \Psi | \Phi \rangle = \int_{\boldsymbol{p}} \Psi(\boldsymbol{p})^* \Phi(\boldsymbol{p})$$

Разложение по пробным функциям

$$\Phi = \sum_{n=1}^{N} c_n \Phi_n$$

Метод Бубнова-Галёркина

$$\langle \Phi_n | X \rangle = \sum_m \langle \Phi_n | \hat{L} + \hat{M} | \Phi_m \rangle c_m$$

В немагнитном случае это вариационный метод

$$\langle \Phi | X \rangle = \langle \Phi | \hat{L} | \Phi \rangle = -T\varsigma \leq 0$$

Для Ферми-систем можно получить точные решения

Brooker and Sykes, 1968; Hojgard Jensen et al., 1968
Fowers and Itoh, 1979; Anderson et al., 1987; Pethick, Schwenk 2009

Простейшее приближение. Транспортная матрица

$$-\frac{1}{T}f_F'(x)\sum_{k|\ell_k=\ell}\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}}D_k^a(p)(\mathcal{X}_k)_{\ell m}=I_a^\ell[\{(\Phi_b)_{\ell m}\}]+i\frac{1}{T}f_F'(x)m\omega_{\mathrm{B}a}(p)(\Phi_a)_{\ell m}$$

Квазичастицы на ферми-поверхности

$$\mathrm{d}\boldsymbol{p}=m^*p_F T\mathrm{d}x\mathrm{d}\Omega_{\boldsymbol{p}}$$

$$x=\frac{\varepsilon-\mu}{T}\to-\infty\ldots\infty \qquad h\approx\mu \qquad \frac{1}{T}f_F'(x_a)\approx-\delta(\varepsilon_a-\mu_a)$$

Интеграл столкновений сохраняет чётность по x

Простейшее «вариационное» решение

$$\left(\Phi_a^k(p_1)\right)_{\ell 1}=-\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}}\widetilde{D}_k(p_{\mathrm{F}a})\widetilde{\lambda}_a^k\widetilde{X}_k(x_1)\left(\mathcal{X}_k\right)_{\ell 1}$$

Force (k)	ℓ	D_k^a	$\widetilde{D}_k$	$\widetilde{X}_k$	ξ_k
κ	1	$v_a(\varepsilon_a-h_a)$	T	x	-1
η	2	$\sqrt{2/3}\,(pv_a)$	$\sqrt{2/3}\,p_{\mathrm{F}a}$	1	$+1$
Da	1	v_a	1	1	$+1$

Теплопроводность

$$(\Phi_a^\kappa(p_1))_{1+1}=-\sqrt{\frac{4\pi}{3}}T\widetilde{\lambda}_a^\kappa x_1\left(\frac{\nabla T}{T}+\dot{\boldsymbol{V}}\right)_{1+1}$$

Простейшее приближение. Транспортная матрица

$$-\frac{1}{T}f_F'(x)\sum_{k|\ell_k=\ell}\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}}D_k^a(p)(\mathcal{X}_k)_{\ell m} = I_a^\ell[\{(\Phi_b)_{\ell m}\}]+i\frac{1}{T}f_F'(x)m\omega_{\mathrm{B}a}(p)(\Phi_a)_{\ell m}$$

$$(\Phi_a^k(p_1))_{\ell 1} = -\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}}\widetilde{D}_k(p_{\mathrm{F}a})\widetilde{\lambda}_a^k\widetilde{X}_k(x_1)\,(\mathcal{X}_k)_{\ell 1}$$

Вариационный параметр (комплексная длина свободного пробега) $\lambda_a^k = \tau_a^k v_{\mathrm{F}a}$

$$\langle\Phi_n|X\rangle = \sum_{m=1}^{N}\langle\Phi_n|\hat{L}|\Phi_m\rangle c_m \rightarrow \quad 1 = \sum_b\left(\Lambda_{ab}^k\widetilde{\lambda}_a^k + {\Lambda'}_{ab}^k\widetilde{\lambda}_b^k\right) + i\frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}}\widetilde{\lambda}_a^k$$

Транспортная матрица

$$1 = \left(\Lambda_a^k + i\frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}}\right)\widetilde{\lambda}_a^k + \sum_{b\neq a}{\Lambda'}_{ab}^k\widetilde{\lambda}_b^k,$$

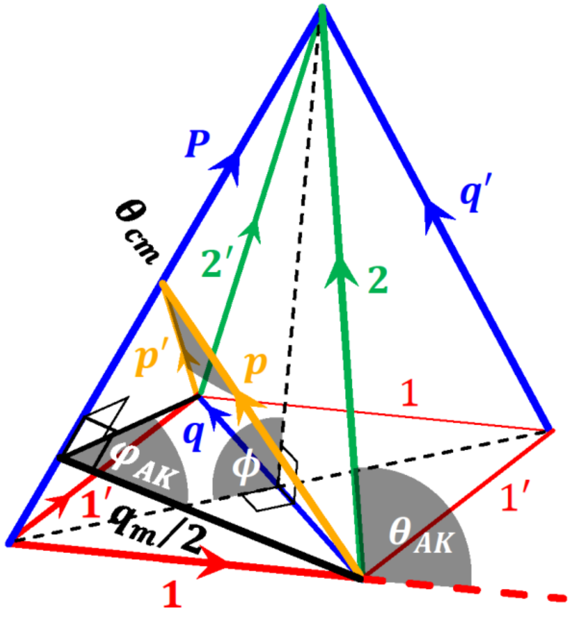
$$\Lambda_a^k = \sum_b\Lambda_{ab}^k + {\Lambda'}_{aa}^k.$$

Теплопроводность $\quad \widetilde{\kappa}_a = \frac{\pi^2 n_a T}{3p_{\mathrm{F}a}}\widetilde{\lambda}_a^\kappa$

Вязкость $\quad \widetilde{\eta}_a = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}}{5}\widetilde{\lambda}_a^\eta$

Транспортная матрица

$$1 = \sum_b \left(\Lambda^k_{ab} \widetilde{\lambda}^k_a + \Lambda'^k_{ab} \widetilde{\lambda}^k_b \right) + i \frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}} \widetilde{\lambda}^k_a \qquad k = \kappa,\ \eta$$



Явные выражения

$$\Lambda^\kappa_{ab} = \frac{3T^2 m_a^{*2} m_b^{*2}}{4\pi^4 p_{\mathrm{F}a}^2} \int_w \left\langle \left(\frac{w^2}{\pi^2} + \left[\frac{1}{3} - \frac{w^2}{6\pi^2} \right] \frac{q^2}{p_{\mathrm{F}a}^2} \right) \mathcal{Q}_{ab} \right\rangle$$

$$\Lambda'^\kappa_{ab} = -\frac{3T^2 m_a^{*2} m_b^{*2}}{4\pi^4 p_{\mathrm{F}a}^2} \int_w \frac{w^2}{\pi^2} \left\langle \left(\frac{\boldsymbol{p}_1(\boldsymbol{p}_2 + \boldsymbol{p}_{2'})}{2p_{\mathrm{F}a} p_{\mathrm{F}b}} \right) \mathcal{Q}_{ab} \right\rangle,$$

$$\Lambda^\eta_{ab} = \frac{3T^2 m_a^{*2} m_b^{*2}}{4\pi^4 p_{\mathrm{F}a}^2} \int_w \left\langle \frac{q^2}{p_{\mathrm{F}a}^2} \left(1 - \frac{q^2}{4p_{\mathrm{F}a}^2} \right) \mathcal{Q}_{ab} \right\rangle$$

$$\Lambda'^\eta_{ab} = -\frac{3T^2 m_a^{*2} m_b^{*2}}{4\pi^4 p_{\mathrm{F}a}^2} \int_w \left\langle \frac{q^2}{p_{\mathrm{F}a}^2} \left(\frac{\boldsymbol{p}_1(\boldsymbol{p}_2 + \boldsymbol{p}_{2'})}{2p_{\mathrm{F}a} p_{\mathrm{F}b}} \right) \mathcal{Q}_{ab} \right\rangle$$

$$\mathcal{Q}_{ab} = \frac{1}{4(1+\delta_{ab})} \sum_{\mathrm{spins}} |T_{ab}(12 \to 1'2')|^2 \qquad \int_w = \int_0^\infty \mathrm{d}w \frac{(w/2)^2}{\sinh^2(w/2)}$$

$$\boldsymbol{q} = \boldsymbol{p}_{1'} - \boldsymbol{p}_1$$

$$\langle A(\{\boldsymbol{p}_i\}) \rangle = \frac{p_1 p_2 p_{1'} p_{2'}}{16\pi^2} \int \mathrm{d}\hat{\boldsymbol{p}}_1 \mathrm{d}\hat{\boldsymbol{p}}_{1'} \mathrm{d}\hat{\boldsymbol{p}}_2 \mathrm{d}\hat{\boldsymbol{p}}_{2'}\ A(\{\boldsymbol{p}_i\}) \delta(\boldsymbol{p}_{1'} + \boldsymbol{p}_{2'} - \boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p}_2)$$

$$w = \frac{\varepsilon_{1'} - \varepsilon_1}{T}$$

Общая структура

$$\Lambda^k_{ab} \propto m_a^{*2} m_b^{*2} \langle D^k(\Omega, w) \mathcal{Q}_{ab} \rangle$$

Простейшее приближение. Диффузия

$$-\frac{1}{T}f_F'(x_a)\boldsymbol{v}_a\left(\boldsymbol{d}_{(a)}+\frac{h_a}{hn}[\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}]\right)=\sum_b I_{ab\,\mathrm{lin}}[\Phi]+\frac{q_a}{T}f_F'(x_a)\,[\boldsymbol{v}_a\times\boldsymbol{B}]\,\nabla_{\boldsymbol{p}_1}\Phi_a(\boldsymbol{p}_1)$$

Простейшее приближение

$$\Phi_a(\boldsymbol{p}_1)=\boldsymbol{p}_1\boldsymbol{w}_{(a)}$$

Диффузионая скорость

$$\Delta\boldsymbol{j}_{(a)}=n_a\boldsymbol{w}_{(a)}$$

Умножим на p_1 и проинтегрируем

Получим обобщённый закон Ома

$$n_a\left(\boldsymbol{d}_{(a)}+\frac{h_a}{hn}\,[\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}]\right)=\int_{\boldsymbol{p}_1}\boldsymbol{p}_1 I_a[\{\Phi_b\}]+q_a\left[\Delta\boldsymbol{j}_{(a)}\times\boldsymbol{B}\right]=\sum_b J_{ab}(\boldsymbol{w}_b-\boldsymbol{w}_a)+n_a q_a[\boldsymbol{w}_a\times\boldsymbol{B}]$$

$$\boldsymbol{d}_{(a)}=T\nabla\frac{\mu_a}{T}-T\frac{h_a}{h}\sum_b y_b\nabla\frac{\mu_b}{T}-q_a\boldsymbol{E}$$

Скорости передачи импульса

$$J_{ab}=\frac{T^2 m_a^{*2}m_b^{*2}}{12\pi^6}\int_w\langle q^2\mathcal{Q}_{ab}\rangle$$

План

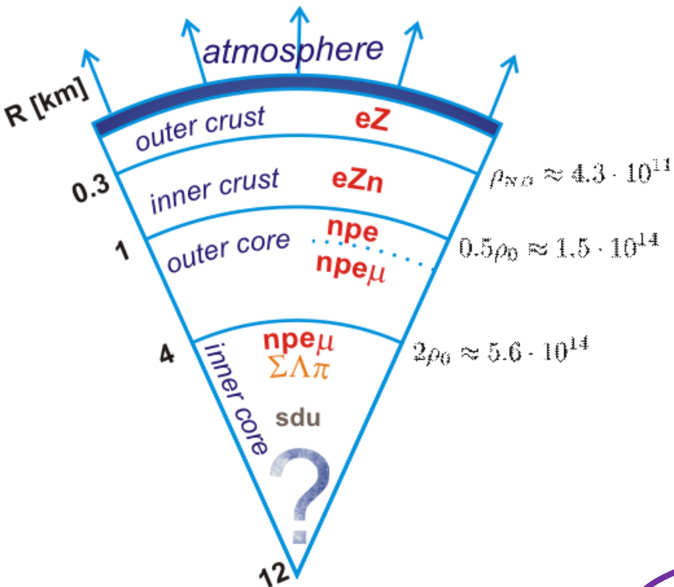
- Транспортная теория многокомпонентной ферми-жидкости в магнитном поле.
- Тензорные соотношения
- Микроскопические расчёты транспортных сечений для сильных взаимодействий
- Анализ для широкого набора уравнений состояния
- Результаты

Транспортные сечения

- **Кинетические коэффициенты в ферми-жидкостной модели определяются столкновениями квазичастиц. В ядрах НЗ квазичастицы взаимодействуют за счёт ядерных (сильных) и электромагнитных взаимодействий**
- **Существует множество моделей учёта высокой плотности и, как следствие, многочастичных эффектов во взаимодействии нуклонов.**
- **Рассмотрено три модели: однопионный обмен (точно не работает), вакуумные сечения (компромисс между универсальностью и реальностью), микроскопический расчёт в рамках метода, доступного авторам – метода Бракнера-Хартри-Фока. Последний расчёт модельно зависим, в том смысле, что модель взаимодействия определяет уравнение состояния и, в принципе, не может быть использована для других уравнений состояния.**

Кинетические коэффициенты в ядрах НЗ

Состав ядра: npeμ вещество, равновесное по слабым процессам



Кинетические коэффициенты определяются столкновениями

$$\Lambda^k_{ab} \propto m_a^{*2} m_b^{*2} \langle D^k(\Omega, w) \mathcal{Q}_{ab} \rangle$$

Требуется: $m^*, \quad \mathcal{Q}$ на Ферми-поверхности

Сильное взаимодействие $\quad \mathcal{Q}_{ab} \neq \mathcal{Q}_{ab}(w) \Rightarrow \Lambda^k_{ab} \propto T^2$

Электромагнитное взаимодействие $\quad \mathcal{Q}_{ab} = \mathcal{Q}_{ab}(w)$

Сильные взаимодействия

$$\Lambda_{ab}^{k} \propto m_a^{*2} m_b^{*2} \langle D^k(\Omega, w) \mathcal{Q}_{ab} \rangle \qquad \mathcal{Q}_{ab} \neq \mathcal{Q}_{ab}(w) \Rightarrow \Lambda_{ab}^{k} \propto T^2$$

1) Однопионный обмен

$$T_{ab} \to M_{\mathrm{OPE}} = g_{aa} g_{bb} \bar{u}_a(p_1') \gamma^5 u_a(p_1) D_\pi(p_1' - p_1)\, \bar{u}_b(p_2') \gamma^5 u_b(p_2)$$

$$\mathcal{Q}_{ab} = \frac{1}{16(1+\delta_{ab})\varepsilon_a^2 \varepsilon_b^2} \left[\frac{g_{aa}^2 g_{bb}^2 q^4}{(q^2 + m_\pi^2)^2} + \frac{g_{ab}^4 q'^4}{(q'^2 + m_\pi^2)^2} + \frac{g_{aa} g_{bb} g_{ab}^2 q^2 q'^2}{(q^2 + m_\pi^2)(q'^2 + m_\pi^2)} \right]$$

2) Вакуумные сечения

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{ab}}{\mathrm{d}\Omega}(E_{\mathrm{lab}}, \theta_{\mathrm{cm}}) = \frac{m_N^2}{16\pi^2}(1+\delta_{ab}) \mathcal{Q}_{ab}$$

Flowers & Itoh (1979); Baiko et al. (2001); Shternin & Yakovlev (2008); Shternin (2008)

3) Взаимодействие в среде в рамках теории Бракнера-Хартри-Фока

$$T_{ab} \to G_{ab}$$

Shternin & Baldo *PRD* **102**, 063010 (2020)

Сильные взаимодействия

Вакуумные сечения

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega}(E_{\rm lab}, \theta_{\rm cm}) = \frac{m_N^2}{16\pi^2}(1+\delta_{ab})\mathcal{Q}_{ab}$$

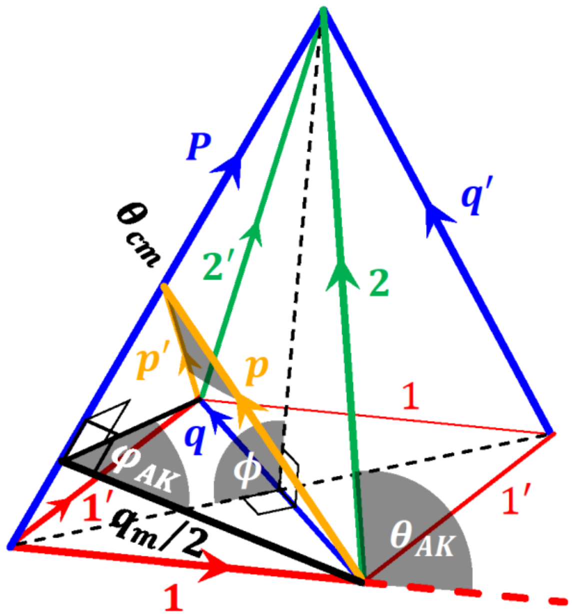
Baiko, Haensel, Yakovlev (2001)

$$\Lambda^{\kappa}_{nn} + \Lambda'^{\kappa}_{nn} = \frac{64T^2 m_n^{*4}}{5m_N^2 p_{{\rm F}n}} S_{nn2}(p_{{\rm F}n})$$

Эффективные транспортные сечения [mb]

$$S_{nn2}(p_{{\rm F}n}) = \frac{m_N^2}{128\pi^2 p_{{\rm F}n}^3}\left\langle (q^2 + q'^2)\mathcal{Q}_{nn}\right\rangle$$

$$\Lambda^{\kappa}_{pp} + \Lambda'^{\kappa}_{pp} = \frac{64T^2 m_p^{*4}}{5m_N^2 p_{{\rm F}p}} S_{nn2}(p_{{\rm F}p})$$



$$\boldsymbol{p} = \frac{1}{2}(\boldsymbol{p}_2 - \boldsymbol{p}_1)$$

$$\cos\theta_{\rm cm} = 1 - \frac{q^2}{2p^2}$$

$$E_{\rm lab} = \frac{2p^2}{m_N^2}$$

Эффективные транспортные сечения

Транспортная матрица

$$\Lambda_{ab} \propto m_a^{*2} m_b^{*2} T^2 S_{ab}$$

$$\begin{aligned}
\Lambda^{\kappa}_{nn} + \Lambda'^{\kappa}_{nn} &= \frac{64 T^2 m_n^{*4}}{5 m_N^2 p_{\mathrm{F}n}} S_{nn2}(p_{\mathrm{F}n}) \\
\Lambda^{\kappa}_{pp} + \Lambda'^{\kappa}_{pp} &= \frac{64 T^2 m_p^{*4}}{5 m_N^2 p_{\mathrm{F}p}} S_{nn2}(p_{\mathrm{F}p}) \\
\Lambda^{\kappa}_{np} &= \frac{64 T^2 m_n^{*2} m_p^{*2}}{5 m_N^2 p_{\mathrm{F}n}} (S_{np1} + S_{np2}) \\
\Lambda^{\kappa}_{pn} &= \frac{64 T^2 m_n^{*2} m_p^{*2} p_{\mathrm{F}n}}{5 m_N^2 {p_{\mathrm{F}p}}^2} \left(S_{np1} + \frac{p_{\mathrm{F}n}^2}{p_{\mathrm{F}p}^2} S_{np2} \right) \\
\Lambda'^{\kappa}_{np} &= \frac{p_{\mathrm{F}p}^2}{p_{\mathrm{F}n}^2} \Lambda'^{\kappa}_{pn} = \frac{64 T^2 m_n^{*2} m_p^{*2}}{5 m_N^2 p_{\mathrm{F}p}} S'_{np2} \\
\Lambda^{\eta}_{aa} + \Lambda'^{\eta}_{aa} &= \frac{64 T^2 m_a^{*4}}{m_N^2 p_{\mathrm{F}a}} S_{nn4}(p_{\mathrm{F}a}) \\
\Lambda^{\eta}_{np} &= \frac{64 T^2 m_n^{*2} m_p^{*2}}{m_N^2 p_{\mathrm{F}n}} (S_{p2} - S_{p4}) \\
\Lambda^{\eta}_{pn} &= \frac{64 T^2 m_n^{*2} m_p^{*2}}{m_N^2 p_{\mathrm{F}p}} \left(\frac{p_{\mathrm{F}n}^3}{p_{\mathrm{F}p}^3} S_{np2} - \frac{p_{\mathrm{F}n}^5}{p_{\mathrm{F}p}^5} S_{np4} \right) \\
\Lambda'^{\eta}_{np} &= \frac{p_{\mathrm{F}p}^4}{p_{\mathrm{F}n}^4} \Lambda'^{\eta}_{pn} = \frac{64 T^2 m_n^{*2} m_p^{*2}}{m_N^2 p_{\mathrm{F}p}} S'_{np4} \\
J_{np} &= J_{pn} = \frac{64}{9\pi^2} T^2 \frac{m_n^{*2} m_p^{*2}}{m_N^2} p_{\mathrm{F}n}^3 S_{np2}
\end{aligned}$$

Эффективные транспортные сечения [mb]

$$\begin{aligned}
S_{nn2}(p_{\mathrm{F}a}) &= \frac{m_N^2}{128\pi^2 p_{\mathrm{F}a}^3} \langle (q^2 + q'^2) \mathcal{Q}_{aa} \rangle \\
S_{np1} &= \frac{m_N^2}{64\pi^2 p_{\mathrm{F}n}} \langle \mathcal{Q}_{np} \rangle \\
S_{np2} &= \frac{m_N^2}{256\pi^2 p_{\mathrm{F}n}^3} \langle q^2 \mathcal{Q}_{np} \rangle \\
S_{nn4}(p_{\mathrm{F}a}) &= \frac{m_N^2}{16\pi^2} \frac{1}{(2p_{\mathrm{F}a})^5} \langle q^2 q'^2 \mathcal{Q}_{aa} \rangle \\
S_{np4} &= \frac{m_N^2}{16\pi^2} \frac{1}{2(2p_{\mathrm{F}n})^5} \langle q^4 \mathcal{Q}_{np} \rangle \\
S'_{np4} &= \frac{m_N^2}{16\pi^2} \frac{1}{32 p_{\mathrm{F}n}^5} \left\langle q^2 \left((p_{\mathrm{F}n}^2 + p_{\mathrm{F}p}^2) - P^2 - \frac{q^2}{2} \right) \mathcal{Q}_{np} \right\rangle \\
S'_{np2} &= \frac{m_N^2}{16\pi^2} \frac{1}{8 p_{\mathrm{F}n}^3} \left\langle \left((p_{\mathrm{F}n}^2 + p_{\mathrm{F}p}^2) - P^2 - \frac{q^2}{2} \right) \mathcal{Q}_{np} \right\rangle
\end{aligned}$$

Метод Бракнера-Хартри-Фока

G-матрица рассеяния в среде

$$T_{ab} \to G_{ab}$$

Решается уравнение Бете-Салпитера в среде, с учётом самосогласованного потенциала

$$\langle p_1 p_2 | G^{\alpha\beta}(\omega) | p_3 p_4 \rangle = \langle p_1 p_2 | V^{\alpha\beta} | p_3 p_4 \rangle + \sum_{k_1, k_2} \langle p_1 p_2 | V^{\alpha\beta} | k_1 k_2 \rangle \frac{Q^{\alpha\beta}(k_1, k_2)}{\omega - \epsilon_\alpha(k_1) - \epsilon_\beta(k_2)} \langle k_1 k_2 | G^{\alpha\beta} | p_3 p_4 \rangle$$

$$\epsilon_\alpha(p) = \frac{p^2}{2m_\alpha} + U_\alpha(p) \qquad U_\alpha(p_1) = \sum_{\beta; p_2 < p_{F\beta}} \langle p_1 p_2 | G^{\alpha\beta}(\epsilon_1(p_1) + \epsilon_2(p_2)) | p_1 p_2 \rangle_{\mathrm{A}}$$

Энергия (УС) $$E = E_{kin} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \sum_{p_1 < p_{F\alpha}, p_2 < p_{F\beta}} \langle p_1 p_2 | G^{\alpha\beta}(\epsilon_1(p_1) + \epsilon_2(p_2)) | p_1 p_2 \rangle_{\mathrm{A}}, \qquad \alpha, \beta = n, p$$

Трёхнуклонные взаимодействия

$$V = V_{12} + V_{12}^{(3)}$$

Эффективный учёт (усреднение по третьей частице)

$$V_{12}^{(3)} = \rho \int \mathrm{d}\boldsymbol{r}_3 \, g^2(r_{13}) g^2(r_{23}) V_{123}$$

$g(r)$ – ***функция дефекта***

Зависимость от уравнения состояния

Уравнения БХФ можно решить на сетке n_B и x_p

Ядро НЗ: условие бета-равновесия. $x_p = x_p(n_B)$

Идеальное решение

- Самосогласованное рассмотрение транспортных свойств и уравнения состояния

Альтернатива

- Использовать какие-то результаты микроскопических расчётов для $x_p = x_p(n_B)$ для выбранного уравнения состояния

Что интерполировать?

Различные модели взаимодействия

Двухнуклонные потенциалы

Baldo et al. PRC, 89, 048801 (2014)

Argonne v18

Wiringa et al., 1995

CDBonn

Machleidt, 2001

Трёхчастичные силы

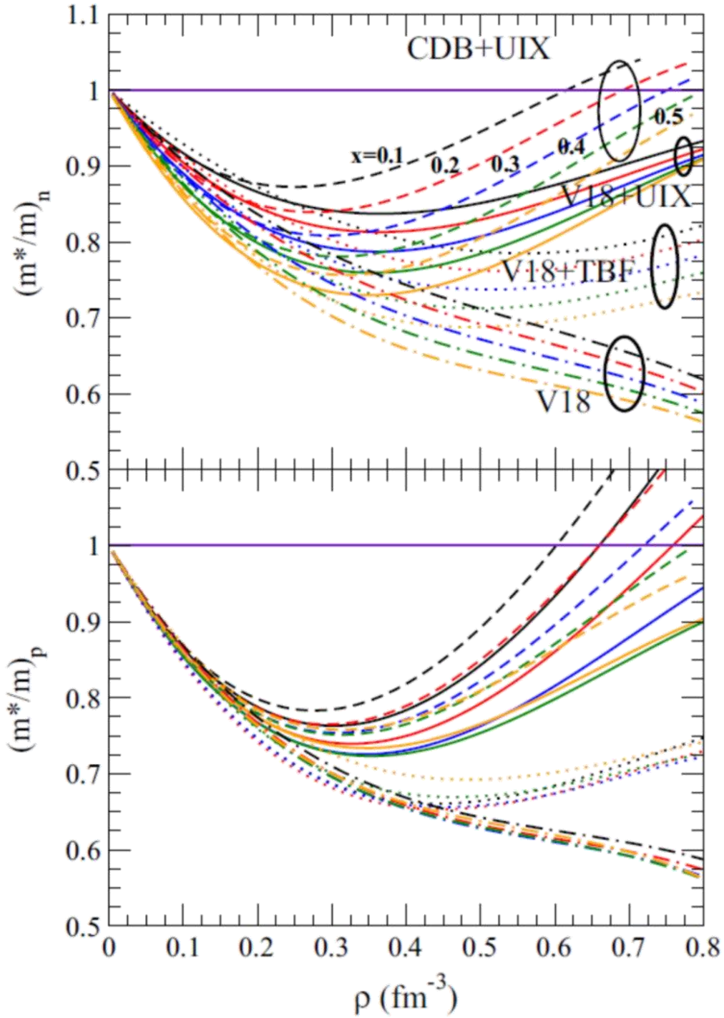
Urbana IX *Carlson et al., 1983*

Мезонно-обменная модель

Av18+TBFmic

Grange et al., 1989, Li&Schulze 2008,2012,..

Эффективные массы



Shternin & Baldo *PRD* **102**, 063010 (2020)

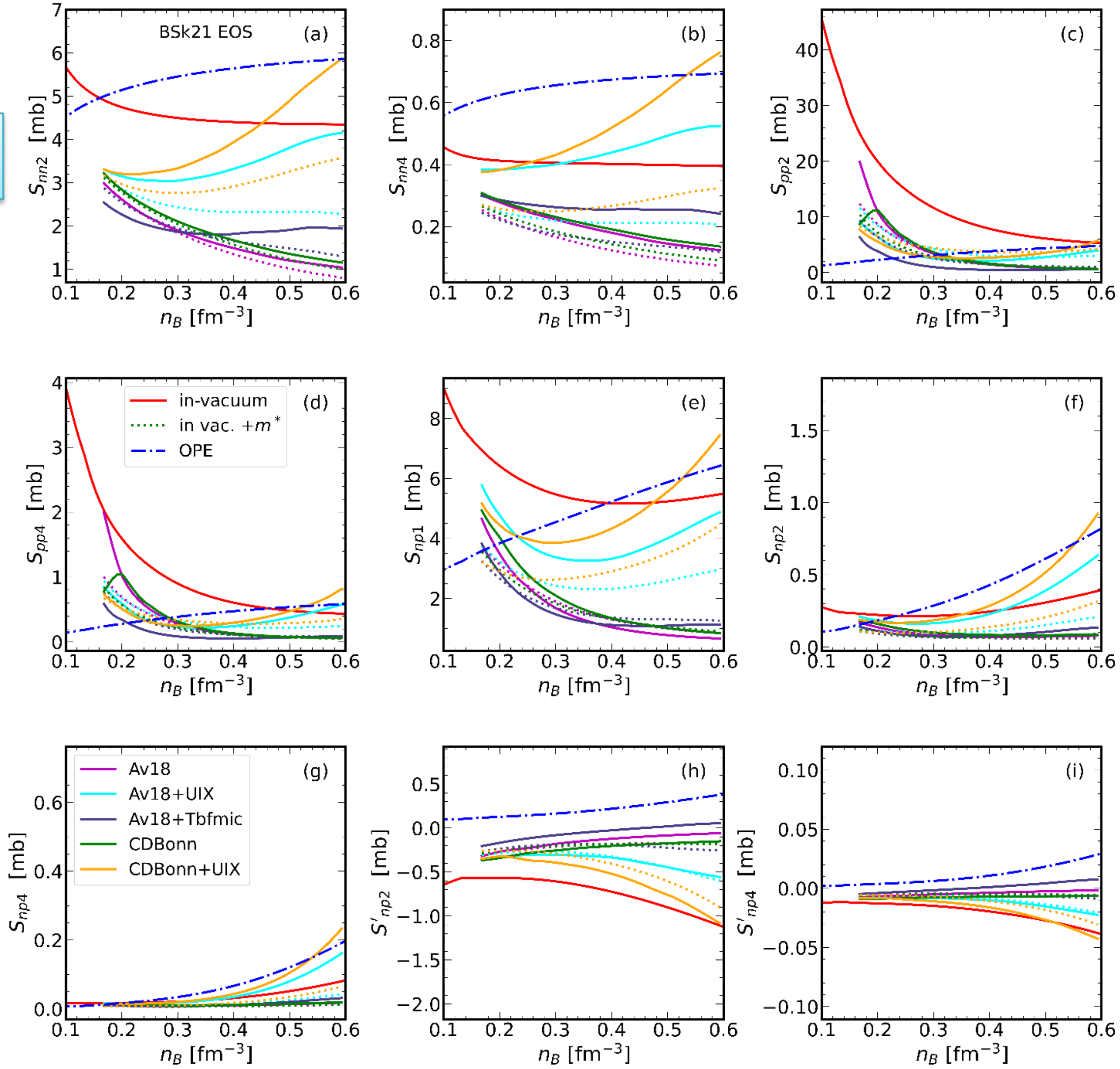
Эффективные сечения рассеяния

Уравнение состояния Bsk21
5 потенциалов

Shternin & Baldo *PRD* **102**, 063010 (2020)

Изображены

$$m_a^{*2} m_b^{*2} S_\alpha$$



План

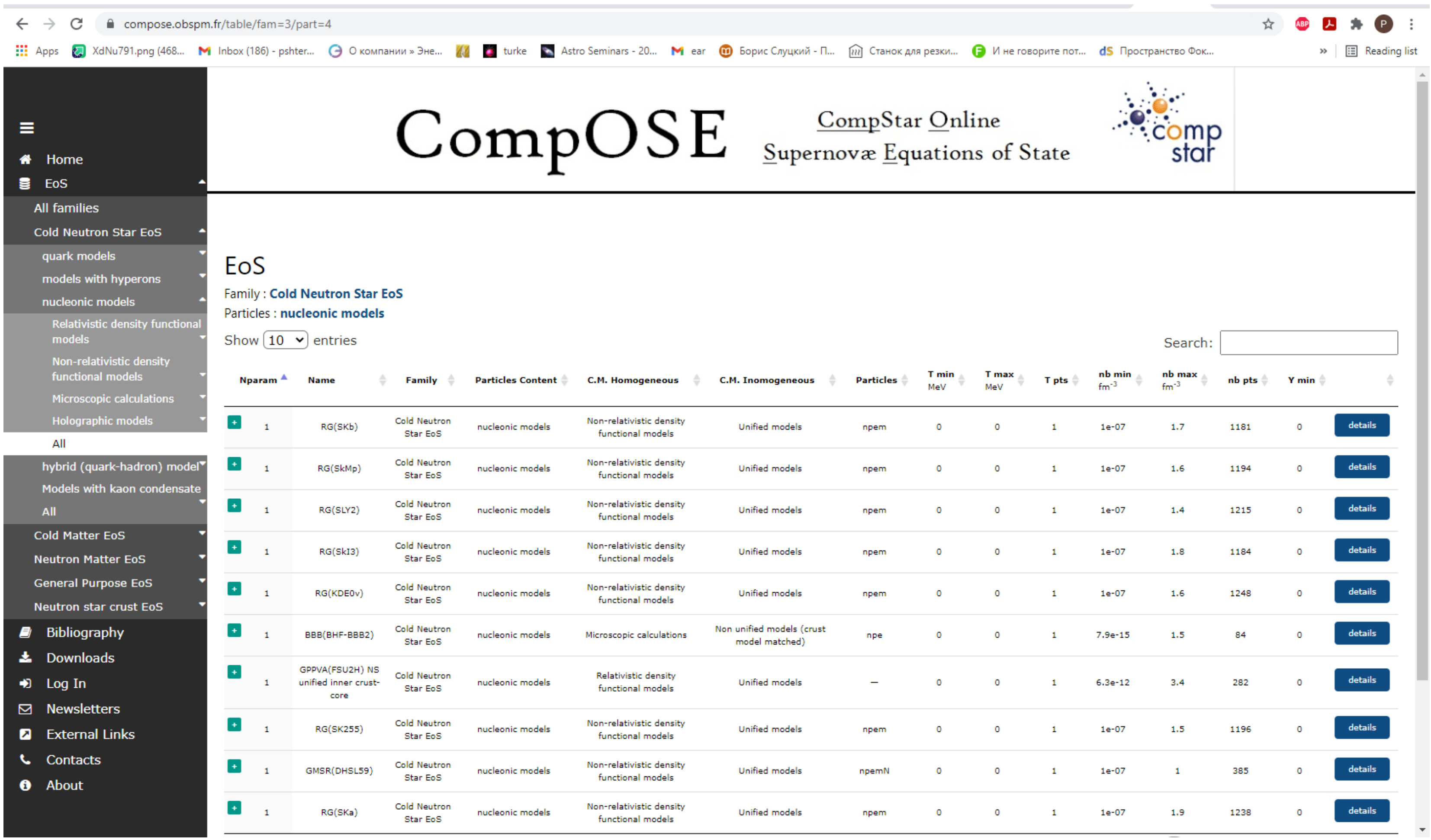
- Транспортная теория многокомпонентной ферми-жидкости в магнитном поле.
- Тензорные соотношения
- Микроскопические расчёты транспортных сечений для сильных взаимодействий
- Анализ для широкого набора уравнений состояния
- Результаты

Банк уравнений состояния

- Как компромиссный вариант мы остановимся на вакуумных сечениях, которые можно применить к любому уравнению состояния. Есть надежда, что очень сильно в этой ситуации мы не проврёмся.
- Рассмотрено 39 уравнений состояния, в т.ч. у.с. из базы данных CompOSE, а также ряд других у.с. Помимо этого в рассмотрение введена игрушечная модель, в каком-то смысле осредняющая все эти у.с. Игрушечная модель навряд ли близка к реальности, но позволяет ухватить качественные закономерности.
- Построены подгоночные формулы для транспортных сечений (элементов транспортной матрицы) для 39 у.с. (как функции долей нейтронов и протонов) а также для игрушечной модели, как функции барионной плотности. Последние выражения могут служить для проведения разумных оценок.

Банк уравнений состояния

База данных CompOSE.
http://compose.obspm.fr



Nparam	Name	Family	Particles Content	C.M. Homogeneous	C.M. Inomogeneous	Particles	T min MeV	T max MeV	T pts	nb min fm^{-3}	nb max fm^{-3}	nb pts	Y min	
1	RG(SKb)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Non-relativistic density functional models	Unified models	npem	0	0	1	1e-07	1.7	1181	0	details
1	RG(SkMp)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Non-relativistic density functional models	Unified models	npem	0	0	1	1e-07	1.6	1194	0	details
1	RG(SLY2)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Non-relativistic density functional models	Unified models	npem	0	0	1	1e-07	1.4	1215	0	details
1	RG(SkI3)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Non-relativistic density functional models	Unified models	npem	0	0	1	1e-07	1.8	1184	0	details
1	RG(KDE0v)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Non-relativistic density functional models	Unified models	npem	0	0	1	1e-07	1.6	1248	0	details
1	BBB(BHF-BBB2)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Microscopic calculations	Non unified models (crust model matched)	npe	0	0	1	7.9e-15	1.5	84	0	details
1	GPPVA(FSU2H) NS unified inner crust-core	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Relativistic density functional models	Unified models	—	0	0	1	6.3e-12	3.4	282	0	details
1	RG(SK255)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Non-relativistic density functional models	Unified models	npem	0	0	1	1e-07	1.5	1196	0	details
1	GMSR(DHSL59)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Non-relativistic density functional models	Unified models	npemN	0	0	1	1e-07	1	385	0	details
1	RG(SKa)	Cold Neutron Star EoS	nucleonic models	Non-relativistic density functional models	Unified models	npem	0	0	1	1e-07	1.9	1238	0	details

Банк уравнений состояния

20 моделей из CompOSE

6 моделей BSk (20—22; 24—26)

Модель APR и 4 её параметризации (HHJ)

4 модели PAL

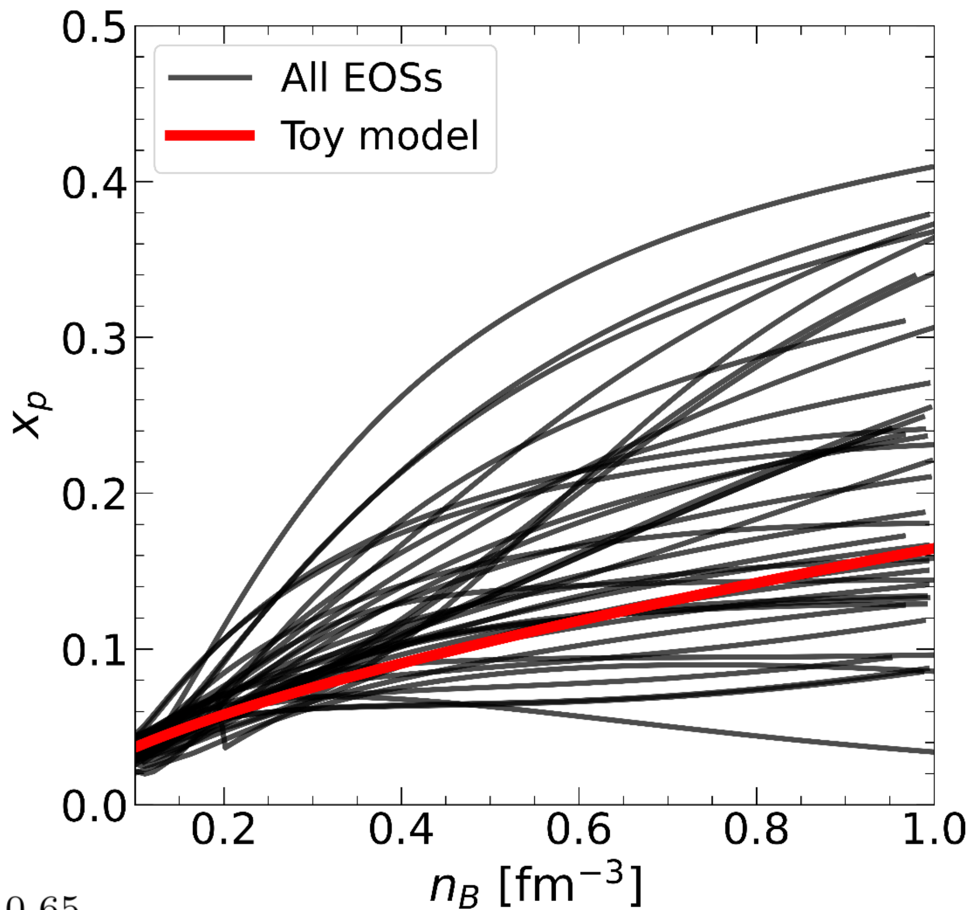
Ещё 4 модели
DDME2, NL3wr, SLy4, BHF (av14+uix)

Итого 39 моделей

Toy model

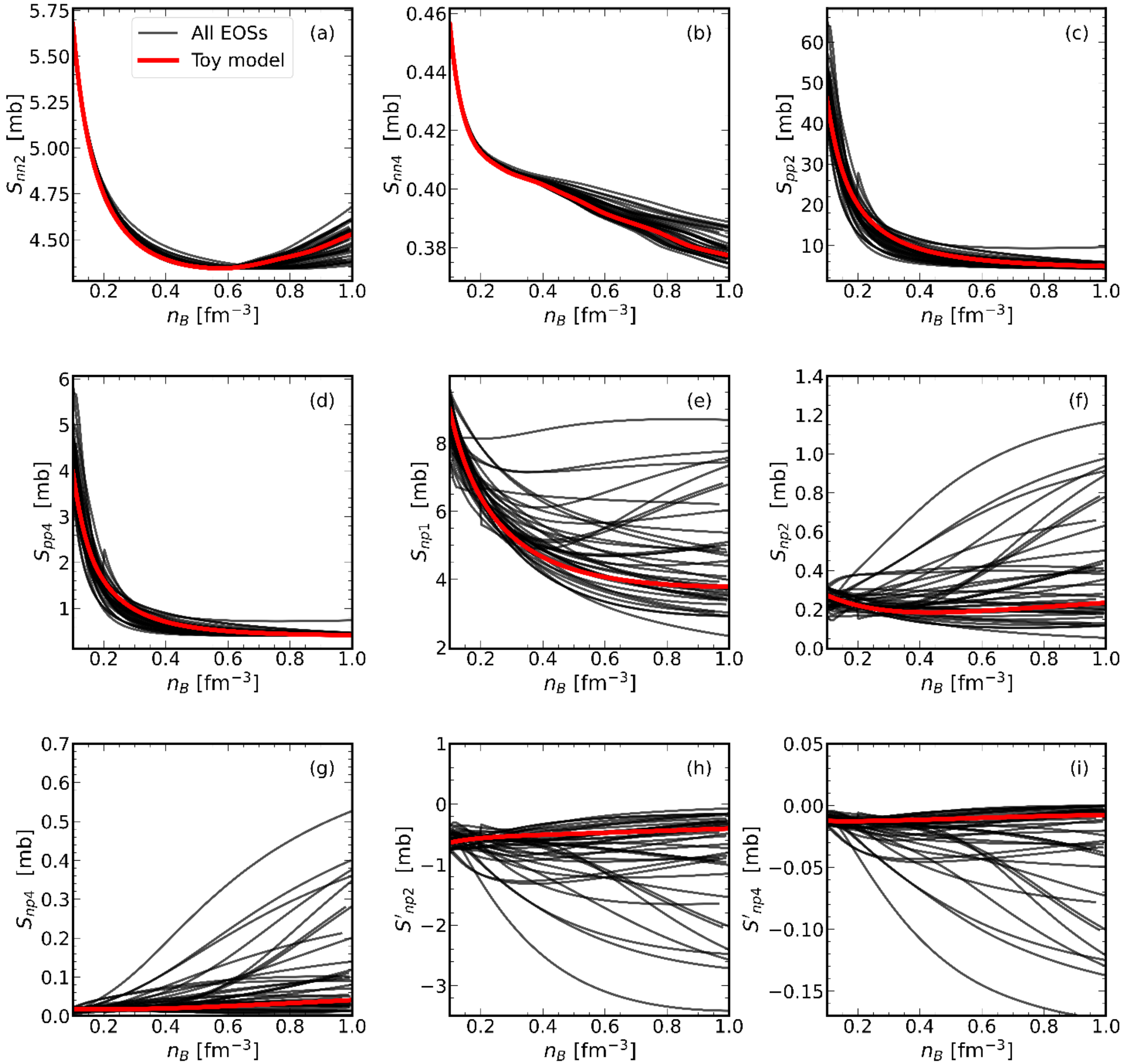
$$x_p = 0.05\left(\frac{n_B}{n_0}\right)^{0.65}$$

Доля протонов



Ofengiem et al. *PRD* **96**, 034002 (2017)

Эффективные сечения рассеяния



Подгоночные формулы

Вакуумные сечения (рассчитаны для потенциала Av18)

Для игрушечной модели (подгонка бедняка)

$$S_\alpha(n_B) = a\left(\frac{n_0}{n_B}\right)^p + b\left(\frac{n_B}{n_0}\right)^q + c$$

cross-sec.	a	p	b	q	c	rrms [%]	max error [%]
S_{nn2}	0.912	1.23	0.00631	2.248	4.045	0.05	0.1
S_{pp2}	25.6	1.23	0.404	0.932	0.000	0.7	3.1
S_{nn4}	0.0151	2.42	−0.00334	1.26	0.409	0.2	0.5
S_{pp4}	3.04	1.12	−2.00	−0.336	1.10	1.1	2.2
S_{np1}	7.03	0.518	0.0789	1.43	0.000	0.3	0.8
S_{np2}	2.879	0.03806	0.02942	1.115	−2.674	1.0	2.4
S_{np4}	0.03562	0.0514	0.001068	1.802	−0.02000	1.8	3.9
S'_{np2}	−0.1833	0.5109	0.001413	2.139	−0.4024	0.2	0.4
S'_{np4}	−0.4658	−0.03099	0.06761	0.2137	0.3855	1.3	4.0

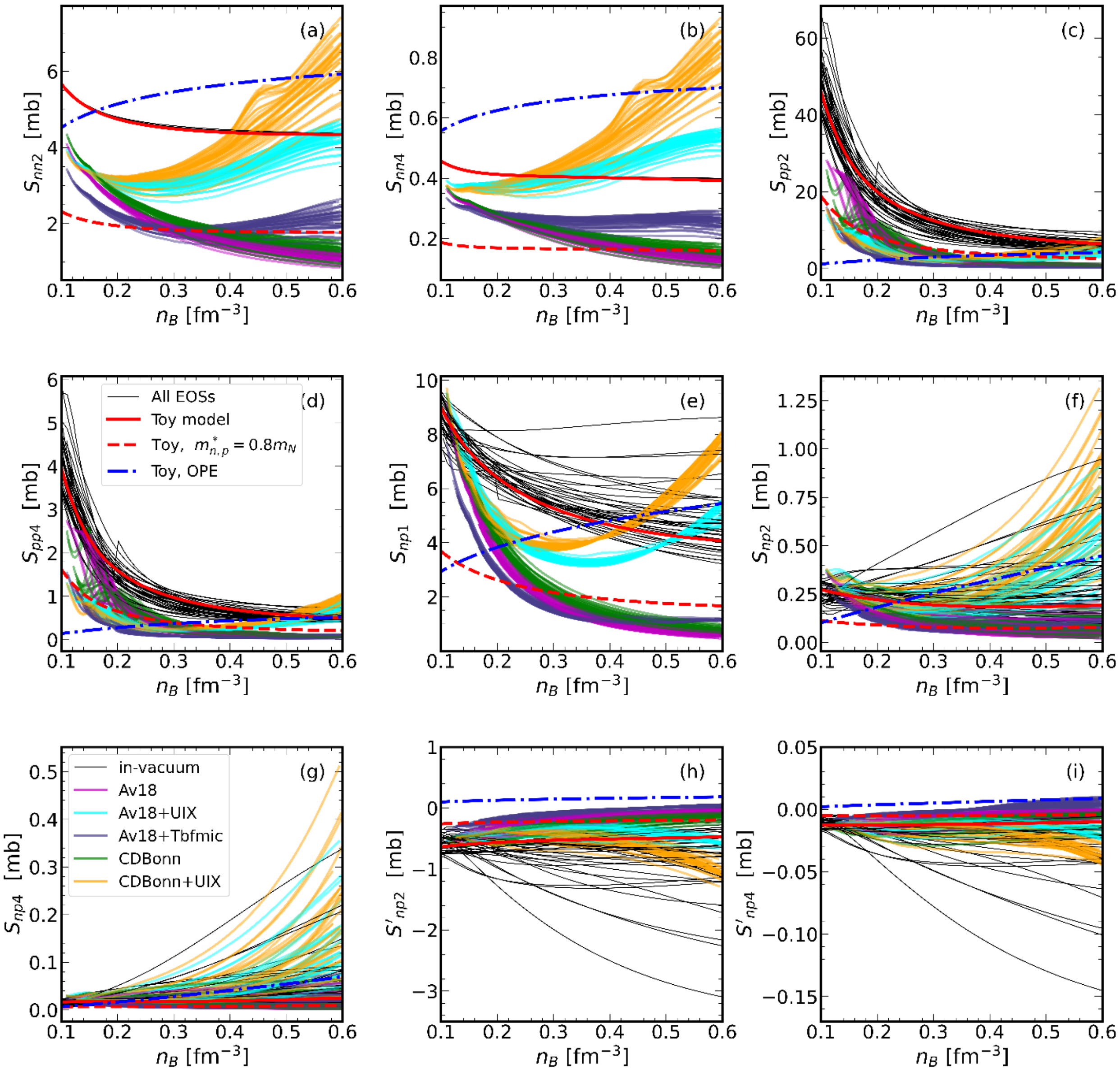
Также построены подгоночные формулы для произвольной доли протонов

$$S_\alpha(p_{Fn}, p_{Fp})$$

Результаты.

Вакуумные сечения
И микроскопические
сечения

Ничего не понятно



Результаты. Транспортная матрица для сильного взаимодействия

$$k = \kappa,\ \eta$$

$$1 = \sum_b \left(\Lambda^k_{ab}\widetilde{\lambda}^k_a + \Lambda'^k_{ab}\widetilde{\lambda}^k_b\right) + i\frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}}\widetilde{\lambda}^k_a$$

$$1 = \left(\Lambda^k_a + i\frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}}\right)\widetilde{\lambda}^k_a + \sum_{b\neq a}\Lambda'^k_{ab}\widetilde{\lambda}^k_b$$

$$\Lambda^k_a = \sum_b \Lambda^k_{ab} + \Lambda'^k_{aa}.$$

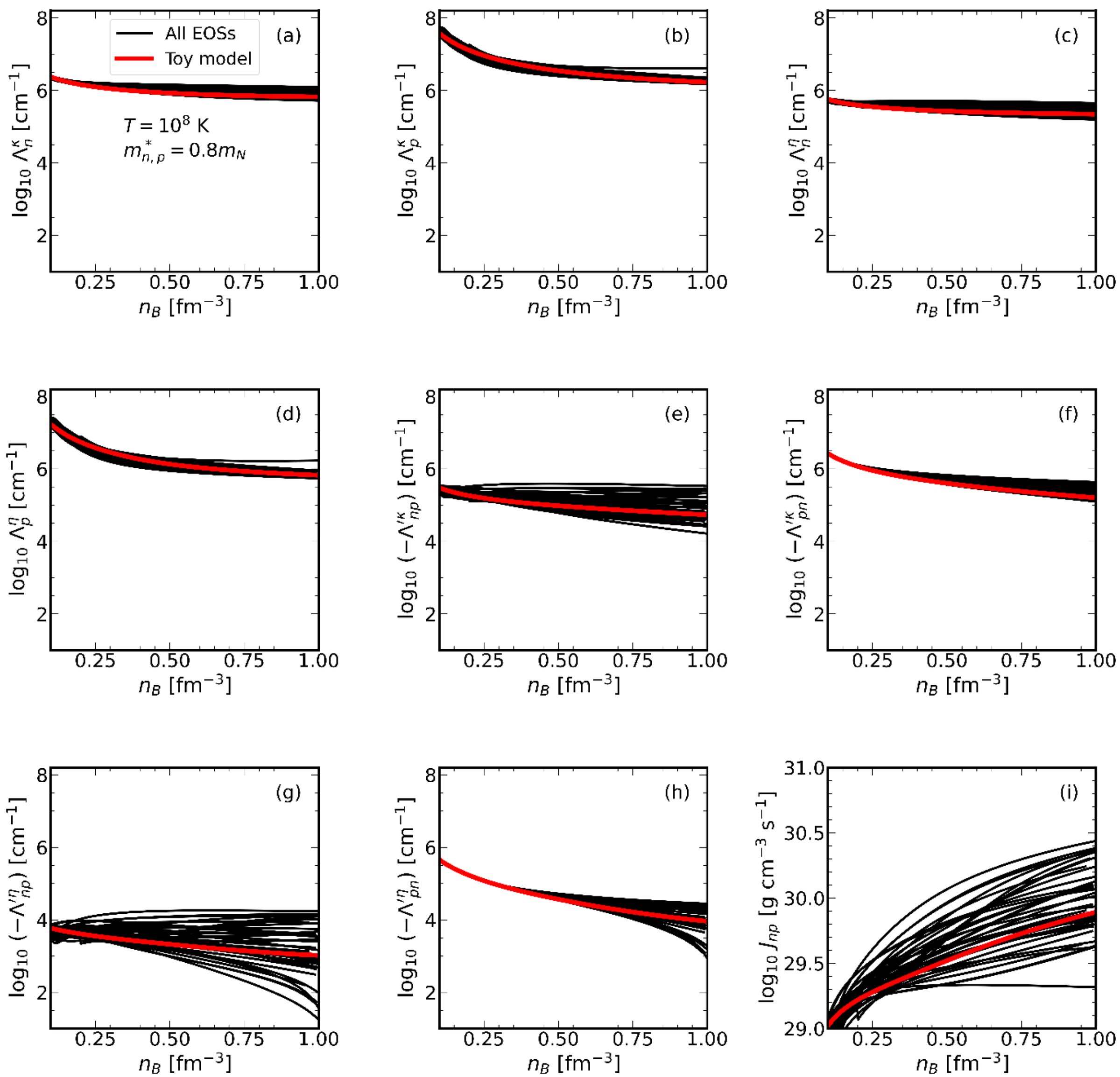
Протоны слабо влияют на нейтроны

$$\Lambda'^k_{np}\mathrm{Re}\widetilde{\lambda}_p \ll 1$$

Аналогично r.t.a.

$$\mathrm{Re}\widetilde{\lambda}^k_n \approx \frac{1}{\Lambda^k_n}$$

$$\mathrm{Im}\,\widetilde{\lambda}^k_n = -\frac{\Lambda'^k_{np}}{\Lambda^k_n}\,\mathrm{Im}\,\widetilde{\lambda}^k_p$$



Столкновения за счёт электромагнитных сил

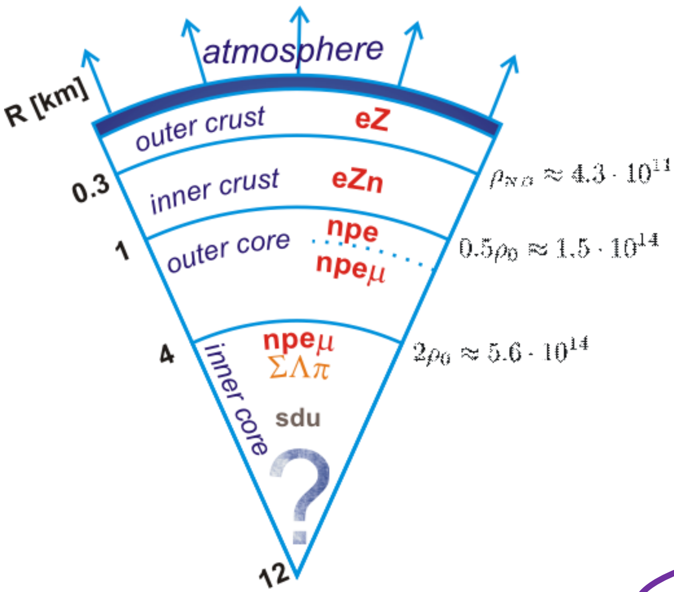
- Выше были рассмотрены вклады в транспортные сечения, обусловленные ядерными силами. Заряженные частицы в ядрах нейтронных звёзд также взаимодействуют электромагнитным образом. Особенно это касается лептонов (электронов и мюонов).

- Особенность электромагнитного взаимодействия в релятивистской плазме связана с доминированием магнитных сил (поперечного канала взаимодействия), обусловленных обменом поперечными плазмонами (фотонами в среде). Это приводит к нефермижидкостной температурной зависимости длин свободного пробега.

- Универсальный характер электромагнитного взаимодействия позволяет рассчитать соответствующий вклад для любого уравнения состояния.

Кинетические коэффициенты в ядрах НЗ

Состав ядра: npeμ вещество, равновесное по слабым процессам



Кинетические коэффициенты определяются столкновениями

$$\Lambda^k_{ab} \propto m_a^{*2} m_b^{*2} \langle D^k(\Omega, w) \mathcal{Q}_{ab} \rangle$$

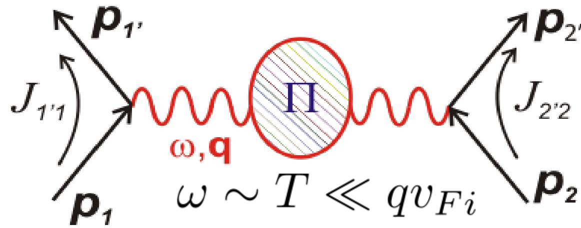
Требуется: $m^*, \quad \mathcal{Q}$ на Ферми-поверхности

Сильное взаимодействие $\qquad \mathcal{Q}_{ab} \neq \mathcal{Q}_{ab}(w) \Rightarrow \Lambda^k_{ab} \propto T^2$

Электромагнитное взаимодействие $\qquad \mathcal{Q}_{ab} = \mathcal{Q}_{ab}(w)$

Электромагнитные взаимодействия

$$\Lambda_{ab} \propto \left\langle |M_{ab}|^2 w_{tr}(q) \mathcal{F}_{\mathrm{Pauli}}(\omega) \right\rangle$$



Заряженные частицы: Кулон + Ампер (релятивистский вклад $|\boldsymbol{J}_t|/J^{(0)} \propto v/c$)

$$M_{ab} = 4\pi\alpha_f \left(\frac{J_1^{(0)} J_2^{(0)}}{q^2 + \Pi_l(\omega, q)} - \frac{\boldsymbol{J}_{1t} \cdot \boldsymbol{J}_{2t}}{q^2 - \omega^2 + \Pi_t(\omega, q)} \right)$$

Всё определяется характером экранирования

$$\Pi_l(\omega, q) = q_{\mathrm{TF}}^2 \qquad \Pi_t(\omega, q) = -i\frac{\pi}{4}\frac{\omega}{q} q_t^2$$

Малые экранирующие импульсы ($q_{scr} \sim \omega^{1/3} \sim T^{1/3}$)
поэтому поперечный канал доминирует ($\Lambda_t \gg \Lambda_l$)

$$\Lambda_{ab} = \Lambda_{ab}^l + \Lambda_{ab}^t \qquad \Lambda_{ab}^l \propto T^2 \qquad \Lambda_{ab}^t \propto T^{2-\xi}$$

Heiselberg et al. 1992

Heiselberg & Pethick 1993

Shternin & Yakovlev 2007, 2008

$$\kappa_{e\mu}^{t,N} = \frac{\pi^2}{54\zeta(3)} \frac{k_B (p_{Fe}^2 + p_{Fp}^2)}{\alpha_f} \qquad \eta_{e\mu}^{t,N} = \frac{1.1}{\alpha_f} \frac{n_e^2 + n_\mu^2}{q_t^{1/3}} (k_B T)^{-5/3}$$

Транспортная матрица для э/м взаимодействий

$$k = \kappa,\ \eta$$

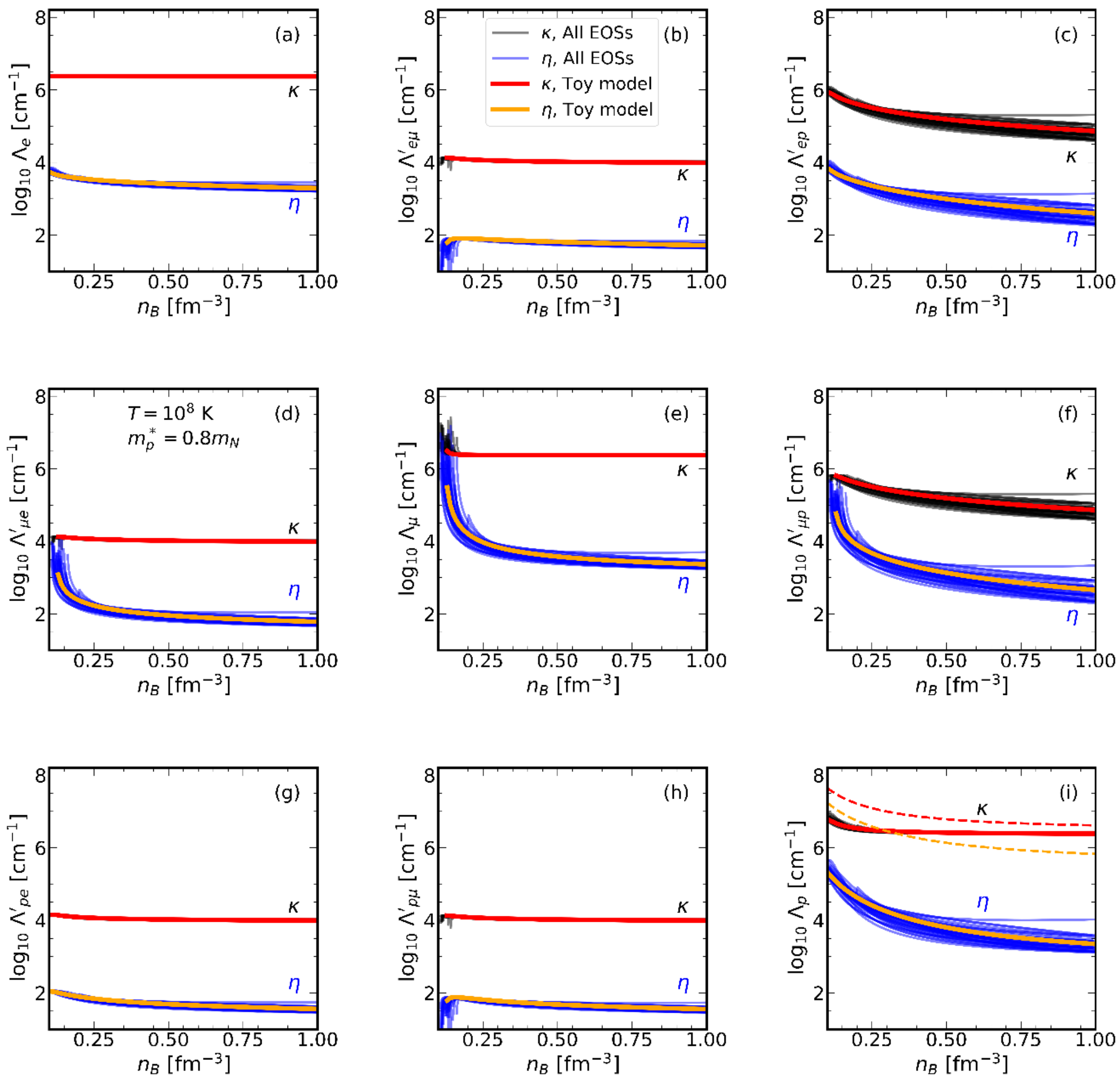
$$1 = \sum_b \left(\Lambda^k_{ab}\widetilde{\lambda}^k_a + \Lambda'^k_{ab}\widetilde{\lambda}^k_b\right) + i\frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}}\widetilde{\lambda}^k_a$$

$$1 = \left(\Lambda^k_a + i\frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}}\right)\widetilde{\lambda}^k_a + \sum_{b\neq a}\Lambda'^k_{ab}\widetilde{\lambda}^k_b,$$

$$\Lambda^k_a = \sum_b \Lambda^k_{ab} + \Lambda'^k_{aa}.$$

Недиагональными матричными элементами можно пренебречь

$$\widetilde{\lambda}^k_\ell = \frac{1}{\Lambda^k_\ell + i\omega_{\mathrm{BF}\ell}/v_{\mathrm{F}\ell}}, \quad \ell = e,\ \mu$$



План

- Транспортная теория многокомпонентной ферми-жидкости в магнитном поле.
- Тензорные соотношения
- Микроскопические расчёты транспортных сечений для сильных взаимодействий
- Анализ для широкого набора уравнений состояния
- Результаты

Скорости релаксации импульса

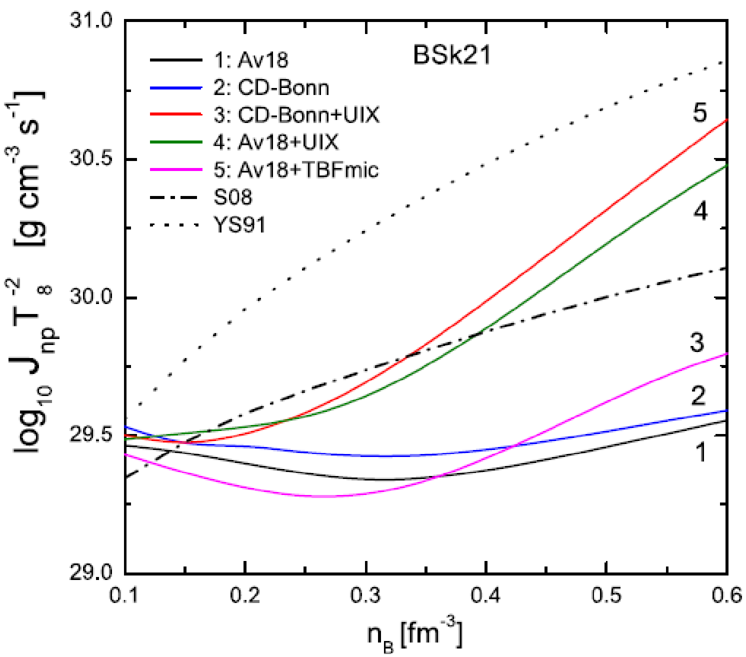


FIG. 2. Momentum transfer rates J_{np} in the beta-stable matter with the BSk21 EOS. Solid curves correspond to different nucleon potentials following Ref. [71]; number codes are expanded in the legend. The dotted line shows the approximation from Ref. [65]. The dash-dotted line is calculated following Ref. [67], where the fit from Ref. [69] was used. See the text for details.

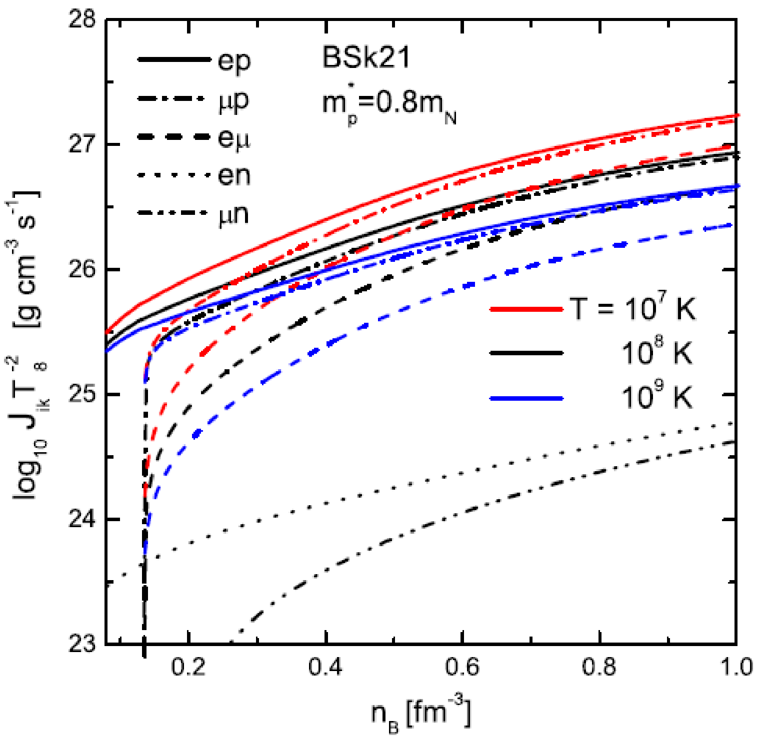


FIG. 1. Momentum transfer rates J_{ik} for the electromagnetic sector in the beta-stable matter with the BSk21 EOS.

Результаты.

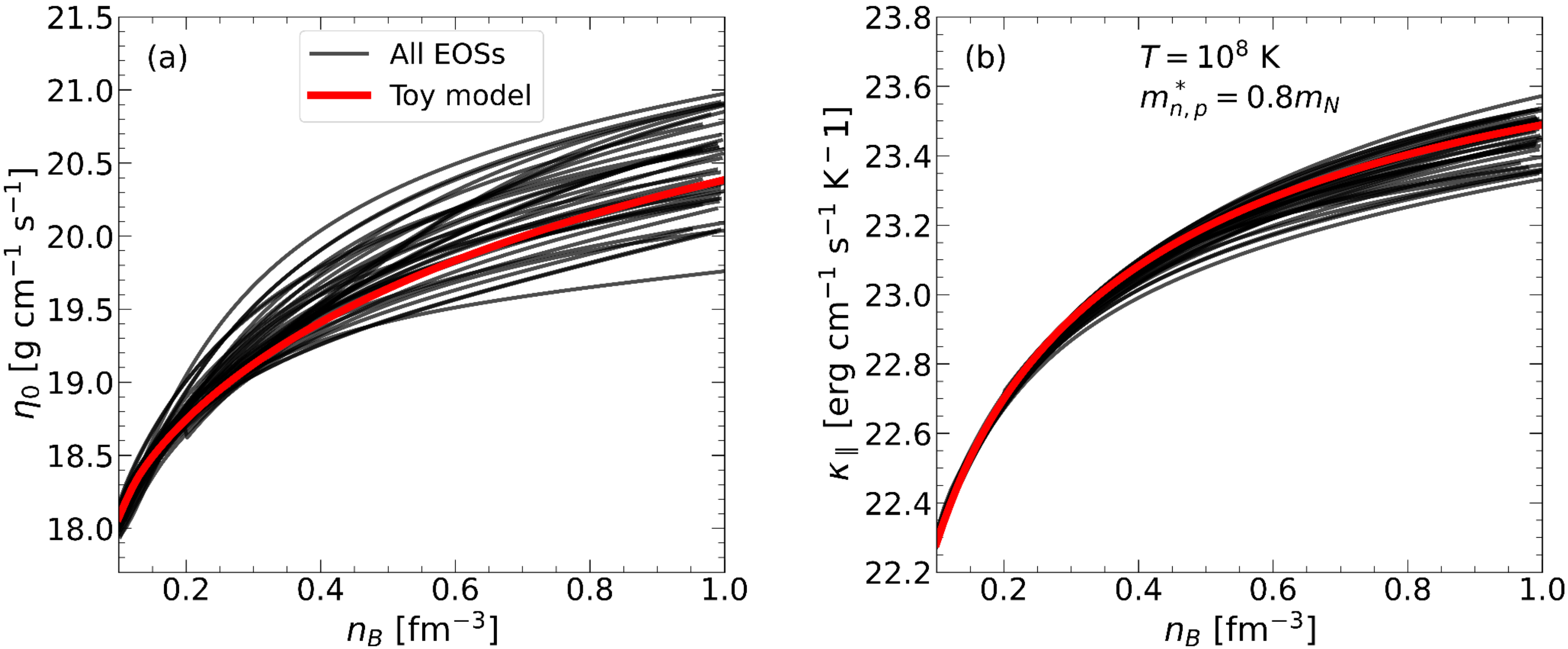
Продольные сдвиговая вязкость и теплопроводность для разных уравнений состояния (вакуумные сечения)

$$\widetilde{\eta}_a = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}}{5}\widetilde{\lambda}^{\eta}_a$$

$$\eta_0 = \widetilde{\eta}(B=0)$$

$$\widetilde{\kappa}_a = \frac{\pi^2 n_a T}{3 p_{\mathrm{F}a}}\widetilde{\lambda}^{\kappa}_a$$

$$\kappa_{\parallel} = \widetilde{\kappa}(B=0)$$

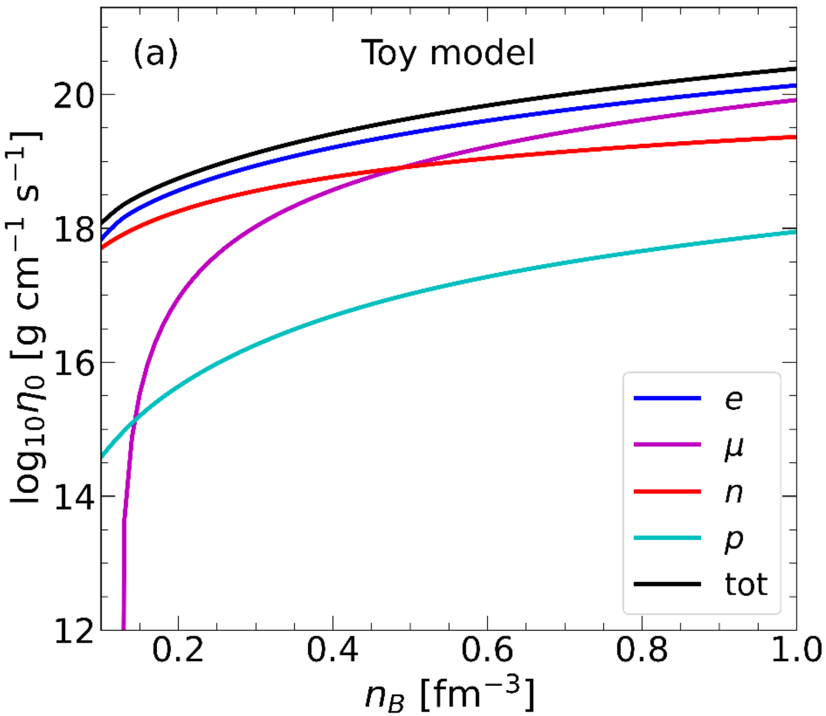


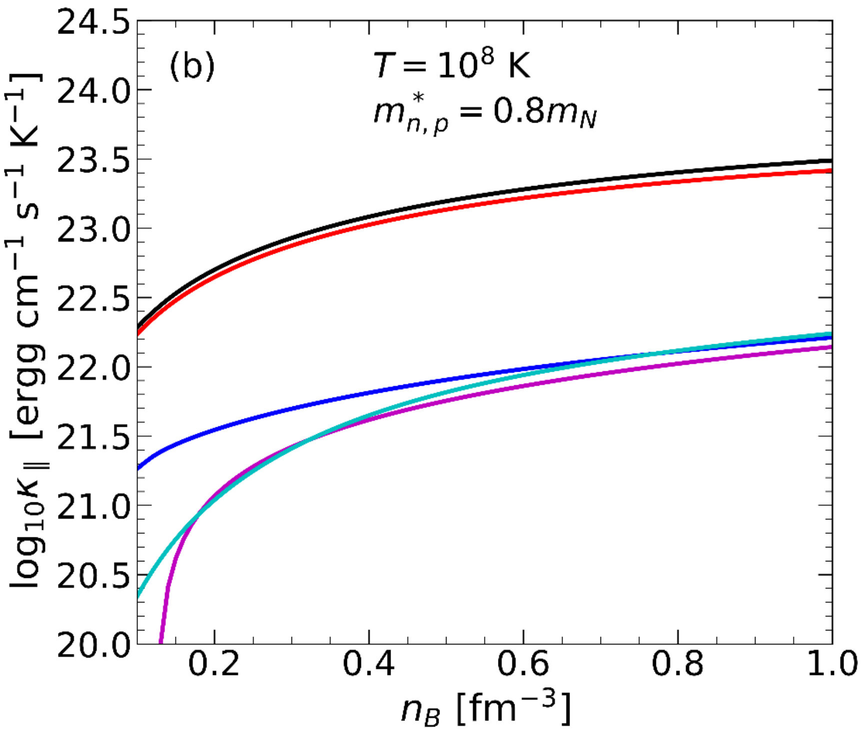
Результаты.

Парциальные вклады в продольную сдвиговую вязкость и теплопроводность

$$\widetilde{\eta}_a = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}}{5}\widetilde{\lambda}_a^{\eta} \qquad \widetilde{\kappa}_a = \frac{\pi^2 n_a T}{3p_{\mathrm{F}a}}\widetilde{\lambda}_a^{\kappa}$$

$$\eta_0 = \widetilde{\eta}(B=0) \qquad \kappa_{\parallel} = \widetilde{\kappa}(B=0)$$





Доминируют лептоны

Доминируют нейтроны

Результаты.

$$\widetilde{\kappa}_a = \frac{\pi^2 n_a T}{3 p_{\mathrm{F}a}} \widetilde{\lambda}_a^{\kappa}$$

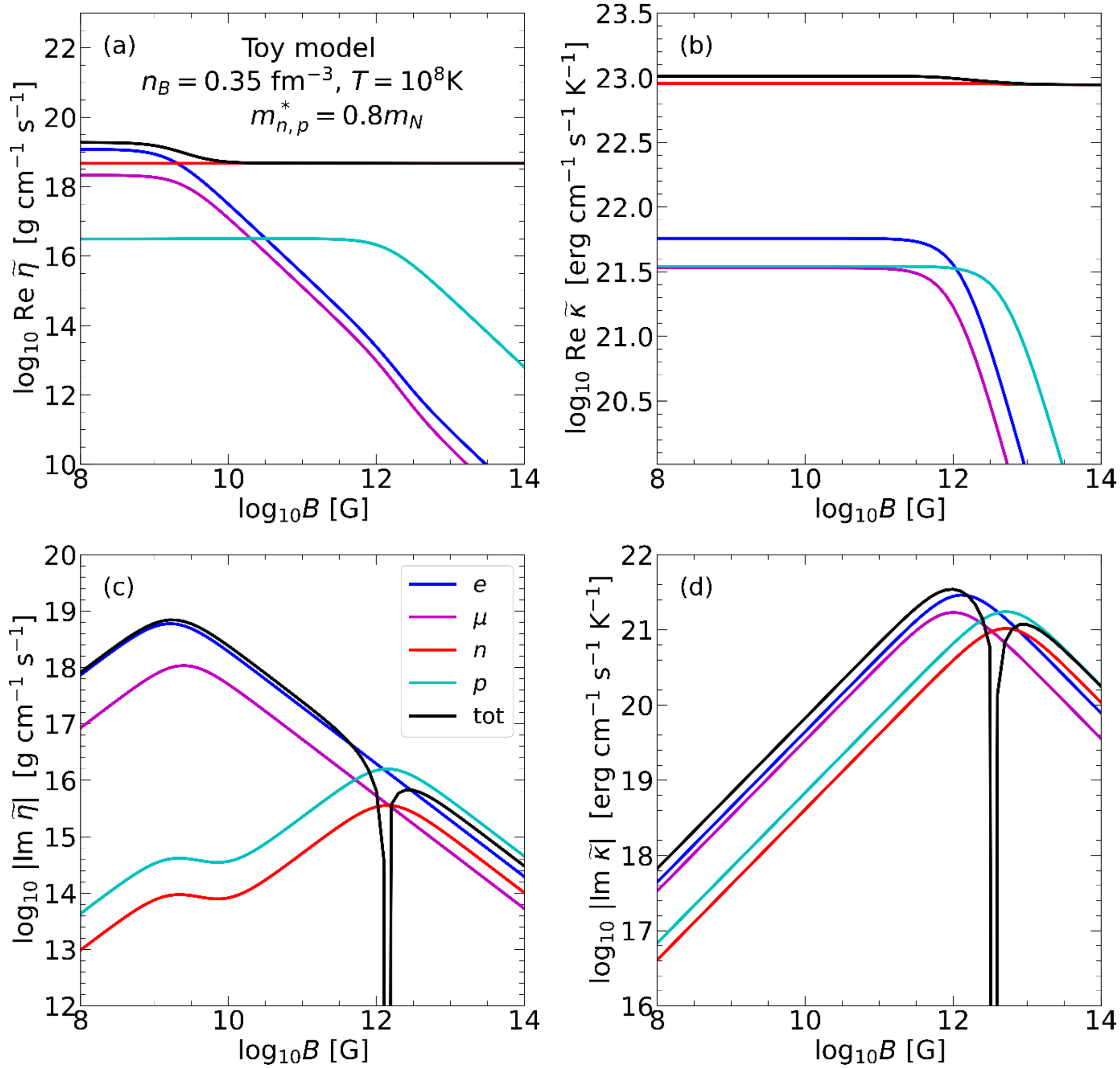
$$\widetilde{\eta}_a = \frac{n_a p_{\mathrm{F}a}}{5} \widetilde{\lambda}_a^{\eta}$$

$$1 = \left(\Lambda_a^k + i \frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}} \right) \widetilde{\lambda}_a^k + \sum_{b \neq a} \Lambda'^k_{ab} \widetilde{\lambda}_b^k,$$

$$\widetilde{\lambda}_\ell^k = \frac{1}{\Lambda_\ell^k + i\omega_{\mathrm{BF}\ell}/v_{\mathrm{F}\ell}}$$

$$\mathrm{Re}\ \widetilde{\lambda}_n^k = \frac{1}{\Lambda_n^k}$$

$$\mathrm{Re}\ \widetilde{\lambda}_p^k = \mathrm{Re}\ \frac{1 - \Lambda'^k_{pn}/\Lambda_n^k}{\Lambda_p^k + i\omega_{\mathrm{BF}p}/v_{\mathrm{F}p}}$$



Результаты. Холловские компоненты

$$1 = \left(\Lambda_a^k + i\frac{\omega_{\mathrm{BF}a}}{v_{\mathrm{F}a}}\right)\widetilde{\lambda}_a^k + \sum_{b\neq a}\Lambda'^k_{ab}\widetilde{\lambda}_b^k,$$

лептоны

$$\widetilde{\lambda}_\ell^k = \frac{1}{\Lambda_\ell^k + i\omega_{\mathrm{BF}\ell}/v_{\mathrm{F}\ell}}$$

нейтроны

$$\mathrm{Im}\,\widetilde{\lambda}_n^k = -\frac{\Lambda'^k_{np}}{\Lambda_n^k}\,\mathrm{Im}\,\widetilde{\lambda}_p^k$$

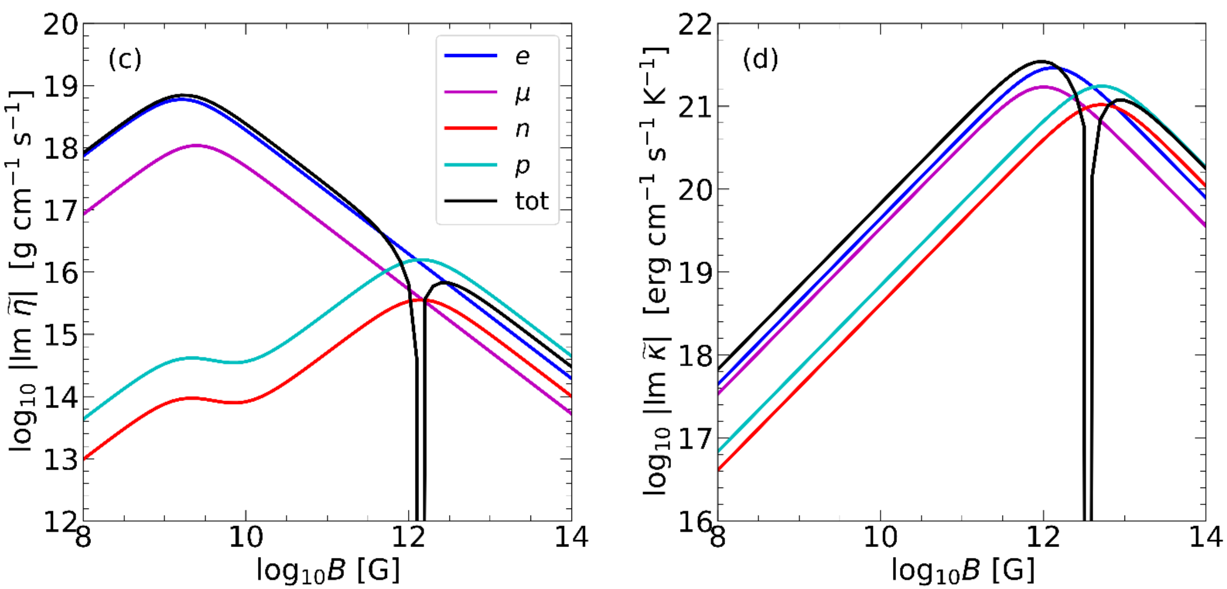
протоны

$$\left(\Lambda_p^k - \frac{\Lambda'^k_{np}\Lambda'^k_{pn}}{\Lambda_n^k}\right)\mathrm{Im}\,\widetilde{\lambda}_p^k = -\frac{\omega_{\mathrm{BF}p}}{v_{\mathrm{F}p}}\,\mathrm{Re}\,\widetilde{\lambda}_p - \Lambda'^k_{pe}\,\mathrm{Im}\,\widetilde{\lambda}_e^k - \Lambda'^k_{p\mu}\,\mathrm{Im}\,\widetilde{\lambda}_\mu^k$$

$x_{\mathrm{Hall}e,\mu} \gg 1$ (but $x_{\mathrm{Hall}p} \ll 1$)

$$\mathrm{Im}\,\widetilde{\eta} \approx \mathrm{Im}\,\widetilde{\eta}_{e\mu} = -\frac{n_e p_{Fe}^2 + n_\mu p_{F\mu}^2}{5eB}$$

$$\mathrm{Im}\,\widetilde{\kappa} \approx \mathrm{Im}\,\widetilde{\kappa}_{e\mu} = -\frac{\pi^2 T}{3}\frac{n_e + n_\mu}{eB}$$



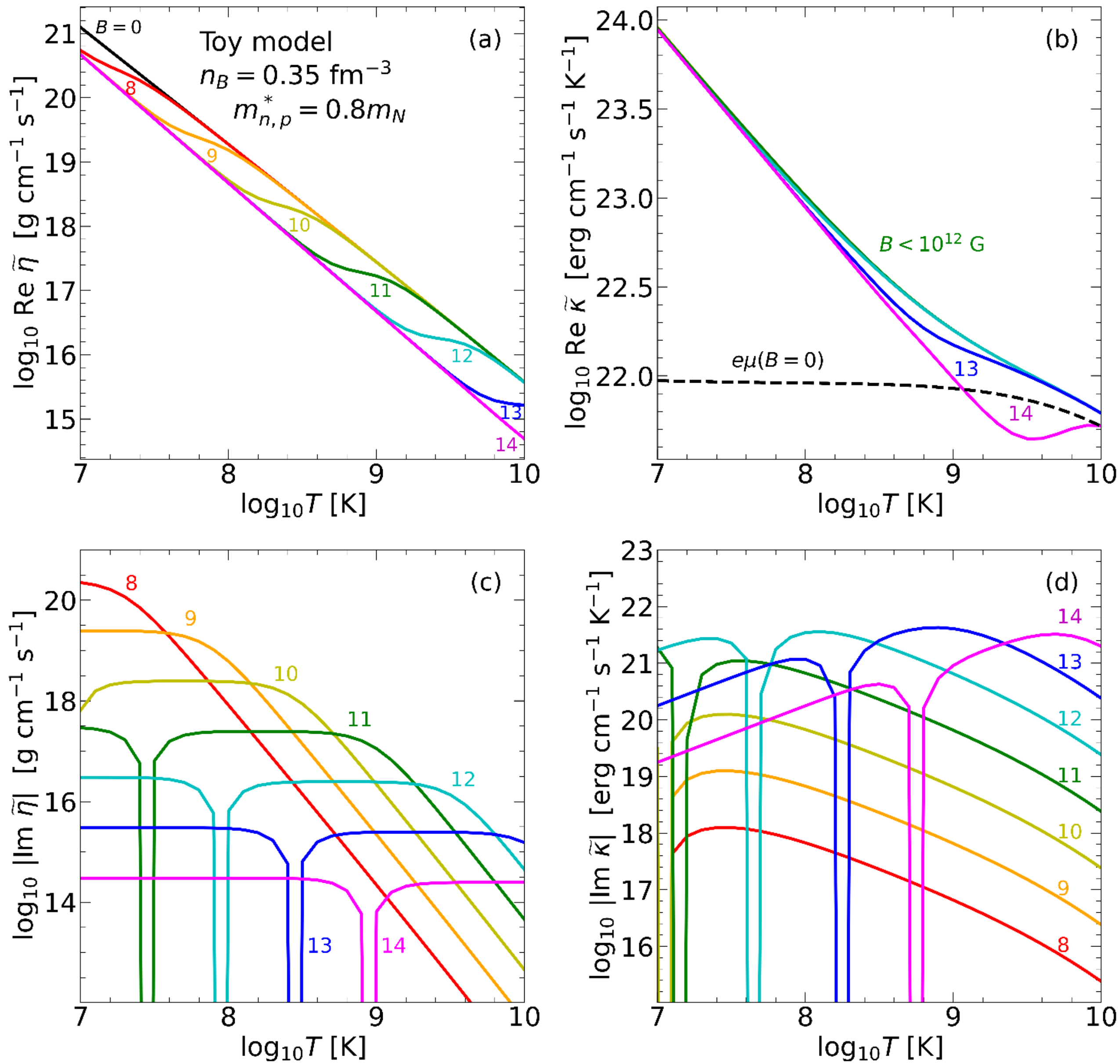
Результаты. Зависимость от T

Изображены поперечные (Re), продольные (B=0) и холловские (Im) компоненты тензоров теплопроводности и сдвиговой вязкости в зависимости от температуры и магнитного поля для характерной плотности в ядре НЗ.

Использовано игрушечное уравнения состояния (слайды 9, 50, 53).

Магнитное поле заметно подавляет поперечные компоненты тензора вязкости

Смысл комплексных кинетических коэффициентов разъяснен на слайдах 26, 33—34



Выводы

С помощью аппарата неприводимых сферических тензоров описан формализм удобный для вычисления кинетических коэффициентов многокомпонентной Ферми-жидкости ядер нейтронных звёзд в неквантующем магнитном поле

Проанализирован широкий банк уравнений состояния. Построены «подгонки бедняка», позволяющие худо-бедно рассчитать кинетические коэффициенты в ядре НЗ

В отсутствие магнитного поля теплопроводность определяется нейтронами, а сдвиговая вязкость – лептонами

Поэтому в магнитном поле теплопроводность модифицируется слабо, зато вязкость – сильно даже в умеренных магнитных полях

Базы данных уравнений состояния вещества НЗ должны содержать также информацию, позволяющую самосогласованно рассчитать транспортные свойства