Эффекты ненулевого магнитного момента в коллективных осцилляциях нейтрино при взрыве сверхновых

Шустов Павел,

научный руководитель, к.ф.-м.н Харланов Олег

МГУ им. Ломоносова

Москва

2019

Взрыв сверхновой, как источник сверхплотных полей нейтрино :

- Подавляющая часть энергии взрыва уносится в виде нейтрино ($n_{\nu} = 10^{30} \div 10^{32}$см$^{-3}$)
- Внутри ядра нейтрино термализуется
- Распространение нейтрино имеет характер коллективных осцилляций

Взрыв сверхновой, как источник сверхплотных полей нейтрино :

- Подавляющая часть энергии взрыва уносится в виде нейтрино ($n_\nu = 10^{30} \div 10^{32} \text{см}^{-3}$)
- Внутри ядра нейтрино термализуется
- Распространение нейтрино имеет характер коллективных осцилляций

Коллективные осцилляции, как способ обнаружить сверхмалые параметры системы:

- Коллективные осцилляции – нелинейный процесс
- Может привести к возникновению неустойчивостей в эволюции спектров

Взрыв сверхновой, как источник сверхплотных полей нейтрино :

- Подавляющая часть энергии взрыва уносится в виде нейтрино ($n_\nu = 10^{30} \div 10^{32}$см$^{-3}$)
- Внутри ядра нейтрино термализуется
- Распространение нейтрино имеет характер коллективных осцилляций

Коллективные осцилляции, как способ обнаружить сверхмалые параметры системы:

- Коллективные осцилляции – нелинейный процесс
- Может привести к возникновению неустойчивостей в эволюции спектров

Основная идея:

Сверхплотная нейтринная среда может потенциально спровоцировать неустойчивости в эволюции нейтринного спектра

$$\mathcal{L}_\nu = \mathcal{L}_{vac} + \mathcal{L}_{med} + \mathcal{L}_{AMM} + \mathcal{L}_{slf}, \quad \nu = \nu^c$$

- $\mathcal{L}_{vac}$ и $\mathcal{L}_{med}$ - стандартные лагранжианы нейтрино в вакууме и в материи
- $\mathcal{L}_{AMM} = -\frac{i}{4}\mathfrak{m}_{ab}\bar{\nu}_a\sigma_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\nu_b$ - взаимодействие нейтрино с магнитным полем
- $\mathcal{L}_{slf}$ - лагранжиан $\nu - \nu$ взаимодействия

$$\underbrace{\mathcal{L}_{EW} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\left(\bar{\nu}_a\gamma_L^\mu\nu_a\right)^2}_{\text{Стандартное электрослабое взаимодействие}} \qquad \underbrace{\mathcal{L}_s = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_a\nu_a)^2 \qquad \mathcal{L}_p = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_a\gamma_5\nu_a)^2}_{\text{Нестандартное нейтринное взаимодействие}}$$

Майорановские нейтрино

$$\mathcal{L}_\nu = \mathcal{L}_{vac} + \mathcal{L}_{med} + \mathcal{L}_{AMM} + \mathcal{L}_{slf}$$

- Описание в терминах матрицы плотности и гамильтониана

$$\mathrm{i}\frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho], \qquad \rho_{AB}(\boldsymbol{p}) = \langle \Phi | \hat{a}^{+}_{B\boldsymbol{p}} \hat{a}_{A\boldsymbol{p}} | \Phi \rangle$$

- Приближение рассеяние вперед - пренебрегаем процессами с изменением импульса нейтрино
- Основная идея расчета вклада коллективных осцилляций:

$$[H, \rho] \sim \langle [:(\bar{\nu}_c \gamma_L^\mu \nu_c)(\bar{\nu}_d \gamma_L^\mu \nu_d):, \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_A] \rangle, \qquad \nu_A \sim \hat{a}_A u e^{-ipx} + \hat{a}_A^\dagger u^c e^{ipx}$$

$$[H, \rho] \sim \langle :\phi A \chi \cdot \psi A \omega: \rangle, \qquad \text{где } \{\phi, \chi, \psi, \omega\} \sim \{\hat{a}, \hat{a}^\dagger\}, \; A = \{\underbrace{\gamma^\mu \gamma_5,}_{\text{EW}} \; \underbrace{1,}_{\text{S}} \; \underbrace{\gamma_5}_{\text{P}}\}$$

взаимодействие

Используя теорему Вика и тождество Фирца:

$$[H, \rho] \sim f(\langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_A \rangle) = f(\rho_{AB})$$

Уравнение эволюции: $\mathrm{i}\,\frac{\partial\rho}{\partial t} = [h, \rho]$

$$h(\boldsymbol{p}) = \begin{pmatrix} \frac{\Delta m^2}{4|\boldsymbol{p}|} + G_F\sqrt{2}V & B_\perp \mathfrak{m} \\ -B_\perp \mathfrak{m} & \frac{\Delta m^2}{4|\boldsymbol{p}|} - G_F\sqrt{2}V \end{pmatrix} + h_{slf}(\boldsymbol{p}) \qquad \rho_0 = \begin{pmatrix} \nu_{e,x} & 0 \\ 0 & \bar{\nu}_{e,x} \end{pmatrix}$$

$$h_{slf}(\boldsymbol{p}) = G_F\sqrt{2}n_\nu(r)\int d\boldsymbol{p}'(1 - \boldsymbol{n}'\boldsymbol{n})[\underbrace{G\cdot tr(\rho G) + \wp^{\because}}_{} + \underbrace{\kappa(\wp^T)^{\therefore}}_{}]$$

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^{\because} = \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & D \end{pmatrix};$$

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^{\therefore} = \begin{pmatrix} 0 & B \\ C & 0 \end{pmatrix};$$

Из стандартного EW гамильтониана
(оставляет гамильтониан блочно-диагональным)

Добавка от s+p взаимодействия
(вносит блочно-недиаг. члены)

При $\mu = 0$, вклада от $\wp^{\because}$ нет!

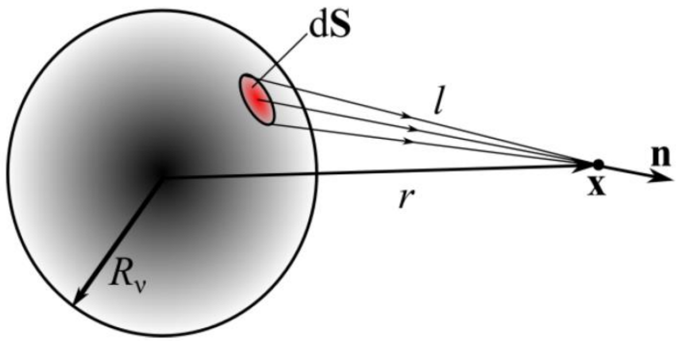
$$\wp = \rho - \rho^{cT} = \begin{pmatrix} A - D^T & B - B^T \\ C - C^T & D - A^T \end{pmatrix} \qquad G = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad \kappa = \frac{2\sqrt{2}g}{G_F}$$

$$h_{int}(\boldsymbol{p}) = G_F\sqrt{2}(\hbar c)^3 n_\nu(r)\int d\boldsymbol{p}'(1-\boldsymbol{n}'\boldsymbol{n})[G\cdot tr(\rho G) + \wp^{\ddots} + \wp^{\iddots}]$$

Интеграл в каждой точке по всем направлениям с которых приходя нейтрино

Огромная численная сложность

Упрощение до одноугловой схемы



$$h_{int}(\boldsymbol{p}) = G_F\sqrt{2}(\hbar c)^3[n_\nu(r)\mathcal{D}(r)]\int_0^\infty dE[G\cdot tr(\rho G) + \wp^{\ddots} + \wp^{\iddots}]$$

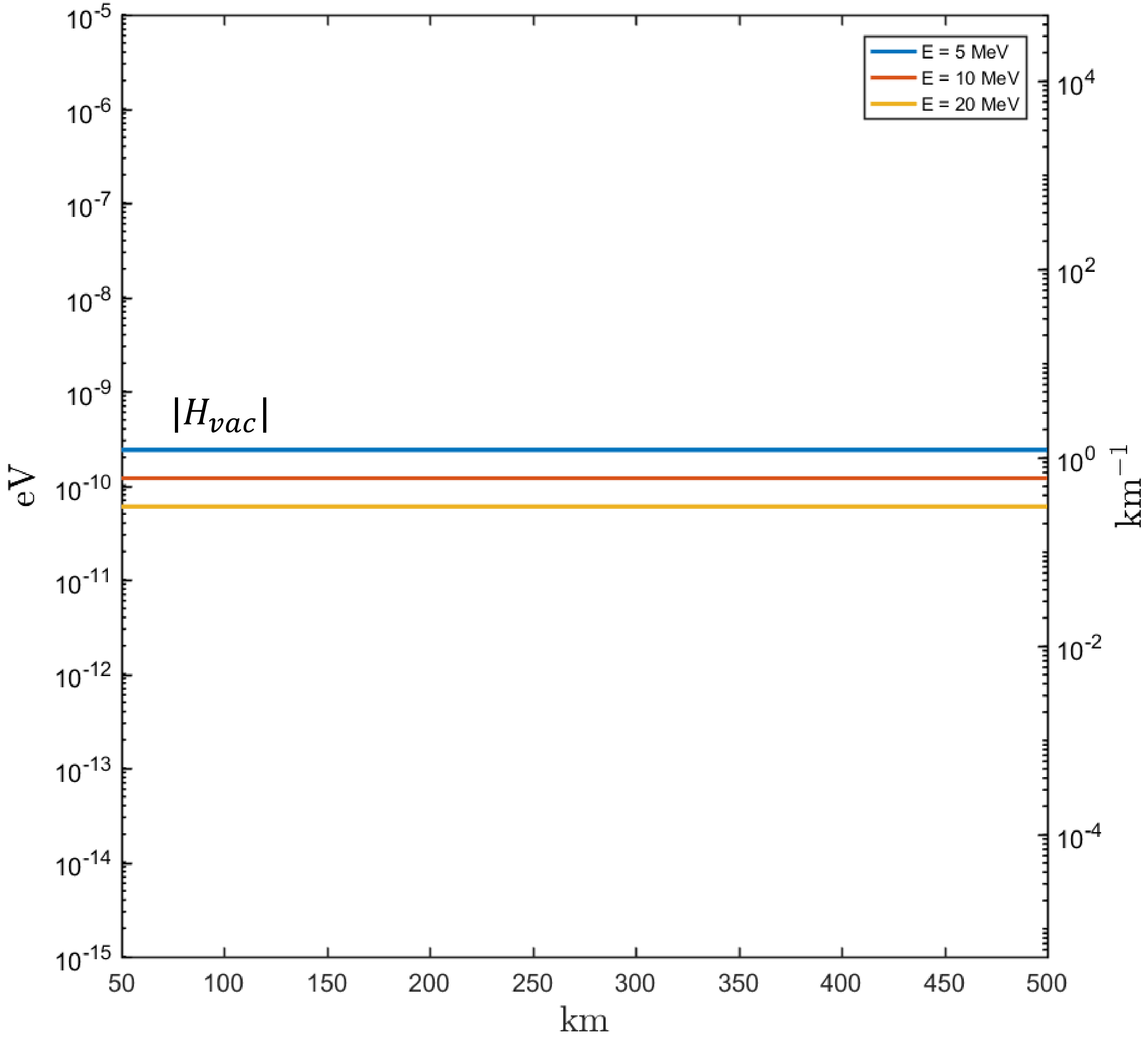
$\mathcal{D}(r)$ – множитель, эффективно учитывающий падение плотности нейтрино с расстоянием и нейтрино приходящие с разных углов

Физическая адекватность метода подтверждена в сравнении с двухугловой схемой в работе Huaiyu Duan, at al., *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Vol. 60:569-594, 2010

Характерные величины разных вкладов в эффективный гамильтониан :

- Самодействие $\propto r^{-4}$
- Материя $\propto r^{-2}$
- Расчет до MSW-резонанса
- Эффективный потенциал магнитного поля μB существенно мал на всех расстояниях, тем не менее может спровоцировать рост неустойчивости

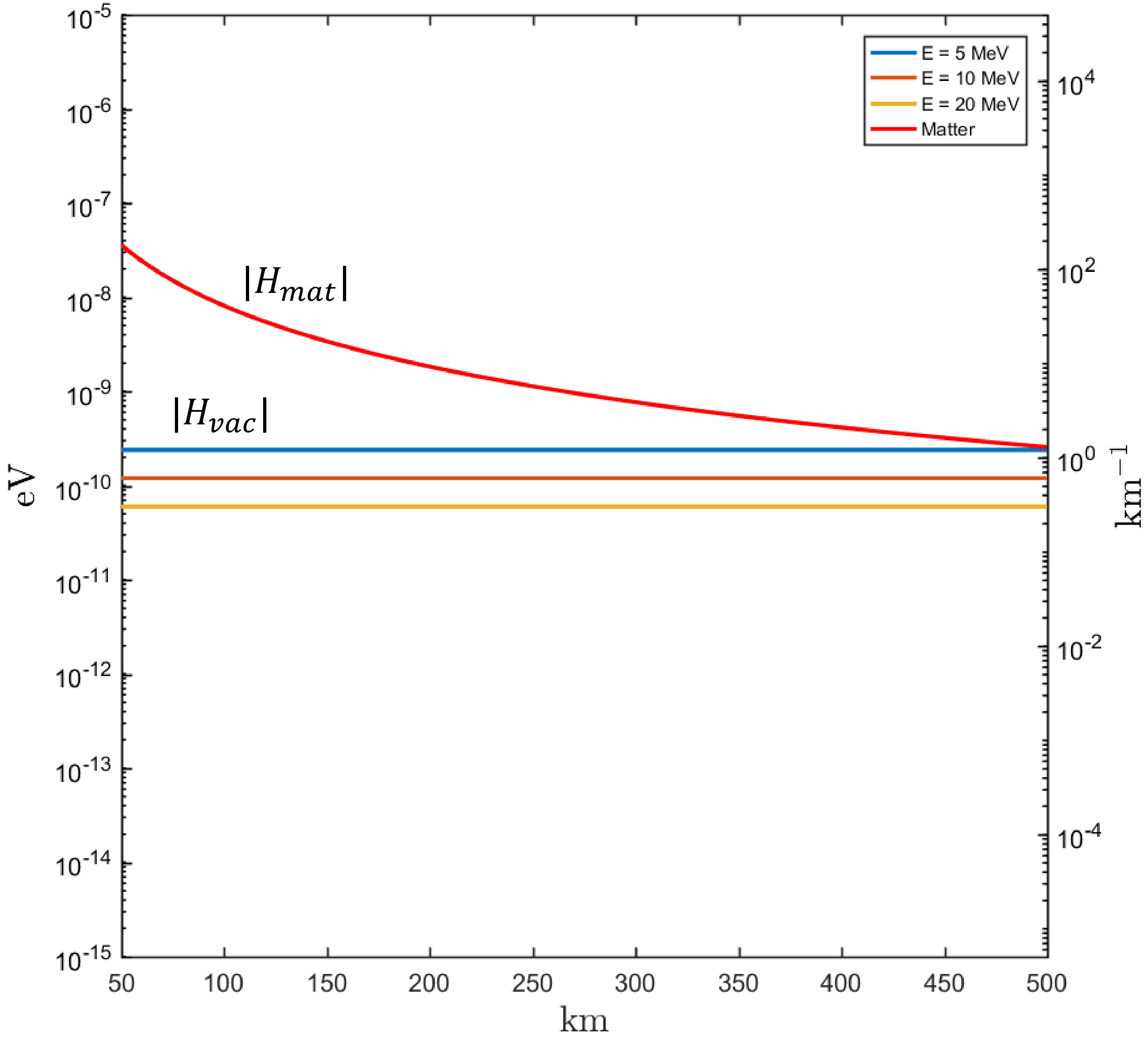
A. de Gouvea, S. Shalgar, JCAP **10 (2012)**, 027



Характерные величины разных вкладов в эффективный гамильтониан :

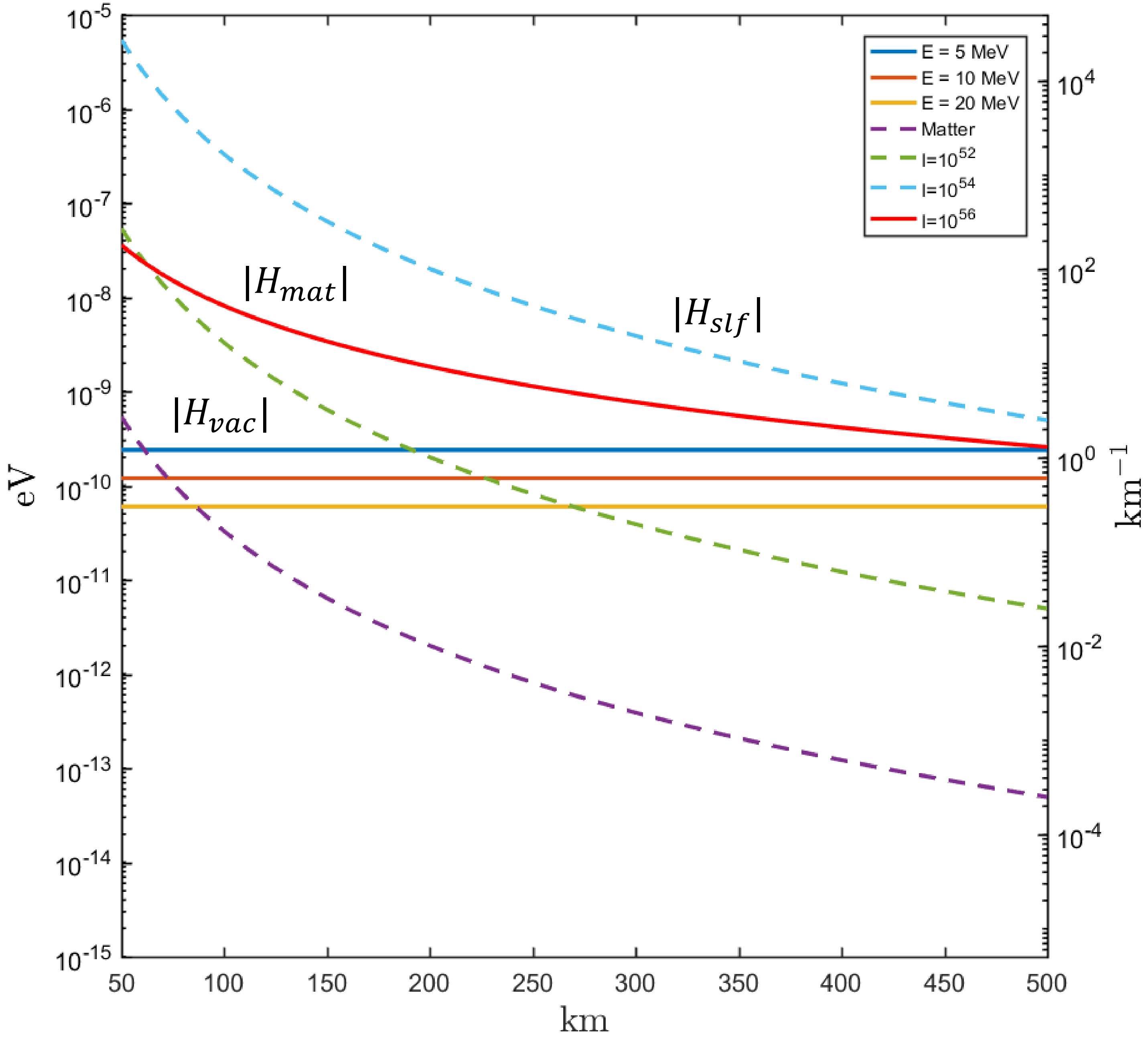
- Самодействие $\propto r^{-4}$
- Материя $\propto r^{-2}$
- Расчет до MSW-резонанса
- Эффективный потенциал магнитного поля μB существенно мал на всех расстояниях, тем не менее может спровоцировать рост неустойчивости

A. de Gouvea, S. Shalgar, JCAP **10 (2012)**, 027



Характерные величины разных вкладов в эффективный гамильтониан :

- Самодействие $\propto r^{-4}$
- Материя $\propto r^{-2}$
- Расчет до MSW-резонанса
- Эффективный потенциал магнитного поля μB существенно мал на всех расстояниях, тем не менее может спровоцировать рост неустойчивости

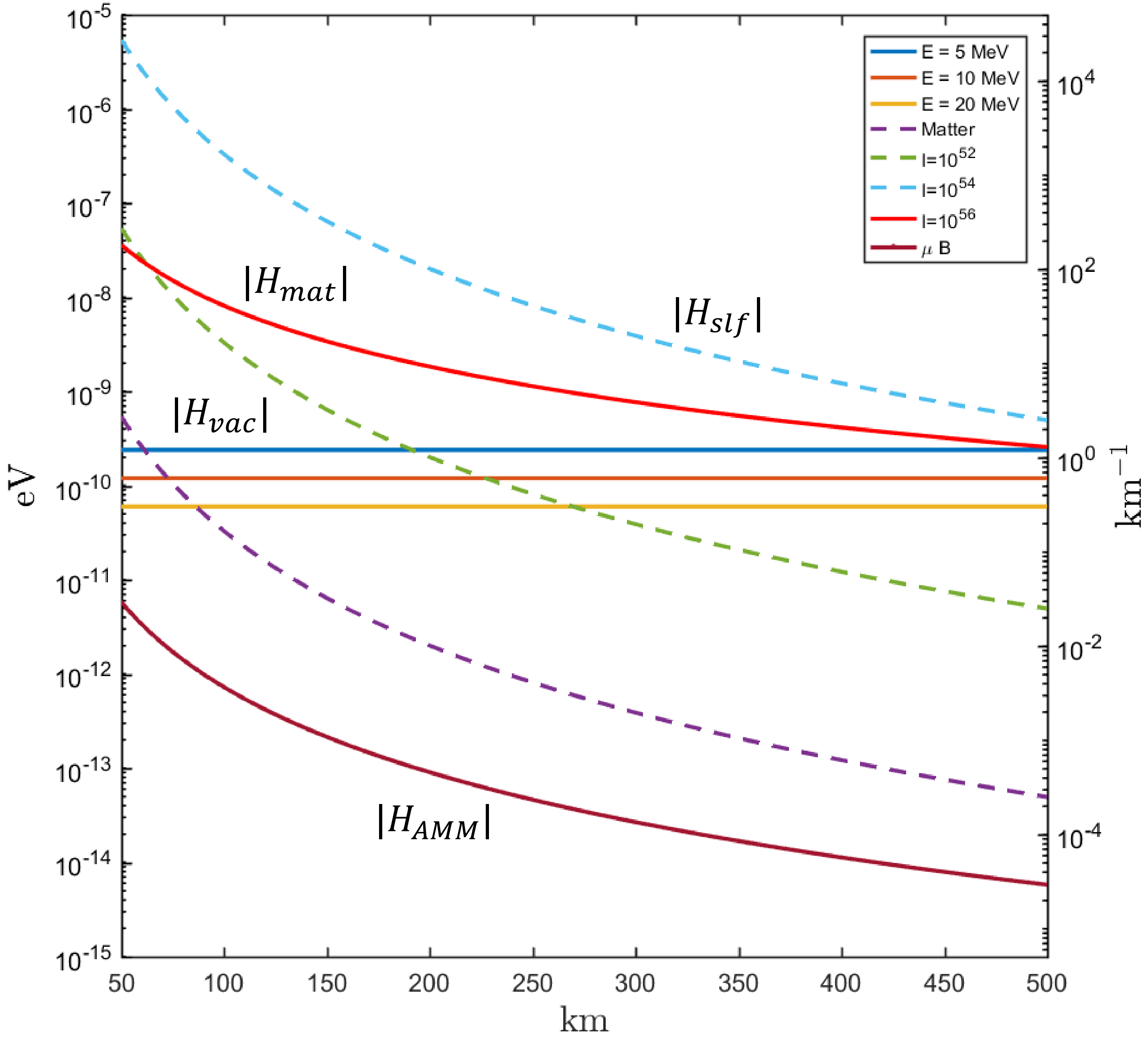


A. de Gouvea, S. Shalgar, JCAP **10 (2012)**, 027

Характерные величины разных вкладов в эффективный гамильтониан :

- Самодействие $\propto r^{-4}$
- Материя $\propto r^{-2}$
- Расчет до MSW-резонанса
- Эффективный потенциал магнитного поля μB существенно мал на всех расстояниях, тем не менее может спровоцировать рост неустойчивости

A. de Gouvea, S. Shalgar, JCAP **10 (2012)**, 027



Модель:
Одноугловая схема с эффективным $\nu\nu$ взаимодействием

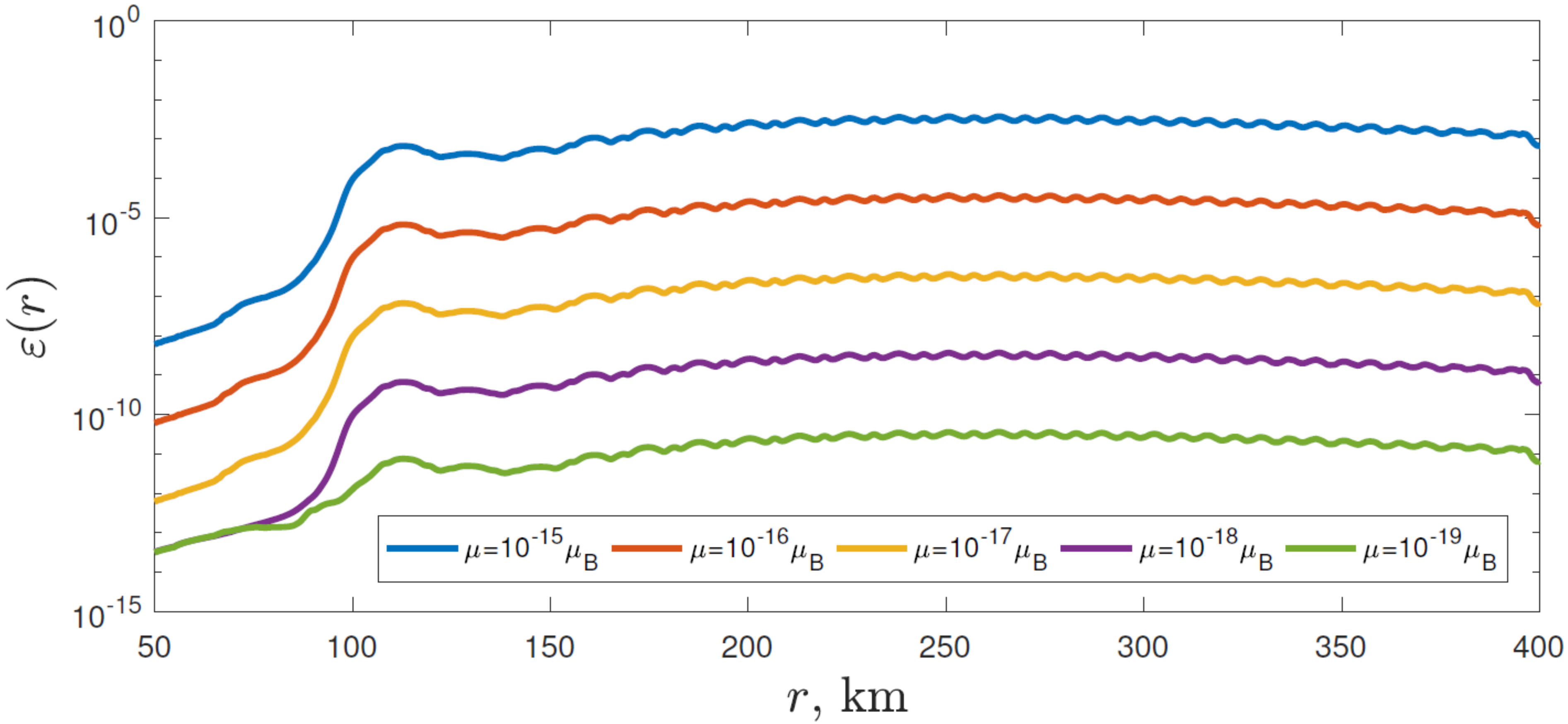
- Протонейтронная звезда:
  - Радиус нейтриносферы $R_{NS} = 50\ km$
  - Светимость $10^{52} - 10^{56}\ \sec^{-1}$
  - Дипольное магнитное поле $B \sim 10^{12} Gs$ приR_{NS}
  - Профиль плотностей материи $n_{e,n,p}(r)$ и нейтрино $n_\nu(r)$ взят из M. T. Keil at al.
  - Начальное распределение задано при $r = R_{NS}$
- Нейтрино:
  - Два флейвора: $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_x, \bar{\nu}_x$
  - Две иерархии NH, IH
  - Магнитный момент: $\mu_{12} \equiv \mu = 10^{-19} \div 10^{-15} \mu_B$
  - $\theta = 9°, \Delta m^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} eV^2$

A. de Gouvea, S. Shalgar, JCAP **10 (2012)**, 027

M. T. Keil, G. G. Raffelt, and H.-T. Janka, Astrophys.J. 590, 971 (2003), astro-ph/0208035.

Способ оценки эффекта ненулевого магнитного момента

$$\varepsilon(r) = \frac{1}{4}\frac{\sum_f \int \left| s_f^{(\mu)}(E;r) - s_f^{(0)}(E;r) \right| \mathrm{d}E}{\sum_f \int \left| s_f^{(0)}(E;r) \right| \mathrm{d}E}, \qquad f = e, x, \bar{e}, \bar{x},$$

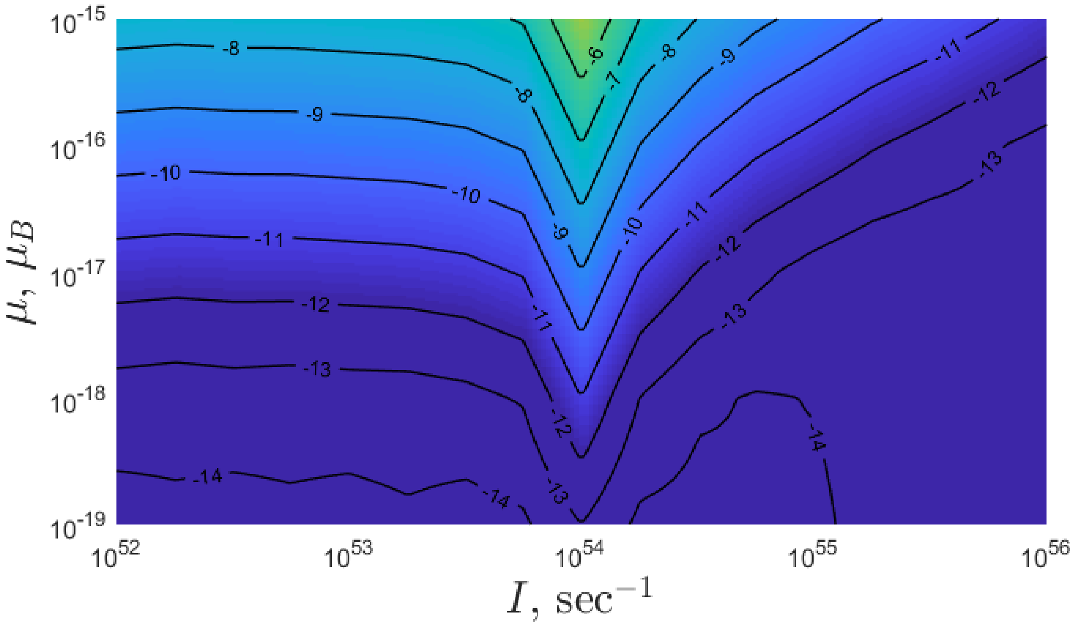


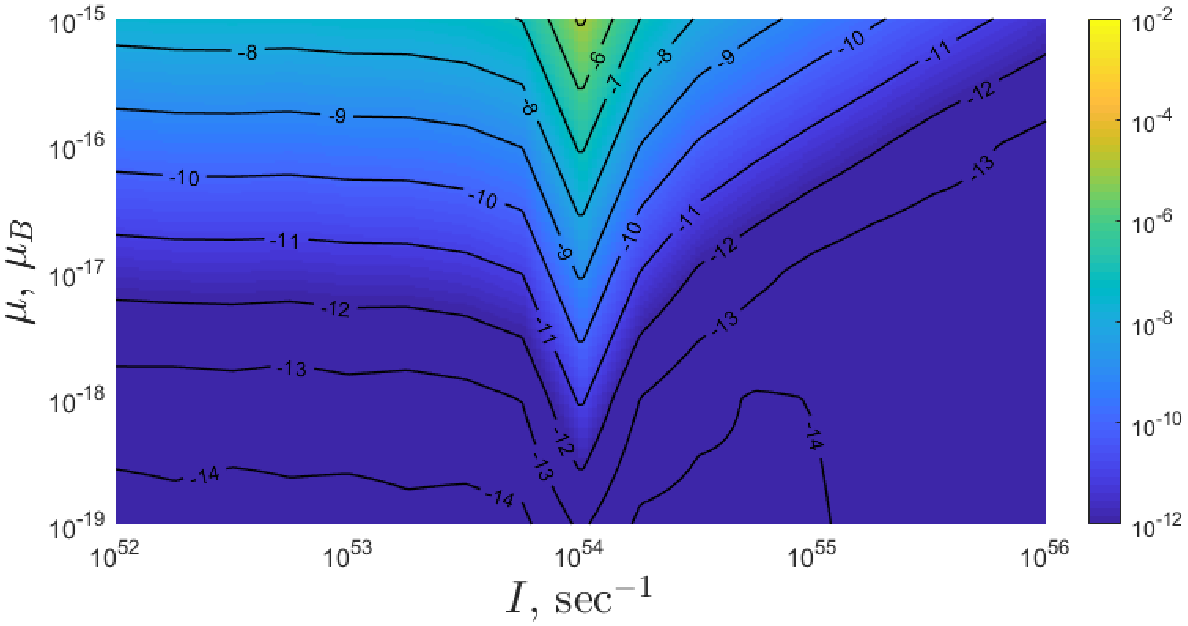
$\mathcal{L}_{EW}$

Нормальная иерархия

Обратная иерархия

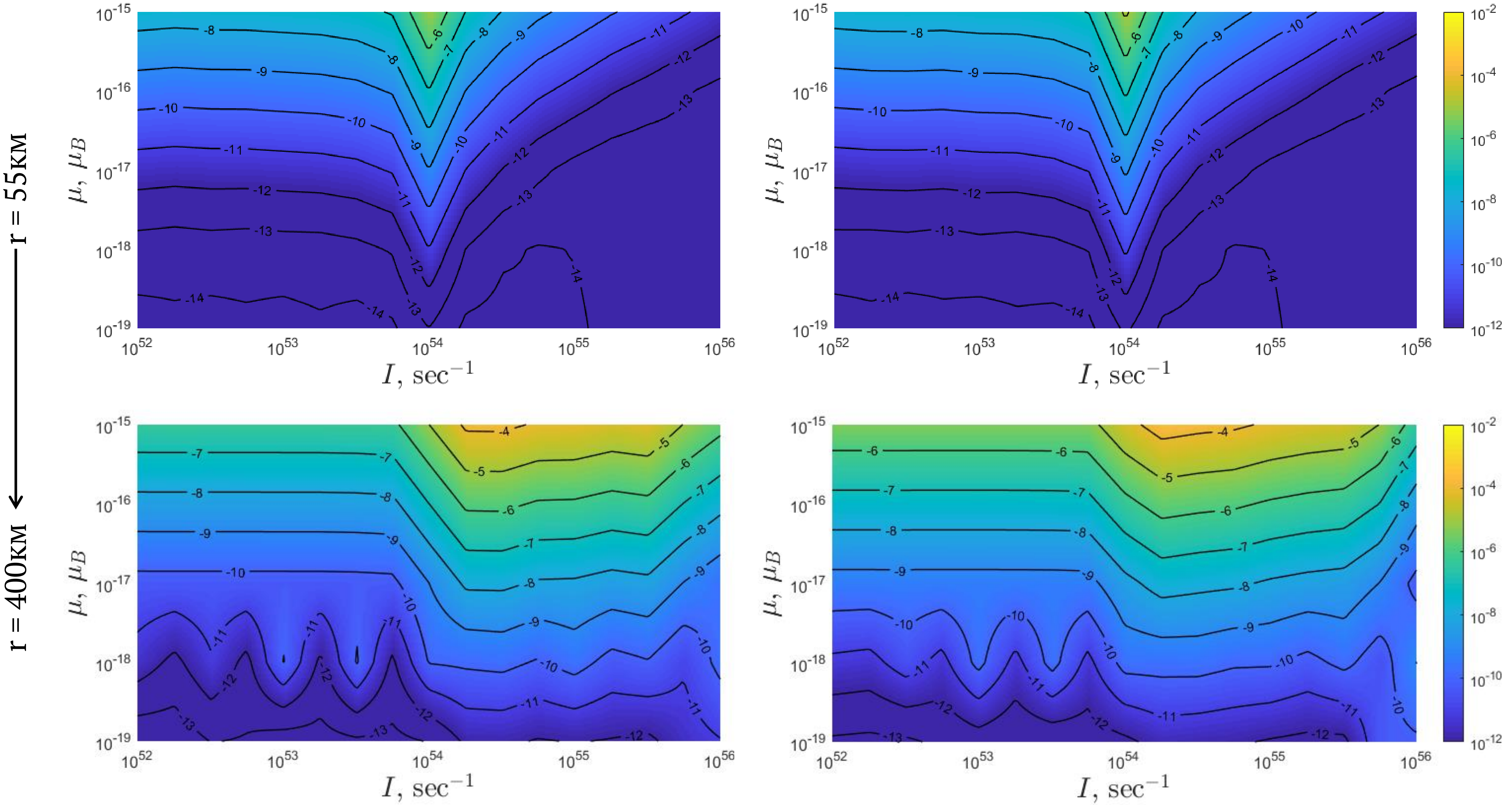
r = 55км





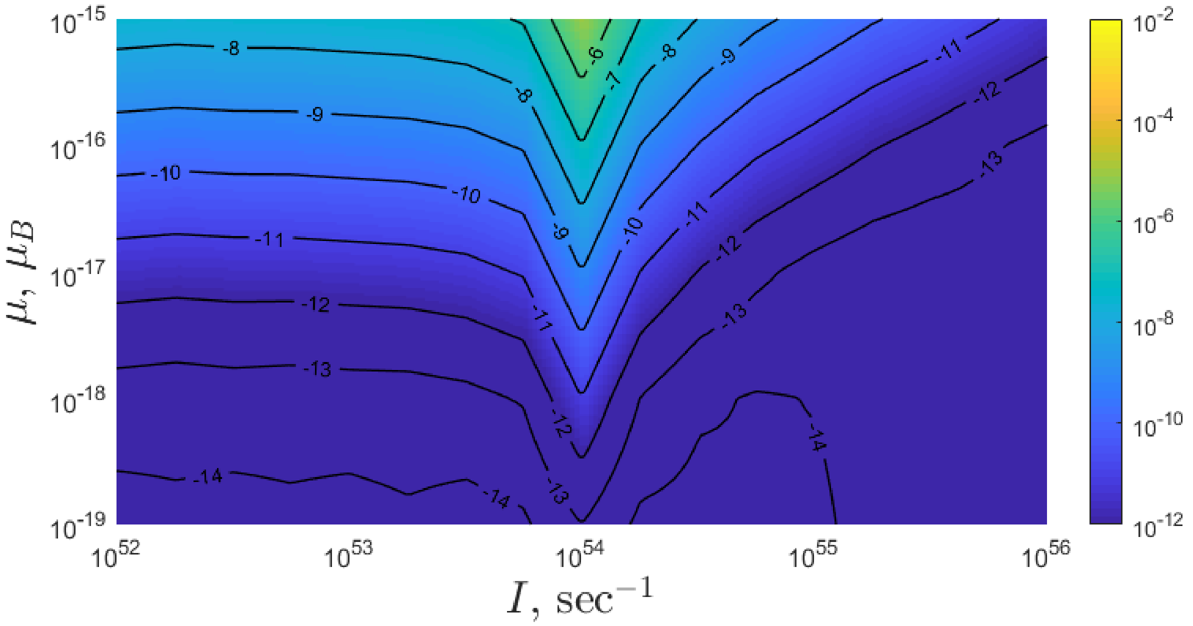
Стандартная модель $\mathcal{L}_{EW}$

$\mathcal{L}_{EW}$ Нормальная иерархия Обратная иерархия

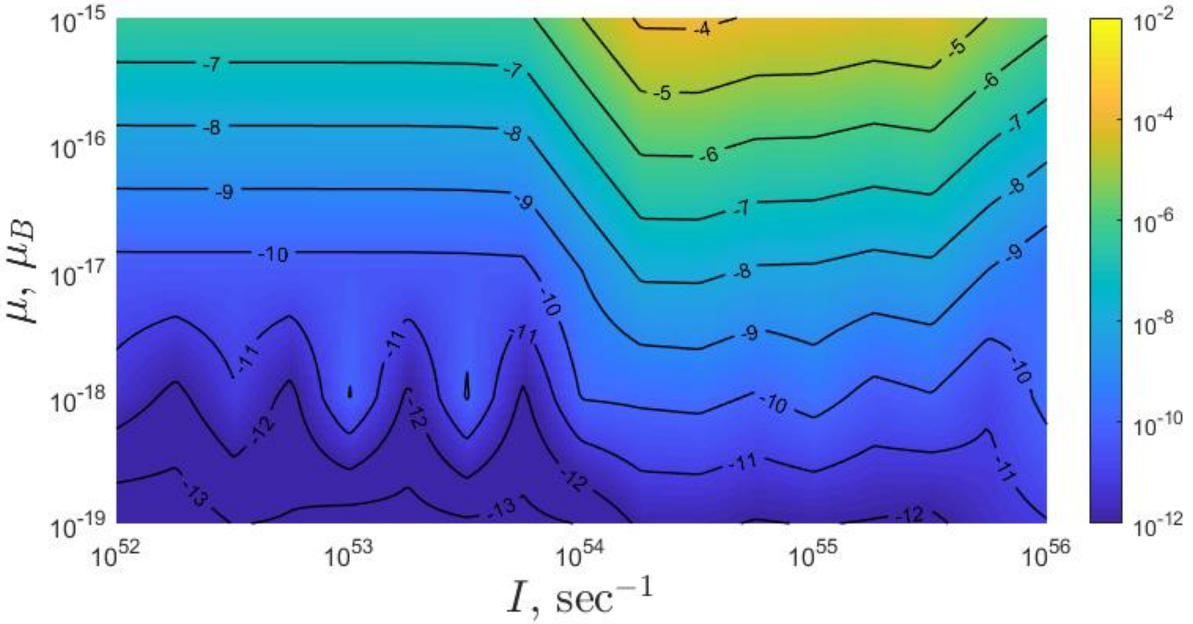


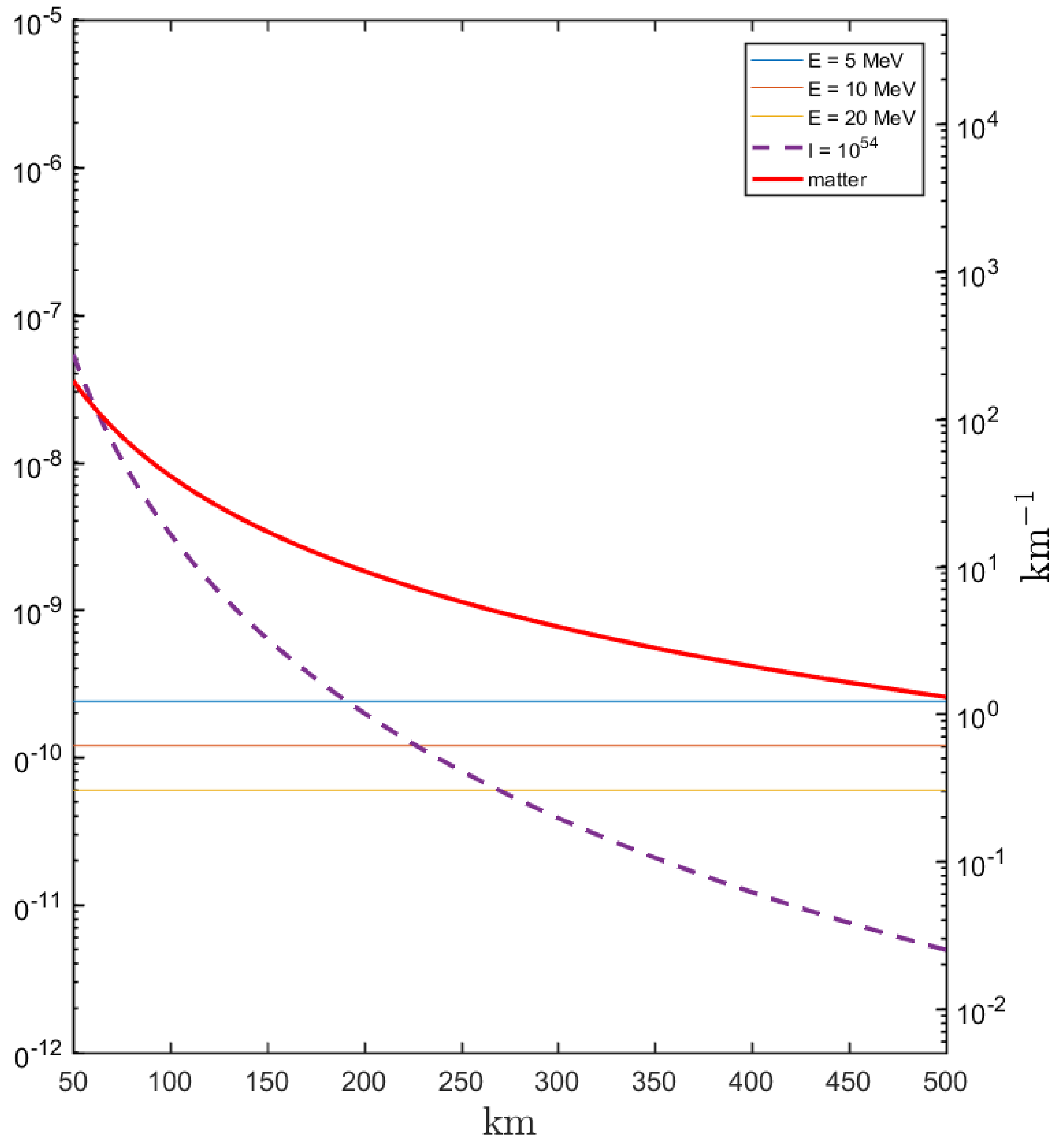
$\mathcal{L}_{EW}$ Нормальная иерархия

r = 55км

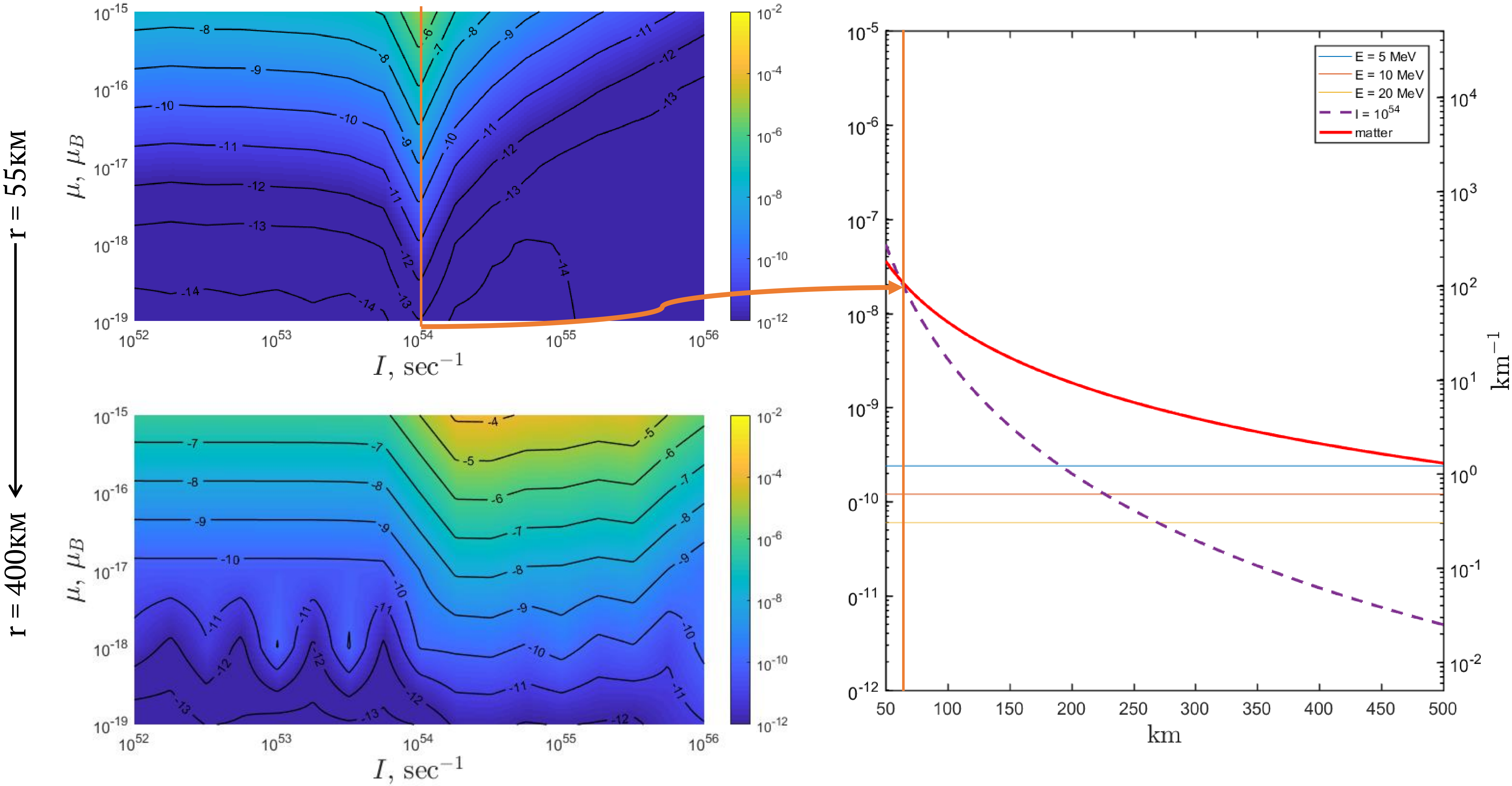


r = 400км



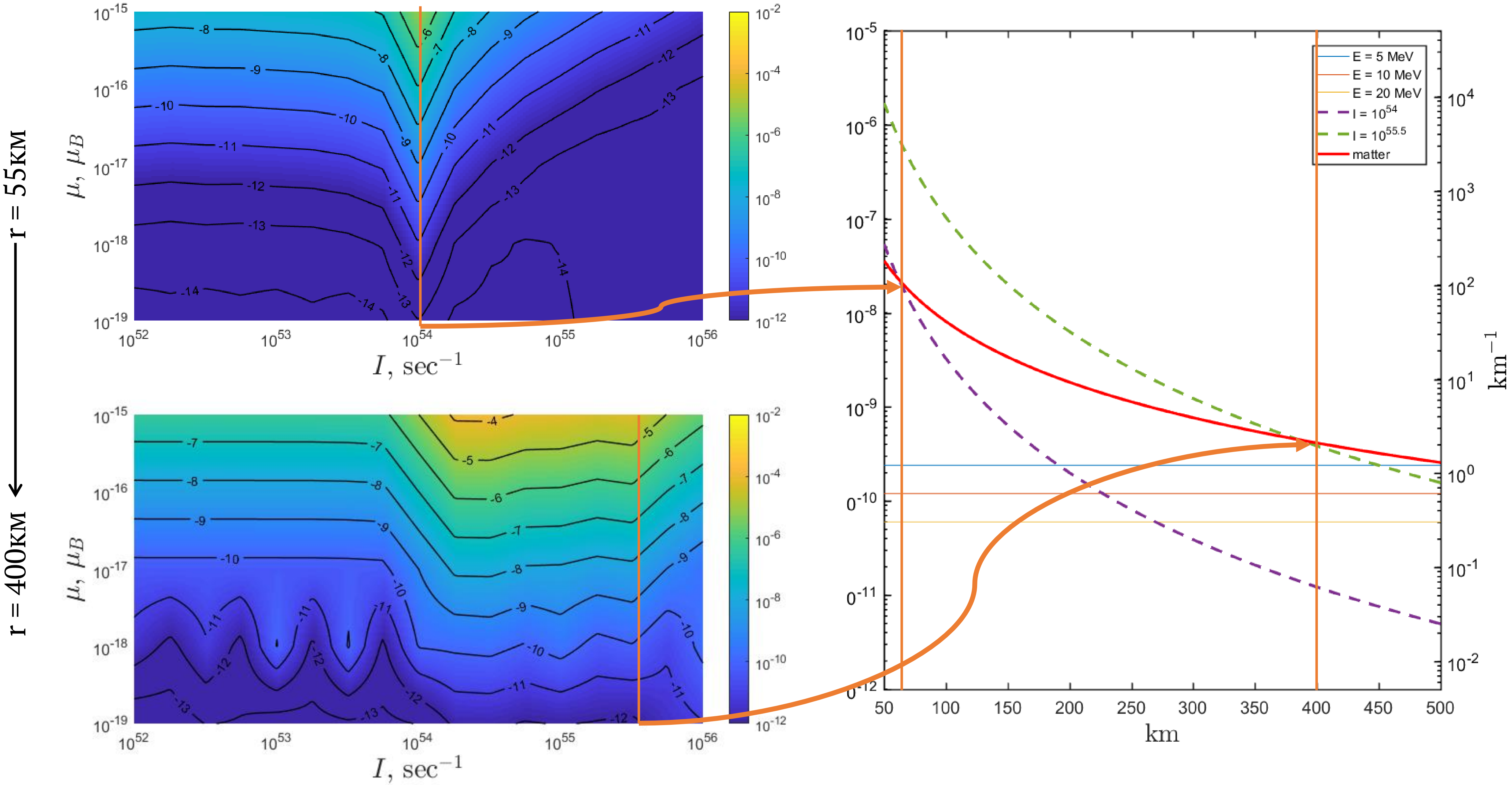


$\mathcal{L}_{EW}$ Нормальная иерархия



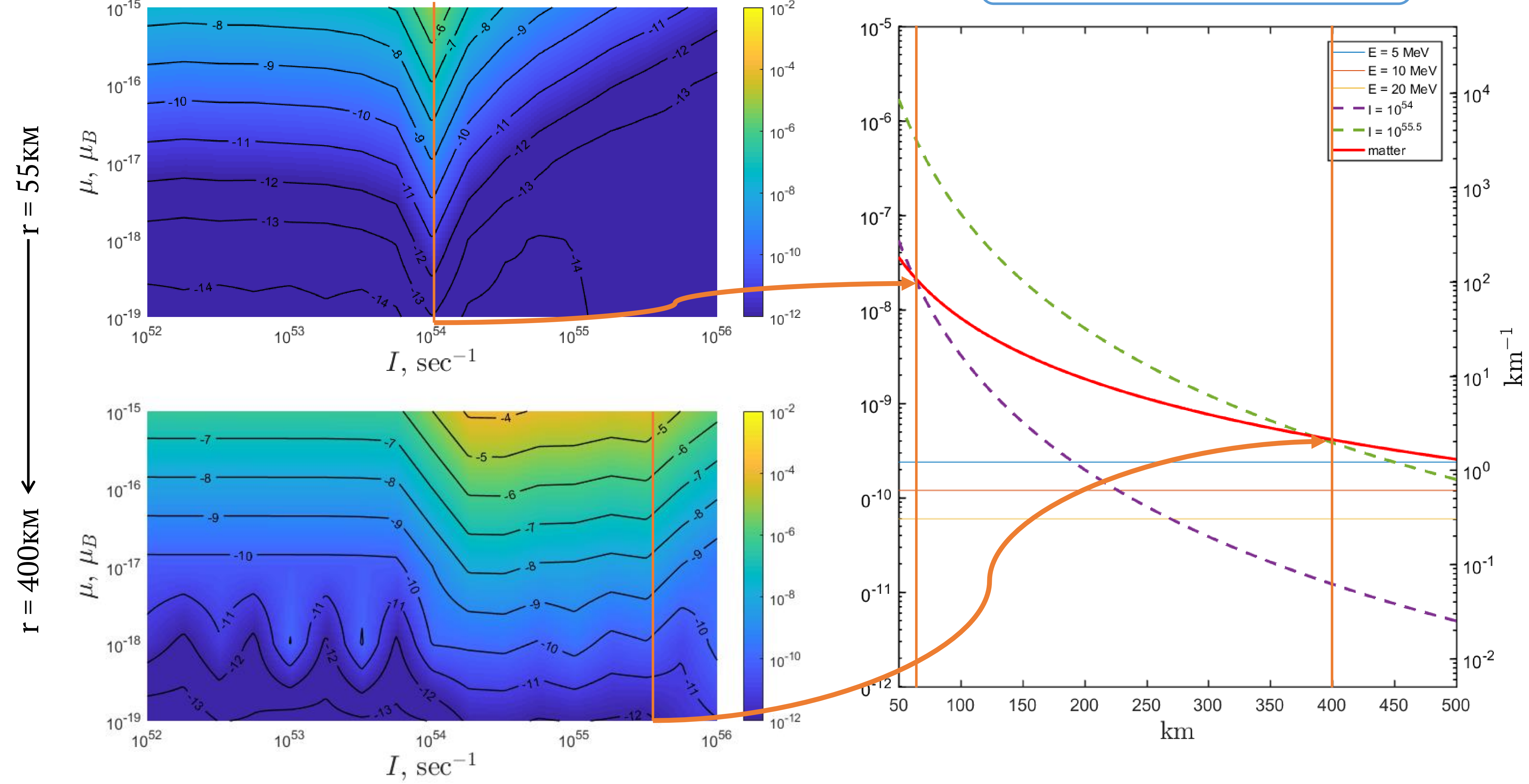
$\mathcal{L}_{EW}$

Нормальная иерархия



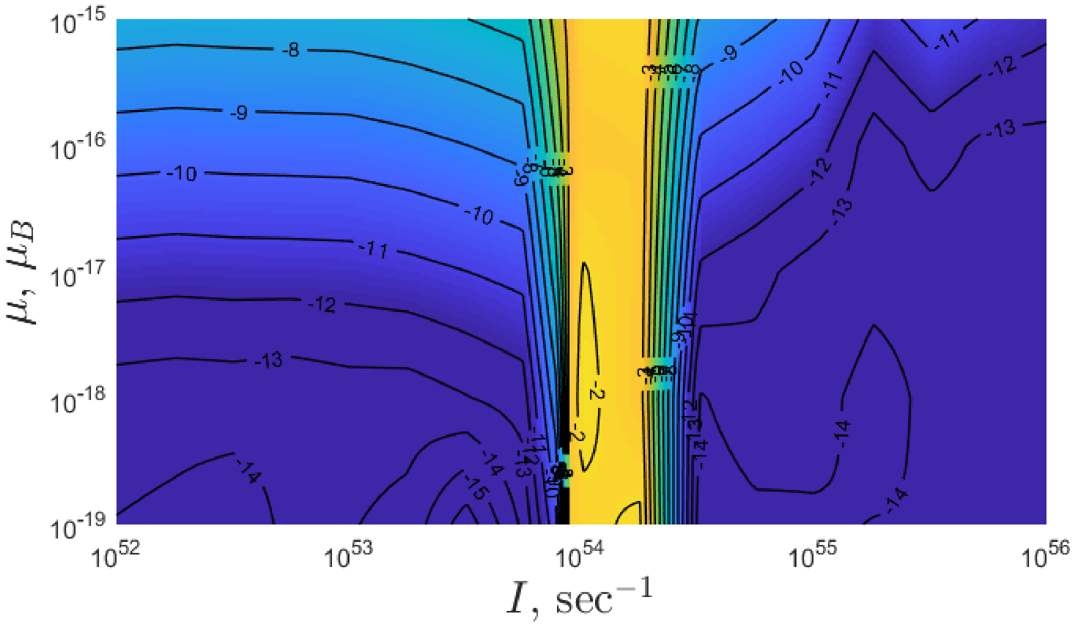
$\mathcal{L}_{EW}$ Нормальная иерархия

Резонанс при $|H|_{slf} \sim |H|_{mat}$

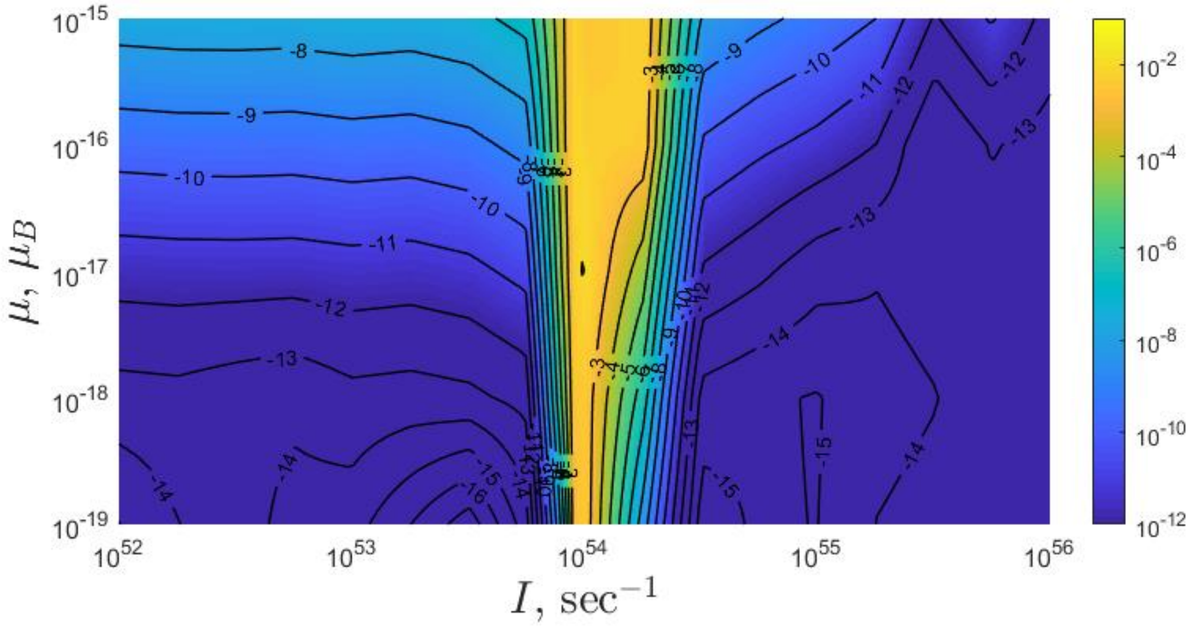


$\mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{SP}$ Нормальная иерархия

r = 55км

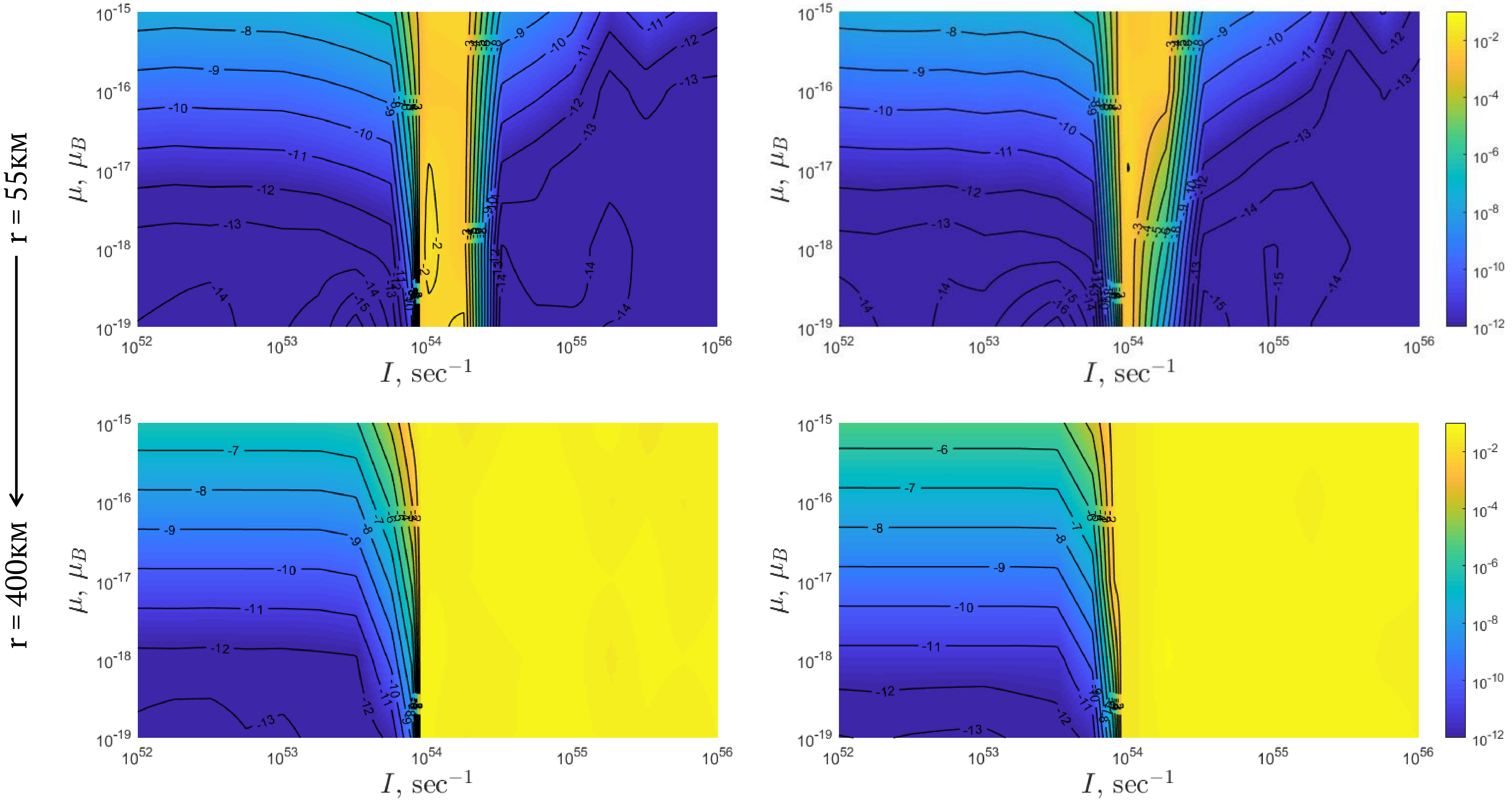


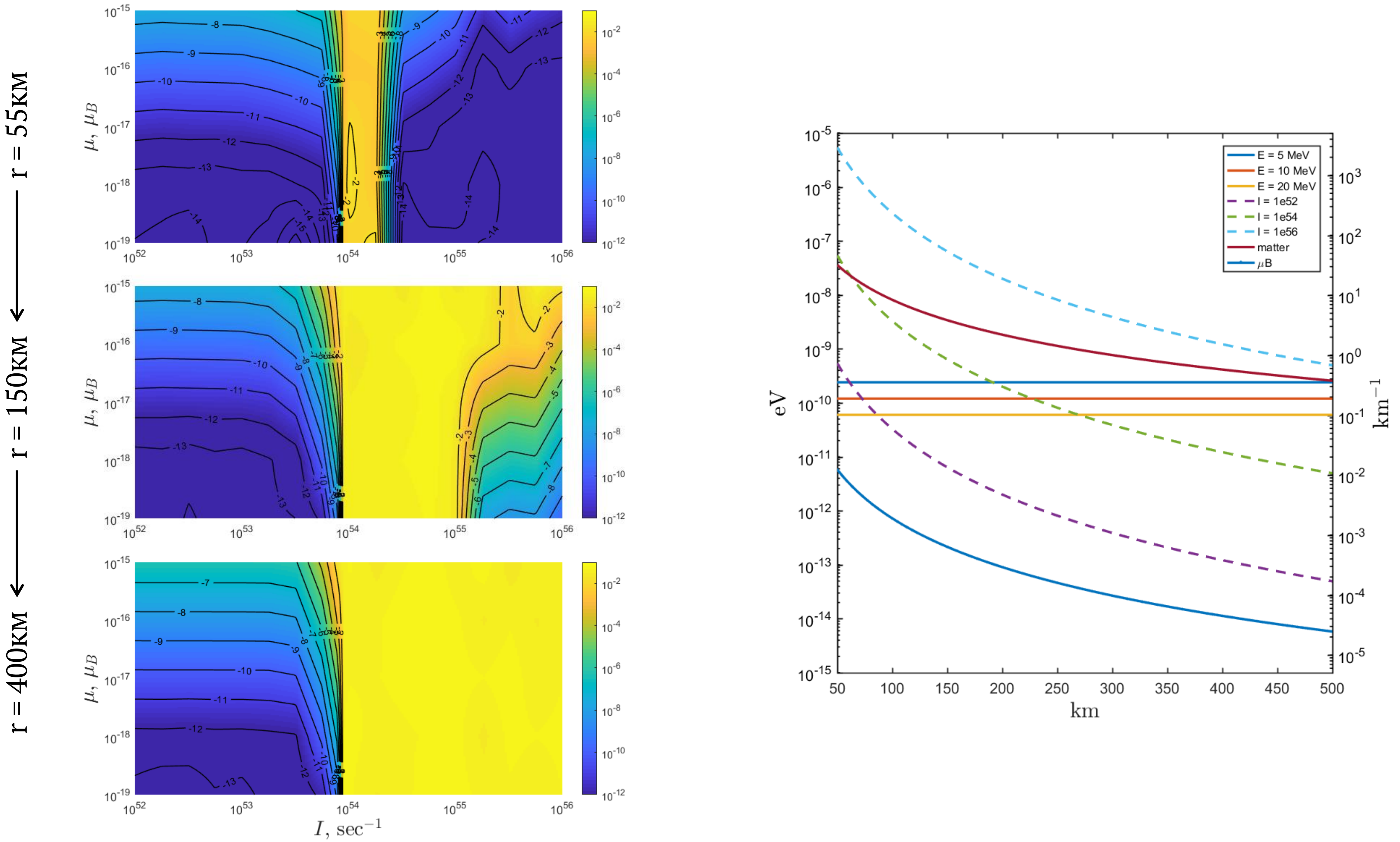
Обратная иерархия



Учет нестандартного взаимодействия $\mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{SP}$

$\mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{SP}$ Нормальная иерархия Обратная иерархия




r = 55км
r = 150км
r = 400км
μ, μB
I, sec⁻¹
E = 5 MeV
E = 10 MeV
E = 20 MeV
I = 1e52
I = 1e54
I = 1e56
matter
μB
eV
km
km⁻¹

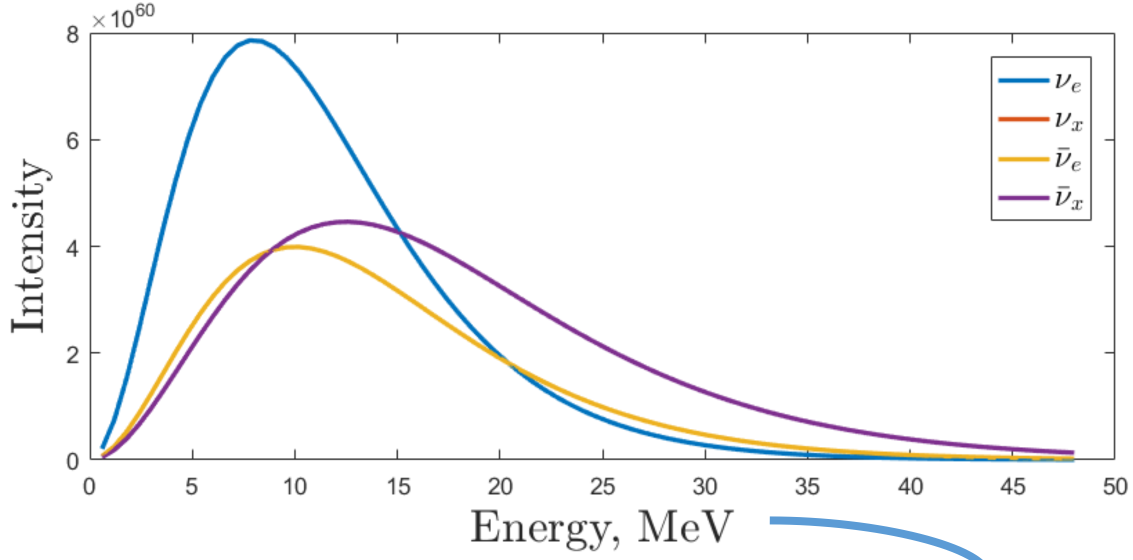
Результаты:

- Получен эффективный гамильтониан $\nu - \nu$ взаимодействия майорановских нейтрино при $\mu \neq 0$ (для электрослабого, скалярного и псевдоскалярного вз-ий)
- Исследована чувствительность спектров нейтрино к наличию $\mu \neq 0$:
    - наличие $\mu \neq 0$ не приводит к наблюдаемым эффектам в рамках СМ
    - однако, присутствует резонансное усиление эффектов $\mu \neq 0$ при $|H|_{slf} \sim |H|_{med}$
    - В случае наличия S-P взаимодействия эффекты $\mu \neq 0$ приводят к наблюдаемым отклонениям даже при $\mu < 10^{-19}\mu_B$

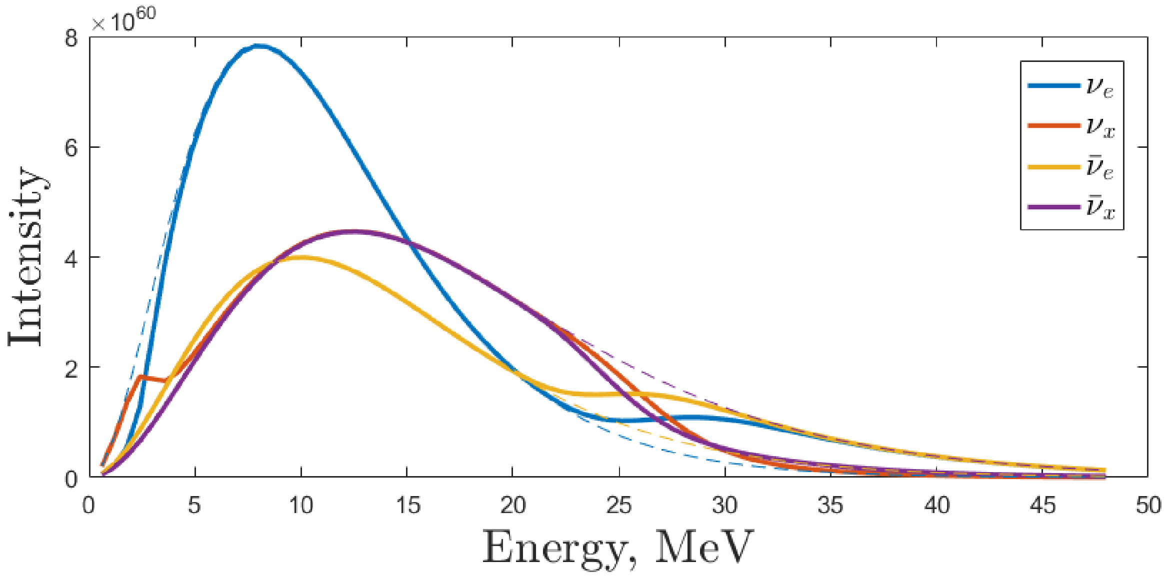
Даже очень малый магнитный момент майорановского нейтрино может позволить на основе нейтринных спектров сверхновой обнаружить наличие нестандартного нейтринного взаимодействия

Пример эволюции спектра нейтрино $\mu = 0$

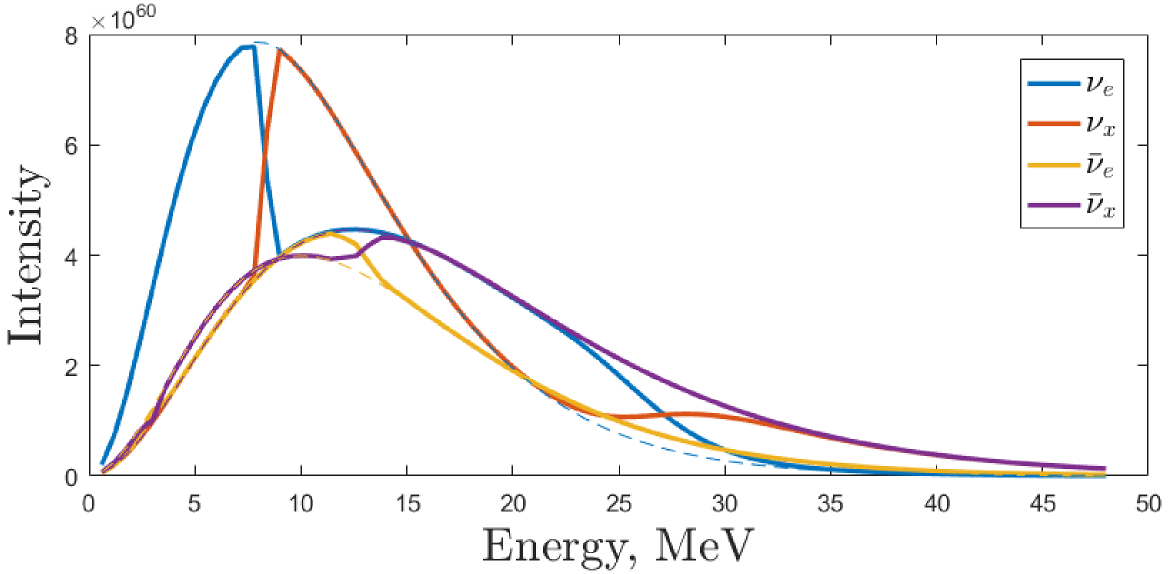
Начальный спектр



Нормальная иерархия



Обратная иерархия



Нормальная иерархия

Обратная иерархия