

Рождение псевдоскалярного σ -мезона в низкоэнергетических протонных столкновениях

Парамонова Мария

Филиал МГУ имени М.В. Ломоносова в Сарове

Научный руководитель: Демидов С.В.

11 августа 2026 г.

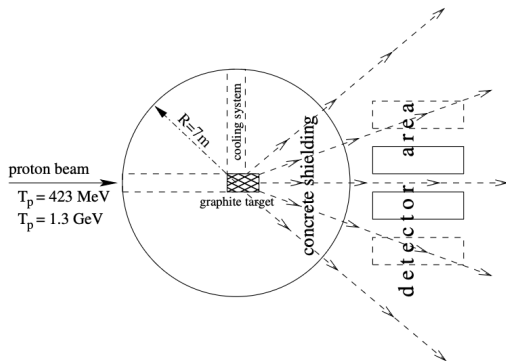


Схема экспериментальной установки TiMoFey.

Параметры графитовой мишени: $r_t = 10\text{см}$, $l_t = 120\text{см}$. Площадь поперечного сечения детектора 1м^2 , длина детектора — 2м .

Ограничение на угол вылета сгоддино для попадания в детектор из мишени: $\cos(\theta) > 0,9968$.

Подробнее: <https://arxiv.org/abs/2508.01968v1>

Рассматривается минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ), дополненная киральным суперполем:

$$\Phi = \phi + \sqrt{2}\theta\Psi + \theta^2 F,$$

где Ψ – голдстино (фермион);

ϕ – сголдстино (скаляр); $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(S + i\mathcal{P})$;

F – вспомогательное поле, вакуумное среднее $\langle F \rangle = F$.

$\sqrt{F}$ – масштаб нарушения суперсимметрии. Рассматриваемая шкала $10 - 10^2$ ТэВ.

Взаимодействия сголдстино с калибровочными полями СМ:

$$\mathcal{L}_P^{\text{gauge}} = \frac{M_{\gamma\gamma}}{4\sqrt{2}F} \mathcal{P} F_{\mu\nu} F_{\lambda\rho} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + \frac{M_3}{4\sqrt{2}F} \mathcal{P} G_{\mu\nu}^a G_{\lambda\rho}^a \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$$

Киральная теория возмущений для мезонов

Киральная теория возмущений (ChPT) - эффективная теория для изучения взаимодействия кварков в пределе нулевых масс (рассматриваются легкие кварки.)

Рассмотрим лагранжианы КХД и сголдстино:

$$\mathcal{L} = -\frac{M_3}{2\sqrt{2}F} \mathcal{P} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a + i\bar{q}\gamma^\mu D_\mu q - \bar{q}m_q q, \quad q = (u, d)^T$$

Для устранения вклада от глюонного взаимодействия делается киральный поворот $q(x) \rightarrow \exp(i\alpha_q(x)\gamma^5)q(x)$.

Вклад от глюонных полей сокращается, когда $\alpha_q = \frac{\sqrt{2}\pi M_3}{\alpha_s F} \mathcal{P} \kappa_q$ и $\kappa_u + \kappa_d = 1$.
Окончательный кварковый лагранжиан:

$$\mathcal{L} = i\bar{q}\gamma^\mu D_\mu q - \bar{q}e^{2i\alpha_q\gamma^5}m_q q + \bar{q}_L\gamma^\mu l_\mu^q q_L - \bar{q}_R\gamma^\mu r_\mu^q q_R,$$

Киральная теория возмущений для мезонов

Полный лагранжиан построенный по киральной теории возмущений:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\chi} = & \frac{f_{\pi}^2}{8} \text{Tr} \left[D^{\mu} \Sigma (D_{\mu} \Sigma)^{\dagger} \right] + \frac{f_{\pi}^2}{8} B_0 \text{Tr} \left[\hat{m}_q(\mathcal{P}) \Sigma^{\dagger} + \text{h.c.} \right] \\ & + \frac{1}{2} \partial^{\mu} \mathcal{P} \partial_{\mu} \mathcal{P} - \frac{m_{\mathcal{P},0}^2}{2} \mathcal{P}^2,\end{aligned}$$

Где массовая матрица меняется после кирального поворота :

$$\hat{m}_q(\mathcal{P}) = \exp(2iA\kappa_q\mathcal{P})m_q$$

Здесь

$$\begin{aligned}\Sigma = \exp\left(\frac{i\sqrt{2}}{f_{\pi}}\Phi\right), \quad \Phi = \begin{pmatrix} \pi^0 & \sqrt{2}\pi^+ \\ \sqrt{2}\pi^- & -\pi^0 \end{pmatrix}, \\ f_{\pi} \approx 130\text{МэВ}, \quad A = \frac{\sqrt{2}\pi}{\alpha_s} \frac{M_3}{F}.\end{aligned}$$

Киральная теория возмущений для барионов

Чтобы включить взаимодействие с барионами (p , n), используем LO ChPT для барионов:

$$\mathcal{L}_{\pi N} = \bar{\Psi}(i\not{D} - m_N + \frac{g_A}{2}\gamma^\mu\gamma^5 u_\mu)\Psi, \Psi = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$$

где p и n - поля протона и нейтрона;

$$D_\mu = \partial_\mu + \Gamma_\mu,$$

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{2}(u^\dagger(\partial_\mu - ir_\mu)u + u(\partial_\mu - il_\mu)u^\dagger), u = \sqrt{\Sigma}$$

$$u_\mu = i(u^\dagger(\partial_\mu - ir_\mu)u - u(\partial_\mu - il_\mu)u^\dagger)$$

$$l_\mu^q = \frac{\sqrt{2}\pi M_3}{\alpha_s F_\pi} \partial_\mu \mathcal{P}\kappa_q$$

$$r_\mu^q = -l_\mu^q$$

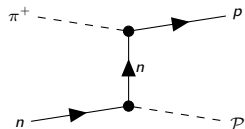
Полный лагранжиан

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{P,N,\pi} + \mathcal{L}_{mix}$$

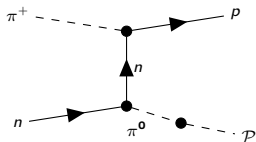
где $\mathcal{L}_{P,N,\pi}$ описывает взаимодействие сголдстино с пи-мезонами и нуклонами, $\mathcal{L}_{mix}$ описывает кинетическое и массовое смешивание сголдстино и нейтрального пи-мезона. Их явный вид:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{P,N,\pi} = & \frac{i}{4F_\pi^2} (\bar{p}\gamma^\mu p(\pi^+ \partial_\mu \pi^- - \pi^- \partial_\mu \pi^+) + \bar{n}\gamma^\mu n(\pi^- \partial_\mu \pi^+ - \pi^+ \partial_\mu \pi^-)) \\ & + \frac{i}{4F_\pi^2} (\sqrt{2}\bar{p}\gamma^\mu n(\pi^0 \partial_\mu \pi^+ - \pi^+ \partial_\mu \pi^0) + \sqrt{2}\bar{n}\gamma^\mu p(\pi^- \partial_\mu \pi^0 - \pi^0 \partial_\mu \pi^-)) \\ & - \frac{g_A}{2F_\pi} (\bar{p}\gamma^\mu \gamma^5 p \partial_\mu \pi^0 - \bar{n}\gamma^\mu \gamma^5 n \partial_\mu \pi^0 + \sqrt{2}\bar{p}\gamma^\mu \gamma^5 n \partial_\mu \pi^+ - \bar{n}\gamma^\mu \gamma^5 p \partial_\mu \pi^-) \\ & + \frac{iA}{\sqrt{2}F_\pi} (\kappa_d - \kappa_u) \bar{p}\gamma^\mu n \pi^+ \partial_\mu P - \frac{iA}{\sqrt{2}F_\pi} (\kappa_d - \kappa_u) \bar{n}\gamma^\mu p \pi^- \partial_\mu P \\ & - g_A A \kappa_u \bar{p}\gamma^\mu \gamma^5 p \partial_\mu P - g_A A \kappa_d \bar{n}\gamma^\mu \gamma^5 n \partial_\mu P, \\ \mathcal{L}_{mix} = & (\kappa_u - \kappa_d) A F_\pi \partial^\mu P \partial_\mu \pi^0 - 2(\kappa_u m_u - \kappa_d m_d) B_0 F_\pi A P \pi^0.\end{aligned}$$

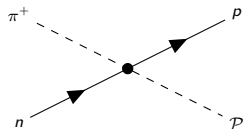
Диаграммы Фейнмана для $\pi^+ n \rightarrow p \mathcal{P}$



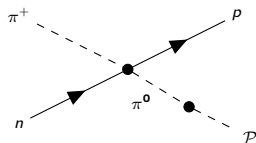
(a)



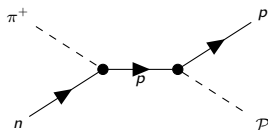
(b)



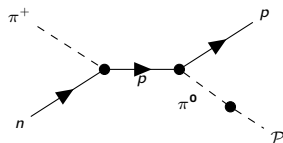
(c)



(d)



(e)



(f)

Расчет сечения рассеяния

Процесс $\pi^+ n \rightarrow p \mathcal{P}$ описывается следующим матричным элементом:

$$\mathcal{M} = iC_0 \bar{u}(p_3) \left[\beta + \alpha \hat{k} \right] u(p_2),$$

где

$$\begin{aligned} \beta &= 2m_N g_A^2, \\ \alpha &= -\xi + \frac{g_A^2}{2}(1 + \xi) \left(1 + \frac{4m_N^2}{u - m_n^2} \right) - \frac{g_A^2}{2}(1 - \xi) \left(1 + \frac{4m_N^2}{s - m_n^2} \right) \\ &= \xi(g_A^2 - 1) + 2m_N^2 g_A^2 \left(\frac{1 + \xi}{u - m_n^2} - \frac{1 - \xi}{s - m_n^2} \right), \end{aligned}$$

k - импульс сголдстино $\mathcal{P}$, p_2 - импульс нейтрона, p_3 - импульс протона.

$$\begin{aligned} g_A &\approx 1.27 & \xi &= \delta \frac{m_\pi^2}{m_{\mathcal{P}}^2 - m_\pi^2} \\ \delta &= \frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \approx \frac{1}{3} & C_0 &= \frac{\pi}{\alpha_s F_\pi} \frac{M_3}{F} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{|\mathcal{M}|^2} = C_0^2 & \left[\alpha^2 \left((s + t - m_N^2 - m_\pi^2)(s - m_N^2 - m_P^2) + m_P^2 t \right) \right. \\ & \left. + 2\alpha\beta m_N (2s + t - 2m_N^2 - m_\pi^2 - m_P^2) + \beta^2 (4m_N^2 - t) \right]. \end{aligned}$$

Сечение рассеяния для $2 \rightarrow 2$ процесса:

$$d\sigma = \frac{1}{128\pi} \Sigma |M|^2 \frac{dt}{l^2}, \quad l^2 = (p_1 p_2)^2 - m_N^2 m_\pi^2$$

Потери заряженных пионов в веществе

Поскольку пионы, рожденные в протонных столкновениях в графитовой мишени, проходят через вещество (графит), они теряют энергию. Для учета потерь энергии мы использовали уравнение Бете-Блоха:

$$-\frac{dE_\pi}{dl} = \rho K \frac{Z}{A\beta_\pi^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \beta_\pi^2 \gamma_\pi^2}{I}\right) - \beta_\pi^2 - \frac{\delta(\beta_\pi \gamma_\pi)}{2} \right]$$

Распределение по энергии и углу пионов известно из данных моделирования.

Расчет чувствительности эксперимента TiMoFeu к сигнатуре $P \rightarrow \gamma\gamma$

Полное число событий содержит дополнительный множитель, отвечающий вероятности распада внутри объема детектора:

$$P_{\text{dec}} = \exp\left(-\frac{L_{\text{dump}}}{\lambda_P}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{L_{\text{det}}}{\lambda_P}\right)\right], \quad \lambda_P = \frac{\gamma_P \beta_P c}{\Gamma_P}.$$

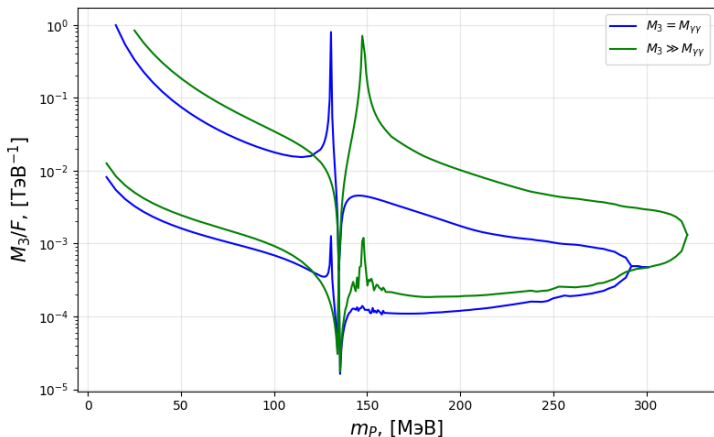
где $L_{\text{dump}} = 7\text{м}$ — расстояние от области рождения π -мезонов до начала детектора, $L_{\text{det}} = 2\text{м}$ — длина детектора, а λ_P — длина распада сголдстино, которая выражается через полную ширину распада Γ_P .

Основным каналом распада псевдоскалярного сголдстино при $m_P \leq 3m_\pi$ является распад в два фотона $P \rightarrow \gamma\gamma$. Ширина распада дается следующим выражением:

$$\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 m_P^3}{32\pi\alpha_s^2(M_{\text{soft}})} \frac{M_3^2}{F^2} |C_{\gamma\gamma}^{\text{eff}}|^2.$$

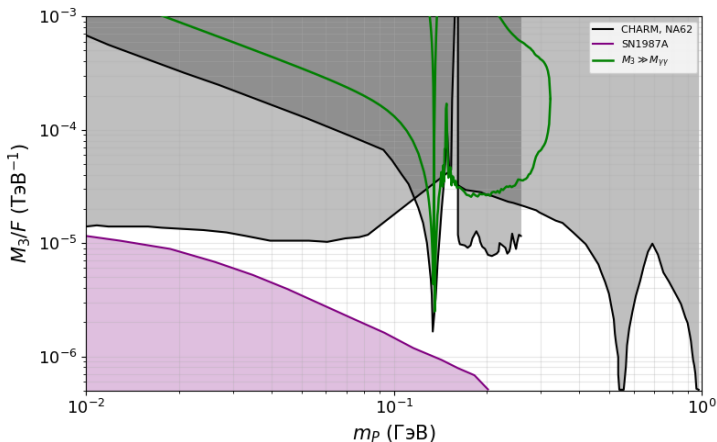
$C_{\gamma\gamma}^{\text{eff}}$ - это эффективная константа связи сголдстино с фотонами в киральной теории.

Чувствительность эксперимента TiMoFeу к сигнатуре $\mathcal{P} \rightarrow \gamma\gamma$



На графике представлено решение уравнения $N(m_{\mathcal{P}}, \frac{M_3}{F}) = 3.0$, что соответствует 95% CL. Допустимыми областями для поиска сголдстино являются области между кривыми.

Сравнение с существующими ограничениями



Сравнение с существующими ограничениями из астрофизических данных (SN1987a) и коллайдерных данных (NA62, CHARM).

- В рамках $SU(2)$ киральной теории возмущений построен эффективный лагранжиан взаимодействия псевдоскалярного сголдстино с π -мезонами и нуклонами (LO).
- Для процессов $\pi^+ n \rightarrow p\mathcal{P}$ и $\pi^- p \rightarrow n\mathcal{P}$ получены амплитуды и аналитическое выражение для $|M|^2$ (LO).
- Учтены потери энергии заряженных пионов в графитовой мишени, что необходимо для реалистичной оценки сигнала на TiMoFeu.
- Выполнен численный расчёт полных сечений и найдены области чувствительности эксперимента TiMoFeu в пространстве параметров $(M_{\mathcal{P}}, \frac{M_3}{F})$ для двух сценариев: $M_3 = M_{\gamma\gamma}, M_3 \gg M_{\gamma\gamma}$.
- Планируется провести расчет сечения рождения сголдстино в процессах $pN \rightarrow pN\mathcal{P}$, $N = n, p$, которые, как ожидается, внесут значительный вклад в суммарное сечение.

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & -\frac{iA}{\sqrt{2}F_\pi} \delta \frac{m_\pi^2}{m_P^2 - m_\pi^2} \bar{u}(p_3) \hat{k} u(p_2) + \\ & \frac{ig_A^2 A}{2\sqrt{2}F_\pi} \left(1 + \delta \frac{m_\pi^2}{m_P^2 - m_\pi^2}\right) \bar{u}(p_3) \hat{p}_1 \left(1 + 2m_N \frac{\hat{k}}{(p_2 - k)^2 - m_N^2}\right) u(p_2) \\ & - \frac{ig_A^2 A}{2\sqrt{2}F_\pi} \left(1 - \delta \frac{m_\pi^2}{m_P^2 - m_\pi^2}\right) \bar{u}(p_3) \hat{k} \left(1 - 2m_N \frac{\hat{p}_1}{(p_1 + p_2)^2 - m_N^2}\right) u(p_2) \end{aligned}$$

k - импульс сголдстино $\mathcal{P}$,

p_1 , p_2 и p_3 - импульс пиона, нейтрона n и протона p , соответственно.

$$g_A \approx 1,27; \quad A = \frac{\sqrt{2}\pi}{\alpha_s}; \quad \alpha_s = 0.0625 \quad \delta = \frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \approx \frac{1}{3}; \quad m_N \approx 938 \text{ MeV};$$

$(p_1 + p_2)^2 = s$, $(p_2 - k)^2 = u$ (переменные Мандельстама).

Явный вид Γ_μ и u_μ :

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2F_0^2} \Phi \partial_\mu \Phi + \frac{1}{F_0} (\Phi l_\mu - l_\mu \Phi) \right)$$

$$u_\mu = i \left(\frac{i}{F_0} \partial_\mu \Phi + 2i l_\mu + i \frac{A \partial_\mu \mathcal{P}}{2F_0^2} \Phi \kappa^q \Phi \right)$$

$$l_\mu^q = \frac{\sqrt{2\pi} M_3}{\alpha_s F_\pi} \partial_\mu \mathcal{P} \kappa_q$$

$$r_\mu^q = -l_\mu^q$$

Appendix. Потери заряженных пионов в веществе

$$-\frac{dE_\pi}{dl} = \rho K \frac{Z}{A\beta_\pi^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta_\pi^2 \gamma_\pi^2}{I} \right) - \beta_\pi^2 - \frac{\delta(\beta_\pi \gamma_\pi)}{2} \right]$$

- E_π — полная энергия заряженного пиона;
- l — пройденный в веществе путь;
- ρ — плотность вещества мишени;
- $K = 0.307 \text{ MeV cm}^2/\text{mol}$ — константа Бете;
- Z — атомный номер вещества, A — атомная масса;
- $\beta_\pi = v_\pi/c$, $\gamma_\pi = 1/\sqrt{1 - \beta_\pi^2}$;
- m_e — масса электрона;
- I — средний потенциал ионизации вещества;
- $\delta(\beta_\pi \gamma_\pi)$ — поправка на эффект плотности.

Для графитовой мишени: $Z = 6$, $A = 12$, $\rho \simeq 1.7 \text{ g/cm}^3$, $I \simeq 78 \text{ eV}$.