

Гипотетические векторные частицы
массой порядка массы лёгких адронов
в экспериментах с адронным пучком
на фиксированной мишени
(по материалам кандидатской диссертации)

Екатерина Крюкова

ИЯИ РАН, ИТМФ МГУ

Объединённый семинар ОФВЭ и ОТФ ПИЯФ, Гатчина,

16 апреля 2026

Тёмные фотоны: формализм порталов, поиски, механизмы рождения

Глава 1. Рождение тёмных фотонов в процессе упругого тормозного излучения протона с ненулевой передачей импульса

Глава 2. Вклад формфактора Паули в неупругое тормозное излучение протона с рождением тёмных фотонов

Глава 3. Тормозное излучение пиона в формализме функций расщепления и рождение тёмных фотонов

Положения, публикации, доклады

Тёмные фотоны

Формализм порталов

$$\mathcal{L}_{\text{portal}} = \sum \mathcal{O}_{\text{SM}} \mathcal{O}_{\text{DS}}$$

Порталы низшей размерности

- ▶ **Векторный:** тёмный фотон A'_μ , $-\frac{\epsilon}{2 \cos \theta_W} \tilde{F}'_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$
- ▶ **Скалярный:** тёмный скаляр S , $(\mu S + \lambda S^2) H^\dagger H$
- ▶ **Фермионный:** тяжелый нейтральный лептон N , $Y_N L \tilde{H} N$
- ▶ **Псевдоскалярный:** аксионоподобная частица a , $\frac{a}{f_a} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$

Лагранжиан минимальной модели с тёмным фотоном

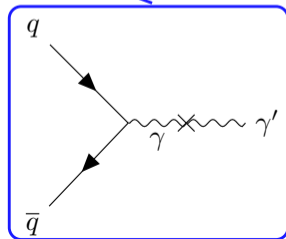
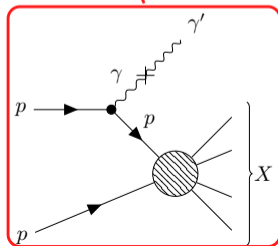
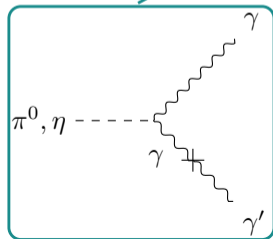
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \frac{1}{4} \tilde{F}'_{\mu\nu} \tilde{F}'^{\mu\nu} - \frac{\epsilon}{2 \cos \theta_W} \tilde{F}'_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2} \tilde{A}'_\mu \tilde{A}'^\mu,$$

Одновременное вращение $(W_\mu^3, B_\mu, \tilde{A}'_\mu) \rightarrow$ взаимодействие $-\epsilon e J_{\text{em}}^\mu A'_\mu$

Механизмы рождения γ' в pp -столкновениях

Основной механизм рождения определяется $m_{\gamma'}$

1. $m_{\gamma'} < 0.4$ ГэВ: **распады мезонов** $m \rightarrow \gamma' \gamma$ ($m: \pi^0, \eta$) за счёт смешивания с фотоном СМ γ
2. 0.4 ГэВ $< m_{\gamma'} < 1.8$ ГэВ: **тормозное излучение протона**
3. $m_{\gamma'} > 1.8$ ГэВ: **аналог процесса Дрелла-Яна** $q\bar{q} \rightarrow \gamma'$



Тёмные фотоны: формализм порталов, поиски, механизмы рождения

Глава 1. Рождение тёмных фотонов в процессе упругого тормозного излучения протона с ненулевой передачей импульса

Глава 2. Вклад формфактора Паули в неупругое тормозное излучение протона с рождением тёмных фотонов

Глава 3. Тормозное излучение пиона в формализме функций расщепления и рождение тёмных фотонов

Положения, публикации, доклады

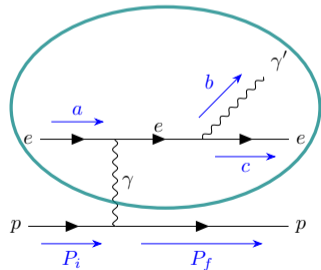
Тормозное излучение в ep -столкновении

Обобщенное **приближение Вайцзеккера-Вильямса** для процесса $e(a)p(P_i) \rightarrow \gamma'(b)e(c)p(P_f)$ с однократным обменом γ

$$\left[\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow \gamma'ep)}{d(a \cdot b) d(b \cdot P_i)} \right]_{WW} = \left[\frac{d\sigma(e\gamma \rightarrow \gamma'e)}{d(a \cdot b)} \right]_{t=t_{min}} \frac{\alpha}{\pi} \frac{\chi}{(c \cdot P_i)},$$

- ▶ пропагатор фотона $\rightarrow 1/t^2$
- ▶ наибольший вклад в ответ вблизи $t_{min}^{1/2} = \frac{(a \cdot b) - m_{\gamma'}^2/2}{a_0 - b_0}$, при этом $\vec{a} - \vec{b} \parallel \vec{c}$ в л.с.о.
- ▶ в подпроцессе $2 \rightarrow 2$ фотон берется на массовой поверхности ($t = 0$)
- ▶ поток фотонов, испущенных мишенью

$$\chi = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{t - t_{min}}{t^2} G_2(t) dt$$



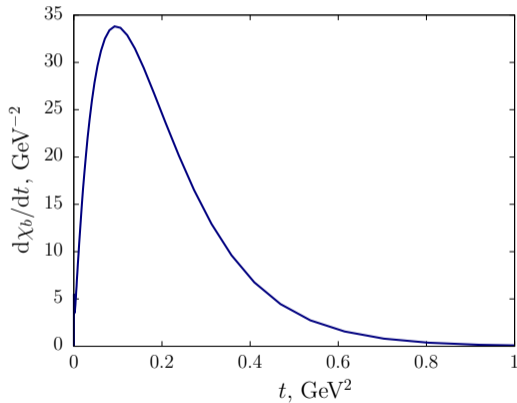
Тормозное излучение протона с $q \neq 0$: мотивация

Для упругого процесса в приближении WW ($t \equiv -q^2$) поток гипотетических бозонов b

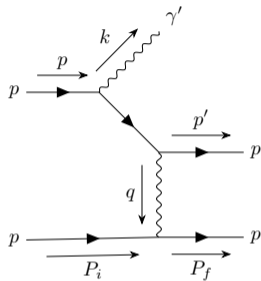
$$\frac{d\chi_b}{dt} = (t - t_{\min}) |\mathcal{M}_{pp}|^2,$$

$|\mathcal{M}_{pp}|^2$ можно получить из данных по упругому pp -рассеянию

Максимум потока при $\sqrt{t} \sim \Lambda_{\text{QCD}} \Rightarrow$ стоит рассмотреть $q \neq 0$



Тормозное излучение протона с $q \neq 0$, ч.1



Импульсы частиц

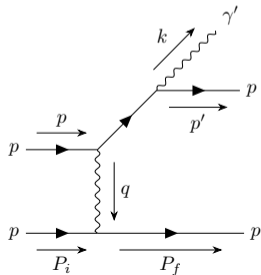
$$P_i^\mu = \{M, 0, 0, 0\},$$

$$p^\mu = \left\{ P + \frac{M^2}{2P}, 0, 0, P \right\},$$

$$k^\mu = \left\{ zP + \frac{m_{\gamma'}^2 + k_\perp^2}{2zP}, k_x, k_y, zP \right\},$$

$$q^\mu = \{q_0, q_x, q_y, q_z\},$$

$$p'^\mu = p - k - q.$$



Тормозное излучение протона с $q \neq 0$, ч.2

Матричный элемент

$$i\mathcal{M} = -i\epsilon e Q_b^2 L^\nu \frac{-ig_{\nu\lambda}}{q^2} J^\lambda$$

Из тока налетающего протона

$$L_\nu = \epsilon_{\gamma'}^{*\mu}(k) \bar{u}(p') \left(\gamma_\nu \frac{\hat{p} - \hat{k} + M}{(p-k)^2 - M^2} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{\hat{k} + \hat{p}' + M}{(k+p')^2 - M^2} \gamma_\nu \right) u(p)$$

составляем **адронный тензор #1**, $L_{\mu\nu} \equiv L_\mu L_\nu^*$

Адронный тензор #2, $W^{\mu\nu} \equiv J^\mu J^{*\nu}$, составлен из тока протона мишени

$$W^{\mu\nu} = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) W_1 + \frac{1}{M^2} \left(P_i^\mu - \frac{q_\lambda P_i^\lambda}{q^2} q^\mu \right) \left(P_i^\nu - \frac{q_\rho P_i^\rho}{q^2} q^\nu \right) W_2$$

Усреднённый квадрат матричного элемента

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{1}{4} \epsilon^2 e^2 Q_b^4 \frac{L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}}{(q^2)^2} \simeq \frac{1}{4} \epsilon^2 e^2 Q_b^4 \frac{L_{00} W_2}{(q^2)^2}$$

Итоговый результат: сечение $pp \rightarrow pp\gamma'$ для $q \neq 0$

$$\frac{d^2\sigma(pp \rightarrow pp\gamma')}{dk_{\perp}^2 dz} = \frac{\epsilon^2 \alpha I}{32 (2\pi)^2 z P \tilde{S}^2 \sqrt{P^2(1-z)^2 + k_{\perp}^2}},$$

где мы интегрируем по $t \equiv -q^2$

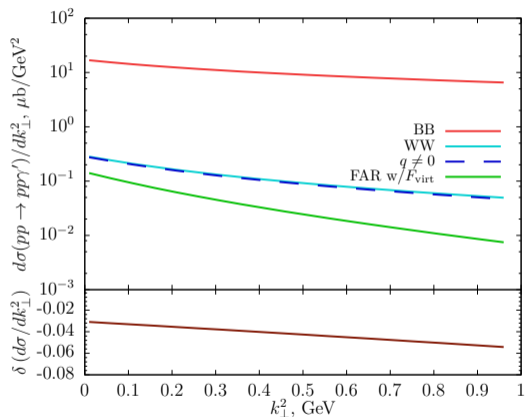
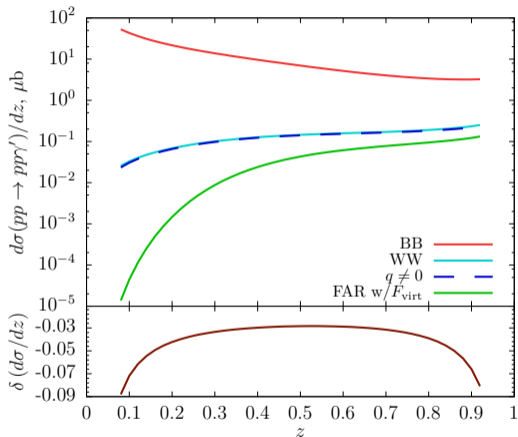
$$I \equiv \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt |T_+ + T_+^c|^2 B(t)$$

и подынтегральная функция теперь **явно** зависит от t

$$B(t) \equiv -b_0 - \frac{b_1 t}{2M} + b_4 t + \left(b_2 + \frac{b_5 t}{2M} \right) \frac{k_{\perp}^2 |\vec{q}| \cos \hat{\theta}_q}{\sqrt{P^2(1-z)^2 + k_{\perp}^2}} -$$

$$- \frac{b_3 k_{\perp}^2}{P^2(1-z)^2 + k_{\perp}^2} \left[\frac{t}{2} \left(\frac{t}{4M^2} + 1 \right) P^2(1-z)^2 + |\vec{q}|^2 \cos^2 \hat{\theta}_q \left(k_{\perp}^2 - \frac{P^2}{2}(1-z)^2 \right) \right].$$

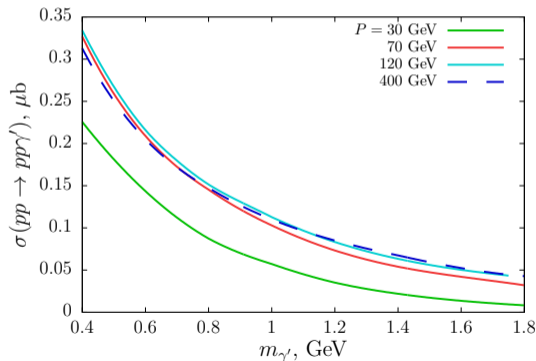
Сравнение с другими работами: дифф. сечение



для массы тёмного фотона $m_{\gamma'} = 1$ ГэВ и импульса пучка $P = 120$ ГэВ

Результаты главы 1

- ▶ Найдено сечение упругого тормозного излучения с учётом **ненулевой передачи импульса** между протонами
- ▶ Результат хорошо **согласуется** с приближением Вайцзеккера–Вильямса
- ▶ Приближение Вайцзеккера–Вильямса **применимо** не только к бесструктурным фермионам, но и к протонам
- ▶ Уточнены **предсказания** для сечения рождения тёмных фотонов протонными пучками с энергиями 30–400 ГэВ



Тёмные фотоны: формализм порталов, поиски, механизмы рождения

Глава 1. Рождение тёмных фотонов в процессе упругого тормозного излучения протона с ненулевой передачей импульса

Глава 2. Вклад формфактора Паули в неупругое тормозное излучение протона с рождением тёмных фотонов

Глава 3. Тормозное излучение пиона в формализме функций расщепления и рождение тёмных фотонов

Положения, публикации, доклады

Электромагнитные формфакторы протона

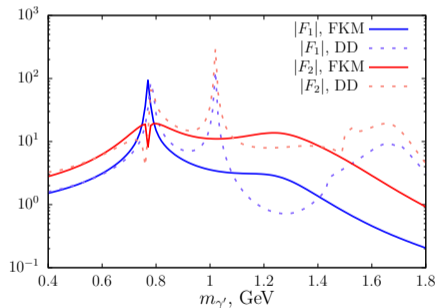
Матричные элементы э/м тока $j_{em}^\mu \equiv \sum_i Q_i \bar{q}_i \gamma^\mu q_i$ можно выразить через электромагнитные формфакторы **Дирака** $F_1(t)$ и **Паули** $F_2(t)$

$$\langle p(p_2) | j_{em}^\mu | p(p_1) \rangle \equiv \bar{u}(p_2) \left[F_1(t) \gamma^\mu + i \frac{F_2(t)}{2M} \sigma^{\mu\nu} (p_2 - p_1)_\nu \right] u(p_1),$$

$$\sigma_{\mu\nu} \equiv i [\gamma_\mu, \gamma_\nu] / 2, \quad t \equiv (p_2 - p_1)^2$$

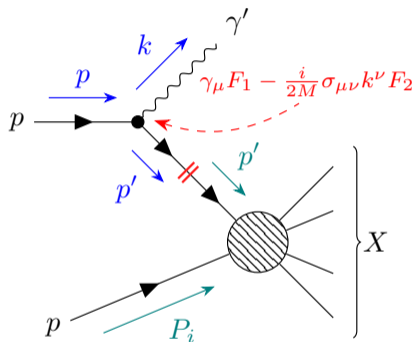
Измерения электромагнитных формфакторов протона

- ▶ пространственноподобная область, $t < 0$: $e p \rightarrow e p$
- ▶ времениподобная область, $t > 4M^2$: $e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$
- ▶ нефизическая область, $0 < t < 4M^2$: интерполяция



F_1, F_2 из A. Faessler, M. I. Krivoruchenko and B. V. Martemyanov, Phys. Rev. C **82** (2010), 038201, A. Z. Dubnickova and S. Dubnicka, arXiv:2010.15872 [hep-ph].

Неупругое тормозное излучение протона: идея вычисления



Импульсы частиц в л.с.о.

$$p = \{E_p, 0, 0, P\},$$

$$k = \{E_k, k_{\perp} \cos \varphi, k_{\perp} \sin \varphi, zP\},$$

$$p' = p - k.$$

Цель — **факторизовать** сечение неупругого тормозного излучения с помощью **главной функции расщепления** $w_{\text{mas}}(z, k_{\perp}^2)$

$$\frac{d^2\sigma(pp \rightarrow \gamma' X)}{dz dk_{\perp}^2} \simeq w_{\text{mas}}(z, k_{\perp}^2) F_{\text{virt}}^2(z, k_{\perp}^2) \sigma(pp \rightarrow X).$$

Неупругое тормозное излучение протона: детали

Выделим матричный элемент **неупругого** подпроцесса $p(p - k)p(P_i) \rightarrow X$

$$\mathcal{M}^{r'} \equiv A(p - k, P_i) u^{r'}(p - k)$$

из полного матричного элемента **тормозного излучения**

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{r\lambda} = & A(p - k, P_i) \frac{i(\hat{p} - \hat{k} + M)}{(p - k)^2 - M^2} (-i\epsilon\epsilon) \times \\ & \times \left(\gamma_\mu F_1(m_{\gamma'}^2) + \frac{i}{2M} \sigma_{\mu\nu} (-k^\nu) F_2(m_{\gamma'}^2) \right) (\epsilon^\lambda)^{*\mu}(k) u^r(p), \end{aligned}$$

заменяя числитель пропагатора на **сумму по поляризациям**

$$\hat{p} - \hat{k} + M = \sum_{r'} u^{r'}(p - k) \bar{u}^{r'}(p - k)$$

и упрощая знаменатель пропагатора $(p - k)^2 - M^2 = -H/z$.

Неупругое тормозное излучение: вершинные функции

Для простоты введём **вершинные функции**

$$V_1^{r'r\lambda} \equiv \bar{u}^{r'}(p-k) \widehat{(\epsilon^\lambda)^*} u^r(p), \quad V_2^{r'r\lambda} \equiv \frac{1}{4M} \bar{u}^{r'}(p-k) \left[\widehat{(\epsilon^\lambda)^*}, \hat{k} \right] u^r(p)$$

и наконец выделим вклад **подпроцесса** в амплитуду

$$\mathcal{M}^{r\lambda} = - \sum_{r'} \mathcal{M}^{r'} \frac{\epsilon e z}{H} \left(V_1^{r'r\lambda} F_1(m_{\gamma'}^2) + V_2^{r'r\lambda} F_2(m_{\gamma'}^2) \right).$$

Квадрат полного матричного элемента

$$\sum_{r,\lambda} |\mathcal{M}^{r\lambda}|^2 = \left(\frac{\epsilon e z}{H} \right)^2 \left(N \sum_{r'} |\mathcal{M}^{r'}|^2 + A \sum_{r'} \mathcal{M}^{r'} (\mathcal{M}^*)^{-r'} \right)$$

содержит **нормальную** и **аномальную (spin-flip)** части

$$N \equiv |F_1|^2 (I'_{11} + I''_{11}) + |F_2|^2 (I'_{22} + I''_{22}) + (F_1 F_2^* + F_2 F_1^*) (I'_{12} + I''_{12}),$$
$$A \equiv (F_1 F_2^* - F_2 F_1^*) (J'_{12} + J''_{12}).$$

Неупругое тормозное излучение: функции расщепления

Главная функция расщепления

$$w_{\text{mas}}(z, k_{\perp}^2) \equiv w_{11}(z, k_{\perp}^2)|F_1|^2 + w_{22}(z, k_{\perp}^2)|F_2|^2 + w_{12}(z, k_{\perp}^2)(F_1 F_2^* + F_2 F_1^*)$$

и три вспомогательные функции расщепления

$$w_{11}(z, k_{\perp}^2) \equiv \frac{\epsilon^2 \alpha_{\text{em}}}{2\pi H} \left(z - \frac{z(1-z)}{H} (2M^2 + m_{\gamma'}^2) + \frac{H}{2zm_{\gamma'}^2} \right),$$

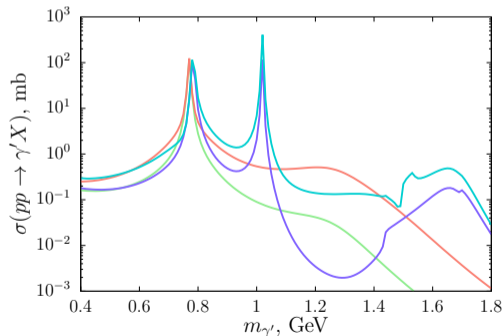
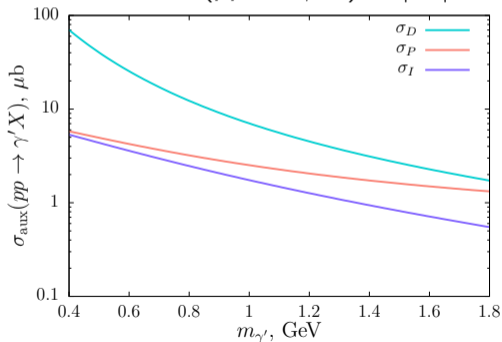
$$w_{22}(z, k_{\perp}^2) \equiv \frac{\epsilon^2 \alpha_{\text{em}}}{2\pi H} \frac{m_{\gamma'}^2}{8M^2} \left(z - \frac{z(1-z)}{H} (8M^2 + m_{\gamma'}^2) + \frac{2H}{zm_{\gamma'}^2} \right),$$

$$w_{12}(z, k_{\perp}^2) \equiv \frac{\epsilon^2 \alpha_{\text{em}}}{2\pi H} \left(\frac{3z}{4} - \frac{3m_{\gamma'}^2 z(1-z)}{2H} \right).$$

Полное сечение неупругого тормозного излучения

$$\begin{pmatrix} \sigma_D \\ \sigma_P \\ \sigma_I \end{pmatrix} \equiv \int \begin{pmatrix} w_{11}(z, k_{\perp}^2) \\ w_{22}(z, k_{\perp}^2) \\ w_{12}(z, k_{\perp}^2) \end{pmatrix} F_{\text{virt}}^2(z, k_{\perp}^2) \sigma(pp \rightarrow X) dz dk_{\perp}^2,$$

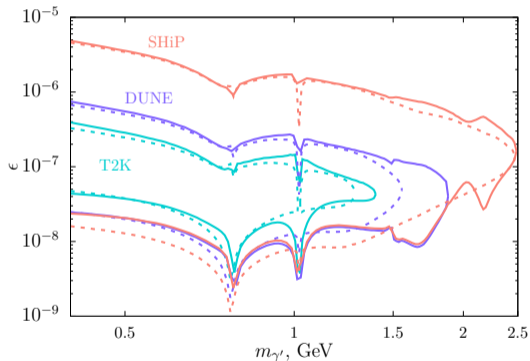
$$\sigma(pp \rightarrow \gamma' X) = |F_1|^2 \sigma_D + |F_2|^2 \sigma_P + (F_1 F_2^* + F_2 F_1^*) \sigma_I.$$



F_1, F_2 из A. Faessler, M. I. Krivoruchenko and B. V. Martemyanov, Phys. Rev. C **82** (2010), 038201, A. Z. Dubnickova and S. Dubnicka, arXiv:2010.15872 [hep-ph].

Результаты главы 2

- ▶ Найден **новый вклад** от формфактора Паули в сечение неупругого тормозного излучения протона
- ▶ Показано, что им **нельзя пренебрегать** и что он может дать решающий вклад в полное сечение для некоторых масс тёмного фотона
- ▶ Уточнены **кривые чувствительности** для будущих поисков тёмного фотона в экспериментах T2K, DUNE и SHiP, учитывая вклады как формфактора Дирака $F_1(m_{\gamma'}^2)$, так и Паули $F_2(m_{\gamma'}^2)$



Тёмные фотоны: формализм порталов, поиски, механизмы рождения

Глава 1. Рождение тёмных фотонов в процессе упругого тормозного излучения протона с ненулевой передачей импульса

Глава 2. Вклад формфактора Паули в неупругое тормозное излучение протона с рождением тёмных фотонов

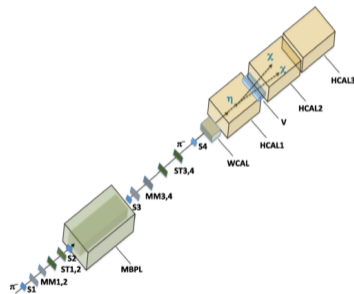
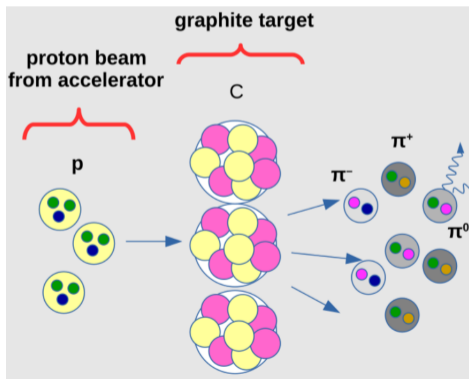
Глава 3. Тормозное излучение пиона в формализме функций расщепления и рождение тёмных фотонов

Положения, публикации, доклады

Тормозное излучение пиона $\pi p \rightarrow \gamma' X$

Вторичные пионы в экспериментах с фиксированной мишенью и пучком p : T2K, DUNE, SHiP и др.

Эксперимент **NA64h**: подготовленный пучок π^- с $P = 50$ ГэВ от CERN SPS. Планируются поиски γ' в распадах мезонов



NA64 Collaboration Phys.Rev.Lett. 133 (2024) 12, 121803,

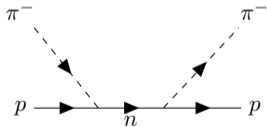
S. N. Gninenko, D. V. Kirpichnikov et al. Phys.Rev.D 109 (2024) 7, 075021

Упругое $\pi^- p$ -рассеяние в киральной теории (LO)

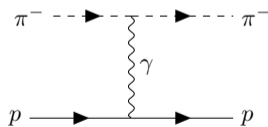
В ведущем порядке по $Q/(4\pi F)$, где Q — характерный масштаб импульса, константа распада пиона $F = 93$ МэВ, аксиальная константа связи $g_A = 1.27$,

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -ieA^\mu (\pi^- \partial_\mu \pi^+ - \pi^+ \partial_\mu \pi^-) - eA_\mu \bar{p} \gamma^\mu p$$

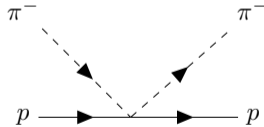
$$- \frac{g_A}{F\sqrt{2}} (\bar{p} \gamma^\mu \gamma^5 n \partial_\mu \pi^+ + \bar{n} \gamma^\mu \gamma^5 p \partial_\mu \pi^-) + \frac{i}{4F^2} \bar{p} \gamma^\mu p (\pi^+ \partial_\mu \pi^- - \pi^- \partial_\mu \pi^+)$$



(a)

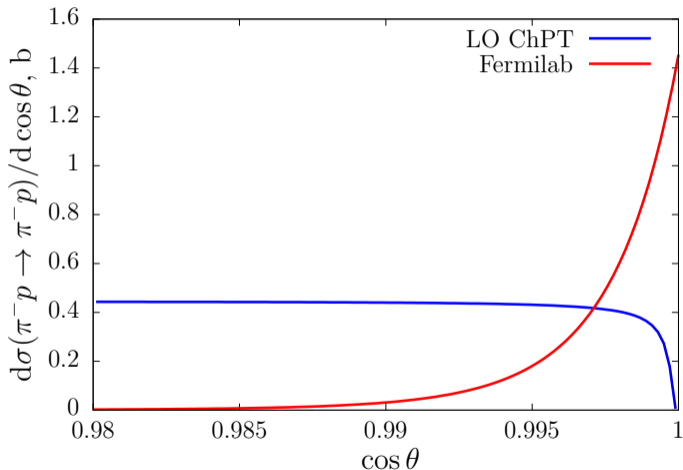


(b)



(c)

Сравнение с данными Фермилаб



Наивно: ограничить передачу энергии $E_4^{\text{lab}} - M \leq 4\pi x F \Rightarrow$ ограничение на **угол** рассеяния θ
Численно в NA64h с $P = 50$ ГэВ:
 $\cos \theta \geq 0.995$ для $x = 0.1$ и
 $\cos \theta \geq 0.95$ для $x = 1$

Упругое πp -рассеяние можно описать в **режиме Редже**.
Упругое тормозное излучение пиона $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma'$ — по аналогии?

D. Curtin, Y. Kahn, R. Nguyen Phys.Rev.D 108 (2023) 9, 095039
Z. Liu and A. Watanabe, Phys. Rev. D 108 (2023) no.3, 034010

Half-off-shell электромагнитный формфактор пиона

Когда оба пиона **на массовой поверхности**,

$$\begin{aligned} \langle \pi^-(p') | J_{em}^\mu(0) | \pi^-(p) \rangle &= \\ &= -e F_{em}^\pi((p' - p)^2)(p + p')^\mu \equiv -e \Gamma_0^\mu \end{aligned}$$

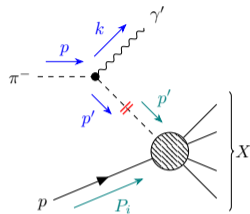
Вершинная функция для **half-off-shell** случая:

$$p^2 = m_\pi^2, p'^2 \equiv t \neq m_\pi^2, Q^2 \equiv -(p' - p)^2$$

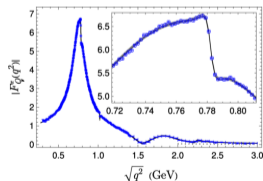
$$\begin{aligned} \Gamma_{1/2}^\mu &= (p + p')^\mu F_1(Q^2, t) + \\ &+ (p - p')^\mu \frac{(t - m_\pi^2)}{Q^2} (F_1(0, t) - F_1(Q^2, t)) \end{aligned}$$

Приближенно с адронным формфактором

$$F_1(Q^2, t) \simeq F_{em}^\pi((p' - p)^2) F_{virt}(z, k_\perp^2)$$



F_{em}^π из данных BaBar
по $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$



E. R. Arriola, P. Sanchez-Puertas
Phys.Rev.D 110 (2024) 5, 054003

Неупругое тормозное излучение пиона: факторизация

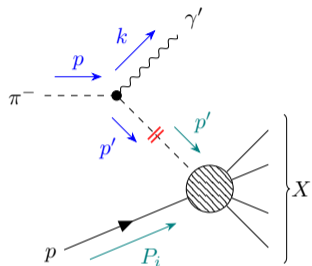
4-импульсы частиц в л.с.о.

$$p = \{E_\pi, 0, 0, P\},$$

$$k = \{E_{\gamma'}, k_\perp \cos \varphi, k_\perp \sin \varphi, zP\},$$

$$P_i = \{M, 0, 0, 0\},$$

$$E_\pi \simeq P + \frac{m_\pi^2}{2P}, \quad E_{\gamma'} \simeq zP + \frac{m_{\gamma'}^2 + k_\perp^2}{2zP}$$



Идея вычисления:

выделить вклад подпроцесса $\pi^-(p) \rightarrow \gamma'(k)\pi^-(p')$

Амплитуда неупругого тормозного излучения пиона

$$\mathcal{M}_{\pi p \rightarrow \gamma' X}^{r\lambda} = \mathcal{M}_{\pi p \rightarrow X}^r \frac{1}{p'^2 - m_\pi^2} (-\epsilon e) F_{\text{em}}^\pi(m_{\gamma'}^2) F_{\text{virt}}(z, k_\perp^2) (p + p')_\mu (\epsilon^\lambda)^{* \mu}$$

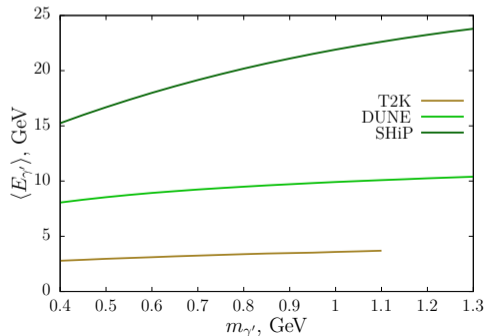
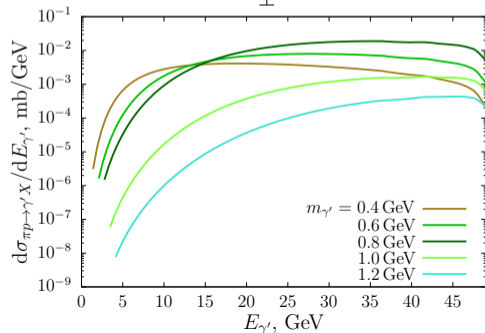
Неупругое тормозное излучение пиона: ответ и спектры

Функция расщепления пиона

$$w_{\pi}(z, k_{\perp}^2) = \frac{\epsilon^2 \alpha_{\text{em}} (1-z)}{4\pi H_{\pi}} \left(\frac{4}{z} + \frac{z}{H_{\pi}} (m_{\gamma'}^2 - 4m_{\pi}^2) \right)$$

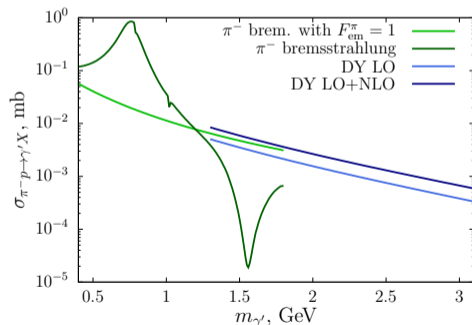
позволяет представить дифференциальное сечение в виде

$$\frac{d^2\sigma_{\pi p \rightarrow \gamma' X}}{dz dk_{\perp}^2} = w_{\pi}(z, k_{\perp}^2) |F_{\text{em}}(m_{\gamma'}^2)|^2 F_{\text{virt}}^2(z, k_{\perp}^2) \sigma_{\pi p \rightarrow X}(\bar{s})$$



Результаты главы 3

- ▶ В квазиреальном приближении с помощью поправки Доусон найдена **новая функция расщепления** для рождения тёмных фотонов в процессе неупругого тормозного излучения пиона
- ▶ Получено предсказание для **полного сечения, спектров и средней энергии** тёмных фотонов с массами 0.4–3.5 ГэВ, рождаемых в экспериментах NA64h, T2K, DUNE, SHiP
- ▶ Для $m_{\gamma'} = 0.4 - 1.2$ ГэВ тормозное излучение пиона **усилено** электромагнитным формфактором и даёт основной вклад



Тёмные фотоны: формализм порталов, поиски, механизмы рождения

Глава 1. Рождение тёмных фотонов в процессе упругого тормозного излучения протона с ненулевой передачей импульса

Глава 2. Вклад формфактора Паули в неупругое тормозное излучение протона с рождением тёмных фотонов

Глава 3. Тормозное излучение пиона в формализме функций расщепления и рождение тёмных фотонов

Положения, публикации, доклады

Положения, выносимые на защиту, ч.1

Глава 1

1. Приближение Вайцзеккера–Вильямса применимо для описания процесса упругого тормозного излучения протона с рождением тёмного фотона и позволяет оценить его сечение с точностью 3–9% по сравнению с более аккуратной аналитической оценкой, учитывающей ненулевую передачу импульса между протонами.

Глава 2

2. Слагаемое с электромагнитным формфактором Паули в вершине взаимодействия протона с тёмным фотоном оказывает значительное влияние на величину полного сечения неупругого тормозного излучения протона с испусканием тёмного фотона.

Положения, выносимые на защиту, ч.2

Глава 2

3. В квазиреальном приближении полное сечение неупругого тормозного излучения протона с рождением тёмного фотона описывается с помощью трёх вспомогательных функций расщепления, а не одной.

Глава 3

4. Основным каналом рождения тёмного фотона в πp -столкновениях для тёмных фотонов массой 0.4–1.2 ГэВ и при энергиях пучка пионов порядка единиц – десятков ГэВ является неупругое тормозное излучение пиона, чьё сечение может быть оценено в квазиреальном приближении с помощью формализма функций расщепления.

Публикации

1. Gorbunov D., Kriukova E. Dark photon production via elastic proton bremsstrahlung with non-zero momentum transfer // Journal of High Energy Physics. — 2024. — Vol. 2024, no. 1. — P. 58.
2. Gorbunov D., Kriukova E. Pauli form factor contributions to the inelastic proton bremsstrahlung and dark photon production // Journal of High Energy Physics. — 2025. — Vol. 2025, no. 2. — P. 18.
3. Gorbunov D. S., Kriukova E. A. Dark photon production via inelastic proton bremsstrahlung with Pauli form factor // Physics of Particles and Nuclei. — 2025. — Vol. 56, no. 2. — P. 506–510.
4. Gorbunov D., Kriukova E. Pion bremsstrahlung in the splitting function formalism and the dark photon production // Journal of High Energy Physics. — 2026. — Vol. 2026, no. 3. — P. 192.

Доклады на семинарах, школах, конференциях, ч.1

- ▶ семинар «Физика адронов» ЛТФ ОИЯИ (2022)
- ▶ Зимняя школа ПИЯФ (2023, 2024, 2025)
- ▶ Курчатовская молодежная научная школа (2023)
- ▶ Школа для молодых учёных и специалистов по физике элементарных частиц и космологии им. В.А. Рубакова (стендовый доклад, 2023)
- ▶ Международная конференция по физике частиц и космологии (2023)
- ▶ Всероссийская научная конференция МФТИ (2024)
- ▶ Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов» (2024)
- ▶ Молодёжная конференция «Физика элементарных частиц и космология» (2024)

Доклады на семинарах, школах, конференциях, ч.2

- ▶ Московская международная школа физики (2024)
- ▶ Научная сессия секции ядерной физики ОФН РАН (2024, 2025, 2026)
- ▶ Международный семинар по физике высоких энергий «Кварки» (2024)
- ▶ Конференция к 100-летию Е.С. Фрадкина (2024)
- ▶ Международная конференция по физике частиц и астрофизике (2024)
- ▶ семинар ОТФ ИЯИ РАН (2024, 2026)
- ▶ конференция, посвященная изучению физики очень слабо взаимодействующих частиц в эксперименте LHCb (2025)
- ▶ Международная Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц (2025)

Поправки к ведущему порядку киральной теории

Для пионов с $P = 50$ ГэВ (NA64h) энергии частиц $E_1^{\text{cm}} \simeq E_2^{\text{cm}} \simeq 5$ ГэВ

1. ChPT — низкоэнергетическая теория \Rightarrow для $Q \gtrsim 4\pi F$ важен вклад NLO
2. Для $Q \gtrsim 600$ МэВ поправки от **векторных мезонов**

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\pi} = \frac{ig_{\rho\pi\pi}\sqrt{2}}{F^2} \partial_{[\mu} \rho_{\nu]}^0 \partial^{[\mu} \pi^- \partial^{\nu]} \pi^+, \quad g_{\rho\pi\pi} \simeq 0.05,$$

$$\mathcal{L}_{\rho pp} = g_{\rho NN} \bar{p} \gamma^\mu \rho_\mu^0 p, \quad g_{\rho NN} \simeq 2.0$$

3. При Q от 1 ГэВ до 1.2 ГэВ влияние **дельта-резонансов**

$$\mathcal{L}_{\Delta\pi\rho} = \frac{g_{\Delta\pi\rho}}{F} \left(\overline{\Delta_\mu^{++}} \Theta^{\mu\nu} \partial_\nu \pi^+ p - \frac{1}{\sqrt{3}} \overline{\Delta_\mu^0} \Theta^{\mu\nu} \partial_\nu \pi^- p \right) + h.c.,$$

где $g_{\Delta\pi\rho} \simeq 1.25$, $\Theta^{\mu\nu} \equiv g^{\mu\nu} + z_0 \gamma^\mu \gamma^\nu$, а $z_0 \simeq -0.22$

Дальнейший учёт всех резонансов с массами вплоть до 5 ГэВ в киральной теории невозможен \Rightarrow нужно оценивать сечение по-другому

Квазиреальное приближение для $\pi^-(p) \rightarrow \gamma'(k)\pi^-(p')$

Стандартное вычисление в технике Фейнмана

4-импульс сохраняется в каждой
вершине

$$p' \equiv p - k$$

Пион с импульсом p' — виртуальный

Упорядоченная по времени теория возмущений

В каждой вершине сохраняется
3-импульс, но не энергия

$$p' = p - k + \delta,$$

$$\delta \equiv \{\Delta E, \vec{0}\}, \quad \Delta E \equiv E'_\pi + E_{\gamma'} - E_\pi$$

Все частицы на массовой поверхности

Важно: сечение не должно зависеть от способа вычисления

$$\mathcal{W} \equiv (2p - k + \delta)_\mu (2p - k + \delta)_\nu \sum_\lambda (\epsilon^\lambda)^{* \mu} (\epsilon^\lambda)^\nu$$

Пример: безмассовый векторный бозон, $m_{\gamma'}/(zP) \ll 1$

В калибровке $(\epsilon^\pm)^\mu = \{0, \vec{\epsilon}^\pm\}$ несохранение энергии ΔE не может повлиять на итоговый результат, $\mathcal{W}^T = 4k_\perp^2/z^2$

V. N. Baier, V. S. Fadin and V. A. Khoze, Nucl. Phys. B **65** (1973), 381-396

Поправка Доусон для массивного тёмного фотона

Сумма по поляризациям $-g_{\mu\nu} + k_\mu k_\nu / m_{\gamma'}^2 \neq 0$ при μ или $\nu = 0$

Вручную вычитаем **голдстоуновскую моду**

$$\epsilon_0^\mu \equiv \epsilon_L^\mu - \frac{k^\mu}{m_{\gamma'}} = \frac{m_{\gamma'}}{E_{\gamma'} + |\vec{k}|} \left\{ -1, \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \right\}$$

Исправленная **сумма по поляризациям**

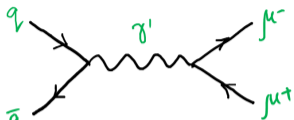
$$\Sigma^{\mu\nu} \equiv \sum_{\lambda=\pm} (\epsilon_\lambda)^{*\mu} \epsilon_\lambda^\nu + (\epsilon_0)^{*\mu} \epsilon_0^\nu = -g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu \epsilon_0^\nu + k^\nu \epsilon_0^\mu}{m_{\gamma'}}$$

Хотя $\Sigma^{0\mu} = \mathcal{O}(H_\pi / (z^2 P^2)) \neq 0$, где $H_\pi \equiv m_\pi^2 z^2 + m_{\gamma'}^2 (1-z) + k_\perp^2$, по сравнению с $\Sigma^{ij} = \mathcal{O}(1)$, $\Sigma^{0\mu} \ll \Sigma^{ij}$, т.е. можно разложить по степеням δ

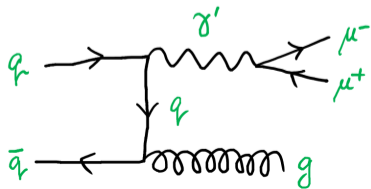
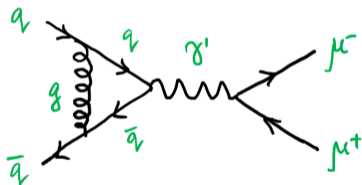
$$\mathcal{W} \simeq \mathcal{W}_0 \equiv (2p - k)_\mu (2p - k)_\nu \Sigma^{\mu\nu} = \frac{4H_\pi}{z^2} + m_{\gamma'}^2 - 4m_\pi^2$$

Аналог процесса Дрелла–Яна в LO и NLO

LO

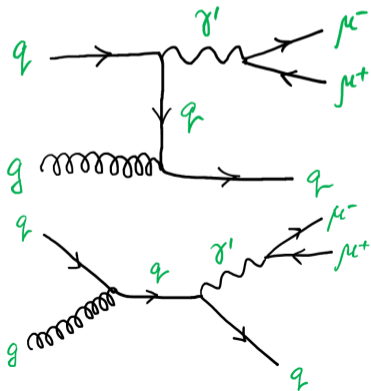


NLO



В приближении **узкого резонанса**

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma') = \sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-) \frac{\Gamma_{\text{tot}}}{\Gamma(\gamma' \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$



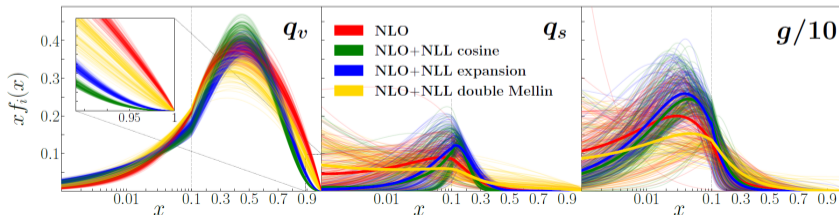
Сечение аналога процесса Дрелла–Яна в партонной модели

$$\frac{d^2\sigma_{DY}}{dM_{ee}^2 dx_F} = \frac{d^2\sigma_{LO}}{dM_{ee}^2 dx_F} + \frac{d^2\sigma_{NLO}}{dM_{ee}^2 dx_F},$$

$$\frac{d^2\sigma_{LO}}{dM_{ee}^2 dx_F} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{9} \frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2} \frac{1}{(M_{ee}^2 - m_{\gamma'}^2)^2 + m_{\gamma'}^2 \Gamma_{tot}^2} \times$$

$$\times \sum_f e_f^2 (q_f(x_1, M_{ee}^2) \bar{q}_f(x_2, M_{ee}^2) + \bar{q}_f(x_1, M_{ee}^2) q_f(x_2, M_{ee}^2)),$$

где M_{ee} — inv масса e^+e^- -пары, $x_F = x_1 - x_2$ — фейнмановская переменная, $q_f(x, Q^2)$, $\bar{q}_f(x, Q^2)$ — наборы функций распределения библиотеки LHAPDF



Спектры и средняя энергия тёмных фотонов от аналога процесса Дрелла–Яна (LO+NLO)

