

Адронный вклад в аномальный магнитный момент
мюона от процесса рассеяния света на свете в рамках
нелокальной кварковой модели.

Жевлаков А.С.

Руководитель: Раджабов А.Е. (ИДСТУ СО РАН)

3 июня 2014, ЛТФ им.Н.Н.Боголюбова

Защита будет проводиться в совете при Иркутском государственном университете:

- 1 Ведущей организацией: Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН (Новосибирск).

Оппоненты:

- 1 Иванов Михаил Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор, объединенный институт ядерных исследований, ЛТФ им.Боголюбова, Дубна
- 2 Киселев Алексей Владимирович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, институт математика им.Соболева СО РАН, Новосибирск

Вычисление вклада сильных взаимодействий от процесса рассеяния света на свете в аномальный магнитный момент мюона в рамках нелокальной кварковой модели:

- 1 разработка эффективной теоретической модели сильных взаимодействий.
- 2 вычисление вклада сильных взаимодействий в рамках построенной модели, оценка ошибки вычисления вклада.
- 3 сравнение с предсказаниями других теоретическими моделями сильного взаимодействия.

Научные положения, выносимые на защиту:

- 1 Построен явный вид вершинных функций описывающих нелокальное взаимодействие кварков с тремя или с четырьмя внешними калибровочными полями. Построены формфакторы перехода скалярных и псевдоскалярных мезонов в два виртуальных фотона.
- 2 Вычислен вклад в аномальный магнитный момент мюона от процесса рассеяния света на свете с участием легких скалярных и псевдоскалярных мезонных состояний.
- 3 Вычислен вклад в аномальный магнитный момент мюона от процесса рассеяния света на свете в случае контактной диаграммы типа кварковый бокс.

Данная работа была представлена на школах и конференциях:

1. Международная Байкальская летняя школа по физике Элементарных Частиц и Астрофизике, организуемая Иркутским Государственным Университетом и Объединенным Институтом Ядерных Исследований (Дубна) (п. Большие Коты) 2010, 2011.
2. Ляпуновские чтения. (Иркутск, ИДСТУ СО РАН, 2011).
3. Dubna International Advanced School of Theoretical Physics HIC for FAIR Workshop and School Dense QCD phases in Heavy-Ion Collisions DM2010, 2010 (г. Дубна. 21 августа - 4 сентября, 2010).
4. Dubna International Advanced School of Theoretical Physics Helmholtz International School "Lattice QCD, Hadron Structure and Hadronic Matter"(Дубна, Сентябрь 5-17, 2011).
5. The "International Workshop on e- e+ collisions from phi to psi"(Новосибирск, Институт Ядерной Физики им.Будкера СО РАН, сентябрь 19-22, 2011).

6. XXI International Baldin Seminar "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics" (Россия, Моск. Обл., г.Дубна, ОИЯИ, 10-15 сентября, 2012).
7. The 7-th APCTP-BLTP JINR Joint Workshop "Modern problems in nuclear and elementary particle physics". (Россия, Иркутская область, п. Большие Коты, 14-19 июля, 2013).
и на семинаре в Институте математики им. Соболева СО РАН.

Введение.

Глава 1. Нелокальная кварковая модель.

1.1 Лагранжиан.

1.2 Введение внешних калибровочных полей.

1.3 Выводы.

Глава 2. Рассеяние света на свете I. Промежуточный мезонное состояние.

2.1 Промежуточный псевдоскалярное состояние.

2.2 Промежуточный скалярное состояние.

2.3 Выводы.

Глава 3. Рассеяние света на свете II. Контактные диаграммы.

3.1 Диаграмма кварковый бокс.

3.2 Вычисление вклада от контактной диаграммы.

3.3 Дискуссия

3.4 Выводы.

Заключение.

Приложение.

Список литературы.

Движение точечной заряженной частицы со спинов $1/2$ описывается уравнением Дирака

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[\frac{p^2}{2m} - \frac{e}{2m} (\vec{L} + 2\vec{S}) \vec{B} \right] \psi \quad (1)$$

Магнитный момент μ можно связать со спином частицы S .

$$\begin{aligned} L_I &= \vec{\mu}_S \vec{B}; & \vec{\mu}_S &= g_S \left(\frac{e}{2m} \right) \vec{s}; \\ a &= \frac{g_S - 2}{2}; & \mu &= (1 + a) \frac{eh}{2m} \end{aligned} \quad (2)$$

$(g - 2)_\mu$ - МОТИВАЦИЯ

В общем виде вершину взаимодействия фермиона, спин $1/2$, с внешним полем можно представить как:

$$-ie\bar{u}(p') \left\{ \gamma_\mu F_1(q^2) + i\sigma_{\mu\nu} \frac{q_\nu}{2m} F_2(q^2) + \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} \frac{q_\nu}{2m} F_3(q^2) \right\} u(p) e_\mu(q), \quad (3)$$

F_1 – распределение электрического заряда,

F_2 – соответствует **аномальному магнитному моменту** (АММ)

$$a = (g - 2)/2 = F_2(0),$$

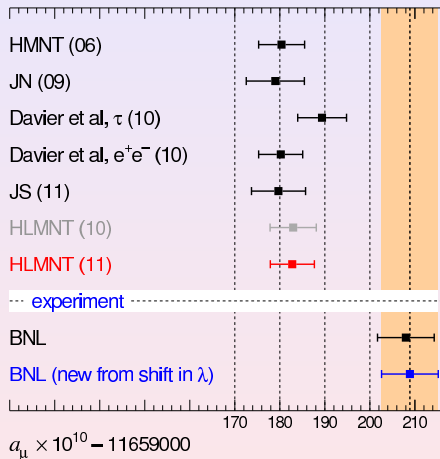
F_3 – аномальный дипольный момент.

В Стандартной модели электрослабого взаимодействия $a \neq 0$. Это обусловлено квантовыми поправками.

ВКЛАДЫ	ФАКТОР 10^{-11}
QED (leptons)	116 584 718.85 \pm 0.04
HVP(lo)[e^+e^-]	6 923 \pm 42
HVP(ho)	-98.4 \pm 0.7
HLbyL	105 \pm 26
EW	153 \pm 1
Total SM	116 591 801 \pm 49
Exp	116 592 089 \pm 63
Theor.-Exp.	262 \pm 89

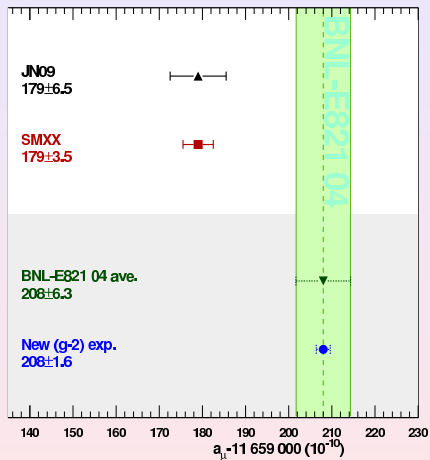
Таблица: Вклады различных взаимодействий в $g-2$ мюона в Стандартной модели Phys. Rev. D **83** (2011) 094006

$$(g - 2)_\mu$$



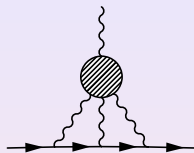
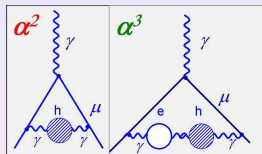
by Graziano Venanzoni, arXiv:1203.1501v1

$$(g - 2)_\mu$$



by Graziano Venanzoni, arXiv:1203.1501v1

$(g - 2)_\mu$. Адронный вклад



$$a_\mu^{HVP} = (692.3 \pm 4.2) \times 10^{-10} (\text{Davier, Hoecker, Zhang}) \quad (4)$$

- Вклад адронной поляризации вакуума составляет 99% и дает теоретической ошибки. Его можно извлекать из экспериментов по измерению сечения рассеяния $e^+e^- \rightarrow$ адроны и $\tau \rightarrow$ адроны.
- Вклад от процесса рассеяния света на свете (LbL) составляет 1% и другую половину ошибки. Является модельно зависимым.

Лагранжиан нелокальной кварковой модели:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{q}(x)(i\hat{\partial} - m_c)q(x) + \frac{G}{2}[J_S^a(x)J_S^a(x) + J_P^a(x)J_P^a(x)] \\ & - \frac{H}{4}T_{abc}[J_S^a(x)J_S^b(x)J_S^c(x) - 3J_S^a(x)J_P^b(x)J_P^c(x)] \end{aligned} \quad (5)$$

$$T_{abc} = \frac{1}{6}\epsilon_{ijk}\epsilon_{mnl}(\lambda_a)_{im}(\lambda_b)_{jn}(\lambda_c)_{kl},$$

Нелокальный ток:

$$J_M^a(x) = \int d^4x_1 d^4x_2 f(x_1)f(x_2) \bar{q}(x - x_1)\Gamma_M^a q(x + x_2), \quad (6)$$

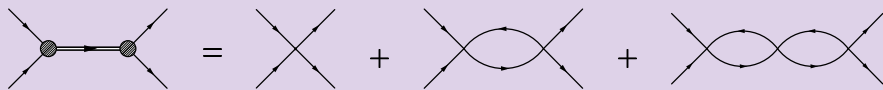
$$q(x) \rightarrow Q(x, y) = P \exp(-i \int_x^y dz^\mu A_\mu(z)) q(y) \quad (7)$$

Бозонизованное действие получается в виде:

$$S = \ln \det A - \int d^4x \left[\sigma^a S^a + \pi^a P^a + \frac{G}{2} (S^a S^a + P^a P^a) + \frac{H}{4} T_{abc} (S^a S^b S^c + S^a P^b P^c) \right]$$

где

$$A = (\hat{p} - m_c) \delta(p - p') + f(p) [\sigma^a (p - p') + i\gamma^5 \pi^a (p - p')] \lambda^a f(p')$$



Пропагатор мезона. Бетэ-Солпитер лестничное приближение.

Для учета взаимодействия с внешним калибровочным полем:

$$q(x) \rightarrow Q(x, y) = P \exp \left(ie \int_y^x du_\mu V_\mu(u) \right) q(x). \quad (8)$$

$$ie\Gamma^\mu(x, y, z) = -\frac{\delta^3 \mathcal{S}}{\delta V_\mu(x) \delta q(y) \delta \bar{q}(z)}. \quad (9)$$

[J. Terning, Phys. Rev. D 44, 887 (1991)]

Вершинная функция квар-антикварк-фотон

$\Gamma_\mu = \gamma_\mu - (p_1 + p_2)_\mu m^{(1)}(p_1, p_2)$, кварк-антикварк-пара фотонов

$$\Gamma_{\mu\nu}(q_1, q_2) = - \left[2g_{\mu\nu} m^{(1)}(k, k_{12}) + (k + k_1)_\mu (k_1 + k_{12})_\nu m^{(2)}(k, k_1, k_{12}) + (k + k_2)_\nu (k_2 + k_{12})_\mu m^{(2)}(k, k_2, k_{12}) \right] \quad (10)$$

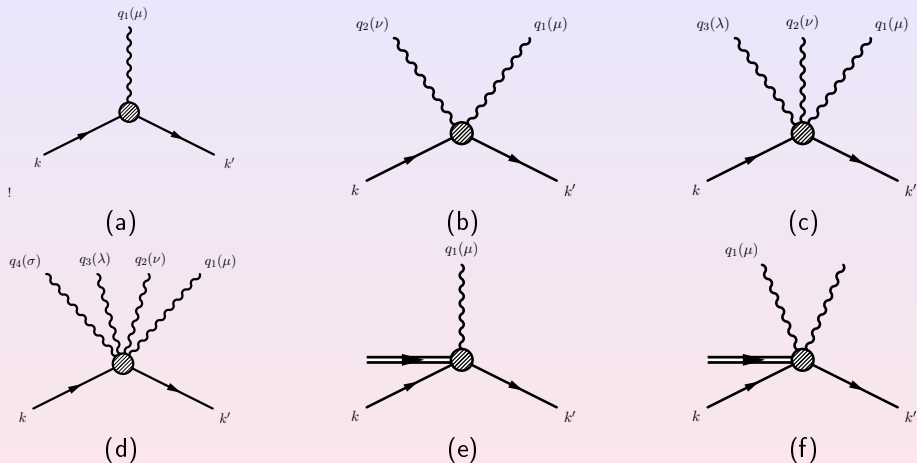
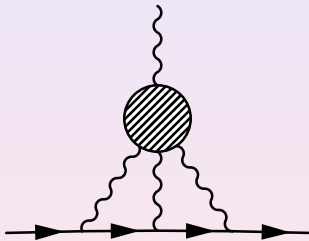


Рис.: Диаграммы описывающие взаимодействие кварков с внешними калибровочными полями и мезонами.

Light-by-Light



Light-by-Light

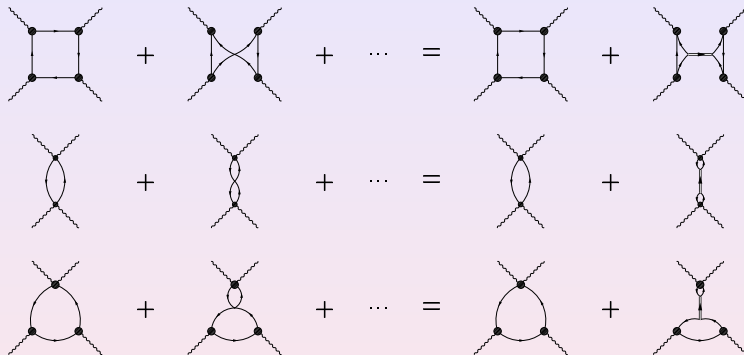


Рис.: Образование промежуточного мезонного состояния за счет 4-х кваркового взаимодействия при учете полного набора диаграмм. Три вида диаграмм, которые возможны в рамках нелокальной модели с учетом скалярных и псевдоскалярных токов.

Light-by-Light

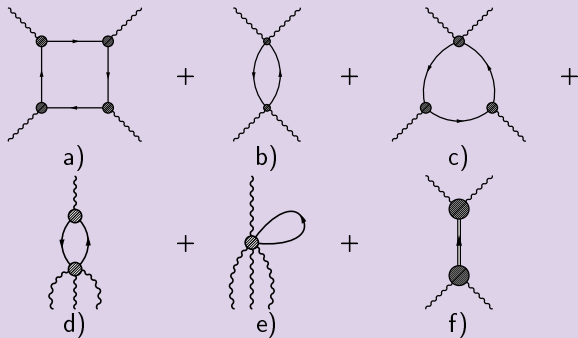


Рис.: Топологически отличные диаграммы описывающие процесс рассеяния света на свете в нелокальной кварковой модели. Последняя диаграмма редуцируются за счет учета 4-х кваркового взаимодействия.

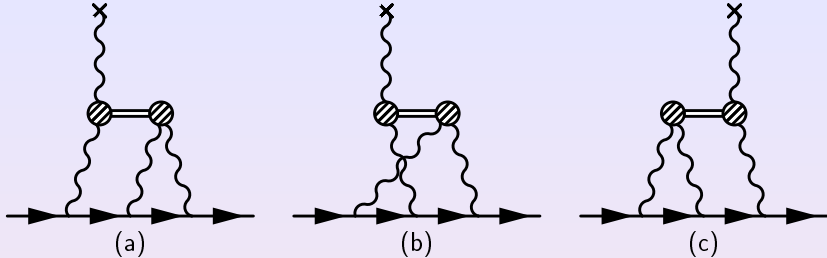


Рис.: Вклад процесса рассеяния света на свете с промежуточным мезонным состоянием.

$$\begin{aligned}
 \Pi_{\mu\nu\lambda\rho}(q_1, q_2, q_3) &= \\
 &= \int d^4x_1 \int d^4x_2 \int d^4x_3 e^{i(q_1x_1 + q_2x_2 + q_3x_3)} \langle 0 | T(j_\mu(x_1)j_\nu(x_2)j_\lambda(x_3)j_\rho(0)) | 0 \rangle,
 \end{aligned}$$

где $j_\mu(x)$ – электромагнитный ток, а $|0\rangle$ отвечает КХД состоянию вакуума.

Вклад в АММ мюона:

$$a_{\mu}^{\text{LbL}} = \frac{1}{48m_{\mu}} \text{Tr} ((\hat{p} + m_{\mu})[\gamma^{\rho}, \gamma^{\sigma}](\hat{p} + m_{\mu})\Pi_{\rho\sigma}(p, p)),$$

где

$$\begin{aligned} \Pi_{\rho\sigma}(p', p) = & -ie^6 \int \frac{d^4 q_1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 q_2}{(2\pi)^4} \frac{1}{q_1^2 q_2^2 (q_1 + q_2 - k)^2} \times \\ & \times \gamma^{\mu} \frac{\hat{p}' - \hat{q}_1 + m_{\mu}}{(p' - q_1)^2 - m_{\mu}^2} \gamma^{\nu} \frac{\hat{p} - \hat{q}_1 - \hat{q}_2 + m_{\mu}}{(p - q_1 - q_2)^2 - m_{\mu}^2} \gamma^{\lambda} \times \\ & \times \frac{\partial}{\partial k^{\rho}} \Pi_{\mu\nu\lambda\sigma}(q_1, q_2, k - q_1 - q_2). \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial k^\rho} \Pi^{\mu\nu\lambda\sigma}(q_1, q_2, k - q_1 - q_2) = & \\
 & i \frac{\Delta^{\mu\nu}(q_1 + q_2, q_1, q_2)}{(q_1 + q_2)^2 - M^2} \frac{\partial}{\partial k^\rho} \Delta^{\lambda\sigma}(q_1 + q_2, -q_1 - q_2, k) \\
 & + i \frac{\Delta^{\nu\lambda}(-q_1, q_2, -q_1 - q_2)}{q_1^2 - M^2} \frac{\partial}{\partial k^\rho} \Delta^{\mu\sigma}(-q_1, q_1, k) \\
 & + i \frac{\Delta^{\mu\lambda}(-q_2, q_1, -q_1 - q_2)}{q_2^2 - M^2} \frac{\partial}{\partial k^\rho} \Delta^{\nu\sigma}(-q_2, q_2, k) + O(k)
 \end{aligned} \tag{12}$$

рассматриваем в статическом пределе по импульсу k . Третий импульс выражается из закона сохранения импульсов.

LbL с промежуточным мезонным состоянием

Усредняя по фазовому пространству мюона, получаем

$$a_{\mu}^{\text{LbL}} = -\frac{2\alpha^3}{3\pi^2} \int_0^{\infty} dQ_1^2 \int_0^{\infty} dQ_2^2 \int_{-1}^1 dt \sqrt{1-t^2} \frac{1}{Q_3^2} \times \\ \times \sum_{\text{mesons}} \left[2 \frac{\mathcal{N}_1^S}{Q_2^2 + M_S^2} + \frac{\mathcal{N}_2^S}{Q_3^2 + M_S^2} \right], \quad (13)$$

где

$$\mathcal{N}_1^S = \sum_{X=A,B'} \sum_{Y=A,B} X_S(Q_2^2; Q_2^2, 0) Y_S(Q_2^2; Q_1^2, Q_3^2) T_{S1}^{XY},$$

$$\mathcal{N}_2^S = \sum_{X=A,B'} \sum_{Y=A,B} X_S(Q_3^2; Q_3^2, 0) Y_S(Q_3^2; Q_1^2, Q_2^2) T_{S2}^{XY}.$$

Light-by-Light / переход мезона в два фотона

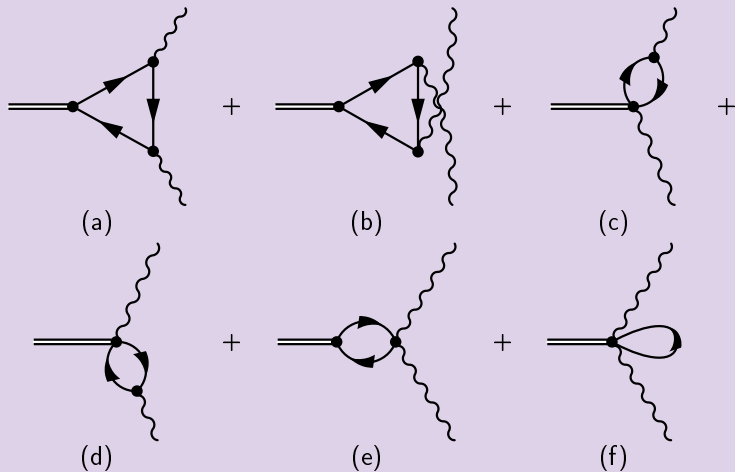


Рис.: Диаграммы перехода мезона в два фотона.

LbL. Формфактор мезона

$$A(\gamma^*(q_1, \epsilon_1) \gamma^*(q_2, \epsilon_2) \rightarrow P^*(p)) = -ie^2 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu q_1^\rho q_2^\sigma F_{P^* \gamma^* \gamma^*}(p^2; q_1^2, q_2^2),$$

где $q_{1,2}$ – импульсы фотонов, $\epsilon_{1,2}$ их векторы поляризации, $p = q_1 + q_2$. Для различных псевдоскалярных состояний мы получаем:

$$F_{\pi_0^* \gamma^* \gamma^*}(p^2; q_1^2, q_2^2) = g_\pi(p^2) F_u(p^2; q_1^2, q_2^2),$$

$$F_{\eta^* \gamma^* \gamma^*}(p^2; q_1^2, q_2^2) = \frac{g_\eta(p^2)}{3\sqrt{3}} \times \\ \times \left[(5F_u(p^2; q_1^2, q_2^2) - 2F_s(p^2; q_1^2, q_2^2)) \cos \theta(p^2) - \right. \\ \left. - \sqrt{2} (5F_u(p^2; q_1^2, q_2^2) + F_s(p^2; q_1^2, q_2^2)) \sin \theta(p^2) \right],$$

$$F_{\eta'^* \gamma^* \gamma^*}(p^2; q_1^2, q_2^2) = \frac{g_{\eta'}(p^2)}{3\sqrt{3}} \times \tag{14}$$

$$\times \left[(5F_u(p^2; q_1^2, q_2^2) - 2F_s(p^2; q_1^2, q_2^2)) \sin \theta(p^2) + \right. \\ \left. + \sqrt{2} (5F_u(p^2; q_1^2, q_2^2) + F_s(p^2; q_1^2, q_2^2)) \cos \theta(p^2) \right].$$

Light-by-Light / meson to two photons

Переходный формфактор псевдоскалярного мезона в два фотона запишется как,

$$\begin{aligned} F_i(p^2; q_1^2, q_2^2) &= 8 \int \frac{d_E^4 k}{(2\pi)^4} \frac{f(k_1^2) f(k_2^2)}{D_i(k_1^2) D_i(k_2^2) D_i(k^2)} \times \\ &\times \left[m_i(k^2) - m_i^{(1)}(k_1, k) J_1 - m_i^{(1)}(k_2, k) J_2 \right], \\ J_1 &= k^2 + \frac{q_2^2(kq_1)(k_1q_1) - q_1^2(kq_2)(k_1q_2)}{q_1^2 q_2^2 - (q_1 q_2)^2}, \\ J_2 &= k^2 + \frac{q_1^2(kq_2)(k_2q_2) - q_2^2(kq_1)(k_2q_1)}{q_1^2 q_2^2 - (q_1 q_2)^2}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$k_1 = k + q_1; \quad k_2 = k - q_2;$$

и конечно-разностная производная первого порядка

$$m^{(1)}(p, q) = \frac{m(p^2) - m(q^2)}{p^2 - q^2} \quad (16)$$

В специальной кинематике

$$F_i(q_1^2; q_1^2, 0) = 8 \int \frac{d_E^4 k}{(2\pi)^4} \frac{f(k_1^2) f(k^2)}{D_i(k_1^2) D_i^2(k^2)} \times \quad (17)$$

$$\times \left[m_i(k^2) - m_i^{(1)}(k_1, k) \bar{J}_1 - m_i'(k^2) \bar{J}_2 \right],$$

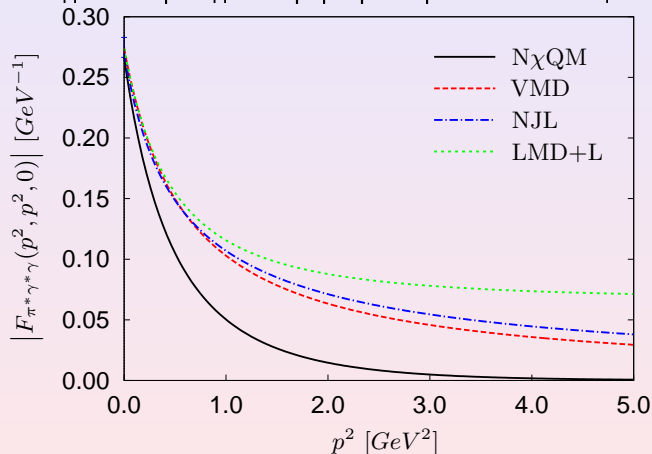
$$\bar{J}_1(k, q_1) = (kq_1) + \frac{2}{3} \left[k^2 + 2 \frac{(kq_1)^2}{q_1^2} \right],$$

$$\bar{J}_2 = \frac{4}{3} \left[k^2 - \frac{(kq_1)^2}{q_1^2} \right],$$

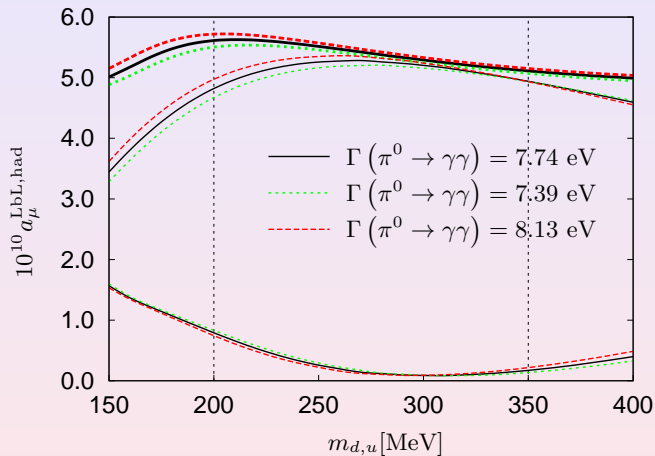
$$F_i(0; 0, 0) = \frac{1}{m_{d,i}} \left[\frac{1}{4\pi^2} - 8m_{c,i} \int \frac{d_E^4 k}{(2\pi)^4} \frac{m_i(k^2) - 2m_i'(k^2)k^2}{D_i^3(k^2)} \right], \quad (18)$$

Light-by-Light / переход мезона в два фотона

Поведение переходного формфактора пиона в специальной кинематике.



Light-by-Light / переход мезона в два фотона



DRZ, EPJC 72 (2012), arXiv:1204.3729

LbL. Контактные слагаемые.

Для вычисления вклада в АММ мюона нам потребуется вычислить производную от этого тензора

$$J_{\sigma\rho}^{\mu\nu\lambda} = \left. \frac{\partial}{\partial \Delta_\rho} T_\sigma^{\mu\nu\lambda}(\Delta, k_1, k_2, k_3) \right|_{\Delta=0}.$$

Выражение для тензора рассеяния света на свете четвертого ранга выписано подробно в статье [Nuovo Cim. A 30 \(1975\)](#) и содержит в себе 138 структур, которые с учётом симметрии и калибровочной инвариантности можно сократить до 17. Используя подобные схемы, можно записать общий вид для тензора $J_{\sigma\rho}^{\mu\nu\lambda}$, важного для вычисления АММ /Кураев и др. [Yad. Fiz. 50 \(1989\)](#)/:

$$\begin{aligned} J_{\sigma\rho}^{\mu\nu\lambda}(123) = & \sum_{ijl} A_{\rho\sigma}^{ijl} k_i^\mu k_j^\nu k_l^\lambda + \sum_i B_{\rho\sigma}^i k_i^\mu g^{\nu\lambda} + \sum_i C^i (\bar{k}_i^\mu)_{\rho\sigma} g^{\nu\lambda} + \\ & + \sum_{ijl} d^{ijl} (\bar{k}_i^\mu)_{\rho\sigma} k_j^\nu k_l^\lambda + \sum_i E^i(123) k_i^\mu [\nu\lambda]_{\rho\sigma} + \sum_j F_{\rho\sigma}^j(123) k_j^\nu g^{\mu\lambda} + \dots \end{aligned}$$

Light-by-Light

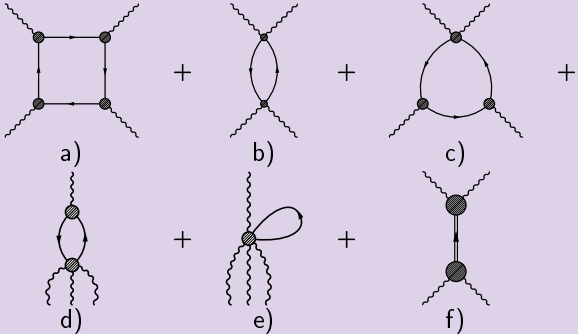
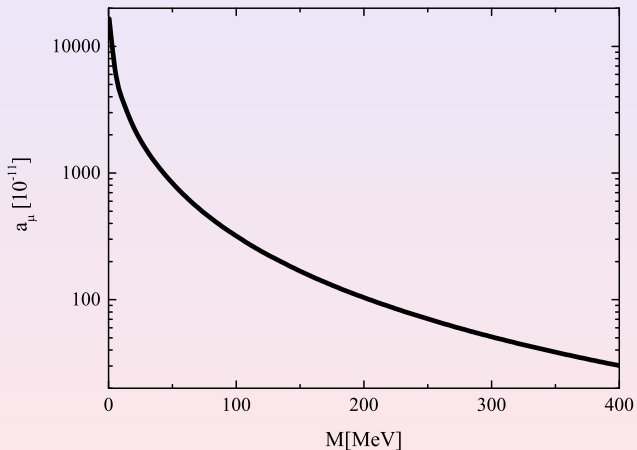
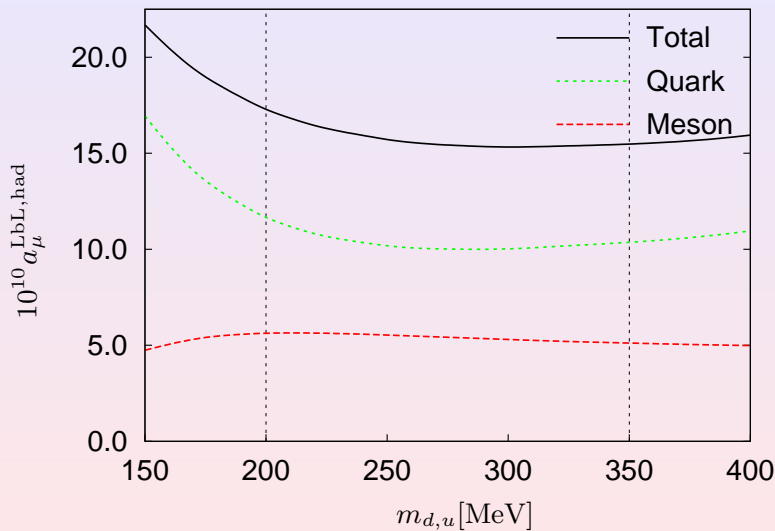


Рис.: Топологически отличные диаграммы процесса рассеяния света на свете в нелокальной кварковой модели. Последняя редуцирована 4-х кварковым взаимодействием и вычислена в ранее.



Зависимость вклада в АММ мюона от величины массы кварка.

LbL. Контактные слагаемые.



LbL. Контактные слагаемые.

π, K -loops	π^0, η, η'	scalars	quark-loop	Total	Ref.
-4.5(8.1)	82.7(6.4)	-	9.7(11.1)	89.6(15.4)	Hayakawa
-19(13)	85(13)	-6.8(2.0)	21(3)	83(32)	Bijnens
-	83(12)	-	-	80(40)	Knecht
0(10)	114(10)	-	0	136(25)	Melnikov
-	-	-	-	110(40)	Bijnens-2007
-19(19)	114(13)	-7(7)	2.3 [c-quark]	105(26)	P.R.V.
-19(13)	99(16)	-7(2)	21(3)	116(40)	N.J.
-	81(2)	-	107(2)	188(4)	Goecke, Fischer
-	-	-	-	118-148	Boughezal
-	68(3) [π^0]	-	82(6)	150(3)	Greynat
-	-	-3.1(0.8)	-	76(4)-125(7)	Masjuan, Pauk
-(11 - 71)	-	-	-	-	Engel
-20(5)	-	-	-	-	Bijnens-2012
-	-	-	143	143	Pivovarov
-	58.5(8.7)	11	101	168(12)	Our results
-45	$+\infty$	-	60	-	no FF

Заклучение

- 1 Получены вершинные функции взаимодействия кварк-антикварка с внешним калибровочным полем, вплоть до случая взаимодействия четырех фотонов.
- 2 Получен вид переходного формфактора в два виртуальных фотона, для случая легких скалярных и псевдоскалярных мезонов.
- 3 Вычислен вклад в аномальный магнитный момент мюона от процесса рассеяния света на свете с промежуточными легкими скалярными и псевдоскалярными резонансами в рамках нелокальной кварковой модели. Сумма вклада была оценена $a_{\mu}^{LbL, S+PS} = (6.25 \pm 0.83) \cdot 10^{-10}$. Полученная величина в полтора раза меньше результатов полученных другими группами. Данный фактор объясняется тем что был полностью учтена кинетическая зависимость промежуточного виртуального состояния мезона, лежащего в не массовой поверхности.
- 4 Вычислен вклад в аномальный магнитный момент мюона для контактных диаграмм. Величина вклада от данного процесса составила $a_{\mu}^{LbL; contact} = 101 \cdot 10^{-11}$. Это позволило дать оценку на величину полного вклада в АММ мюона от LbL процесса в рамках нелокальной модели, и он равен примерно $a_{\mu}^{LbL} = 168(12) \cdot 10^{-10}$.

- 1) A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “The pseudoscalar hadronic channel contribution of the light-by-light process to the muon ($g - 2$) within the nonlocal chiral quark model”, The European Physical Journal C, 2011, v.71, №. 7, 1702
- 2) A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “The Light-by-Light Contribution to the Muon ($g-2$) from Lightest Pseudoscalar and Scalar Mesons within Nonlocal Chiral Quark Model”, Eur.Phys.J.C. 72, 2227, 2012.
- 3) A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “Hadronic contribution to the muon anomalous magnetic moment ($g-2$) μ due to light-by-light scattering in a nonlocal quark model”, Известия Вузов, Физика. Томск. 6, 2010, 75.
- 4) A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “Calculation of Hadronic Contribution to the Anomalous Magnetic Momentum of Muon ($g-2$) from Light by Light Scattering Diagram in Nonlocal Chiral Quark Model ”, Phys.Part. Nucl. Lett., 8, 2011, 768.

- 5) A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “Light-by-light contribution to the $(g-2)$ of muon from pseudoscalar channel in the nonlocal $SU(3)\times SU(3)$ quark model.”, Nucl.Phys.Proc.Suppl., 2011, v. 219-220, p. 267-270.
- 6) A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “The light-by-light contribution to the $(g-2)$ of muon from lightest pseudoscalar and scalar mesons within nonlocal chiral quark model.”, Nucl.Phys.Proc.Suppl., 2012, v. 225-227, p. 273-276.
- 7) A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “Pseudoscalar meson transition form factors in nonperturbative QCD approach.”, Nucl.Phys.Proc.Suppl., 2012, v. 225-227, p. 141-145.
- 8) A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “The muon anomaly and π^0 light-by-light contribution. Estimation of the value and error band in nonlocal chiral quark model.”, Nucl.Phys.Proc.Suppl., 2012, v. 225-227, p. 298-300.

- 9)** A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “Status of the lepton $g-2$ and effects of hadronic corrections”, JETP Letters. Vol.100 (2014).
- 10)** A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “The meson-exchange induced light-by-light contribution to $(g - 2)_\mu$ within the nonlocal chiral quark model”, Acta.Phys.Polon.Supp. 6 (2013) 157-164.
- 11)** A.E. Dorokhov, A.E. Radzhabov, A.S. Zhevlakov “Scalar mesons LbL contribution to the $(g-2)$ of muon in $N\chi QM$ ”, PoS Baldin-ISHEPP-XXI, 2012, 063.



Thank you for attention.