



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2008-20
ОЭФ

А.В. Бережной, С.Н. Кошкарёв, А.В. Лучинский, В.И. Николаенко

**ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ ЛЕПТОНОВ
В КОГЕРЕНТНОМ РАССЕЙЯНИИ МЮОНА НА ЯДРЕ**

Протвино 2008

Аннотация

Бережной А.В., Кошкарев С.Н., Лучинский А.В., Николаенко В.И. Парное рождение лептонов в когерентном рассеянии мюона на ядре: Препринт ИФВЭ 2008-20. – Протвино, 2008. – 13 с., 11 рис., библиогр.: 15.

Рассмотрено когерентное рождение пары лептонов при рассеянии мюона на ядре. С помощью различных подходов (метод эквивалентных фотонов, прямые численные и аналитические вычисления) получены полное сечение этой реакции и распределения по инвариантным массам конечных лептонов. Особое внимание уделяется влиянию тождественности конечных лептонов на полное и дифференциальные сечения. В дальнейшем мы рассматриваем влияние условия когерентности на полные и дифференциальные сечения. Получены также выражения для полных сечений рождения чармониев при когерентном рассеянии мюона на ядре.

Abstract

Berezhnoy A.V., Koshkarev S.N, Luchinsky A.V., Nikolaenko V.I. Lepton Pair Production in Muon Scattering by Nucleus: IHEP Preprint 2008-20. – Protvino, 2008. – p. 13, figs. 11, refs.: 15.

Coherent production of lepton pair in muon scattering by nucleus is considered. With the help of different approaches (equivalent photon approximation, direct numerical and analytical calculations) we obtain total cross section of this reaction and distributions over invariant masses of final leptons. Special attention is paid to influence of final lepton identity on total and differential cross sections. We also study the role of coherence condition. Total cross sections of charmonia production in muon interaction with electromagnetic field of nucleus are also presented.

Введение

При анализе экспериментов по рождению чармониев необходимо знать сечения фоновых процессов. Поскольку для регистрации J/ψ -мезона чаще всего используется его лептонный распад $J/\psi \rightarrow e\bar{e}, \mu\bar{\mu}$, то основным фоновым процессом будет парное рождение лептонов в электромагнитной реакции. Эта задача особенно интересна для экспериментов, в которых в начальном состоянии имеется лептон, тождественный лептонам от распада J/ψ , как, например, в эксперименте COMPASS [1,2]

$$\mu^+ \mathcal{N} \rightarrow \mu^+ \mathcal{N} \mu^+ \mu^- . \quad (1)$$

Этой теме посвящен целый ряд работ (см., например, [3,4,5,6]), но некоторые вопросы изучены недостаточно подробно.

Прежде всего это касается роли тождественности конечных лептонов. В упомянутых работах было показано, что учет этого эффекта слабо изменяет полное сечение реакции (1). Поскольку тождественность сильно усложняет расчеты (достаточно того, что количество диаграмм увеличивается в два раза), то в дальнейшем ею часто пренебрегали. В нашей статье мы покажем, что, в отличие от полного сечения, распределения по инвариантным массам конечных лептонов меняются драматически. Эта разница существенна при определении электромагнитного фона к рождению чармониев при рассеянии мюона на ядре.

Еще один важный вопрос — влияние условия когерентности на сечение (т.е. требование того, чтобы ядро при рассеянии на нем мюона осталось целым). Это условие можно учесть с помощью электромагнитного формфактора ядра, но его явный вид известен плохо. В рамках метода эквивалентных фотонов, которым мы будем пользоваться в нашей статье, условие когерентности проверяется очень просто [7].

Первый и второй разделы посвящены вычислению полного и дифференциальных сечений процесса (1) с использованием трех различных методов — метода эквивалентных фотонов, аналитического выражения, приведенного в [8], и прямого счета. В третьем разделе мы исследуем влияние условия когерентности. Наконец, в четвертом разделе рассматривается рождение чармониев (а именно, χ_c -мезонов) при взаимодействии мюона с электромагнитным полем ядра.

1. Вычисление полных сечений

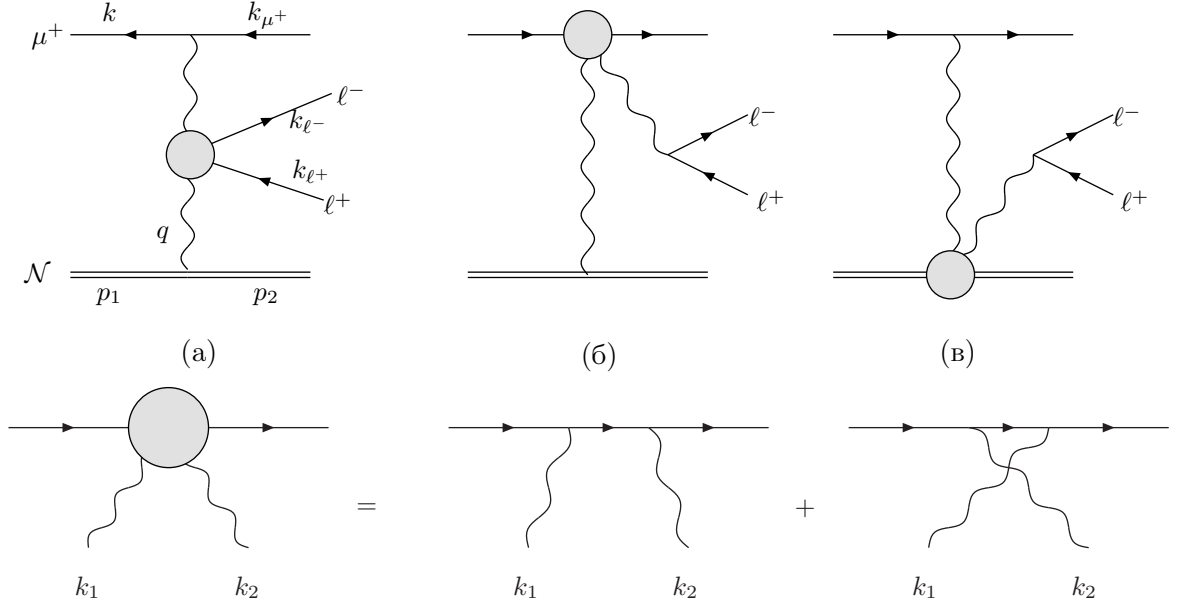


Рис. 1. Диаграммы, описывающие процесс $\mu\mathcal{N} \rightarrow \mu\mathcal{N}\ell\ell$.

В ведущем порядке теории возмущений процесс

$$\mu^+(k)\mathcal{N}(p_1) \rightarrow \mu^+(k_{\mu^+})\mathcal{N}(p_2)\ell^+(k_{\ell^+})\ell^-(k_{\ell^-}) \quad (2)$$

описывается диаграммами, показанными на рис. 1. В том случае, когда среди конечных частиц есть тождественные лептоны (т.е. $\ell = \mu$), к ним следует добавить еще диаграммы с переставленными линиями конечных ℓ^+ и μ^+ .

Прежде всего отметим, что диаграмма рис. 1(в) не даст заметного вклада в сечение, поскольку соответствующая ей амплитуда подавлена массой ядра $M_{\mathcal{N}}$. Кроме того, так как мы интересуемся когерентным рождением мюонов на ядре, мы должны ограничиться виртуальностями излученного ядром фотона $|q| < m_{\pi}A^{-1/3}$. Это позволяет при вычислении сечения реакции (2) использовать метод эквивалентных фотонов [7,8,9], который связывает это сечение с сечением рождения лептонной пары при взаимодействии мюона с излученным ядром фотоном

$$\mu^+(k)\gamma(q) \rightarrow \mu^+(k_{\mu^+})\ell^+(k_{\ell^+})\ell^-(k_{\ell^-}). \quad (3)$$

Ясно, что диаграммы, описывающие этот процесс, получаются из диаграмм рис. 1(а, б) удалением тока ядра.

Согласно методу эквивалентных фотонов, сечения реакций (2) и (3) связаны соотношением

$$\sigma^{\mu\mathcal{N}} = \int \sigma^{\mu\gamma}(\tilde{m})n(\tilde{m})d\tilde{m}, \quad (4)$$

где \tilde{m} — инвариантная масса конечных лептонов [$\tilde{m}^2 = (k_{\ell^-} + k_{\mu^+} + k_{\ell^+})^2$], а $n(\tilde{m})$ — функция распределения эквивалентных фотонов в ядре. В логарифмическом приближении она определяется выражением ¹

$$n(\tilde{m})d\tilde{m} = \frac{4Z^2\alpha}{\pi} \ln\left(\frac{m}{M_N} \frac{s}{\tilde{m}^2}\right) \frac{d\tilde{m}}{\tilde{m}}, \quad (5)$$

где α — постоянная тонкой структуры; Z — зарядовое число ядра; $s = (k + p)^2$; а m и M_N — массы мюона и ядра соответственно. Область интегрирования в (4) определяется порогом реакции (3) и условием положительности функции распределения (5):

$$(3m)^2 < \tilde{m}^2 < \frac{m}{M_N}s.$$

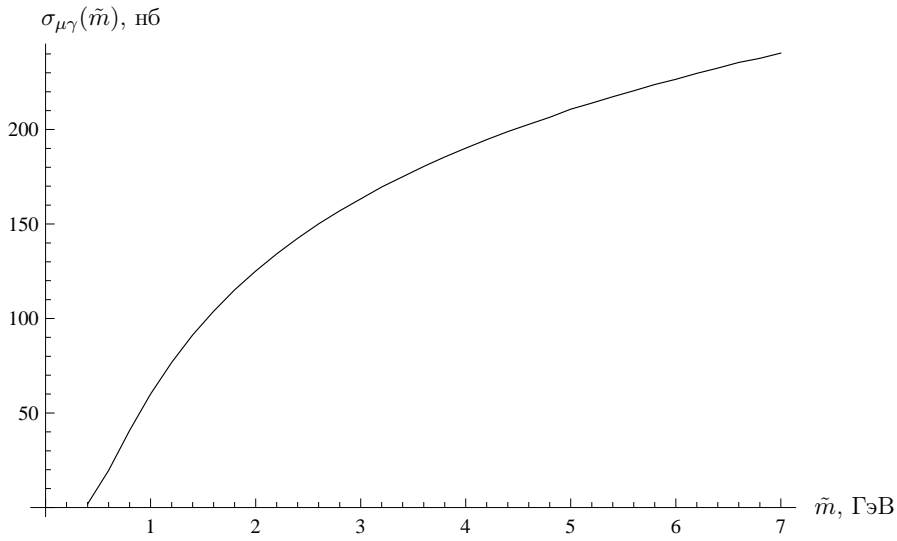


Рис. 2. Сечение реакции $\mu\gamma \rightarrow 3\mu$.

На рис. 2 показано вычисленное с помощью метода Монте-Карло ² сечение реакции (3) в зависимости от \tilde{m} . Используя это сечение и соотношения (4) и (5), мы вычислили полное сечение рождения мюонной пары при рассеянии мюона на литии (т.е. на ядре с зарядовым и массовым числами равными $Z = 3$ и $A = 7$). Интересно отметить, что при фиксированной энергии мюона в лабораторной системе (т.е. в системе покоя ядра) это сечение не зависит от массы ядра. Поэтому удобно ввести безразмерную переменную

¹Разница между этим выражением и функцией, приведенной в [9], объясняется тем, что вместо энергии виртуального фотона мы использовали переменную \tilde{m} .

²При вычислении мы использовали два независимых метода — COMFHER [10] и метод, описанный в [11]. Существенное отличие между этими двумя подходами заключается в том, что в первом случае квадрат матричного элемента получается аналитически, а во втором численно вычисляется сам матричный элемент, и только потом полученное число возводится в квадрат. Ясно, что при большом количестве диаграмм второй подход сопряжен с гораздо меньшими вычислительными трудностями и, следовательно, с меньшими ошибками. Результаты обоих подходов согласуются между собой.

$$x = \frac{s}{mM_N} = 2\gamma,$$

где γ — лоренц-фактор мюона в лабораторной системе.

Полученный нами результат полезно сравнить с аналитическим выражением для сечения реакции (2). В работе [12] рассмотрена реакция $ep \rightarrow ep\bar{e}e$. В логарифмическом приближении сечение этой реакции определяется выражением

$$\sigma(ep \rightarrow ep\bar{e}e) = \frac{28}{27\pi} \frac{\alpha^4}{m_e^2} (L^3 - AL^2 + BL + C), \quad (6)$$

где

$$L = \ln\left(\frac{s}{m_e M_N}\right), \quad (7)$$

а коэффициенты A, B, C равняются

$$A \approx 6.36; \quad B \approx 2.6; \quad C \approx 40.$$

При большом значении s эти коэффициенты не должны существенно измениться при варьировании масс участвующих в реакции частиц, так что для перехода к нашему случаю достаточно просто заменить $m_e \rightarrow m_\mu$ в первом множителе выражения (6).

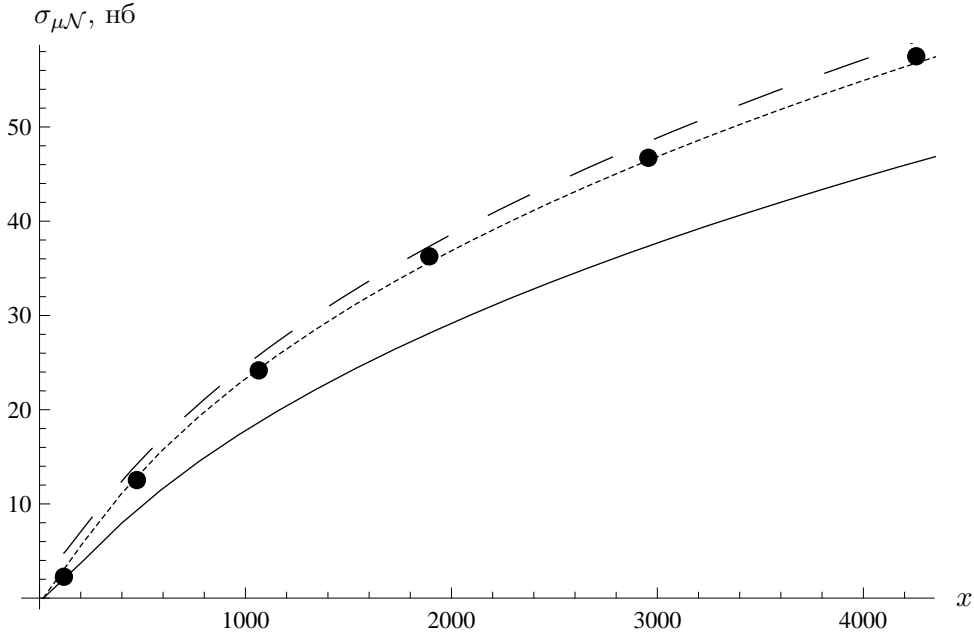


Рис. 3. Сечение реакции $\mu\mathcal{N} \rightarrow \mu\mathcal{N}\mu\mu$. Сплошная и точечная линии — метод эквивалентных фотонов с функцией распределения (5) и «исправленной»; штриховая — результат формулы (6); точки — прямой расчет.

Для независимой проверки результатов, полученных методом эквивалентных фотонов и по формуле (6), мы провели прямой численный расчет сечения рождения мюонной

пары при рассеянии мюона на точечном ядре \mathcal{N} в реакции $\mu\mathcal{N} \rightarrow \mu\mathcal{N}\mu\mu$. При этом точно учитывается как отдача ядра, так и все степенные поправки, опущенные в упомянутых выше приближениях, выполненных с логарифмической точностью.

На рис. 3 показана зависимость от x полного сечения реакции $\mu\mathcal{N} \rightarrow 3\mu\mathcal{N}$, вычисленного с помощью метода эквивалентных фотонов (сплошная линия), формулы (6) (штриховая линия) и прямого расчета (точки). Видно, что результаты последних двух методов хорошо согласуются между собой (расхождение при малых x объясняется степенными поправками), а метод эквивалентных фотонов дает несколько заниженное сечение. Это расхождение, впрочем, устраняется, если увеличить аргумент входящего в (5) логарифма в ~ 1.4 раза (см. точечную линию на рис. 3). Поскольку выражение (5) получено в логарифмическом приближении, то аргумент логарифма определен с точностью до константы, а потому расхождение между показанными на рис. 3 графиками не выходит за рамки погрешности метода, и в дальнейшем мы будем пользоваться функцией распределения фотонов с учетом этой поправки.

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии тождественности конечных лептонов на полные сечения реакций (2) и (3). Из общих соображений следует, что симметрия фазового объема относительно перестановки импульсов k_{ℓ^+} и k_{μ^+} приводит к тому, что интерференционный член дает малую поправку к сечению (более подробно этот вопрос рассмотрен, например, в [13]). В результате полные сечения реакции $\mu\gamma \rightarrow 3\mu$ с учетом и без учета тождественности конечных лептонов практически совпадают.

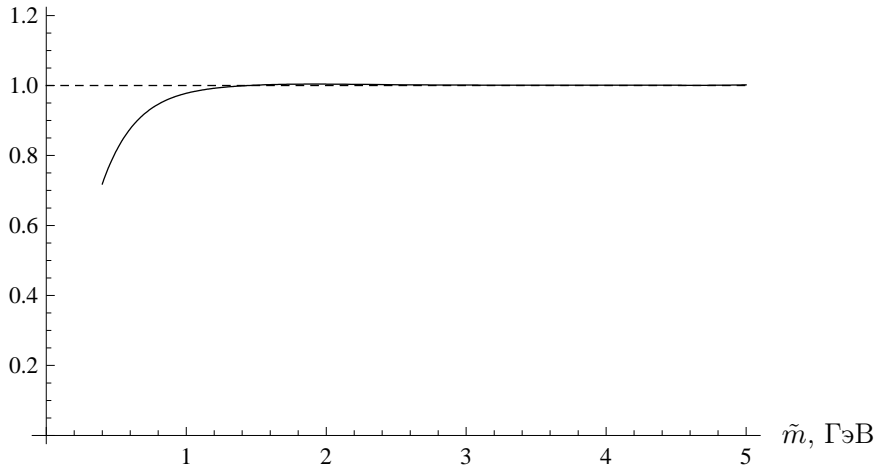


Рис. 4. Отношение сечений реакции $\mu\gamma \rightarrow 3\mu$, вычисленных с учетом и без учета тождественности конечных лептонов.

На рис. 4 показано отношение сечений реакции $\mu\gamma \rightarrow 3\mu$, вычисленных с учетом и без учета тождественности конечных лептонов, в зависимости от \tilde{m} . Видно, что этот рисунок полностью подтверждает наши ожидания. Поскольку в рамках метода эквивалентных фотонов сечения реакций $\mu\gamma \rightarrow 3\mu$ и $\mu\mathcal{N} \rightarrow 3\mu\mathcal{N}$ связаны соотношением (4), то для последней реакции отношение сечений с учетом и без учета тождественности будет таким же.

2. Распределения по инвариантным массам

Рассмотрим теперь распределения по инвариантным массам конечных лептонов

$$\begin{aligned}\tilde{m}^2 &= (k_{\ell^-} + k_{\mu^+} + k_{\ell^+})^2, \\ m_{\mu^+\ell^+}^2 &= (k_{\mu^+} + k_{\ell^+})^2, \\ m_{\mu^+\ell^-}^2 &= (k_{\mu^+} + k_{\ell^-})^2, \\ m_{\ell^+\ell^-}^2 &= (k_{\ell^+} + k_{\ell^-})^2.\end{aligned}$$

В случае тождественности последние две переменные, очевидно, совпадают.

В дальнейшем мы ограничимся рассеянием 160-ГэВ мюона на ядре лития. Распределение по массе \tilde{m} легко получить из формулы (4):

$$\frac{d\sigma^{\mu\mathcal{N}}}{d\tilde{m}} = \sigma^{\mu\gamma}(\tilde{m})n(\tilde{m}).$$

На рис. 5 показано такое распределение, полученное перемножением числа эквивалентных фотонов и точно вычисленного $\sigma^{\mu\gamma}$, а также результат прямого вычисления.

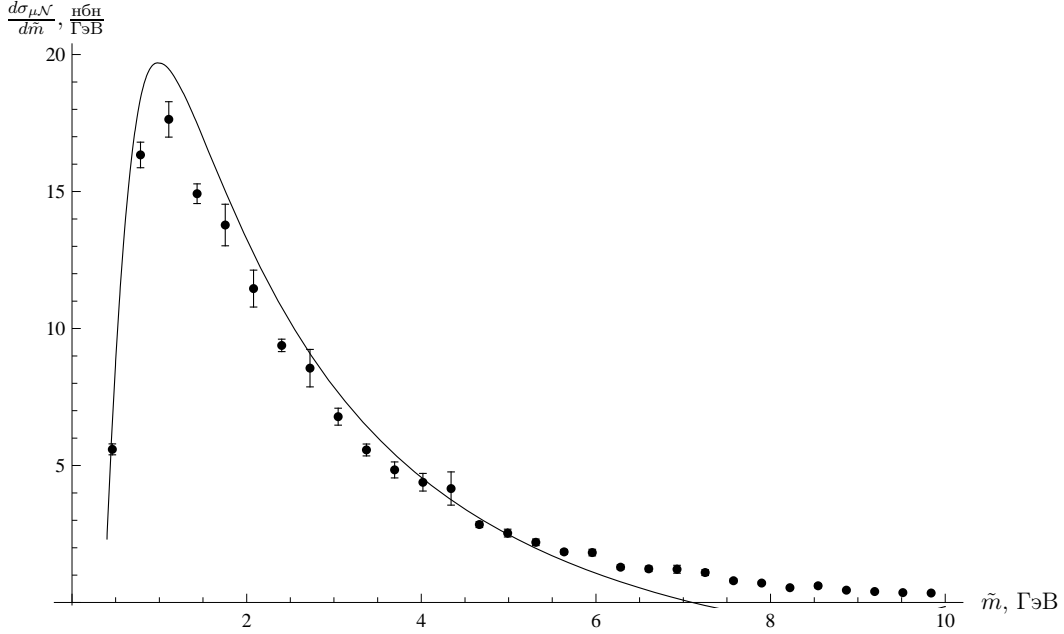


Рис. 5. Распределение сечения процесса $\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu\mu$ по инвариантной массе трех конечных мюонов

Дифференциальное сечение мюон-ядерного процесса по инвариантной массе лептонной пары t в методе эквивалентных фотонов получается по формуле, аналогичной (4):

$$\frac{d\sigma^{\mu\mathcal{N}}}{dm} = \int \frac{d\sigma^{\mu\gamma}}{dm} n(\tilde{m}) d\tilde{m}.$$

Такое распределение и отношение сечений с учетом и без учета тождественности для $\mu^+\ell^+$ -пары показаны на рис 6. Видно, что и в этом случае влияние тождественности конечных лептонов мало. Этого и следовало ожидать, поскольку область интегрирования по фазовому объему симметрична относительно перестановки импульсов лептонов μ^+ и ℓ^+ .

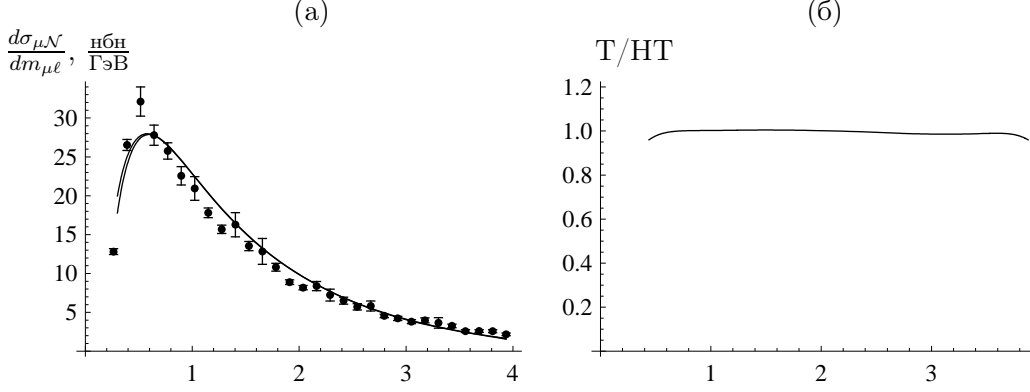


Рис. 6. Распределение сечения реакции $\mu Li \rightarrow \mu Li \mu \mu$ по инвариантной массе $m_{\mu^+\ell^+}$ — (а); отношение сечений, полученных с учетом и без учета тождественности конечных лептонов, — (б).

Для распределений по массе лептонов с противоположными знаками ситуация совершенно другая. Если не учитывать тождественность конечных лептонов, то мы, фактически, имеем две различные массы — $m_{\ell^+\ell^-}$ и $m_{\mu^+\mu^-}$. Если эту тождественность учитывать, то эти массы совпадают. На рис. 7 показаны распределения по этим трем массам. Ясно (см. рис. 8, где показано отношение распределений с учетом и без учета тождественности), что этот эффект существенно меняет распределения. Такая разница существенна при определении фона к рождению J/ψ -мезона при рассеянии мюона на ядре.

3. Учет формфакторов и условие когерентности

До сих пор мы рассматривали ядро как точечную заряженную частицу. Ясно, что ядро может быть легко разрушено при рассеянии на нем высокоэнергичного мюона, так что такое приближение имеет мало общего с реальным миром.

Отказаться от такого приближения можно введя упругий формфактор ядра. Для лития, например, этот формфактор с хорошей точностью описывается формулой [14]

$$F(Q^2) = e^{-Q^2/\Delta^2},$$

где

$$Q^2 = -q^2 = \mathbf{k}_T^2 + \omega^2\gamma^{-2},$$

\mathbf{k}_T и ω — поперечный импульс и энергия фотона, а $\Delta \approx 200$ МэВ. С учетом этой поправки распределение эквивалентных фотонов имеет вид

$$n_F(\omega) = \frac{Z^2\alpha}{\pi\omega} \int dk_T^2 k_T^2 \left[\frac{F(Q^2)}{Q^2} \right]^2. \quad (8)$$

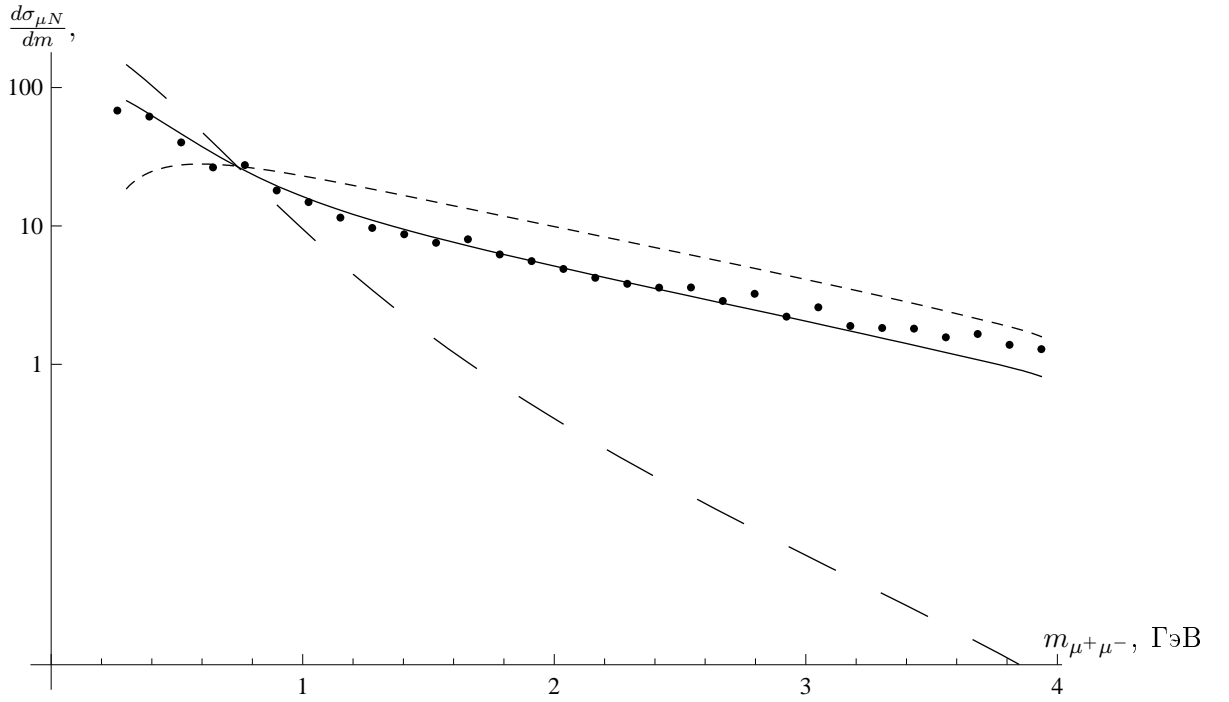


Рис. 7. Распределения сечения реакции $\mu Li \rightarrow \mu Li \mu \mu$ по инвариантной массе лептонов с противоположными зарядами. Сплошная линия — распределение с учетом тождественности конечных лептонов; штриховая и точечная линии — распределения по $m_{\mu+\ell^-}$ и $m_{\ell+\ell^-}$; точки — результат прямого вычисления.

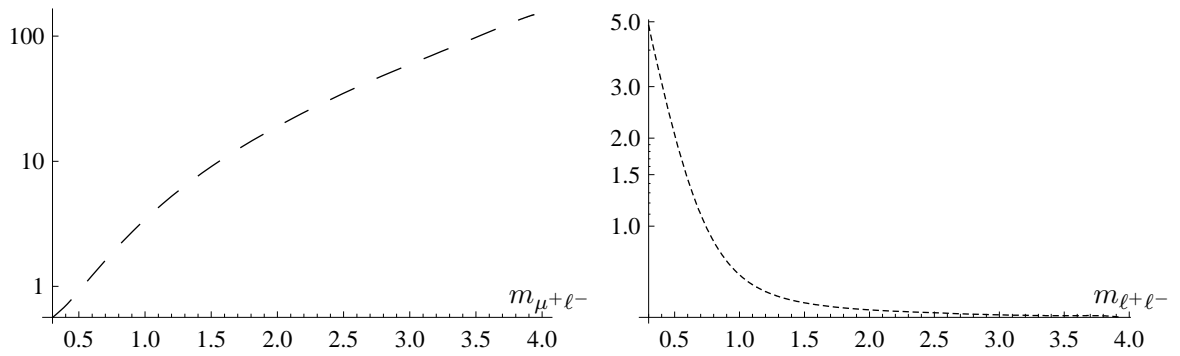


Рис. 8. Отношение сечений, полученных с учетом и без учета тождественности конечных лептонов.

Еще один способ получения этой функции распределения рассмотрен в [7]. В функцию распределения вводится зависимость от прицельного параметра b :

$$n_K(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \left\{ K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma \beta} \right) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma \beta} \right) \right\},$$

где $K_{0,1}$ — модифицированные функции Бесселя. Для того, чтобы ядро после рассеяния

осталось целым, необходимо выполнение условия $b > R_{\min}$, где $R_{\min} \approx 1.1A^{1/3}$ фм — характерный радиус ядра. После интегрирования по прицельному параметру с учетом этого условия получим

$$n_K(\omega) = \frac{2Z^2\alpha}{\pi\omega} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \quad (9)$$

где $\xi = \omega R_{\min}/\gamma\beta$. На рис. 9 показаны распределения (8) и (9) (сплошная и штриховая линии), а также «измененное» распределение эквивалентных фотонов для точечного ядра (точечная линия). Ясно видно, что распределения (8) и (9) согласуются между собой и заметно меньше последнего распределения.

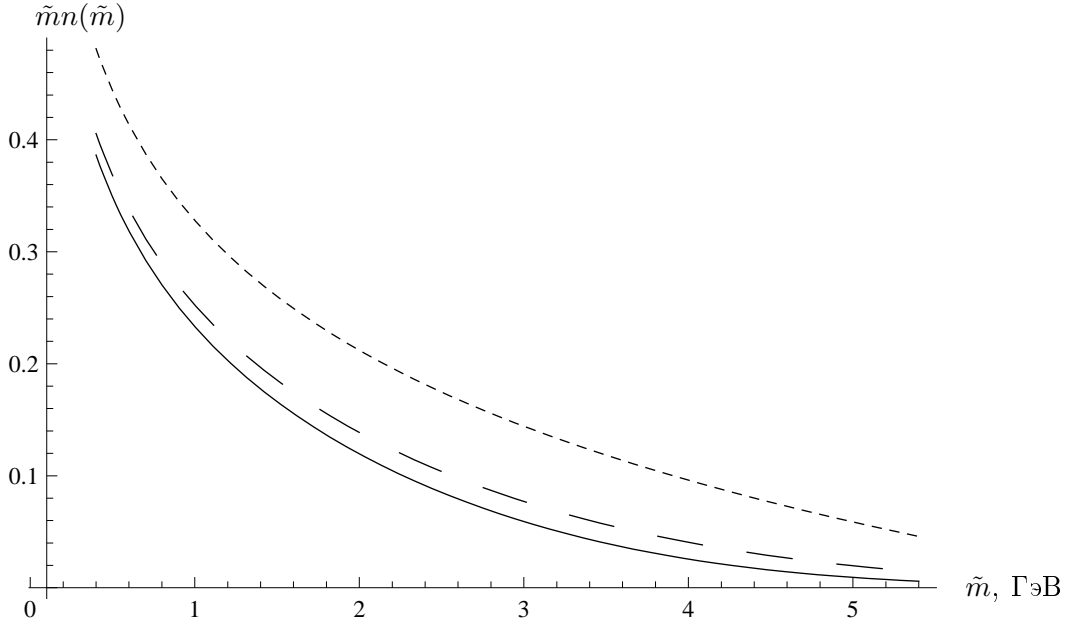


Рис. 9. Распределения $n_F(\tilde{m})$ (сплошная линия), $n_K(\tilde{m})$ (штриховая линия) и точечное (точечная линия).

Полные сечения реакции $\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu\mu$ с учетом условия когерентности равняются

$$\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu\mu) = 22 \text{ нбн}$$

для распределения (8) и

$$\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu\mu) = 25 \text{ нбн}$$

для распределения (9). На рис. 10 показаны дифференциальные сечения реакции $\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu\mu$ в зависимости от инвариантной массы $(\mu^+\mu^-)$ -пары, полученные с использованием n_F (сплошная линия), n_K (штриховая линия) и в приближении точечного ядра (точечная линия). В области массы J/ψ -мезона мы получили

$$\left. \frac{d\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu^+\mu^-)}{dm_{\mu^+\mu^-}} \right|_{m=M_{J/\psi}} = 0.5 \frac{\text{нбн}}{\text{ГэВ}}$$

для распределения n_K и

$$\left. \frac{d\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu^+\mu^-)}{dm_{\mu^+\mu^-}} \right|_{m=M_{J/\psi}} = 0.8 \frac{\text{нбн}}{\text{ГэВ}}$$

для n_F .

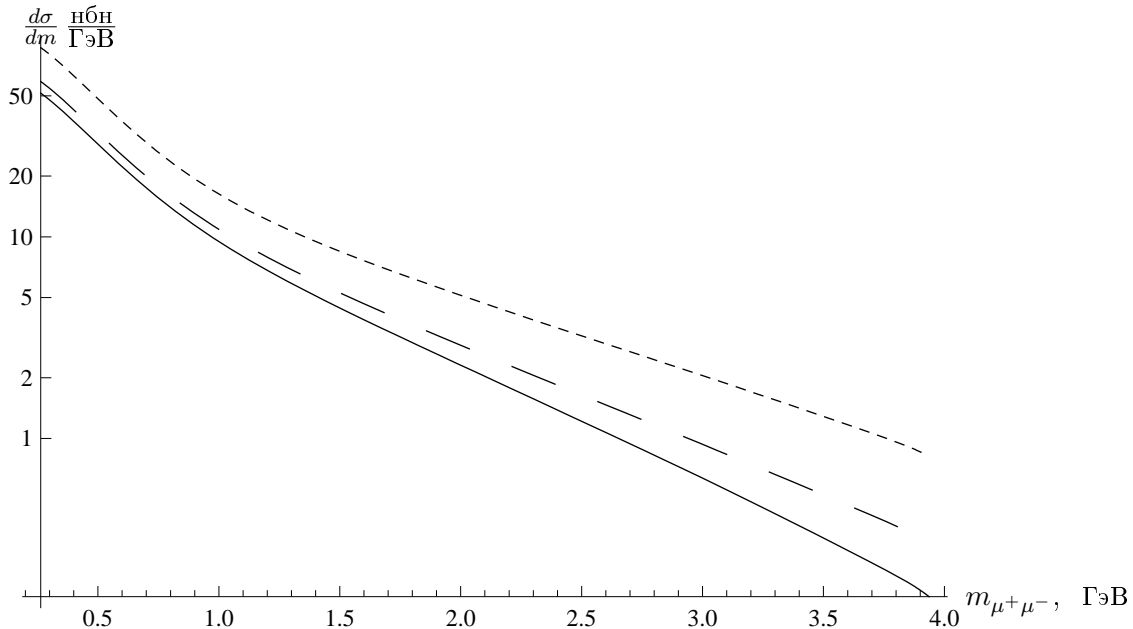


Рис. 10. Распределения сечения $\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu\mu$ по инвариантной массе $(\mu^+\mu^-)$ -пары.

4. Рождение чармониев

Интересно рассмотреть процессы образования связанных состояний ($c\bar{c}$) в электромагнитном поле ядра в той же кинематической области малых передач, что мы рассматривали ранее. В этих условиях прямое рождение J/ψ подавлено, но разрешено рождение P -волновых состояний χ_{cJ} .

В работе [15] были получены выражения для дифференциальных сечений рождения чармониев в кварк-глюонном взаимодействии. Ясно, что для перехода к нашей реакции достаточно просто заменить α на α_s и убрать все цветовые множители (в том числе и связанные с цветовыми степенями свободы начальных частиц). В результате получим

$$\frac{d\sigma(\mu\gamma \rightarrow \mu\chi)}{dq^2} = 2N_c \frac{\alpha^3}{\alpha_s^3} \frac{d\sigma(qg \rightarrow q\chi)}{dq^2}. \quad (10)$$

Еще одно отличие между этими двумя реакциями заключается в том, что в нашем случае, в отличие от рассеяния на легком кварке, уже нельзя пренебрегать массой мюона.

Используемый в этой статье метод эквивалентных фотонов справедлив лишь с логарифмической точностью, так что нет необходимости учитывать эту массу в дифференциальном сечении (10). Влияние ее на границы интегрирования по квадрату переданного импульса $\hat{t} = q^2$, однако, существенно. Нижняя граница области интегрирования определяются выражением

$$\hat{t}_{\min} \approx -\frac{M^4 m_\mu^2}{\hat{s}(\hat{s} - M^2)}, \quad (11)$$

и в пределе $m_\mu = 0$ мы получаем $\hat{t}_{\min} = 0$. Сечение (10) в области малых \hat{t} расходится, поэтому необходимо учитывать массу мюона в (11).

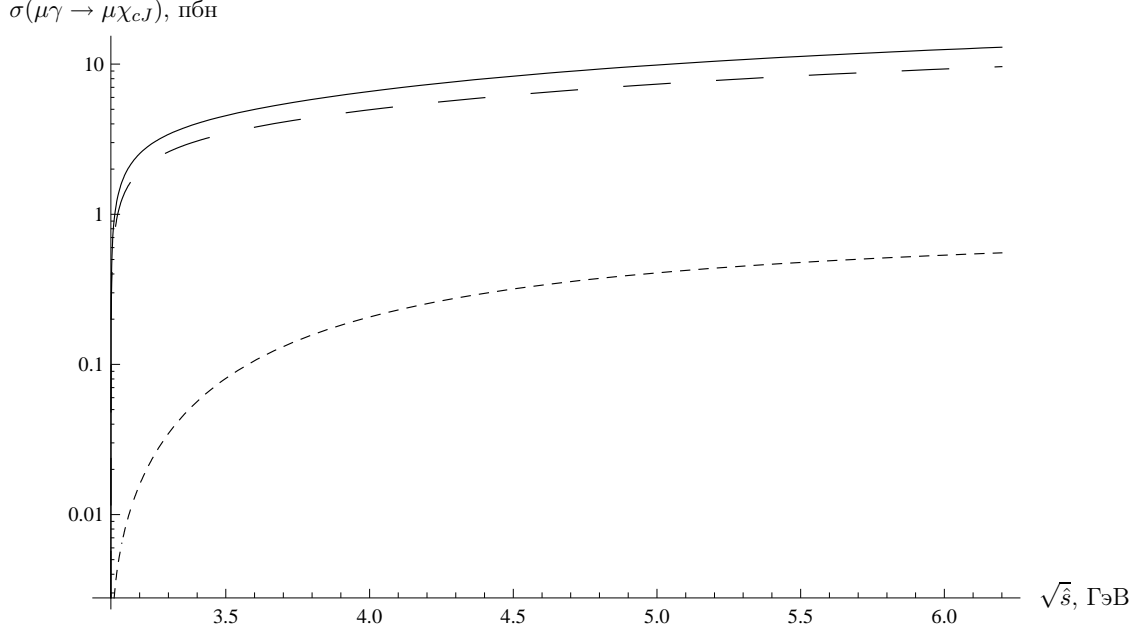


Рис. 11. Сплошная линия — $J = 2$; штриховая — $J = 0$; пунктирная — $J = 1$.

На рис. 11 показана зависимость сечения реакции $\mu\gamma \rightarrow \mu\chi$ от энергии $\mu\gamma$ в системе центра масс этой пары. После свертки с функцией распределения эквивалентных фотонов ядра мы получим полные сечения реакций $\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi_J$:

$$\begin{aligned} \sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi_{c0}) &= 14 \text{ фбн}, \\ \sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi_{c1}) &= 0.5 \text{ фбн}, \\ \sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi_{c2}) &= 19 \text{ фбн}. \end{aligned}$$

Родившиеся в этих реакциях χ -мезоны затем по каналу $\chi \rightarrow \gamma J/\psi \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$ распадаются на экспериментально наблюдаемую лептонную пару. Если пренебречь комбинаторным фоном, то сечение этого процесса равняется

$$\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi \rightarrow \mu\text{Li}\gamma\mu^+\mu^-) = \sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi)\text{Br}(\chi \rightarrow \gamma J/\psi)\text{Br}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-),$$

и для различных значений спина χ -мезона получим

$$\begin{aligned}
\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi_{c0} \rightarrow \mu\text{Li}\gamma\mu^+\mu^-) &= 8 \cdot 10^{-3} \text{ фбн}, \\
\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi_{c1} \rightarrow \mu\text{Li}\gamma\mu^+\mu^-) &= 11 \cdot 10^{-3} \text{ фбн}, \\
\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\chi_{c2} \rightarrow \mu\text{Li}\gamma\mu^+\mu^-) &= 0.22 \text{ фбн}.
\end{aligned}$$

Видно, что все эти сечения существенно ниже сечения нерезонансного процесса. Следовательно, можно утверждать, что чармонии в рассеянии мюона на ядре рождаются в основном за счет сильного взаимодействия.

Заключение

В нашей работе мы рассмотрели влияние тождественности конечных частиц на полное и дифференциальное сечения рождения лептонной пары при рассеянии мюона на ядре. Несмотря на теоретическое исследование, в работах других авторов было упущено сильнейшее влияние этого эффекта на дифференциальное сечение.

Прежде всего, мы сравнили полные сечения этого процесса, полученные в рамках различных моделей. В нашей статье мы использовали метод эквивалентных фотонов, который связывает сечение рождения мюонной пары при рассеянии мюона на ядре и сечение рождения такой пары в электромагнитном поле ядра (т.е. при взаимодействии мюона с эквивалентными фотонами от ядра). Результаты этого метода мы сравнили с выражением, в котором пренебрегается всеми степенными поправками, а также с прямым расчетом сечения реакции $\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu\mu$. Приведенные в статье результаты показывают, что эти методы хорошо согласуются между собой, хотя метод эквивалентных фотонов дает несколько заниженные значения сечений.

В предыдущих работах было показано, что тождественность конечных лептонов слабо влияет на величину полного сечения. Это согласуется с приведенными в нашей статье результатами. С другой стороны, распределения по инвариантной массе лептонных пар меняются при учете тождественности лептонов значительно. Например, для рассеяния 160-ГэВ мюона на ядре лития в области $m_{\mu^+\mu^-} \approx M_{J/\psi}$ мы имеем

$$\left. \frac{d\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu^+\mu^-)}{dm_{\mu^+\mu^-}} \right|_{m=M_{J/\psi}} = 1.8 \frac{\text{пбн}}{\text{ГэВ}}$$

с учетом тождественности конечных лептонов и

$$\left. \frac{d\sigma(\mu\text{Li} \rightarrow \mu\text{Li}\mu^+\mu^-)}{dm_{\mu^+\mu^-}} \right|_{m=M_{J/\psi}} = 0.03 \frac{\text{пбн}}{\text{ГэВ}}$$

без учета такого эффекта. Эта разница существенна при оценке фона к рождению J/ψ -мезона в лептон-адронном взаимодействии, например на установке COMPASS.

В заключительном разделе мы использовали метод Вайтзекера-Вильямса для расчета сечений рождения χ_c -мезонов при электромагнитном взаимодействии мюона с ядром и последующего распада $\chi \rightarrow \gamma J/\psi \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$. Полученные нами сечения оказались существенно меньше нерезонансных сечений. Следовательно, можно с уверенностью утверждать, что чармонии при рассеянии мюона на ядре рождаются именно за счет сильного взаимодействия.

Авторы выражают благодарность А.К. Лиходеду за ценные обсуждения.
Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 07-20-00417а.

Список литературы

- [1] D. Neyret (COMPASS), AIP Conf. Proc. **915**, 658 (2007).
- [2] P. Abbon et al. (COMPASS), Nucl. Instrum. Meth. **A577**, 455 (2007), hep-ex/0703049.
- [3] S. R. Kelner, Yad. Fiz. **5**, 1092 (1967).
- [4] S. R. Kelner, Phys. Atom. Nucl. **61**, 448 (1998).
- [5] S. R. Kelner, R. P. Kokoulin, and A. A. Petrukhin, Phys. Atom. Nucl. **63**, 1603 (2000).
- [6] H. Burkhardt, S. R. Kelner, and R. P. Kokoulin (2002), CERN-SL-2002-016-AP.
- [7] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, S. Sadovsky, and Y. Kharlov, Phys. Rept. **364**, 359 (2002), hep-ph/0112211.
- [8] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, and V. G. Serbo, Phys. Rept. **15**, 181 (1974).
- [9] L. D. Landau and E. M. Lifschitz, Sov. Phys. **6**, 244 (1934).
- [10] E. Boos et al. (CompHEP), Nucl. Instrum. Meth. **A534**, 250 (2004), hep-ph/0403113.
- [11] A. V. Berezhnoy and A. K. Likhoded (2006), hep-ph/0602041.
- [12] V. N. Baier and V. S. Fadin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **61**, 476 (1971).
- [13] A. V. L. A. V. Berezhnoi, S. N. Koshkarev (2007), arXiv:0709.0422.
- [14] G. C. Li, I. Sick, R. R. Whitney, and M. R. Yearian, Nucl. Phys. **A162**, 583 (1971).
- [15] A. K. Likhoded and A. V. Luchinsky (2007), hep-ph/0703091.

Рукопись поступила 10 октября 2008 г.

А.В. Бережной, С.Н. Кошкарев, А.В. Лучинский, В.И. Николаенко.
Парное рождение лептонов в когерентном рассеянии мюона на ядре.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Редактор Н.В.Ежела

Подписано к печати 16.10.2008. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 1,72. Уч.-изд.л. 1,5. Тираж 80. Заказ 73.
Индекс 3649

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

