P4-2005-128

В. В. Пупышев[1]

КУЛОН-МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ АНАЛОГИ ЭФФЕКТА МОТТА

Направлено в журнал «Письма в ЖЭТФ»

[1] E-mail: pupyshev@thsun1.jinr.ru

Пупышев В. В. Р4-2005-128
Кулон-мультипольные аналоги эффекта Мотта

Показано, что в пределе низких энергий квантовомеханическое дифференциальное сечение рассеяния двух тождественных заряженных частиц, порожденного центральным мультипольным взаимодействием в кулоновском поле, быстро осциллирует. Эта угловая особенность сечения — обсуждаемое новое явление, названное кулон-мультипольным аналогом эффекта Мотта.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Pupyshev V. V. P4-2005-128
Coulomb-Multipole Analogues of Mott Effect

It is shown that in the low-energy limit the quantum mechanical differential cross-section of two identical charged particles generated by the central multipole interaction in the Coulomb field oscillates rapidly. This angular peculiarity of the cross-section is the discussed new phenomenon called the Coulomb-multipole analogue of the Mott effect.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 2005

ВВЕДЕНИЕ

Сначала следует описать основные обозначения. В координатном трехмерном пространстве фиксируем правую декартову систему координат S_3 с направляющими ковариантными ортами $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ и $\mathbf{e}_3 = \mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2$ и начальной точкой O_3, совпадающей с центром масс исследуемой системы $\{p_1, p_2\}$ двух частиц p_1 и p_2 с массами m_1 и m_2 с электрическими зарядами $z_1 e$ и $z_2 e$, где e — заряд электрона. Пусть в этой системе координат $\mathbf{r}$ — вектор, направленный от частицы p_1 к частице p_2, $\hat{r} = (\theta_r, \varphi_r)$ — его сферические углы; $\mathbf{k} = k\,\mathbf{e}_3$ и $E \equiv \hbar^2 k^2/(2\mu)$ — импульс и энергия упругого рассеяния частиц; $\mu \equiv m_1 m_2/(m_1 + m_2)$ – их приведенная масса; $\mathbf{k}' = (k, \theta, \varphi)$ — относительный импульс после столкновения; θ и φ — углы рассеяния и, наконец, $\mathbf{l} \equiv -i\mathbf{r} \times \nabla_r$ — оператор углового момента. Удобно и математически корректно использовать безразмерные параметры: безразмерный импульс рассеяния $q \equiv k|R|$ и параметр Зоммерфельда $\eta \equiv 1/2q$.

По предположению, полное взаимодействие V^{eff} между частицами центральное и равно сумме кулоновского потенциала $V^c \equiv 1/rR$ и мультипольной добавке к нему V, которая в пределе больших расстояний $(r/|R| \to \infty)$ имеет асимптотику $V \sim V_0^d r^{-d}$, где V_0^d – некоторое известное число, а $d = 2, 3, \ldots$

Как известно [1, 2], полная амплитуда рассеяния центральным потенциалом не зависит от угла φ, но зависит от угла θ и представляется бесконечным рядом по парциальным амплитудам рассеяния и полиномам Лежандра $P_\ell(\cos\theta)$. Например, кулоновские парциальные и полная амплитуда рассеяния f_ℓ^c и f^c задаются известными явными выражениями [1, 2]: парциальная амплитуда f_ℓ^c определяется через парциальные фазы δ_ℓ^c кулоновского рассеяния

$$\delta_\ell^c(q) \equiv \arg\Gamma(1 + \ell + i\,\eta), \quad \ell = 0, 1, \ldots,$$

где Γ — гамма-функция, формулой

$$f_\ell^c(q) \equiv |R|\,(2iq)^{-1}\left[\,\exp(2i\delta_\ell^c(q)) - 1\,\right], \tag{1}$$

а полная амплитуда f^c является бесконечным рядом

$$f^c(\theta; q) \equiv \sum_{\ell=0}^{\infty}(2\ell + 1)\, f_\ell^c(q)\, P_\ell(\cos\theta),$$

который суммируется в замкнутое выражение:

$$f^c(\theta;q) = -|R|\left[\,2q\sin(\theta/2)\,\right]^{-2}\,\exp\{2i\,[\delta_0^c(q) - \eta\,\ln\sin(\theta/2)\,]\,\}\,. \tag{2}$$

Если частицы p_1 и p_2 нетождественные, то разбиениям $\delta_\ell^{\rm eff} = \delta_\ell^c + \delta_\ell$ всех $(\ell = 0, 1, \ldots)$ фаз рассеяния $\delta_\ell^{\rm eff}$ взаимодействием $V^{\rm eff} = V^c + V$ отвечают представления парциальных и полных амплитуд $f_\ell^{\rm eff} = f_\ell^c + f_\ell$ и $f^{\rm eff} = f^c + f$, вклады f_ℓ и f потенциала V в эти амплитуды определяются формулами

$$\begin{aligned} f_\ell(q) \quad &= \quad |R|(2iq)^{-1}\,\exp(2i\delta_\ell^c(q))\left[\,\exp(2i\delta_\ell(q)) - 1\,\right], \\ f(\theta;q) \quad &= \quad \sum_{\ell=0}^{\infty} f_\ell(q)\left[\,(2\ell+1)\;P_\ell(\cos\theta)\right], \end{aligned} \tag{3}$$

а его вклады $d\sigma$, σ_ℓ и σ в дифференциальное, парциальные и полное сечения рассеяния — формулами

$$\begin{aligned} d\sigma(\theta;E) \quad &\equiv \quad |f(\theta;q)|^2\,, \quad \sigma_\ell(E) \equiv 4\pi\,|f_\ell(q)|^2, \\ \sigma(E) \quad &\equiv \quad \sum_{\ell=0}^{\infty}\sigma_\ell(E) = 2\pi\int_0^\pi d\theta\,\sin\theta\,d\sigma(\theta;E), \end{aligned} \tag{4}$$

где, как и всюду далее, $d\sigma$ — сокращенное обозначение отношения $d\sigma/(d\theta\sin\theta)$.

Если частицы p_1 и p_2 тождественные, то, как известно [1]–[3], амплитуду f и сечения $d\sigma$, σ следует заменить симметризованными $(+)$ или антисимметризованными $(-)$ амплитудами $f^{\pm}$:

$$f^{\pm}(\theta;q) \equiv f(\theta;q) \pm f(\pi-\theta;q) = \sum_{\ell=0} f_\ell(q)\,(2\ell+1)\left[1 \pm (-1)^\ell\right]\;P_\ell(\cos\theta) \tag{5}$$

— и соответствующими им сечениями $d\sigma^{\pm}$ и $\sigma^{\pm}$:

$$d\sigma^{\pm}(\theta;E) \equiv 2\pi|f^{\pm}(\theta;q)|^2, \quad \sigma^{\pm}(E) \equiv \int_0^\pi d\theta\,\sin\theta\,d\sigma^{\pm}(\theta;E). \tag{6}$$

Напомним и обсудим давно известный эффект Мотта.

1. ЭФФЕКТ МОТТА

Кулоновское рассеяние — исключительный случай: кулоновская амплитуда f^c при любых значениях энергии и угла рассеяния известна явно и задана формулой (2), а кулоновское сечение $d\sigma^c$ рассеяния нетождественных частиц не осциллирует и совпадает с классическим сечением [4]:

$$d\sigma^c(\theta; E) \equiv 2\pi\,|f^c(\theta; q)|^2 = \frac{\pi}{8}\,\frac{R^2}{q^4}\,[\mathrm{cosec}\,(\theta/2)]^4. \tag{7}$$

Кулоновское сечение $d\sigma^{c\pm}$ рассеяния тождественных частиц определяется через симметризованную или антисимметризованную кулоновские амплитуды

$$f^{c\pm}(\theta; q) \equiv f^c(\theta; q) \pm f^c(\pi - \theta; q)$$

формулой $d\sigma^{c\pm}(\theta; E) \equiv 2\pi\,|f^{c\pm}(\theta; q)|^2$ и поэтому является алгебраической суммой

$$d\sigma^{c\pm}(\theta; E) = d\sigma^c_{clas} \pm \pi\,\frac{R^2}{q^4}\,\frac{\cos\{2\eta\ln\,[\mathrm{tg}\,(\theta/2)]\}}{[\,\sin\theta\,]^2}. \tag{8}$$

Первое слагаемое этой суммы — не осциллирующее по углу θ классическое сечение рассеяния $d\sigma^c_{clas}$ двух одинаковых частиц:

$$\begin{aligned} d\sigma^c_{clas}(\theta; E) \;&\equiv\; 2\pi\,|f^c(\theta; q)|^2 + 2\pi\,|f^c(\pi - \theta; q)|^2 = \\ &=\; \frac{\pi}{8}\,\frac{R^2}{q^4}\,\left\{[\mathrm{cosec}\,(\theta/2)]^4 + [\sec(\theta/2)]^4\right\}, \end{aligned} \tag{9}$$

а ее второе слагаемое не имеет классического аналога и в пределе низких энергий ($\eta \to \infty$) является быстроосциллирующей функцией угла рассеяния θ.

Присутствие осциллирующего слагаемого в дифференциальном сечении рассеяния тождественных частиц — предсказанный Моттом [5] характерный квантовомеханический эффект интерференции. Этот эффект экспериментально подтвержден, но лишь в случае кулоновского рассеяния [1,3]. Поэтому теоретический и экспериментальный анализ осцилляций дифференциальных сечений, обусловленных тождественностью частиц, во всех остальных случаях представляется интересным.

В предыдущей работе [6] обнаружен протон-протонный аналог эффекта Мотта. В настоящей работе докажем, что имеются и другие аналоги этого эффекта.

2. АНАЛОГИ ЭФФЕКТА МОТТА

Задача рассеяния суперпозицией $V^{\mathrm{eff}} = V^c + V$ довольно сложная: проблема приближения порожденных дальнодействующим взаимодействием V амплитуды (3) и дифференциального сечения (4) асимптотическими при $q \to$

0 разложениями по известным явно функциям энергии и угла рассеяния в полном объеме не решена. Перспективные подходы к ее решению — методы, предложенные в работах [7]–[9].

В работе [7] доказано, что все особенности амплитуды рассеяния $f^{\text{eff}} = f^c + f$ нецентральным потенциалом

$$V^{\text{eff}}(\mathbf{r}) = V^c(r) + V(\mathbf{r}),\ V(\mathbf{r}) \sim V_0^d(\hat{r})/r^d,\ d = 2, 3, \ldots, \quad r/|R| \to \infty,$$

где $|V_0^d(\hat{r})|$ — всюду гладкая функция, исчерпываются конечным числом итераций трехмерного уравнения Шредингера, и поэтому в случаях $d = 2, 3$ амплитуда f имеет дополнительные к чисто кулоновским особенности в направлении рассеяния вперед ($\theta \to 0$) и не имеет особенностей такого типа в случае $d > 3$.

Предложенные в [7, 8] методы были развиты и применены в [9] соответственно для вывода в явном виде старших слагаемых асимптотик при $\theta \to 0$ и $q \to 0$ амплитуды рассеяния $f(\theta; q)$, в случае $V^{\text{eff}} = V^c + V$, где $V \sim V_0^d r^{-d}$, V_0^d — константа, а $d > 1$.

В работе [9] доказаны два утверждения: в случае $d = 3$ и $\theta \to 0$, но при любом q

$$f(\theta; q) = -V_0^3\, q\, \frac{\exp(i\omega(\eta))}{[\sin(\theta/2)]^{2i\eta}} + \bar{f}(\theta; q), \quad \omega(\eta) \equiv 2\eta\,(\ln\eta - 1), \tag{10}$$

где $\bar{f}(\theta; q)$ — гладкая функция; в случае $d = 3, 4$ и $q \to 0$, но при любом θ

$$f(\theta; q) \sim \tilde{f}(\theta; q) \equiv -V_0^d |R|^{3-d}\, q^{2d-5} \frac{\exp[i\omega(\eta)]}{[\sin(\theta/2)]^{2i\,\eta}}\, t_d(\theta), \tag{11}$$

где функция t_d в случае $d = 3$ определена формулой

$$t_3(\theta) \equiv \frac{2 + (\theta - \pi)\,\mathrm{tg}(\theta/2)}{1 + \cos\theta}, \tag{12}$$

а в случае $d = 4$ вычисляется по формуле

$$t_4(\theta) \equiv \sin\theta\, \frac{(2 - \cos\theta)(\pi - \theta) - 3\sin\theta}{(1 + \cos\theta)^3}. \tag{13}$$

Обсудим следствия формул (10)–(13). Функции $t_3(\theta)$ и $t_4(\theta)$ — всюду ($\theta \in [0, \pi]$) гладкие, функция t_3 монотонно убывает, причем $t_3(0) = 1$, $t_3(\pi) = 1/3$, а функция t_4 – возрастает, причем $t_4(0) = 0$, $t_4(\pi) = 4/15$. Так как $t_3(\theta = 0) \neq 0$, то асимптотика (10) старшей угловой сингулярности амплитуды f совпадает с главной особенностью при $\theta \to 0$ ее же низкоэнергетической асимптотики (11). В случае $d = 4$ амплитуда f не имеет аналогичных свойств, потому что функция $t_4(\theta)$ равна нулю при $\theta = 0$. В обоих случаях $(d = 3, 4)$ дифференциальное сечение (4), отвечающее амплитуде f, не имеет никаких угловых особенностей, а при $q \to 0$ убывает:

$$d\sigma(\theta; E) \sim 2\pi \, |V_0^d \, R^{3-d}|^2 \, q^{4d-10} |t_d(\theta)|^2. \tag{14}$$

В случае $d = 3$ это сечение не равно нулю при угле $\theta = 0, \pi$ и монотонно убывает по θ, а если $d = 4$ — равно нулю при угле $\theta = 0$ и монотонно возрастает.

В обсужденных выше статьях [7]–[9] физически важный и несомненно интересный случай тождественных частиц не рассматривался. Исследуем его и докажем, что в пределе низких энергий дифференциальное сечение $d\sigma^\pm$ рассеяния, порожденного в кулоновском поле V^c мультипольным потенциалом $V^d \sim V_d^0 r^{-d}$ с показателем $d = 3$ или $d = 4$, имеет особые угловые особенности осцилляторного типа, обусловленные только тождественностью частиц.

Заменив амплитуду f в формуле (5) ее низкоэнергетической асимптотикой (11), получим явное низкоэнергетическое приближение $\tilde{f}^\pm$ амплитуды $f^\pm$:

$$f^\pm \sim \tilde{f}^\pm \equiv -V_0^d |R|^{3-d} \, q^{2d-5} \exp[i\omega(\eta)] \, \gamma_d^\pm(\theta; q), \tag{15}$$

где функция $\gamma_d^\pm$ зависит от угла θ и параметра q:

$$\gamma_d^\pm(\theta; q) \equiv \frac{t_d(\theta)}{[\sin(\theta/2)]^{2i\,\eta}} \pm \frac{t_d(\pi - \theta)}{[\cos(\theta/2)]^{2i\,\eta}}. \tag{16}$$

Согласно формуле (6) найденной асимптотике $\tilde{f}^\pm$ амплитуды $f^\pm$ отвечает асимптотика сечения $d\sigma^\pm$:

$$d\sigma^\pm(\theta; E) \sim 2\pi \, |V_0^d \, R^{3-d}|^2 \, q^{4d-10} \, |\gamma_d^\pm(\theta; q)|^2. \tag{17}$$

Здесь функция $|\gamma_d^\pm(\theta; q)|^2$ выражается явно через заданную равенством (12) или (13) функцию $t_d(\theta)$:

$$|\gamma_d^\pm(\theta; q)|^2 = |t_d^\pm(\theta)|^2 \mp 4 \, \{\sin[\eta \ln \operatorname{tg}(\theta/2)]\}^2 \; t_d(\theta) \, t_d(\pi - \theta), \tag{18}$$

где по определению $t_d^\pm(\theta) \equiv t_d(\theta) \pm t_d(\pi - \theta)$.

Запишем найденную асимптотику (17) как сумму

$$\begin{aligned} d\sigma^\pm(\theta; E) \quad &\sim \quad d\tilde{\sigma}_{clas}(\theta; E) \pm 4\pi \, |V_0^d \, R^{3-d}|^2 \, q^{4d-10} \; \times \\ &\times \quad \cos\{2\eta \ln [\operatorname{tg}(\theta/2)]\} \; t_d(\theta) \, t_d(\pi - \theta) \end{aligned} \tag{19}$$

и таким образом выделим из нее асимптотику $d\tilde{\sigma}_{\mathrm{clas}}$ аналога классического сечения рассеяния:

$$\begin{aligned} d\tilde{\sigma}_{\mathrm{clas}} \quad &\equiv \quad 2\pi \, \left[|\tilde{f}(\theta; q)|^2 + |\tilde{f}(\pi - \theta; q)|^2 \right] = \\ &= \quad 2\pi \, |V_0^d \, R^{3-d}|^2 \, q^{4d-10} \left[t_d^2(\theta) + t_d^2(\pi - \theta) \right]. \end{aligned} \tag{20}$$

Теперь сравним асимптотики (11)–(14) амплитуд и сечений f и $d\sigma$ с соответствующими асимптотиками (15)–(20) амплитуд $f^{\pm}$ и сечений $d\sigma^{\pm}$.

Случай $d=3$. Так как $t_d^{\pm}(\theta)\neq 0$ при $\theta=0,\pi$, то амплитуды $f^{\pm}$, в отличие от амплитуды f, имеют угловую особенность не только в точке $\theta=0$, но и в точке $\theta=\pi$. Эта дополнительная особенность — следствие тождественности частиц. Далее, $t_3(\theta)\,t_3(\pi-\theta)\geq 0$ всюду. Только при $\theta=\pi/2$ функции $|t_3^{\pm}|^2$ имеют минимумы, но $|t_3^{+}|^2\neq 0$, а $|t_3^{-}|^2=0$. Поэтому, в отличие от сечения $d\sigma$, сечения $d\sigma^{+}$ и $d\sigma^{-}$ в точке $\theta=\pi/2$ имеют локальный максимум и соответственно минимум, а их гладкая компонента $d\tilde{\sigma}_{clas}$ в этой точке достигает своего минимума.

Случай $d=4$. Теперь $t_d^{\pm}=\pm 4/15\neq 0$ при $\theta=0$, и $t_d^{\pm}=4/15\neq 0$ при $\theta=\pi$. Поэтому амплитуды $f^{\pm}$, в отличие от амплитуды f, имеют угловые особенности в точках $\theta=0,\pi$. Обе эти особенности — следствие тождественности частиц. Далее, $t_4(\theta)t_4\,(\pi-\theta)\geq 0$ всегда. Только при $\theta=\pi/2$ функция $|t_d^{+}|^2$ максимальна, а функция $|t_d^{-}|^2$ — минимальна. Поэтому, в отличие от сечения $d\sigma$, сечения $d\sigma^{+}$ и $d\sigma^{-}$ в точке $\theta=\pi/2$ имеют локальный максимум и соответственно минимум, а их гладкая компонента $d\tilde{\sigma}_{\rm clas}$ в этой точке достигает своего максимального значения.

В любом из случаев $d=3,4$ сечение $d\sigma$ — всюду гладкая функция угла θ, а сечения $d\sigma^{\pm}$ из-за множителя $\{\sin[\eta\ln{\rm tg}\,(\theta/2)]\}^2$ быстро осциллируют на всем интервале $0<\theta<\pi$. Положения θ_n^{+} и θ_n^{-} соседних локальных экстремумов сечения $d\sigma^{\pm}$ определяются положениями соответствующих экстремума и ближайшего к нему нуля этого множителя:

$$\eta\ln{\rm tg}\,(\theta_n^{+}/2)\approx-\pi n,\quad \eta\ln{\rm tg}\,(\theta_n^{-}/2)\approx-\pi n+\pi/2.$$

Поэтому разность $\Delta\equiv\theta_n^{+}-\theta_n^{-}$ не зависит от n и очень быстро убывает: $\Delta\sim 2\,\exp(-\pi/2\eta)$, $q\to 0$. Сформулируем доказанное утверждение следующим образом: вследствие тождественности частиц низкоэнергетические асимптотики дифференциальных сечений $d\sigma^{\pm}$ в обоих случаях $d=3$ или $d=4$ являются всюду ограниченными, но быстроосциллирующими функциями угла рассеяния, причем разница Δ между положениями их соседних экстремумов при данной энергии постоянная.

Описанную зависимость сечений $d\sigma$, $d\sigma^{\pm}$ и компоненты $d\tilde{\sigma}_{\rm clas}$ от угла θ при $\eta=2$ в случаях $d=3$ и $d=4$ поясняет рис. 1, *а* и *б*. Сплошная кривые, помеченные символами • и ■, — графики функции $t_d^2(\theta)$ и $t_d^2(\theta)+t_d^2(\pi-\theta)$. Сплошные гладкая и осциллирующая кривые — графики функций $|t_d^{+}(\theta)|^2$ и $|\gamma_d^{+}(\theta)|^2$, а штриховые гладкая и осциллирующая кривые — графики функций $|t_d^{-}(\theta)|^2$ и $|\gamma_d^{-}(\theta)|^2$.

Сравним кулоновские сечения (7), (8) с соответствующими сечениями (14), (19). Если частицы нетождественные, то сечения $d\sigma^{c}$ и $d\sigma$ не осциллируют. Тождественность частиц порождает осциллирующие слагаемые

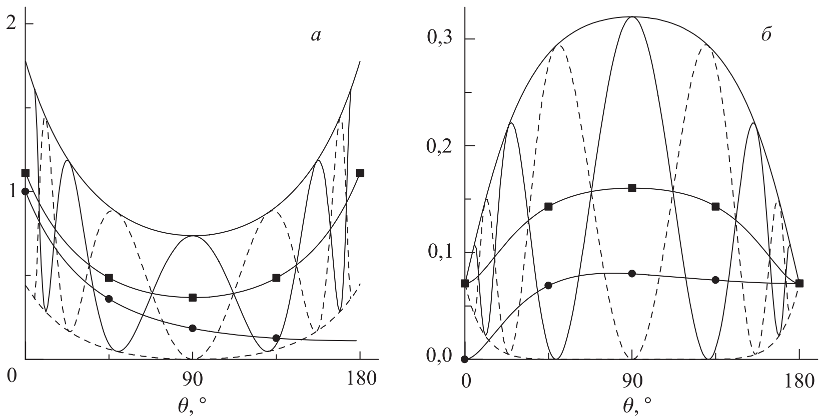

Рис. 1. Функции $t_d^2(\theta)$, $t_d^2(\theta)+t_d^2(\pi-\theta)$, $|t_d^{\pm}(\theta)|^2$, $|\gamma_d^{\pm}(\theta)|^2$ в случае $d=3$ (*а*) и $d=4$ (*б*). Пояснения в тексте

в сечениях $d\sigma^{c\pm}$ и $d\sigma^{\pm}$. Эти слагаемые содержат один и тот же множитель $\cos\{2\eta \ln\,[\mathrm{tg}(\theta/2)]\}$ и описывают один и тот же эффект — квантовую интерференцию. Компонента $d\tilde{\sigma}_{\mathrm{clas}}$ — аналог классического кулоновского сечения $d\sigma^c_{\mathrm{clas}}$. Следовательно, осцилляции сечений $d\sigma^{\pm}$ — проявление кулон-мультипольного аналога описанного выше чисто кулоновского эффекта Мотта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсудим полученные и представленные выше результаты. Доказанные низкоэнергетические представления (19), (20) воспроизводят в явном виде все низкоэнергетические и угловые особенности дифференциального сечения $d\sigma^{\pm}$ рассеяния двух заряженных тождественных частиц, порожденного в их кулоновском поле квадрупольным $(d=3)$ или поляризационным $(d=4)$ взаимодействием $V^d \sim V_0^d\, r^{-d}$. Эти представления — довольно простые формулы, позволяющие корректно экстраполировать сечения $d\sigma^{\pm}$ в область низких энергий. В пределе низких энергий такие сечения убывают как целая степень импульса столкновения частиц и быстро осциллируют по углу рассеяния. Тождественность частиц — единственная физическая причина такой угловой особенности, названной кулон-мультипольным аналогом эффекта Мотта.

Случаи $d=3,4$ были рассмотрены только в качестве простого примера. Используя полученные в работе [9] явные выражения низкоэнергетических асимптотик амплитуд рассеяния нетождественных частиц, аналогичным образом несложно показать, что при любом $d > 1$ в кулон-мультипольном рассеянии двух тождественных частиц должен проявляться кулон-мультипольный аналог эффекта Мотта.

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 04-02-16828).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Тейлор Дж.* Теория рассеяния. М.: Мир, 1975.

2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1974.

3. *Мессиа Л.* Квантовая механика. М.: Наука, 1979.

4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика. М.: Физматлит, 2002.

5. *Mott N. F.* Proc. Roy. Soc. London A. 1929. V. 124. P. 425.

6. *Пупышев В. В.* // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 275.

7. *Квицинский А. А., Комаров И. В., Меркурьев С. П.* // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 101.

8. *Квицинский А. А.* // ТМФ. 1984. Т. 59. С. 472.

9. *Квицинский А. А.* // ТМФ. 1985. Т. 65. С. 226.

Получено 26 августа 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 03.10.2005.
Формат $60 \times 90/16$. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,5. Уч.-изд. л. 0,57. Тираж 350 экз. Заказ № 55039.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/