ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 10044

В.И.Иноземцев

О РЕЛЯТИВИСТСКОМ ДВИЖЕНИИ СИСТЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

1976

Р2 - 10044

В.И. Иноземцев

О РЕЛЯТИВИСТСКОМ ДВИЖЕНИИ СИСТЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Направлено в ТМФ

I. Значительная часть применений модели кварков основывается на квантовомеханическом описании нерелятивистского движения кварков внутри покоящихся адронов [I]. При попытках объяснения в рамках этой схемы высокоэнергетических эффектов (рассеяния, поведения формфакторов адронов при больших переданных импульсах) возникает вопрос: как описывать поведение кварков внутри адрона, движущегося со скоростью $\vec{v}_0$, сравнимой со скоростью света c ? Очевидно, стандартная квантовая механика, не учитывающая конечного характера скорости распространения взаимодействий, здесь неприменима, и необходимо решать соответствующую релятивистскую задачу (уравнение Бете-Солпитера [2-3], квазипотенциальное уравнение [4]).

Существует, однако, и более простое предположение [5]: состояние кварков внутри движущегося адрона может быть описано волновой функцией, причем область, в которой эта волновая функция заметно отлична от нуля, подвергается лоренц-сокращению, то есть

$$\psi(\vec{r}_\perp, \vec{r}_\parallel) \sim \psi_0(\vec{r}_\perp, \gamma \vec{r}_\parallel) . \qquad (I)$$

Здесь и далее $\gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\vec{v}_0^2/c^2}}$; $\vec{r}_\parallel = \dfrac{(\vec{r}\vec{v}_0)\vec{v}_0}{\vec{v}_0^2}$, $\vec{r}_\perp = \vec{r} - \vec{r}_\parallel$;

ψ_0 - волновая функция внутреннего движения в системе покоя адрона. Функция ψ нормирована условием

$$\int |\psi|^2 d^3 r = 1 .$$

Соотношение (I) использовалось также в [6] при описании дейтрон-ядерных взаимодействий с целью учета фермиевского движения нуклонов в дейтроне. Однако авторы работ [5-6] не дают обоснования своей гипотезы в рамках какой-либо динамической схемы.

Соотношение (I) было получено в работах[2,7] в предположении, что $\gamma \sim 1$; другой предельный случай, $\gamma \gg 1$, рассматривался в[3]. В данной работе излагается метод, согласно которому можно прийти к (I) для произвольных значений γ , рассматривая движение частиц в классических релятивистских теориях при предположении о нерелятивистском движении частиц в системе центра масс (с.ц.м.). В разделе П сформулированы основные предположения, использующиеся в разделе Ш при рассмотрении конкретных релятивистских теорий взаимодействия частиц. В разделе IУ получено выражение для гамильтониана системы взаимодействующих частиц, приводящее к (I). Вопрос о взаимодействии движущейся системы с другими объектами остается в предлагаемой схеме открытым.

П. Хорошо известно, что классическая механика является пределом релятивистских теорий при $c \to \infty$, то есть в случае, когда скорости всех частиц $|\vec{v}_i| \ll c$. Точнее, обычное, классическое выражение для функции Лагранжа системы взаимодействующих частиц может быть получено, если в той ее части $\mathcal{L}_0$, которая соответствует движению свободных частиц, произвести разложение по степеням $\frac{\vec{v}_i}{c}$, оставляя лишь члены до 2-го порядка включительно; в той же части, которая описывает взаимодействие, нужно оставить лишь члены нулевого порядка по этим параметрам[8]. Только при этих допущениях кулоновский потенциал описывает электромагнитные взаимодействия, а потенциал Юкавы - взаимодействия частиц с векторным или скалярным массивным полем. Классический потенциал произвольного вида может быть получен при этих допущениях из релятивистской модели Ван Дама и Вигнера[9], а также из ее обобщений, указанных Пацем [10].

Если известна классическая функция Гамильтона системы, зависящая лишь от координат и импульсов частиц в один и тот же момент времени, то уравнения квантовой механики для данного взаимодействия могут быть формально получены заменой координат и импульсов частиц в функции Гамильтона на соответствующие операторы.

Предлагаемый приближенный метод описания связанных состояний частиц, движение которых является нерелятивистским в с.ц.м., в системах отсчета, движущихся относительно с.ц.м. со скоростью $(-\vec{v}_0)$, состоит в следующем:

а) в той части функции Лагранжа системы, которая соответствует свободному движению частиц, произведем разложение по степеням $\left(\frac{\vec{v}_i-\vec{v}_0}{c}\right)$ до 2-го порядка включительно;

б) при описании взаимодействия между частицами будем считать их скорости постоянными и равными $\vec{v}_0$. Предположения (а-б) соответствуют "статическому пределу" в с.ц.м.

Ш. Для всех классических релятивистских моделей та часть функции Лагранжа системы, которая соответствует движению свободных частиц, имеет один и тот же вид:

$$\mathcal{L}_0 = -\sum_i m_i c^2 \sqrt{1-\frac{\vec{v}_i^{\,2}}{c^2}} \,. \tag{2}$$

Представляя $\vec{v}_i$ в виде $\vec{v}_0 + (\vec{v}_i - \vec{v}_0)$ и производя в (2) разложение по степеням $\frac{\vec{v}_i-\vec{v}_0}{c}$, найдем:

$$\mathcal{L}_0 \approx \sum_i m_i \left[\gamma \frac{\vec{v}_{i\perp}^{\,2}}{2} + \frac{\gamma^3}{2}\left(\vec{v}_{i\parallel}^{\,2} - 2\left(1-\frac{1}{\gamma^2}\right)\vec{v}_{i\parallel}\vec{v}_0\right) + \frac{\gamma^3}{2}\left(-2c^2+3\vec{v}_0^{\,2}\right)\right] \tag{3}$$

Перейдем к рассмотрению конкретных релятивистских моделей.

I. <u>Электродинамика</u>

Взаимодействие заряженных частиц с электромагнитным полем описывается следующей функцией Лагранжа /II/:

$$\mathcal{L}_{int} = \int \left\{ \frac{1}{8\pi}(\vec E^2 - \vec H^2) + \frac{1}{c}\vec j \vec A - \rho\varphi \right\} d\vec r . \tag{4}$$

Здесь $\rho = \sum_i e_i \delta(\vec r - \vec r_i)$; $\vec j = \sum_i \frac{e_i \vec v_i}{c}\delta(\vec r - \vec r_i)$;

$\vec r_i$ – координаты частиц в один и тот же момент времени. Используя уравнения Максвелла и предположение (б) раздела II, можно выразить $\mathcal{L}_{int}$ через координаты частиц в один и тот же момент времени. Действительно, производя для первого члена в (4) интегрирование по частям /II/, найдем:

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{8\pi}\oint\{\vec E\varphi + [\vec A \vec H]\} d\vec f - \frac{1}{8\pi c}\frac{d}{dt}\int \vec E \vec A \, d^3\vec r + \frac{1}{2}\int\left(\frac{\vec j\vec A}{c} - \rho\varphi\right) d^3\vec r . \tag{5}$$

В предположении (б) раздела II излучением в системе можно пренебречь, и поверхностный интеграл обращается в нуль; второй член в (5) представляет собой полную производную по времени и может быть опущен из функции Лагранжа; после интегрирования по $d^3\vec r$ в третьем члене получим

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{2}\sum_i e_i\left(\frac{\vec v_0}{c}\vec A_i - \varphi_i\right). \tag{6}$$

Здесь $\vec A_i$, φ_i – потенциалы поля, создаваемого в точке $\vec r_i(t)$ всеми зарядами, кроме заряда e_i. В качестве φ_i и A_i можно выбрать запаздывающие потенциалы Лиенара -Вихерта:

$$(\varphi_i)_{ret} = \sum_{k\neq i}\frac{e_k}{R_{ik} - \frac{\vec v_0 \vec R_{ik}}{c}}, \quad (\vec A_i)_{ret} = \frac{\vec v_0}{c}(\varphi_i)_{ret}, \tag{7}$$

где $\vec R_{ik}$ удовлетворяет условиям $(R_{ik} = |\vec R_{ik}|)$

$$\vec R_{ik} = \vec v_0(t - t') + \vec r_{ik} \tag{8}$$

$$\frac{R_{ik}}{c} = t - t'; \quad \vec r_{ik} = \vec r_i(t) - \vec r_k(t). \tag{9}$$

Решая систему (8-9) относительно $\vec R_{ik}$, найдем:

$$(\varphi_i)_{ret} = \sum_{k\neq i}\frac{e_k}{\sqrt{\frac{\vec r_{ik}^2}{\gamma^2} + \left(\frac{\vec r_{ik}\vec v_0}{c}\right)^2}}, \quad (\vec A_i)_{ret} = \frac{\vec v_0}{c}(\varphi_i)_{ret}. \tag{10}$$

Можно показать, что в данном приближении

$$(\varphi_i)_{ret} = (\varphi_i)_{adv}; \quad (\vec A_i)_{ret} = (\vec A_i)_{adv}.$$

Подставляя (10) в (6), получим приближенное выражение для функции Лагранжа системы

$$\mathcal{L} \approx \mathcal{L}_0 - \sum_{i>k}\frac{e_i e_k}{\gamma\sqrt{r_{ik\perp}^2 + \gamma^2 r_{ik\parallel}^2}} . \tag{11}$$

Соответствующая функция Гамильтона есть

$$H = \sum_i\left[\frac{\vec p_{i\perp}^2}{2m_i\gamma} + \frac{(\vec p_{i\parallel} + \vec p_{i0})^2}{2m_i\gamma^3} + \frac{m_i\gamma^3}{2}(2c^2 - 3\vec v_0^2)\right] + \sum_{i>k}\frac{e_i e_k}{\gamma\sqrt{r_{ik\perp}^2 + \gamma^2 r_{ik\parallel}^2}}, \tag{12}$$

где $\vec p_{i0} = m_i \vec v_0 \gamma(\gamma^2 - 1)$.

2. Взаимодействие с массивным векторным полем

В этом случае функция Лагранжа имеет вид /I2/:

$$\mathcal{L}_{int} = \int d^3\vec{r}\left[-\frac{1}{16\pi}\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}-\frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu}\right)^2-\frac{m^2}{8\pi}A_\mu A^\mu+\frac{1}{c}\vec{j}\vec{A}-\rho A_0\right]. \quad (I3)$$

Здесь $A^\mu=(A_0,\vec{A})$ – потенциал векторного поля, m –его масса, ρ и $\vec{j}$ имеют тот же вид, что и в электродинамике.

После простого преобразования выражение (I3) приводится так же , как и в электродинамике, к виду (6), где, однако, потенциалы поля $\vec{A}_i$ и A_{0i} являются решениями уравнения Клейн -Гордона:

$$\left(\vec{\nabla}^2-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}-m^2\right)A_\mu=-4\pi j_\mu .$$

Выбирая в качестве $\vec{A}_i$ и A_{0i} запаздывающие потенциалы, найдем /I2/

$$(A_{0i})_{ret}=\sum_{k\neq i}\int d\vec{r}'d\tau\,\rho_k(\vec{r}',\tau)\left[\frac{\delta\left(\tau-t+\frac{|\vec{r}_i-\vec{r}'|}{c}\right)}{|\vec{r}_i-\vec{r}'|}-m\int_0^\infty\frac{\delta\left(\tau-t+\frac{1}{c}\sqrt{\xi^2+|\vec{r}_i-\vec{r}'|^2}\right)}{\sqrt{\xi^2+|\vec{r}_i-\vec{r}'|^2}}J_1(m\xi)d\xi\right];\ (\vec{A}_i)_{ret}=\frac{\vec{v}_0}{c}(A_{0i})_{ret}, \quad (I4)$$

где $\rho_k(\vec{r}',\tau)=e_k\,\delta(\vec{r}'-\vec{r}_k(\tau))$.

Согласно предположению (б) раздела II, в (I4) можно положить $\vec{r}_k(\tau)=\vec{r}_k(t)+\vec{v}_0(\tau-t)$. Производя интегрирование, получим:

$$(A_{0i})_{ret}=\sum_{k\neq i}\frac{e_k}{\sqrt{\frac{r_{ik}^2}{\gamma^2}+\left(\frac{\vec{r}_{ik}\vec{v}_0}{c}\right)^2}}\exp\left(-m\sqrt{r_{ik\perp}^2+\gamma^2 r_{ik\parallel}^2}\right),$$

$$(\vec{A}_i)_{ret}=\frac{\vec{v}_0}{c}(A_{0i})_{ret} .$$

В данном приближении, как и в электродинамике, $(A_{0i})_{ret}=(A_{0i})_{adv}$; $(\vec{A}_i)_{ret}=(\vec{A}_i)_{adv}$; функция Лагранжа имеет вид

$$\mathcal{L}\approx\mathcal{L}_0-\sum_{i>k}\frac{e_ie_k}{\gamma r'_{ik}}\exp(-m r'_{ik}),$$

$$r'_{ik}=\sqrt{r_{ik\perp}^2+\gamma^2 r_{ik\parallel}^2} . \quad (I5)$$

3. Взаимодействие со скалярным массивным полем

Функция Лагранжа для этого взаимодействия такова /I2/:

$$\mathcal{L}_{int}=\int d^3\vec{r}\left[-\frac{1}{8\pi}\frac{\partial A}{\partial x_\mu}\frac{\partial A}{\partial x^\mu}-\frac{1}{8\pi}m^2A^2-A\rho\right],$$

где $$\rho=\sum_i e_i\sqrt{1-\frac{\vec{v}_i^2}{c^2}}\,\delta(\vec{r}-\vec{r}_i).$$

Выполняя те же вычисления, что и в предыдущем случае, найдем, что в данном приближении $(\vec{v}_i\approx\vec{v}_0)$ для функции Лагранжа частиц, взаимодействующих со скалярным полем, справедлива формула (I5). Различие между взаимодействиями со скалярным и векторным полем проявляется лишь при учете более высоких порядков по $\frac{\vec{v}_i-\vec{v}_0}{c}$.

4. Модель Ван Дама-Вигнера

Релятивистские уравнения, предложенные Ван Дамом и Вигнером

[9], могут быть получены из вариационного принципа для действия[10]

$$A = -m_1 c^2 \int d\tau_1 - m_2 c^2 \int d\tau_2 - \frac{1}{2} \iint \chi\left((x_1 - x_2)^2\right)(\dot{x}_1 \dot{x}_2)\, d\tau_1 d\tau_2 ,$$

(I6)

где $x_i(\tau_i) = (ct_i, \vec{x}_i)$ – координаты частиц; τ_i – собственное время i-й частицы; функция χ, которая описывает взаимодействие между частицами, удовлетворяет условию

$$\chi(\rho) = 0 , \quad \text{если} \quad \rho > 0 .$$

В работе[10] было предложено и другое выражение для действия:

$$A = -m_1 c^2 \int d\tau_1 - m_2 c^2 \int d\tau_2 - \frac{1}{2} \iint d\tau_1 d\tau_2\, \chi\left((x_1 - x_2)^2\right)(\dot{x}_1^2)^{1/2} (\dot{x}_2^2)^{1/2} .$$

(I7)

В классическом пределе уравнения движения, полученные из (I6) и (I7), совпадают[10]. Действительно, в этом случае можно положить в том члене, который описывает взаимодействие, $\vec{v}_i = 0$, $\tau_i = \frac{x_{0i}}{c}$, и действие принимает вид

$$A_{кл} = \int \left(\frac{m_1 \vec{v}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{v}_2^2}{2} \right) dt - \frac{1}{2} \iint \chi\left[c^2 (t-t')^2 - (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)^2 \right] c^2\, dt\, dt' .$$

Выполняя интегрирование по dt', получим

$$A_{кл} = \int dt \left[\frac{m_1 \vec{v}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{v}_2^2}{2} - V(\vec{r}) \right] ,$$

где $\vec{r} = \vec{x}_1 - \vec{x}_2$;

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2} \int_0^{\vec{r}^2} \frac{\chi(-\rho)\, d\rho}{(\vec{r}^2 - \rho)^{1/2}} . \qquad \text{(I8)}$$

Выбирая соответствующим образом функцию χ, можно получить любой центрально-симметричный классический потенциал взаимодействия.

Рассмотрим теперь систему частиц, движущуюся со скоростью $\vec{V}_0$. Согласно разделу II, при вычислении члена, описывающего взаимодействие, нужно считать скорости частиц равными $\vec{V}_0$, то есть

$$A = \int \mathcal{L}_0\, dt - \frac{1}{2} \iint \chi \left\{ c^2 (t-t')^2 - \left[\vec{x}_1(t) - \vec{x}_2(t) - \vec{v}_0 (t'-t) \right]^2 \right\} \frac{c^2}{\gamma^2}\, dt\, dt'$$

Для вычисления интеграла по dt' сделаем замену переменных

$$c^2 (t-t')^2 - \left[\vec{x}_1(t) - \vec{x}_2(t) - \vec{v}_0 (t-t') \right]^2 = -\rho \quad ;$$

при этом действие может быть записано в виде

$$A = \int \left[\mathcal{L}_0 - \frac{1}{\gamma} V(r') \right] dt ,$$

где $r' = \sqrt{\vec{r}_\perp^{\,2} + \vec{r}_\parallel^{\,2} \gamma^2}$, $\vec{r} = \vec{x}_1(t) - \vec{x}_2(t)$.

Таким образом, и в этой модели движение частиц приближенно описывается функцией Лагранжа, зависящей от координат и скоростей частиц в один и тот же момент времени. Модель легко может быть обобщена на случай большего числа частиц[9].

IV. Все модели, рассмотренные в разделе III, приводят к одному и тому же результату: если в с.ц.м. движение частиц нерелятивисткое, то в системе отсчета, которая движется относительно с.ц.м. со скоростью $(-\vec{v}_0)$, движение частиц может быть приближенно описано функцией Лагранжа

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 - \sum_{i>k} \frac{1}{\gamma} V(r'_{ik}),$$

где $r'_{ik} = \sqrt{(\vec{r}_{ik\perp})^2 + \gamma^2 (\vec{r}_{ik\parallel})^2}$,

$\mathcal{L}_0$ определяется формулой (3), $V(r)$ – классический потенциал, описывающий взаимодействие в с.ц.м.. Соответствующая функция Гамильтона есть

$$H = \sum_i \left[\frac{\vec{p}_{i\perp}^{\,2}}{2m_i\gamma} + \frac{(\vec{p}_{i\parallel} + \vec{p}_{i0})^2}{2m_i\gamma^3} + \frac{m_i\gamma^3}{2}(2c^2 - 3\vec{v}_0^{\,2}) \right] + \sum_{i>k} \frac{1}{\gamma} V(r'_{ik}),$$

$$\vec{p}_{i0} = m_i \vec{v}_0 \gamma (\gamma^2 - 1). \tag{19}$$

В дальнейшем рассмотрим для простоты лишь случай двух частиц. Введем обозначения

$$\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \ ; \quad \vec{p} = \frac{m_1 \vec{p}_2 - m_2 \vec{p}_1}{m_1 + m_2}.$$

В переменных $\vec{P}$, $\vec{p}$ функция Гамильтона (19) может быть представлена в виде

$$H = \frac{h_1}{\gamma} + \frac{\vec{P}_\perp^{\,2}}{2(m_1+m_2)\gamma} + \frac{(\vec{P}_\parallel + \vec{p}_{10} + \vec{p}_{20})^2}{2(m_1+m_2)\gamma^3} + \frac{(m_1+m_2)}{2}(2c^2 - 3\vec{v}_0^{\,2})\gamma^3, \tag{20}$$

где $h_1 = \frac{\vec{p}_\perp^{\,2}}{2\mu} + \frac{\vec{p}_\parallel^{\,2}}{2\mu\gamma^2} + V\left(\sqrt{\vec{r}_\perp^{\,2} + \vec{r}_\parallel^{\,2}\gamma^2}\right)$,

$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$; $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$.

Можно показать, что с точностью до членов $\left(\frac{\vec{v}_i - \vec{v}_0}{c}\right)^2$ выражение (20) представляет собой разложение величины

$$H = (h^2 + \vec{P}^2 c^2)^{1/2}, \tag{21}$$

где $h = (m_1+m_2)c^2 + h_1$. Действительно, (21) можно представить в виде

$$H = \left\{ h^2 + c^2 [\vec{P}_0 + (\vec{P} - \vec{P}_0)]^2 \right\}^{1/2}, \quad \text{где} \tag{22}$$

$\vec{P}_0 = (m_1+m_2)\vec{v}_0\gamma$ – импульс системы двух невзаимодействующих частиц, движущихся со скоростью $\vec{v}_0$. Производя в (22) разложение по степеням $\frac{h_1}{(m_1+m_2)c^2}$ до первого порядка и по $\frac{\vec{P} - \vec{P}_0}{(m_1+m_2)c}$ – до второго порядка включительно, после несложных алгебраических преобразований получим (20).

Формула (21) представляет собой релятивистское выражение для энергии системы с массой $\frac{h}{c^2}$ и импульсом $\vec{P}$.

В переменных $(\vec{p}_\perp, \frac{\vec{p}_\parallel}{\gamma}; \vec{r}_\perp, \vec{r}_\parallel\gamma)$ h_1 соответствует обычному классическому гамильтониану в с.ц.м.

Соответствующее уравнение Шредингера может быть получено заменой координат и импульсов в H на операторы с обычными соотношениями коммутации. Волновые функции, полученные в результате его решения, будут удовлетворять условию (I), то есть в данном приближении, действительно, происходит лоренц- сокращение размеров системы. Предыдущее рассмотрение легко распространяется и на системы с бо́льшим числом частиц.

Следует, однако, подчеркнуть, что возможность описания релятивистской системы частиц функцией Гамильтона и соответствующим ей уравнением Шредингера возникает вследствие предположения о нерелятивистском характере движения в с.ц.м. Предложенная схема, как и классическая механика, описывает движение системы лишь с точностью до $(\frac{v_i}{c})^2$ ($\vec{v}_i$ –скорости частиц в с.ц.м.). Учет высших порядков по $\left(\frac{\vec{v}_i}{c}\right)^2$, по-видимому, приведет к значительно более сложному, чем (I), закону преобразования волновой функции относительного движения/13/. Отметим также, что в данной схеме величина Лоренц-фактора γ фиксирована. Описание процессов взаимодействия движущейся системы с внешними объектами, в которых γ изменяется (например излучения жесткого фотона с перестройкой частиц в системе), выходит поэтому за рамки этой приближенной схемы и может быть произведено лишь в последовательной релятивистской теории. В частности, вопрос об использовании формулы (I) для вычисления формфакторов составных объектов/5/ в борновском приближении по-прежнему остается открытым.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.Б. Говоркову, предложившему тему данной работы и сделавшему ряд ценных замечаний по ее выполнению. Автор благодарен также С.Б. Герасимову и Р.Н. Фаустову за критические обсуждения.

Литература:

I. Я. Коккедэ. Теория кварков, "Мир", I97I.
2. S. Brodsky, J. Primack. Ann. Phys. 52, 315 (1969).
3. Y.S.Kim, R. Zaoui. Phys. Rev. D4, 1764 (1971).
4. R.N. Faustov. Ann. Phys. 78,176 (1973).
5. A.L.Licht, A. Pagnamenta. Phys. Rev. D2, 1150 (1970).
6. L.Bertocchi, A.Tekou. Nuovo Cimento 21A, 223 (1974).

7. R.A.Krajcik, L.L. Foldy. Phys. Rev. D10, 1777 (1974).
8. G.Darwin, Phil.Mag. 39, 537 (1920).
9. H.Van Dam, E.P.Wigner. Phys. Rev. 138, b1576 (1965).
10. A.Katz, J. Math. Phys. 10, 1929 (1969).
II. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля, "Наука", I967.
I2. Д. Иваненко, А. Соколов. Классическая теория поля, ГИТТЛ, I949.
I3. J.L.Friar. Phys. Rev. C12, 695 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
I7 августа I976 года.