сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-86-9

В.Л.Любошиц

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ И ГЛАУБЕРОВСКИЕ ПОПРАВКИ К ЭФФЕКТИВНЫМ СЕЧЕНИЯМ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ С ДЕЙТРОНАМИ

1986

Известная формула Глаубера для полного сечения взаимодействия адрона и дейтрона имеет вид [1,2]

$$\sigma_{ad} = \sigma_{ap} + \sigma_{an} + \frac{2}{k^2} \mathrm{Re} \int \mathcal{F}(\vec{q})\, f_{ap}(\vec{q})\, f_{an}(-\vec{q})\, d^2\vec{q}, \qquad /1/$$

где

$$\mathcal{F}(\vec{q}) = \int (\psi_d(r))^2 e^{i\vec{q}\vec{r}} d^3\vec{r}. \qquad /2/$$

Здесь σ_{ap} и σ_{an} - полные сечения взаимодействия адрона а с протоном и нейтроном соответственно, $f_{ap}(\vec{q})$ и $f_{an}(\vec{q})$ - амплитуды упругого рассеяния в системе покоя нуклона, $\vec{q}$ - поперечный импульс адрона после рассеяния, k - импульс налетающего адрона, $\psi_d(r)$ - волновая функция дейтрона.

Если пренебречь эффективным радиусом взаимодействия адрона и нуклона по сравнению с размерами дейтрона, то формула /1/ дает

$$\sigma_{ad} = \sigma_{ap} + \sigma_{an} + \frac{2}{k^2} \mathrm{Re}(f_{ap}(0)\, f_{an}(0)) \int \mathcal{F}(\vec{q})\, d^2\vec{q} =$$

$$= \sigma_{ap} + \sigma_{an} + \frac{16\pi^2}{k^2} \mathrm{Re}(f_{ap}(0) f_{an}(0)) \int_0^\infty (\psi_d(r))^2\, dr. \qquad /3/$$

В этом приближении легко также получить выражение для эффективного сечения реакций:

$$\sigma_{ad}^{(r)} = \sigma_{ap}^{(r)} + \sigma_{an}^{(r)} - 2\sigma_{ap}^{(r)}\, \sigma_{an}^{(r)} \int_0^\infty (\psi_d(r))^2\, dr. \qquad /4/$$

В работе [3] было впервые замечено, что в формулах /1/ и /3/ в отличие от первых двух членов, отвечающих импульсному приближению, глауберовские поправки, содержащие произведения амплитуд, вообще говоря, не удовлетворяют требованию изотопической инвариантности и должны быть модифицированы. Действительно, сумма $(\sigma_{ap} + \sigma_{an})$ не зависит от заряда адрона /это следует из принципа Шмушкевича [4] /, но произведение $f_{ap} f_{an}$ при $T_a \geq 1$ уже зависит от изотопической проекции. В частности, $f_{\pi^+ p} f_{\pi^+ n} \neq$ $\neq f_{\pi^0 p} f_{\pi^0 n}$.В то же время, поскольку изотопический спин дейтрона равен нулю, эффективные сечения σ_{ad} и $\sigma_{ad}^{(r)}$ для всех адронов, входящих в один и тот же мультиплет, должны быть одинаковыми. Таким образом, при $T_a \neq 0$ выражения для глауберовских поправок в формулах /1/, /3/ и /4/, строго говоря, неверны; они имеют смысл лишь при условии, что можно пренебречь вкладом перезарядки в двухкратные столкновения адронов с нуклонами.

Учет двухчастичной перезарядки восстанавливает соответствие с требованием изотопической инвариантности. При этом формулы для полного сечения взаимодействия адрона с дейтроном, приведанные в [3,5], легко получить путем замены амплитуд f_{ap} и f_{an} в /1/ на изотопическую матрицу

$$\hat{f}_{aN} = a(\vec{q}) + b(\vec{q})(\hat{\vec{T}}_a \hat{\vec{\tau}}), \qquad /5/$$

диагональные элементы которой равны амплитудам упругого рассеяния адронов с изотопическим спином T_a на нуклонах, а недиагональные элементы описывают двухчастичную перезарядку. Здесь $\hat{\vec{T}}_a$ - оператор изотопического спина адрона, $\vec{\tau} = \{\hat{\tau}_1, \hat{\tau}_2, \hat{\tau}_3\}$ -изоспиновые матрицы нуклона, совпадающие с матрицами Паули. Вместо /1/ мы будем иметь

$$\sigma_{ad} = \sigma_{ap} + \sigma_{an} + \frac{2}{k^2} \int \mathcal{F}(\vec{q}) \, \mathrm{Re} \langle\langle \hat{f}^{(1)}_{aN}(\vec{q}) \hat{f}^{(2)}_{aN}(-\vec{q}) \rangle\rangle_{ad} \, d^2\vec{q}, \qquad /6/$$

где символ $\langle\langle \;\; \rangle\rangle_{ad}$ означает усреднение по изоспиновому состоянию адрона и изоспиновому состоянию дейтрона. Как известно, для изосинглетного состояния / $T_d = 0$/

$$\langle\langle \hat{\tau}^{(1)}_\alpha \hat{\tau}^{(2)}_\beta \rangle\rangle_d = -\delta_{\alpha\beta}, \quad \alpha, \beta = 1,2,3. \qquad /7/$$

С учетом этого, независимо от заряда налетающего адрона, формула для полного сечения взаимодействия адрона и дейтрона принимает вид [3,5]

$$\sigma_{ad} = \sigma_{ap} + \sigma_{an} + \frac{2}{k^2} \int \mathcal{F}(\vec{q}) \, \mathrm{Re}[a(\vec{q}) a(-\vec{q})] d^2\vec{q} - \qquad /8/$$

$$- \frac{2}{k^2} T_a(T_a+1) \int \mathcal{F}(\vec{q}) \, \mathrm{Re}[b(\vec{q}) b(-\vec{q})] d^2\vec{q}.$$

Величины $a(\vec{q})$ и $b(\vec{q})$ могут быть выражены через амплитуды рассеяния на протоне адрона $a^{(+)}$ и $a^{(-)}$, которым соответствуют максимальные по модулю проекции изотопического спина T_a и $-T_a$:

$$a(\vec{q}) = \frac{1}{2}(f_{a(+)p}(\vec{q}) + f_{a(-)p}(\vec{q})), \quad b(\vec{q}) = \frac{1}{2T_a}(f_{a(+)p}(\vec{q}) - f_{a(-)p}(\vec{q})). \qquad /9/^{*)}$$

Подставляя /9/ в /8/, находим

$$\sigma_{ad} = \sigma_{a(+)p} + \sigma_{a(-)p} + \frac{2}{k^2} \int \mathcal{F}(\vec{q}) \, \mathrm{Re}[f_{a(+)p}(\vec{q}) f_{a(-)p}(-\vec{q})] d^2\vec{q} - \qquad /10/$$

$$- \frac{1}{2k^2 T_a} \int \mathcal{F}(\vec{q}) \, \mathrm{Re}[(f_{a(+)p}(\vec{q}) - f_{a(-)p}(\vec{q}))(f_{a(+)p}(-\vec{q}) - f_{a(-)p}(-\vec{q}))] d^2\vec{q}.$$

В приближении малого эффективного радиуса взаимодействия адронов с нуклонами

$$\sigma_{ad} = \sigma_{a(+)p} + \sigma_{a(-)p} + \frac{16\pi^2}{k^2} \mathrm{Re}[f_{a(+)p}(0) f_{a(-)p}(0) -$$

*) В силу зарядовой независимости $f_{a(-)p} = f_{a(+)n}$.

$$- \frac{1}{4T_a}(f_{a(+)p}(0) - f_{a(-)p}(0))^2] \int_0^\infty (\psi_d(r))^2 dr. \qquad /11/$$

Формула /11/ отличается от /8/ членом, квадратичным по разности амплитуд.

С помощью операторного /матричного/ метода получим теперь формулу для эффективного сечения реакций при взаимодействии адрона и дейтрона. Под сечением реакций мы будем подразумевать разность

$$\sigma^{(r)}_{ad} = \sigma_{ad} - \sigma_{ad \to NNa}. \qquad /12/$$

Здесь σ_{ad} - полное сечение взаимодействия адрона a с дейтроном, $\sigma_{ad \to NNa}$ - суммарное сечение процессов, включающих упругое рассеяние адрона на дейтроне, развал дейтрона без перезарядки и развал дейтрона с перезарядкой адрона и одного из нуклонов:

$$\sigma_{ad \to NNa} = \sigma_{ad \to ad} + \sigma_{ad \to pna} + \sigma_{ad \to ppa'} + \sigma_{ad \to nna''}. \qquad /13/$$

В глауберовском приближении эффективное сечение реакций выражается через интеграл по прицельным параметрам:

$$\sigma^{(r)} = \int [1 - \langle\langle \hat{S}^{(1)}_{aN}(\vec{\rho} - \frac{\vec{r}^{(\perp)}}{2}) \hat{S}^{(2)}_{aN}(\vec{\rho} + \frac{\vec{r}^{(\perp)}}{2}) \hat{S}^{(2)+}_{aN}(\vec{\rho} + \frac{\vec{r}^{(\perp)}}{2}) \hat{S}^{(1)+}_{aN}(\vec{\rho} - \frac{\vec{r}^{(\perp)}}{2}) \rangle\rangle_{ad}] \times$$

$$\times (\psi_d(r))^2 d^2\vec{\rho} \, d^2\vec{r}^{(\perp)} dz. \qquad /14/$$

Здесь $\hat{S}(\vec{\rho})$ - матрица в изотопическом пространстве нуклона и рассматриваемого адрона; как и прежде, усреднение проводится по изотопическому состоянию адрона и нуклонов в дейтроне*). Заметим, что хотя матрицы $\hat{S}^{(1)}$ и $\hat{S}^{(2)}$, вообще говоря, не коммутируют друг с другом, после усреднения по изосинглетному состоянию нуклонов в дейтроне и интегрирования по $\vec{r}^{(\perp)}$ результат, как будет ясно из дальнейшего, не зависит от порядка расположения $\hat{S}^{(1)}$ и $\hat{S}^{(2)}$.

Введем матрицу

$$\hat{\Sigma}(\vec{\rho}) = 1 - \hat{S}(\rho) \hat{S}^+(\rho). \qquad /15/$$

Тогда интеграл по прицельным параметрам

$$\hat{Q} = \int \hat{\Sigma}(\vec{\rho}) d^2\vec{\rho} \qquad /16/$$

определяет матрицу эффективных сечений при столкновении адронов с нуклонами [6]; диагональные элементы матрицы $\hat{Q}$ совпадают с эффективными сечениями реакций при взаимодействии адронов, входящих в изотопический мультиплет, с протоном и нейтроном. При этом

*) Элементы матрицы $\hat{S}(\vec{\rho})$ совпадают с элементами матрицы рассеяния, соответствующей угловому моменту $\ell = k|\vec{\rho}|$; при этом $|S_{nm}(\vec{\rho})| < 1$ /при отсутствии взаимодействия $S_{nm} = \delta_{nm}$).

из сечений реакций $\sigma^{(r)}_{ap}$ и $\sigma^{(r)}_{an}$ исключаются как сечение упругого рассеяния адрона на нуклоне, так и сечение двухчастичной перезарядки:

$$\sigma^{(r)}_{ap} = \sigma_{ap} - \sigma_{ap\to ap} - \sigma_{ap\to a'n}, \qquad /16a/$$

$$\sigma^{(r)}_{an} = \sigma_{an} - \sigma_{an\to an} - \sigma_{an\to a''p}.$$

Мы можем подынтегральное выражение в формуле /14/ представить в виде

$$1 - \langle\langle \hat S^{(1)}_{aN}(\vec\rho - \frac{\vec r^{(\perp)}}{2}) \hat S^{(2)}_{aN}(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2}) \hat S^{(2)+}_{aN}(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2}) \hat S^{(1)+}_{aN}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\rangle\rangle_{ad} =$$

$$= \langle\langle \hat\Sigma^{(1)}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\rangle\rangle_{ad} + \langle\langle\hat\Sigma^{(2)}(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\rangle\rangle_{ad} + \qquad /17/$$

$$+ \langle\langle \hat\Sigma^{(1)}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\hat\Sigma^{(2)}(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\rangle\rangle_{ad} + \langle\langle\hat S^{(1)}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\hat K(\vec\rho,\vec r^{(\perp)})\rangle\rangle_{ad},$$

где $\hat K$ означает коммутатор

$$\hat K(\vec\rho,\vec r^{(\perp)}) = \hat\Sigma^{(2)+}(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\hat S^{(1)}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2}) - \hat S^{(1)+}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\hat\Sigma^{(2)}(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2}). \qquad /18/$$

Матрицы $\hat\Sigma^{(2)}(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})$ и $\hat S^{(1)}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})$ имеют следующую общую структуру:

$$\hat\Sigma^{(2)}(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2}) = A(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2}) + B(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})(\hat{\vec T}_a\hat{\vec\tau}^{(2)}), \qquad /19/$$

$$\hat S^{(1)}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2}) = a(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2}) + b(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})(\hat{\vec T}\hat{\vec\tau}^{(1)}).$$

С учетом коммутационных соотношений

$$\hat T_\ell \hat T_n - \hat T_n\hat T_\ell = i\sum_{m=1}^{3}\mathcal{E}_{\ell nm}\hat T_m$$

получаем для $\hat K$ выражение

$$\hat K(\vec\rho,\vec r^{(\perp)}) = iB(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})b^*(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})(\hat{\vec T}_a[\hat{\vec\tau}^{(2)}\hat{\vec\tau}^{(1)}]). \qquad /20/$$

Отсюда после усреднения по изоспиновому состоянию дейтрона и адрона находим:

$$\langle\langle\hat S^{(1)}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\hat K(\vec\rho,\vec r^{(\perp)})\rangle\rangle_{ad} = iB(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|b(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|^2 \times$$

$$\times\langle\langle(\hat{\vec T}_a\hat{\vec\tau}^{(1)})(\hat{\vec T}_a[\hat{\vec\tau}^{(2)}\hat{\vec\tau}^{(1)}])\rangle\rangle_{ad} = iB(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|b(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|^2\times$$

$$\times\langle\langle(\hat{\vec\tau}^{(1)}\hat{\vec T}_a)([\hat{\vec T}_a\hat{\vec\tau}^{(2)}]\hat{\vec\tau}^{(1)})\rangle\rangle_{ad} = -B(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|b(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|^2\times \qquad /21/$$

$$\times\langle\langle\hat{\vec\tau}^{(1)}[\hat{\vec T}_a[\hat{\vec T}_a\hat{\vec\tau}^{(2)}]]\rangle\rangle_{ad} = -B(\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|b(\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|^2\times$$

$$\times\langle\langle(\hat{\vec\tau}^{(1)}\hat{\vec T}_a)(\hat{\vec\tau}^{(2)}\hat{\vec T}_a) - \hat{\vec T}_a^2(\hat{\vec\tau}^{(1)}\hat{\vec\tau}^{(2)})\rangle\rangle_{ad}.$$

Здесь учтено известное векторное равенство для матриц Паули

$(\hat{\vec\tau}\vec M)(\hat{\vec\tau}\vec N) = \vec M\vec N + i(\hat{\vec\tau}[\vec M\vec N])$

/$\vec M$ и $\vec N$ - произвольные векторы/. Применяя соотношение /7/, находим:

$$\langle\langle\hat S^{(1)}(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})\hat K(\vec\rho,\vec r^{(\perp)})\rangle\rangle_{ad} = 2B(\vec\rho+\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|b(\vec\rho-\frac{\vec r^{(\perp)}}{2})|^2 T_a(T_a+1). \qquad /22/$$

С учетом /17/, /19/ и /22/ выражение /14/ для эффективного сечения реакций $\sigma^{(r)}_{ad}$ в приближении малости радиуса взаимодействия адрона с нуклоном по сравнению с размерами дейтрона принимает вид

$$\sigma^{(r)}_{ad} = \langle\langle\hat Q^{(1)}\rangle\rangle_{ad} + \langle\langle\hat Q^{(2)}\rangle\rangle_{ad} - 2\langle\langle\hat Q^{(1)}\hat Q^{(2)}\rangle\rangle_{ad}\int_0^\infty(\psi_d(r))^2dr + \qquad /23/$$

$$+4T_a(T_a+1)B(\int|b(\vec\rho)|^2 d^2\vec\rho)\int_0^\infty(\psi_d(r))^2 dr,$$

где (см./16/ и /16а/)

$\hat Q = A + B(\hat{\vec T}_a\hat{\vec\tau})$,

$$A = \int A(\vec\rho)d^2\vec\rho = \frac{1}{2}(\sigma^{(r)}_{ap}+\sigma^{(r)}_{an}) = \frac{1}{2}(\sigma^{(r)}_{a(+)p}+\sigma^{(r)}_{a(-)p}), \qquad /24/$$

$$B = \int B(\vec\rho)d^2\vec\rho = \frac{1}{2T_a}(\sigma^{(r)}_{a(+)p} - \sigma_{a(+)n}) = \frac{1}{2T_a}(\sigma^{(r)}_{a(+)p}-\sigma^{(r)}_{a(-)p}).$$

В итоге

$$\sigma^{(r)}_{ad} = 2A - [2A^2 - (2B^2 + 4B \int |b(\vec{\rho})|^2 d^2\vec{\rho})\, T_a (T_a + 1)] \int_0^\infty (\psi_d(r))^2\, dr . \qquad /25/$$

При этом величина $\int d^2\vec{\rho}\,|b(\vec{\rho})|^2$ определяет проинтегрированное по углам эффективное сечение двухчастичной перезарядки:

$$\sigma_{a_m + p \to a_{m+1} + n} = (T_a - m)(T_a + m + 1) \int |b(\vec{\rho})|^2 d^2\vec{\rho}. \qquad /26/$$

Таким образом, в соответствии с /24/-/26/ формула /4/ для эффективного сечения реакций при взаимодействии адронов с дейтронами заменяется на соотношение

$$\sigma^{(r)}_{ad} = \sigma^{(r)}_{a(+)p} + \sigma^{(r)}_{a(-)p} - [2\sigma^{(r)}_{a(+)p}\sigma^{(r)}_{a(-)p} - \frac{1}{2T_a}(\sigma^{(r)}_{a(+)p} - \sigma^{(r)}_{a(-)p})^2 - \qquad /27/$$

$$- \frac{T_a + 1}{T_a}(\sigma^{(r)}_{a(+)p} - \sigma^{(r)}_{a(-)p})\, \sigma_{a_{-T_a} p \to a_{-T_a+1} n}] \int_0^\infty (\psi_d(r))^2\, dr .$$

Приведем вытекающие из /27/ изотопически-инвариантные выражения для эффективных сечений реакций при πd-, Nd- и Kd-столкновениях:

$$\sigma^{(r)}_{\pi d} = \sigma^{(r)}_{\pi^+ p} + \sigma^{(r)}_{\pi^- p} - [2\sigma^{(r)}_{\pi^+ p}\sigma^{(r)}_{\pi^- p} - \frac{1}{2}(\sigma^{(r)}_{\pi^+ p} - \sigma^{(r)}_{\pi^- p})^2 - \qquad /28/$$

$$- 2\sigma_{\pi^- p \to \pi^0 n}(\sigma^{(r)}_{\pi^+ p} - \sigma^{(r)}_{\pi^- p})] \int_0^\infty (\psi_d(r))^2\, dr ;$$

$$\sigma^{(r)}_{Nd} = \sigma^{(r)}_{pp} + \sigma^{(r)}_{np} - [2\sigma^{(r)}_{pp}\sigma^{(r)}_{np} - (\sigma^{(r)}_{pp} - \sigma^{(r)}_{np})^2 - \qquad /29/$$

$$- 3\sigma_{np \to pn}(\sigma^{(r)}_{pp} - \sigma^{(r)}_{np})] \int_0^\infty (\psi_d(r))^2\, dr ;$$

$$\sigma^{(r)}_{Kd} = \sigma^{(r)}_{K^+ p} + \sigma^{(r)}_{K^0 p} - [2\sigma^{(r)}_{K^+ p}\sigma^{(r)}_{K^0 p} - (\sigma^{(r)}_{K^+ p} - \sigma^{(r)}_{K^0 p})^2 - \qquad /30/$$

$$- 3\sigma_{K^0 p \to K^+ n}(\sigma^{(r)}_{K^+ p} - \sigma^{(r)}_{K^0 p})] \int_0^\infty (\psi_d(r))^2\, dr .$$

Аналогичные выражения можно получить и для эффективных сечений реакций, соответствующих определенному изотопическому каналу /имеется в виду суммирование по проекциям изотопического спина заданных конечных адронов/. В частности,

$$\sigma^{\{\alpha\}}_{\pi d} = \sigma^{\{\alpha\}}_{\pi^+ p} + \sigma^{\{\alpha\}}_{\pi^- p} - [\sigma^{(r)}_{\pi^+ p}\sigma^{\{\alpha\}}_{\pi^- p} + \sigma^{(r)}_{\pi^- p}\sigma^{\{\alpha\}}_{\pi^+ p} -$$

$$- \frac{1}{2}(\sigma^{(r)}_{\pi^+ p} - \sigma^{(r)}_{\pi^- p})(\sigma^{\{\alpha\}}_{\pi^+ p} - \sigma^{\{\alpha\}}_{\pi^- p}) - \qquad /31/$$

$$- 2\sigma_{\pi^- p \to \pi^0 p}(\sigma^{\{\alpha\}}_{\pi^+ p} - \sigma^{\{\alpha\}}_{\pi^- p})] \int_0^\infty (\psi_d(r))^2\, dr .$$

Автор выражает благодарность М.И.Подгорецкому за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glauber R.J. Phys.Rev., 1955, v.100, p.242.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, "Наука", М., 1974, § 152.
3. Wilkin C. Phys.Rev.Lett., 1966, v.17, p.561.
4. Шмушкевич И.М. ДАН СССР, 1955, т.103, с.235.
5. Glauber R.J., Franco V. Phys.Rev., 1967, v.156, p.1685.
6. Любошиц В.Л. ОИЯИ, Р2-85-30, Дубна, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1986 года.

Любошиц В.Л.

P2-86-9

Изотопическая инвариантность и глауберовские поправки к эффективным сечениям реакций при взаимодействии адронов с дейтронами

На основе матричного метода получены модифицированные изотопически инвариантные выражения для глауберовских поправок к полным сечениям и эффективным сечениям реакций при взаимодействии адронов с произвольным изотопическим спином с дейтронами. Эти поправки оказываются автоматически одинаковыми для всех адронов, входящих в данный изотопический мультиплет.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Л.Н.Барабаш

Lyuboshitz V.L.

P2-86-9

Isotopic Invariance and Glauber Corrections to the Effective Cross Sections of Reactions at an Interaction of Hadrons and Deuterons

The modified isotopic expressions are obtained on the basis of a matrix method for Glauber corrections to the total cross sections and to the effective cross sections of reactions at an interaction between hadrons, having an arbitrary isotopic spin, and deuterons. These corrections are equal automatically for all hadrons, which are members of the same isotopic multiplet.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986