

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



И-672

30/1-77

P2 - 10525

2017/2-77

В.И.Иноземцев

ОБ УПРУГОМ ^4He d -РАССЕЯНИИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1977

P2 - 10525

В.И.Иноземцев

ОБ УПРУГОМ ^4He d -РАССЕЯНИИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Иноземцев В.И.

P2 - 10525

Об упругом ${}^4\text{He}d$ -рассеянии при высоких энергиях

В рамках теории Глаубера определены параметры амплитуды ${}^4\text{He}d$ -рассеяния при $P_{\text{лаб}} \sim 10-20$ ГэВ/с. Найдено сечение неупругого ядерного рассеяния с возбуждением ${}^4\text{He}$. Исследованы эффекты квадрупольной деформации дейтрона в области дифракционного минимума.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Inozemtsev V.I.

P2 - 10525

On Elastic ${}^4\text{He}d$ Scattering at High Energies

In the framework of the Glauber theory the parameters of ${}^4\text{He}d$ scattering amplitude are determined. The cross section of incoherent scattering with ${}^4\text{He}$ excitation is found. The effects of quadrupole deformation of the deuteron at the dip position are investigated.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

I. В последнее время значительно возрос интерес к использованию легких ядер в экспериментах по рассеянию на малые углы при высоких энергиях. Рассеяние ядер на ядрах позволяет проверить справедливость наших представлений о механизме упругого рассеяния составных объектов, определить параметры нуклон-нуклонных амплитуд в предположении об известной структуре ядер. В последнем эксперименте по рассеянию ядер ${}^4\text{He}$ на протонах, выполненном на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ^{1/2}, измерения дифференциальных сечений были произведены в области импульсов $|t| \lesssim 0,04$ (ГэВ/с)². Использование дейтронов в качестве мишени позволяет при той же экспериментальной методике, основанной на детектировании ядер отдачи, продвинуться в область переданных импульсов, для которой существенны многократные нуклон-нуклонные перерасеяния ($|t| \sim 0,1 \div 0,2$ (ГэВ/с)²). Основным фоновым процессом в данной методике является неупругое ядерное рассеяние с образованием возбужденных состояний ядра ${}^4\text{He}$.

В настоящей работе произведены расчеты параметров амплитуды ${}^4\text{He}d$ -взаимодействия в рамках теории Глаубера при энергиях пучка ядер ${}^4\text{He}$, достигнутых на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ ($P_{\text{лаб}} = 10 \div 20$ ГэВ/с). Определены значения σ_{tot} , $d = \frac{Re F}{Im F}|_{t=0}$, параметра наклона $b = \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma}{dt}$. Исследованы эффекты квадрупольной деформации дейтрона в области дифракционного минимума; показано, что они играют в этом процессе значительно меньшую роль, чем для pd -рассеяния, где они приводят к исчезновению минимума^{1/2}. Рассчитано сечение неупругого ядерного рассеяния с возбуждением и развалом ядра ${}^4\text{He}$.

2. Амплитуда ${}^4\text{He} d$ -взаимодействия в рамках теории Глаубера определяется выражением^{3,4)}

$$F(\vec{q}) = \frac{i\rho}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} d\vec{b} \Gamma_{\text{He}d}(\vec{b}, \vec{z}_\perp, \vec{s}_{1\perp}, \vec{s}_{2\perp}, \vec{s}_{3\perp}, \vec{s}_{4\perp}) |\psi(\vec{z})|^2 \times \rho(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_4) d\vec{z} d\vec{s}_1 \dots d\vec{s}_4, \quad (1)$$

где ρ - импульс ${}^4\text{He}$ в л.с.; \vec{q} - переданный импульс ($\vec{q} \perp \vec{P}$, $t = -\vec{q}^2$); \vec{b} - прицельный параметр; \vec{z} - относительное расстояние нуклонов в дейтроне; \vec{s}_j ($j=1, \dots, 4$) - расстояния нуклонов ${}^4\text{He}$ до центра масс ядра; $\vec{z}_\perp, \vec{s}_{j\perp}$ - поперечные по отношению к импульсу пучка компоненты векторов \vec{z}, \vec{s}_j ; $\psi(\vec{z})$ - волновая функция дейтрона, $\rho(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_4)$ - ядерная плотность ${}^4\text{He}$; $\Gamma_{\text{He}d}$ - функция профиля. В предположении о равенстве амплитуд $p\rho$ - и $p\pi$ - рассеяния имеем

$$\Gamma_{\text{He}d} = 1 - \prod_{j=1}^4 (1 - \Gamma_{NN}(\vec{b} + \vec{s}_{j\perp} - \frac{\vec{z}_\perp}{2})) (1 - \Gamma_{NN}(\vec{b} + \vec{s}_{j\perp} + \frac{\vec{z}_\perp}{2})), \quad (2)$$

где $\Gamma_{NN}(\vec{b})$ - функция профиля нуклон-нуклонного взаимодействия:

$$\Gamma_{NN}(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i \rho_0} \int f_{NN}(\vec{q}) e^{-i\vec{q}\vec{b}} d\vec{q};$$

$f_{NN}(\vec{q})$ - нуклон-нуклонная амплитуда, ρ_0 - лабораторный импульс нуклона в ядре ${}^4\text{He}$ ($\rho_0 \approx 0,25 p$). Выбирая для $f_{NN}(\vec{q})$ обычную параметризацию,

$$f_{NN}(\vec{q}) = \frac{i\rho_0}{4\pi} \sigma_{NN} (1 - i\alpha_{NN}) \exp(-\frac{1}{2} b_{NN} \vec{q}^2),$$

получим

$$\Gamma_{\text{He}d} = - \sum_{\substack{\mu_i = 0, \pm \\ (i=1, 2, \dots, 4) \\ \sum \mu_i \neq 0}} A^{\sigma^+} \exp \left\{ -\beta \sum_{j=1}^4 \left[(\vec{b} + \vec{s}_{j\perp})^2 \mu_j^+ + 2(\vec{b} + \vec{s}_{j\perp}) \frac{\vec{z}_\perp}{2} \mu_j^- + \left(\frac{\vec{z}_\perp}{2}\right)^2 \mu_j^+ \right] \right\}, \quad (3)$$

где

$$\mu_j^\pm = \mu_j \pm \mu_{j+4}; \quad \sigma^+ = \sum_{j=1}^4 \mu_j^+;$$

$$A = -\frac{\sigma_{NN}(1-i\alpha_{NN})}{4\pi b_{NN}}; \quad \beta = \frac{1}{2b_{NN}}.$$

Для ядерной плотности $\rho(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_4)$ мы будем использовать выражение, соответствующее модели независимых нуклонов,

$$\rho(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_4) = \prod_{j=1}^4 \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\vec{s}_{j\perp}^2}{R^2}\right),$$

$$R = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle R^2 \rangle^{1/2} = 1,37 \text{ ф.м.}$$

Выполняя интегрирование в (1), найдем, учитывая обычным образом⁴⁾ движение центра масс ${}^4\text{He}$:

$$F(\vec{q}) = -\frac{i\rho}{8\pi} \left[\sum_{\substack{\{\mu_i\} \\ \Delta \neq 0}} \frac{A^{\sigma^+}}{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 \Delta} \int d\vec{q}_1 S_d\left(\frac{\vec{q}_1}{2}\right) \exp\left(-\frac{\vec{q}_1^2 c_{11} + 2c_{12} \vec{q}_1}{4\Delta}\right) \times \exp\left(-\frac{\vec{q}_1^2 c_{22}}{4\Delta}\right) + 4\pi \sum_{\substack{\{\mu_i\} \\ \Delta = 0}} \frac{A^{\sigma^+}}{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 c_{11}} S_d\left(\frac{\vec{q}}{2}\right) \exp\left(-\frac{\vec{q}^2}{4c_{11}}\right) \right] \exp\left(\frac{\vec{q}^2 R^2}{16}\right). \quad (4)$$

Здесь

$$\lambda_j = 1 + \beta R^2 \mu_j^+ \quad (j=1, 2, 3, 4);$$

$$c_{11} = \beta \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_j^+ + \beta R^2 (\mu_j^{+2} - \mu_j^-)}{\lambda_j};$$

$$c_{12} = \beta \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_j^-}{\lambda_j}; \quad c_{22} = \beta \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_j^+}{\lambda_j};$$

$$\Delta = c_{11} c_{22} - c_{12}^2;$$

$S_d(\vec{q})$ - формфактор дейтрона.

Если пренебречь квадрупольным моментом дейтрона (это приводит к существенным ошибкам лишь в области дифракционного минимума) и выбрать формфактор в виде

$$S_0(\vec{q}) = \sum_{\gamma} A_{\gamma} \exp(-\alpha_{\gamma} \vec{q}^2), \quad (5)$$

то после выполнения интегрирования в (4) получим простое выражение для амплитуды ${}^4\text{He} d$ -рассеяния:

$$F_0(\vec{q}) = -\frac{i\rho}{2} \sum_{\{\mu_i\}} \sum_{\gamma} \frac{A^{\sigma^+}}{\lambda_1 \dots \lambda_4} \frac{A_{\gamma}}{c_{22} + \alpha_{\gamma} \Delta} \exp\left[-\vec{q}^2 \left(\frac{1 + c_{11} \alpha_{\gamma}}{4(c_{22} + \alpha_{\gamma} \Delta)} - \frac{R^2}{16}\right)\right]. \quad (6)$$

Для учета квадрупольного момента дейтрона удобно представить формфактор в виде оператора, зависящего от спина дейтрона^{/2/}:

$$S_d(\vec{q}) = S_0(\vec{q}) - S_2(\vec{q}) [3(\hat{S}\vec{e})^2 - \hat{S}^2], \quad (7)$$

\hat{S} - оператор спина дейтрона, $\vec{e} = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}$, $S_2(\vec{q})$ - квадрупольный формфактор.

Для неполяризованных дейтронов дифференциальное сечение вычисляется по формуле^{/2/}

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{3p^2} S_p (FF^*). \quad (8)$$

Представляя, согласно работе^{/5/}, $S_2(\vec{q})$ в виде

$$S_2(\vec{q}) = \vec{q}^2 \sum_{\gamma} B_{\gamma} \exp(-\beta_{\gamma} \vec{q}^2), \quad (9)$$

найдем, согласно (4), (8), дифференциальное сечение ${}^4\text{He}d$ -рассеяния с учетом квадрупольного момента дейтрона:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{p^2} & \left[|\mathcal{D}_1|^2 + \frac{2}{3} (\vec{q}^2)^2 / |\mathcal{D}_2|^2 + 2/|\mathcal{D}_3|^2 + \frac{4}{3} \vec{q}^2 \text{Re}(\mathcal{D}_2 \mathcal{D}_2^*) + \right. \\ & \left. + \frac{8}{3} \text{Re}(\mathcal{D}_1 \mathcal{D}_3^*) + 2\vec{q}^2 \text{Re}(\mathcal{D}_2^* \mathcal{D}_3) \right], \quad (10) \end{aligned}$$

где $\mathcal{D}_1 = F_0(\vec{q}) + \frac{1}{2} (F_2(\vec{q}) + \vec{q}^2 F_2(\vec{q}))$,

$$\mathcal{D}_2 = -\frac{3}{4} F_2(\vec{q}), \quad \mathcal{D}_3 = -\frac{3F_2(\vec{q})}{8};$$

$$F_1(\vec{q}) = -\frac{i\mu}{2} \sum_{\{A_i\}} \sum_{\lambda_1 \dots \lambda_4} \frac{A^{\sigma+}}{\lambda_1 \dots \lambda_4} \frac{4\Delta B_{\gamma}}{(C_{22} + \beta_{\gamma} \Delta)^2} \exp\left[-\vec{q}^2 \left(\frac{1+C_{11}\beta_{\gamma}}{4(C_{22} + \beta_{\gamma} \Delta)} - \frac{R^2}{16}\right)\right],$$

$$F_2(\vec{q}) = -\frac{i\mu}{2} \sum_{\{A_i\}} \sum_{\lambda_1 \dots \lambda_4} \frac{A^{\sigma+}}{\lambda_1 \dots \lambda_4} \frac{B_{\gamma} C_{12}^2}{(C_{22} + \beta_{\gamma} \Delta)^3} \exp\left[-\vec{q}^2 \left(\frac{1+C_{11}\beta_{\gamma}}{4(C_{22} + \beta_{\gamma} \Delta)} - \frac{R^2}{16}\right)\right].$$

Величины A_{γ} , α_{γ} взяты из работы^{/5/}, в которой было показано, что для удовлетворительного согласия с формфакторами, рассчитанными по волновым функциям Хамберстона, Рейда и Брессела-Кермана, достаточно ограничиться тремя членами в (5):

$$A_1 = 0,34 \quad A_2 = 0,58 \quad A_3 = 0,08$$

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 141,5 & \alpha_2 &= 26,1 & \alpha_3 &= 15,5 & (\text{ГэВ}/c)^{-2} \\ \text{Величины } B_{\gamma}, \beta_{\gamma} & \text{ взяты из } /6/: \\ B_1 &= 2,518 & B_2 &= 2,034 & B_3 &= 0,3956 & (\text{ГэВ}/c)^2 \\ \beta_1 &= 79,13 & \beta_2 &= 20,58 & \beta_3 &= 5,575 \end{aligned}$$

Результаты расчетов параметров амплитуды ${}^4\text{He}d$ -взаимодействия по формуле (4) представлены в таблице I. Величины σ_{MN} , b_{MN} , d_{MN} взяты из^{/7/}. При $|t| \leq 0,04$ параметр наклона b падает с ростом $|t|$ в соответствии с поведением формфактора дейтрона в этой области переданных импульсов. Результаты расчета дифференциального сечения показаны на рис. 1 для $p_{\text{lab}} = 20 \text{ ГэВ}/c$. Учет квадрупольного момента дейтрона приводит к существенным поправкам (~30%) лишь в области минимума. В таблице 2 представлены значения $|t|$, при которых дифференциальное сечение имеет минимум и второй максимум, а также отношение $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=t_{\text{min}}} / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=t_{2\text{max}}}$, рассчитанное согласно (4), (10). Это отношение близко к единице для всех трех выбранных энергий пучка, то есть минимум не является достаточно глубоким, чтобы его можно было обнаружить экспериментально. При измерениях следует, по-видимому, ожидать "выползновения" сечения в области $0,11 \leq |t| \leq 0,2$ $(\text{ГэВ}/c)^2$.

На рис. 2 представлены дифференциальные сечения, рассчитанные с учетом перерассеяний различной кратности для $p_{\text{lab}} = 20 \text{ ГэВ}/c$. Видно, что многократные перерассеяния приводят к значительному сдвигу минимума вправо по оси $|t|$.

Таблица I
Параметры амплитуды упругого ${}^4\text{He}d$ -рассеяния

p_{lab} $\text{ГэВ}/c$	$\sigma_{\text{tot}} (\mu\text{бн})$	$d = \frac{\text{Re}F_1}{\text{Im}F_1/t=0}$	$b, (\text{ГэВ}/c)^{-2}$		
			$t=0$	$t=-0,04$	$t=-0,08$ $(\text{ГэВ}/c)^2$
10	259,7	-0,25	64,9	59,2	66,9
14	258,7	-0,27	65,2	59,4	66,4
20	253,0	-0,28	65,7	59,8	66,5

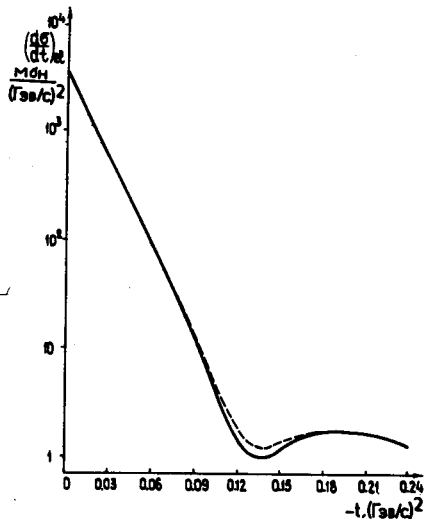


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого ${}^4\text{He}d$ -рассеяния ($p_{\text{лаб}} = 20 \text{ ГэВ/с}$). Пунктирная кривая - вычисления с учетом квадрупольного момента дейтрона.

Таблица 2

$p_{\text{лаб}},$ ГэВ/с	$-t_{\text{min}},$ $(\text{ГэВ/с})^2$	$-t_{2 \text{ max}},$ $(\text{ГэВ/с})^2$	$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=t_{\text{min}}}$ *	$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=t_{\text{min}}}$ **
			$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=t_{2 \text{ max}}}$	$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=t_{2 \text{ max}}}$
10	0,132	0,195	0,49	0,64
14	0,138	0,19	0,57	0,70
20	0,135	0,19	0,59	0,72

* Вычислено по формуле (6).

** Вычислено с учетом квадрупольного момента дейтрона.

3. Для оценки фона при измерении дифференциального сечения в методике /1/ были произведены расчеты величины

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{inel}} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{tot}} - \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{el}}, \quad (\text{II})$$

где $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{tot}}$ - дифференциальное сечение с учетом процессов возбуждения ядра ${}^4\text{He}$. Величина $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{el}}$ представляет собой сумму сечений, измеряемых при различных углах вылета дейтрона отдачи с фиксированной энергией $T = \frac{t}{2md}$. При вычислении $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{tot}}$ использовалось условие полноты для возбужденных состояний ${}^4\text{He}$:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{tot}} = \frac{1}{4\pi^2} \langle \text{He} | \langle d | e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d\vec{r} \Gamma_{\text{He}d}(\vec{s}, \vec{z}_1, \vec{s}_{11}) | d \rangle |^2 / \mu \rangle_{(\text{I2})}$$

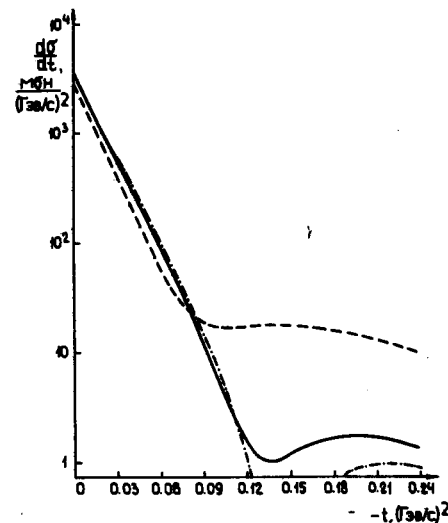


Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния с учетом перерассеяний различной кратности:

- I + 2 - кратное рассеяние,
- · - · I + 2 + 3 - кратное рассеяние,
- результаты расчета по формуле (6).

С учетом (3,5) интегрирование в (12) легко выполняется; окончательное выражение не приведено ввиду его громоздкости. Следует подчеркнуть, что в формировании $(\frac{d\sigma}{dt})_{tot}$ существенную роль играют многократные перерассеяния; результаты вычислений $(\frac{d\sigma}{dt})_{tot}$ и $(\frac{d\sigma}{dt})_{inel}$ представлены на рис. 3 ($P_{lab} = 20 \text{ ГэВ}/c$), где приведены также кривые, соответствующие учету лишь однократного и двукратного рассеяния в $(\frac{d\sigma}{dt})_{inel}$.

Отметим, что приближенные расчеты сечения образования $^4\text{He}^*$ - первого возбужденного состояния ядра ^4He (энергия возбуждения $\approx 20,2 \text{ МэВ}$, ширина $\approx 0,4 \text{ МэВ}$) даже для $e^+{}^4\text{He}$ рассеяния, где эффекты экранировки несущественны, приводят лишь к качественному согласию с экспериментом [8]. Поэтому естественно использовать интегральную информацию об образовании всех возбужденных состояний ^4He , содержащуюся в (II).

В частности, можно аппроксимировать сечение $\frac{d\sigma}{dt dM_x}$ (M_x - масса возбужденного состояния ^4He) простейшим способом, предполагая, что основной вклад в $(\frac{d\sigma}{dt})_{inel}$ дают состояния с энергией возбуждения порядка E_0 - энергии связи нуклонов в ^4He :

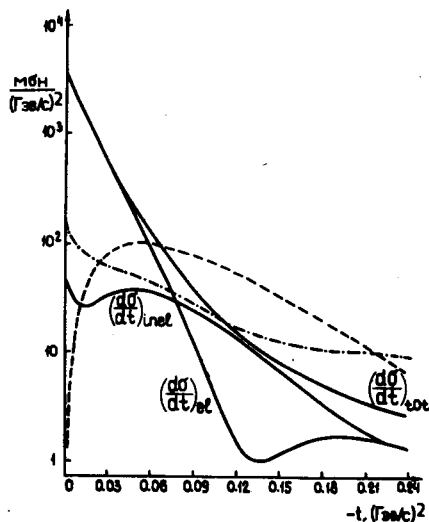


Рис. 3. Результаты вычислений $(\frac{d\sigma}{dt})_{tot}$, $(\frac{d\sigma}{dt})_{inel}$ ($P_{lab} = 20 \text{ ГэВ}/c$):
 — $(\frac{d\sigma}{dt})_{el}$, однократное рассеяние,
 - - - $(\frac{d\sigma}{dt})_{inel}$, однократное и двукратное рассеяние.

$$\frac{d\sigma}{dt dM_x} \sim \begin{cases} \frac{1}{E_0 - E_n} (\frac{d\sigma}{dt})_{inel} & M_{^4\text{He}} + E_n \leq M_x \leq M_{^4\text{He}} + E_0, \\ 0 & M_x \geq M_{^4\text{He}} + E_0 \end{cases}$$

(13)

($E_n = 19,8 \text{ МэВ}$ - порог возбуждения ^4He ; $E_0 = 28,3 \text{ МэВ}$)
 Выражение (13) может быть использовано для приближенной оценки фона, возникающего из-за конечного разрешения по углу вылета дейтрона.

Автор благодарен В.А. Никитину и П. Девенски за внимание к работе и консультации по экспериментальным данным.

Литература:

1. G.G. Beznogikh et al. Report No. 451 at the XVIII Int. Conference on High Energy Physics, 1976.
2. V. Franco, R.J. Glauber. Phys. Rev. Lett., 22, 370 (1969).
3. V. Franco. Phys. Rev., 175, 1376 (1968).
4. W. Czyz, L. Maximon. Ann. Phys. 52, 59 (1959).
5. V. Franco, G. Varma. Phys. Rev., C12, 225 (1975).
6. G. Alberi, L. Bertocchi, G. Bialkowski. Nucl. Phys., B17, 621 (1970).
7. D.V. Bugg et al., Phys. Rev., 146, 980 (1966). Particle data group, UCRL-2000NN, 1970.
8. C. Werntz, H. Ubarall. Phys. Rev., 149, 762 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
 23 марта 1977г.