ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

И.Ш. Вашакидзе, Г.А. Чилашвили

Р-1579

# ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ГИПЕРТРИТИЯ В СЛУЧАЕ НЕЛОКАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Дубна 1964

И.Ш. Вашакидзе, Г.А. Чилашвили

Р-1579



# ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ГИПЕРТРИТИЯ В СЛУЧАЕ НЕЛОКАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Направлено в ДАН СССР



Дубна 1964

P-1579

Вашакидзе И.Ш., Чилашвили Г.А.

Энергия связи гипертрития в случае нелокального взаимодействия

В работе проведен расчет энергий связи гипертрития в случае нелокального факторизующегося потенциала с применением гипотезы глобальной симметрии и с учетом $\Lambda N \rightleftarrows \Sigma N$ переходов.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.**
**Дубна** 1964.

Vashakidze I.Sh., Chilashvili G.A.

P-1579

The Hypertritium Binding Energy in Case of Nonlocal Interaction

The hypertritium binding energy is calculated in the case of the nonlocal but separable potential. The global symmetry hypothesis is applied and account is taken of $\Lambda N \rightleftarrows \Sigma N$ transitions.

**Preprint Joint Institute for Nuclear Research.**
**Dubna.** 1964.

Вопрос изучения гиперядер важен как с точки зрения выяснения целого ряда свойств атомных ядер, так и для изучения элементарных актов взаимодействия между сильно взаимодействующими частицами - гиперонами и нуклонами. Получение ядер типа $_{\Lambda\Lambda}X$ дало возможность применять гиперядра также для изучения $\Lambda-\Lambda$ взаимодействия [1]. Поэтому последнее время изучению гиперядер уделяется особое внимание.

В настоящей работе изучается гипертритий в предположении нелокального факторизующегося взаимодействия между любой парой частиц с применением гипотезы глобальной симметрии Гелл-Манна [2]. Принцип глобальной симметрии предполагает, что $(\Sigma\Lambda\pi)$ - и $(\Sigma\Sigma\pi)$ - взаимодействия тесным образом связаны с $(NN\pi)$ - взаимодействием, что позволяет связать нуклон-нуклонный потенциал с пионной компонентой гиперон-нуклонного потенциала. Гипотеза глобальной симметрии является приближенной, так как, например, наблюдаются такие реакции, которые были бы запрещены в том случае, если бы глобальная симметрия выполнялась точно. Поэтому при изучении гиперядер гипотезу глобальной симметрии рассматривают лишь как удобную модель для объяснения экспериментальных фактов. Заметим, что с ее помощью можно получить удивительно хорошее качественное согласие с результатами наблюдений [3].

Применяя вариационный метод, Далитц и Даунс нашли энергии связи легких гиперядер, в том числе и $_{\Lambda}H^3$. Они пользовались спин-зависящим центральным потенциалом Гаусса и получили, что $\Lambda-N$ потенциал характеризуется бóльшим притяжением в синглетном состоянии, чем в триплетном. Кроме того, они объяснили факт несуществования гипердейтрона.

При рассмотрении $\Lambda-N$ -взаимодействия мы должны принять во внимание возможность перехода $\Lambda N \rightleftarrows \Sigma N$, и поэтому, кроме $\Lambda N \rightleftarrows \Lambda N$ и $\Sigma N \rightleftarrows \Sigma N$ потенциалов, мы должны иметь также $\Lambda N \rightleftarrows \Sigma N$ потенциал. Отсюда ясно, что полную задачу рассеяния мы должны описать зацепляющимися уравнениями Шредингера, в которых учитывается возможность таких переходов.

Как известно, решить задачу трех тел для локальных потенциалов невозможно. С другой стороны, в случае нелокального факторизующегося двухчастичного потенциала для проблемы трех неодинаковых частиц получается система одномерных интегральных уравнений, которые можно легко решить с помощью электронной счетной машины. Такой потенциал для гиперядер рассматривается в работе [4], где с помощью гипотезы глобальной симметрии устанавливаются параметры потенциала гиперон-нуклонного взаимодействия и доказывается факт несуществования гипердейтрона. При расчете энергии связи ${}_{\Lambda}H^3$ авторы указанной работы применяют вариационный метод для локальных потенциалов с параметрами, подобранными для случая нелокального взаимодействия, а также не учитывают возможность $\Lambda N \rightleftarrows \Sigma N$ переходов.

В настоящей работе найдена полная энергия связи ${}_{\Lambda}H^3$ путем решения системы связанных интегральных уравнений с учетом $\Lambda N \rightleftarrows \Sigma N$ переходов.

## § 1. Выбор потенциалов взаимодействия

Для потенциалов гиперон-нуклонного взаимодействия в $T=1/2$ состоянии введем следующие обозначения: $V^{YN}$ - представляет потенциал гиперон-нуклонного взаимодействия: $Y+N \rightleftarrows Y+N$; кроме этих потенциалов, как мы отметили выше, будут участвовать $V^{\Lambda\Sigma}$ и $V^{\Sigma\Lambda}$ потенциалы, описывающие процессы $N+\Lambda \rightleftarrows \Sigma+N$. Если мы применим модель глобальной симметрии, то получим следующие соотношения, связывающие потенциалы нуклон-нуклонного взаимодействия с потенциалами гиперон-нуклонного и гиперон-гиперонного взаимодействия [5]:

$$
\begin{aligned}
V^{N\Lambda} &= \tfrac{1}{4}(3V_1^{NN} + V_0^{NN}) \\
V^{N\Sigma} &= \tfrac{1}{4}(3V_0^{NN} + V_1^{NN}) \\
V^{\Lambda\Sigma} &= V^{\Sigma\Lambda} = \frac{\sqrt{3}}{4}(V_1^{NN} - V_0^{NN}),
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где через $V_T^{NN}$ обозначен нуклон-нуклонный потенциал в изотопическом состоянии $T$.

Рассмотрим теперь нелокальный факторизующий потенциал следующего вида [6]:

$$
(\vec{p}\,|V_\ell|\,\vec{p}\,') = \Sigma\; g_{\ell_m}(p)\; g_{\ell_m}(p')\; Y_{\ell_m}(\vec{p})\; Y_{\ell_m}(\vec{p}\,'). \tag{2}
$$

Ясно, что $V_\ell$ действует на функцию как проекционный оператор, он выделяет только состояние с определенным $\ell$. Имея ввиду применение (1) для гипертрития, мы рассмотрим только случай с $\ell=0$. По этой причине для потенциала (2) соотношения (1) примут весьма простой вид [4]:

$$
V_s^{N\Lambda} = \tfrac{1}{4} V_s^{NN}, \quad V_s^{N\Sigma} = \tfrac{1}{3} V_s^{N\Lambda}, \quad (V_s^{\Lambda\Sigma})^2 = V_s^{N\Lambda}\; V_s^{N\Sigma} \tag{3}
$$

$$
V_t^{N\Lambda} = \tfrac{1}{4} V_t^{NN}, \quad V_t^{N\Sigma} = 3V_t^{N\Lambda}, \quad (V_t^{\Lambda\Sigma})^2 = V_t^{N\Lambda}\; V_t^{N\Sigma} \tag{4}
$$

Индекс $T$ опущен.

В качестве нуклон-нуклонного потенциала выберем потенциал

$$(\vec{p}\mid V^{NN}\mid\vec{p}\,') = -\frac{\lambda^{NN}}{2\mu_{NN}}\, g(\vec{p})\, g(\vec{p}\,'), \tag{5}$$

где $\lambda^{NN}$ - глубина $N$-$N$ -взаимодействия, $\mu_{NN}$ приведенная масса системы, а $g(\vec{p})$- потенциал Юкавы

$$g(p) = (\beta^2 + p^2)^{-1}, \tag{6}$$

где $1/\beta$ - радиус взаимодействия. $\lambda^{NN}$ и $\beta$ можно взять из данных по нуклон-нуклонному взаимодействию при малых энергиях.

Известно, что гипертритий находится в $T=0$ и $I=\frac{1}{2}$ состоянии, причем нейтрон и протон в $_{\Lambda}H^3$ характеризуется $^3S$ - состоянием, а $N-\Lambda$ и $N-\Sigma$ взаимодействия происходят в $^1S$ состоянии. Поэтому нам понадобятся потенциалы $V^{N\Sigma}$ и $V^{N\Lambda}$ только в синглетном состоянии, так что модель глобальной симметрии дает следующие факторизующиеся потенциалы:

$$V_{N\Lambda} = -\frac{3}{4}\left(\frac{\lambda_s}{2\mu_{NN}}\right) g_s(p)\, g_s(p')$$

$$V_{N\Sigma} = -\frac{1}{4}\left(\frac{\lambda_s}{2\mu_{NN}}\right) g_s(p)\, g_s(p') \tag{7}$$

$$V_{\Lambda\Sigma} = -\frac{\sqrt{3}}{4}\left(\frac{\lambda_s}{2\mu_{NN}}\right) g_s(p)\, g_s(p')$$

$$V^{s,t}_{NN} = -\frac{\sqrt{3}}{4}\left(\frac{\lambda_{s,t}}{2\mu_{NN}}\right) g_{s,t}(p)\, g_{s,t}(p').$$

Здесь все потенциалы зависят от нуклон-нуклонных параметров; индексы $s$ и $t$ указывают на принадлежность параметров к синглетному и триплетному состоянию соответственно. В качестве $g(\vec{p})$ функции ниже мы будем брать выражение (6).

Проблема двух тел дает следующие значения параметров потенциала взаимодействия

$$\beta^{NN}_t = 1{,}4488\ f^{-1}, \quad \lambda^{NN}_t = 0{,}4143\ f^{-3}, \quad \beta^{NN}_s = 1{,}153\ f^{-1}, \quad \lambda^{NN}_s = 0{,}1467\ f^{-3}. \tag{8}$$

При вычислении энергии связи $_{\lambda}H^3$ мы будем пользоваться этими значениями так, что в теории у нас не будет свободного параметра.

## § 3. Расчет энергии связи

Выпишем сначала зацепляющиеся уравнения Шредингера для гипертритня, учитывающие $\Lambda \rightleftarrows \Sigma$ переходы в случае локального взаимодействия. Эти уравнения в наглядных обозначениях имеют следующий вид:

$$[T_1 + T_2 + T_3 - \epsilon^{(\Lambda)}]\,\Psi_\Lambda(\vec r_1, \vec r_2, \vec r_\Lambda) = \tag{9}$$

$$= V_{N_1\Lambda}(\vec r_1 - \vec r_\Lambda)\Psi_\Lambda + V_{N_2\Lambda}(\vec r_2 - \vec r_\Lambda)\Psi_\Lambda + V_{N_1N_2}(\vec r_1 - \vec r_2)\Psi_\Lambda +$$

$$+ V^{\Lambda\Sigma}(\vec r_\Lambda - \vec r_1)\psi_\Sigma + V^{\Lambda\Sigma}(\vec r_\Lambda - \vec r_2)\Psi_\Sigma,$$

$$[T_1 + T_2 + T_3 - \epsilon^{(\Sigma)}]\,\Psi_\Sigma(\vec r_1, \vec r_2, \vec r_\Sigma) = \tag{10}$$

$$= V_{N_1\Sigma}(\vec r_1 - \vec r_\Sigma)\Psi_\Sigma + V_{N_2\Sigma}(\vec r_2 - \vec r_\Sigma)\Psi_\Sigma + V_{N_1N_2}(\vec r_1 - \vec r_2)\Psi_\Sigma +$$

$$+ V^{\Sigma\Lambda}(\vec r_\Sigma - \vec r_1)\Psi_\Lambda + V^{\Sigma\Lambda}(\vec r_\Sigma - \vec r_2)\Psi_\Lambda,$$

где энергия связи $\epsilon^{(\Lambda)}$ отличается от $\epsilon^{(\Sigma)}$ на величину разности масс

$$\delta = c^2(M_\Sigma - M_\Lambda). \tag{11}$$

К уравнениям для нелокального факторизующегося взаимодействия можно перейти известным путем [7,8]. Учитывая формулы [7], окончательно получаем систему интегральных уравнений в импульсном представлении

$$[1 - \tfrac{3}{4}\lambda_s \overset{\Lambda}{N}_{23}(p_1)]\,\Phi^{s}_\Lambda(\vec p_1) - \tfrac{\sqrt3}{4}\lambda_s \overset{\Lambda}{N}_{23}(p_1)\,\Phi^{s}_\Sigma(\vec p_1) =$$

$$= \lambda_t \int \Gamma^{-1}_\Lambda\Big(\vec x + \frac{\vec p_1}{a_\Lambda}, \vec p_1\Big) g_s\Big(\vec x + \frac{\vec p_1}{a_\Lambda}\Big) g_t(\vec p_1 + \tfrac12 \vec x)\,\Phi^{t}_\Lambda(\vec x)\,d\vec x +$$

$$+ \frac{3}{4}\lambda_s \int \Gamma^{-1}_\Lambda\Big(\vec x + \frac{\vec p_1}{a^0_\Lambda}, \vec p_1\Big) g_s\Big(\vec x + \frac{\vec p_1}{a^0_\Lambda}\Big) g_s\Big(\vec p_1 + \frac{\vec x}{a^0_\Lambda}\Big)\Big[\Phi_\Lambda(\vec x) + \frac{1}{\sqrt3}\Phi_\Sigma(\vec x)\Big]\,d\vec x \tag{12}$$

$$[1 - \tfrac14 \lambda_s \overset{\Sigma}{N}_{31}(p_2)]\,\Phi^{s}_\Sigma(\vec p_2) - \frac{\sqrt3}{4}\lambda_s \overset{\Sigma}{N}_{31}(p_2)\,\Phi^{s}_\Lambda(\vec p_2) =$$

$$= \lambda_s \int \Pi^{-1}_\Sigma\Big(\vec x + \frac{\vec p_2}{a_\Sigma}, \vec p_2\Big) g_s\Big(\vec x + \frac{\vec p_2}{a_\Sigma}\Big) g_s\Big(\vec p_2 + \frac12 \vec x\Big)\,\Phi^{s}_\Sigma(\vec x)\,d\vec x +$$

$$+\frac{\sqrt{3}}{4}\lambda_{\bullet}\int \Pi^{-1}_{\Sigma}(\vec{x}+\frac{\vec{p}_2}{a^{\circ}_{\Sigma}},\vec{p}_2)\, g_1(\vec{x}+\frac{\vec{p}_2}{a^{\circ}_{\Sigma}})\, g_1(\vec{p}_2+\frac{\vec{x}}{a^{\circ}_{\Sigma}})\,[\Phi^{\bullet}_{\Lambda}(\vec{x})+\frac{1}{\sqrt{3}}\Phi^{\bullet}_{\Sigma}(\vec{x})]\,d\vec{x}$$

$$[1-\lambda_1 N^{\Lambda}_{12}(p_3)]\,\Phi^{1}_{\Lambda}(\vec{p}_3)=\frac{3}{2}\lambda_{\bullet}\int K^{-1}_{\Lambda}(\vec{x}+{}^{1}\!/\!{}_{2}\,\vec{p}_3,\vec{p}_3)\, g_1(\vec{x}+{}^{1}\!/\!{}_{2}\,\vec{p}_3).$$

$$g(\vec{p}_3+\frac{\vec{x}}{a_{\Lambda}})\,[\Phi^{\bullet}_{\Lambda}(\vec{x})+\frac{1}{\sqrt{3}}\,\Phi^{\bullet}_{\Sigma}(\vec{x})]\,d\vec{x}$$

где, например, функция $\Phi^{\bullet}_{\Lambda}(\vec{p}_1)$ определяется следующим образом:

$$\Phi^{\bullet}_{\Lambda}(\vec{p}_1)=\int g_{\bullet}(\vec{k}'_{23})\,\Psi_{\Lambda}(\vec{k}'_{23},\vec{p}_1)\,d\vec{k}'_{23} \qquad (13)$$

$\vec{k}_{23}$ и $\vec{p}_1$ импульсы, соответствующие координатам Якоби, а через $a_{\Lambda}$, $a^{\circ}_{\Lambda}$, $a_{\Sigma}$, $a^{\circ}_{\Sigma}$ обозначены величины

$$a_{\Lambda,\Sigma}=\frac{M+M_{\Lambda,\Sigma}}{M_{\Lambda,\Sigma}},\qquad a^{\circ}_{\Lambda,\Sigma}=\frac{M+M_{\Lambda,\Sigma}}{M}. \qquad (14)$$

Функции $N_{ik}(p)$ определяются по формулам:

$$N^{\Lambda,\Sigma}_{23}(p)=\int\frac{g^2_{\bullet}(\vec{x})\,d\vec{x}}{\Gamma_{\Lambda,\Sigma}(\vec{x},\vec{p})} \qquad (15)$$

$$N^{\Lambda}_{12}(p)=\int\frac{g^2_{\bullet}(\vec{x})\,d\vec{x}}{K_{\Lambda}(\vec{x},\vec{p})} \qquad (16)$$

$$N^{\Sigma}_{31}(p)=\int\frac{g^2_{\bullet}(\vec{x})\,d\vec{x}}{\Pi_{\Sigma}(\vec{x},\vec{p})}, \qquad (17)$$

где

$$K_{\Lambda}(\vec{x},\vec{p})=\gamma^2+\vec{x}^2+\frac{2M+M_{\Lambda}}{4M_{\Lambda}}\,p^2, \qquad (18)$$

$$\Gamma_{\Lambda,\Sigma}(\vec{x},\vec{p})=\gamma^2+\frac{a_{\Lambda,\Sigma}}{2}\,\vec{x}^2+\frac{2M+M_{\Lambda,\Sigma}}{2(M+M_{\Lambda,\Sigma})}\,p^2 \qquad (19)$$

$$\Pi_{\Sigma}(\vec{x},\vec{p})=\gamma^2+\gamma_0^2+\frac{a_{\Sigma}}{2}\,\vec{x}^2+\frac{2M+M_{\Sigma}}{2(M+M_{\Sigma})}\,p^2, \qquad (20)$$

$\gamma$ и $\gamma_0$ определяются формулами

$$\gamma^2=\frac{M\epsilon^{\Lambda}}{h^2},\qquad \gamma_0^2=\frac{M\,\delta}{h^2}. \qquad (21)$$

После интегрирования по углам система интегральных уравнений (12) дает систему трех одномерных интегральных уравнений, которые легко решить с помощью вычислительных машин. Но мы можем заранее упростить эту систему, учитывая особенность системы ${}_{\Lambda}H^3$. Энергия связи ${}_{\Lambda}H^3$ лишь на малую величину отличается от энергии связи дейтрона; это значит, что ${}_{\Lambda}H^3$ является очень рыхлой системой и, по крайней мере, одна частица всегда находится сравнительно далеко от остальных. Большим расстояниям соответствует малый импульс, а это означает, что в этом случае для решения системы (12) можно применить приближение, рассмотренное Митра /9/ для решения проблемы ${}_{1}H^3$. Это приближение заключается в пренебрежении $(\vec{x}\vec{p})$ произведением в интенсивных уравнениях. Отметим, что это приближение для нашей задачи будет гораздо лучшим, чем для случая ${}_{1}H^3$.

В этом приближении решения системы интегральных уравнений даются выражениями:

$$\Phi_s^{\Lambda}(\vec{p}) = h_1^{\Sigma}(p)\left[A\,\frac{g_s(\frac{p}{a_\Lambda})\,g_s(p)}{\gamma^2+\frac{1}{2}a_\Lambda p^2} + B\,\frac{g_s(\frac{p}{a_\Lambda})\,g_t(p)}{\gamma^2+p^2}\right] + h_2^{\Lambda}(p)\left[(F+H)\,\frac{g_s(\frac{p}{a_\Sigma})\,g_s(p)}{\gamma^2+\gamma_0^2+\frac{a_\Sigma}{2}p^2} + G\,\frac{g_s(\frac{p}{a_\Sigma})\,g_s(p)}{\gamma^2+\gamma_0^2+p^2}\right] \tag{22}$$

$$\Phi_s^{\Sigma}(p) = h_3^{\Lambda}(p)\left[(F+H)\,\frac{g_s(\frac{p}{a_\Sigma})\,g_s\,p}{\gamma^2+\gamma_0^2+\frac{a_\Sigma}{2}p^2} + G\,\frac{g_s(\frac{p}{a_\Sigma})\,g_s(p)}{\gamma^2+\gamma_0^2+p^2}\right] + h_4^{\Sigma}(p)\left[(A+C)\,\frac{g_s(\frac{p}{a_\Lambda})\,g_s(p)}{\gamma^2+\frac{a_\Lambda}{2}p^2} + B\,\frac{g_s(\frac{p}{a_\Lambda})\,g_s(p)}{\gamma^2+p^2}\right] \tag{23}$$

$$\Phi_t^{\Lambda}(p) = (D+E)\,\frac{g_t(\frac{p}{2})\,g_s(p)}{h_5^{\Lambda}(p)\left[\gamma^2+\frac{a_\Lambda}{2}p^2\right]}, \tag{24}$$

где

$$h_1^{\Sigma}(p) = \mu(p)\left[1-\tfrac{1}{4}\lambda_s N_{13}^{\Sigma}(p)\right],$$

$$h_2^{\Lambda}(p) = \mu(p)\,\frac{\sqrt{3}}{4}\,\lambda_s N_{13}^{\Lambda}(p),$$

$$h_3^{\Lambda}(p) = \mu(p)\,[\,1 - \tfrac{3}{4}\,\lambda_s\, N_{13}^{\Lambda}(p)\,]\,,$$

$$h_4^{\Sigma}(p) = \mu(p)\frac{\sqrt{3}}{4}\,\lambda_s\, N_{13}^{\Sigma}(p), \tag{25}$$

$$h_5^{\Lambda}(p) = 1 - \lambda_t\, N_{12}^{\Lambda}(p),$$

а

$$\mu(p) = \{\,1 - \frac{\lambda_s}{4}\,[\,3\,N_{13}^{\Lambda}(p) + N_{13}^{\Sigma}\ (p)\,]\,\}^{-1}. \tag{26}$$

Входящие в формулы (22)-(24) величины $A, B, C, D, E, F, G, H$ являются постоянными, зависящими от энергии и от параметров потенциала; они определяются в виде интегралов, под знаком которых находятся функции $\Phi_s^{\Lambda}(\vec{p})$, $\Phi_s^{\Sigma}(\vec{p})$ и $\Phi_t^{\Lambda}(\vec{p})$, например, $C$ определяется формулой:

$$C = \frac{\sqrt{3}}{4}\lambda_s \gamma^2 \beta_s^4 \int \frac{g_s(\vec{x})\ g_s(\frac{\vec{x}}{a_\Lambda})\ \ \Phi_s^{\Sigma}(\vec{x})\ d\vec{x}}{(\gamma^2 + \frac{a_\Lambda}{2}\ \ x^2)}. \tag{27}$$

Из (22)-(24) системы ясно, что собственные значения энергии определяются из условия равенства нулю детерминанта восьмого порядка.

Численные значения корней детерминанта были найдены с помощью вычислительной машины.

Наименьший корень этого детерминанта $a = \frac{\gamma}{\beta_s} = 0{,}228$ соответствует полной энергии связи $\epsilon({}_{\Lambda}H^3) = 2{,}904$ Мэв, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальной величиной энергии связи $\epsilon \simeq 2{,}3$ Мэв.

Отметим, что в наших расчетах можно перейти к пределу, когда исключается возможность $\Lambda \rightleftarrows \Sigma$ переходов. В этом случае энергия находится из условия равенства нулю детерминанта третьего порядка. Наименьший корень этого детерминанта соответствует энергии связи $\epsilon({}_{\Lambda}H^3) = 4{,}6$ Мэв. Этот результат показывает, что учет $\Lambda \rightleftarrows \Sigma$ переходов играет важную роль.

Таким образом, применяя модель глобальной симметрии и взяв взаимодействие между частицами в виде нелокального факторизующегося потенциала в форме Ямагучи с учетом возможности $\Lambda \rightleftarrows \Sigma$ переходов, можно объяснить наблюдаемую величину полной энергии связи гипертрития.

В заключение считаем своим приятным долгом поблагодарить В.Г. Соловьева за постоянный интерес к работе и обсуждения, В.И. Огиевецкого, за полезную информацию в области сильных взаимодействий и А.В. Ракитского (ВЦ ОИЯИ) за программирование задачи.

## Литература


1. Hiroshi Nakamura. Physics Letters, 6, 207, 1963.
2. Gell-Mann M., Phys.Rev., 106, 1296, 1957.
3. Р. Далитц. "Современные проблемы ядерной физики", Госатомиздат, 1963 г., стр. 50.
4. G. Rajasekaran, S. Biswas. Phys.Rev., 122, 712, 1961.
5. D. Amati, B.Vitale. Fortschr.d.Phys., 7, 375, 1959.
6. Yoshio Yamaguchi. Phys.Rev., 95, 1628, 1954.
7. В.Ф. Харченко. УФН, т. VII, № 582, 1962.
8. Г.А. Чилашвили. Сообщения АН ГССР, т. XXXII:1, 43, 1963.
9. A.N. Mitra. Nucl. Phys., 32, 529, 1962;
   A.N. Mitra, V.S.Bhasin. Phys.Rev., 131, 1265, 1963.


Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1964 г.