Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 219—229 (1969)

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О СТРУКТУРЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Р. М. КАЛАШЯН

Рассматривая элементарные частицы как составные, состоящие из частиц с целочисленным зарядом, предлагается их классификация с помощью теории Кеммера, Паули и Данкова [1]. Получены некоторые данные о магнитных моментах нуклона и гиперонов и показана разница в массе P и N. Произведена также оценка константы сверхсильных взаимодействий инфрачастиц (d) с адронным ядром (X) и адронных ядер друг с другом.

Часть I

Элементарные частицы комбинируются из триплета типа Сакаты

$$X = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{c} Q \\ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{array}.$$

В конструкции нуклона участвует и бозонный триплет

$$d = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{c} Q \\ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \end{array}.$$

Учитывая физическую роль гипотетических частиц триплета Сакаты в построении составной модели частиц, назовем их адронными ядрами и обозначим через X. В зависимости от значения проекции изотопического спина T_3, обычного спина σ, странности S, заряда Q, барионного числа B и гиперзаряда Y, будем различать адронные ядра соответственно:

Таблица 1

Триплет	Q	T_3	Y	σ	B	S	Антитриплет	Q	T_3	Y	σ	B	S
X	+1	1/2	1	1/2	1	0	$\overline{X}$	−1	−1/2	−1	−1/2	−1	0
X^*	0	−1/2	1	1/2	1	0	$\overline{X}^*$	0	1/2	−1	−1/2	−1	0
X^s	0	0	0	1/2	1	−1	$\overline{X}^s$	0	0	0	−1/2	−1	1

Гипотетические частицы бозонного триплета назовем инфрачастицами и обозначим через d со следующими квантовыми числами:

Таблица 2

	Q	σ	T_3	B	S
d^+	$+1$	0	$+1$	0	0
d^-	-1	0	-1	0	0
d^0	0	0	0	0	0

Отсюда самая простая конструкция для протона P, нейтрона N, согласующаяся со всеми физическими требованиями, выглядит следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} P &= X + d^+ + d^- + d^0 = X + d \\ N &= X^* + d^+ + d^- + d^0 = X^* + d \end{aligned}\right\} \qquad \text{(I)}$$

$$\left.\begin{aligned} \overline{P} &= \overline{X}^* + d^+ + d^- + d^0 = \overline{X} + d \\ \overline{N} &= \overline{X}^* + d^- + d^+ + d^0 = \overline{X}^* + d \end{aligned}\right\} \qquad \text{(II)}$$

На основе известного соотношения Гелл-Манна и Нишиджимы

$$Q = T_3 + (B + S)/2$$

из адронных ядер можно представить схему построения современных элементарных частиц (табл. 3).

Таблица 3

Барионы	S	T_3	Мезоны	S	T_3
$P = X + d$	0	1/2	$\pi^+ = X\overline{X}^*$	0	1
$N = X^* + d$	0	$-1/2$	$\pi^- = \overline{X}X^*$	0	-1
$\Lambda = X^*\overline{X}^*X^s$	-1	0	$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(X\overline{X} - X^*\overline{X}^*)$	0	0
$\Sigma^+ = X\overline{X}^*X^s$	-1	1	$K^- = \overline{X}X^s$	-1	$-1/2$
$\Sigma^- = \overline{X}X^*X^s$	-1	-1	$K^+ = X\overline{X}^s$	1	1/2
$\Sigma^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(X\overline{X} - X^*\overline{X}^*)\,X^s$	-1	0	$\overline{K}^0 = \overline{X}^*X^s$	-1	1/2
$\Sigma^- = \overline{X}X^sX^s$	-2	$-1/2$	$K^0 = X^*X^s$	1	1/2
$\Sigma^0 = \overline{X}^*X^sX^s$	-2	1/2			

Для описания реальных частиц рассматривается составная модель, в основу которой принимается триплет $D(1,0)$ или $D(0,1)$. Для этого зададим гиперзаряды для компонент $D(1,0)$ и $D(0,1)$ соответственно

$$\left.\begin{aligned} &\psi^a\ (a = 1,2) \to Y = 1; &&\psi_b\ (b = 1,2) \to Y = -1 \\ &\psi^3 \qquad\qquad \to Y = 0; &&\psi^3 \qquad\qquad \to Y = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

следовательно гиперзаряд задается следующей формулой:

$$Y = (p - q) - p\,(3) + q\,(3). \tag{2}$$

Отсюда связь собственных значений Y, T^2 и T_3 с компонентами произвольного тензора $D\,(p, q)$ устанавливается легко. Действительно, используя формулы, выражающие число компонент тензора в зависимости от числа верхних (p) и нижних индексов (q), имеем

для $$D\,(p,\ q)$$

$$N\,(p,\ q) = \frac{1}{2}\,(p+1)(q+1)(p+q+2), \tag{3}$$

для $$D\,(k,\,k)$$

$$N\,(k,\,k) = (k+1)^3 \tag{4}$$

и $D\,(k, 0)$ или $D\,(0, k)$

$$N\,(k, 0) = N\,(0, k) = \frac{(k+1)(k+2)}{2}. \tag{5}$$

А число же компонент изотопических мультиплетов связано следующим образом

$$N = 2T + 1.$$

Таким образом, принимая за основу (1), используя формулы (2—6), мультиплеты группы $SU\,(3)$ можно представить в компактном в виде (табл. 4).

Как следует из табл. 3 и 4, в данной модели должны быть получены все результаты, присущие группе $SU\,(3)$, для мезонов, соответственно для псевдоскалярных и векторных частиц. Для обозначения триплета адронных ядер, введем индекс $A = 1,\ 2,\ 3$ и условимся приписывать значение $A = 1$ адронному ядру X, $A{=}2 \to X^*$, $A = 3 \to X^s$, а индекс $B{=}1,\ 2,\ 3$ соответственно для анти-триплета адронных ядер. Тогда волновая функция описывающая триплет, будет пропорциональна $\delta\,(A{-}k)$, где $k{=}1,\ 2,\ 3$, т. е.

$$\left.\begin{aligned} X = \delta\,(A-1),\ X^* = \delta\,(A-2),\ X^s = \delta\,(A-3) \\ \overline{X} = \delta\,(B-1),\ \overline{X}^* = \delta\,(B-2),\ \overline{X}^s = \delta\,(B-3) \end{aligned}\right\}, \tag{7}$$

где

$$\delta\,(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x = 0 \\ 0 & \text{при } x \neq 0 \end{cases}$$

Отсюда, соответствующие базисные функции для мезонов выглядят следующим образом:

$$(\pi^+)_A^B = \delta\,(A-1)\,\delta\,(B-2), \qquad Q = 1,\ Y = 0,\ T_3 = 1;$$

$$(\pi^-)_A^B = \delta\,(A-2)\,\delta\,(B-1), \qquad Q = -1,\ Y = 0,\ T_3 = -1;$$

$$(\pi^0)_A^B = \frac{1}{\sqrt{2}}\,[\delta\,(A-1)\,\delta\,(B-1) - \delta\,(A-2)\,\delta\,(B-2)],\ Q=0,\ Y=0,\ T_3=0; \tag{8}$$

$$(K^-)^B_A = \delta(A-3)\,\delta(B-1), \qquad Q=-1,\ Y=-1,\ T_3=-\frac{1}{2};$$

$$(\bar{K}^\circ)^B_A = \delta(A-3)\,\delta(B-2), \qquad Q=0,\ Y=-1,\ T_3=\frac{1}{2};$$

$$(K^+)^B_A = \delta(A-1)\,\delta(B-3), \qquad Q=1,\ Y=1,\ T_3=\frac{1}{2};$$

$$(K^\circ)^B_A = \delta(A-2)\,\delta(B-3), \qquad Q=0,\ Y=1,\ T_3=-\frac{1}{2};$$

$$(\eta)^B_A = \frac{1}{\sqrt{6}}\left[\delta(A-1)\,\delta(B-1)+\delta(A-2)\,\delta(B-2)-2\delta(A-3)\,\delta(B-3)\right],$$

$$Q=0,\ Y=0,\ T_3=0. \tag{8}$$

Таблица 4

Мультиплеты	Компоненты мультиплета	Размерность унитарного мультиплета	Y	T	Размерность изотопического мультиплета
$D(1,0)$	$\psi^a\ (a=1,2)$	3	1	1/2	2
	ψ^3		0	0	1
$D(2,0)$	$\psi^{ab}\ (a,b=1,2)$	6	2	1	3
	$\psi^{3b}\ (b=1,2)$		1	1/2	2
	ψ^{33}		0	0	1
$D(1,1)$	$\psi^a_b\ (a,b=1,2)$	8			
	$\psi^3_b\ (a,b=1,2)$		0	1,0	3,1
	$\psi^a_3\ (a=1,2)$		−1	1/2	2
	ψ^3_3		1	1/2	2
$D(2,1)$	$\psi^{ab}_c\ (a,b,c=1,2)$	15	1	3/2, 1/2	4,2
	$\psi^{ab}_3\ (a,b=1,2)$		2	1	3
	$\psi^{33}_c\ (c=1,2)$		−1	1/2	2
	$\psi^{a3}_c\ (a,c=1,2)$		0	1,0	3,1
$D(3,0)$	$\psi^{abc}\ (a,b,c=1,2)$	10	3	3/2	4
	$\psi^{ab3}\ (a,b=1,2)$		2	1	3
	$\psi^{a33}\ (a=1,2)$		1	1/2	2
	ψ^{333}		0	0	1

Представляя суперпозицию вышеупомянутых базисных функций в виде матрицы, после некоторых преобразований и вычилений, аналогичныхс

[2], получим массовую формулу Гелл-Манна и Окубо для псевдоскалярных мезонов.

Перейдем теперь к рассмотрению векторных мезонов ($\sigma = 1$). Рассмотрим приближение, в котором пренебрегается разность масс ω и ρ мезонов, Тогда схема построения векторных мезонов выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
&\rho^{+} = \overline{X} X^{*}, && (\rho^{+})_A^B = \delta(A-1)\,\delta(B-2);\\
&\rho^{-} = \overline{X} X^{*}, && (\rho^{-})_A^B = \delta(A-2)\,\delta(B-1);\\
&\rho^{\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}}(X\overline{X} - X^{*}\overline{X}^{*}), && (\rho^{\circ})_A^B = \frac{1}{\sqrt{2}}[\delta(A-1)\,\delta(B-1) -\\
& && -\delta(A-2)\,\delta(B-2)];\\
&\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(X\overline{X} + X^{*}\overline{X}^{*}), && (\omega)_A^B = \frac{1}{\sqrt{2}}[\delta(A-1)\,\delta(B-\\
& && -1) + \delta(A-2)\,\delta(B-2)];\\
&\overset{*}{K}{}^{+} = X\overline{X}^{s}, && (\overset{*}{K}{}^{+})_A^B = \delta(A-1)\,\delta(B-3);\\
&\overset{*}{K}{}^{\circ} = X^{*}\overline{X}^{s}, && (\overset{*}{K}{}^{\circ})_A^A = \delta(A-2)\,\delta(B-3);\\
&\overset{*}{K}{}^{-} = \overline{X} X^{s}, && (\overset{*}{K}{}^{-})_A^B = \delta(A-3)\,\delta(B-1);\\
&\overset{*}{\overline{K}}{}^{\circ} = \overline{X} X^{s}, && (\overset{*}{\overline{K}}{}^{\circ})_A^B = \delta(A-3)\,\delta(B-3);\\
&\Phi = X^{s} X^{s} && (\Phi)_A^B = \delta(A-3)\,\delta(B-3).
\end{aligned} \tag{9}$$

Тогда, применяя метод вычислений работы [2], получим известные массовые соотношения для векторных мезонов.

Групповой подход описания барионов в рамках данной модели, как следует из табл. 3, дает следующие мультиплеты:

$$3 \times 3 \times \overline{3} = 3 + 3 + \widetilde{6} + 15 \tag{10}$$

или

$$D(1,0) \times D(1,0) \times D(0,1) = D(2,1) + D(1,0) + D(0,2) + D(1,0). \tag{11}$$

Как видно из формулы (10) и табл. 3, 4. барионы разбросаны по мультиплетам. Однако, учитывая спин, можно объединить барионы и их резонансы в подгруппы, в области которых получаются массовые соотношения. Итак рассмотрим только барионы со спином $\sigma = \frac{1}{2}$, построим изотопическую структуру для них, причем вследствие малости масс бозонного триплета (d) по сравнению с массой адронного ядра (X) ими можно пренебречь, т. е. P и N состоят лишь из одного ядра. Отсюда изотопическая структура барионов выглядит следующим образом:

$$P = X\overline{X}^{s},\ T_3 = \frac{1}{2},\ Q = 1,\ Y = 1;$$

$$N = X^* \overline{X}^s, \quad T_3 = -\frac{1}{2}, \; Q = 0, \; Y = 1;$$

$$\Sigma^- = X^* \overline{X}, \qquad T_3 = -1, \; Q = -1, \; Y = 0;$$

$$\Sigma^+ = X \overline{X}^*, \qquad T_3 = 1, \; Q = 1, \; Y = 0;$$

$$\Sigma^\circ = \frac{1}{\sqrt{2}} (X \overline{X} - X^* \overline{X}^*), \qquad T_3 = 0, \; Q = 0, \; Y = 0; \tag{12}$$

$$\Xi^- = \overline{X} X^s, \qquad T_3 = -\frac{1}{2}, \; Q = -1, \; Y = -1;$$

$$\Xi^\circ = \overline{X}^* X^s, \qquad T_3 = \frac{1}{2}, \; Q = 0, \; Y = -1;$$

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{6}} (X\overline{X} + X^* \overline{X}^* - 2 X^s \overline{X}^s), \qquad T_3 = 0, \; Q = 0, \; Y = 0.$$

Используя (7) и (12) построим волновые функции барионов

$$(P)_A^B = \delta (A-1) \delta (B-3), \qquad (\Xi^\circ)_A^B = \delta (A-3) \delta (B-2),$$

$$(N)_A^B = \delta (A-2) \delta (B-3),$$

$$(\Sigma^+)_A^B = \delta (A-1) \delta (B-2),$$

$$(\Sigma^-)_A^B = \delta (A-2) \delta (B-1), \tag{13}$$

$$(\Sigma^\circ)_A^B = \frac{1}{\sqrt{2}} [\delta (A-1) \delta (B-1) - \delta (A-2) \delta (B-2)],$$

$$(\Xi^-)_A^B = \delta (A-3) \delta (B-1),$$

$$(\Lambda)_A^B = \frac{1}{\sqrt{6}} \{\delta (A-1) \delta (B-1) + \delta (A-2) \delta (B-2) - 2\delta (A-3) \delta (B-3)\}.$$

Предполагая, что нарушение масс в октете барионов обусловлено наличием адронного ядра X^s, вывод массовой формулы для барионов сводится к вычислениям, аналогичным работе [2].

Объединяя же барионы со спином 3/2, применяем к ним известное массовое соотношение

$$m = m_{\Sigma_\delta} - (146 \text{ mev}) \; Y. \tag{14}$$

часть II

Природа ядерных сил становится доступной для изучения с точки зрения данной модели. Так, например, аномальные магнитные моменты протона и нейтрона вполне разумно объясняются. Как видно из (1), адронные ядра протона и нейтрона окружены полем инфрачастиц. Так как спин σ инфрачастиц (d) равен нулю, выберем псевдоскалярное поле для них, тогда P и N можно рассмотреть как систему—адронное ядро, взаимодействующее с полем инфрачастиц. Используя основные результаты теории потенциала и пренебрегая скоростью движения адронных ядер, получим уравнение, описывающее поведение псевдоскалярного поля инфрачастиц

$$(\square - \varkappa^2)\, \psi_a = - \frac{G}{\varkappa} \tau_a \bar{\sigma} \operatorname{grad} F, \tag{15}$$

где τ, σ — изотопический и обычный спины, G — константа взаимодействия инфрачастиц с адронным ядром, которая на несколько порядков больше константы обычных сильных взаимодействий, так сказать, сверхсильное взаимодействие, F — функция источника, определенная в виде

$$\int F(x)\, dV = 1, \tag{16}$$

где $F(x)$ сферически симметрична, т. е. $F(\bar{x}) = F(|x|)$

Полный гамильтониан для данной системы имеет вид

$$H = H_0 + H_1 = \sum_\alpha \frac{1}{2} \int [\pi_\alpha^2 + (\nabla \psi_\alpha)^2 + \varkappa^2 \psi_\alpha^2]\, dV -$$

$$- \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{G}{\varkappa} \sqrt{4\pi} \sum_\alpha \int F(x)\, \tau_\alpha \bar{\sigma}\, \nabla \psi_\alpha\, dV, \tag{17}$$

где $\pi_\alpha = \dfrac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_\alpha}$ и соблюдаются следующие правила коммутации:

$$[\psi_\alpha(x),\ \psi_{\alpha'}(x')] = [\pi_\alpha(x),\ \pi_{\alpha'}(x')] = 0,$$

$$[\pi_\alpha(x),\ \psi_{\alpha'}(x')] = \frac{1}{i} \delta_{\alpha\alpha'}\, \delta(x - x'). \tag{18}$$

Для удобства перепишем гамильтониан взаимодействия в виде

$$H_1 = \frac{G}{\varkappa} \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha,\, l} \tau_\alpha \sigma_l D_{\alpha l}, \tag{19}$$

где

$$D_{\alpha l} = \sqrt{4\pi} \int \frac{\partial F}{\partial x_l} \psi_\alpha\, dV = - \sqrt{4\pi} \int F(x) \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial x_l}\, dV. \tag{20}$$

Плотность заряда и тока для данной системы (в единицах электронного заряда e) равна

$$j_0 = \psi_1 \pi_2 - \psi_2 \pi_1,$$

$$\bar{j} = \psi_2 \operatorname{grad} \psi_1 - \psi_1 \operatorname{grad} \psi_2 + \frac{G}{\varkappa} \sqrt{2}\, (\bar{\psi}_1 \tau_2 - \bar{\psi}_2 \tau_1)\, \bar{\sigma} F(\psi), \tag{21}$$

где $\bar{\psi}$ — означает „вектор".

Так как мы применили функцию источника, то уравнение непрерывности нарушается внутри источника. Однако можно рассмотреть объем размера a, в котором заключен источник, и осуществить условие непрерывности в этом объеме вне источника, т. е.

$$\int \left(\frac{\partial j_0}{\partial t} + \operatorname{div} \bar{j} \right) dV = 0. \tag{22}$$

При вычислении магнитного момента из-за (22) налагается ограничение на размеры источника, т. е. $\varkappa a \ll 1$ (случай сильной связи). Магнитный момент связан с плотностью тока следующим образом:

$$M = \frac{1}{2} e \int [\bar{x} \cdot \bar{j}] \, dV. \tag{23}$$

Для случая $\varkappa a \ll 1$ в качестве нулевого приближения используется наименьшее значение энергии взаимодействия, соответствующее диагональным выражениям. Проводя для этого соответствующие преобразования и вычисления, получим для компоненты магнитного момента следующее выражение:

$$M_3 = \frac{Ge}{12a\varkappa^2} \frac{mn}{j(j+1)} = \pm \frac{Ge}{36a\varkappa^2} \tag{24}$$

соответственно для протона и нейтрона. Величина a—размер адронного ядра определяется как

$$\frac{1}{a} = \int\int F(x) \frac{1}{r} F(x') \, dV dV', \tag{25}$$

где

$$\bar{r} = |\bar{x} - \bar{x'}|. \tag{25}$$

Как видно из схемы (1), d^+ и d^- должны вращаться в разных направлениях, чтобы магнитный момент M_3 не равнялся нулю. Полный магнитный момент нуклона можно представить в виде

$$M = M' + M'', \tag{26}$$

где M' соответствует магнитному моменту частицы без учета структуры, т. е. величине, полученной Паули и Данковым (вклад мезонной „шубы“), M''—член, возникающий из-за структуры частиц. Известно, что для заряженных частиц со спином $\sigma = \frac{1}{2}$, магнитный момент $\mu = \frac{e\hbar}{2mc}$, а так как наша система—адронное ядро + инфрачастицы жестко связанная система, то отдача передается всей системе, аналогично эффекту Мессбауэра, поэтому масса ядронного ядра конечна. Стало быть адронное ядро обладает магнитным моментом μ. Отсюда для полного магнитного момента могут быть следующие варианты:

$M(P) = M'$ (π— мезонов) $+ M''$ (d— инфрачастиц) $+ \mu$ (X— адрон. ядра),

1)

$M(N) = -M'(\pi) - M''(d).$

$M(P) = M'(\pi) + M''(d) + \mu,$

2)

$$M(N) = -M'(\pi). \tag{27}$$

$M(P) = M''(d) + \mu.$

3)

$M(N) = -M''(d).$

Для случая (3), подставляя экспериментальные результаты магнитных моментов P и N, мы получим величину массы адронного ядра протона

$$m = 1103{,}7 \text{ мэв.}$$

Используя таблицу 3, можно качественно объяснить магнитные моменты Λ, Σ^+ и других гиперонов*. Действительно, как видно из таблицы, Λ и Σ^+ состоят из двух частей:

$$\Lambda = X^*\overline{X}X^s = AB,$$

$$\Sigma^+ = X\overline{X}^* X^s = A'B,$$

где $X^* \to A$, $X \to A'$, $\overline{X}^* X^s = B$. Отсюда видно, что Λ и Σ^+ частицы напоминают дейтрон, у которого магнитный момент равен сумме магнитных моментов его слагаемых. Производя расчет по Паули и Данкову [1] и учитывая размеры a, соответственно для A, A' и B получаем разумные величины для магнитных моментов.

Разница в массе у протона и нейтрона вполне объясняется из схемы (1). На первый взгляд казалось, раз они состоят из тождественных компонентов, следовало равенство масс протона и нейтрона. Однако, так как у протона адронное ядро (X) заряженное, то возникает дополнительное взаимодействие, которое и приводит к разнице масс. Действительно, адронное ядро X протона обладает магнитным моментом $\mu(X) = \mu_1$, который создает магнитное поле

$$\overline{A} = [\overline{\mu}_1 R] \,|\, R^3 = \left[\nabla \frac{1}{R} \cdot \overline{\mu}_1 \right], \tag{28}$$

$$H = \operatorname{rot}\overline{A} = \mu_1 \operatorname{div} \frac{\overline{R}}{R_3} - (\mu_1\nabla)\frac{\overline{R}}{R^3} = -\mu\Delta^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot$$

Это поле взаимодействует с магнитным моментом инфрачастиц $\mu(d^\pm) = \mu_2$. Оператор взаимодействия представляется в виде

$$W = -\mu_2 H = \mu_2\mu_1\nabla^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot \tag{29}$$

Отсюда

$$\Delta E = <\Psi\,|W|\,\Psi> = <\Psi \left| \nabla^2 \cdot \frac{1}{R} \right| \Psi> \mu_1\mu_2. \tag{30}$$

Рассматривая случай, когда нет выделенных направлений, получим

$$\Delta E = -\mu_1\mu_2 <\Psi\,|4\pi\,\delta(r)|\,\Psi> = -4\pi\mu_1\mu_2\,|\Psi(0)|^2. \tag{31}$$

Уравнение, описывающее движение пары инфрачастиц ($d^\pm$) вокруг заряженного ядра (X), выглядит следующим образом:

---

* В следующей статье будет подробно рассмотрен данный вопрос

$$\frac{1}{C^2}\left[i\hbar\frac{\partial}{\partial t}-eA_0\right]^2\Psi=\left[\left(\bar{P}-\frac{e}{c}\bar{A}\right)^2+m^2c^2\right]\Psi. \tag{32}$$

Для случая стационарных состояний движение частицы с учетом только кулоновского поля, т. е.

$$\Psi(\bar{x},t)=\Psi(\bar{x})\exp(-i\varepsilon t/\hbar),\ \text{где}\ \varepsilon=E+m_0c^2$$

и

$$eA_0=-\alpha\frac{Ze^2}{r},\ \bar{A}=0,\ \text{получим}$$

$$[\nabla^2+k^2(r)]\,\Psi(\bar{x})=0, \tag{33}$$

где

$$k^2(r)=\left[\left(\varepsilon+\alpha\frac{Ze^2}{r}\right)^2-m^2c^4\right]\frac{1}{\hbar^2c^2},$$

а коэффициент α — указывает, что кулоновское взаимодействие происходит при наличии ядерных сил, назовем его коэффициентом ядерной упругости.

Таким образом, определение волновой функции пары инфрачастиц $(d^{\pm})$ сводится к решению уравнения Шредингера для случая движения в поле центральных сил. Стало быть решение уравнения (33) выглядит следующим образом [3]:

$$\Psi_{n,l,m}(\bar{X})=R_{nl}(r)\,Y_l^m(\Theta,\varphi)=\left(\frac{z}{na}\right)^{3/2}(4/n\,(n-l-1)!\,(n+l)!)^{1/2}\times$$

$$\times\left(\frac{2zr}{na}\right)^l e^{-\frac{zr}{na}}\,Q_{n-l-1}^{2l+1}\left(\frac{2zr}{na}\right)\sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}\frac{(l-m)!}{(l+m)!!}}\,P_l^m(\cos\Theta)\,e^{im\varphi}, \tag{34}$$

где a — радиус орбиты, равный для релятивистского случая

$$a=\alpha^{-1}\left(\frac{ml^2}{\hbar^2}+\frac{l^2E}{\hbar^2c^2}\right)^{-1}. \tag{35}$$

Для случая инфрачастиц $d^{\pm}$ обладающих орбитальными моментами $l=1$ и для $n=1$, $m=0$ получим

$$|\Psi_{110}(0)|^2=\frac{6}{4\pi}\left(\frac{z}{a}\right)^3. \tag{36}$$

Следовательно,

$$\Delta E=-6M_1M_2\,a^{-3}.$$

Как видно из (42), a можно сосчитать только для третьего случая. Подставляя вместо ΔE—разность масс P и N получим

$$a=2{,}4\frac{\hbar}{mc}, \tag{37}$$

где m — масса протона.

Автор выражает благодарность Н. Н. Боголюбову, М. А. Маркову, М. К. Поливанову, А. А. Комару, Р. Мурадяну, В. Манько за обсуждения и замечания по данной работе.

Поступила 17.XII.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Паули*, Мезонная теория ядерных сил, НИЛ, 1947.
2. *Н. Н. Боголюбов*, Лекции по теории симметрии элементарных частиц, Изд-во МГУ, 1966.
3. *Л. Шифф*, Квантовая механика, Изд-во НИЛ, 1957.

ՄԻ ՔԱՆԻ ԴԻՏՈՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՏԱՐՐԱԿԱՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԵՎ ՆՐԱՆՑ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ռ. Մ. ՔԱԼԱՇՅԱՆ

Դիտարկելով տարրական մասնիկները որպես կառուցվածք, որը բաղկացած է էլեկտրական լիցքի ամբողջ արժեք ունեցող մասնիկներից կատարված է նրանց դասակարգումը։ Ստացված են Գելլ-Մաննի և Օկուբոյի զանգվածային բանաձևերը։

Օգտագործելով Կեմմերի, Պաուլիի և Դանկովի տեսությունը [1] ստացված են արդյունքներ նուկլոնների և հիպերոնների մագնիսական մոմենտների համար և ցույց է տրված P *և* N *մասսաների տարբերությունը։ Դնահատված է նաև գերուժեղ փոխազդեցության* G *հաստատունը. այսինքն ինֆրամասնիկների* (d) *և ադրոնի* (X) *միջուկի ու ադրոնների միջուկների միջև փոխազդեցության հաստատունը։*

SOME ASPECTS OF THE STRUCTURE OF ELEMENTARY PARTICLES AND THEIR INTERACTION

R. M. KALASHIAN

A study of the classification of the elementary particles consisting of particles with integral charge has been made.

By assuming Kemmer's, Paule's and Dankov's theory [1] certain values for the magnetic momenta of nucleons and hyperons have been obtained. The difference in masses of P and N has been calculated. The problem of estimating the constant G of superstrong interactions is analysed, i. e. the interactions between infraparticles and hadron cores, as well as between the hadron cores themselves.