chos C. K.//Nucl. Phys. 1985. **B260**, N 3. P. 630. [10] Goddard P., Olive D.//Int. J. Mod. Phys. A. 1986. **1**, N 2. P. 303. [11] Burges C. J. C.//Phys. Lett. 1985. **166B**, N 2. P. 165. [12] Белокуров В. В., Иофа М. З.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. **29**, № 2. С. 7. [13] Brown L. S., Nepomechie R. I.//Phys. Rev. 1987. **D35**, N 10. P. 3239. [14] Guadagnini E., Martellini M., Mintchev M.//Phys. Lett. 1987. **194B**, N 1. P. 69. [15] Bardacki K., Rabinovici E., Saring B.//Nucl. Phys. 1988. **B299**. P. 151. [16] Bos M.//Phys. Lett. 1987. **189B**, N 4. P. 435. [17] Goddard P., Kent A., Olive D.//Comm. Math. Phys. 1986. **103**. P. 105.

Поступила в редакцию
09.10.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

УДК 530.145

АКСИГЛЮОННЫЙ РАСПАД КВАРКОНИЯ В КИРАЛЬНО-ЦВЕТНОЙ МОДЕЛИ

Р. Н. Фаустов, И. Г. Василевская

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Киально-цветная модель предсказывает существование аксиглюонов — цветного октета массивных аксиально-векторных калибровочных бозонов. В связи с этим представляют интерес распады кваркония на глюон и виртуальный аксиглюон, распадающийся на кварк-антикварковую пару. В работе найдено выражение для ширины распада S-состояний кваркония. Расчеты проведены для чармония J/ψ и боттомония Υ при различных значениях массы аксиглюона.

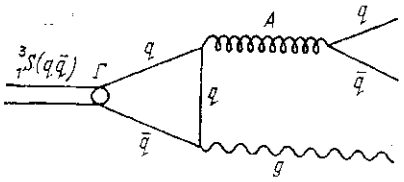
Киально-цветная модель была предложена Фрамптоном и Глэшоу в работе [1] и более детально разработана в работе [2].

Киально-цветная модель базируется на калибровочной группе $R=SU(3)_L\otimes SU(3)_R\otimes SU(2)_L\otimes U(1)$. В области энергий, превышающих характерную величину ($\approx$250 ГэВ), совпадающую с масштабом объединения электромагнитного и слабого взаимодействий, калибровочной группой сильного взаимодействия является киральная цветная группа $SU(3)_L\otimes SU(3)_R$. При более низких энергиях происходит спонтанное нарушение симметрии $SU(3)_L\otimes SU(3)_R$ до симметрии $SU(3)_V$. Векторная подгруппа $SU(3)_V$ киральной цветной группы идентифицируется с цветной группой $SU(3)_C$ квантовой хромодинамики.

Спонтанное нарушение киральной цветной симметрии приводит к появлению цветного октета массивных аксиально-векторных калибровочных бозонов, названных аксиглюонами. Аксиглюоны электрически нейтральны, их спин равен 1, зарядовая четность $C=+1$. Предполагается, что константа связи аксиглюона с кварками совпадает со стандартной константой сильного взаимодействия.

В работе [1] указывается, что доминирующим каналом распада аксиглюона является распад на кварк-антикварковую пару, и в ближайшем будущем на основе данных струйной резонансной спектроскопии возможно экспериментальное подтверждение существования аксиглюонов. Это удостоверило бы истинность киральной цветной теории.

В связи с этим представляют интерес распады кваркония на глюон и виртуальный аксиглюон, распадающийся на кварк-антикварковую пару. Ширина распадов $^3S_1$-состояний чармония и боттомония рассчитывается в данной работе при различных значениях массы аксиглюона. Диаграмма этого процесса приведена на рисунке.



При распаде $J/\psi \to gA \to gq\bar{q}$ возможен распад виртуального аксиглюона на $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ кварк-антикварковые пары; при распаде $\Upsilon \to gA \to gq\bar{q}$ возможен распад виртуального аксиглюона на $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ кварк-антикварковые пары.

Для матричного элемента получаем следующее выражение:

$$F^{\rho\tau} = \frac{g^3}{(2\pi)^{9/2}} \int d^4q_1 \mathrm{Tr} \left(\frac{\hat{q}_1 + m}{m^2 - q_1^2} \Gamma(q_1, q_2) \frac{\hat{q}_2 + m}{m^2 - q_2^2} \frac{\lambda^a}{2} \gamma_\mu \times \right.$$

$$\left. \times \frac{\hat{q}_3 + m}{m^2 - q_3^2} \frac{\lambda^b}{2} \gamma_\nu \gamma_5 \right) G_a^\mu(k) D_{bc}^{\nu\sigma}(k_A) \frac{\lambda^c}{2} \bar{u}^\rho(p_1) \gamma_\sigma \gamma_5 v^\tau(p_2),$$

где k — импульс глюона, p_1 — импульс кварка, p_2 — импульс антикварка, k_A — импульс виртуального аксиглюона, q_i, $i=1, 2, 3$, — импульсы виртуальных кварков, $D_{bc}^{\nu\sigma}$ — пропагатор аксиглюона.

В фейнмановской калибровке

$$D_{bc}^{\nu\sigma} = -j\delta_{bc} \frac{g^{\nu\sigma}}{k_A^2 - M_A^2}, \tag{2}$$

где M_A — масса аксиглюона.

Вершина $\Gamma(q_1, q_2)$ удовлетворяет следующему уравнению:

$$\Gamma(q_1, q_2) = \int \frac{d^4s}{(2\pi)^4} V(q, s; P) \Delta\left(\frac{P}{2} + s\right) \Gamma\left(\frac{P}{2} + s, \frac{P}{2} - s\right) \times \Delta\left(\frac{P}{2} - s\right),$$

где Δ — пропагатор кварка, $P = q_1 + q_2$, $q = (q_1 - q_2)/2$.

Двухвременная волновая функция связана с вершиной Γ соотношением

$$\psi_P(s) = \Delta(P/2 + s) \Gamma(P/2 + s, P/2 - s) \Delta(P/2 - s).$$

Одновременная волновая функция в импульсном представлении вводится следующим образом:

$$\psi_P(\mathbf{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ds^0}{2\pi} \psi_P(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ds^0}{2\pi} \Delta\left(\frac{P}{2} + s\right) \Gamma\left(\frac{P}{2} + s, \frac{P}{2} - s\right) \Delta\left(\frac{P}{2} - s\right).$$

Предполагая, что взаимодействие является мгновенным, т. е. V не зависит от нулевых компонент относительных четырехимпульсов, можно преобразовать уравнение (3), используя выражение (4). В итоге получим

$$\Gamma(q_1, q_2) = \int \frac{d^3\mathbf{s}}{(2\pi)^3} V(\mathbf{q}, \mathbf{s}; P) \psi_P(\mathbf{s}).$$

Воспользуемся теперь квазипотенциальным уравнением [3] в системе центра масс:

$$\left(M - 2\sqrt{q^2 + m^2}\right) \psi(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{s}\, V(\mathbf{q}, \mathbf{s}; P) \psi(\mathbf{s}),$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{q}_1 = -\mathbf{q}_2$, $q \equiv |\mathbf{q}|$, M — масса исходной частицы.

В результате

$$\Gamma(q_1, q_2) = \left(M - 2\sqrt{q^2+m^2}\right)\psi(\mathbf{q}).$$

Последующие вычисления показывают, что основной вклад дает скалярная часть волновой функции. Таким образом, $\psi_{\alpha\beta}=\psi_s\delta_{\alpha\beta}$,

$$\int d^4q_1 \operatorname{Tr}\left(\frac{\hat{q}_1+m}{m^2-q_1^2}\Gamma(q_1, q_2)\frac{\hat{q}_2+m}{m^2-q_2^2}\gamma_\mu\frac{\hat{q}_3+m}{m^2-q_3^2}\gamma_\nu\gamma_5\right) \approx$$

$$\approx \int d^4q_1\left(M-2\sqrt{q^2+m^2}\right)\psi_s(\mathbf{q})\operatorname{Tr}\left(\frac{\hat{q}_1+m}{m^2-q_1^2}\frac{\hat{q}_2+m}{m^2-q_2^2}\gamma_\mu\frac{\hat{q}_3+m}{m^2-q_3^2}\times\right.$$

$$\left.\times\gamma_\nu\gamma_5\right) = 4mM\varepsilon_{0\mu\rho\nu}k^\rho\int d^4q_1\frac{M-2\sqrt{q^2+m^2}}{(m^2-q_1^2)(m^2-q_2^2)(m^2-q_3^2)}\psi_s(\mathbf{q}), \qquad (5)$$

где ψ_s — скалярная часть волновой функции.

При интегрировании по импульсу удобно воспользоваться сферической системой координат. Так как мы рассчитываем ширину распадов $^3S_1$-состояний чармония и боттомония, то $\psi_s(\mathbf{q})=\psi_s(|\mathbf{q}|)$. Интегрируя по угловым координатам и по q_1^0 и отбрасывая члены, дающие численный вклад менее 1%, получим

$$\int d^4q_1\frac{M-2\sqrt{q^2+m^2}}{(m^2-q_1^2)(m^2-q_2^2)(m^2-q_3^2)}\psi_s(q) = \frac{3\pi M}{k^0}I,$$

где

$$I \equiv \int dq\frac{q\psi_s(q)}{(q^2+m^2)(2\sqrt{q^2+m^2}+M)}\ln\left|\frac{M-2\sqrt{q^2+m^2}}{M+2\sqrt{q^2+m^2}}\right|\times$$

$$\times\ln\frac{\sqrt{q^2+m^2}+q}{\sqrt{q^2+m^2}-q}. \qquad (6)$$

Используя (1), (2), (5) и (6), найдем

$$\sum_{\rho,\tau}\overline{F}_{\rho\tau}F^{\rho\tau} = \frac{9g^6}{2^9\pi^7}m^2M^4I^2\frac{p_1p_2+m_2^2}{k^0p_1^0p_2^0(M^2-2Mk^0+M_A^2)^2},$$

где $m_2=(m_u, m_d, m_s, m_c)$ в зависимости от канала распада виртуального аксиглюона, $p_1^2=m_2^2$, $p_2^2=m_2^2$, $k_0=|\mathbf{k}|$.

Ширина распада выражается следующим образом:

$$\Gamma = \int d^4k\int d^4p_1\frac{1}{2M}\sum_{\rho,\tau}\overline{F}_{\rho\tau}F^{\rho\tau}\delta(k^2)\delta(p_1^2-m^2).$$

Используя законы сохранения энергии и импульса, получим следующие пределы для возможных значений энергии глюона:

$$0<k^0\leqslant M/2-2m_2^2/M$$

и соответственные пределы для энергии кварка при определенном значении энергии глюона:

$$\frac{M(M-2k^0)}{2(M-k^0)}\leqslant p_1^0\leqslant\frac{(M-k^0)^2+(k^0)^2}{2(M-k^0)}.$$

Проинтегрировав по угловым координатам, получим:

$$\Gamma = \frac{9\alpha_s^3}{4\pi^2} Mm^2 I^2 \int dk^0 \frac{k^0}{\left(k^0 + \frac{M_A^2}{2M} - \frac{M}{2}\right)^2} \int dp_1^0 [(p_1^0)^2 - m^2] \times$$

$$\times \left[1 + \frac{m_2^2}{p_1^0 (M - k^0 - p_1^0)}\right] = \frac{9\alpha_s^3}{2\pi^2} Mm^2 I^2 \int dk^0 \frac{k^0}{\left(k^0 + \frac{M_A^2}{2M} - \frac{M}{2}\right)^2} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{24}\left[(M - k^0)^3 - M^3\left(\frac{M - 2k^0}{M - k^0}\right)^3\right] - \frac{m_2^2 (k^0)^2}{M - k^0} + m_2^2 (k^0 - M) \times\right.$$

$$\times [2\ln(M - k^0) - \ln((k^0)^2 + (M - k^0)^2)] + \frac{m_2^4}{k^0 - M} \times$$

$$\times [\ln((k^0)^2 + (M - k^0)^2) - \ln(M - 2k^0) - \ln M]).$$

Таблица 1

Значения ширины распада $J/\psi \to gA \to gq\bar{q}$ при различных значениях массы аксиглюона

M_A, ГэВ	Г, эВ	
	$A \to u\bar{u}$ $A \to d\bar{d}$	$A \to s\bar{s}$
40	0,2296	0,1957
50	0,0939	0,0800
60	0,0453	0,0386
70	0,0244	0,0208
80	0,0143	0,0122
90	0,0089	0,0076
100	0,0059	0,0050
110	0,0040	0,0034
150	0,0012	$9{,}9 \cdot 10^{-4}$
200	$3{,}7 \cdot 10^{-4}$	$3{,}1 \cdot 10^{-4}$
250	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2

Значения ширины распада $\Upsilon \to Ag \to q\bar{q}g$ при различных значениях массы аксиглюона

M_A, ГэВ	Г, кэВ		
	$A \to u\bar{u}$ $A \to d\bar{d}$	$A \to s\bar{s}$	$A \to c\bar{c}$
50	7,557	7,426	5,555
60	3,622	3,559	2,658
70	1,948	1,914	1,428
80	1,139	1,119	0,835
90	0,710	0,698	0,521
100	0,465	0,457	0,341
110	0,318	0,312	0,232
150	0,092	0,090	0,067
200	0,029	0,028	0,021
250	0,012	0,011	0,009

Результаты расчетов ширин распада чармония J/ψ и боттомония Υ при различных значениях массы аксиглюона приведены в табл. 1 и 2.

Значения масс J/ψ и Υ взяты из [4]: $M(J/\psi)=3096,93\pm0,09$ МэВ, $M(\Upsilon)=9460,57\pm0,12$ МэВ.

Мы используем следующие значения параметров: $m_u=m_d=0,32$ ГэВ, $m_s=0,485$ ГэВ, $m_c=1,58$ ГэВ, $m_b=4,8$ ГэВ, $\alpha_s=0,255$ для чармония, $\alpha_s=0,168$ для боттомония.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Frampton P., Glashow S.//Phys. Lett. 1987. **190B**. P. 137. [2] Frampton P., Glashow S.//Phys. Rev. Lett. 1987. **58**. P. 2168. [3] Faustov R. N.//Ann. of Phys. (N. Y.). 1973. **78**. P. 176. [4] Скринский А. Н., Шатунов Н. В.//УФН. 1989. **158**. С. 315.

Поступила в редакцию
20.10.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

УДК 530.145

О ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В ЧЕРЕНКОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

И. М. Тернов, В. Ч. Жуковский, А. В. Борисов, А. Х. Мусса (Алжир)

(кафедра теоретической физики)

Получено выражение для мощности черенковского излучения с учетом произвольных поляризаций электрона и фотона, которое обобщает результаты предшествующих работ. Исследованы различные частные случаи. Найден вектор поляризации конечного электрона, определяемый начальной поляризацией и импульсами электрона и фотона.

Основы квантовой теории черенковского излучения (ЧИ) были построены в работах [1, 2] (см. также [3]). Поляризация излучения неполяризованного электрона исследована в [4], результаты которой были обобщены в [5] на случай продольно поляризованных электронов. Наконец, в [6] рассмотрена поляризация ЧИ с учетом продольной поляризации начального и конечного электронов. Отметим также работу [7], в которой на основе [1, 4] развита теория ЧИ для случая продольных электромагнитных волн.

В настоящей работе получена мощность ЧИ с учетом произвольных поляризаций всех частиц. В соответствующих частных случаях результаты согласуются с [4—6]. Показано, что в отличие от синхротронного излучения [8] сам процесс ЧИ не приводит к поляризации первоначально неполяризованного электрона. Вектор конечной поляризации определяется начальной поляризацией электрона и импульсами электрона и фотона (см. ниже формулу (20)).

Спектрально-угловое распределение вероятности ЧИ имеет вид (ниже используется система единиц $\hbar=c=1$, $\alpha=e^2=1/137$)

$$\frac{dw}{d\omega d\Omega}=\frac{e^2}{8\pi}\frac{n\omega}{\varepsilon\varepsilon'}\delta(\varepsilon'+\omega-\varepsilon)|\alpha_{fi}\mathbf{e}^*|^2, \tag{1}$$

$\varepsilon(\varepsilon')$ — энергия электрона в начальном (конечном) состоянии, $n=n(\omega)$ — показатель преломления среды на частоте ω, $d\Omega$ — элемент телесного угла в направлении волнового вектора $\mathbf{k}$ ($|\mathbf{k}|=n\omega$), $\mathbf{e}$ —