

[1] Bässler H.//Phys. Stat. Sol. (b). 1981. 107. P. 9. [2] Mongro D.//Phys. Rev. Lett. 1985. 54. P. 146. [3] Звягин И. П.//Некристаллические полупроводники-89. Ужгород, 1989. Т. 2. С. 13. [4] Zvyagin I. P.//Phys. Stat. Sol. (b). 1989. 152. P. 231. [5] Барановский С. Д., Фрицше Х., Левин Е. И. и др.//ЖЭТФ. 1989. 96, № 10. С. 1362. [6] Бонч-Бруевич В. Л. и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М., 1981.

Поступила в редакцию
31.01.90

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

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.123

ПЕРЕНОРМИРУЕМАЯ МОДЕЛЬ МАССИВНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ ПОЛЕЙ В ПЯТИМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Предложена новая схема описания массивных калибровочных полей, в которой массы индуцируются дополнительными компонентами векторных полей. Рассмотрение проведено на примере калибровочного сектора модели электрослабых взаимодействий.

Недавно в работе [1] для целей перенормировок в квантовой электродинамике было предложено ввести дополнительную пятую координату. В настоящей статье мы рассмотрим другой пример использования этой координаты — калибровочный сектор модели электрослабых взаимодействий. Здесь также применима перенормировочная процедура, аналогичная предложенной в [1], но ее описание мы повторять не будем, а сосредоточим внимание на учете симметрии и массивности полей. В отличие от [1] в данной статье используется псевдоевклидова формулировка, связь с евклидовой стандартная (см., напр., [2]).

Коротко об обозначениях. Точки пространства характеризуются пятивекторами $X = (x, \kappa)$, где x — обычный четырехвектор, а κ — дополнительная компактная пространственноподобная координата. В качестве общего обозначения полей, фигурирующих в модели, будем использовать символ $\Phi_\sigma(X)$. Потребуем, чтобы $\Phi_\sigma(X)$ были периодическими функциями κ , разложимыми в ряд Фурье:

$$\Phi_\sigma(X) = \dot{\Phi}_\sigma(x, 0) + \sqrt{2} \sum_n [\cos \omega_n \kappa \dot{\Phi}_\sigma(x, \omega_n) + \sin \omega_n \kappa \ddot{\Phi}_\sigma(x, \omega_n)], \quad \omega_n = \pi n/l, \quad n = 1, 2, \dots$$

Далее, введем редуцирующие функции $g_\sigma(\kappa)$ вида

$$g_\sigma(\kappa) = 2^{-1/3} \tilde{g}_\sigma(0) + 2^{7/6} \sum_n \tilde{g}_\sigma(\omega_n) \cos \omega_n \kappa,$$

где $\tilde{g}_\sigma(0)$, $\tilde{g}_\sigma(\omega_n)$ равны либо 0, либо 1. С помощью $g_\sigma(\kappa)$ построим редуцированные поля

$$\langle \Phi_\sigma(X) \rangle = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l d\kappa' g_\sigma(\kappa - \kappa') \Phi_\sigma(x, \kappa').$$

Действие зададим формулой

$$W = \frac{1}{2l} \int dx \int_{-l}^l d\kappa \mathcal{L}(x, \kappa),$$

где эффективный лагранжиан $\mathcal{L}$ имеет вид

$$\mathcal{L}(X) = -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{a\mu\nu} - \frac{\lambda}{2} (\partial_\mu B_a^\mu)^2 + \partial_\mu \bar{C}_a \partial^\mu C_a - g f_{abc} (\partial_\mu \langle \bar{C}_a \rangle) \langle B_c^\mu \rangle \langle C_b \rangle. \quad (1)$$

Здесь и везде далее индексы μ, ν пробегает значения 0, 1, 2, 3, κ , а индексы a, b, c — значения 0, 1, 2, 3. Через f_{abc} обозначим структурные константы группы $U(1) \otimes SU(2)$, причем $f_{0bc} \equiv 0$, а f_{abc} ($a, b, c \neq 0$) — структурные константы группы $SU(2)$. Через $C_a(X)$, $\bar{C}_a(X)$ обозначены духовые поля. Тензор напряженности $G_a^{\mu\nu}$ через калибровочные поля B_a^μ выражается следующим образом:

$$G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu B_a^\nu - \partial^\nu B_a^\mu + g \langle f_{abc} \langle B_b^\mu \rangle \langle B_c^\nu \rangle \rangle.$$

Отметим, что во взаимодействии участвуют только редуцированные поля.

Действие, определяемое лагранжианом (1), инвариантно относительно следующих БРС-преобразований [3, 4]:

$$\begin{aligned} \delta B_a^\mu &= -\varepsilon (\partial^\mu C_a - g \langle f_{abc} \langle B_c^\mu \rangle \langle C_b \rangle \rangle), \\ \delta C_a &= -(\varepsilon/2) g \langle f_{abc} \langle C_b \rangle \langle C_c \rangle \rangle, \\ \delta \bar{C}_a &= \varepsilon \lambda \partial_\mu B_a^\mu, \end{aligned} \quad (2)$$

где ε — постоянный скалярный фермион.

От полей с индексами $a=0, 1, 2, 3$ обычным преобразованием Вайнберга перейдем к полям с индексами $\sigma=1, 2, Z, A$:

$$\begin{aligned} B_0^\mu &= -B_Z^\mu \sin \vartheta_W + B_A^\mu \cos \vartheta_W, \\ B_3^\mu &= B_Z^\mu \cos \vartheta_W + B_A^\mu \sin \vartheta_W, \end{aligned}$$

плюс такие же соотношения для духовых полей.

В лагранжиане (1) много лишних степеней свободы; чтобы от них избавиться, наложим на поля ряд ограничений:

$$\begin{aligned} \dot{B}_0^j &= \dot{C}_\sigma = \ddot{C}_\sigma = 0 \quad (j=0, 1, 2, 3), \quad \dot{B}_A^\kappa(x, 0) = M, \\ \dot{B}_A^\kappa(x, \omega) &= 0 \quad (\omega \neq 0), \quad \dot{B}_0^\sigma = 0 \quad (\sigma \neq A). \end{aligned}$$

Будем также считать, что отличны от нуля только следующие редуцирующие функции:

$$\tilde{g}_A(0) = \tilde{g}_1(\Omega) = \tilde{g}_2(\Omega) = \tilde{g}_Z(2\Omega) = 1,$$

где Ω кратно π/l .

После наложения этих ограничений остаются отличными от нуля только 19 редуцированных полей $\langle B_\sigma^\mu \rangle$, имеющих нормальную связь спина со статистикой, и 8 редуцированных духовых полей $\langle C_\sigma \rangle$, $\langle \bar{C}_\sigma \rangle$. В результате, если учитывать только взаимодействующие поля, то лагранжиан (1) соответствует $19-8=11$ физическим степеням свободы. Это ровно столько, сколько необходимо для описания трех массивных и одного безмассового векторных полей.

Формально выражение (1) имеет вид лагранжиана безмассовых полей, однако эффективно массовые члены в нем присутствуют. Они, по-первых, возникают за счет дифференцирования по координате κ из квадратичной части лагранжиана, во-вторых, — за счет постоянной составляющей M поля $\dot{B}_A^\kappa$ из неквадратичной части.

Для полей B_σ^j ($j=0, 1, 2, 3$) квадраты масс получаются следующими:

$$M_{1,2}^2 = \Omega^2 + g^2 M^2 \sin^2 \vartheta_W, \quad M_Z^2 = 4\Omega^2, \quad M_A^2 = 0,$$

для духовых полей и полей B_σ^* (при $\lambda=1$)

$$m_{1,2}^2 = \Omega^2, \quad m_z^2 = 2\Omega^2, \quad m_A^2 = 0.$$

Лагранжиан (1) (при калибровке $\lambda=1$) приводит к следующим выражениям для сверток полей:

$$(B_\sigma^j B_{\sigma'}^k) = g^{jk} \frac{\delta_{\sigma\sigma'}}{p^2 - M_\sigma^2}, \quad (B_\sigma^* B_{\sigma'}^j) = 0,$$

$$(B_\sigma^* B_{\sigma'}^*) = (C_\sigma \bar{C}_{\sigma'}) = \frac{\delta_{\sigma\sigma'}}{p^2 - m_\sigma^2}.$$

Здесь p^2 — квадрат четырехимпульса.

Поскольку все свертки при больших p^2 ведут себя как $(p^2)^{-1}$, то модель векторных калибровочных полей, задаваемая лагранжианом (1), оказывается перенормируемой. С другой стороны, инвариантность действия относительно преобразований (2) обеспечивает унитарность матрицы рассеяния в физическом секторе, т. е. делает модель физически содержательной.

Таким образом, введение пятой компактной координаты позволяет построить перенормируемую модель массивных калибровочных полей, не прибегая к механизму Хиггса.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Славнов Д. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30, № 4. С. 85.
[2] Хуанг К. Кварки, лептоны и калибровочные поля. М., 1985. [3] Vecchi C., Rouet A., Stora R. H. // Ann. of Phys. (N. Y.). 1976. 98. P. 287. [4] Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика. М., 1986.

Поступила в редакцию
07.09.89

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

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 549.121.7

МОДИФИКАЦИЯ СПЕКТРА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ФОТОННОМ ПОЛЕ СТЕПЕННОГО СПЕКТРА

И. П. Иваненко, В. В. Сизов

(НИИЯФ)

Исследуется изменение формы спектра высокоэнергетичного гамма-излучения по мере его прохождения через фотонное поле степенного спектра (рентгеновское излучение в активной зоне компактных гамма-источников). Устанавливается связь между характеристиками поля и спектра гамма-излучения.

Большинство известных в настоящее время компактных гамма-источников одновременно являются источниками рентгеновского излучения. Высокоэнергетичное излучение, проходя через область генерации излучения меньшей энергии, взаимодействует с ним и порождает электронно-фотонный каскад. Если путь, проходимый гамма-излучением в низкоэнергетичном фотонном поле, значительно превышает длину свободного пробега гамма-кванта, спектр гамма-излучения может заметно отличаться от исходного [1]. В настоящей работе на основе численного и аналитического расчетов дается качественный анализ и оценивается величина этого эффекта.

Предположим, что пучок гамма-квантов, проходящий через фотонное поле, первоначально имеет степенной спектр, ограниченный со стороны малых и больших энергий:

$$I(E) = I_0/E^\gamma, \quad E_1 \leq E \leq E_2.$$