ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ИФВЭ 69-90

На правах рукописи

Б.А.Арбузов

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

041 - теоретическая и математическая физика

А в т о р е ф е р а т

диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук С.С.Герштейн, доктор физико-математических наук В.Г.Кадышевский, доктор физико-математических наук Ю.М.Широков.

Ведущее научно-исследовательское учреждение – Институт математики СОАН СССР.

Автореферат разослан "_11_" ___XII___ 1969 г.

Защита диссертации состоится "___" __I__ 19~~69~~70 г. на заседании Совета Лаборатории теоретической физики.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке.

Б.А.Арбузов

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

А в т о р е ф е р а т

диссертации, представленной на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Рукопись поступила в издательскую группу
6 октября 1969 года.

В диссертации рассматриваются некоторые геометрические схемы, предложенные автором для описания отдельных разделов теории элементарных частиц. В первую очередь обсуждается возможность геометризации электромагнитного поля (глава 1)[1,2] и связанные с ней вопросы возможной нелинейности электродинамических уравнений (глава II)[3,4] и нарушения CP-и T-инвариантностей (глава III)[5-8]. Затем предлагается и исследуется геометрическая схема слабых взаимодействий (глава 1У)[9-11]. Мы старались всегда указывать пути экспериментальной проверки высказываемых предположений, поэтому в диссертации с равным вниманием обсуждаются и математические детали, и расчеты экспериментальных следствий, которые, где это возможно, доведены до числа.

Побудительной причиной для изучения геометрических схем описания электромагнитного поля послужило положение в физике элементарных частиц, создавшееся после открытия несохранения CP-инвариантности[12]. Гипотеза о CP-инвариантности была высказана на основании весьма убедительных рассуждений[13]. Действительно, из свойств пространства-времени следует, что операция сдвига по времени коммутирует с операцией отражения пространства, что соответствует сохранению оператора, связанного с отражением пространства. После открытия несохранения четности с таким оператором можно было отождествить только комбинированную инверсию CP. Наблюдающееся несохранение CP-инвариантности свидетельствует поэтому либо о неполноте наших знаний о структуре пространства, либо о существовании новой операции сопряжения (зеркальные частицы)/14/, либо о необходимости существенного пересмотра представлений о дискретных симметриях/15/. Остановившись на первой возможности, мы рассмотрели вариант геометрического описания электромагнитного поля в пространстве аффинной связности, в котором отличны от нуля тензоры кривизны B^{l}_{jkl} и кручения $\Omega^{\dot{l}}_{j\,k}$. В разделе 2 изучается частный случай пространства с абсолютным параллелизмом (тензор кривизны равен нулю, но тензор кручения отличен от нуля) и с обычной метрикой Минковского. Показано, что аффинная связность в таком пространстве имеет вид :

$$L^{i}_{jk} = (\delta^{i}_{s} + F^{i\cdot}_{\cdot s})\partial_k F^{\cdot s}_{j\cdot} , \qquad (1)$$

где на тензор F_{ij} наложено условие ортогональности, оставляющее у него лишь шесть независимых компонент. Это дает возможность однозначно связать этот тензор с электромагнитным полем E_{ij}, также имеющим шесть компонент. В разделе 3 изучается случай пространства общего вида, в котором и кривизна и кручение отличны от нуля. Задача заключается в отыскании связности, зависящей как от метрического тензора g_{ij} так и от тензора F_{ij}, на который наложено условие ортогональности, удовлетворяющей известному закону преобразования и условию согласованности с метрикой. Показано, что связность имеет вид:

$$L^{n}_{ml} = (\delta^{n}_{z} + F^{n\cdot}_{\cdot z})(\delta^{s}_{m} + F^{\cdot s}_{m\cdot})\Gamma^{z}_{sl} + (\delta^{n}_{k} + F^{n\cdot}_{\cdot k})\partial_l F^{\cdot k}_{m\cdot} , \qquad (2)$$

где $\Gamma^{z}_{s\ell}$ – известные символы Кристоффеля, а упоминавшееся условие ортогональности имеет вид :

$$\left(\delta^{\ell}_{m} + F^{\ell\cdot}_{\cdot m}\right)\left(\delta^{m}_{s} + F^{\cdot m}_{s\cdot}\right) = \delta^{\ell}_{s} . \qquad (3)$$

Выражение для связности (2) является основой схемы и может быть использовано для одновременного описания гравитационного ($\Gamma^{z}_{s\ell}$ выражается через метрический тензор) и электромагнитного полей. Важно отметить, что связность (2) оказывается согласованной с обычным лагранжианом теории тяготения и получается из него, если мы откажемся от условия равенства кручения нулю. В разделе 4 исследуются уравнения, которым может удовлетворять тензор F_{ij} . Показано, что использование геометрических тождеств Бьянки сильно сужает класс возможных уравнений, в частности из геометрических соображений для антисимметричной части $f_{ij} = \frac{1}{2}(F_{ij} - F_{ji})$ получаются уравнения, совпадающие со второй группой уравнений Максвелла. Это позволяет ввести векторный потенциал электромагнитного поля и однозначно связать электромагнитное поле с тензором

$$f_{ij} = \pm \frac{\ell_0^2}{e} E_{ij} . \qquad (4)$$

Здесь ℓ_0 – новая постоянная размерности длины, которая определяет степень влияния электромагнитного поля на геометрию и подлежит определению из опыта. Рассмотрено также обобщение первой группы уравнений Максвелла и показано, что геометрическая теория приводит к нелинейным уравнениям, причем константа нелинейности определяется той же длиной ℓ_0. В разделе 5 рассматривается движение по геодезическим линиям пространства в качестве обобщения движения по инерции. Это дает возможность получить ограничения на длину ℓ_0 из астрономических данных. Показано, что геометризация электромагнитного поля приводит к появлению новой универсальной электромагнитной силы, которая нарушает Т-инвариантность. Для покоящегося тела в переменном электрическом поле эта сила имеет вид :

$$\vec{F} = mc \frac{l_0^2}{e} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} . \tag{5}$$

Обсуждаются возможности опытов по поискам этой силы, которые позволили бы судить о справедливости теории. Для длины l_0 из совокупности данных получается ограничение $l_0 \lesssim 10^{-14}$ см.

Во второй главе рассмотрены некоторые эффекты возможной нелинейности уравнений электродинамики. Такая нелинейность может возникнуть как следствие обсуждавшейся выше геометризации электромагнитного поля, но возможны, разумеется, и другие причины ее возникновения. В разделе 6 вычислена энергия взаимодействия двух зарядов в первом порядке по нелинейности в лагранжиане электромагнитного поля. В результате возникновения расходимостей в выражении для энергии взаимодействия зарядов, которые устраняются обрезанием на характерной длине l_0, поправка к энергии взаимодействия за счет нелинейности оказывается весьма существенной и на больших расстояниях между зарядами имеет вид :

$$\Delta V = - \frac{e_1 e_2 l_0^2}{r^3} . \tag{6}$$

Эта поправка приводит, в частности, к сдвигу атомных уровней, что может проявиться, например, в Лэмбовском сдвиге. В разделе 7 обсуждается расхождение между теорией и опытом в Лэмбовском сдвиге /16/ и показано, что поправка к энергии взаимодействия (6) приводит к сдвигу частоты Лэмбовского сдвига в водороде на величину

$$\Delta \nu_H = \frac{e^2 l_0^2}{4\pi \hbar a^3} \ln \frac{a}{r_0} ; \tag{7}$$

где a – радиус Боровской орбиты, r_0 – длина, характеризующая размеры протона. Для описания расхождения между теорией и опытом требуется значение длины $\ell_0 \simeq 10^{-14}$ см. Обсуждается также зависимость эффекта от заряда ядра Z и главного квантового заряда числа n, которая имеет вид:

$$\Delta \nu_{Z,n} = \frac{8Z^4}{n^3} \Delta \nu_H . \tag{8}$$

Такая зависимость находится в согласии с имеющимися данными. В разделе 8 показано, что та же поправка (6) приводит к эффективному изменению формфакторов заряженных частиц при малых передачах импульса. Например, электрический формфактор протона при малых q^2 в этом случае имеет вид:

$$F(q^2) = 1 - \frac{r_0^2}{6} q^2 + \frac{\ell_0^2}{2} q^2 \ln q^2 r_0^2 \tag{9}$$

вместо обычного выражения $1 - \frac{r_0^2}{6} q^2$. Область малых передач импульса в настоящее время изучена недостаточно и данные не исключают поведения (9).

В третьей главе обсуждаются проблемы несохранения CP- и T-инвариантностей. В разделе 9 дан обзор современного состояния проблемы, рассмотрены различные теоретические модели, предлагавшиеся для объяснения наблюдаемого эффекта несохранения CP-инвариантности, и эксперименты, которые могут служить их проверкой. В частности, предлагается и подробно обсуждается эксперимент по поискам эффектов несохранения T-инвариантности в распадах $\pi^\pm, K^\pm \to e^\pm \nu \gamma$. Эти распады удобны для поисков таких эффектов, так как амплитуды их сильно подавлены, поэтому даже малое по абсолютной величине нарушение T-инвариантности может здесь заметно проявиться. Показано, что в варианте миллислабого нарушения CP-инвариантности в этих редких процессах предсказываются значительные T-нечетные корреляции относительно поляризации фотона $\vec{\xi}$ вида

$(\vec{n}_1\ \vec{\xi})$, $(\vec{n}_2\ \vec{\xi})$, (где $\vec{n}_1$, $\vec{n}_2$ – два единичных вектора, перпендикулярные между собой и к импульсу фотона) и относительно поляризации электрона вида ($\vec{q}[\vec{K}\ \vec{\sigma}]$). В разделе 10 обсуждается возможный вид CP-нечетного лагранжиана взаимодействия спинорных частиц с фотонами, который согласуется с геометрическим описанием электромагнитного поля, предложенным в главе 1. Воспользовавшись определением ковариантной производной спинора, мы получили общий вид лагранжиана взаимодействия мультиплета спинорных частиц Ψ с электромагнитым полем:

$$\mathcal{L}_{int} = i\frac{\ell_0^2}{2e}[\partial_k\bar{\Psi}\gamma_n A\Psi - \bar{\Psi}\gamma_n A\partial_k\Psi]F^{nk}, \qquad (10)$$

где A – матрица, действующая на частицы, как целое. Если в этом взаимодействии сохраняется странность, мы приходим к электромагнитному варианту нарушения CP-инвариантности при значении длины $\ell_0 \simeq 10^{-14}$ см. Если странность может изменяться на единицу, то при значении $\ell_0 \simeq (10^{-17} \div 10^{-18})$ см получается слабоэлектромагнитный вариант, который подробно обсуждается в разделе 11. На основе лагранжиана, полученного в предыдущем разделе, обобщенного также на случай возможного несохранения четности, рассматриваются эксперименты, которые могут служить проверкой слабоэлектромагнитного варианта. При этом оказывается, что предпочтительным является вариант, предусматривающий сохранение четности. Основные следствия последнего варианта следующие:

1) для параметров η^{+-}, η_{00}, ε выполняются предсказания сверхслабой модели.

2) Электрические дипольные моменты частиц появляются лишь во втором порядке по слабому взаимодействию,и поэтому должны быть малыми.

3) Должен существовать распад $K_L \to \pi^0 e^+ e^-$ с вероятностью $\sim 10^{-6}$ от полной вероятности распада K_L.

4) В распадах $K_{L,S} \to 2\gamma$ должна наблюдаться интерференция, причем несохранение СР присутствует лишь в распаде $K_S \to 2\gamma$.

5) В распадах $K \to 2\pi\gamma$ не должно быть заметных эффектов нарушения СР-инвариантности.

6) В распадах $K \to 3\pi\gamma$ эффекты нарушения СР-инвариантности могут быть значительны; большой интерес представляет распад $K_L \to 3\pi\gamma$. Таким образом, этот вариант не содержит противоречий с экспериментом и дает достаточно четкие предсказания.

В четвертой главе рассматривается геометрическая схема слабых взаимодействий лептонов и барионов. Эта схема не включает в себя геометрическое описание электромагнитного поля, которое мы обсуждали выше. Наводящими соображениями о возможной связи слабых взаимодействий с изменением структуры пространства служат свойство универсальности и наличие в теории константы размерности длины

$$\ell_W = \sqrt{G/\hbar c} \doteq 6.10^{-17}\text{см.}$$

Основываясь на этих соображениях, мы предприняли попытку построить геометрическую схему слабых взаимодействий, опираясь на следующие основные предположения: пространство искривлено на малых расстояниях $\lesssim \ell_W$ вблизи частиц, геометрические величины связаны с фундаментальными полями, а фундаментальные спинорные мультиплеты описываются спинорными представлениями многомерного пространства, в котором четырехмерное пространство является поверхностью. При этом оказывается, что мы можем описывать таким образом 2^k спинорных частиц, например, 4 лептона и 8 барионов. В этой схеме нет места для триплетов частиц, поэтому экспериментальное обнаружение, например, кварков противоречило бы ее основам. На основе высказанных предположений, в разделе 13 развивается геометрическая схема, связанная с рассмотрением уравнений четырехмерной поверхности в m -мерном псевдоэвклидовом пространстве. Коэффициенты $\omega_{\alpha\beta k}$, определяющие геометрию поверхности, задаются в виде билинейных комбинаций спиноров вида:

$$\omega_{\alpha\beta k} = \bar{\Psi} B_{\alpha\beta k} \Psi , \tag{11}$$

где $B_{\alpha\beta k}$ – некоторая матрица из алгебры многомерных γ -матриц. Затем для спинора Ψ постулируется уравнение, получающееся из уравнения Дирака (с нулевой массой), заменой обычной производной спинора на ковариантную. В результате мы приходим к четырехфермионному взаимодействию с $V-A$ вариантом. Интересно отметить, что в геометрической схеме естественно получается несохранение четности в слабом взаимодействии. В разделе 14 схема конкретизируется для описания слабых взаимодействий 4 лептонов и 8 барионов. При рассмотрении слабых взаимодействий лептонов использование закона сохранения мюонного заряда и соображений соответствия между классической и квантовой теориями приводит к лагранжиану взаимодействия в виде произведения заряженных токов:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{G}{\sqrt{2}} j_\alpha j_\alpha^+ ; \quad j_\alpha = (\bar{\mu}\gamma_1(1+\gamma_5)\nu_\mu - \bar{e}\gamma_2(1+\gamma_5)\nu_2). \tag{12}$$

При включении в схему барионов прежде всего мы приходим к результату об универсальности слабых взаимодействий, который следует из требования, чтобы геометрические уравнения вытекали из некоторого лагранжиана. Далее мы находим, что кроме электрического заряда существует еще один сохраняющийся заряд F , который переносит на барионы понятие мюонного заряда. Сохранение заряда F приводит к выполнению правил отбора $|\Delta S| \leq 1$, $\Delta S = \Delta Q$.

При этом в определении матриц для барионов еще остается произвол, который приводит к лангранжиану взаимодействия с неопределенным параметром θ, который почти точно совпадает с углом Кабиббо /17/.

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{G}{\sqrt{2}}(\mathcal{J}+j)(\mathcal{J}^{+}+j^{+});$$

$$\mathcal{J} = \cos\theta[\bar{\Xi}^{-}\Xi^{0} + \bar{p}n - \bar{Y}^{0}\Sigma^{-} - \bar{\Sigma}^{+}Z^{0}] - \qquad (13)$$

$$- \sin\theta[\bar{p}Y^{0} + \bar{Z}^{0}\Xi^{-} + \Sigma^{+}\Xi^{0} + \bar{n}\Sigma^{-}],$$

где мы опустили между спинорами матрицы $\gamma_\alpha(1+\gamma_5)$; Y^0, Z^0 – комбинации полей Σ^0, Λ; определение j дано в (12). Кратко обсуждается отношение полученного лагранжиана к известному лагранжиану Кабиббо. Подчеркивается важность измерений (V, A), структура распадов $\Sigma^{\pm} \to \Lambda e^{\pm}\nu$.

Результаты, вошедшие в диссертацию неоднократно докладывались на международных и всесоюзных конференциях, на сессиях Отделения Ядерной Физики АН СССР и опубликованы в работах /1–11/.

Л и т е р а т у р а

1. Б.А.Арбузов, А. Т.Филиппов.ЖЭТФ, 52, 1092 (1967).
2. Б.А.Арбузов. ЖЭТФ, 56, 1046 (1969).
3. Б.А.Арбузов. Письма ЖЭТФ, 9, 705 (1969).

5. Б.А. Арбузов. УФН, 95, 460 (1968).
6. B.A.Arbuzov, A.T.Filippov.Phys.Lett.,20, 537 (1966).
7. B.A.Arbuzov,A.T.Filippov. Phys. Lett.,21, 711 (1966),
8. Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов. Препринт ОИЯИ Р2-3067, Дубна,1966.
9. Б.А.Арбузов. ЖЭТФ, 46, 1285 (1964).
10. Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов. ЖЭТФ, 51, 1389 (1966).
11. Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов. Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. Киев, изд-во "Наукова думка", 1967 стр.517.
12. J.Christenson et al. Phys.Rev. Lett.,13, 138 (1964).
13. Л.Д. Ландау. ЖЭТФ, 32, 405 (1957); T.D.Lee, C.N. Yang. Phys. Rev.,105, 1671 (1957); E.P.Wigner.Bull. Am. Phys. Soc.,2, 36 (1957).

14. T.D.Lee, C.N.Yang, Elementary Particles and Weak Interactions, Brookhaven National Laboratory (1957).
15. T.D.Lee, G.C.Wick . Phys. Rev., 148, 1385 (1966).
16. R.T.Robiscoe. Phys. Rev., 168, 4, 1968.
17. N.Cabibbo. Phys. Rev. Lett., 10, 531 (1963).