

4. Волосов В. М., Моргунов Б. И. ДАН СССР, 151, № 6, 1260, 1963.
5. Волосов В. М. «Успехи матем. наук», 17, № 6, 3, 1962.
6. Малкин И. Г. Некоторые задачи теории нелинейных колебаний. М., Гостехиздат, 1956.

Поступила в редакцию
27. 10 1966 г.

Кафедра
математики

УДК 539.12.01

Д. Д. ИВАНЕНКО, Б. Н. ФРОЛОВ

ОБЪЕДИНЕННОЕ ОПИСАНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКИХ И ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СВОЙСТВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Согласно теореме А. Фридмана [1] псевдориманово многообразие $V_n(p, q)$ ($n = p + q$) может быть локально погружено в псевдоевклидово пространство $E_m(\bar{p}, \bar{q})$, где $m \geq \frac{n(n+1)}{2}$, $\bar{p} \geq p$, $\bar{q} \geq q$, $m = \bar{p} + \bar{q}$. Из этой теоремы вытекает, что наименьшим (в смысле размерности) псевдоевклидовым пространством, в которое может быть локально погружено реальное пространство — время $V_4(1, 3)$, будет $E_{10}(\bar{p}, \bar{q})$, где $\bar{p} + \bar{q} = 10$ и $\bar{p} > 1$, $\bar{q} > 3$. Для определенности выберем $E_{10}(1, 9)$.

В пространстве $E_{10}(1, 9)$ выделим касательное к $V_4(1, 3)$ подпространство $E_4(1, 9)$, фундаментальной группой [2, 3] которого является однородная группа Лоренца $O(1, 3)$, а ортогональное к нему подпространство оснащения (по терминологии Схоутена [3]) будет E_6 с фундаментальной группой $O(6)$. Таким образом, $V_4(1, 3)$ становится оснащенным римановым пространством [3]. Фундаментальной группой всего объемлющего пространства $E_{10}(1, 9)$ является группа $O(1, 9)$.

Будем теперь рассматривать группу $O(1, 9)$ в качестве группы симметрии элементарных частиц. Эта группа содержит в качестве подгруппы, с одной стороны, группу Лоренца $O(1, 3)$, действующую в касательном пространстве и связанную со спиновыми свойствами частиц, а с другой стороны, действующую в подпространстве оснащения группу $O(6)$, описывающую внутренние изотопические свойства частиц. Группа $O(6)$ локально изоморфна группе $SU(4)$ и в свою очередь содержит в качестве подгруппы группу $SU(3)$ и группу $O(5)$. Последнее существенно, так как представление $D(1, 0)$ группы $O(5)$ можно попытаться отождествить с четырьмя лептонами [6—10].

Аналогом группы $SU(6)$ в данной теории является группа $O(9)$. Интересно отметить, что группа $O(9)$ является наименьшей (в смысле ранга) физически допустимой группой, содержащей в качестве своей подгруппы прямое произведение $SU(3) \times O(3)$. Фундаментальное спинорное представление группы $O(9)$ является шестнадцатикомпонентным и при редукции $O(9) \supset SU(3) \times O(3)$ описывает октет барионов со спином $1/2$ *. Полная группа $O(1, 9)$ представляет собой релятивистское обобщение группы $O(9)$. Группа $O(1, 9)$ имеет два типа фундаментальных 16-компонентных представлений, связанных друг с другом операцией «зеркального сопряжения» [11, 12]. Переход к группе $O(1, 9)$ соответствует переходу от двухкомпонентных спиноров к четырехкомпонентным. В теории группы $O(1, 9)$ октетный мультиплет является наименьшим, и кварковых представлений не возникает.

Таким образом, группа $O(1, 9)$ является аналогом однородной группы Лоренца $O(1, 3)$, но уже учитывающим наряду с внешними также внутренние, т. е. изотопические свойства элементарных частиц.

Интересно отметить, что в данном подходе возникают два различных аналога специрелятивистского понятия спинового момента. Один из них связан с группой Лоренца, действующей в касательном пространстве, и назван нами «внутренним» спиновым моментом. Эта величина по своим свойствам является таким же внутренним квантовым числом, как изоспин и гиперзаряд. С другой стороны, существует также величина, которую разумно назвать «внешним» спиновым моментом, которая связана с преобра-

* Группа $O(8)$, также содержащая прямое произведение $SU(3) \cdot SU(2)$, имеет два типа фундаментальных восьмикомпонентных представлений, связанных друг с другом операцией «зеркального сопряжения» [11, 12], которые не могут описывать унитарный октет спина $1/2$.

зованиями пространственно-временных координат и сохраняется, как обычно, в сумме с угловым моментом.

Чтобы ввести в настоящую теорию группу Пуанкаре (неоднородную группу Лоренца), нужно наряду с касательным пространством Минковского ввести соприкасающееся пространство де-Ситтера $S(1,4)$ с фундаментальной группой $O(1,4)$, из которой обычным предельным переходом $R \rightarrow \infty$ (где R — радиус сферы де-Ситтера) [4] получается группа Пуанкаре.

Настоящая теория может в определенном смысле рассматриваться как обобщение классического тетрадного формализма общей теории относительности, при котором сопоставляемое каждой точке риманова многообразия присоединенное пространство Клейна [10] состоит не только из касательного пространства (как в обычном подходе), но также и из пространства оснащения. Так же, как в классической ОТО, в данной теории обычные трансляции появляются только в пределе отсутствия гравитационного взаимодействия. Но в данной теории появляется новая возможность введения операторов «обобщенных трансляций» при помощи соприкасающегося пространства де Ситтера.

Изложенные в настоящей работе соображения представляют собой модификацию наших идей о слиянии обычного и изотопического пространства [5], соответствующих групповому подходу. Развивая их, можно получить в рамках данной теории обобщенную теорему Людерса—Паули в виде

$$CP\tilde{P}T = 1, \quad (1)$$

где P — оператор отражения в касательном пространстве Минковского, а $\tilde{P}$ — оператор отражения в пространстве оснащения. Сформулированное обобщение $C\tilde{P}T$ -теоремы можно попытаться применить к объяснению аномального K_2^0 -распада, так как согласно (1) в принципе возможны виды взаимодействий, не инвариантные относительно обычной операции CPT , что позволяет совместить CP -несохранение с T -инвариантностью.

В заключение отметим, что теорема Фридмана о локальном погружении оставляет неопределенной сигнатуру пространства оснащения, что наряду с компактной группой $O(6)$ вводит в рассмотрение некомпактные группы вида $O_6(p, q)$ $p+q=6$. Основное отличие указанных некомпактных групп от группы $O(6)$ состоит в том, что конечномерные представления этих групп являются неунитарными. Поэтому, если наложить на рассматриваемые в настоящей работе конечномерные представления требование унитарности, то выбор компактной группы $O(6)$ (а вместе с тем и сигнатуры объемлющего пространства E_{10}) оказывается однозначным.

Представляется, однако, целесообразным наряду с группой $O(6)$ в качестве возможной внутренней группы симметрии элементарных частиц исследовать также некомпактную группу вида $O_6(p, q)$, $p+q=6$. Если отвлечься от соображений унитарности, то структуры конечномерных представлений указанных некомпактных групп и группы $O(6)$ связаны известными приемами аналитического продолжения и унитарного ограничения (унитарного трюка Вейля) [12]. В силу этого, те общие соображения о конечномерных представлениях, которые были высказаны в данной работе, остаются справедливыми и для соответствующих некомпактных групп. Из всех некомпактных групп подобного типа наиболее привлекательной, на наш взгляд, является группа $O(2,4)$, локально изоморфная конформной группе $SU(2,2)$. Эта группа в качестве группы симметрии элементарных частиц в последнее время усиленно изучается Французской школой де Бройля [13].

Авторы благодарят Д. П. Желобенко за обсуждение некоторых моментов теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Friedman A., Rev. Mod. Phys., **37**, 201, 1965 (в Сб. Гравитация и топология, под ред. Д. Д. Иваненко. М., «Мир», 1966).
2. Клейн В. Эрлангенская программа. В Сб. Об основаниях геометрии, под ред. А. П. Нордена. М., Гостехиздат, 1956, стр. 399.
3. Схоутен И., Стройк О. Введение в новые методы дифференциальной геометрии, т. I. М., ИЛ, 1939.
4. Fronsdal C. Rev. Mod. Phys., **37**, 221, 1965.
5. Ivanenko D., Sokolik A. Nuovo Gim., **6**, 226, 1957; Pais A. J. Math. Phys., **3**, No. 6, 1135, 1962.
6. Lovelace C. Nuovo Gim., **37**, 225, 1965.
7. Lai C. S. Phys. Rev., **137** (4B), 1072, 1965.
8. Ачасов Н. Н., Мурадян Р. М. Препринт ОИЯИ, P-2523, 1965.
9. Кадышевский В. Г. Препринт ОИЯИ, P-2562, 1966.
10. Фролов Б. Н. В сб. Гравитация и микромир, под ред. Д. Д. Иваненко. М., «Наука», 1967.

11. Желобенко Д. П. «Успехи матем. наук», вып. 1, 1962.
12. Желобенко Д. П. Лекции по теории групп Ли. Дубна, 1965.
13. Bohm D., Flato M., Sternheimer, Vigier J.-P. Nuovo Cim., 38, 1041, 1965.

Поступила в редакцию
26. 10 1966 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.12.01

Ю. П. ИВАНОВ

ВЛИЯНИЕ ЗАТУХАНИЯ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОНОВ ОТДАЧИ В $\bar{\nu}e$ -РАССЕЯНИИ

Поляризационные эффекты в $\bar{\nu}e$ -рассеянии по 4-компонентной теории нейтрино [1, 2, 3, 4] были рассмотрены в ряде работ как с учетом только продольной [5, 6, 7], так и при наличии поперечных составляющих спина налетающих электронов [8].

Влияние затухания на сечение указанного процесса было учтено в [7].

В данной работе мы рассмотрим учет влияния затухания на поляризационные свойства электронов отдачи при наличии продольно поляризованных налетающих электронов.

В [7] получены в рамках теории затухания следующие матричные элементы $\bar{\nu}e$ -рассеяния:

$$\begin{aligned} M_{-1-1}^{-1-1} &= M_{+1+1}^{+1+1} = G \sqrt{2} (1 - \beta) \left[\frac{1}{D_0} - \frac{z}{D_1} \right], \\ M_{-1+1}^{-1+1} &= M_{+1-1}^{+1-1} = -G \sqrt{2} (1 + \beta) \frac{1 + z}{D_1}, \\ M_{-1+1}^{-1-1} &= M_{+1+1}^{+1-1} = G \sqrt{2} \sqrt{1 - \beta^2} \frac{\sqrt{1 - z^2}}{D_1}, \\ M_{-1-1}^{-1+1} &= M_{+1-1}^{+1+1} = -G \sqrt{2} \sqrt{1 - \beta^2} \frac{\sqrt{1 - z^2}}{D_1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь z — косинус угла рассеяния, $\beta = v(c = \hbar = 1)$, а

$$D_0 = 1 + i \frac{G(1 - \beta) k^2}{\sqrt{2\pi}(1 + \beta)}; \quad D_1 = 1 - i \frac{Gk^2(3 + \beta)}{3\sqrt{2\pi}(1 + \beta)} \quad (2)$$

Используя приведенные матричные элементы, можно вычислить составляющие псевдовектора спина [9, 10] рассеянного электрона при продольной поляризации налетающего электрона.

В результате получим:

$$\begin{aligned} s_3^0 &= (-s_v) \frac{1 - s_v s}{2} \frac{\beta + z}{1 + \beta z} + s_v \frac{1 + s_v s}{2} \frac{(1 - \beta)^2 \left| \frac{1}{D_0} - \frac{z}{D_1} \right|^2 - \frac{(1 - \beta^2)(1 - z^2)}{|D_1|^2}}{(1 - \beta)^2 \left| \frac{1}{D_0} - \frac{z}{D_1} \right|^2 + \frac{(1 - \beta^2)(1 - z^2)}{|D_1|^2}}, \\ s_2^0 &= -\frac{1 + s_v s}{2} \frac{\sqrt{1 - \beta^2} \sqrt{1 - z^2} 2i_m \left(\frac{1}{D_1^* D_0} \right)}{(1 - \beta)^2 \left| \frac{1}{D_0} - \frac{z}{D_1} \right|^2 + \frac{(1 - \beta^2)(1 - z^2)}{|D_1|^2}}, \end{aligned} \quad (3)$$