ЕФИ-775(2)-85

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

Р.В.ТЕВИКЯН

ГРАВИТАЦИЯ И ВАКУУМНОЕ ПОЛЕ

ЕРЕВАН-1985

ЕФИ-775(2)-85

УДК 530.145

Р.В.ТЕВИКЯН

ГРАВИТАЦИЯ И ВАКУУМНОЕ ПОЛЕ

Предложены уравнения, описывающие частицы со спинами $s=0,\ 1/2,\ 1$ полностью, т.е. описывающие также $2s+2$ предельных полей при $E \to \infty$. Доказано, что обычное действие Гильберта-Эйнштейна для гравитационного поля необходимо дополнить [illegible]ствием для бозе-вак[illegible] поля. Это означает, что [illegible] уравнения гравитации необходимо [illegible] [illegible] квадрату напряж[illegible] бозе-вакуумн[illegible]. На [illegible] групп Пуанкаре предложена таблица возможных [illegible] элементарных частиц. В теории поля введена [illegible] вакуумное по[illegible]

[illegible]

ЕФИ-775(2)-85

R.V.TEVIKIAN

GRAVITATION AND VACUUM FIELD

Equations are proposed that describe particles with the spins $s = 0, \frac{1}{2}, 1$ completely, i.e. $2s+2$ limiting fields at $r \to \infty$ too. It is proved that the ordinary Gilbert-Einstein action for the gravitation field should be complemented by an action for the bose-vacuum field. This implies that a cosmological term proportional to the quadrate of the [illegible] bose-vacuum field should be introduced in gravitation equations. A table of possible interactions of elementary particles posed on the basis of Poincare groups. A third form of matter, the vacuum field, is introduced in the field theory

Yerevan Physics Insitute

Yerevan 1985

Введение

С частицами со спинами $s=0, 1/2, 1$ связаны $2s+2$ предельных поля [I-5] при $E\to\infty$. Можно сказать, что уравнения описывают поле полностью, если они описывают также все связанные с ним предельные поля. Уравнения Клейна - Гордона, Дирака и Прока описывают частицы не полностью, а только предельные поля с максимальной спиральностью. При полном описании поля частиц $s=0$, $m^2>0$ в теорию необходимо ввести бозе-вакуумное поле класса $P_\mu=0$, представления группы Пуанкаре.

Показано, что действие Гильберта - Эйнштейна [6] необходимо дополнить действием бозе-вакуумного поля. Только в этом случае совокупность физических состояний будет замкнута относительно предельного перехода $E\to\infty$. Установлен физический смысл теории гравитации.

На основе группы Пуанкаре предложена таблица возможных взаимодействий элементарных частиц.

Полное описание частиц

Поле частиц со спином $s=I$ описывает приводимое представление группы Лоренца

$$D(1,0)\oplus D(0,1)\oplus D(1/2,1/2).$$

В пределе бесконечной энергии частицы $E\to\infty$, и следовательно $m\to 0$, приводимое представление распадается и описывает че-

[четы]ре предельных поля со спиральностями $j = \pm 1,\ 0,\ -1,\ +1$, описывающими соответственно представления $D(1,0) \oplus D(0,1)$, $D(1/2, 1/2), D(1,0), D(0,1)$. Можно сказать, что лагранжиан описывает поле со спином $S = 1$ полностью только в том случае, если он также описывает всевозможные предельные поля при $E \to \infty$. [Обы]чное уравнение Прока описывает поле $S = 1$ не полностью, так [ка]к описывает только одно предельное поле $j = \pm 1$.

Для описания четырех предельных полей лагранжиан должен содержать четыре произвольных параметра.

Лагранжиан, описывающий поле $S = 1$ полностью, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = &- \frac{1}{2}\left(a_1 F^{-}_{\mu\nu} + a_2 F^{+}_{\mu\nu}\right)\left(\partial^\mu \overset{*}{A}{}^\nu - \partial^\nu \overset{*}{A}{}^\mu\right) \\ &- \frac{1}{2}\left(a_1 \overset{*}{F}{}^{-}_{\mu\nu} + a_2 \overset{*}{F}{}^{+}_{\mu\nu}\right)\left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) \\ &+ \frac{1}{2} m_1 \overset{*}{F}_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + m_2 \overset{*}{A}_\mu A^\mu . \end{aligned} \qquad (1)$$

где $F^{\pm}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left(F_{\mu\nu} \pm i \widetilde{F}_{\mu\nu}\right)$, $\overset{*}{F}{}^{\pm}_{\mu\nu} = \left(F^{\pm}_{\mu\nu}\right)^*$

Лагранжиан (1) содержит четыре реальных параметра a_1, a_2, m_1, m_2. С помощью каких-либо преобразований исключить какой-нибудь параметр невозможно, так как они принимают также и нулевые значения. Если предположить, что $a_1, a_2 \neq 0$, то эти параметры можно устранить с помощью замены

$$a_1 F^{-}_{\mu\nu} + a_2 F^{+}_{\mu\nu} \to F_{\mu\nu}, \qquad m_1 \to m_1 a_1 a_2 .$$

Если все параметры отличны от нуля, лагранжиан (1) описывает поле $S = 1$ с квадратом массы $m^2 = \frac{m_1 m_2}{a_1 a_2}$.

Если $m_2 = 0$, (1) описывает поле со спиральностью $j = \pm 1$, а при $m_1 = 0$ описывает поле $j = 0$.

Если $m_2 = 0$, $a_2 = 0$, лагранжиан описывает $j = -1$, а при $m_2 = 0$, $a_1 = 0$ поле $j = +1$. Полагая $m_2 = 0$, $a_2 = 0$ из (1) получим уравнения поля

$$\partial^\nu F^-_{\mu\nu} = 0 \qquad (2)$$

и дополнительное условие

$$F^-_{\mu\nu} = 0 \qquad (3)$$

Полученный результат означает, что в пространстве - времени Минковского поле со спиральностью $j = -I$, описывающее представление $D(I,0)$, не существует в свободном состоянии, т.е. оно заперто. Аналогичный результат имеем для поля $j = +I$, описывающего представление $D(0,I)$. Эти результаты не меняются при включении взаимодействия.

Если формально ввести ток в правую часть (2), то получим

$$\partial^\nu F^-_{\mu\nu} = J_\mu \qquad (4)$$

Полагая $F^-_{\mu\nu} = H_{\mu\nu} - i\tilde{H}_{\mu\nu}$ и $J_\mu = J_\mu - iK_\mu$, где $H_{\mu\nu}$, J_μ, K_μ - действительные функции, из (4) получим уравнения Максвелла с магнитным монополем

$$\partial^\nu H_{\mu\nu} = J_\mu \quad , \quad \partial^\nu \tilde{H}_{\mu\nu} = K_\mu \qquad (5)$$

Из факта отсутствия частиц $j = -1$, $+1$ в свободном состоянии следует, что не существует функции Лагранжа для магнитного монополя.

В евклидовом пространстве лагранжиан, описывающий поле S-полностью, имеет вид:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\left[a_1(F_{\mu\nu} - \tilde{F}_{\mu\nu}) + a_2(F_{\mu\nu} + \tilde{F}_{\mu\nu})\right](\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \qquad (6)$$
$$+ \frac{1}{2} m_1 F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + m_2 A_\mu A^\mu .$$

Полагая $m_2 = 0$, $a_2 = 0$ для поля $j = -I$ получим уравнения

$$\partial^\nu (F_{\mu\nu} - \tilde{F}_{\mu\nu}) = 0 \qquad (7)$$

и дополнительное условие

$$F_{\mu\nu} + \tilde{F}_{\mu\nu} = 0 . \qquad (8)$$

Таким образом, в евклидовом пространстве частицы со спиральностями $j=-1$, $+1$ не заперты и существуют в свободном состоянии.

Если на основе (6) ввести поле Янга-Миллса, и положить $m_2=0$, $a_1=0$ $(m_2=0, a_2=0)$, то получим

$$\mathcal{L}=\frac{1}{2}\,\mathrm{tr}\,(F^{\mu\nu}\pm\tilde{F}^{\mu\nu})(\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu+[A_\mu,A_\nu]) - \frac{1}{2g^2}\,\mathrm{tr}\,F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \qquad (9)$$

Из (9) следуют обычные дуальные уравнения.

Поле частиц со спином $s=1/2$ описывает приводимое представление группы Лоренца

$$D(1/2,0)\oplus D(0,1/2)\,.$$

В пределе бесконечной энергии частиц $E\to\infty$ и, следовательно, $m\to 0$, приводимое представление распадается и мы имеем три предельных поля со спиральностями

$$j=\pm 1/2\,,\quad -1/2\,,\quad +1/2\,.$$

описывающие соответственно представления

$$D(1/2,0)\oplus D(0,1/2)\,,\quad D(1/2,0)\,,\quad D(0,1/2)\,.$$

Можно сказать, что уравнение описывает поле $s=1/2$ полностью только в том случае, если оно описывает также три предельных поля при $E\to\infty$.

Уравнение Дирака описывает поле $s=1/2$ не полностью, так как при $E\to\infty$ описывает только поле со спиральностью $j=\pm 1/2$ и не описывает предельные поля $j=-1/2$, $+1/2$

Функция Лагранжа, описывающая поле со спином $s=1/2$ полностью, имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}=\frac{1}{2}i\left[\bar\Psi\gamma^\mu(a_1\eta_L+a_2\eta_R)\partial_\mu\Psi-\partial_\mu\bar\Psi\gamma^\mu(a_1\eta_L+a_2\eta_R)\Psi\right]-m_1\bar\Psi\Psi, \qquad (10)$$

где γ^μ – матрица Дирака, $\eta_L=\frac{1}{2}(1+\gamma_5)$, $\eta_R=\frac{1}{2}(1-\gamma_5)$ – матрицы проектирования $\gamma_5^2=1$. Лагранжиан содержит три произвольных параметра a_1, a_2, m_1. Если все параметры отличны от нуля, тогда лагранжиан описывает поле $s = 1/2$ с квадратом массы $m^2 = \frac{m_1^2}{a_1 a_2}$. При $m_1 = 0$ лагранжиан описывает поле $j = \pm 1/2$. Если $m_1 = 0$, $a_2 = 0$, тогда он описывает поле $j = -1/2$, а при $m_1 = 0$, $a_1 = 0$ – поле $j = +1/2$.

Таким образом, лагранжиан (IO) описывает поле со спином $s = 1/2$ полностью.

Только частицы со спинами $s = 0,\ 1/2,\ 1$ можно описать полностью. Полное описание поля частиц – это физическое требование.

Вакуумное поле

Согласно Вигнеру, представления группы Пуанкаре разбиваются на четыре класса:

$$m^2 > 0, \quad m = 0, \quad P_\mu = 0, \quad m^2 < 0. \qquad \text{(II)}$$

Это означает, что физическая материя может существовать в четырех формах. Поле третьего класса $P_\mu = 0$ будем называть вакуумным полем.

Конечномерное представление группы Лоренца $D(A, B)$ характеризуется двумя числами $A, B = 0, 1/2 \ldots$ Физическое поле, описывающее представление $D(A, B)$, это поле частиц со спиральностью $j = B - A$. В виртуальном состоянии указанным частицам необходимо приписать спин $s = A + B$. Эти соотношения справедливы при условии $A + B \neq 0$. Аналогичные соотношения, полученные в работе Вайнберга [7], не вполне корректны. Полученное ограничение ($A + B \neq 0$) связано с тем фактом, что поле со скалярной напряженностью описывает представление $D(0, 0)$ и относится к классу $P_\mu = 0$, это вакуумное поле, поле без частиц, и говорить о спине и о спиральности этого объекта не имеет смысла.

Поле частиц со спином $s = 0$ описывает приводимое представление $D(1/2, 1/2) \oplus D(0,0)$, и при энергии частиц $E \to \infty$ распадается на два предельных поля, описывающих представления, $D(1/2, 1/2)$ и $D(0,0)$ это поле со спиральностью $j=0$ и вакуумное поле.

Уравнение Клейна – Гордона описывает поле $s=0$ не полностью, так как оно не описывает вакуумное поле в пределе $E \to \infty$. Лагранжиан может описать поле $s=0$ полностью только в том случае, если он также описывает два предельных поля, и следовательно должен содержать два параметра. Всем этим условиям удовлетворяет лагранжиан

$$\mathcal{L} = \varphi^{\mu} \partial_{\mu} \varphi - \frac{1}{2} m_1 \varphi^{\mu} \varphi_{\mu} - \frac{1}{2} m_2 \varphi^2 , \qquad (12)$$

где $m^2 = m_1 m_2$. При $m_2 \neq 0$ Лагранжиан описывает поле со спиральностью $j=0$ и при $m_1 = 0$ описывает вакуумное поле со скалярной напряженностью, удовлетворяющее уравнению $\partial_{\mu} \varphi = 0$ с общим решением $\varphi = const$

Введенное вакуумное поле связано с бозе – системой $s=0$, $m^2 > 0$ и является бозе-вакуумным полем. Таким образом, для полного описания предела $E \to \infty$, поля частиц $s=0$, $m^2 > 0$. необходимо ввести бозе-вакуумное поле.

Аналогичным образом можно ввести ферми-вакуумное поле, описывающее представление $D(0,0)$, класса $P_{\mu} = 0$, и связанных с ферми-системой тахионов [8] $s=0$, $m^2 < 0$.

Представления группы Пуанкаре удобно разбить на две части. К первой части относятся поля, связанные с полем $m^2 > 0$. Они разбиваются на три класса

$$m^2 > 0 , \quad m' = 0 , \quad P'_{\mu} = 0 ; \qquad (13)$$

где $m' = 0$ соответствует полям $m^2 > 0$, $m \to 0$, а $P'_{\mu} = 0$ – это бозе-вакуумное поле.

Ко второй части относятся поля, связанные с полем $m^2 < 0$, они также разбиваются на три класса

$$m'' = 0\,, \quad P_\mu'' = 0\,, \quad m^2 < 0 \qquad (14)$$

где $m'' = 0$ соответствует полям $m^2 < 0$, $m \to 0$, а $P_\mu'' = 0$ – это ферми-вакуумное поле.

Введенные бозе- и ферми-вакуумные поля являются обобщением обычно вводимых бозе- и ферми-вакуумов, соответственно.

На основе лагранжиана (12) видим, что поле класса $m^2 > 0$ и $S = 0$ тесно связано с бозе-вакуумным полем $P_\mu' = 0$, и их разделить нельзя.

Таким образом, приходим к выводу: совокупность физических полей, относящихся к классам $m^2 > 0$, $m' = 0$, будет замкнута при $E \to \infty$, только в том случае, если её дополнить бозе-вакуумным полем класса $P_\mu' = 0$. Следовательно, представления группы Пуанкаре первой части (13)

$$m^2 > 0\,, \quad m' = 0\,, \quad P_\mu' = 0$$

замкнуты относительно предельного перехода $E \to \infty$.
Аналогично, вторая половина группы Пуанкаре

$$m'' = 0\,, \quad P_\mu'' = 0\,, \quad m^2 < 0\,,$$

также замкнута относительно $E \to \infty$.

4. Гравитация и бозе-вакуумное поле

Если лоренц-инвариантность выполняется глобально, как это имеет место в пространстве-времени Минковского, тогда физическая теория не зависит от напряженности вакуумного поля.

Но картина резко меняется, если лоренц-инвариантность выполняется локально, как в пространстве - времени Римана; в этом случае физическая теория, как будет видно, существенно зависит от напряженности бозе-вакуумного поля.

В общей теории относительности действие для системы полей необходимо записать в виде

$$S = S_g + S_B + S_m \quad , \tag{I5}$$

где S_g – действие для гравитационного поля,

S_B – действие для бозе-вакуумного поля класса $P'_\mu = 0$

S_m – действие для остальных полей классов $m^2 > 0$, $m' = 0$.

В равенстве (I5) учтены всевозможные состояния классов $m^2 > 0$, $m' = 0$, $P'_\mu = 0$ и следовательно, совокупность полей замкнута относительно предельного перехода $E \to \infty$.

Обычное действие Гильберта – Эйнштейна

$$S_{г-э} = S_g + S_m \tag{I6}$$

не содержит бозе-вакуумного поля, и по этой причине совокупность полей не замкнута относительно перехода $E \to \infty$.

Подставляя выражения для действий в (I5), получим:

$$S = -\frac{1}{2æ}\int R\sqrt{-g}\,d^4x + \int\left(\varphi^\mu\partial_\mu\varphi - \frac{1}{2}m_2\varphi^2\right)\sqrt{-g}\,d^4x + \int \mathcal{L}_m\sqrt{-g}\,d^4x . \tag{I7}$$

Отсюда следует

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \frac{1}{2}æ m_2 g_{\mu\nu}\varphi^2 = æ T_{\mu\nu} \; , \qquad \partial_\mu\varphi = 0 \; , \tag{I8}$$

где $m_2 =$ [illegible], φ – напряженность бозе-вакуумного поля.

Таким образом, в уравнения Эйнштейна необходимо ввести космологический член [9-I3] $\Lambda \sim \varphi^2$

Уравнение Эйнштейна с космологическим членом описывает в пространстве – времени Римана, три формы материи $m^2 > 0$, $m' = 0$ $P'_\mu = 0$. Справедливо и обратное утверждение: только в искривленном пространстве – времени можно описать три формы материи

Таблица взаимодействий элементарных частиц

Мы ввели в теорию поля новое физическое требование - полное описание частиц.

Уравнение описывает поле полностью, если оно описывает также всевозможные предельные поля, при энергии частиц $E \to \infty$ и, следовательно, $m \to 0$. Требование полного описания частиц практически однозначно определяет функцию Лагранжа и накладывает ограничения на спин частиц. Полностью можно описать только частицы со спинами $s = 0\ ,\ 1/2\ ,\ 1$.

На рисунке представлены элементарные частицы со спинами $s = 0,\ 1/2,\ 1$, а также поле со спиральностью $j = \pm 2$ и все предельные поля при $E \to \infty$ $(m \to 0)$, и при несохранении P (T) четностей. B - это бозе-вакуумное поле, а F - ферми-вакуумное поле. Распады представлений отмечены числами от I до I0. Сделаем следующее основное предположение: каждому распаду представлений на рисунке соответствует взаимодействие элементарных частиц. Таким образом, имеем десять взаимодействий элементарных частиц.

Распад I соответствует гравитационному взаимодействию элементарных частиц, а распад 2 - электромагнитное взаимодействие частиц. Распад 3 - это взаимодействие с бозе-вакуумным полем, а распад 4 - это взаимодействие с ферми-вакуумным полем. Таким образом, бозе- и ферми-квантование это форма взаимодействия элементарных полей. Распады 5(6) это слабые взаимодействия с несохранением P (T) четностей. Распады 7(8) это взаимодействия магнитных монополей с несохранением P (T) четностей. Распады 9(I0) соответствуют взаимодействиям тахионов.

Из приведенной таблицы следует, что сильные взаимодействия это не взаимодействия элементарных частиц. Основой сильных взаимодействий является взаимодействие магнитных монополей.

Четыре формы материи

Представления группы Пуанкаре подразделяются на четыре класса

$$m^2 > 0 \ , \quad m = 0 \ , \quad P_\mu = 0 \ , \quad m^2 < 0 \qquad (19)$$

Это означает, что физическая материя может существовать в четырех формах.

Первая форма материи $m^2 > 0$ – это материальная точка Ньютона. Теория Ньютона описывает первую форму материи в пространстве – времени Ньютона.

Вторая форма материи $m = 0$ – это поле излучения. Теория Максвелла описывает, как это было показано Лоренцем, две формы материи $m^2 > 0$, $m' = 0$ в пространстве-времени Минковского. Впервые де-Бройлю удалось объединить две формы материи $m^2 > 0$, $m' = 0$ на основе 4 – импульса P_μ

Третья форма материи $P_\mu = 0$ – это вакуумное поле. Теория Эйнштейна, как это показано в настоящей работе, описывает три формы материи $m^2 > 0$, $m' = 0$, $P'_\mu = 0$ в пространстве-времени Римана. При этом, только в искривленном пространстве-времени можно описать три формы материи.

Методом вторичного квантования, т.е. методом квантования двух форм материи $m^2 > 0$, $m' = 0$, невозможно квантование теории гравитации, теории, которая описывает три формы материи $m^2 > 0$, $m' = 0$, $P'_\mu = 0$. Для квантования теории гравитации необходимо объединить три формы материи, на основе симметричного тензора $g_{\mu\nu}$ или $T_{\mu\nu}$ и после этого разработать соответствующий метод квантования.

Теория гравитации не содержит ферми-вакуумного поля,по этой причине невозможно полное описание фермионов [I4] в теории гравитации.

Четвертая форма материи $m^2 < 0$ – это поле тахионов. До настоящего времени пока никому не удалось ввести в теорию поля четвертую форму материи.

Описание всех четырех форм материи является основой единой теории поля.

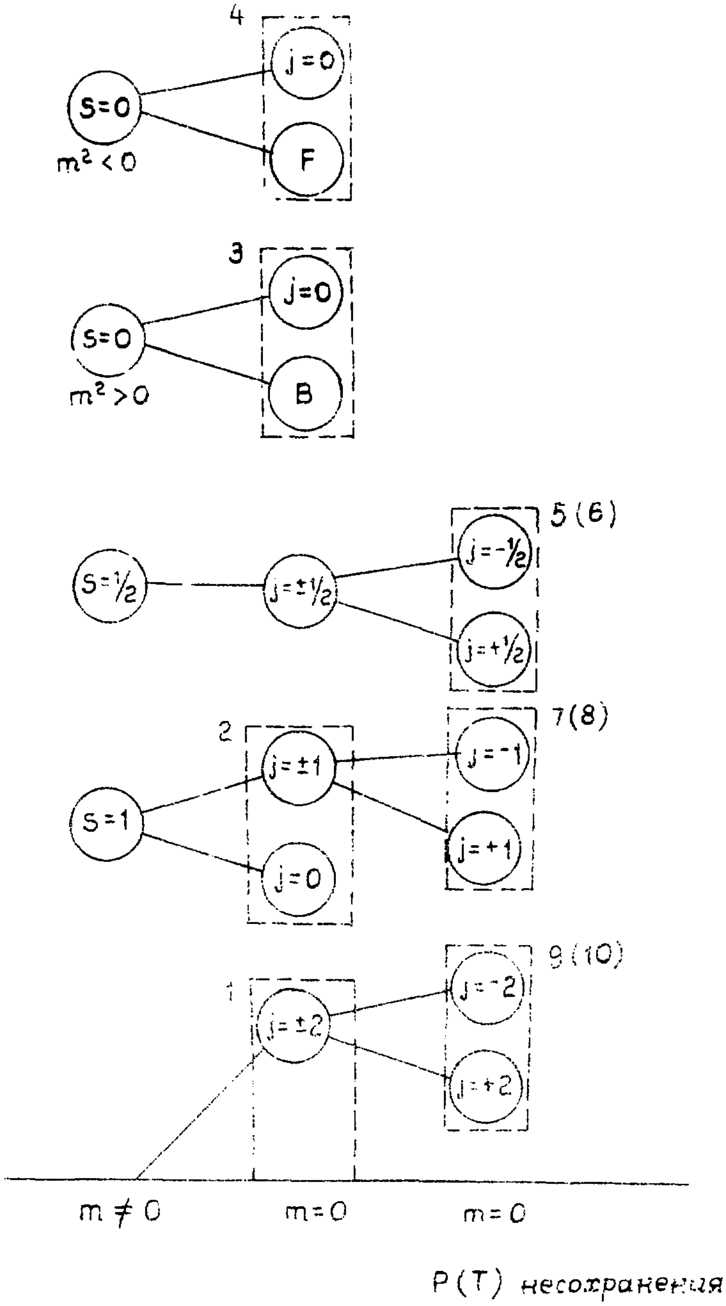
Заключение

Из требования полного описания частиц со спинами $s = 0,\ 1/2,\ 1$ следует, что в теорию поля необходимо ввести вакуумное поле, поле класса $P_\mu = 0$.

Установлен физический смысл теории гравитации. Теория гравитации – это теория,которая описывает три формы материи $m^2 > 0$, $m^2 = 0$, $P'_\mu = 0$ в пространстве – времени Римана. При этом, только в искривленном пространстве-времени можно описать три формы материи.

В теорию поля введена третья форма материи – вакуумное поле.

На основе группы Пуанкаре предложена таблица взаимодействий элементарных частиц.



Представления группы Лоренца соответствующие элементарным частицам
Таблица фундаментальных взаимодействий

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

I Wigner E. On Unitary Representation of the inhomogeneous Lorentz Group, Ann. of Math., 1939, vol.40, 141.

2 Bogolubov N.N., Shirkov D.V. Introduction to the Theory of Quantized Fields.
(Weliy-Interscience, New York, 1959)

3 Tevikian R.V. Dynamical Model of Spin-1 and Spin-0 Particles, Nucl.Phys.B1973 vol.64, p.397.

4 Tevikian R.V. Dynamical Model of Spin-1 and Spin 0 Particles II, Nucl.Phys.B, 1975, vol.93, p.74.

5 Tevikian R.V. The Cosmological Term in the Einstein Theory, Phys.Lett.A, 1981, vol.83, p.49.

6 Зельдович Я.Б. . Космологическая постоянная и теория элементарных частиц. УФН I968,т.95,с 209.

7 Линде А.Д. Постоянна ли космологическая постоянная? Письма в ЖЭТФ (I974),т.I9, с 320

8 Dreitein J., Broken Symmetry and the Cosmological Constant Phys.Rev.Lett, 1974, vol.33, p.1243.

9 Veltman M. Cosmology and the Higgs Mass, Phys.Rev.Lett., 1975, vol.34, p.777.

I0 Огиевецкий В.И., Сокачев Е.С. Уравнения движения скалярного гравитационного суперполя. ЯФ I980, т.32,с II42

II Weinberg S. Feynman Rules for Any Spin II, Massless Particles. Phys.Rev. B, 1964, vol.134, 882.

I2 Landau L.D., Lifshitz E.M. Classical Theory of Fields, Addison-Wesley, Reading, Mass, 1962.

I3 Feinberg G. Possibility of Faster-Than-Light Particles. Phys.Rev. 1968, vol.159, p.1089

14. Wheeler J. Quantum Geometrodynamics Ann. of Phys. 1957,
p.604

Рукопись поступила II ноября 1984г.

Г.А. [illegible]ЕВИКЯН
ГРАВИТАЦИЯ И ВАКУУМНОЕ ПОЛЕ

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать I4/IУ-85г. ВФ-00886 Формат 60х84/I6
Офсетная печать.Уч.изд.л. 1,0 Тираж 299 экз.Ц. 15 к.
Зак.тип.№ I63 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36,Маркаряна,2