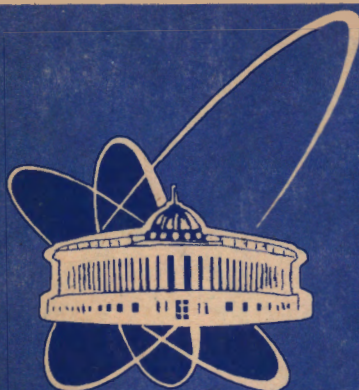


87-156



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2-97-156

А.Б.Пестов

О ПРИНЦИПЕ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ
ГРАВИТАЦИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

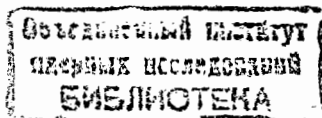
Направлено в журнал «Теоретическая и математическая физика»

1997

1 Введение

Современный этап развития теории тяготения характеризуется не только поисками новых эффектов и постановкой новых экспериментов, но и более глубоким анализом основных посылок теории и концептуальных проблем, среди которых особое место занимает проблема энергии гравитационного поля [1],[2],[3]. Трудности, связанные с нетензорным характером величин, описывающих энергию гравитационного поля, оказались настолько серьезными, что их стали рассматривать как проявление особых свойств гравитационного поля - универсальности, некрайности, нелокализемости. Однако детальный анализ показывает, что никакими особыми свойствами гравитационного поля невозможно объяснить так называемую нелокализемость этого поля. Не только энергия, но и все результаты теории, кроме функции Лагранжа и уравнений гравитационного поля оказываются нековариантными. Таким образом, в общей теории относительности сложилась необычная ситуация, своеобразие которой состоит в том, что в теории, принципы которой сформулированы безукоризненно в математическом отношении, важные физические следствия находятся в противоречии с исходными положениями.

Так, при формулировке ОТО постулируется общее логическое требование допустимости любых систем координат [4], однако оказалось, что в построенной теории динамические характеристики гравитационного поля (кроме уравнений Эйнштейна) - плотность энергии, импульса - описываются нетензорными величинами. Вследствие этого невозможно однозначно описать распределение энергии-импульса любой физической системы, находящейся в гравитационном поле. Отсюда и возникает понятие о так называемой нелокализемости гравитационного поля. Энергия гравитационного поля не локализуема, то есть не существует однозначно определенной плотности энергии.



2 Нелокализуемость

Природа этого явления состоит в следующем. Если в описании электромагнитного поля кроме векторного потенциала участвует еще и метрика, то в эйнштейновский закон гравитации [5] кроме гравитационных потенциалов не входят никакие другие величины. В случае электромагнитного поля физической величиной является класс эквивалентности векторных потенциалов, который определяется одной произвольной функцией. Выбор представителя из каждого класса эквивалентности достигается наложением условия Лоренца, которое является общековариантным, то есть независимым от выбора системы координат, поскольку в теории есть так называемый фоновый объект - метрика Минковского. Для гравитационного поля физической величиной является класс эквивалентности гравитационных потенциалов, определяемый четырьмя произвольными функциями. От выбора этих функций не зависит только одна величина, действие Гильберта. Продолжая аналогию, замечаем, что в теории Максвелла различным представителям класса эквивалентности соответствует не только одно и то же действие, но и так называемый тензор электромагнитного поля, поэтому различным представителям класса эквивалентности соответствует одна и та же сила Лоренца и плотность энергии. В этом смысле электромагнитное поле локализуемо. В теории Эйнштейна различные представители класса эквивалентности отвечают одному и тому же гравитационному полю, которое по-разному расположено в пространстве - времени ("ориентированно") относительно одного и того же наблюдателя. Различные представители соответствуют различным ориентациям. Неоднозначность в выборе ориентации определяется четырьмя произвольными функциями координат. Поскольку в теории нет никаких объектов кроме гравитационных потенциалов, то выбор представителя из каждого класса эквивалентности общековариантно можно осуществить только при введении в теорию нединамического, так называемого фонового объекта - фоновой метрики или, как было показано в работах Н.А.Черникова [6],[7], фоновой связности. Выбор представителя из каждого класса эквивалентно-

сти достигается наложением четырех общековариантных условий на ковариантные производные гравитационных потенциалов относительно фоновой связности. Нелокализуемость гравитационного поля определяется тогда свободой выбора фоновой метрики или фоновой связности. Таким образом, проблема энергии гравитационного поля сводится к вопросу о физическом смысле фоновой связности, который, следовательно, приобретает принципиальное значение. Если на одном и том же многообразии задано гравитационное поле и фоновая связность, то гравитирующие частицы движутся по геодезическим, определяемым гравитационными потенциалами. Тогда возникает естественный вопрос о природе частиц, движущихся по геодезическим, определяемым фоновой связностью. Существование частиц такого рода является очевидной необходимостью, без которой ставить вопрос о физическом смысле фоновой связности проблематично. Можно было бы попытаться уйти от ответа на последний вопрос, сказав, что частицы движутся по геодезическим фоновой связности в отсутствие гравитационного поля. Однако отсюда следует, что и фоновая связность имеет смысл только в отсутствие гравитационного поля. Таким образом, следуя чисто логическим требованиям, вытекающим из непреложных фактов, мы приходим к выводу о существовании негравитирующей формы энергии, которая, как видно, напрямую связана с приданием физического смысла гравитационным потенциалам в рамках принципа общей ковариантности, который, как уже неоднократно подчеркивалось, является чисто логическим требованием, относящимся к любой физической теории, в том числе и к теории гравитационного поля. Отсюда следует необходимость экспериментальной проверки принципа универсальности гравитационных взаимодействий. "Справедливость этого принципа в области микроскопической физики не столь очевидна. Известно много правил, выполняющихся с большой точностью для электромагнитного и других типов взаимодействий; вполне возможно, что особая роль, отводимая гравитационному взаимодействию, исчезнет, уступив место еще неизвестной гармонии." Эта цитата взята из работы Вигнера [8], чтобы подчеркнуть, что проверка принципа универсальности гравитационных

взаимодействий важна не только в связи проблемой самосогласованности общей теории относительности, но и для выяснения роли гравитационных сил в физике микромира.

3 О законе гравитации

Сформулируем математически главные отличительные особенности общей теории относительности, взяв за основу эйнштейновский закон гравитации [5], который с точки зрения математического анализа представляет собой не больше чем систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных второго порядка

$$R_{ij} = 0 \quad (1)$$

для десяти функций $g_{ij}(x)$ от четырех независимых переменных x^0, x^1, x^2, x^3 . Эта система уравнений обладает следующим примечательным свойством. Пусть функции $g_{ij}(x)$ имеют общую область определения D и являются решением системы уравнений (1). Рассмотрим функции $\varphi^i(x)$, $i = 0, 1, 2, 3$, такие, что область их определения и область их значений содержит D , причем якобиан $J = |\partial\varphi^i/\partial x^j|$ отличен от нуля в D . Тогда, как известно, в области D существуют функции $f^i(x)$, такие, что

$$\varphi^i(f(x)) = x^i, \quad f^i(\varphi(x)) = x^i.$$

Составим функции

$$\tilde{g}_{ij}(x) = g_{kl}(f(x))f_i^k(x)f_j^l(x), \quad (2)$$

где $f_i^k(x) = \partial_i f^k(x)$. Подстановка (2) в (1) показывает, что функции $\tilde{g}_{ij}(x)$ будут давать новое решение уравнений (1), если входящие в (2) функции $g_{ij}(x)$ являются решением этих уравнений. Этот аналитический аспект закона гравитации является ключевым. Рассмотрим, как он проявляется в различных вопросах.

Остановимся на очень важной задаче Коши для уравнений (1). Метрики $g_{ij}(x)$ и $\tilde{g}_{ij}(x)$, как отмечалось выше, описывают одну и ту же физическую ситуацию, которой соответствует целый класс

эквивалентности решений уравнений (1), определяемый четверкой функций, как это определено выше. Для того чтобы из каждого класса эквивалентности выбрать определенный элемент, вводят глобальную "фоновую" метрику и накладывают четыре условия на ковариантные производные физической метрики относительно связности Леви-Чивита фоновой метрики \hat{g}_{ij} [9]

$$\hat{\nabla}_i(\sqrt{-g}g^{ij}) = 0,$$

которые устраняют произвол, определяемый уравнениями (2). В результате приходят к приведенным уравнениям гиперболического типа для метрики g_{ij} относительно глобальной фоновой метрики \hat{g}_{ij} . Все это аналогично наложению условий Лоренца на потенциалы электромагнитного поля. Фоновая метрика совершенно необходима для записи "калибровочных условий" в общековариантной, независимой от выбора системы координат форме. Таким образом, для получения определенного решения уравнений Эйнштейна (1) необходимо устранить произвол, даваемый аналитически соотношениями (2), что достигается, как указано выше. Следовательно, для получения физически содержательных решений уравнений гравитационного поля их нужно рассматривать как нелинейную систему уравнений второго порядка на многообразии M с метрикой \hat{g}_{ij} заданной на многообразии глобально [9]. Отметим, что понятие непрерывного четырехмерного многообразия дает тот надежный инструмент, с помощью которого проводятся рассуждения в современной физике. Сама структура многообразия вместе с его топологией остается произвольной и должна определяться такими соображениями, которые, вообще говоря, выходят за рамки собственно ОТО. Таким образом, только введение фоновой связности позволяет придать задаче Коши в общей теории относительности необходимую для любой физической теории общековариантную форму.

Для большей ясности и конкретности вместе с рассмотренным примером проследим более широко, чем это было сделано выше, аналогию с теорией калибровочных полей. Согласно Эйнштейну, гравитационному полю ставится в соответствие симметричное тензорное поле второго ранга g_{ij} , которое подчиняется нелинейным

уравнениям (1). Введенное Фарадеем электротоническое состояние электромагнитного поля описывается векторным потенциалом (1- формой) $A = A_i dx^i$. Преобразованиям (2) соответствуют калибровочные преобразования

$$A \rightarrow \bar{A} = A + d\varphi.$$

Принципиальное отличие гравитационного поля от электромагнитного состоит в том, что из эйнштейновских гравитационных потенциалов нельзя построить величин, инвариантных относительно преобразований (2), тогда как из компонент векторного потенциала можно построить калибровочно-инвариантный тензор электромагнитного поля (2-форму) $F = dA$. Так с помощью (2) нетрудно убедиться, что тензор римановой кривизны, который в определенном смысле аналогичен тензору электромагнитного поля, не инвариантен относительно преобразований гравитационных потенциалов (2). Случай неабелевых калибровочных полей, в смысле существования калибровочно-инвариантных величин, ближе к общей теории относительности по сравнению с теорией Максвелла. Причина этого кроется в том, что тензор напряженности неабелева калибровочного поля не является калибровочно-инвариантной величиной [10]. Только тензор энергии-импульса и функция Лагранжа остаются калибровочно-инвариантными величинами. Проявляется это в том, что с неабелевой калибровочной группой нельзя связать сохраняющихся, калибровочно-инвариантных "зарядов", аналогичных заряду электрона. В этом принципиальное отличие теории полей Янга - Миллса от электродинамики, и именно в этом она ближе к общей теории относительности, где также нельзя ввести инвариантный гравитационный "заряд". Хорошо известно, какие трудности связаны с расширением калибровочной симметрии и как они были преодолены. Потребовался весьма долгий путь, пока были построены приемлемые с физической точки зрения модели с неабелевыми калибровочными полями. Спонтанное нарушение симметрии, как механизм позволяющий наделить массой кванты неабелевых калибровочных полей, локализация взаимодействий указанного класса - это только наиболее характерные проявления, вызванные

заменой калибровочной группы электродинамики на более широкую калибровочную группу преобразований. В теории гравитации величиной, инвариантной относительно преобразований (2), является только действие Гильберта и выводимые из него уравнения гравитационного поля. Связанные с этим трудности не преодолены до сих пор. Как и в случае неабелевой теории калибровочных полей, в теории гравитации нельзя ввести инвариантный относительно преобразований (2) гравитационный заряд. Какие вытекают отсюда следствия и как они проявляются физически, еще предстоит выяснить. Первым важным шагом на этом пути мог бы стать вопрос о существовании негравитирующей формы энергии, так как, решив эту задачу, можно было бы поставить вопрос о физическом смысле фоновой связности и рассмотреть вытекающие отсюда следствия. В связи с этим рассмотрим свидетельства существования негравитирующей формы энергии вне рамок собственно общей теории относительности.

4 Негравитирующая форма энергии

Как показано в работах [11], [12], существование негравитирующей формы энергии тесно связано с калибровочной симметрией, внутренне присущей общей теории относительности. Идея такой симметрии очень проста и связана с тем, что координатам на полной линейной группе можно поставить в соответствие тензорные поля типа (1,1) на многообразии, а не набор скалярных полей, как это обычно делается в абстрактной теории калибровочных полей. Отсюда следует, что и координатам на всех подгруппах полной линейной группы могут быть поставлены в соответствие тензорные поля на многообразии. Этим фактически исчерпываются все физически интересные группы калибровочной симметрии. Рассматриваемая калибровочная симметрия является реализацией абстрактной теории калибровочных полей в рамках современной дифференциальной геометрии. Она характеризуется тем, что не предполагает разделения между пространством-временем и калибровочным, или так называемым изотопическим, пространством. В то же время со-

временные калибровочные модели предполагают точное локальное разделение между пространством-временем и калибровочным пространством. Именно в этом пункте рассматриваемая калибровочная симметрия открывает принципиально новые возможности. Таким образом, полная линейная группа и ее подгруппы допускают простую реализацию в терминах хорошо определенных с геометрической точки зрения тензорных полей. Полная линейная группа, как группа калибровочной симметрии, инвариантна относительно преобразований (2). Это означает, что преобразования (2) не нарушают отношения эквивалентности, задаваемое этой калибровочной группой. Однако всякая редукция рассматриваемой калибровочной группы к ее подгруппам имеет своим следствием то, что все эти подгруппы не будут инвариантными относительно преобразований группы симметрии гравитационных взаимодействий, определенной локально выше и обычно называемой группой диффеоморфизмов. Таким образом, если окажется, что хотя бы одна из подгрупп калибровочной группы реализуется физически, то форма энергии, связанная с этой физической системой, будет негравитирующей. В упомянутых выше работах было показано, что теория Дирака не может быть выведена без редукции калибровочной группы указанного типа. Сам по себе этот результат достаточно просто воспринимаем и в рамках теории Дирака, на основе того хорошо известного факта, что спиноры не являются базисом представления полной линейной группы, рассматриваемой здесь как группа преобразований координат. По этой причине возникли трудности принципиального характера при введении спиноров в общую теорию относительности. Как ни странно, но выход из этого положения стали искать не на пути анализа и проверки принципа универсальности гравитационных взаимодействий применительно к электронам, а на пути введения в теорию гравитации ортогонального базиса. Трудности с геометризацией теории Дирака были "решены" в пользу последней. Аккуратная формулировка теории Дирака даже в пространстве-времени Минковского требует введения так называемой тетрады. В результате вместо анализа теории Дирака появились всякого рода тетрадные теории гравитации и, что удивительно, введение базиса

стало восприниматься как своеобразное откровение не только в физике, но и в геометрии. Однако чисто логическим и очевидным требованием, применимым к любой физической теории, является принцип, согласно которому физические законы должны формулироваться в виде независимом не только от выбора систем координат, но и выбора базиса в ассоциированных с данной теорией векторных пространствах. Понятие базиса не должно присутствовать при формулировке физических законов. Впервые этот принцип был четко сформулирован Дираком, который на его основе дал последовательное построение квантовой механики [13]. Однако оказалось, что теория электрона Дирака не вписывается в рамки сформулированного им принципа. Существование теории Дирака казалось бы предельно ясно указывает, что эта теория является редукцией более общей теории и сама эта редукция проще всего проводится с помощью ортогонального базиса. Эта программа была последовательно реализована в указанных выше работах. Вытекающий отсюда вывод состоит в том, что электроны переносят негравитирующую форму энергии. Таким образом, природа однозначно указывает на самосогласованность общей теории относительности и на частицы, которые переносят негравитирующую форму энергии - электроны.

4.1 О гравитационных взаимодействиях электронов

Здесь мы не будем приводить выкладок, а остановимся только на основных выводах, следующих из работ [11],[12]. Было показано, что теория фермионных полей не может быть в принципе сформулирована без редукции полной линейной группы, как группы калибровочной симметрии. Вследствие этого оказалось невозможным построить теорию, инвариантную как относительно калибровочных преобразований, так и преобразований группы диффеоморфизмов. Этот результат нетрудно понять и без формул. Действительно, редукция калибровочной группы сопровождается наложением ограничений, в формулировку которых в данном случае входит метрический тензор. Следовательно, редуцированная калибровочная

группа будет инвариантной относительно преобразований группы диффеоморфизмов, если метрический тензор не изменяется при преобразованиях этой группы. Согласно (2), условие сохранения метрики при диффеоморфизмах выражается системой уравнений в частных производных на функции $f^i(x)$

$$\tilde{g}_{ij}(x) = g_{kl}(f(x))f_i^k(x)f_j^l(x) = g_{ij}(x). \quad (3)$$

Уравнения (3) могут вообще не иметь решений. Если в уравнениях (3) g_{ij} есть метрика Минковского, то группой пространственно-временной симметрии, оставляющей инвариантной редуцированную калибровочную группу будет группа Пуанкаре, которая в данном случае является общим решением уравнений (3).

При исследовании вопроса о калибровочно-инвариантном определении плотности энергии было доказано существование канонического, калибровочно-инвариантного тензора энергии-импульса, который отличается от метрического тензора энергии-импульса, не являющегося калибровочно-инвариантной величиной, так как редукция калибровочной группы нарушает калибровочную инвариантность процедуры вывода метрического тензора энергии-импульса. Поскольку в правую часть уравнений Эйнштейна входит метрический тензор энергии-импульса, то отсюда следует, что гравитационные взаимодействия, вообще говоря, нельзя ввести калибровочно-инвариантным образом. Как отмечалось выше, теория Дирака реализуется при редукции полной линейной группы как группы калибровочной симметрии. Однако редукция этой калибровочной группы автоматически ведет к редукции группы диффеоморфизмов, которая является группой симметрии гравитационных взаимодействий.

Для ясности формулируем условия, которым должно удовлетворять всякое поле, взаимодействующее гравитационно. Пусть какой-то физический объект описывается соответствующим ему полем, причем уравнения поля выводятся из лагранжиана. Тогда поле взаимодействует гравитационно, если выполнены следующие условия. Рассматриваемое поле, подобно гравитационному полю, образует базис точного представления группы диффеоморфизмов. Вари-

руя по метрике действие для рассматриваемого поля, получаем так называемый метрический тензор энергии-импульса. Этот симметричный тензор будет удовлетворять хорошо известному локальному закону сохранения на решениях уравнений рассматриваемого поля. Если в теории есть какая-то калибровочная симметрия, то тензор энергии-импульса должен быть калибровочно-инвариантным. Необходимым условием этого является инвариантность калибровочной группы относительно преобразований группы диффеоморфизмов, которая суть группа симметрии гравитационных взаимодействий. Если последнее условие не выполнено, то предоставляется две возможности. Первая состоит в том, что калибровочная симметрия исключается из рассмотрения, и строится теория, инвариантная только относительно преобразований группы диффеоморфизмов. Вторая возможность состоит в построении калибровочно инвариантной теории, в которую не могут быть включены гравитационные взаимодействия. Это равносильно тому, что существует форма энергии, которая не гравитирует. Как оказалось, теория Дирака не удовлетворяет ни одному из сформулированных требований.

Теория Дирака однозначно указывает на существование негравитирующей формы энергии и на конкретный объект, который является носителем такой формы энергии - электрон. Редукция калибровочной группы, приводящая к дираковской волновой функции, как подробно объяснено в указанных выше работах, шаг за шагом редуцирует группу пространственно-временной симметрии, так, что последнюю приходится даже восстанавливать подходящим образом для того, чтобы обеспечить пуанкаре-инвариантность. Достигается это с помощью калибровочной симметрии. Поэтому электрон представляет негравитирующую форму энергии.

Простейший опыт - определить, является ли электрон негравитирующей формой энергии - состоит в том, чтобы измерить его вес. Опыты такого рода были проведены в 1967 году в Стэнфордском университете в группе У.Фейрбэнка [14]. Они указали на нулевой результат. Приведем аннотацию к статье экспериментаторов.

"A free-fall technique has been used to measure the net vertical component of force on electrons in vacuum enclosed by a copper

tube. This force was shown to be less than $0.09 mg$, where m is the inertial mass of the electron and g is 980 cm/sec^2 . This supports the contention that gravity induces an electric field outside a metal surface, of magnitude and direction such that the gravitational force on electrons is cancelled."

Объяснение этого "нуля", данное экспериментаторами, состоит в том, что гравитация наводит в экспериментальной установке электрическое поле, которое и компенсирует силу гравитационного притяжения. Отсюда следует, что позитроны должны при тех же условиях падать с ускорением, равным $2g$. Фейрбэнк планировал провести опыты с позитронами, однако сначала этот замысел встретил технические трудности. После того как современные технологии открыли новые возможности, подготовка к проведению этого эксперимента возобновилась. К сожалению, полный эксперимент остался на уровне подготовки, так как после 1989 года он был закрыт по той причине, что не стало руководителя проекта. Изложение подробностей, связанных с опытом Фейрбэнка и развернувшейся вслед за тем дискуссией, можно найти в обзорах [15],[16].

5 Предложение опыта

Что предлагается на основе проведенного рассмотрения. Для ответа на вопросы, имеющие принципиальное значение как для теории гравитации, так и для теории элементарных частиц нужно провести полный опыт Фейрбэнка, то есть измерить ускорение электронов и позитронов в гравитационном поле Земли. Если результат опытов будет нулевым, как предсказывает теория, то отсюда прежде всего будет следовать, что общая теория относительности является такой же самосогласованной, как и теория электромагнитного поля. Настоятельной необходимостью станет выяснение вопроса о физически обоснованном выборе фоновой метрики и подходящем нарушении симметрии гравитационных взаимодействий, физическом смысле того многообразия, с которым внутренним образом связана фоновая метрика или фоновая связность. Рассмотрение гравитационных взаимодействий на фоне метрики Минковского является по

вполне понятным причинам весьма естественным [1],[2]. Однако при этом нельзя заранее отказываться и от других возможностей, особенно в связи с вопросом совместности уравнений гравитационного поля и дополнительных условий, накладываемых на гравитационные потенциалы [3],[17]. Может оказаться, что аналогично слабым взаимодействиям гравитационные взаимодействия также локализованы. Это означает, что гравитоны переносят массу. В области физики элементарных частиц необходимо будет рассмотреть вопрос о гравитационных взаимодействиях излучающей материи как коллективном эффекте.

В заключение отметим, что затраты на проведение предлагаемого опыта не могут идти ни в какое сравнение с его принципиальным значением для физики, которое мы попытались обосновать здесь с различных точек зрения.

Литература

1. Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Основы релятивистской теории гравитации. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985.
2. Фаддеев Л.Д. Проблема энергии в теории тяготения Эйнштейна. // УФН. 1982. т. 136, вып.3. с.435.
3. Черников Н.А. Трудные вопросы теории относительности. // ЭЧАЯ. 1987. т.18, вып. 56. с. 1000.
4. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. М.: Гостехтеориздат, 1955.
5. Дирак П.А.М. Общая теория относительности. М.: Атомиздат, 1978.
6. Черников Н.А. Эйнштейновская теория гравитации с точки зрения тензорного анализа. Сообщения ОИЯИ Р2-90-399. Дубна, 1990.
7. Черников Н.А. Геометрия Лобачевского и современная теория тяготения. Препринт ОИЯИ Р2-92-549. Дубна, 1992.

8. Вигнер Е. Этюды о симметрии. М.: Мир, 1971. стр. 257.
9. Хокинг С., Эллис Д.Ж. Крупномасштабная структура пространства-времени. М.: Мир, 1977.
10. Коноплева Н.П., Попов В.Н. Калибровочные поля. М.: Атомиздат. 1980.
11. Pestov A.B. Theory of Fundamental Interactions. Preprint JINR E2-92-537. Dubna, 1992. 52p.
12. Pestov A.B. Fundamental Interactions from first principles.// Hadronic Journal Suppl. 1993. v. 8, n.2. p. 99- 135.
13. Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979.
14. Witteborn F.C. and Fairbank W.M. Experimental comparison of the gravitational force on freely falling electrons and metallic electrons. // Phys. Rev.Lett. 1967. vol. 19, p.1049-1052.
15. Nieto M.M. and Goldman T. The Arguments Against "Anti-gravity" and the Gravitational Acceleration of Antimatter. //Physics Reports. 1991. v.205, n.5, p.222-281.
16. Darling T.W., Rossi F., Opat G.I., and Moorhead. The fall of charged particles under gravity: A study of experimental problems.// Rev. of Mod.Phys. 1992. v.64, n.1, p. 237-257.
17. Tentyukov M.N. Gravitational Theory with the local Quadratic Lagrangian. Preprint JINR E2-92-439. Dubna, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1997 года.

Пестов А.Б.

P2-97-156

О принципе универсальности гравитационных взаимодействий

В работе обсуждается предложение опыта по проверке принципа универсальности гравитационных взаимодействий и тесно связанные с ним проблемы теории гравитации и физики элементарных частиц. Значение этого опыта состоит в том, что непротиворечивость общей теории относительности, как оказывается, тесно связана с вопросом существования негравитирующей формы энергии. Теория предсказывает, что носителями негравитирующей формы энергии могут быть электроны.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод автора

Pestov A.B.

P2-97-156

On Principle of Universality of Gravitational Interactions

In this work the experiment is discussed on the verification of the principle of universality of gravitational interactions and some related problems of gravity theory and physics of elementary particles. The meaning of this proposal lies in the fact the self-consistency of General Relativity, as it turns out, presupposes the existence of the nongravitating form of energy. The theory predicts that electrons are particles that transfer the nongravitating form of energy.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1997