

ПОЛЕВОЙ ПОДХОД К ГРАВИТАЦИИ**ПОЛЕВАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ:
ЖЕЛАЕМОЕ И ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЕ****Ю.В. Барышев^{1,2}**¹*Астрономический институт Санкт-Петербургского Государственного университета,
Санкт-Петербург, Россия*²*Научно-образовательное объединение «Земля и Вселенная», Санкт-Петербург, Россия*

Дается ретроспективный анализ полевой теории гравитации, в которой гравитационное поле описывается аналогично другим полям материи в плоском пространстве-времени. Такой подход может быть назван также квантовой гравидинамикой, в отличие от геометродинамики и общей теории относительности. На примере классических работ Биркгофа, Мошинского, Тирринга, Калмана, Дезера и Фейнмана обсуждаются исходные предположения и основные следствия полевого описания гравитации. В случае слабых полей предсказания гравидинамики и геометродинамики для всех классических наблюдаемых релятивистских эффектов гравитации совпадают. Однако, в случае сильных гравитационных полей и при учете квантового характера взаимодействий предсказания двух теорий резко расходятся. В частности, в полевой теории отсутствуют такие геометрические объекты, как черные дыры, машины времени и расширяющееся пространство, а вместо них существуют компактные массивные объекты с радиусом, близким к гравитационному, — «черные звезды» — причем скорость убегания из центра таких объектов лишь асимптотически стремится к скорости света.

С о д е р ж а н и е

1. Введение	6
2. Два пути в теории гравитации	7
2.1. Гипотезы Пуанкаре и Эйнштейна	
2.2. Гравитация как геометрия пространства	
2.3. Гравитация как материальное поле в плоском пространстве	
3. Классическая теория тензорного поля	10
3.1. Работы Биркгофа и Мошинского	
3.2. Работы Тирринга и Калмана	
3.3. Тирринг и Дезер о тождественности ОТО и ПТГ	
4. Квантовая теория тензорного поля	14
5. Современные проблемы полевой теории гравитации	15
5.1. Многокомпонентность тензорного поля	
5.2. Выбор ТЭИ гравитационного поля	
5.3. Отсутствие черных дыр в ПТГ	
5.4. Астрофизические тесты ПТГ	
6. Заключение	19
Литература	19

1. Введение

Как в научной, так и в популярной литературе, посвященной общей теории относительности (ОТО) и ее приложениям в астрофизике и космологии, обычно утверждается, что геометрическое описание гравитации есть неизбежное и единственно верное обобщение классической теории Ньютона, и что только метрические теории гравитации являются жизнеспособными.

Однако читатель, знакомый с теоретической физикой, может задать естественный вопрос, почему гравитационное взаимодействие нельзя описать по аналогии со всеми другими физическими взаимодействиями как некоторое квантованное поле в плоском фоновом пространстве-времени (далее для этого описания будем использовать сокращение ПТГ — полевая теория гравитации).

Часто, даже от весьма уважаемых физиков, можно услышать, что геометрия гравитации есть неизбежное следствие экспериментального факта одинакового падения тел разной массы в поле Земли, т. е. слабого принципа эквивалентности. Ошибочность таких взглядов весьма поучительно продемонстрирована в классической работе Тирринга (1961), где он отмечает, что в полевой теории принцип эквивалентности есть ее естественное следствие, а не исходный постулат. В таких популярных учебниках, как Мизнер, Торн, Уилер (1973) в гл. 7 и 18, а также Зельдович, Новиков (1971) гл. 2, со ссылкой на работы Дезера (1970) и Тирринга (1961), утверждается, будто бы полевой подход полностью тождествен геометрическому и никакие гравитационные эффекты не дадут возможности выбора между этими теориями.

Конечно можно понять желание физиков обосновать геометрический подход с помощью полевого подхода с его привычной физикой, однако реальность оказывается гораздо сложнее и интереснее. ОТО и ПТГ — это альтернативные теории, имеющие различные исходные предположения и различные наблюдательные следствия. Предсказания обеих теорий совпадают только в пределе слабого гравитационного поля, которое пока только и доступно для экспериментов. Критические же тесты в сильных полях — дело будущего, хотя и довольно близкого. Астрофизические наблюдения компактных массивных объектов в рентгеновских двойных звездных системах (так называемые кандидаты в черные дыры), активных ядер галактик, гравитационных волн и крупномасштабного распределения вещества в Метагалактике позволят проверить предсказания ОТО и ПТГ в сильных гравитационных полях.

Настоящая статья посвящена ретроспективному анализу полевого подхода к гравитации на примере классических работ этого направления, выполненных в свое время Биркгофом, Мошинским, Тиррингом, Калманом, Дезером, Фейнманом. Переводы этих работ на русский язык приводятся в этом же выпуске журнала «Гравитация», что безусловно является удобной возможностью для многих читателей самим убедиться в том, что же реально сделано в этих работах, а что остается гипотезой и требует дальнейшего исследования.

Центральной проблемой геометрического подхода является «нелокализуемость» или неопределенность энергии гравитационного поля. В полевом описании энергия гравитационного поля является обычной физической величиной, которая, как и в случае электромагнитного поля, локализуема, положительна, наблюдаема и является основой для квантования гравитационного взаимодействия. В настоящей работе мы обсудим основные постулаты, достижения и проблемы ПТГ в их историческом развитии и в сравнении с геометрическим подходом.

2. Два пути в теории гравитации

2.1. Гипотезы Пуанкаре и Эйнштейна.

Уже в 1905 году в работе «О динамике электрона» Анри Пуанкаре впервые высказал идею построения релятивистской теории для всех физических сил, включая силу гравитации, в плоском четырехмерном пространстве. Он отмечал, что аналогично электромагнитным силам, гравитационные силы должны распространяться со скоростью света и что взаимодействие предполагает запаздывание, а значит должны существовать переносчики взаимодействий — волны поля. Кроме того, несколько лет спустя в работе «Новые концепции материи» Пуанкаре высказал предположение, что будущая физика должна включать в свои основания также открытие Планка о квантовом характере электромагнитного излучения. Таким образом, Пуанкаре по праву может считаться основателем того пути в теории гравитации, который на современном языке называется релятивистской квантовой теорией гравитационного взаимодействия, рассматриваемого как материальное поле в плоском пространстве-времени. Этот путь вполне аналогичен тому, по которому действительно пошло развитие всей негравитационной физики, что привело к построению таких фундаментальных теорий как квантовая электродинамика, квантовая теория электрослабых взаимодействий, квантовая хромодинамика. Естественно сюда должна войти и квантовая гравитационная динамика — полевая теория гравитации (ПТГ).

В 1915 году Альберт Эйнштейн опубликовал основные уравнения общей теории относительности (ОТО) и тем самым открыл другой путь для теории гравитации. ОТО описывает гравитацию не как материю в пространстве, а как искривление самого пространства под воздействием всей негравитационной материи. Этот путь впоследствии был назван Уилером геометродинамикой. Согласно Эйнштейну, гравитационное взаимодействие оказывается в исключительном положении по отношению к другим физическим взаимодействиям, для которых пространство и время являются пассивной ареной. Теперь сила гравитации обусловлена не материальными переносчиками взаимодействия, а кривизной самого пространства, т. е. отклонением его от евклидовой геометрии. По существу, этот путь означает «материализацию» пространства, поскольку пространство может искривляться, расширяться, а также распространяться в виде гравитационных волн.

Таким образом, уже в начале нашего столетия были четко обозначены два альтернативных пути для теории гравитации. Путь Пуанкаре — это описание гравитационного взаимодействия как релятивистского квантованного поля в плоском пространстве-времени, т. е. единый подход ко всем физическим полям, включая гравитационное. И путь Эйнштейна — это сведение гравитации к кривизне самого пространства-времени, т. е. утверждение исключительности гравитации.

2.2. Гравитация как геометрия пространства.

Подавляющее большинство работ по теории гравитации относится к пути Эйнштейна. Важную эвристическую роль на первых этапах развития геометрического направления играл принцип эквивалентности. Однако он, по существу, является не физическим, а скорее философским принципом, он имеет много неэквивалентных формулировок, которые, к тому же, не могут быть проверены экспериментально. Основой геометрического подхода является принцип геометризации, согласно которому все гравитационные эффекты могут быть описаны с помощью метрики риманова пространства g^{ik} . Представление о современных достижениях ОТО можно получить по сборнику обзорных статей «Триста лет гравитации» (1987) под ред. Хокинга и Израэля.

Следует отметить, что ОТО представляет собой математически точную нелинейную теорию, в которой нет естественного внутреннего предела, ограничива-

ющего ее физическое применение. Так решения уравнений Эйнштейна считаются физически применимыми как вне, так и внутри гравитационного радиуса тел $R_g = 2GM/c^2$ вплоть до бесконечных плотностей в сингулярности. В геометрическом подходе сила гравитации на поверхности тела, близкого к своему гравитационному радиусу R_g , обращается в бесконечность, и поэтому никакие конечные физические силы (а к ним относятся все остальные физические силы, кроме гравитационной) не могут противостоять сжатию такого тела в сингулярность, т. е. образованию черной дыры. ОТО неизбежно приводит к существованию таких экстравагантных физических (а точнее математических) объектов, как черные дыры с бесконечными силами, машины времени со связью прошлого с будущим, расширяющиеся вселенные с непрерывным творением пространства.

Если предсказание существования черных дыр обычно относят к успехам ОТО, то проблема энергии гравитационного поля уже более 80 лет является «больным местом» геометрического подхода. Действительно, начиная с работы Шредингера в 1918 году, где он показал, что комплекс энергии-импульса гравитационного поля в ОТО не является тензором (т. е. не имеет определенной физической величины), и до настоящего времени эта проблема обсуждается в литературе.

Корни проблемы энергии гравитационного поля уходят глубоко в основания геометрического подхода. В самом деле, плоское пространство в современной физике, согласно теореме Нетер, является гарантом законов сохранения энергии, импульса, момента, а не прихотью консервативных физиков. В последние годы эти вопросы подробно обсуждались Логуновым с сотрудниками (см. его книгу «Лекции по теории относительности и гравитации»). Отказ от плоского пространства неизбежно приводит к принципиальным трудностям с законом сохранения энергии, и именно в этом смысле следует понимать знаменитую фразу из учебника Ландау, Лифшица (1973) в гл. 11, § 96 о том, что ковариантное обобщение закона сохранения энергии-импульса в виде

$$T^k_{i,k} = 0 \quad (1)$$

«вообще говоря, не выражает закона сохранения чего бы то ни было!» Кстати, и бесконечные гравитационные силы на гравитационном радиусе черной дыры физически требуют бесконечной энергии гравитационного поля. Среди «стандартных решений» проблемы энергии гравитационного поля в ОТО обычно встречаются следующие утверждения: неуместность вопроса об энергии гравитационного поля, отсутствие энергии у гравитационного поля, а также нелокализуемость энергии гравитационного поля. Однако, если энергия гравитационного поля нелокализуема, то непонятно, зачем люди строят детекторы гравитационных волн, т. е. приборы, предназначенные как раз для локализации этой энергии. Нелокализуемую энергию невозможно также квантовать, и поэтому до сих пор не существует квантовой геометрической теории гравитации.

2.3. Гравитация как материальное поле в плоском пространстве.

Если число статей, посвященных геометрическому подходу, измеряется тысячами, то число статей, посвященных полевой теории гравитации, — единицами. И все же, определенный прогресс достигнут и на этом пути, хотя многие важные вопросы ожидают своих ответов в будущих исследованиях.

В ПТГ понятие энергии поля является первичным и фундаментальным хотя бы потому, что квантование поля есть квантование его энергии (гамильтониана). Наличие фонового плоского пространства, которое не искривляется, не распространяется, не расширяется и не сжимается (т. е. не рождается и не исчезает), коренным образом меняет содержание теории гравитации. Благодаря плоскому пространству, в ПТГ из теоремы Нетер следуют законы сохранения энергии-импульса и момента,

включая само гравитационное поле. В плоском пространстве вместо (1) имеем

$$T_{i,k}^k = 0, \quad (2)$$

где вместо ковариантной производной стоит обычная частная производная. Уравнение (2) в ПТГ описывает одновременно и законы сохранения, и уравнения движения, тогда как в ОТО формула (1) дает только уравнения движения.

Поскольку в ПТГ существует в обычном смысле тензор энергии-импульса (ТЭИ) гравитационного поля, то, в принципе, может быть проведена обычная процедура квантования поля, при этом кванты поля — гравитоны, виртуальные и реальные, — являются переносчиками гравитационного взаимодействия между телами, а также заполняют физический вакуум — плоское пространство Минковского. Наличие энергии у гравитационного поля, ее локализуемость и положительность, исключают существование таких гипотетических объектов, как черные дыры и машины времени. Это утверждение легко доказывается и имеет простое физическое содержание (см. п. 5.4).

Необходимо особо подчеркнуть, что лагранжев формализм релятивистской теории поля не позволяет получить из исходного лагранжиана однозначного выражения для ТЭИ любого поля. Действительно, если T^{ik} есть ТЭИ поля, то и всякий новый тензор вида

$$\hat{T}^{ik} = T^{ik} + \frac{\partial}{\partial x^n} \psi^{ikn}, \quad (3)$$

где ψ^{ikn} есть произвольный тензор третьего ранга, удовлетворяющий лишь условию антисимметрии по индексам k и n

$$\psi^{ikn} = -\psi^{ink}, \quad (4)$$

будет являться ТЭИ этого поля.

Так в книге Боголюбова и Ширкова (1976) в гл. 1 § 2 отмечается, что именно эта неоднозначность в определении ТЭИ является главной причиной того, почему теория гравитации ими не рассматривалась. Дело в том, что в теории гравитации ТЭИ является источником поля, а значит, требует однозначного определения, для чего необходимо привлекать дополнительные физические требования. Например, естественными для ТЭИ условиями являются: симметрия, положительность энергии поля, равенство нулю следа для безмассовых полей. Всем этим условиям удовлетворяет ТЭИ электромагнитного поля. О том, какие проблемы возникают в случае гравитационного поля, мы будем говорить в следующих параграфах.

Необходимо отметить, что существует также некоторое промежуточное направление в теории гравитации, в котором с одной стороны сохраняются фундаментальная роль плоского пространства Минковского, а с другой — принимается «принцип геометризации», согласно которому действие гравитации сводится к искривлению пространства. Этот подход называется релятивистской теорией гравитации (РТГ) и развивается группой А.Д. Логунова с сотрудниками (см. Логунов (1987), Логунов, Мествиришвили (1989), Генк (1995), Выблый (1996)).

Главное отличие ПТГ от РТГ состоит в том, что в полевом подходе нет «принципа геометризации», а исходным понятием является квантованное поле симметричного тензора второго ранга, всегда обладающее положительной плотностью энергии (как для статического так и для свободного поля), что соответствует положительной энергии гравитонов — безмассовых частиц переносчиков гравитационного взаимодействия. Далее речь пойдет именно о таком полевым описании гравитации.

3. Классическая теория тензорного поля

3.1. Работы Биркгофа и Мошинского.

После Пуанкаре, впервые высказавшего идею построения релятивистской теории гравитации в плоском пространстве-времени, прошло около 40 лет, прежде чем был сделан первый реальный шаг в этом направлении. Сделал этот шаг Джордж Биркгоф в работе «Плоское пространство-время и гравитация» (1944), где сформулировал теорию гравитации, которая по его словам «является независимой от всех идей связанных, с искривленным пространством — временем, и от соответствующей теории Эйнштейна».

Это была феноменологическая теория симметричного тензорного поля ψ^{ik} в плоском пространстве Минковского с метрикой η^{ik} . Биркгоф просто постулировал уравнения гравитационного поля и уравнения движения вещества в заданном поле в виде:

$$\square\psi^{ik} = \frac{8\pi G}{c^2} T^{ik}, \quad (5)$$

$$\frac{dp_i}{ds} = -mc(\psi_{ik,m} - \psi_{km,i})u^k u^m, \quad (6)$$

где \square — волновой оператор, T^{ik} — ТЭИ источников поля, $u^i - 4$ — скорость и $p^i = mcu^i - 4$ — импульс пробной частицы, m — ее масса покоя, которая просто сокращается в левой и правой частях уравнения (6) (здесь и далее используются обозначения принятые в книге Ландау, Лифшиц (1973)). Весьма существенно, что все операции поднятия и опускания индексов проводятся стандартно с помощью метрического тензора Минковского η^{ik} , например,

$$\psi_i^k = \eta^{km}\psi_{im}. \quad (7)$$

Биркгоф заметил, что, если гравитационный потенциал дается выражением (которое теперь называют «потенциалом Биркгофа»):

$$\psi^{ik} = \varphi_N \text{diag}(1, 1, 1, 1), \quad (8)$$

где φ_N есть ньютоновский потенциал, то его теория имеет классический ньютоновский предел и объясняет все известные в то время релятивистские эффекты гравитации — отклонение света, гравитационное смещение частоты, смещение перигелия Меркурия. Однако, для этого ему потребовалось принять гипотезу, что ТЭИ вещества имеет вид

$$T^{ik} = \frac{1}{2}\rho c^2 \text{diag}(1, 1, 1, 1), \quad (9)$$

т. е., говоря современным языком, он постулировал сверхжесткое уравнение состояния вещества $\varepsilon = p$ (и дополнительный множитель $1/2$).

Безусловно такой постулат являлся слабым местом теории, как и отсутствие формального вывода уравнений из более общих принципов. Это было сразу же замечено Вейлем и интерпретировано как невозможность построения непротиворечивой полевой теории гравитации и неизбежность использования геометрического подхода.

Следующий важный шаг в построении ПТГ сделал Мошинский в работе «О взаимодействии гравитационного поля Биркгофа с электромагнитным и спинорным полями» (1950). Он впервые провел расчеты основных релятивистских эффектов на основе последовательного использования лагранжиана взаимодействия гравитационного поля с любым типом материи в виде

$$\Lambda_{\langle int \rangle} = -\frac{1}{c^2}\psi_{ik}T^{ik}. \quad (10)$$

Фактически, Мошинский впервые сформулировал принцип универсальности гравитационного взаимодействия (10), согласно которому гравитационное поле взаимодействует с любой материей через ее ТЭИ. Этот принцип играет в полевом подходе такую же фундаментальную роль, как и принцип геометризации в геометрическом описании гравитации.

На основе потенциала Биркгофа (8) и принципа универсальности (10) Мошинский провел строгий вывод эффектов отклонения луча света, смещения уровней атома водорода и гравитационной поправки к магнитному моменту электрона. Однако вывод выражения для самого потенциала Биркгофа оставался неудовлетворительным, и статья Мошинского прошла незамеченной.

3.2. Работы Тирринга и Калмана.

Первая полная лагранжева формулировка ПТГ как теории симметричного тензорного поля в пространстве Минковского, взаимодействующего с материей согласно принципу универсальности, была дана в работе Тирринга «Альтернативный подход к теории гравитации» (1961). В приближении слабого гравитационного поля Тирринг впервые получает нелинейные уравнения в виде:

$$\square\psi^{ik} = \frac{8\pi G}{c^2} \left(T^{ik} - \frac{1}{2}\eta^{ik}T \right); \quad (11)$$

$$T^{ik} = T_{\langle m \rangle}^{ik} + T_{\langle int \rangle}^{ik} + T_{\langle g \rangle}^{ik}, \quad (12)$$

где T^{ik} есть полный ТЭИ системы, включая само гравитационное поле, $T_{\langle m \rangle}^{ik}$ — ТЭИ вещества, $T_{\langle int \rangle}^{ik}$ — ТЭИ взаимодействия и $T_{\langle g \rangle}^{ik}$ — ТЭИ самого гравитационного поля, T — след полного ТЭИ системы.

Уравнения (11) отличаются от уравнений Биркгофа (5), во-первых, наличием члена $\frac{1}{2}\eta^{ik}T$ и, во-вторых, наличием поправок, связанных с энергией-импульсом самого гравитационного поля. Теперь потенциал Биркгофа (8) получается строго как линейное приближение уравнений Тирринга, когда ТЭИ системы равен ТЭИ вещества в виде

$$T^{ik} = T_{\langle m \rangle}^{ik} = \rho c^2 \text{diag}(1, 0, 0, 0), \quad (13)$$

т. е. для обычной пылевой (а не сверхжесткой) материи. Таким образом главное возражение против ПТГ было снято.

Тиррингом впервые был поднят также вопрос об однозначности определения ТЭИ гравитационного поля в связи с вычислением нелинейных поправок в уравнениях (11). Он показал, что канонический ТЭИ гравитационного поля симметричен и дает положительное значение для плотности энергии статического поля, описываемого потенциалом Биркгофа (8), т. е.:

$$T_{ik}^{\infty} = \varepsilon_{\langle g \rangle} = \frac{1}{8\pi G} (\nabla\varphi_N)^2 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2}, \quad (14)$$

при этом ТЭИ взаимодействия дает отрицательный вклад в плотность энергии (отметим, что $\varphi_N < 0$):

$$T_{\langle int \rangle}^{\infty} = \rho\varphi_N, \quad (15)$$

так, что полная энергия гравитационно связанного тела оказывается меньше исходной энергии покоя составляющих тело частиц (см. подробнее дискуссию Соколов (1995) и Барышев (1995б)). Как мы уже отмечали выше, из положительности энергии самого гравитационного поля следует невозможность существования черных дыр в ПТГ, однако Тирринг этого не заметил.

К сожалению, в работе Тирринга была допущена ошибка при выводе уравнений движения пробных частиц (см. в его статье формулу (11)), связанная с тем, что при варьировании траектории пробной частицы не учитывалась вариация собственного

интервала ds . Эта ошибка была исправлена в работе Калмана «Лагранжев формализм в релятивистской динамике» (1961), где он получил уравнения движения частиц в тензорном поле, которые могут быть записаны в виде

$$A_k^i \frac{du^k}{ds} = -B_{kl}^i u^k u^l, \quad (16)$$

где

$$A_k^i = \left(1 - \frac{1}{c^2} \psi_{ln} u^l u^n\right) \eta_k^i - \frac{2}{c^2} \psi_{kn} u^n u^i + \frac{2}{c^2} \psi_k^i, \quad (17)$$

$$B_{kl}^i = \frac{2}{c^2} \psi_{k,l}^i - \frac{1}{c^2} \psi_{kl}^i - \frac{1}{c^2} \psi_{kl,n} u^n u^i. \quad (18)$$

Уравнения (16) являются тензорными, и никакой зависимости траектории частицы от выбора системы координат здесь нет.

В случае статического сферически симметричного гравитационного поля вне источников в пост-ньютоновском приближении достаточно учесть нелинейную поправку только для ψ^{00} компоненты потенциала Биркгофа в виде

$$\psi^{oo} = \varphi_N + \frac{1}{2} \frac{(\varphi)^2}{c^2}, \quad (19)$$

где $\varphi_N = -GM/r$ есть ньютоновский потенциал. Подставляя потенциал Биркгофа (8) с поправкой (19) в уравнения Калмана (16), можно получить следующий вид трехмерных уравнений движения частиц:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = - \left(1 + \frac{v^2}{c^2} + 4 \frac{\varphi_N}{c^2}\right) \nabla \varphi_N + 4 \frac{\mathbf{v}}{c} \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \nabla \varphi_N\right). \quad (20)$$

Для уравнения (20) смещение перицентра эллиптической орбиты пробной частицы будет

$$\delta\varphi = \frac{6\pi GM}{c^2 \alpha (1 - e^2)}, \quad (21)$$

что совпадает с известным выражением в ОТО.

В работе Калмана проведен сравнительный анализ линейных теорий скалярного, векторного и тензорного полей, и впервые получено строгое выражение для ТЭИ взаимодействия пробных частиц с гравитационным полем в линейном приближении. Им также получено общее выражение для закона сохранения энергии-импульса системы частицы + поле в виде

$$\left[T_{\langle m \rangle}^{ik} + T_{\langle int \rangle}^{ik} + T_{\langle f \rangle}^{ik} \right], \quad k = 0. \quad (22)$$

Интересной особенностью исключительно векторного поля (электродинамика) является то, что для него закон сохранения может быть записан в виде

$$\left[T_{\langle m \rangle}^{ik} + T_{\langle f \rangle}^{ik} \right], \quad k = 0, \quad (23)$$

т. е. без ТЭИ взаимодействия.

3.3. Тирринг и Дезер о тождественности ОТО и ПТГ.

Характерной особенностью почти всех работ, касающихся ПТГ, является желание их авторов объявить тождественность полевого и геометрического подходов. Так статья Тирринга (1961) начинается со слов: «Проблема гравитации была решена Эйнштейном в его общей теории относительности... Любой дальнейший вклад в эту область с необходимостью является педагогическим или интерпретационным».

Именно со ссылкой на работу Тирринга, в книге Зельдовича и Новикова (1971) утверждается, что полевой подход тождествен с ОТО.

Однако, как читатель может сам непосредственно убедиться, прочитав перевод статьи Тирринга в этом же выпуске журнала «Гравитация», в ней рассматривается только случай слабого гравитационного поля, где предсказания двух подходов действительно совпадают. Эффекты же в сильном поле, где и следует ожидать отличий, вообще не обсуждаются.

Тирринг предлагает рассмотреть в случае слабого гравитационного поля сумму двух тензоров η^{ik} и ψ^{ik} , которую можно интерпретировать как метрический тензор эффективного риманова пространства:

$$\hat{g}^{ik} = \eta^{ik} + \psi^{ik}. \quad (24)$$

Следует отметить, что такое представление в рамках ПТГ по необходимости является вторичным и приближенным. Первичным же остается понятие квантованного гравитационного поля, и кванты этого поля, гравитоны, нельзя уничтожить никаким выбором системы отсчета. Отсюда следует, что принцип эквивалентности в аналогичной формулировке не имеет места в ПТГ, хотя, как показано Тиррингом, закон равенства инертной и гравитационной масс безусловно выполняется в ПТГ и есть прямое следствие принципа универсальности (10).

Более того, определение (24) страдает тем недостатком, что оно с необходимостью выводит нас за рамки исходных предположений тензорного анализа в плоском пространстве. Действительно, если \hat{g}^{ik} является тензором в плоском пространстве, то его ковариантные компоненты должны иметь вид

$$\hat{g}_{ik} = \eta_{ik} + \psi_{ik}, \quad (25)$$

при этом смешанные компоненты и полная свертка имеют вид:

$$\hat{g}_k^i = \delta_k^i + \psi_k^i, \quad (26)$$

$$\hat{g}_{ik}\hat{g}^{ik} = 4 + 2\psi + O(\psi_{ik}^2). \quad (27)$$

Для истинно метрического тензора в римановом пространстве всегда должны выполняться следующие точные соотношения:

$$\hat{g}_k^i = \delta_k^i, \quad (28)$$

$$g_{ik}g^{ik} = 4, \quad (29)$$

которые отличаются от (26) и (27). Для исправления этого дефекта обычно рассматривают два разных тензора

$$\hat{g}^{ik} = \eta^{ik} + \psi^{ik}, \quad (30)$$

$$\tilde{g}_{ik} = \eta_{ik} + \psi_{ik}, \quad (31)$$

которые считают компонентами метрического тензора.

Отметим, что в последовательной ПТГ величины с верхними и нижними индексами принадлежат одному и тому же тензору, т. е. геометрическому объекту плоского пространства. Поэтому в ПТГ нет путаницы в интерпретации ко- и контра-вариантных компонент тензоров, а также всегда есть возможность введения глобальных декартовых координат. Наличие плоской фоновой метрики радикально отличает ПТГ от ОТО, что проявляется особенно ясно в случае сильных гравитационных полей. Таким образом, в работе Тирринга нет доказательства тождественности ПТГ и ОТО, а только показана возможность введения эффективного риманова пространства в слабом гравитационном поле.

Дезер (1970) в своей статье подвел итог всем предыдущим попыткам получения полных уравнений Эйнштейна из линейных уравнений для тензорного поля. Суть его подхода заключается в процедуре итераций, т. е. последовательном учете ТЭИ самого гравитационного поля, вычисленного из лагранжиана предыдущего приближения. Начинается вся процедура с лагранжиана для свободного тензорного поля и с постулата о метрическом тензоре в виде

$$g^{ik} = \eta^{ik} + h^{ik}, \quad (32)$$

что, согласно отмеченному выше, является отходом от полевой теории.

Главный же недостаток метода итераций заключается в том, что лагранжевы формализм не позволяет вычислить однозначно ТЭИ гравитационного поля и, следовательно, можно получить бесконечно много разных нелинейных обобщений линейных уравнений тензорного поля.

Дезер фактически показал только то, что можно найти такое выражение для ТЭИ, которое уже на третьем шаге приводит к уравнениям Эйнштейна. Отсюда никоим образом не следует тождественность полевого и геометрического подходов, как это утверждается в книге Мизнера, Торна, Уилера (1977). Более того, поскольку суть полевого подхода заключается в выборе такого ТЭИ гравитационного поля, который удовлетворяет условиям положительной определенности энергии поля и равенства нулю следа (масса покоя гравитонов равна нулю), то именно эти свойства ТЭИ надо проверять в первую очередь. Однако ТЭИ Дезера этим условиям не удовлетворяет. Легко показать, что требование положительности энергии гравитационного поля приводит к радикальному отличию полевого подхода от геометрического (см. п. 5.4).

4. Квантовая теория тензорного поля

Современной теоретической основой описания всех известных физических взаимодействий (сильного, слабого, электромагнитного) является квантовая теория поля. Так, продвинуться в понимании физики электромагнитного взаимодействия оказалось возможным только после построения квантовой электродинамики. Поскольку полевая теория описывает гравитацию аналогично другим полям материи, то совершенно естественно предположить, что должна существовать также квантовая гравитодинамика, т. е. квантовая теория тензорного поля, описывающая гравитационное взаимодействие на более фундаментальном уровне, чем классическая релятивистская теория.

В квантовой гравитодинамике важную роль играет понятие физического вакуума, как плоского фонового пространства Минковского, заполненного квантовыми флуктуациями всех полей, включая гравитационное. В квантовой теории закон Ньютона для притяжения тел есть результат обмена виртуальными гравитонами, аналогично тому, как закон Кулона есть результат обмена виртуальными фотонами.

Первые результаты по квантованию тензорного гравитационного поля относятся к 30-м годам и были получены в работах Розенфельда (1930) и Бронштейна (1936). Различные варианты формализма квантовой теории поля используются для расчета квантовых эффектов гравитационного поля в работах Иваненко, Соколова (1947); Гупты (1952); Фейнмана (1963); Захарова (1965); Вейнберга (1965).

Во всех этих работах фактически рассматривается тензорное симметричное поле в плоском пространстве Минковского. По своему духу и по реально используемому формализму эти работы целиком относятся к полевой теории гравитации, хотя сами авторы этих статей везде говорят якобы об относительности. Реально от геометрического подхода берется только формальное выражение для лагранжиана и

делается его разложение в случае слабого поля в плоском пространстве (см. статью Фейнмана в этом выпуске).

Главной проблемой квантовой гравитации является физически обоснованный выбор лагранжиана, а также выбор ТЭИ гравитационного поля, который еще не фиксируется выбором лагранжиана. Нерешенной задачей остается устранение возникающих в этом подходе квантово-полевых расходимостей. Вследствие чрезвычайной малости квантовых эффектов в лабораторных условиях на сегодняшний день отсутствуют экспериментальные данные в этой области физики, что затрудняет дальнейшее осмысленное развитие теории. Отметим, однако, предложенный в работах Барышева, Райкова (1995) и Барышева, Губанова, Райкова (1996) эксперимент по проверке частотной зависимости отклонения электромагнитных волн планетами Солнечной системы, в котором могут проявиться квантовые эффекты уже в слабом гравитационном поле.

5. Современные проблемы полевой теории гравитации

В заключение этого обзора перечислим наиболее важные, на наш взгляд, проблемы полевого подхода к гравитации, решение которых в ближайшем будущем позволило бы существенно продвинуться в понимании физики гравитационного взаимодействия.

5.1. Многокомпонентность гравитационного поля.

В квантовой теории поля необходимо учитывать как реальные, так и виртуальные гравитоны. В общем случае симметричное тензорное поле второго ранга ψ^{ik} содержит 10 независимых компонент и представляет собой суперпозицию частиц спинов 2, 1, 0, и 0', которые участвуют в виртуальных процессах, т.о.,

$$\{\psi^{ik}\} = \{2\} \oplus \{1\} \oplus \{0\} \oplus \{0'\}. \quad (33)$$

Калибровочная инвариантность уравнений гравитационного поля позволяет наложить четыре дополнительных условия, убирая частицы спина 1 и 0' и оставляя реальными шесть независимых компонент, т. е. частицы спина 2 и 0. При этом источник поля также состоит из двух частей:

$$\{\psi^{ik}\} = \{2\} \oplus \{0\} \leftrightarrow \{T^{ik}\} = \{2\} \oplus \{0\}. \quad (34)$$

В частности, потенциал Биркгофа (8) может быть представлен как суперпозиция чисто тензорной (спин 2) и скалярной (спин 0) частей

$$\psi^{ik} = \psi_{<2>}^{ik} + \psi_{<0>}^{ik} = \varphi^{ik} + \frac{1}{4} \eta^{ik} \psi = \varphi_N \text{diag} \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) + (-2\varphi_N) \frac{1}{4} \eta^{ik}. \quad (35)$$

Подставляя (35) в уравнения движения пробной частицы (16), получаем, что сила, действующая на покоящуюся частицу массы m_0 , есть сумма силы притяжения (спин 2) и силы отталкивания (спин 0), что в итоге дает наблюдаемую ньютоновскую силу гравитации

$$F = F_{<2>} + F_{<0>} = -\frac{3}{2} m_0 \nabla \varphi_N + \frac{1}{2} m_0 \nabla \varphi_N = m_0 \nabla \varphi_N = F_N. \quad (36)$$

Таким образом, ПТГ, строго говоря, является скалярно-тензорной теорией, при этом скалярная часть поля уже содержится в исходном тензорном потенциале в виде его следа, и поэтому не требуется введения дополнительного скаляра (в отличие от теории Бранса-Дикке). Разделение тензорного потенциала на компоненты представляет собой довольно тонкую проблему и нуждается в дальнейшем исследовании.

5.2. Выбор ТЭИ гравитационного поля.

Поскольку лагранжевы формализм не фиксирует однозначно ТЭИ поля, то возникает важная проблема отыскания такого ТЭИ гравитационного поля, который удовлетворяет дополнительным физическим требованиям положительности энергии поля (наличие гравитонов) и равенства нулю следа (безмассовость гравитонов). При этом существенно осложняет задачу многокомпонентность гравитационного поля. Действительно, единый лагранжиан тензорного поля описывает смесь притяжения (спин 2) и отталкивания (спин 0), поэтому в канонический ТЭИ они входят с разными знаками, что не означает отрицательности энергии свободных частиц. В работе Соколова, Барышева (1980) впервые проведено разделение ТЭИ гравитационного поля на две части, соответствующие спину 2 и спину 0, которые имеют положительно определенную энергию. Дальнейшее обсуждение и различные варианты ТЭИ гравитационного поля содержатся в работах Барышева (1982); Барышева, Соколова (1983); Барышева (1988); Барышева (1990); Соколова (1992а, б, в, г); Барышева (1995а).

К настоящему времени известно два релятивистских эффекта гравитации, которые ограничивают возможный вид ТЭИ гравитационного поля — это смещение перицентра орбиты и гравитационное излучение в релятивистской задаче двух тел. Оба эффекта с большой точностью измеряются экспериментально в двойной системе с пульсаром PSR1913+16. Эффект смещения перицентра орбиты показывает, что плотность энергии статического гравитационного поля с точностью до долей процента совпадает с предсказанием формулы (14). Наблюдаемая потеря энергии двойной системой согласуется с излучением квадрупольных гравитационных волн, что фиксирует T^{00} компоненту спина 2. Наиболее точные наблюдения этой системы показали, однако, что существует избыточная потеря энергии величиной около 1 %, которая может быть интерпретирована как потеря энергии на скалярное гравитационное излучение (спин 0). Разные варианты ТЭИ скалярного поля дают разные величины ожидаемого избытка потери энергии двойной системой: 3 % (Барышев, 1982); 2.2 % (Соколов, 1992г); 0.735 % (Барышев, 1995а). Для окончательного решения между этими возможностями необходимо увеличить точность наблюдений, а также провести учет возможных негравитационных вкладов в наблюдаемый эффект.

5.3. Отсутствие черных дыр в ПТГ.

Историческим фактом является то, что Эйнштейн и Эддингтон были противниками черных дыр и задержали развитие теории черных дыр почти на 30 лет. В работе Эйнштейна (1939) использовался очень простой аргумент против черных дыр. Фактически Эйнштейн обратил известный аргумент Лапласа, заметившего, что для тела с радиусом меньше R_g скорость убегания с поверхности больше скорости света. Эйнштейн отметил, что в этом случае скорость пробной частицы, падающей на такое тело, также будет больше скорости света, что противоречит специальной теории относительности. Таким образом, Эйнштейн считал гравитационный радиус тел величиной выделенной тем, что никакое тело не может сжаться до меньшего радиуса. Позднее было показано, что этот аргумент не имеет места в ОТО, так как внутри R пространство нестатическое. Однако в ПТГ пространство везде плоское и статическое, следовательно, аргумент Эйнштейна против черных дыр сохраняет силу.

Эддингтон, в известной дискуссии с Чандрасекаром о судьбе белых карликов с массой, большей критической, утверждал, что должен существовать закон природы, запрещающий массивным холодным звездам сжиматься до гравитационного радиуса.

Легко показать, что в полевой теории гравитации такой закон существует и называется законом сохранения энергии! Действительно, если плотность энергии

гравитационного поля вокруг статического сферически-симметричного тела массы M и радиуса R_0 дается T^{00} — компонентой ТЭИ гравитационного поля (14), то полная энергия, заключенная в гравитационном поле вокруг такого тела, есть

$$E_{\langle g \rangle} = \int_{R_0}^{\infty} \varepsilon_{\langle g \rangle} dV = \frac{GM^2}{2R_0} \text{ эрг.} \quad (37)$$

Отсюда сразу следует, что в ПТГ есть естественный физический предел компактности любого тела, следующий из условия, чтобы энергия, заключенная в самом гравитационном поле, была меньше энергии, соответствующей массе покоя составляющих тело частиц, т. е.

$$\text{из } E_{\langle g \rangle} < Mc^2 \text{ следует } R_0 > \frac{GM}{2c^2}. \quad (38)$$

Таким образом, черные дыры в полевом подходе запрещены законом сохранения энергии, включающем энергию самого гравитационного поля.

Этот вывод в точности аналогичен выводу ограничения на классический радиус электрона $R_e > e^2/m_e c^2$, следующий из условия, чтобы энергия, заключенная в электрическом поле $E_{\langle e \rangle}$ вокруг электрона, была меньше его массы-энергии покоя $m_e c^2$.

Приведем еще одно поучительное следствие положительности энергии гравитационного поля (14). Нелинейность уравнений гравитационного поля естественно связывать с наличием энергии у самого гравитационного поля, тогда в зависимости от знака этой энергии возникают два возможных обобщения уравнения Лапласа

$$\Delta\varphi = 0 \quad (39)$$

для гравитационного потенциала φ вокруг тела массы M . Поскольку в ПТГ энергия самого гравитационного поля положительна, то вместо (39) будем иметь:

$$\Delta\varphi = +\frac{1}{c^2} (\nabla\varphi)^2. \quad (40)$$

Решение этого уравнения с обычными условиями на потенциал имеет вид

$$\varphi = -c^2 \ln \left(1 + \frac{GM}{c^2 R} \right), \quad (41)$$

или для силы гравитации, действующей на единичную пробную массу:

$$\frac{d\varphi}{dR} = \frac{GM}{R^2 (1 + GM/c^2 R)}. \quad (42)$$

Из (42) следует, что при $R \rightarrow R_m \approx GM/c^2$ градиент потенциала ограничен величиной

$$g_{\langle max \rangle} \leq \frac{c^2}{GM}. \quad (43)$$

Таким образом, сила гравитации не только не становится бесконечной, но и вообще стремится к нулю при увеличении массы тела M .

Если бы энергия статического гравитационного поля была отрицательной, как это имеет место для T компоненты псевдотензора энергии-импульса Ландау-Лифшица ($\varepsilon_{\langle g \rangle} = -7(\nabla\varphi)/8\pi G$), тогда вместо (39) мы имели бы

$$\Delta\varphi = -\frac{1}{c^2} (\nabla\varphi)^2. \quad (44)$$

Решением (44) будет

$$\varphi = -c^2 \ln \left(1 - \frac{GM}{c^2 R} \right), \quad (45)$$

или для градиента потенциала

$$\frac{d\varphi}{dR} = \frac{GM}{R^2 (1 - GM/c^2 R)}. \quad (46)$$

В этом случае, сила гравитации действительно обращалась бы в бесконечность независимо от массы тела при сжатии его до радиуса $R \approx GM/c^2$, как это и имеет место в ОТО.

Однако в полевом подходе к гравитационному взаимодействию энергия гравитационного поля, по определению, является положительной величиной, и проблемы с бесконечными силами не возникает. Эти простые физические соображения показывают, какую важную роль играет ТЭИ гравитационного поля в физике гравитации и как радикально меняются выводы теории при изменении требований к энергии гравитационного поля.

5.4. Астрофизические тесты ПТГ.

Лабораторным экспериментам доступны только слабые гравитационные поля, однако существуют астрофизические объекты с предельно сильными гравитационными полями, где и должны проявиться отличия в предсказаниях полевого и геометрического подходов.

Обнаружение гравитационных волн от астрофизических объектов с помощью гравитационных антенн третьего поколения позволит установить их характер (поперечные и продольные волны) и тем самым получить ограничения на ТЭИ.

Наблюдения рентгеновских двойных звездных систем с компактными массивными компонентами, так называемые кандидаты в черные дыры, позволят проверить, существуют ли реально сингулярности, или гравитационные силы насыщаются. Часто в литературе можно встретить утверждение, что черные дыры уже открыты, поскольку массы компактных компонент оказываются больше предела Оппенгеймера-Волкова, т. е. более трех масс Солнца. Такое утверждение неверно потому, что предел Оппенгеймера-Волкова существует только в ОТО, в полевой теории могут существовать релятивистские звезды с большими массами. Обсуждение астрофизических следствий ПТГ содержится в работах Барышева, Соколова (1984), Барышева (1990; 1991), Соколова, Жарикова (1993).

Космология является также одной из основных областей приложения теории гравитации. Современные наблюдательные данные о крупномасштабном распределении галактик в пространстве показывают, что главное предположение Фридмановской космологии об однородном распределении вещества оказывается опровергнутым. Оказалось, что галактики образуют фрактальную структуру с размерностью, приблизительно равной двум. Это приводит к необходимости пересмотра оснований космологии и, в частности, к необходимости анализа космологических приложений полевой теории гравитации (см. обзор Барышева, Силос-Лабини, Монтуори, Пиетронеро, (1994)). Одним из главных отличий полевого подхода от геометрического является возможность в ПТГ статического бесконечного распределения вещества (Барышев, Ковалевский (1990)). В случае статического фрактального распределения вещества наблюдаемое космологическое красное смещение имеет гравитационную природу, а не связано с расширением пространства, как это предполагается в моделях Фридмана.

6. Заключение

В настоящей статье проведен ретроспективный анализ полевой теории гравитации, из которого ясно, что полевой и геометрический пути ведут к разным предсказаниям в случае сильного гравитационного поля. Который из этих двух путей ведет в храм, покажут будущие астрофизические наблюдения.

Однако уже сейчас понятно, что более фундаментальным является квантовый уровень описания гравитационного взаимодействия, а классические теории, и полевая, и геометрическая, будут получаться как предельный случай квантовой теории.

ЛИТЕРАТУРА

I. Классические работы по теоретико-полевому описанию гравитации, переводы которых приводятся в настоящем выпуске журнала «Гравитация»:

1. Биркгоф Дж. (1944) «Плоское пространство-время и гравитация» (Birkhoff G.D., «Flat space-time and gravitation», 1944, Proc. Nat. Acad. Sci., v. 30, p. 324).
2. Мошинский М. (1950) «О взаимодействии биркгофовского гравитационного поля с электромагнитным и спинорным полями», (Moshinsky M., «On the interactions of Birkhoff's gravitational field with the electromagnetic and pair fields», 1950, Phys. rev., v. 80, p. 514).
3. Тирринг В. (1961) «Альтернативный подход к теории гравитации», (Thirring W., «An alternative approach to the theory of gravitation», 1961, Ann. Phys., v. 16, p. 96).
4. Калман Дж. (1961) «Лагранжев формализм в релятивистской динамике», (Kalman G., «Lagrangian formalism in relativistic dynamics», 1961, Phys. Rev., v. 123, p. 384).
5. Дезер С. (1970) «Самодействие и калибровочная инвариантность», (Deser S., «Self-interaction and gauge invariance», 1970, Gen. Rel. Grav., v. 1, p. 9).
6. Фейнман Р. (1963) «Квантовая теория гравитации», (Feynman R., «Quantum theory of gravitation», 1963, Acta Phys. Pol.)

II. Дополнительная литература, на которую имеются ссылки в настоящей статье:

7. Барышев Ю.В. (1982) Астрофизика, 18, 93.
8. Барышев Ю.В. (1988) Вестн. ЛГУ, сер. 1, в. 2, 80.
9. Барышев Ю.В. (1990) «Введение в тензорную полевую теорию гравитации» (неопубликованная рукопись книги).
10. Барышев Ю.В. (1991) (in «Problems on high energy physics and field theory», 1991, М., Nauka, p. 61).
11. Барышев Ю.В. (1995a) (in «Gravitational wave experiments», 1995, p. 251)
12. Барышев Ю.В. (1995b) Гравитация, т. 1, в. 1, 13.
13. Барышев Ю.В., Губанов А.Г., Райков А.А. (1996) Гравитация, т. 2, в. 1, 72.
14. Барышев Ю.В., Ковалевский М.А. (1990) Вестн. ЛГУ, сер. 1, в. 1, 86.
15. Барышев Ю.В., Райков А.А. (1995) (in «Problems on high energy physics and field theory», 1995, Protvino, p. 166).
16. Барышев Ю.В., Силос-Лабини Ф., Монтуори М., Пиетронеро Л. (1994) (Baryshev Yu., Sylos Labini F., Montuori M., Pietronero L., Vistas in Astron., 38, 419).
17. Барышев Ю.В., Соколов В.В. (1983) Труды АО ЛГУ, 38, 36.
18. Барышев Ю.В., Соколов В.В. (1984) Астрофизика, 21, 361.
19. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. (1976) «Введение в теорию квантованных полей», М., Наука.
20. Бронштейн М.П. (1936) ЖЭТФ, 6, 195.
21. Вейнберг С. (1965) (Weinberg S., Phys. Rev., 138, N4B, 988).
22. Выблый Ю.П. (1996) Гравитация, т. 2, в. 1, 25.
23. Генк А.В. (1996) Гравитация, т. 1, в. 1, 50.
24. Гупта С. (1952) (Gupta S., Proc. Phys. Soc., A65, 161; 608).
25. Захаров В.И. (1965) ЖЭТФ, 48, 303.
26. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. (1971) «Теория тяготения и эволюция звезд», М., Наука.
27. Иваненко Д.Д., Соколов А.А. (1947) Вестн. МГУ, N8, 103.
28. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. (1973) «Теория поля», М., Наука.
29. Лозунов А.А. (1987) «Лекции по теории относительности и гравитации», М., Наука.
30. Лозунов А.А., Мествиришвили М.А. (1989) «Релятивистская теория гравитации». М., Наука.
31. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. (1977) «Гравитация», т. 1, 2, 3, М., Мир.

32. Розенфельд Л. (1930) (Rosenfeld L., Zs. f. Phys., 65, 589).
33. Соколов В.В. (1992а) (Astroph. Sp. Sci., 191, 231).
34. Соколов В.В. (1992б) (Astroph.Sp.Sci., 197, 87).
35. Соколов В.В. (1992в) (Astroph. Sp. Sci., 197, 179).
36. Соколов В.В. (1992г) (Astroph. Sp. Sci., 198, 53).
37. Соколов В.В., Барышев Ю.В. (1980) Грав. и ТО, КГУ, в. 17, 34.
38. Соколов В.В., Жариков С.В. (1993) (Astroph. Sp. Sci., 201, 303).
39. Соколов С.Н. (1995) Гравитация, т. 1, в. 1, 3.
40. Эйнштейн А. (1939) (Einstein A., Ann. Math. (Princeton), 40, 922).