

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.1.01

О НЕОБХОДИМОСТИ СВЯЗИ МЕТРИКИ ПЛОСКОГО ПРОСТРАНСТВА С МЕТРИКОЙ ИСКРИВЛЕННОГО ПРОСТРАНСТВА В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ «НА ПЛОСКОМ ФОНЕ»

А. А. Власов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Подчеркнута необходимость ковариантной связи метрики плоского пространства с метрикой искривленного пространства в теории гравитации «на плоском фоне». Показано, что такая связь в РТГ приводит к ее отличию от ОТО «на плоском фоне».

Хорошо известно, что уравнения Гильберта—Эйнштейна не содержат метрики γ_{ik} плоского пространства (пространства Минковского). Действительно, при замене в уравнениях Гильберта—Эйнштейна обычных производных $\partial/\partial x^i$ на ковариантные производные по метрике γ_{ik} , $\partial/\partial x^i \rightarrow \mathcal{D}/\partial x^i$, метрические коэффициенты γ_{ik} сокращаются и форма уравнений Гильберта—Эйнштейна остается неизменной. Таким образом, основываясь на уравнениях Гильберта—Эйнштейна, определить однозначно по метрике g_{ik} метрику γ_{ik} нельзя. Поэтому в ОТО, работающей с данными уравнениями и римановой геометрией, невозможно ввести плоское пространство с соответствующими глобальными координатами и метрикой γ_{ik} [1]. Однако в связи с тем, что в ряде работ [2] возобновляются попытки построения ОТО на фоне плоского пространства, имеет смысл еще раз вернуться к этому вопросу.

Для теории «на плоском фоне» связь метрики искривленного, риманова пространства g_{ik} с метрикой плоского пространства γ_{ik} необходима для самосогласованности теории. В частности, однозначное определение по g_{ik} метрики γ_{ik} необходимо для однозначной интерпретации гравитационных эффектов в Солнечной системе. При рассмотрении таких эффектов приходится разлагать g_{ik} в ряд теории возмущений относительно метрики плоского пространства γ_{ik} , разделять ньютоновские члены и поправки к ним, а физически измеряемые величины относить к тем или иным способом выбранной системе отсчета, которая в Солнечной системе обычно связывается с метрикой γ_{ik} [3]. Таким образом, при отсутствии однозначной связи между g_{ik} и γ_{ik} мы, выбирая различные выражения для γ_{ik} при фиксированной метрике g_{ik} , получаем различные ряды теории возмущений и различные предсказания. Требование ньютоновской асимптотики для g_{ik} в соответствующих задачах не фиксирует однозначно вид γ_{ik} , выбор различных форм метрики g_{ik} («координатные условия») также не фиксирует вид γ_{ik} . С другой стороны, задавая *ad hoc* метрику γ_{ik} , мы, при отсутствии однозначной связи, не знаем, какой формой метрики g_{ik} пользоваться, что опять приводит к неоднозначности предсказаний.

Поясним сказанное на простом примере. Возьмем две возможные формы вакуумного решения уравнений Гильберта—Эйнштейна, например шварцшильдову и фоновскую:

$$ds^2 = (1 - 2m/r) dt^2 - (1 - 2m/r)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2, \quad (1)$$

$$ds^2 = \frac{r-m}{r+m} dt^2 - \frac{r+m}{r-m} dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (2)$$

Метрику пространства Минковского также запишем в двух видах:

$$d\sigma^2 = dt^2 - dr^2 - (r-m)^2 d\Omega^2, \quad (3)$$

$$d\sigma^2 = dt^2 - dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (4)$$

В теориях гравитации «на плоском фоне» без однозначной связи g_{ik} и γ_{ik} невозможно определить, что чему соответствует в (1)—(4): метрике (1) — метрика (3) или (4), метрике (3) — метрика (1) или (2), и возможно ли такое соответствие вооб-

ще. Но если гравитационным полем Φ_{ik} считать разность $g_{ik} - \gamma_{ik}$, то тогда выражения для Φ_{ik} будут неоднозначны, а именно Φ_{ik} и вычисляемые с их помощью поправки к ньютоновскому взаимодействию входят в численные расчеты гравитационных эффектов в Солнечной системе [3].

Иногда говорят, что произвол в решениях уравнений Гильберта—Эйнштейна в теориях гравитации на плоском фоне есть координатный произвол, т. е. замена одних x^i на другие: $x^i \rightarrow x'^i = x'^i(x)$ не приводит к физически новым решениям, так как «новая» метрика $g'_{ik}(x')$ будет тем же решением $g_{ik}(x)$, но в новой координатной системе x'^i . Но о какой координатной системе идет речь в теориях гравитации на плоском фоне? Если физический смысл переменных x^i как координат определяется выбранной формой для $g_{ik}(x)$, то тогда нельзя найти связь координат x^i со стандартными координатами пространства Минковского, т. е. найти $\gamma_{ik}(x)$. Если же смысл координатной системы x^i задается метрикой $\gamma_{ik}(x)$ (что естественно для теорий «на плоском фоне»), то какая метрика $g_{ik}(x)$ отвечает выбранной $\gamma_{ik}(x)$, из уравнений Гильберта—Эйнштейна однозначно определить нельзя. Таким образом, устранить произвол в интерпретации отклонения g_{ik} от γ_{ik} в теории относительности «на плоском фоне» нельзя, а следовательно, такая теория не имеет предсказательной силы.

Чтобы зафиксировать по g_{ik} метрику γ_{ik} и сделать теорию самосогласованной, g_{ik} и γ_{ik} необходимо связать некоторым ковариантным уравнением [1, 4, 5], которое отделит силы инерции от гравитационных сил. Тогда при координатных преобразованиях одно и то же физическое решение будет преобразовываться по тензорному закону. При этом в релятивистской теории гравитации (РТГ) [1, 4] физический смысл переменных x^i некоторого решения $g_{ik}(x)$ уравнений Гильберта—Эйнштейна определяется из взаимно однозначной гладкой связи x^i с координатами пространства Минковского ξ^i и метрикой $\gamma_{ik}(\xi)$ (причем определяющими являются именно координаты ξ^i со своей областью изменения и метрикой $\gamma_{ik}(\xi)$), связь x^i с ξ^i задается ковариантным уравнением на g_{ik} и γ_{ik} . Тогда координаты x^i в РТГ становятся одной из регулярных координатных систем в плоском пространстве, а решение $g_{ik}(x)$ — решением уравнений РТГ в этих координатах, сохраняющим простую топологию пространства Минковского. Отсюда, в частности, следует, что решения g_{ik} уравнений Гильберта—Эйнштейна имеют в РТГ (по сравнению с ОТО) ограниченную область применения, т. е. РТГ не есть теория относительности «на плоском фоне», а представляет собой новую теорию.

С этим рассмотрением тесно связан вопрос о калибровочной свободе в ОТО «на плоском фоне». Здесь иногда прибегают к следующему способу рассуждений (см., напр., [2, 6]). Если гравитационным полем Φ_{ik} считать разность $g_{ik} - \gamma_{ik}$, то при инфинитезимальных преобразованиях координат производные Ли от g_{ik} и γ_{ik} берутся так, что производная Ли от Φ_{ik} будет величиной более высокого порядка малости, т. е. физическое гравитационное поле Φ_{ik} с рассматриваемой точностью «калибровочно инвариантно». Действительно, при заданных g_{ik} и γ_{ik} поле Φ_{ik} не меняется. Но какое Φ_{ik} ? В силу существующей в таком подходе неоднозначности неясно, что считать полем Φ_{ik} , так как различный выбор g_{ik} по γ_{ik} (см., напр., (1) — (4)) дает различные поля Φ_{ik} . Таким образом, в данном смысле говорить о калибровочной инвариантности физического гравитационного поля (даже с соответствующей точностью) нельзя. Только РТГ позволяет однозначно при соответствующих начальных и граничных условиях конкретной задачи найти g_{ik} по γ_{ik} (в частности, в нашем примере метрике (1) соответствует метрика (3), а метрике (2) — метрика (4)). Поэтому интерпретация гравитационных эффектов в РТГ однозначна. При инфинитезимальных преобразованиях координат однозначно найденное гравитационное поле в РТГ остается «калибровочно инвариантным» (с соответствующей точностью).

Автор глубоко благодарен академику А. А. Логунову за ценные обсуждения рассматриваемых вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Логунов А. А. // Вестн. Моск. ун-та, Сер. 3, Физ. Астрон. 1986. 27, № 6. С. 3—15; Власов А. А., Логунов А. А. Отличие гравитационного коллапса в релятивистской теории гравитации от коллапса в ОТО. М., 1986. [2] Grishchuk L. P., Petrov A. N., Porova A. D. // Com. Math. Phys. 1984. 94. P. 379—396; Зельдович Я. Б., Гришук Л. П. // УФН. 1986. 149, № 4. С. 695—707. [3] Унт В. А. О центрально-симметрических гравитационных полях в ОТО: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Тарту, 1962; Shapiro I. I. // Phys. Rev. 1966. 141. P. 1219—1222; 145. P. 1005—1010; Брумберг В. А. Релятивистская небесная механика. М., 1972; Иваницкая О. С. Лоренцев базис и гравитационные эффекты в эйнштейновой теории тяготения. Минск, 1979. [4] Логунов А. А., Власов А. А. // ТМФ. 1984. 60, № 1. С. 3—8; Власов А. А., Логунов А. А., Мествиришвили М. А. // ТМФ. 1984.

- 61, № 3. С. 323—326; Логунов А. А., Мествиришвили М. А. // ТМФ. 1984. 61, № 3. С. 327—346; Logunov A. A., Mestvirishvili M. A. // Found. Phys. 1986. 16, N 1. P. 1—26. [5] Rosen N. // Found. Phys. 1985. 15, N 10. P. 997—1008. [6] Thirring W. // Appl. of Phys. (N. Y.) 1961. 16, N 1. P. 96—117; Туняк В. Н. // Изв. АН БССР, физ.-мат. сер. 1983. № 5. С. 98—102.

Поступила в редакцию
13.02.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9.082.5

КОНЦЕНТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КАНАЛЕ СТИМУЛИРОВАННОГО СВЧ РАЗРЯДА В АЗОТЕ

В. В. Злобин, А. А. Кузовников, В. М. Шибков

(кафедра электроники)

По штарковскому уширению спектральной линии водорода H_β определена зависимость концентрации электронов в канале стимулированного СВЧ разряда от давления азота. При атмосферном давлении азота концентрация электронов в канале достигала величины $(1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Газовый разряд при высоком давлении, возбуждаемый электромагнитным излучением СВЧ диапазона, может быть применен в плазмохимии, как активная среда в мощных молекулярных лазерах, в воздушно-реактивных двигателях [1], для создания в атмосфере Земли радиоотражающих плазменных слоев, используемых для дальней связи [2].

Мощность используемых в лабораторных экспериментах СВЧ генераторов недостаточна для самостоятельного пробоя газа при атмосферном давлении, однако если разряд стимулирован, например, с помощью резонансных диполей на диэлектрической подложке или лазерного факела [1], то он может поддерживаться длительное время в условиях сильных подпороговых полей. При этом, как показано в [1], СВЧ разряд при давлении газа (азот, воздух, гелий, аргон) больше 200 Тор пространственно неоднороден. Плазменное образование состоит из множества тонких нитей (каналов) диаметром $0,1 \div 0,3 \text{ мм}$, вытянутых вдоль вектора напряженности электрического поля в падающей СВЧ волне. Для построения теоретической модели данного типа разряда необходимо определить концентрацию и температуру электронов в плазме. В [3] изучался СВЧ разряд при атмосферном давлении, возбуждаемый на частоте $\sim 3 \text{ ГГц}$ между двумя заостренными стержнями, введенными внутрь волновода в середине широкой стенки и расположенных друг против друга. Концентрация электронов в канале СВЧ разряда вычислялась по измеренной проводимости плазмы на постоянном токе. В [3] получено, что область значений n_e лежит в пределах $3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Для измерения концентрации электронов данным методом необходимо знать поперечные размеры канала и температуру электронов и газа. К тому же данный метод является контактным и может вносить неконтролируемые возмущения.

Спектроскопическая диагностика плазмы имеет важные преимущества. Главные из них — отсутствие возмущений исследуемой плазмы и дистанционный характер измерений. Для широко используемых оптических методов диагностики необходимы дополнительные сведения о физических процессах, протекающих в плазме. При концентрации электронов $n_e > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ штарковское уширение линий водорода значительно больше, чем уширение за счет других факторов. В данной работе концентрация электронов в канале стимулированного СВЧ разряда измерялась по штарковскому уширению [4] спектральной линии водорода H_β ($\lambda = 4861 \text{ Å}$). Выбор линии H_β обусловлен тем, что она лежит в спектральной области, где обычные приемники излучения имеют высокую чувствительность. Точность теоретических расчетов ширины линии H_β высока ($\sim 5\%$), и данная линия соответствует переходу между сравнительно низко лежащими уровнями, поэтому она хорошо возбуждается в плазме, даже если водород присутствует в качестве малой примеси.

Для создания СВЧ разряда в виде одиночного канала использовалась следующая схема. В стеклянную колбу диаметром 5 и длиной 15 см с плоскими торцевыми окошками были впаяны навстречу друг другу две металлические проволоочки. Расстояние между их концами было фиксировано и равно $\sim 10 \text{ мм}$. Колба помещалась