ГРАВИТАЦИЯ Том 3 Выпуск 1 1997
Журнал по дискуссионным проблемам гравитационной физики .... *стр. 26–31*

ПРОБЛЕМНЫЕ ВОПРОСЫ СТО

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ СВЕРХСВЕТОВОЙ СИГНАЛ, ПЕРЕДАЮЩИЙ ИНФОРМАЦИЮ[1]

К. В. Анисович

НПО "Спектрон", Санкт-Петербург, Россия

Показана возможность существования сверхсветового сигнала в рамках теории относительности. Приводится пример лагранжиана такого сигнала. Обсуждается стандартная аргументация запрета на существование таких сигналов; показано, что она лишена достаточных оснований.

Содержание

Считается, что передача информации сигналами, скорость V которых превышает скорость света в вакууме С, несовместима с требованиями специальной теории относительности. Главным аргументом в пользу запрета на такие сигналы в теории относительности является существование возможности посылки информации с помощью такого сигнала в прошлое наблюдателя, что нарушает принцип причинности, гласящий: "Настоящее не может воздействовать на прошлое" [1–4]. Ниже, на примере сконструированного релятивистского сверхсветового сигнала, мы покажем, что стандартные доводы в пользу запрета на него безосновательны.

1. Лагранжиан сверсветового сигнала

Составим лагранжиан, описывающий распространение информации со скоростью, превышающей скорость света в вакууме С. В качестве простейшего рассмотрим лагранжиан скалярного поля Ψ.

$$L_\Psi = (g^{\alpha\beta} - \varepsilon^2 U^\alpha U^\beta)\Psi_{,\alpha}\Psi_{,\beta} - k\rho\Psi, \tag{1}$$

[1]Перевод (Г. М. Тележко) с оригинала "Problems of high energy physics and field theory (Proceedings of the XIV workshop)". Moscow, "Nauka", *1992*, p. 57–64

где ρ — плотность источника скалярного поля, $U^\alpha = dy^\alpha/ds$ — 4-скорость гипотетической среды (гипержидкость) с плотностью ε, влияющей на скорость распространения скалярной волны, k — константа, определяющая вклад скалярного поля в материальную часть лагранжиана.

Из (1) видно, что k — релятивистский лагранжиан. Вне гипержидкости (где $\varepsilon = 0$) скорость рапространения волны для скалярного поля будет равна C. Но в области с ненулевой плотностью гипержидкости распространение скалярной волны будет происходить со скоростью $V > C$.

2. Уравнение поля

Варьируя L в (1) по полю Ψ, получаем уравнение для скалярного поля:

$$[(g^{\alpha\beta} - \varepsilon^2 U^\alpha U^\beta)\Psi_{,\alpha}]_{;\beta} = -k\rho, \tag{2}$$

где $;\beta$ — ковариантная производная. Уравнение (2) записано ковариантно в произвольной метрике $g^{\alpha\beta}$ и в произвольных координатах x^α. Предположим, что лагранжиан (1) скалярного поля входит как дополнительное слагаемое в стандартный лагранжиан гравитационной теории:

$$L = (L_g + L_m) + L_\Psi, \tag{3}$$

в котором метрика $g^{\alpha\beta}$ определяется в первую очередь распределением материи с плотностью μ. Малость вклада скалярного поля в вещественную часть лагранжиана и, следовательно, в общую метрику $g^{\alpha\beta}$ обеспечивается заранее оговариваемой нами малостью величины параметра k.

3. Решение для скалярного поля

Согласно вышеизложенному, метрика $g^{\alpha\beta}$ в заданной 4-области Ω определяется, главным образом, распределением материи m_0, так же как и выбором координат x^α. Для простоты сделаем следующие предположения:

а) предположим, что поле $g^{\alpha\beta}$ в рассматриваемой нами области Ω — слабое, и в координатах x^α, в первом приближении, имеет вид:

$$g^{\alpha\beta} \simeq \mathrm{diag}\,(C^{-2}, -1, -1, -1), \tag{4}$$

б) предположим также, что гипержидкость с плотностью ε покоится в выбранной системе координат x^α (по нашему выбору), т.е.:

$$U^i = dy^i/ds = 0, (i = 1, 2, 3), \tag{5}$$

где dy^i — пространственные перемещения частей гипержидкости на интервале ds;

в) предположим, наконец, что плотность гипержидкости ε в рассматриваемой области Ω практически не зависит от времени, т.е.:

$$\varepsilon_{,0} = 0. \tag{6}$$

Учитывая допущения (4)–(6), сделанные выше, запишем уравнение (2) в виде:

$$\hat{g}^{\alpha\beta}\Psi_{,\alpha,\beta} = -k\rho, \tag{7}$$

где $\hat{g}^{\alpha\beta}$ — “эффективная” метрика:

$$\hat{g}^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta} - \varepsilon^2 U^\alpha U^\beta = \mathrm{diag}\,(\frac{1-\varepsilon^2}{C^2}, -1, -1, -1). \tag{8}$$

Здесь принято во внимание, что $U^i = 0$, $U^0U^0 = C^{-2}$, $g^{00} = C^{-2}$. В явном виде уравнение (7) будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{1-\varepsilon^2}{C^2}\Psi_{,0,0} - \Psi_{,i,i} = -k\rho. \tag{9}$$

Решение (9) внутри области Ω для случая $\varepsilon = const$ дается формулами Кирхгофа [5]:

$$\Psi = \frac{1}{4\pi}\int\limits_V \frac{k\rho^*}{r}dV + \int\limits_S \left[\frac{(\Psi_{,n})^*}{r} - \Psi^*\left(\frac{1}{r}\right)_{,n} + \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2}}{rC}r_{,n}(\Psi_{,0})^*\right]dS, \tag{10}$$

где V — объем внутри области Ω, ограниченный поверхностью S, r — расстояние от точки определения Ψ до переменной точки интегрирования, n — нормаль к поверхности S. Значения функций в (10) со значком $(*)$ — запаздывающие, относящиеся к моментам $t^* = t - (r/C)\sqrt{1-\varepsilon^2}$. Если в Ω нет источников, то второй член в (10) описывает свободную волну, распространяющуюся со скоростью:

$$V = \frac{C}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}. \tag{11}$$

Таким образом, решение (10) описывает сверсветовой сигнал для скалярного поля.

В случае, когда плотность гипержидкости $\varepsilon = \varepsilon(x^\alpha)$ внутри Ω — переменна, решение (9) дается формулами Соболева [5]:

$$\Psi_s = \Psi_k + \frac{1}{4\pi}\int\limits_V \Psi^*\Delta\xi dv, \tag{12}$$

где Ψ_k — значение Ψ из (10), Ψ^* — значение Ψ для $t^* = t - (r/C)\sqrt{1-\varepsilon^2}$, Δ — оператор Лапласа, ξ — функция Соболева ($\xi \simeq 1/r$), т.е., как и ранее, скорость V сигнала будет определяться из (11).

Итак, лагранжиан L_Ψ для скалярного поля (1) дает сигнал, распространяющийся со сверхсветовой скоростью. Этот сигнал несет информацию через посредство взаимодействия скалярного поля с источником ρ и другими членами лагранжиана (3). Когда это происходит вне гипержидкости ($\varepsilon = 0$), скорость скалярной волны равна скорости света в вакууме. В гипержидкости скорость скалярной волны становится большей, чем скорость света; так сигнал распространяется в системе отсчета этой же гипержидкости и в системе кооординат, в которой жидкость покоится ($U^i = 0$). В других системах отсчета этот сигнал также имеет $V > C$, но с учетом преобразования к выбранной системе координат. Ясно, что он уже не изотропен: он будет иметь скорость в направлении движения гипержидкости, большую, нежели в противоположном направлении.

4. Принцип причинности и запрет на $V > C$

Обычно отмечают, что сверхсветовой сигнал формально не противоречит теории относительности, тем не менее, он в ней запрещен из-за так называемого принципа причинности [1–4]. Доказательство этого строится следующим образом (см. рис. 1). Рассматриваются два наблюдателя, A и B, с мировыми линиями OA и MB, движущиеся одинаковым образом в системе K.

Оба они находятся в области Ω с $\varepsilon \neq 0$. Далее, предполагается, что гипержидкость в системе K покоится, так что оба наблюдателя могут обмениваться сверхсветовыми сигналами 1–2, 3–4 с одинаковыми скоростями как в направлении оси X, так и в противоположном направлении (см. рис. 1).

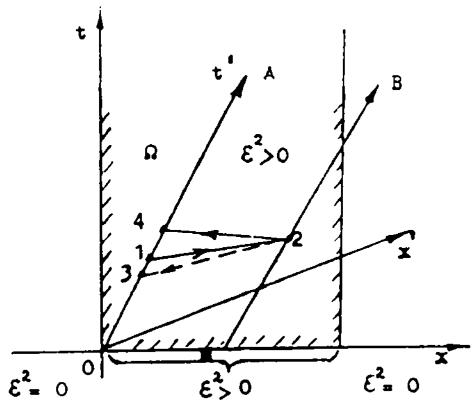

Рис. 1.

Обычно рассуждают следующим образом: "Если сверхсветовой сигнал с $V > C$ существует в системе K (в ней оба наблюдателя движутся), то, в силу принципа относительности, такой же сигнал с той же скоростью $V' = V > C$ должен существовать также и в системе K$'$ (в ней оба наблюдателя покоятся). Отсюда следует, что, используя такой сигнал в момент, когда сигнал 1–2 приходит, наблюдатель B может послать сигнал 2–3 в системе K$'$ с целью уничтожения наблюдателя A, и это делает невозможной более раннюю посылку им сигнала 1–2. Это — противоречие."

Что приводит к нему? — Как нетрудно убедиться, на основе принципа относительности они строят схему рассуждений, которая для него не характерна: "если сигнал с $V > C$ есть в системе K, то такой же сигнал с $V' = V > C$ есть в системе K'". Но эти сигналы рассматриваются в одной и той же области Ω, где скорость гипержидкости равна нулю в системе K и не равна нулю в системе K'. В системах K и K' — разные начальные условия. Поэтому сигнал 1–3 существует в системе K, но его аналог в K' не может существовать (принцип относительности, утверждающий идентичность уравнений для различных наблюдателей в одной и той же 4-области, не может утверждать идентичность процессов для различных наблюдателей в одной и той же области Ω). Процессы для них протекают различным образом, поскольку начальные условия внутри одной и той же области Ω (значения U^i) для них также различны.

Можно было бы подумать, что существует возможность избежать различий в начальных условиях для двух наблюдателей с помощью выбора узких зон в гипержидкости (прямых с $\varepsilon \neq 0$), покоящихся соответственно относительно наблюдателей, для посылки сверхсветовых сигналов. Однако им необходимо иметь общую зону (подобласть в Ω) для обмена сверхсветовыми сигналами типа 2–4, 2–3, но это невозможно в одной и той же подобласти из-за уравнения (9).

Таким образом, сигнал 2–3 в системе K' не реализуется, и стандартная цепочка рассуждений, запрещающая $V > C$, "не проходит".

Но что же видит наблюдатель в системе K'? Он видит посылку тех же сигналов 1–2 и 2–4, но измеряемых и описываемых в его координатах x'. Очевидно, что наблюдая посылку одних и тех же сигналов 1–2 и 2–4 в различных системах отсчета, мы не можем прийти к противоречию (даже если выбор координат $\tilde{x}'$

неудачен — выбор может быть практически произвольным в ковариантном описании — последовательность событий может быть необычной в этих координатах $\tilde{x}'$ и отличаться от последовательности событий в K). На несостоятельность запрета на возможность существования сверхсветового сигнала с помощью принципа относительности указывалось и ранее [6, 7].

5. Свехсветовой сигнал для других полей. Выбор источника и гиперсреды

Нетрудно увидеть, что присутствие сверхсветового сигнала в собственной (по отношению к гипержидкости) системе отсчета для L из (1) определяется введением члена $\hat{g}^{\alpha\beta} = (g^{\alpha\beta} - \varepsilon^2 U^\alpha U^\beta)$ в лагранжиан. Очевидно, что введение аналогичного выражения в лагранжианы других, не скалярных полей также даст для них сверхсветовые сигналы.

Например, лагранжиан L для векторного поля A^α может быть записан в виде:

$$L_a = k\rho A_\alpha U^\alpha_\rho + g^{\alpha\nu}(g^{\beta\gamma} - \varepsilon^2 U^\beta U^\gamma) A_{\alpha,\beta} A_{\nu,\gamma}, \tag{13}$$

где, как и раньше, ρ — плотность источника, U^α_ρ — 4-скорость источника, ε — плотность гипержидкости, U^β — 4-скорость гипержидкости, k — константа, определяющая вклад L_a в общий лагранжиан. Уравнение векторного поля для L_a из (13):

$$[g^{\alpha\nu}(g^{\beta\gamma} - \varepsilon^2 U^\beta U^\gamma) A_{\alpha,\beta}]_{;\gamma} = k\rho U^\nu_\rho \tag{14}$$

опишет распространение сигнала (при $\varepsilon \neq 0$) со сверхсветовой $V = C/\sqrt{1-\varepsilon^2}$ скоростью.

Выше для скалярного и векторного полей мы использовали гипотетический источник с плотностью ρ, а в качестве гиперсреды, влияющей на скорость сигнала — гипержидкость с плотностью ε. Теперь примем в качестве источника и гипержидкости реальную среду — материю с плотностью μ.

Общий лагранжиан, включающий гравитацию, для скалярного поля Ψ примет форму:

$$L = -\mu(1 - k\Psi) + \frac{R}{G} + b(g^{\alpha\beta} - p\mu^2 U^\alpha U^\beta)\Psi_{,\alpha}\Psi_{,\beta}, \tag{15}$$

где R — кривизна, G, k, b, p — константы, U^α — 4-скорость материи. Для выбранного L скорость скалярной волны внутри областей с ненулевой плотностью материи μ будет большей, чем скорость света c. Малость вклада скалярного поля в стандартные гравитационные эффекты (необходимо согласовать (15) с экспериментальными данными) обеспечивается малостью величины констант k и b.

Аналогично, лагранжиан для векторного сверхсветового сигнала, распространяющегося внутри области с ненулевой плотностью материи μ, будет выглядеть:

$$L = -\mu(1 - kA_\alpha U^\alpha) + \frac{R}{G} + bg^{\alpha\nu}(g^{\beta\gamma} - p\mu^2 U^\beta U^\gamma) A_{\alpha,\beta} A_{\nu,\gamma}. \tag{16}$$

Согласие с экспериментальными данными, как и выше, обеспечивается малостью величин констант k и b.

Конечно, возможен и другой выбор источника и среды для сверхсветового сигнала.

Если отвлечься от конкретной модели, сверхсветовой сигнал всегда можно записать непротиворечивым образом, когда среда, по отношению к которой должен распространяться сверхсветовой сигнал, фиксирована. Поэтому, в принципе, сверхсветовой гиперзвук в среде или твердом теле мог бы существовать, абсолютно твердые тела — также[2]. Стандартные аргументы в пользу их запрещения со ссылками на СТО, как показано в разделе 4, необоснованны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. Moller* // The Theory of Relativity. London: Oxford Univ. Press. *1952.*
2. *D. Bohm* // Relativity. N.Y.: W.A. Benjamin. *1965.*
3. *Д.А.Киржниц, В.Н.Сазонов* // Эйнштейновский сборник 1973. М., Наука, *1974.* С. 84.
4. *E. Recami* // Astrofisica e Cosmologia, Gravitazione, Quanti e Relativita. Firenze: Giunti Barbera. *1979.*
5. *V.I. Smirnov* // Cours de Mathematiques Superieures, t. 2, 4. M.: Mir, *1979.*
6. *К.В.Анисович* // Логические аспекты, принципы и методология специальной теории относительности. М., ВИНИТИ, деп. № 8126, В-87. *1987*
7. *K.V. Anisovich* // Superlight signal in relativistic theory. (report on XII Seminar of Problems of High Energy Physics and Field Theory). Protvino, *1989* (не опубликовано).
8. *H. Poincare* // "La mesure du temps". — Rev. de Metaphysique et de Morale. t. 6. Parig. *1898* P. 1.
9. *К.В.Анисович* // Эйнштейновский сборник-1973. М., Наука, *1974.* С. 381.
10. *К.В.Анисович* // Тезисы 7-й Советской гравитационной конференции, Ереван: Изд. Ереванского Университета, 1988. С. 11.

[2] Абсолютно твердые тела как сигнал с бесконечной скоростью не позволяют выбрать определенный (абсолютный) способ синхронизации. Это ясно хотя бы из возможности ковариантного (в произвольных координатах) описания уравнений, хотя часто делаются противоположные утверждения. У этой проблемы — длинная история [8], и она обсуждалась неоднократно (см., например, [6, 9, 10]).