

СТРУКТУРА ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ**ПОИСК ПСЕВДО-СКАЛЯРНОГО КРУЧЕНИЯ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИСПЕРСИИ МИКРОВОЛНОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ***С. Вольф**North Adams State College, North Adams, MA, USA*

Взаимодействие электромагнетизма с псевдоскалярным потенциалом кручения позволяет, в принципе, обнаружить космологическое кручение с помощью микроволновой спектроскопии высокого разрешения.

С о д е р ж а н и е

1. Введение	65
2. Спектральное расщепление микроволнового излучения в магнитном поле, вызванное кручением	66
3. Заключение	69
Благодарности	70
Литература	70

1. Введение

Идея Эйнштейна о том, что гравитация может быть вставлена в геометрию пространства-времени, положила начало расцвету Римановой геометрии и стимулировала исследования более общих геометрических структур, включающих кручение, неметризуемость [2, 3, 4] также как и метрического аффинного пространства-времени [5].

В первую очередь исследование кручения в геометрии пространства-времени вызвано желанием включить спин в структуру пространства-времени, в формулировку калибровочной теории гравитации и, наконец, попыткой объединить электромагнетизм и гравитацию в единой геометрической системе [6]. Показано [7, 8], что эффекты спина-кручения позволяют исключить космологические сингулярности, а также избежать неограниченного коллапса пылевой сферы. Гасперини [9] и Демианский и др. [10] показали, что, в духе инфляционной космологии, инфляция возникает в теориях, включающих кручение, и в действительности оно может служить "катализатором" степенного спектра [9].

Космологические решения с кручением неоднократно обсуждались в литературе [11, 12, 13, 14], причем отмечалось, что линейный элемент Робертсона-Уолкера с кручением нарушает однородность пространства-времени, т. к. различает точки в

пространстве. Отталкиваясь от этого наблюдения, Корчинский [12] обсуждает анизотропную модель типа Бианки с кручением, которая также предполагает возможную анизотропию ранней Вселенной, изотропизирующей впоследствии действием сдвиговой и объемной вязкости [15, 16]. В работе [17] мы приводим исследование решений с кручением, использующих элемент Робертсона-Уолкера и с различными источниками. Все эти решения демонстрируют затухающие эффекты кручения в эволюции ранней Вселенной, которые могут, в принципе, разрешить некоторые проблемы инфляционной космологии, в том смысле, что они обеспечивают достаточное для полного перехода в чистый вакуум затухание и решают проблему выхода без привлечения дополнительных скалярных полей и обратных поворотов, используемых в расширенной инфляции [18, 19]. Обращаясь к электромагнетизму, отметим, что существуют два способа введения кручения и его взаимодействия с электромагнетизмом (ЭМ). Первоначально, для минимального взаимодействия Ни [20] ввел потенциал кручения, который генерирует ЭМ взаимодействие с нарушением принципа эквивалентности. Гасперини и др. [21] рассматривали полуминимальное взаимодействие, сохраняющее первоначальную форму калибровочной инвариантности и согласующееся с принципом эквивалентности. Представляет интерес работа Гарсии де Андраде [22], который ввел кручение и его некалибровочное взаимодействие с ЭМ, приводящее к ненулевой массе покоя фотона, находящейся в согласии с ее экспериментальными ограничениями. В другой работе Гасперини и др. [23] показано, что кручение может вызывать поворот плоскости поляризации излучения космологических источников, и что этот эффект может быть использован для проверки теории. Стоегер [24] оценивает смещение спектральной линии водорода и эффект поляризации пучка частиц со спином типа Штерна-Герлаха, а также прецессию спиново-поляризованного гироскопа, вызванные кручением, однако его расчеты дают слишком малые для экспериментального обнаружения величины. Следуя работам Гасперини и др., мы обсуждали эффекты частотной дисперсии плоскополяризованных электромагнитных волн во внешнем магнитном поле, вызванных кручением [25]. Развивая эти идеи в настоящей статье, мы рассматриваем спектральное расщепление неполяризованного излучения в магнитных полях и возможность обнаружения этого эффекта при наблюдении космологических источников с высоким спектральным разрешением. Обнаружение такого расщепления могло бы открыть возможность для развития обобщенной теории гравитации, включающей несимметричные связи.

2. Спектральное расщепление микроволнового излучения в магнитном поле, вызванное кручением

Рассматривается полуминимальное взаимодействие, согласующееся с принципом эквивалентности [21]. Сначала мы вводим традиционную форму электромагнитной калибровочной инвариантности, со связью, определяемой метрикой и кручением следующим образом:

$$\tau^{\mu}_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \mu \\ \alpha\beta \end{pmatrix} + \frac{1}{2} [T^{\mu}_{\alpha\beta} + T_{\alpha\beta}{}^{\mu} - T_{\beta}{}^{\mu}{}_{\alpha}], \quad (2.1)$$

где $\tau^{\mu}_{\alpha\beta}$ — несимметричная связь, $\begin{pmatrix} \mu \\ \alpha\beta \end{pmatrix}$ — Символы Кристоффеля, $T^{\mu}_{\alpha\beta} = T^{\mu}_{\alpha\beta} - T^{\mu}_{\beta\alpha}$ — тензор кручения. Кручение связано с псевдоскалярным потенциалом как:

$$\partial_{\mu} \Phi = -\frac{\sqrt{-g}}{3!} \epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} T^{\alpha\beta\gamma}. \quad (2.2)$$

Для общего лагранжиана гравитации и электромагнетизма имеем:

$$I = \frac{c^4}{16\pi G} \int \left(R + \frac{3}{2} \partial_\mu \Phi \partial^\mu \Phi \right) \sqrt{-g} d^4x - \frac{1}{16\pi} \int F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \sqrt{-g} d^4x - \frac{\alpha}{16\pi} \int \left(\frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\mu F_{\nu\alpha} \partial_\beta \Phi}{\sqrt{-g}} \right) \sqrt{-g} d^4x. \quad (2.3)$$

Первый член в (2.3) получается подстановкой полной несимметричной связи в скаляр кривизны с использованием (2.2) и (2.1). Третий член следует из расчета вакуумной поляризации, где взаимодействие спина и кручения возникает из взаимодействия аксиально-векторной части тензора кручения и виртуальных фермионных пар, порождаемых фотонами [21]. При варьировании (2.3) по A_μ и Φ получаем:

$$\frac{\partial}{\partial x^\nu} (\sqrt{-g} F^{\mu\nu}) = \frac{1}{2} \alpha \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\nu\alpha} \partial_\beta \Phi, \quad (2.4)$$

$$\square \Phi = \frac{G\alpha \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}{6c^4 \sqrt{-g}}. \quad (2.5)$$

Здесь $F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu}$, α — постоянная тонкой структуры, $\epsilon^{4123} = 1$ и -1 для любых нечетных перестановок 4123. Теперь рассмотрим распространение электромагнитной волны произвольной поляризации в направлении x . Также, в качестве фона, рассмотрим постоянное магнитное поле B_{0y} , B_{0z} компоненты тензора поля $F_{24} = E_y$, $F_{34} = E_z$, $F_{12} = B_{0z} + B_z$, $F_{13} = -B_{0y} - B_y$. Здесь E_y , E_z , B_y , B_z флуктуирующие поля волны на фоне постоянных B_{0y} и B_{0z} .

Сохраним лишь линейные члены в переменных полях. Выписывая компоненты (2.4) и (2.5), получаем

$$-\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\alpha}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} (-B_{0y} - B_y), \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} = -\frac{\alpha}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} B_{0z}, \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = -\frac{8G\alpha}{6c^4} (E_y B_{0y} + E_z B_{0z}). \quad (2.8)$$

Дифференцируя (2.6) и (2.7) по t и затем используя

$$\nabla_x \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

(существование потенциала) или $\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}$, $\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}$ после дифференцирования по x , получаем

$$c \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = -\frac{\alpha}{c} B_{0y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \quad (2.9)$$

$$c \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = -\frac{\alpha}{c} B_{0z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = -\frac{8G\alpha}{6c^4} (E_y B_{0y} + E_z B_{0z}). \quad (2.11)$$

Теперь подставляем в (2.9), (2.10), (2.11) решения в виде плоской волны:

$$\begin{aligned} E_y &= \bar{E}_y e^{i(kx - \omega t)}, \\ E_z &= \bar{E}_z e^{i(kx - \omega t)}, \\ \Phi &= \bar{\Phi} e^{i(kx - \omega t)} \end{aligned} \quad (2.12)$$

и получаем

$$\bar{E}_y \left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) + \bar{\Phi} \left(-\frac{\alpha\omega^2}{c^2} B_{0y} \right) = 0, \quad (2.13)$$

$$\bar{E}_z \left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) + \bar{\Phi} \left(-\frac{\alpha\omega^2}{c^2} B_{0z} \right) = 0, \quad (2.14)$$

$$\bar{E}_y \left(\frac{4G\alpha B_{0y}}{3c^4} \right) + \bar{E}_z \left(\frac{4G\alpha B_{0z}}{3c^4} \right) + \bar{\Phi} \left(-\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) = 0. \quad (2.15)$$

Для существования нетривиальных решений (2.13), (2.14), (2.15) необходимо:

$$\text{Det} \begin{vmatrix} -k^2 + \frac{\omega^2}{c^2}, & 0, & -\frac{\alpha}{c^2} \omega^2 B_{-0y} \\ 0, & -k^2 + \frac{\omega^2}{c^2}, & -\frac{\alpha}{c^2} \omega^2 B_{-0z} \\ \frac{4G\alpha}{3c^4} B_{0y}, & \frac{4G\alpha}{3c^4} B_{0z}, & -\frac{\omega^2}{c^2} + k^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (2.16)$$

что дает

$$\omega_0^2 = k^2 c^2, \quad (2.17)$$

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{2k^2 c^2 + \bar{K} \pm \sqrt{\bar{K}^2 + 4k^2 c^2 \bar{K}}}{2}, \quad \left(\bar{K} = \frac{4G\alpha^2}{3c^2} (B_{0y}^2 + B_{0z}^2) \right), \quad (2.18)$$

где $k^2 c^2 \gg \bar{K}$ для микроволнового излучения т. к. $k \cong 1 \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 1/137$, $c = 3 \times 10^{10} \text{ см/сек}$, $G_N = 6.7 \times 10^{-8} \text{ G.G.S.}$ (нормальная гравитация), $B_{0z}^2 + B_{0y}^2 \leq 10^{24} \text{ гаусс}^2$. Для нормальной гравитации

$$\bar{K} \cong 44 \times 10^{-10} \text{ G.G.S.}, \quad (2.19)$$

для сильного гравитационного поля [26]

$$G_S = 6.7 \times 10^{32}, \quad B_{0z}^2 + B_{0y}^2 \leq 10^{-16} \text{ гаусс}^2, \\ \bar{K} = 44 \times 10^{-10} \text{ G.G.S.}$$

В обоих случаях, уравнения (2.17) и (2.18) дают

$$\omega_0^2 = k^2 c^2, \quad (2.20)$$

$$\omega_{\pm}^2 \cong k^2 c^2 \pm kc\bar{K}^{-1/2} \pm \frac{1}{8} \frac{\bar{K}^{3/2}}{kc} + \frac{\bar{K}}{2} \quad (2.21)$$

с фазовой скоростью

$$V_0 = \frac{\omega}{k} = c, \quad (2.22)$$

$$V_{\pm} = \frac{\omega_{\pm}}{k} = c \sqrt{1 \pm \frac{\bar{K}^{1/2}}{kc} \pm \frac{1}{8} \frac{\bar{K}^{3/2}}{k^3 c^3} \pm \frac{\bar{K}}{2k^2 c^2}} \quad (2.23)$$

снова для микроволнового излучения

$$V_0 = c, \quad (2.24)$$

$$V_{\pm} \cong c \left(1 \pm \frac{\bar{K}}{2kc} \right), \quad (2.25)$$

(Заметим, что ошибка в c одинаково влияет на все три скорости). Оценим временную задержку, связанную с вышеполученными тремя фазовыми скоростями на

масштабе длины L_0 в магнитном поле $B_0 \approx 10^{12}$ гаусс для нормальной гравитации или для $B_0 = 10^{-8}$ в случае сильного поля.

$$t_0 = \frac{L_0}{c},$$

$$t_{\pm} = \frac{L_0}{c(1 \pm \bar{K}^{1/2}/2kc)},$$

$$t_- - t_0 \cong \frac{L_0}{c} \left(\frac{1}{1 - \bar{K}^{1/2}/2kc} - 1 \right) \cong \frac{L_0(\bar{K})^{1/2}}{2kc^2},$$

$$t_0 - t_+ \cong \frac{L_0}{c} \left(1 - \frac{1}{1 + \bar{K}^{1/2}/2kc} \right) \cong \frac{L_0(\bar{K})^{1/2}}{2kc^2}.$$

Используя величину рассчитанную в (2.19), получаем для задержки между импульсами 10^{-6} сек

$$10^{-6} \approx \frac{L_0 \times 6.7 \times 10^{-5}}{2 \times 10^{21}}, \quad L_0 \approx 3 \times 10^{19} \text{ см} \quad (2.26)$$

для нормальной гравитации ($B_{0z}^2 + B_{0y}^2 \approx 10^{24}$ гаусс²) или для сильной ($B_{0z}^2 + B_{0y}^2 \approx 10^{-16}$ гаусс²).

Из (2.26) видно, что если существуют районы Вселенной, находящиеся в "фазе" сильной гравитации ($G \approx 6.7 \times 10^{32}$ G.G.S.) и с магнитными полями $|B| \approx 10^{-8}$ гаусс, то вполне наблюдаемая задержка порядка 10^{-6} сек может быть обнаружена между повторяющимися импульсами излучения. Размер подобного района должен быть порядка 3×10^{19} см. Для слабых гравполей наличие космологических магнитных полей порядка 10^{12} гаусс крайне маловероятно и нужно обращаться к другим экспериментам. Если излучение захвачено между двумя областями в подобной вселенной, эти области могут служить "космологическими полостями", и при наличии сильного магнитного поля в этом районе задержка в ($\Delta t \approx 10^{-6}$ сек) может быть сгенерирована. При немного другой постановке задачи [23] мы рассчитали временную задержку, вызванную скалярно-псевдоскалярным электромагнитным распространением в магнитном поле и указали, что при внимательном исследовании спектров далеких источников она может быть обнаружена. Другая возможность — рассмотрение излучения, захваченного в "гало" нейтронной звезды при ($B \approx 10^{12}$ гаусс). Если нейтронная звезда быстро сожмется, могут возникнуть условия для наблюдения взаимодействия кручения и ЭМ.

3. Заключение

Вышеприведенный анализ предлагает экспериментальную проверку взаимодействия кручения и ЭМ путем наблюдения временной задержки в микроволновом излучении от космологических объектов. Линия 21 см сверхтонкой структуры основного состояния водорода является наилучшим кандидатом для этой цели. В качестве детектора может использоваться трехпучковый мазер, возбуждаемый 3 сигналами при наличии достаточно мощного источника. Интервалы между пучками служат мерой временной задержки между импульсами, возбуждаемыми ЭМ-кручением. Как отмечалось выше, если существует состояние Вселенной с сильной гравитацией, то это, в принципе, позволит обнаружить эти сигналы. Существует мотивация в пользу сильной гравитации [29], связанная с представлением об адроне как о "сильной черной дыре", топологически отличной от окружающего пространства с соответствующей планковской длиной $(\hbar G_s/c^3)^{1/2} = 10^{-13}$ см при $G_s \cong 6.7 \times 10^{32}$ G.G.S. Очень может быть, что существуют области космологических масштабов, находящиеся в подобном состоянии сильной гравитации.

В [24] Стогер обсуждает влияние сильной гравитации на возможное обнаружение кручения в лабораторных и астрофизических наблюдениях. Недавно С.М. Каррол и Г.Б. Филд [30] обсуждали следствия распространения кручения в связанных динамических теориях гравитации, записывая феноменологический лагранжиан для вектора кручения и выбирая только скалярную моду распространения из 4-вектора кручения с взаимодействием между кручением и спинорной материей из лагранжиана Дирака, записанного в пространстве описываемом теорией гравитации Пуанкаре [31]. Они показали, что результирующий лагранжиан подменяет хорошо известный лагранжиан псевдоскалярного поля, взаимодействующего с электромагнитным полем через квантовый аномальный фермионный ток. Достоинство работы Каррола и Филда заключается в том, что кручение может быть предметом экспериментального поиска в физике высоких энергий через его взаимодействие с электромагнетизмом и фермионами. Предел, установленный в этой статье, предполагает, что кручение, если оно присутствует, связано с массивным псевдоскаляром (порядка планковской массы). Т. к. форма лагранжиана в статье Каррола и Филд [30] идентична лагранжиану взаимодействия аксионов и ЭМ, мы могли бы рассматривать этот вариант кручения в резонансных экспериментах, обсуждаемых в литературе [32]. Хотелось надеяться, что научное сообщество экспериментаторов предложит как лабораторные так и астрофизические методы для ответа на вопрос, какова в действительности геометрия пространства-времени.

Благодарности

Я хочу поблагодарить физические факультеты Гарвардского университета и Виллиамс колледжа за предоставленные возможности и проф. Р.М. Сантили за поддержку моего пребывания на Конференции в Монтеродуни, положившей начало этой работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Einstein*, The Meaning of Relativity (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, 1955).
2. *F.W. Hehl, P von der Heyde, G.D. Kerlick and J.M. Nester*, Rev. Mod. Phys. 48, 393 (1976).
3. *A. Trautman*, On the Structure of Einstein-Cartan Equations, "Differential Geometry", Symposia Mathematica, Vol. 12 (Academic Press, London 1973), p. 137.
4. *P. Baekler and E.W. Mielke*, Fortschr Phys. 36, 549 (1985).
5. *F.W. Hehl, J.D. McCrea, E.W. Mielke and Y. Neeman*, Found. Phys. 19, 1075 (1985).
6. *C.M. Will*, Theory and Experiment in Gravitational Physics (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1981), p.87
7. *A. Trautman*, Nature of Phys. Sci. 242, 7 (1978).
8. *S. Benerjee*, Gen. Relativity and Grav. 9, 783 (1978).
9. *M. Gasperini*, Phys. Rev. Lett. 56, 2873 (1986).
10. *M. Demianski, C. DeRetis, G. Platania, P. Scudellaro and C. Stornaiolo*, Phys. Lett. A116, 13, (1986).
11. *W. Kopczynski*, Phys. Lett. 39A, 219 (1972).
12. *W. Kopczynski*, Phys. Lett. 43A, 63 (1973).
13. *J. Tafel*, Phys. Lett. 45A, 341 (1973).
14. *R. Jha, E.A. Lord and Sinha*, Gen. Rel. and Grav. 20, 565 (1988).
15. *A. Benerjee, S.B. Duttachoudhury and A.K. Sanayl*, Gen. Rel. and Grav. 18, 461 (1986).
16. *G.L. Murphy*, Phys Rev. D48, 4231 (1973).
17. *C. Wolf*, to appear in Gen. Rel. and Grav. (1995).
18. *P.J. Steinhardt and Turner*, Phys Rev. D29, 2162 (1984).
19. *E.W. Kolb, D.S. Salopeck and M.S. Turner*, Phys. Rev. D42, 3925 (1990).
20. *W.T. Ni*, Phys Rev. D19, 2260 (1979).
21. *V. Di Sabbata and M. Gasperini*, Phys. Lett. A11, 300 (1980).
22. *I.C. Garcia de Andrade*, Gen. Rel. and Grav. 22, 883 (1979).

23. *V. Di Sabbata* and *M. Gasperini*, Letter Al Nuovo Cimento, 28 (No. 5), 181 (1980).
24. *W.R. Stoeger*, Gen. Rel. & Grav. 17, 981 (1985).
25. *C. Wolf*, Il Nuovo Cimento 91B, 231 (1986).
26. *C. Isham*, *A. Salam* and *Strathdie*, Phys. Rev. D3, 867 (1971).
27. *V. Di Sabbata* and *M. Gasperini*, Gen. Rev. and Grav. 10, 73 (1994).
28. *C. Wolf*, Phys. Lett. A145, 413 (1990).
29. *C. Isham*, Strong Gravity, In Lectures from Coral Gables Conf. on Fundamental Interaction, Jan. 1971 (Gordon & Breach, NY) Vol. 1, pp. 95.
30. *M.S. Carroll* and *G.B. Field*, Phys. Rev. D50, 3867 (1994).
31. *F.W.B. Kibble*, J. Math. Phys. 2, 212 (1961).
32. *L. Cooper* and *G.E. Stedman*, Phys. Lett. B357, 464 (1995).