

вдоль оси Z , принимала экстремальные значения, когда Солнце пересекало плоскость Галактики. Гармоника с периодом в 150 млн лет, соответствующая периоду движения по эллипсу, была близка к своему максимуму, когда Солнце находилось на минимальном расстоянии от центра Галактики, и к минимуму — на наибольшем.

Все расчеты носят оценочный характер. Однако нам известно, что ошибки исходных данных (сведений о строении Галактики, палеомагнитных данных) составляют 10—20%, значит, и точность полученных здесь результатов примерно того же порядка.

Основные выводы

При сопоставлении палеомагнитных данных с результатами расчета орбиты Солнца в Галактике выявлены следующие соответствия. Во время выхода Солнца из спирального рукава Галактики частота инверсий геомагнитного поля увеличивалась. Частота инверсий магнитного поля Земли увеличивалась, когда Солнце либо пересекало плоскость Галактики, либо находилось на наименьшем расстоянии от ее центра.

Для уточнения найденных закономерностей и выяснения их причин нужны дальнейшие исследования.

В заключение автор выражает благодарность научному руководителю д-ру физ.-мат. наук Н. А. Чуйковой. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 94-05-16784.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джекобс Дж. Земное ядро. М., 1979.
2. Стейси Ф. Физика Земли. М., 1972.
3. Grainger I. K., Grainger P. L., Plaut M. G. // Nature. 1969. 223. P. 283.
4. Ясаманов Н. А. // ДАН. 1993. 328, № 3. С. 373.
5. Куликовский П. Г. Звездная астрономия. М., 1985.
6. Кутузов С. А., Осипков Л. П. // Астрон. журн. 1980. 57, № 1. С. 28.
7. Бархатова К. А., Кутузов С. А., Осипков Л. П. // Астрон. цирк. АН СССР. 1981. № 1135. С. 1.
8. Марочник Л. С., Сучков А. А. Галактика. М., 1984.
9. McElhinny M. W. // Science. 1971. 172. P. 157.

Поступила в редакцию
21.06.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

УДК 524.78

ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. В. Сажин, В. В. Шульга

(ГАИШ)

Рассматривается образование поляризации реликтового излучения при наблюдении стандартной рекомбинации. Вычислен уровень поляризации при наблюдении антеннами с различными размерами диаграмм направленности в диапазоне углов от 3 до 15°. Образование поляризации рассчитывалось в моделях с различными видами спектров (для показателя спектра $n=1$ и 1,5) и различными видами возмущений. Рассматривались скалярные возмущения и гравитационные волны по отдельности. Вычислена степень поляризации реликтового излучения.

1. Введение

В последнее время появились сообщения об открытии крупно- и среднемасштабной анизотропии реликтового излучения (РИ) [1—7]. Наиболее вероятный источник этой анизотропии — флуктуации плотности (см., напр., [8—10]). Гравитационные волны (ГВ) [11—13], которые тоже могут вызывать анизотропию РИ, рассматриваются как «малые добавки» к флуктуациям плотности [14—16]. Это мнение широко распространено, так как большинство теоретических моделей, описывающих рождение флуктуаций плотности и гравитационных волн, основанных на теории инфляции, предсказывает малый вклад ГВ в анизотропию по сравнению с флуктуациями плотности. Такая гипотеза выглядит очень привлекательно и надежно.

Однако несколько неожиданные результаты получены при сравнении двухлетних наблюдений в экспериментах «COBE» и «Tenerife» [4, 7]. Совокупность этих наблюдений приводит к спектральному индексу первичных флуктуаций ближе к $n=1,5$ вместо предсказываемого стандартной теорией инфляции $n=1$. И следовательно, возникает вопрос о справедливости стандартной теории инфляции и предположения о малой величине влияния ГВ.

Безусловно, наиболее корректной гипотезой об источниках этой анизотропии будет предположение о том, что основная часть ее объяснена своим происхождением первичным скалярным возмущением, а другая часть — первичным ГВ. В настоящее время невозможно разделить вклад этих двух первичных типов возмущений. Такое разделение станет возможным после измерения поляризации реликтового излучения [17—21].

Измерение поляризации реликтового излучения — убедительный способ разделить вклад возмущений плотности в анизотропию от вклада ГВ.

В данной работе мы описываем основную идею эксперимента, предложенного несколько лет назад [22], и делаем некоторые оценки ожидаемого сигнала для этого эксперимента при различных предположениях об источниках анизотропии. А именно, мы оцениваем степень поляризации для двух показателей спектра: $n=1$ и $n=1,5$, при этом считая, что анизотропия реликтового излучения вызывается *только* скалярными возмущениями в первом случае и *только* гравитационными волнами во втором. Эти оценки дают некоторые предельные значения ожидаемого сигнала.

2. Основные уравнения

Мы предполагаем фридмановскую модель Вселенной с $\Omega_0=1$ и $\Lambda=0$ и постулируем пылевое уравнение состояния: $p=0$.

Рассматривая флуктуации метрики, мы имеем следующее выражение для линейного интервала: $ds^2=a^2(\eta)(d\eta^2-(\delta_{ab}+h_{ab})dx^a dx^b)$, где малая величина h_{ab} удовлетворяет уравнению Эйнштейна. Можно показать, что она может определяться тремя независимыми типами величин: скалярными, векторными и тензорными возмущениями. В настоящей работе мы будем рассматривать вклад в РИ величин только первого и третьего типов и более подробно — растущие моды адиабатических возмущений (скалярные возмущения) и космологических гравитационных волн (ГВ).

Введем фурье-преобразование возмущений метрики в обычном виде. Выберем следующий масштаб для скалярных возмущений:

$$h_{\alpha\beta}(k, \eta) = h_A(k) (k\eta)^2 \gamma_\alpha \gamma_\beta$$

и для ГВ:

$$h_{\alpha\beta}(k, \eta) = (h_+ t_{\alpha\beta} + h_\times s_{\alpha\beta}) \cdot \frac{J_{3/2}(k\eta)}{(k\eta)^{3/2}},$$

где $h_A(k)$ — стохастические вариации, обладающие свойством δ -коррелированности со спектром мощности:

$$\langle h_A(k) h_A^*(q) \rangle = \frac{P(k)}{k^3} \delta(k-q)$$

и $P(k) = P_0 k^{n-1}$. Это же уравнение справедливо и для ГВ:

$$\langle h_+(k) h_+^*(q) \rangle = \frac{P_+(k)}{k^3} \delta(k-q),$$

$$\langle h_\times(k) h_\times^*(q) \rangle = \frac{P_\times(k)}{k^3} \delta(k-q).$$

Индексы + и \times соответствуют каждому из состояний поляризации ГВ.

Для того чтобы описать поляризацию РИ, мы, следуя [23], можем ввести символический вектор \hat{n} . Величина \hat{n} представляет собой функцию кинетического распределения, которая зависит от координат x_α и от импульсов p_α фотонов и имеет компоненты n_l , n_r и n_u . Компоненты n_l и n_r — это числа заполнения фотонов с перпендикулярными плоскостями поляризации. Величина n_u описывает корреляцию между n_l и n_r . Полное число заполнения фотонов есть $n = n_l + n_r$. Анизотропия реликтового излучения определяется флуктуациями этой величины. Мы обозначим эти флуктуации с помощью вектора $\hat{\delta}$. Представим вектор $\hat{\delta}$, используя его фурье-представление в обычном виде, и получим кинетическое уравнение для $\hat{\delta}$ в виде

$$\frac{\partial \delta}{\partial \eta} + \frac{\partial \delta}{\partial x^\alpha} \cdot e^\alpha = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial h_{\alpha\beta}}{\partial \eta} e^\alpha e^\beta - \sigma_T N_e a(\eta) \left(\delta - \oint P(\Omega, \Omega') \delta(\Omega) d\Omega' \right), \quad (1)$$

где e^α — единичный вектор. Оно справедливо в рэлей-джинсовской части спектра.

Выражение матрицы рассеяния P через углы θ и φ и детали этого уравнения можно найти в [23, 24].

3. Решение для плоских волн

Как будет показано ниже, чтобы найти анизотропию и поляризацию реликтового излучения для произвольного спектра возмущений, достаточно решить уравнение (1) для случая плоских волн. Это, кроме того, сделает ясным физическое значение наших вычислений.

Мы выберем координатную систему так, чтобы возмущения распространялись вдоль оси z . Косинус угла между осью распространения фотонов и осью z обозначим μ . Тогда мы имеем следующее выражение для первого члена в правой части уравнения:

$$F_{GW} = (h_+ \cos(2\varphi) + h_\times \sin(2\varphi)) \frac{J_{5/2}(k\eta)}{(k\eta)^{3/2}} (1 - \mu^2), \quad (2)$$

$$F_{SP} = h_A k^2 \eta (\mu^2 - 1/3), \quad (3)$$

где h_+ и h_\times — постоянные амплитуды ГВ, а h_A — постоянная амплитуда скалярных возмущений.

Здесь исключена монополярная компонента анизотропии для того, чтобы получить второй полином Лежандра. Для удобства выберем следующий вид δ :

$$\delta = \alpha_{SP} \cdot (\mu^2 - 1/3) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \alpha_+ \cos(2\varphi) \cdot (1 - \mu^2) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \beta_{SP} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} (1 - \mu^2) + \beta_+ \begin{pmatrix} (1 + \mu^2) \cos(2\varphi) \\ -(1 + \mu^2) \cos(2\varphi) \\ -4\mu \sin(2\varphi) \end{pmatrix}.$$

Здесь индекс \times опущен, поскольку выражения для уравнения с индексом \times аналогичны уравнениям с индексом $+$. Поэтому мы представим вычисления только для одной степени поляризации ГВ.

После подстановки вектора δ в обращенное уравнение (1) мы приходим к системе интегродифференциальных уравнений.

Поляризация реликтового излучения возникает в основном в процессе рекомбинации. Оптическая толщина в этот период равна [25]

$$\tau(\eta) = \int_{\eta}^{\infty} \sigma_T N_e a(\eta') d\eta'.$$

Это выражение можно представить в виде

$$\tau = A\eta^{-3} \exp(-2\eta^2/\Delta\eta_r),$$

где $A = 7 \cdot 10^5 \cdot \Delta\eta_r = 0,1$ и время конца рекомбинации $\eta_r = 1$ соответствует красному смещению $z = 900$; $\Delta\eta_r$ есть интервал, в котором оптическая толщина для томпсоновского рассеяния изменялась от 1 до 0.

Мы будем решать систему интегродифференциальных уравнений для $\eta > \eta_r$ в предположении, что $\alpha \gg \mu k \alpha$ и $\beta \gg \mu k \beta$. Легко видеть, что такие условия эквивалентны условию $k\Delta\eta_r \ll 1$.

Это означает, что функции α и β зависят только от k и η , и мы можем представить нашу интегродифференциальную систему следующим образом:

$$\frac{d\alpha}{d\eta} = F - \frac{9}{10} \sigma_T N_e a(\eta) \alpha - \frac{6}{10} \sigma_T N_e a(\eta) \beta, \quad (4)$$

$$\frac{d\beta}{d\eta} = -\frac{1}{10} \sigma_T N_e a(\eta) \alpha - \frac{4}{10} \sigma_T N_e a(\eta) \beta. \quad (5)$$

Выражения для гравитационных волн и для скалярных возмущений идентичны. Вводя функцию $\xi = \alpha + \beta$ [18] и суммируя эти уравнения, мы получаем простую систему дифференциальных уравнений. Аналитическое решение этой системы уравнений имеет вид

$$\alpha = \frac{1}{7} \int_0^{\eta} F(\eta') \left(6 \cdot \exp(-\tau(\eta, \eta')) + \exp\left(-\frac{3}{10} \tau(\eta, \eta')\right) \right) d\eta', \quad (6)$$

$$\beta = \frac{1}{7} \int_0^{\eta} F(\eta') \left(\exp(-\tau(\eta, \eta')) - \exp\left(-\frac{3}{10} \tau(\eta, \eta')\right) \right) d\eta', \quad (7)$$

где τ — оптическая толщина от η до η' .

Ниже и для гравитационных волн, и для скалярных возмущений будет приведено выражение функции $F(k, \eta)$ как разложение в ряд Тейлора. Численно решая уравнения (6) и (7), можно найти α и β . Решение показывает, что для скалярных возмущений и для гравитационных волн их вклады в анизотропию и в степень поляризации будут различными.

Мы вычислили степень поляризации и анизотропию реликтового излучения на конец рекомбинации. Для определения ее на современный момент мы уже не можем использовать наши приближенные решения общих интегродифференциальных уравнений. Однако, принимая во внимание, что после конца рекомбинации N_e равно нулю, мы можем использовать эти уравнения с интегральным членом, обращаясь в нуль. Другими словами, получаем обычные уравнения для анизотропии. Решение системы (1) для поляризации будет

$$\beta_0 = \beta_{\text{rec}} \cdot \exp(-ik\mu(\eta_0 - \eta_{\text{rec}})).$$

Индекс «гес» означает, что соответствующая величина берется в момент рекомбинации.

4. Учет влияния антенны

Степень поляризации реликтового излучения от одной плоской волны скалярных возмущений равна

$$p_s^2 = \beta_s^2 (1 - \mu^2)^2,$$

а от одной гравитационной плоской волны —

$$p_{GW}^2 = \beta_{GW}^2 ((1 + \mu^2)^2 + 4\mu^2).$$

Предположим, что диаграмма приемной антенны описывается функцией Гаусса:

$$d\mathcal{A}(\theta) = \frac{1}{\theta_a^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_a^2}\right) \theta d\theta.$$

При этом полная ширина раствора диаграммы направленности на уровне половины максимума (FWHM) составляет $2,355 \theta_a$.

Теперь можно записать степень поляризации реликтового излучения при учете диаграммы направленности антенны для случая стохастических волн в виде [26]:

а) для скалярных возмущений

$$p_s^2 = \int d^3k \cdot \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \beta_s^2 (1 - \mu^2)^2 e^{-(kR_h \theta_a)^2 (1 - \mu^2)},$$

б) для гравитационных волн

$$p_{GW}^2 = \int d^3k \cdot \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \beta_{GW}^2 ((1 + \mu^2)^2 + 4\mu^2) e^{-(kR_h \theta_a)^2 (1 - \mu^2)}.$$

Здесь R_h — современный размер горизонта:

$$R_h = \frac{c}{H_0} \psi(\Omega, 0).$$

Полученное выражение дает правильные значения для $\langle p_s^2 \rangle$ и $\langle p_{GW}^2 \rangle$ и в том случае, когда раствор диаграммы направленности антенны стремится к нулю ($\theta_a \rightarrow 0$):

а) для скалярных возмущений

$$p_s^2 = \frac{8}{15} \int d^3k \cdot \beta_s^2,$$

б) для гравитационных волн

$$p_{GW}^2 = \frac{16}{5} \int d^3k \cdot \beta_{GW}^2.$$

Теперь нетрудно получить выражение для среднеквадратичного значения поляризации:

$$p_{r.m.s.}^2 = A_{SP}^2 \cdot R^2 \int_0^{10} dx x^{n+3} f_s(x, \theta_a) + A_{GW}^2 \cdot R^2 \int_0^{10} dx \cdot J_{5/2}^2(x) \cdot x^{n-3} f_{GW}(x, \theta_a).$$

Здесь функции $f_s(x, \theta_a)$ и $f_{GW}(x, \theta_a)$:

а) для скалярных возмущений

$$f_s(x, \sigma) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu (1 - \mu^2)^2 \exp(-x^2(1+z_r)\sigma^2(1 - \mu^2)),$$

б) для гравитационных волн

$$f_{GW}(x, \sigma) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu [(1 + \mu^2)^2 + 4\mu^2] \exp(-x^2(1+z_r)\sigma^2(1 - \mu^2))$$

описывают влияние приемной антенны на наблюдаемое значение степени поляризации реликтового излучения;

$$R = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty d\eta \left[\exp(-\tau) - \exp\left(-\frac{3}{10}\tau\right) \right] \left(\frac{\Delta\eta}{\eta_r} \right)$$

— величина, зависящая от динамики рекомбинации, а $\delta\eta$, η_r — интервал рекомбинации и момент рекомбинации соответственно. Мы проводили интегрирование до $k\eta_r = 10$ в соответствии с нашей аппроксимацией.

Авторы благодарят за проведение вычислений и помощь в работе Г. Ф. Сажину и В. Н. Семенцова. Работа поддержана Международным научным фондом (грант ISF NDH300) и НУЦ «Космион».

ЛИТЕРАТУРА

1. Струков И. А., Брюханов А. А., Скулачев Д. П., Сажин М. В. // Письма в Астрон. журн. 1992. 18. С. 397.
2. Strukov I. A., Brukhanov A. A., Skulachev D. P., Sazhin M. V. // Mon. Not. of RAS. 1992. 258. P. 37P.
3. SMOOT G. et al. // Astrophys. J. 1992. 396. P. L1.
4. Bennett C. L. et al. // Ibid. P. L7.
5. Wright R. et al. // Ibid. P. L13.
6. Watson R. A., Gutierrez de la Cruz C. M. // Ibid. 1993. 419. P. L5.
7. Hancock S., Davies R. D., Lasenby A. N. et al. // Nature. 1994. 367. P. 333.
8. Inflationary cosmology/Ed. L. F. Abbott and So-Young Pi, World Sci., 1986.

9. Dolgov A. D., Sazhin M. V., Zeldovich Ya. B. Basic of Modern Cosmology. Editions Frontiers, Paris, 1990.
10. Linde A. Particle Physics and Inflationary Cosmology. Harwood, London, 1990.
11. Rubakov V., Sazhin M. V., Veryaskin A. V.//Phys. Lett. 1982. 115B. P. 189.
12. Старобинский А. А.//Письма в Астрон. журн. 1985. 11. С. 323.
13. Allen B., Korand S. Preprint WICS—MIL W 94—TH—11. 1994.
14. Scaramella R., Vittorio N.//Astrophys. J. 1993. 411. P. 1.
15. White M., Krauss L. M., Silk J.//Ibid. 418. P. 535.
16. Dolgov A. D., Silk J.//Phys. Rev. 1993. D47. P. 2619.
17. Сажин М. В.//Современные теоретические и экспериментальные проблемы общей теории относительности и гравитации. М., 1984. С. 88.
18. Полнарев А. Г.//Астрон. журн. 1985. 62. С. 1041.
19. Sazhin M. V., Ben'itez N.//Proc. Intern. Workshop «Present and Future of the Cosmic Microwave Background»/Ed. J. L. Sanz, E. Mart'inez and L. Cay'on. Springer-Verlag, 1993. P. 129.
20. Harrari D. D., Zaldariaga M.//Phys. Lett. 1993. 315B. P. 96.
21. Crittenden R., Davies R. L., Steinhard P. J.//Astrophys. J. 1993. 417. P. L13.
22. Sironi G., Bonelli G.//Talk Presented at Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. 1992.
23. Basko M. M., Polnarev A. G.//Mon. Not. of RAS. 1980. 191. P. L47.
24. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М., 1953.
25. Зельдович Я. Б., Курт В. Г., Сюняев Р. А.//ЖЭТФ. 1968. 55. P. 278.
26. Дорошкевич А. Г.//Письма в Астрон. журн. 1988. 14. С. 296.

Поступила в редакцию
18.09.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

ГЕОФИЗИКА

УДК 539.038

О ГИРОМАГНИТНОМ ОТНОШЕНИИ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

В. И. Григорьев, Е. В. Григорьева

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Обсуждается вопрос о физических корнях «правила Блэкетта» — утверждения о том, что отношения величин магнитных и механических моментов всех небесных тел примерно одинаковы. Получены оценки, относящиеся к той части магнитных моментов, которая обусловлена бароэлектрическим эффектом.

Почти полвека назад были опубликованы две работы [1, 2], в которых выдвигалось и обсуждалось утверждение, получившее в дальнейшем наименование «правило Блэкетта». Пользуясь эмпирическими данными об известных в то время магнитных и механических моментах небесных тел, Блэкетт пришел к выводу, что отношение их модулей есть величина постоянная, точнее, почти одинаковая для всех этих тел:

$$|\vec{M}|/|\vec{N}^0| = \text{const.} \quad (1)$$

Поскольку теоретического обоснования правило Блэкетта в то время не получило, да к тому же попытка автора подтвердить его лабораторными методами не увенчалась успехом, это правило стало восприниматься многими исследователями лишь как случайное совпадение, а не как след проявления некоей общей закономерности.