При линейном изменении фазы вдоль поверхности управляющего элемента угол поворота θ отраженной волны относительно направления зеркального отражения определяется очевидным соотношением

$$\theta = \frac{\Delta\varphi}{kl},$$

где $\Delta\varphi$ — полный набег фазы вдоль поверхности, l — характерный размер управляющего элемента, k — волновое число электромагнитной волны. Для $\lambda=0,4$ мм, $l=3$ мм и при $\Delta\varphi=2,2$ рад (что соответствует рис. 3, *б*) величина θ составляет порядка 3°. Такая величина угла сканирования на одном элементе является приемлемой для решения ряда практических задач точной локации.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Сисакян И. Н., Шварцбург А. Б.//УФН. 1988. 153, № 1. С. 153. [2] Антонюк А. Д., Дьяченко А. Г., Екжанов Р. И. и др.//ДАН СССР. 1989. 307, № 1. С. 92. [3] Андрюшин Е. А., Екжанов Р. И., Сисакян И. Н. и др.//Квант. электроника. 1990. 17, № 2. С. 247. [4] Sysakyan I. N., Tikhonravov A. V., Shvartsburg A. B., Shepelev A. V.//Electro-Optic Materials//Ed. H. Damman. SPIE. 1990. Vol. 1274. P. 115. [5] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. [6] Sodha M. S.//Phys. Rev. 1957. 105. P. 1203. [7] Кард П. Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных фильтров. Таллинн, 1971. [8] Тихонравов А В.//Компьютерная оптика. М.: МЦНТИ. 1990. Вып. 7. С. 33.

Поступила в редакцию
27.06.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 1

АСТРОНОМИЯ

УДК 524.7

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ И БАРИОСИНТЕЗ

М. В. Сажин, Я. А. Чечина

(*ГАИШ*)

Анализируются проявления стадий доминирования пыли, которые могут быть в ранней Вселенной. Одна из возможных причин таких стадий — бариосинтез при температурах $T=10^{15}$ ГэВ. Вычислены искажения в спектре гравитационного волнового фона, вызванные стадией бариосинтеза.

Введение

Инфляционные модели [1—3] сейчас являются общепринятыми для описания начальных стадий эволюции Вселенной [4]. Они хорошо объясняют проблемы классической космологии Фридмана и дают возможность получать обильную информацию о ранних стадиях. В частности, простые предсказания об амплитуде начальных возмущений и сравнение амплитуды с наблюдениями позволяют находить нетривиальные ограничения на космологические параметры и параметры некоторых теорий элементарных частиц [5—7].

Однако нельзя сказать, что решены все проблемы. Одна из важнейших нерешенных проблем в космологии ранних стадий — образование барионного избытка. Этому посвящены многочисленные статьи

[8—11]. Не решен даже принципиальный вопрос: при какой температуре происходил бариосинтез? Он мог происходить при температуре 10^{15} ГэВ [11], и тогда основной механизм генерации бариоизбытка — реакции, подобные химическим [8—10], или при температуре 10^4 ГэВ [10], и тогда основной механизм генерации бариоизбытка — топологические переходы в вакууме.

Для решения этой задачи могут быть использованы среди прочих методы гравитационно-волновой астрономии. Дело в том, что в процессе генерации бариоизбытка излучаются гравитационные волны. Механизм образования волн при низкотемпературном ($T=10^4$ ГэВ) бариосинтезе выяснен в [12]. Определению характеристик спектра гравитационных волн, излучаемых во время высокотемпературного бариосинтеза, точнее, в модельной ситуации, близкой к упомянутой выше, посвящена настоящая работа.

§ 1. Описание модели Вселенной

Наиболее естественной метрикой для описания нашей Вселенной внутри наблюдаемой части горизонта событий является метрика однородного и изотропного мира Фридмана [13]:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\, dl^2.$$

Здесь принято, что фоновая плотность равна критической. Это предположение приводит к значительному упрощению выкладок без потери общности.

Мы будем рассматривать гравитационные волны на фоне этой метрики.

Эволюция метрики описывается уравнениями Эйнштейна:

$$\begin{gathered}\frac{1}{a^2}\left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\varepsilon, \\ \frac{d\varepsilon}{dt} = -3(\varepsilon+p)\frac{1}{a}\frac{da}{dt},\end{gathered} \tag{1}$$

где ε — плотность энергии, p — давление, и вместе с уравнением состояния $p=p(\varepsilon)$ они образуют полную систему.

В зависимости от уравнения состояния эволюция $\varepsilon(t)$ и $a(t)$ протекает по-разному. Будем рассматривать модельное решение, в котором последовательно реализуются несколько физических режимов. Вначале во Вселенной справедливо уравнение состояния $p=-\varepsilon$, которое приводит к инфляционному решению:

$$\begin{gathered}\varepsilon = \mathrm{const}(t), \quad a(t) = a_s \exp\{Ht\}, \\ H = \sqrt{\frac{8\pi G\varepsilon}{3}} = \mathrm{const}(t).\end{gathered} \tag{2}$$

Оно сменяется уравнением состояния типа $p=0$, что характерно для стадий с доминантностью пыли. Такая стадия может возникать в случае высокотемпературного бариосинтеза и образуют ее нерелятивистские бозоны Хиггса. При этом

$$\begin{gathered}\varepsilon \sim a^{-3}, \\ a(t) = a_D(t+t_1)^{2/3}\end{gathered} \tag{3}$$

и, наконец, тяжелые частицы, реализующие уравнение $p=0$, распадаются на легкие, приводя к радиационно-доминированному уравнению состояния $p=\varepsilon/3$:

$$\varepsilon \sim a^{-4}, \tag{4}$$
$$a(t)=a_R(t+t_2)^{1/2}.$$

Здесь a_D, a_R, t_1, t_2 — константы, определяемые условиями сшивки. Это означает непрерывность изменения масштабного фактора a (входящего в определение потенциальной энергии) и a' — производной от a по времени (входящей в определение кинетической энергии) в момент перехода с одного режима на другой, что формально выражается равенствами вида

$$a(t-0)=a(t+0) \text{ и } \frac{d}{dt}(a(t-0))=\frac{d}{dt}(a(t+0)).$$

Приведем выражения для констант в формулах (2)—(4) в зависимости от H — параметра Хаббла на инфляционной стадии, момента перехода с инфляционной стадии на стадию доминантности пыли t_H и момента t_D смены стадии доминантности пыли радиационно-доминированной стадией:

$$\alpha_D=a_s\exp\{Ht_H\}\left(\frac{2H}{3}\right)^{2/3}, \quad t_1=\frac{3}{2H}-t_H,$$
$$a_R=\sqrt{\frac{4}{3}\left(\frac{2H}{3}\right)}\,a_s\exp\{Ht_H\}\left(t_D-t_H+\frac{3}{2H}\right), \tag{5}$$
$$t_2=\frac{9}{2H}-\frac{3}{4}t_H-\frac{1}{4}t_D.$$

Хотя вычисления во времени t позволяют прослеживать физический смысл получаемых результатов, сами вычисления удобно вести в терминах конформного времени η, определяемого уравнением

$$d\eta=\frac{dt}{a(t)}.$$

Приведем выражения, аналогичные (2)—(5), в конформном времени: стадия инфляции ($p=-\varepsilon$):

$$a(\eta)=-\frac{1}{H\left(\eta-\frac{1}{2}(3\eta_H-\eta_D)\right)};$$

стадия доминантности пыли ($p=0$):

$$a(\eta)=\frac{2(\eta+\eta_D)^2}{H(\eta_H+\eta_D)^3}; \tag{6}$$

радиационно-доминированная стадия ($p=\varepsilon/3$):

$$a(\eta)=\frac{8\eta_D}{H(\eta_H+\eta_D)}\eta.$$

Различие в длительности пылевой стадии приводит к различным оценкам времен t_H и t_D и соответственно η_H/η_D, причем t_H и t_D, η_H и η_D связаны соотношением

$$\eta_H+\eta_D=\frac{2}{Ha_s\exp\{Ht_H\}}, \quad \eta_D=\left(\frac{2H}{3}(t_D-t_H)+1\right)^{1/3}\frac{1}{Ha_s\exp\{Ht_H\}}. \tag{7}$$

Надо отметить, что $\eta_H+\eta_D=0$ не имеет физического смысла, так как в этом случае будет бесконечная инфляция.

§ 2. Гравитационные волны

Следуя [13], разобьем метрический тензор на две части — фоновый тензор $\gamma_{\alpha\beta}$, описывающий модель Фридмана, и малые поправки $h_{\alpha\beta}$, описывающие гравитационные волны. Уравнения вида

$$\frac{d^2}{d\eta^2}(h_\alpha^\beta)+\frac{2a'}{a}\frac{dh_\alpha^\beta}{d\eta}+\Delta h_\alpha^\beta=0,\quad a'=\frac{da}{d\eta},$$

описывает эволюцию h и определяет усиление гравитационных волн на фоне расширяющегося мира [14].

Конформное волновое число $\mathbf{k}$ связано с волновым вектором $\mathbf{h}$ и измеримой частотой ν согласно стандартным зависимостям:

$$\mathbf{h}=\frac{\mathbf{k}}{a(\eta)};\quad \nu=\frac{k}{2\pi a(\eta)}.$$

Теперь возмущения метрики $h_{\alpha\beta}(r;\ \eta)$ легко записать через фурье-компоненты в виде

$$h_\alpha^\beta(r;\ \eta)=\int d^3k\exp\{-ikr\}C_\alpha^\beta h(k;\ \eta),\ \text{где}\ \alpha;\ \beta=1,\ 2,\ 3.$$

Здесь тензор $C_\alpha{}^\beta$ является набором случайных величин, зависящих только от волнового числа $\mathbf{n}$ и описывающих стохастические поляризационные свойства волн, а $h(k;\ \eta)$ — детерминированная функция.

Усредненные величины от $C_\alpha{}^\beta$:

$$\langle C_\alpha^\beta\rangle=0,$$

$$\langle C_\alpha^\beta(\mathbf{k})\cdot C_\mu^\nu(\mathbf{k}_1)\rangle=(\tilde\delta_\alpha^\nu\tilde\delta_\mu^\beta+\tilde\delta_{\alpha\mu}\tilde\delta^{\nu\beta}-\tilde\delta_\alpha^\beta\tilde\delta_\mu^\nu)\,\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1).$$

Здесь $\tilde\delta_\alpha^\beta=\tilde\delta_\alpha^\beta-k_\alpha k^\beta/k^2$ — поперечно-бесследовый символ Кронекера, Функция $h(n;\ \eta)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2h}{d\eta^2}+\frac{2a'}{a}\frac{dh}{d\eta}+k^2h=0. \tag{8}$$

Решение этого уравнения описывает эволюцию гравитационных волн и выглядит следующим образом.

1. Стадия инфляции:

$$\begin{gathered} h(k;\ \eta)=A_1(k\eta_1)^{3/2}J_{3/2}(k\eta_1)+A_2(k\eta_1)^{3/2}J_{-3/2}(k\eta_1)^{3/2},\\ \eta_1=\eta-\frac{1}{2}(3\eta_H+\eta_D); \end{gathered} \tag{9}$$

здесь A_1, A_2 являются амплитудами нулевых флуктуаций:

$$\begin{gathered} A_1=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{H_s}{m_{\rm pl}}\frac{\cos\varphi}{k^{3/2}},\\ A_2=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{H_s}{m_{\rm pl}}\frac{\sin\varphi}{k^{3/2}}. \end{gathered} \tag{10}$$

2. Стадия доминирования пыли:

$$h(k\eta)=B_1\frac{J_{3/2}(k\eta_2)}{(k\eta)^{3/2}}+B_2\frac{J_{-3/2}(k\eta_2)}{(k\eta)^{3/2}},\quad \eta_2=\eta+\eta_D; \tag{11}$$

коэффициенты B_1 и B_2 выражаются через A_1 и A_2 так:

$$B_1=-\frac{i\pi x_2^4}{4\sqrt{2}}\{A_1[J_{3/2}(x_1)J_{-5/2}(x_2)-J_{1/2}(x_1)J_{-3/2}(x_2)]+$$
$$+A_2[J_{-3/2}(x_1)J_{-5/2}(x_2)+J_{-1/2}(x_1)J_{-3/2}(x_2)]\},$$
$$B_2=-\frac{i\pi x_2^4}{4\sqrt{2}}\{A_1[J_{3/2}(x_1)J_{5/2}(x_2)+J_{1/2}(x_1)J_{3/2}(x_2)]+$$
$$+A_2[J_{-3/2}(x_1)J_{5/2}(x_2)+J_{-1/2}(x_1)J_{3/2}(x_2)]\},$$

где $x_2=-2x_1=k(\eta_H+\eta_D)$.

Асимптотические выражения для этих коэффициентов:

$$B_1=-3A_2+o(k) \text{ и } B_2=o(k) \text{ при } k(\eta_H+\eta_D)\ll 1,$$

а в другом пределе, $k(\eta_H+\eta_D)\gg 1$,

$$B_1=-\frac{x_2^3}{2}\left(A_1\cos\left(\frac{3x_2}{2}\right)-A_2\sin\left(\frac{3x_2}{2}\right)\right),$$
$$B_2=-\frac{x_2^3}{2}\left(A_1\sin\left(\frac{3x_2}{2}\right)+A_2\cos\left(\frac{3x_2}{2}\right)\right). \quad (12)$$

Прежде чем перейти к анализу спектра на радиационно-доминированной стадии, посмотрим, как он преобразовался при смене инфляционной стадии на стадию доминантности пыли.

Адиабатически неизменная амплитуда волн определяется согласно выражению

$$\mu(\eta)=a(\eta)h(\eta),$$

а плотность энергии волн

$$\varepsilon_g(k)=\frac{m_{\rm pl}}{8\pi}\left(\frac{1}{a^2}\right)\overline{\left[\frac{d}{d\eta}\left(\frac{\mu}{a}\right)\right]^2}\cdot 4\pi k^2. \quad (13)$$

Плотность энергии волн (нулевые колебания) на инфляционной стадии:

$$\varepsilon_g(k)=\frac{k^3}{32\pi^3a^4},$$

а на стадии доминантности пыли:

$$\varepsilon_g(k)=\frac{m_{\rm pl}^2}{8\pi^2}\frac{k^6}{H^2x_2^6}\frac{(B_1^2+B_2^2)}{a^4}. \quad (14)$$

Естественно, что в зависимости от длины волны $\varepsilon_g(k)$ имеет разный вид. При $k(\eta_H+\eta_D)\ll 1$

$$\varepsilon_g(k)=\frac{9}{16\pi^3}\frac{k^3}{x_2^6a^4}, \quad (15)$$

а при $k(\eta_H+\eta_D)\gg 1$ плотность энергии волн совпадает с плотностью нулевых колебаний. Перенормируя плотность энергии гравитационных волн, получаем зависимость вида $\varepsilon_g(k)\sim 1/k^3$ для $k(\eta_H+\eta_D)\ll 1$ и $\varepsilon_g(k)\approx 0$ для $k(\eta_H+\eta_D)\gg 1$.

Для радиационно-доминированной стадии:

$$h(k;\ \eta)=C_1\frac{J_{1/2}(k\eta)}{(k\eta)^{1/2}}+C_2\frac{J_{-1/2}(k\eta)}{(k\eta)^{1/2}}. \quad (16)$$

Коэффициенты C_1, C_2 сшиваются с B_1, B_2 на границе перехода с пылевой стадии на радиационно-доминированную по правилу $h_D(k\eta_D)=h_R(k\eta_D)$ и $h_D'(k\eta_D)=h_R'(k\eta_D)$, где нижние индексы D и R указывают на принадлежность к пылевой и радиационно-доминированной стадии соответственно, $h'=dh/d\eta$. Нет нужды приводить громоздкое выражение для связи C_1; C_2 и B_1; B_2. Следует лишь отметить, что возникают три спектральных интервала:

1) $k(\eta_H+\eta_D)\ll 1$,
$k(\eta_D)\ll 1$;

2) $k(\eta_H+\eta_D)\ll 1$,
$k(\eta_D)\gg 1$;

3) $k(\eta_H+\eta_D)\gg 1$,
$k(\eta_D)\gg 1$.

1. Спектральный интервал длинных волн. Волны, удовлетворяющие неравенствам $k(\eta_H+\eta_D)\ll 1$ и $k(\eta_D)\ll 1$, усиливаются на стадии инфляции и на стадии доминирования пыли.

С точностью до $0(k)$ коэффициенты B_1 и B_2 выражаются так:

$$B_1=-3A_2,\ B_2=-\frac{\pi x_1^5}{10}A_2,$$

для C_1 и C_2 соответственно получаем

$$C_1=-A_2,\qquad C_2\approx 0. \quad (17)$$

Для спектральной плотности энергии гравитационных волн в этом диапазоне получаем выражение

$$\varepsilon_g(k)=\frac{2}{3\pi}\left(\frac{H_D}{T_{\rm pl}}\right)^2\left(\frac{2}{N_R}\right)^{1/3}\frac{\varepsilon_\gamma}{k} \quad (18)$$

(H_D — параметр Хаббла в конце пылевой стадии).

Формула (18) получена в предположении, что с начала радиационно-доминированной стадии до современного момента энтропия сохранялась, т. е. было справедливо равенство

$$N_R T_R^3 a_R^3=2T_0^3 a_0^3.$$

Здесь a_D — современный масштабный фактор, T_0=3 К, N_R — число безмассовых степеней свободы в начале радиационно-доминированной стадии, по которым распределяется энергия, T_R — фоновая температура в начале радиационно-доминированной стадии, a_R — масштабный фактор.

Это выражение справедливо для волн, частота которых выше 10^{-15}Гц на современный момент, так как волны с более низкой частотой усиливаются на современной пылевой стадии и имеют спектр $\sim\nu^{-3}$.

2. Спектральный интервал промежуточных длин волн. Такие волны являются длинными на инфляционной стадии и

усиливаются на ней. Волна, лежащая внутри спектрального интервала $k(\eta_H+\eta_D)\ll 1$, $k(\eta_D)\gg 1$, усиливается на пылевой стадии, но еще до окончания этой стадии становится короче горизонта и перестает усиливаться. В результате в этом спектральном интервале частот формируется спектр, пропорциональный k^{-3}, как будет показано ниже. Естественно, что связь B и A остается прежней (16), но связь между C и B меняет вид:

$$C_1=\frac{1}{4x_3}(B_1\sin x_3-B_2\cos x_3),$$

$$C_2=\frac{1}{4x_3}(B_1\cos x_3-B_2\sin x_3),$$

где $x_3=k\eta_D$. С точностью до $o(k)$ связь C и A в этом спектральном диапазоне имеет вид

$$C_1=-\frac{3A_2}{4x_3}\sin x_3 \text{ и } C_2=\frac{3A_2}{4x_3}\cos x_3. \tag{19}$$

Теперь для спектральной плотности энергии на радиационно-доминированной стадии получаем выражение

$$\varepsilon_g(k)=\frac{1}{6\pi}\left[\frac{H_D}{T_{\rm pl}}\right]^2\left[\frac{2}{N_R}\right]^{1/3}\frac{T_0^4}{\eta^2k_D^3}.$$

К промежуточным длинам волн можно отнести волны с частотой выше 40 и ниже 400 кГц.

3. Спектральный интервал коротких волн. Такие волны удовлетворяют неравенствам $k(\eta_H+\eta_D)\gg 1$, $k(\eta_D)\gg 1$. Усиления для этих волн не наблюдается, поэтому $\varepsilon_g(k)\approx 0$.

§ 3. Бариоизбыток

В случае высокотемпературного бариосинтеза основной механизм генерации бариоизбытка аналогичен химическим реакциям:

$$\varphi\text{-бозон}\to\mathscr{H}+\bar{\mathscr{H}}\text{-бозон},\quad \mathscr{H}\to qq,\ \bar{q}l,\qquad \bar{\mathscr{H}}\to\bar{q}\bar{q},\ ql,$$

где q — кварк, l — лептон. В таком случае бариоизбыток:

$$\beta=\frac{N_q-N_{\bar q}}{N_q+N_{\bar q}+N_l+N_{\bar l}}.$$

В отличие от стандартного сценария в статье [10] рассматриваются не только распады тяжелых X-, Y-лептокварков в обычные кварки, но и реакции с участием хиггсовских бозонов, X, Y-лептокварков и φ-бозонов поля, дающего инфляцию. Тогда время существования этой стадии

$$H(t_D-t_H)\approx 10^4\frac{m_\varphi^5}{m_H^4M_{\rm pl}},$$

где m_φ — масса хиггсовского бозона, $m_{\mathscr{H}}$ — масса $\mathscr{H}^{\pm 1/3}$-бозонов. Подстановка принятых в [10] значений приводит к $H(t_D-t_H)\sim 100$, а величину бариоизбытка в конце стадии доминирования пыли можно приближенно описать выражением

$$\beta=\beta_0\left(\frac{\Gamma_\varphi}{H}\right)^{1/2}\cdot 10K_{\text{tot}}^{-1/4}\left(\frac{0{,}2N_{\varphi_0}}{m_\varphi^3}\right)^{1/4}=B_0\,(H\,(t_D-t_H))^{-1/2},$$

где $N_{\varphi_0}\approx 18m_\varphi^3$ — начальная плотность хиггсовских бозонов, $m_\varphi\approx\approx 10^{14}$ ГэВ — масса хиггсовского бозона, $K_{\text{tot}}\approx 100$—полное число сортов частиц в равновесной кварк-лептонной плазме, Γ_φ — скорость распада частиц или обратное время существования стадии доминирования пыли, β_0 — относительный бариоизбыток стандартного сценария.

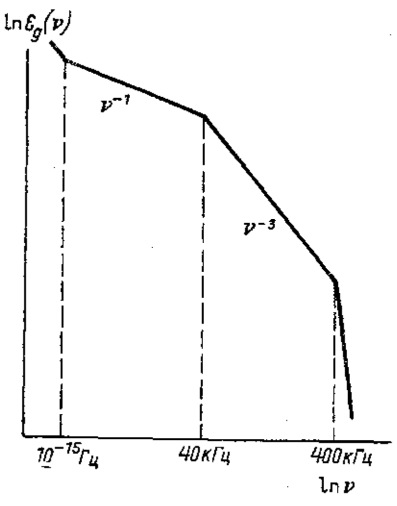
В конформном времени:

$$\beta\approx\beta_0\left[\left(\frac{\eta_D}{\eta_H+\eta_D}\right)^3-1\right]^{-1/2}\left(\frac{2Ht_H}{3}\right)^{1/2}\cdot 10K_{\text{tot}}\left[\frac{0{,}2N_{\varphi_0}}{m_\varphi^3}\right]^{1/2}.$$

Теперь можно указать основные отличия спектров гравитационных волн при высокотемпературном и низкотемпературном бариосинтезе.

При высокотемпературном бариосинтезе искажается спектр волн, рожденных на инфляции. Этот спектр искажается на высокочастотном конце, причем зависимость спектра от волнового вектора теперь пропорциональна k^{-3}. Другими словами, спектр гравитационных волн остается неизменным (вида k^{-1}) вплоть до частот ~ 40 кГц, затем убывает как k^{-3} вплоть до ~ 400 кГц и для частот выше 400 кГц $\varepsilon(k)\approx 0$.

При низкотемпературном бариосинтезе есть механизм излучения гравитационных волн, приводящий к спектру плотности энергии вида широкой линии (порядка средней частоты в спектре) [6].



Заключение

В заключение нужно отметить, что изменения, вносимые пылевой стадией, следующей сразу за инфляционной стадией, касаются только высокочастотного конца спектра. В нем появляется обрыв на частоте, выражающейся через характеристики стадии бариосинтеза (рисунок), конкретно через бариоизбыток. Сейчас есть попытки наблюдения гравитационных волн в низкочастотном конце. Для этих волн наблюдательные предсказания остаются прежними, как и в случае, когда за инфляционной стадией следует радиационно-доминированная стадия.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Guth A. // Phys. Rev. 1981. D23. P. 347. [2] Starobinsky A. // Phys. Lett. 1980. **91B**. P. 99. [3] Linde A. // Phys. Lett. 1982. **108B**. P. 389. [4] Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Сажин М. В. Космология ранней Вселенной. М., 1988. [5] Старобинский А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1980. 7. С. 21. [6] Rubakov A., Sazhin M., Veryaskin A. // Phys. Lett. 1982. **115B**. P. 189. [7] Abbott L., Wise M. // Astrophys. J. 1984. 282. P. L47. [8] Сахаров А. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1967. **5**. С. 17. [9] Кузмин В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1970. **12**. С. 335. [10] Dolgov A., Linde A. // Phys. Lett. 1982. **116B**. P. 329. [11] Матвеев В. А.,

Рубаков В. А., Тавхелидзе А. Н., Шапошников М. Е.//УФН. 1988. 156. С. 253. [12] Deryagin D., Grigoriev D., Rubakov V., Sazhin M.//Mon. Not. of RAS. 1987. 229. P. 35. [13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1962. [14] Grishchuk L.//Ann. New Jork Acad. Sci. 1977. 302. P. 439.

Поступила в редакцию
15.04.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 1

УДК 621.373.826

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ПАССИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ГИРОСКОПА

В. Е. Жаров, С. Н. Маркова, М. В. Сажин, Е. Н. Федосеев

(ГАИШ)

Для лазерного гироскопа, создаваемого в службе времени ГАИШ с целью измерения вариаций вращения Земли, предлагается пассивный квадратный резонатор с плечом $l=3{,}10$ м, состоящий из двух сферических зеркал одинакового радиуса кривизны ($R_m=10$ м) и двух плоских зеркал, одно из которых является вводным, а другое выводным элементом.

Введение

В отделе службы времени ГАИШ разрабатывается лазерный гироскоп [1] с пассивным резонатором для измерений угловой скорости вращения Земли, а также локальных наклонов земной коры.

Современные астрономические методы позволяют измерять вариации угловой скорости вращения Земли вплоть до $\delta\Omega/\Omega\sim10^{-8}$ (методы оптической астрономии) и $\delta\Omega/\Omega\sim10^{-9}$ (методы радиоинтерферометрии и лазерной локации). Несмотря на высокую точность и длительное использование, оба метода обладают одним существенным недостатком: время, необходимое для обработки результатов отдельных измерений, составляет несколько суток. Лазерный гироскоп позволит в принципе сократить этот интервал времени до часов или минут. Такой интервал позволит исследовать высокочастотные (~1 ч) составляющие параметров вращения Земли и наклонов земной коры.

Расчет оптического резонатора для лазерного гироскопа заключается в определении параметров собственной моды колебаний в резонаторе. Собственные моды резонатора должны быть устойчивыми, т. е. расходимость лазерного пучка должна компенсироваться фокусировкой сферическими зеркалами, входящими в контур. Другими словами, расчет резонатора сводится к поиску такого светового пучка, который после прохождения через резонатор сохраняет свои характеристики: радиус кривизны волнового фронта, размер и положение перетяжек. Для расчета этих характеристик мы используем метод лучевых матриц, разработанный в [2, 3].

Расчет резонатора

Сложный резонатор, представленный на рис. 1, как и любую оптическую систему, состоящую из отражающих поверхностей, преломляющих линз и промежутков между ними, можно описать с помощью лучевых матриц, соответствующих каждому оптическому элементу. Для