

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P13-87-404

М.В.Ляблин, Д.Е.Шабалин

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР
ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН
НА ВЫСОКОДОБРОТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

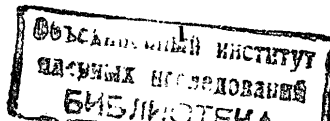
Направлено в журнал "Квантовая электроника"

1987

Введение

Детектирование гравитационных волн относится к одной из важных проблем современной экспериментальной физики. В последнее время в этой области наметился ощутимый прогресс, связанный с использованием техники высокостабильных лазеров в гравитационных антеннах на основе интерферометров. Так, в схемах детектирования гравитационных волн на свободных массах - зеркалах планируется достижение чувствительности по относительной деформации $\Delta l/l = 10^{-21} / \text{Гц}$. Определенные перспективы по дальнейшему повышению чувствительности гравитационных антенн связываются с успехами по "сжатию" лазерного светового излучения /2/. Параллельно этим работам по гравитационным детекторам успешно развивается новый метод приема гравитационных волн, основанный на акустооптическом эффекте /3,4/. Суть метода заключается в изменении фазы световой волны, проходящей через деформированное гравитационной волной оптически прозрачное тело. Первоначально метод акустооптического детектирования малых деформаций был развит в волоконно-оптических приемниках звука /5,6/. Применительно к детектированию гравитационных волн этот способ подробно рассматривается в /3,4,7,8/.

В данной работе предлагается гравитационная антенна, основанная на использовании акустооптического эффекта. Основным элементом антенны является высокочастотный, оптически прозрачный кристалл, включенный в схему лазерного интерферометра. Такая антенна характеризуется высокой расчетной чувствительностью к узкополосному гравитационному излучению.



Акустооптический эффект в кристаллах

Для лучшего понимания физической сущности работы гравитационной антенны рассмотрим сначала акустооптический эффект, возникающий в кристаллах. При деформации кристалла его показатель преломления изменяется на величину /9/

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n^3 \sum_{k,l=1}^3 \rho_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad (1)$$

где n - усредненный показатель преломления; ρ_{ijkl} - акустооптические коэффициенты; ϵ_{kl} - деформация кристалла вдоль направления k, l ; Δn - изменение показателя преломления вдоль направления i, j ; $i, j, k, l = 1, 2, 3$. Учитывая симметрию $\rho_{ijkl} = \rho_{klij}$, формулу (1) можно записать в более простой матричной форме:

$$\Delta n_m = -\frac{1}{2} n^3 \sum_{n=1}^6 \rho_{mn} \epsilon_n, \quad (2)$$

где $m, n = 1 \dots 6$.

Свет, пропущенный через деформированный кристалл, испытывает дополнительный сдвиг фазы $\Delta\varphi$. Учитывая также изменение линейных размеров кристалла, общее выражение для $\Delta\varphi$ запишем в виде

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_m &= \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta n_m \cdot L + \Delta L_m \cdot n) = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \left(-\frac{1}{2} L \cdot n^3 \sum_{n=1}^6 \rho_{mn} \epsilon_n + \Delta L_m \cdot n \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Изменение сдвига фазы световой волны $\Delta\varphi_m$ дает информацию о деформации ϵ_n кристалла. Наличие такой возможности обусловило широкое применение акустооптического эффекта для определения степени внешних воздействий /10,11/.

Гравитационный акустооптический детектор

Используя гравитационную волну в качестве периодической внешней силы, деформирующей кристалл, можно, измеряя $\Delta\varphi$ свето-

вой волны, определить интенсивность гравитационно-волнового потока. Способность накапливать энергию у высокодобротных кристаллов увеличивает чувствительность соответственно в Q раз, где Q - механическая колебательная добротность. В этом смысле весьма перспективными являются гипердобротные кристаллы при низких температурах /12/. Использование высокодобротных кристаллов сужает полосу приема гравитационной волны, что очень выгодно для организации детектора на узкополосный источник лабораторного или естественного происхождения.

Предположим, например, что кристалл вырезан вдоль оси Z (001) (для $\text{SiO}_2, \text{Al}_2\text{O}_3$ в этом направлении максимальная скорость звука и минимально его затухание). Габаритный размер кристалла в этом направлении должен соответствовать резонансному условию $d = \frac{2\pi v_{33} 2S-1}{\omega}$, где v_{33} - скорость звука вдоль оси Z , ω - круговая частота внешней силы, S - номер гармоники. Лазерное излучение распространяется в веществе кристалла перпендикулярно направлению действия внешней силы. В этом случае сдвиг фазы световой волны запишется в виде

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(-\frac{1}{2} L n^3 \rho_{13} \epsilon_3 + n \Delta L \right). \quad (4)$$

Учитывая механическую добротность Q и тот факт, что поперечные размеры кристалла резонансно не изменяются, формулу (4) можно записать в виде (см. приложение I)

$$\Delta\varphi = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{1}{2} n^3 L \rho_{13} Q h \sin \omega t, \quad (5)$$

h - безразмерная амплитуда гравитационной волны.

Если кристалл поместить в одно из плеч интерферометра Маха-Цендера, интерференционная картина испытывает периодические колебания с частотой колебания кристалла.

Определим теперь амплитуду гравитационной волны h , соответствующую шумам детектора и чувствительного тракта. Чувстви-

тельность детектора на высокооборотных кристаллах ограничивается тепловыми броуновскими шумами /13/

$$\epsilon_{от} = \frac{\Delta X_T}{d} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{4kT}{M\omega^2}}, \quad (6)$$

где k - постоянная Больцмана; T - температура детектора; M - масса детектора; ω - собственная частота колебаний кристалла, совпадающая с частотой гравитационной волны. Учитывая добротность кристалла, получим предельную деформацию от гравитационной волны, которая способна с учетом накопления превысить $\epsilon_{от}$:

$$\epsilon_0 \approx \frac{\epsilon_{от}}{Q} = \frac{1}{Qd} \sqrt{\frac{4kT}{M\omega^2}}. \quad (7)$$

Величина $h_{гр. тем.}$, соответствующая ϵ_0 , имеет вид (см. приложение I)

$$h_{гр. тем.} \approx \frac{2}{Qd} \sqrt{\frac{4kT}{M\omega^2}}. \quad (8)$$

Для оценки $h_{гр. тем.}$ примем следующие параметры: вещество Al_2O_3 (сапфир); $Q = 10^{10}$; $M = 1$ кг; $\omega = 10^7$ рад/с; $T = 1$ К; $d = 10^{-2}$ м. Из (8) находим $h_{гр. тем.} = 1,5 \cdot 10^{-26}$, что соответствует величине мощности гравитационной волны (см. пр. I). $P_{гр. тем.} = 8,8 \cdot 10^{-2}$ эрг·см⁻² с⁻¹.

Определим измерительные возможности детектора. Предельно измеримый сдвиг фаз световой волны в интерферометре, в котором одно плечо является измерительным, а другое - пассивным, определяется из выражения /14/

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \sqrt{\frac{h\nu\Delta f}{\eta P_n}}. \quad (9)$$

Исходя из (9) и (5) можно получить пороговую амплитуду гравитационной волны:

$$h_{гр. изм.} = \frac{2}{\pi} \lambda \sqrt{\frac{4h\nu\Delta f}{\eta P_n}} \cdot \frac{1}{n^3 \rho_{13} Q L}. \quad (10)$$

Если интерферометр имеет равные по оптической длине плечи, то определяется полосой частот сигнала от детектора. Используя параметры $\lambda = 10^{-6}$ м; $\Delta f = 1,6 \cdot 10^{-4}$ Гц; $\eta = 1/2$; $P_n = 10^{-2}$ Вт; вещество - Al_2O_3 (сапфир); $n^3 \rho_{13} = 0,22$; $Q = 10^{10}$; $L = 10$ м, получим $h_{гр. изм.} = 3,4 \cdot 10^{-27}$, что соответствует мощности гравитационной волны $P_{гр. изм.} = 4 \cdot 10^{-3}$ эрг·см²·с.

Гравитационно-волновой детектор в виде пластинки

с оптической линией задержки

Гравитационный детектор выполнен в виде известной линии задержки акустических сигналов /15/ (рис. I). Луч лазера входит через "окно"-1 и сканирует под углом полного внутреннего отражения, выходя через "окно"-2. Геометрические свойства и физические условия работы пластинки описаны в приложение II). Существует возможность повышения чувствительности гравитационной антенны и упрощения ее оптической схемы. Для этого необходимо толщину пластинки выбрать с учетом условия

$$d = \frac{3}{2} \frac{2\pi v_{3b}}{\omega}, \quad (11)$$

т.е. подчинить резонансному условию второй гармоники. При этом эпюры деформации вдоль размера d будут иметь вид, как на рис. 2.

Пропуская свет через пластинку, мы получим, что свет в первой и третьей части пластинки имеет один знак фазового сдвига, а во второй - противоположный. После прохождения световой луч с "отрицательным" фазовым сдвигом интерферирует со светом, у которого этот сдвиг - "положительный". Для повышения чувствительности съема информации от интерференционной картины на "окно" выхода луча необходимо нанести прозрачную для излучения пленку толщиной $\lambda/2$, которая сдвигает, например, часть луча с положительным фазовым сдвигом на $\pi/2$ относительно части луча с отрицательным фазовым сдвигом. При этом условии чувствительность съема информации ограничивается выражением

$$h_{гр.изм.} = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{QL} \frac{1}{n^3 p_{13}} \sqrt{\frac{h\nu \Delta f}{\eta P_n}} \quad (12)$$

В таблице 2 приведены характерные параметры чувствительности кристалла при условии: габаритные размеры - 20x20 см; $T = 1$ К; $\omega = 10^7$ раз/с; $L = 10$ м; $Q = 10^{10}$. Из таблицы видно, что оптимальными материалами для создания детектора являются TiO_2 , Al_2O_3 и особенно TiO_2 (рутил). Ввиду симметрии решетки у этого монокристалла высокий коэффициент p_{13} , что дает возможность проводить измерение с высокой эффективностью.

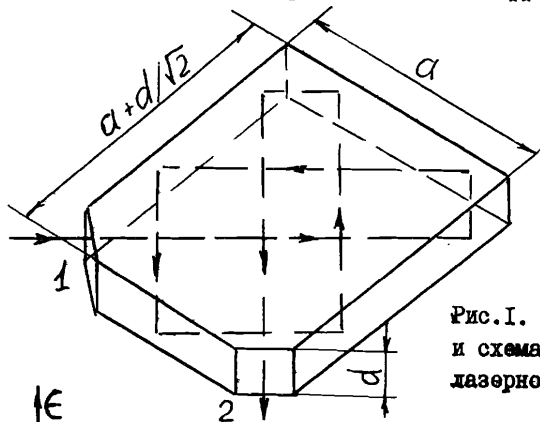


Рис. 1. Геометрия пластинки и схема прохождения в ней лазерного луча света.

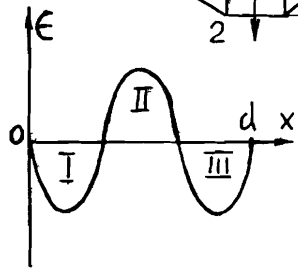


Рис. 2. График зависимости амплитуды деформации пластинки от ее толщины.

Авторы выражают свою глубокую признательность А.Ф.Писареву за постановку задачи и важные обсуждения в процессе ее решения. Авторы признательны также А.А.Сазонову за полезные и интересные дискуссии.

Таблица 1 /16/

Тип кристалла	Плотность ρ , г/см ³	Показат. преломл. n	Акуст. коэфф. ρ_{12}	Акуст. коэфф. ρ_{13}	$n^3 \rho_{12}^2$	$n^3 \rho_{13}$	Скор. звука v_{100} / м/с	$\frac{dn}{d\lambda}$ min (мкм ⁻¹)	λ min	Симметрия кристалла		
SiO_2 (α -кварц)	2,65	1,544	0,26	0,25	0,94	0,91	6,32	5,74	6,01	1,5·10 ⁻²	1,2 мкм	Тригональная 32
Al_2O_3 (сапфир)	3,97	1,97	0,04	0,03	0,22	0,166	11,2	11,08	-	2·10 ⁻²	1,1 мкм	Тригональная 3
TiO_2 (рутил)	4,26	2,6	0,172	0,168	3,02	2,95	10,94	8,0	7,95	10 ⁻²	2,1 мкм	Тетрагональная 4
ZnO	5,64	1,99	0,09	0,099	0,72	0,8	6,07	-	-	1,2·10 ⁻²	2,1 мкм	Гексагональная 6
MgO	3,58	1,71	-	0,08	-	0,4	8,94	-	-	1,4·10 ⁻²	1,3 мкм	Кубическая 3
LiNbO_3	4,63	2,2	0,069	0,063	0,79	0,67	7,3	6,55	6,84	2,5·10 ⁻²	2,1 мкм	Тригональная 3
LiTaO_3	7,45	2,17	0,094	0,08	0,96	0,82	6,16	5,55	5,69	-	-	Ромбоэдрическая 3
NaCl	2,17	1,54	-	0,166	-	0,6	4,74	-	2·10 ⁻³	2,3 мкм	2,3 мкм	Кубическая 3
KCl	1,99	1,49	-	0,179	-	0,6	4,48	-	1,5·10 ⁻³	3 мкм	3 мкм	Кубическая 3

Симметрия акустооптических коэффициентов для различной симметрии кристалла:

Кубическая $\rho_{12} = \rho_{13} = \rho_{21} = \rho_{22} = \rho_{31} = \rho_{32} = \rho_{33} = \rho_{33}$

$\rho_{12} = \rho_{21}$; тетрагональная $4/mmm$ $\rho_{12} = \rho_{22}$; гексагональная $6/mmc$ $\rho_{12} = \rho_{22}$.

Таблица 2

Тип кристалла	$d, \text{см}$	$\lambda, \text{мкм}$	$M, \text{кг}$	$n_{\text{тем.зр}}$	$n_{\text{тем.зр}}^2$	$P_{\text{тем.зр}} \frac{2\pi^2}{c^3}$	h -измерим.	R -измерим.	Примечание
Si O ₂	0,60	1,15	0,64	2,2 · 10 ⁻²⁶	2,0 · 10 ⁻¹	1,6 · 10 ⁻²⁸	1,0 · 10 ⁻⁵	10 ¹⁰	при T = I К
Al ₂ O ₃	1,06	1,15	1,68	7,7 · 10 ⁻²²	2,4 · 10 ⁻²	6,8 · 10 ⁻²⁸	1,9 · 10 ⁻⁴	-	" - " - "
Ti O ₂	1,03	2,04	1,76	7,7 · 10 ⁻²⁷	2,4 · 10 ⁻²	6,8 · 10 ⁻²⁹	1,9 · 10 ⁻⁶	-	" - " - "
ZnO	0,57	2,04	1,28	1,6 · 10 ⁻²⁶	1,0 · 10 ⁻¹	2,6 · 10 ⁻²⁸	2,5 · 10 ⁻⁵	-	" - " - "
MgO	0,84	1,15	1,2	1,0 · 10 ⁻²⁶	4,0 · 10 ⁻²	3,8 · 10 ⁻²⁸	5,8 · 10 ⁻⁵	-	" - " - "
LiNbO ₃	0,69	2,04	1,28	1,4 · 10 ⁻²⁶	7,8 · 10 ⁻²	3,0 · 10 ⁻²⁸	3,6 · 10 ⁻⁵	-	" - " - "
LiTaO ₃	0,58	2,04	1,73	1,4 · 10 ⁻²⁶	7,8 · 10 ⁻²	2,4 · 10 ⁻²⁸	2,3 · 10 ⁻⁵	-	" - " - "
NaCl	0,45	2,04	0,40	3,7 · 10 ⁻²⁴	5,5 · 10 ²	3,3 · 10 ⁻²⁵	43	10 ⁸	при T = I К
KCl	0,42	3,39	0,34	4,3 · 10 ⁻²⁴	7,4 · 10 ²	4,3 · 10 ⁻²⁵	74	10 ⁸	при T = I К

d - толщина пластинки; $d = 3/2 \frac{2\pi V_{36}}{\omega}$, где V_{36} - скорость звука в кристалле, M - масса пластинки с геометрией $20 \times 20 \times d$ (см); $n_{\text{тем.зр}}$ - поток гравитационной волны, эквивалентный тепловой деформации на 2-й моде колебаний; $n_{\text{изм.зр}}$ - точность измерения гравитационного потока за $\tau = \frac{2\pi Q}{\omega}$, где Q - добротность моды с частотой ω .

Приложение I

Расчет эффективного сечения акустического гравитационного детектора

Пусть на детектор в полосе частот детектора действует гравитационная волна с безразмерной амплитудой

$$h(t) = \begin{cases} h_0 \cos \omega t & \text{при } |t| \leq \frac{1}{2} \tau_r, \\ 0 & \text{при } |t| > \frac{1}{2} \tau_r, \end{cases}$$

где τ_r - время действия гравитационной волны; ω - круговая частота гравитационной волны и детектора. Тогда амплитуда колебаний кристаллической пластины равна [17]

$$\xi_0(t) = \frac{1}{2} h_0 Q d \left[\exp\left(\frac{\tau_r}{4\tau_0}\right) - \exp\left(-\frac{\tau_r}{4\tau_0}\right) \right] \times \exp\left(-\frac{t}{2\tau_0}\right) \quad \text{при } |t| \geq \frac{\tau_r}{2}, \text{ где } \tau_0 = Q/\omega. \quad (1)$$

Q - добротность детектора. Для $\tau_r = 8 \tau_0$ имеем

$$\xi_{0r} \approx 494 h Q d. \quad (2)$$

Плотность энергии гравитационной волны записывается в виде

$$W = \frac{c^3}{16\pi G} \omega^2 h_0^2 \sin^2 \omega t. \quad (3)$$

Энергия, поглощенная детектором,

$$E_g = \sigma_{\text{эф}} \cdot W \cdot \tau_r \quad (4)$$

при условии, что гравитационное излучение лежит в полосе приема детектора.

С другой стороны,

$$E_g = \frac{1}{4} \cdot M \omega^2 \xi_{0r}^2, \quad (5)$$

из (3), (4) и (5) найдем

$$\sigma_{\text{эф}} = \frac{\pi G M Q d^2 \omega^2}{2 \cdot c^3}; \quad (6)$$

подставляя сюда $M = 1$ кг; $Q = 10^{10}$; $d = 0,01$ м; $\omega = 10^7$ с⁻¹; получим $\sigma_{эф} = 0,25 \cdot 10^{-22}$ м². Если на детектор падает гравитационная волна с плотностью энергии $\mathcal{W} = 7 \cdot 10^{-2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{с}} = 7 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2 \text{с}}$, то энергия, поглощенная детектором, равна $E = 0,25 \cdot 10^{-22} \cdot 7 \cdot 10^{-5} \cdot 8 \cdot 10^3 = 1,4 \cdot 10^{-23}$ Дж.

Приложение II

а) Геометрия гравитационного детектора

Детектор представляет собой прямоугольную пластинку с габаритными размерами (рис.1) $a, a + \frac{d}{\sqrt{2}}$. На толщину пластинки налагается резонансное условие $d = 3/2 \frac{2\pi V_{зв}}{\omega}$. Луч лазера входит в пластинку через "окно"-1, проходит тело пластинки, отражаясь под углом полного внутреннего отражения и выходит в "окно"-2. Геометрия пластины выбрана для обеспечения достаточно большой длины оптического пути света в кристалле и из соображений простоты изготовления. Длина оптического пути определяется из выражения

$$L = 2\sqrt{2} a N, \quad (1)$$

где N - количество циклов сканирования светового луча, N определяется из соотношения

$$N = \frac{a}{\sqrt{2}d}. \quad (2)$$

Следовательно,

$$L = \frac{2a^2}{d}. \quad (3)$$

Например, при $a = 0,22$, $d = 0,01$ м, $L = 10$ м.

б) Учет расходимости лазерного излучения

Расходимость лазерного излучения существенно влияет на прохождение света в пластинке. Ограничиваясь только дифракционной

угловой расходимостью лазера $\gamma = 1,22 \frac{\lambda}{d_\lambda}$, где d_λ - входной диаметр лазерного излучения, получим максимальную длину прохождения света без потерь на отражение:

$$L = \frac{1}{8} \frac{1}{1,22} \frac{d^2}{\lambda}. \quad (4)$$

при условии $d_\lambda = 1/2 d$.

Например, при $d = 10^{-2}$ м, $\lambda = 10^{-6}$ м, $L = 10$ м.

Учитывая тот факт, что пластинка колеблется на 2-й гармонике, важным является условие прохождения лазерного излучения по всей толщине. Для этих целей применяются линзовые системы - коллиматоры. На рис. 3 показана оптическая схема коллимации лазерного излучения в пластинку. Линзовый коллиматор расширяет луч лазера до размера толщины пластинки, тем самым давая ему пройти без потерь /18/.

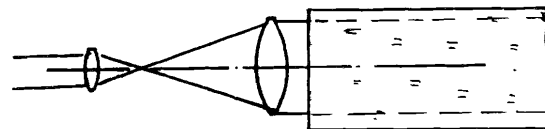


Рис. 3. Схема формирования лазерного луча на входе пластинки.

в) Потери лазерного излучения на отражении от граней пластинки

При сканировании в пластинке свет отражается в ней под углом полного внутреннего отражения. При таком отражении часть света рассеивается из-за того, что показатель преломления является плавно изменяющейся функцией на границе двух сред. Потери на такого рода рассеяния оцениваются величиной 0,5% /19/. Общие потери мощности лазерного излучения после прохождения пластинки оцениваются из выражения

$$P_{вых} = P_{вх} \cdot S^{N'-2} \sigma^2 = A \cdot P_{вх},$$

где $P_{\text{вых}}$ - мощность лазерного излучения после прохождения пластинки; $P_{\text{вх}}$ - входная мощность лазерного излучения; ρ - коэффициент отражения света от грани под углом полного внутреннего отражения, σ - коэффициент прохождения лазерного излучения через "окно", $(N' - 2)$ - количество отражений под углом полного внутреннего отражения. Величина σ определяется из формулы

$$\sigma = \frac{4n}{1+n},$$

где n - показатель преломления оптического материала. Исходя из (2) (пр. II), можно получить выражение для N' :

$$N' = 4 \frac{a}{\sqrt{2d}}.$$

При геометрических размерах (см. пр. II а) и веществе

Al_2O_3 (таблица I) получим $\sigma = 0,92$, $N' = 113$.

Соответственно $A = (0,995) (0,92)^2 = 0,485$.

Следовательно,

$$P_{\text{вых}} = \frac{1}{2} P_{\text{вх}}.$$

Величину потерь можно существенно снизить, расположив выходное "окно" под углом Брюстера к выходному излучению и нанести диэлектрическое покрытие на грани, от которых отражается свет, сведя ее практически к величине потерь на рассеяние света в кристалле.

г) Тепловой нагрев пластинки лазерным излучением

Лазерное излучение, проходя через пластинку, нагревает ее. Этот фактор ограничивает и время измерения, и добротность пластинки.

Определим оптимальные параметры как лазера - длина волны и мощность, так и пластинки - добротность, температура, длина оптического пути. Длина волны лазера выбирается из условия минимального поглощения, мощности излучения пластинкой. Характерным па-

раметром для этого служит величина дисперсии $D = \frac{dn}{d\lambda}$. Длина волны света, при которой D минимальная, определяет область максимальной прозрачности кристалла. Для кварца и сапфира длина волны соответствует диапазону 1,1 - 1,2 мкм (табл. I). В этой области длин волн оптимальным является He-Ne - лазер с $\lambda = 1,15$ мкм.

Определим теплоприток от излучения лазера в пластинке. Поглощение мощности излучения в среде описывается выражением

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \exp(-\alpha L),$$

где $P_{\text{вх}}$, $P_{\text{вых}}$ - входная и выходная мощности лазерного излучения; α - коэффициент поглощения; L - длина оптического пути. Величина теплопритока $\Delta P = P_{\text{вх}} - P_{\text{вых}}$ при $\alpha L \ll 1$ определяется из выражения

$$\Delta P = P_{\text{вх}} \cdot \alpha L.$$

В таблице 3 даны величины ΔP ; α для различных веществ при $L = 10$ м, $P_{\text{вх}} = 10^{-2}$ Вт и $\lambda = 1,15$ мкм.

Таблица 3

Тип кристалла	$\alpha, \text{см}^{-1}$	$\Delta P, \text{Вт}$	Литература
SiO_2	$6 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-5}$	/20/
Al_2O_3	$4 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-4}$	/21/
KCl	$4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-6}$	/22/

Подобные теплопритоки отводятся при помощи газового ключа /23/ при температуре 0,15 - 1 К и давлении 10^{-4} тор, что позволяет осуществить непрерывные наблюдения без уменьшения добротности /12/.

Литература

1. Maischberger K. Vorschlag zum Bau eines groben Laser - interferometers zur Messung von Gravitations Wellen - Garching interner Bericht. MPQ 96, Max Plank Institut für Quantenoptik, 1985.
2. C.M.Caves. Quantum-mechanical noise in an interferometer. Phys. Rev. D, 1981, v.23, N 8, p.1693.
3. J.Y.Vinet, elasto optical antennes. Ann. Phys. Fr., 1985, v. 10, p.253.
4. F. Teisser du. Cross Elektromagnetic and elasto optical sistems for the reception or generation of gravitasion radiation, Ann. Phys. Fr., 1985, v. 10.
5. G.B.Hocher. Fiber-optic sensing of pressure and temperture. Appl. Opt., v.18, N 9, p. 1445, 1979.
6. H.L.Price. On the mechanism of transduction in optical fiber hydrophones. J. Acoust Soc. Am., 1979, v. 66, p.976.
7. П.Н.Боголюбов, А.Ф.Писарев. Метод приема гравитационных волн на основе волоконной когерентной оптики. Сообщение ОИЯИ, П13-86-407, Дубна, 1986.
8. В.В.Кулагин, А.Г.Полнарев, В.И.Руденко. Комбинированная оптико-акустическая гравитационная антенна. ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 5, с.1553.
9. В.И.Балакшии, В.Н.Парыгин, Л.В.Гуркор. Физические основы акусто-оптики. М., "Радио и связь", 1985.
10. Ю.А.Кравцов, А.И.Минченко, В.Г.Петликов. Акустические преобразователи на основе волоконных световодов. Радиотехника, 1982, т. 37, № 10.
11. Волоконно-оптические датчики физических полей. Квантовая электроника, 1984, т.11, №11, с.10-30.
12. А.Г.Смагин. Гипердобротные макроскопические колебательные системы. Радиотехника и электроника, 1983, т.28, № 9, с.1678.
13. М.Одегнал. Некоторые нестандартные применения сквидов. ФНТ, 1986, т. II, № I, стр. 3.
14. R.L.Foward. Wideband laser-interferometer gravitational - radiation experiment. Phys. Rev. D., v. 17, N 2, p. 379, 1978.
15. Ультразвук. Малая энциклопедия. М., "Советская энциклопедия", 1979, с.180.
16. Акустические кристаллы. М., "Наука", 1982.
17. Астрофизика, кванты и теория относительности. М., "Мир", 1982, с.273.
18. Н.В.Карлов. Лекции по квантовой электронике. М., "Наука", 1983.
19. Справочник по лазерной технике. Киев, Наукова думка, 1978, с.166.
20. Пополитов В.И., Литвин В.Н. Выращивание монокристаллов в гидротермальных условиях. М., Наука, 1986.
21. Opt. Eng., v. 22, N 4, p. 411, 1983.
22. US Dep. Commet Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 1985, p.697; Harington J.A. Proc. Conf. on laser and opto electro syst. Technical Dig. San Diego, 1980, Feb.26-28, p.96.
23. О.В.Лоукасмаа. Методы получения температур ниже 1 К. Мир, М., 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

- | | | |
|----------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------|
| Д3,4-82-704 | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982. | 5 р.00 к. |
| Д7-83-644 | Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983. | 6 р.55 к. |
| Д2,13-83-689 | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983. | 2 р.00 к. |
| Д13-84-63 | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983. | 4 р.50 к. |
| Д2-84-366 | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984. | 4 р.30 к. |
| Д1,2-84-599 | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984. | 5 р.50 к. |
| Д10,11-84-818 | Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983. | 3 р.50 к. |
| Д17-84-850 | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/ | 7 р.75 к. |
| Д11-85-791 | Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985. | 4 р.00 к. |
| Д13-85-793 | Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985. | 4 р.80 к. |
| Д4-85-851 | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985. | 3 р.75 к. |
| Д3,4,17-86-747 | Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.

Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/ | 4 р.50 к.

13 р.50 к. |
| Д1,2-86-668 | Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/ | 7 р.35 к. |

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Ляблин М.В., Шабалин Д.Е.

P13-87-404

Акустооптический детектор гравитационных волн на высокодобротных кристаллах

Анализируется схема детектора гравитационных волн на основе оптического интерферометра, чувствительным элементом которого является кристалл с высокодобротными акустооптическими параметрами. Показано, что на частоте гравитационной волны 10^7 рад/с⁻¹ максимальная чувствительность детектора по броуновским шумам к гравитационному потоку может составлять $10^{-2}-10^{-1}$ эрг·см⁻²·с⁻¹ в полосе частот $2 \cdot 10^{-4}$ Гц.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод М.И.Потапова

Lyablin M.V., Shabalin D.E.

P13-87-404

Acoustic-Optical Detector of Gravitational Waves with High-Quality Crystals

A design of the detector of gravitational waves based on the optical interferometer with a crystal of high-quality acoustic and optical parameters as a sensitive element is analysed in the paper. The gravitational wave frequency being 10^7 rad/s⁻¹, the maximum Brown noise sensitivity of the detector to the gravitational flux is shown to be able to attain $10^{-2}-10^{-1}$ erg·cm⁻²·s⁻¹ in the frequency band $2 \cdot 10^{-4}$ Hz.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987