

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P13-86-407

П.Н.Боголюбов, А.Ф.Писарев

**МЕТОД ПРИЕМА
ГРАВИТАЦИОННОЙ ВОЛНЫ
НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОЙ
КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИКИ**

1986

В рамках поиска наиболее рационального метода экспериментального исследования проблемы генерации и регистрации гравитационных волн в лабораторных условиях ^{1/1} рассматривается вариант чувствительного приемника гравитационного излучения на основе использования волоконной когерентной оптики. Сущность предлагаемого метода состоит в том, что гравитационная волна регистрируется интерферометром Маха-Цендера с двумя равными плечами, выполненными в виде независимых оптико-волоконных катушек. Одно плечо интерферометра является опорным /эталонным/, второе - измерительным, на которое действует гравитационная волна. Ниже анализируется чувствительность этого метода к гравитационной волне в мегагерцевом и СВЧ-диапазонах частот.

Интерферометр Маха-Цендера с оптико-волоконными катушками в плечах широко применяется в качестве высокочувствительных устройств для измерения различных физических полей: звуковых, электромагнитных, спиновых, тепловых и т.д. /см., например, обзоры ^{1/2-6/}/. Принцип работы интерферометра заключается в том, что монохроматический световой луч от лазера /рис. 1/ разделяется на два равных потока, которые вводятся в волоконные катушки L_1 и L_2 . После выхода из катушек световые лучи собираются на фотокатоде приемника и образуют интерференционное поле. Воз-

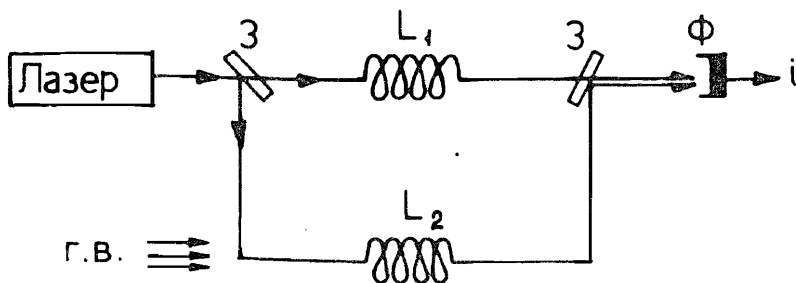


Рис. 1. Принципиальная схема гравитационного приемника на основе интерферометра Маха-Цендера. L_1 и L_2 - опорная и измерительная оптоволоконные катушки; З - делительные зеркала; Ф - фотоприемник; i - фототок; Г.В. - гравитационная волна.

никающий электрический ток на выходе фотоприемника по амплитуде пропорционален фазовому сдвигу световой волны измерительной катушки относительно фазы волны опорной катушки. В рассматриваемом случае фазовый набег возникает в результате изменения оптических свойств волокна в катушке при деформации в гравитационной волне.

Отличительной особенностью предлагаемого метода регистрации гравитационной волны с помощью интерферометра Маха-Цендера является резонансный отклик измерительной катушки и нерезонансный отклик - опорной катушки на воздействие гравитационной волны. Общий вид одной из конструкций измерительной катушки в СВЧ-диапазоне показан на рис. 2.* На прямолинейных участках l_1 витки

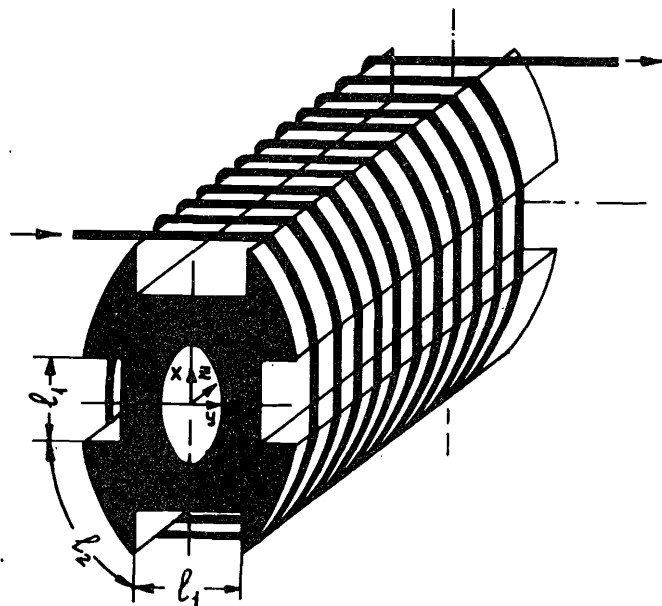


Рис. 2. Один из вариантов устройства измерительной оптоволоконной катушки для СВЧ-диапазона.

* Измерительные катушки, эквивалентные по чувствительности, могут иметь, естественно, и иные конструктивные решения, в частности, с продольным натяжением волокна вдоль оси Z с $l_2 < l_1$, где l_1 - длина гравитационной волны.

оптического волокна размещаются свободно без взаимного соприкосновения и прилегания к поверхности каркаса. На участках l_2 , как видно из рисунка, витки уложены непосредственно на поверхности каркаса. В опорной катушке волоконные витки свободных участков не содержат. Плоская гравитационная волна, распространяясь вдоль оси Z, возбуждает на участках l_1 резонансные механические колебания по толщине волокна, причем на горизонтальных участках l_1 колебания происходят в направлении оси X и находятся в противофазе к колебаниям на вертикальных участках l_1 , которые происходят в направлении оси Y. На участках l_2 , прилегающих к поверхности каркаса, резонанса в волокнах практически не возникает. Для обеспечения условия резонанса толщина волокна выбирается равной $\lambda/2$, где λ - длина волны гиперзвука на частоте гравитационной волны ω . В результате деформации волокна изменяется фазовая скорость света. Выбором длины участков l_1 и l_2 из условия $l_1 = l_2 = Tc/4n$, где T - период гравитационной волны, c - скорость света в вакууме и n - показатель преломления света в волокне, обеспечивается оптимальное суммирование фазового набег в световой волне по мере распространения по волокну. В конце измерительной катушки фазовый сдвиг имеет вид знакопеременной периодической функции с амплитудой, пропорциональной упругооптической константе вещества, амплитуде гравитационной волны h и полной длине всех участков l_1 . В литературе принято характеризовать фазовый сдвиг света в волокне под действием внешнего поля, например, звукового, следующим соотношением:

$$\Delta\Psi = MLP, \quad (1)$$

где M - фазовая чувствительность волокна; L - длина волокна; P - давление в звуковой волне. Применительно к рассматриваемому случаю величину давления P можно заменить эффективным давлением, оказываемым на волокно со стороны гравитационной волны и приводящим к той же деформации волокна, что и звук: $P \rightarrow P_{эф} = EhQ$, где E - модуль Юнга волокна; Q - механическая добротность колебаний волокна по толщине.

Для определения пороговой чувствительности рассматриваемого детектора гравитационных волн примем во внимание, как это обычно делается для интерферометрических датчиков, в качестве предельных шумов в детекторе - равновесные тепловые шумы. К ним прежде всего следует отнести: тепловые колебания каркасов оптических волоконных катушек, приводящих к деформации волокон и, следовательно, к дисперсии фазового набег $\delta\phi_1^2$; дробовые шумы

* Если принять $l_2 \ll l_1 = \lambda/2$ /"точечное" крепление волокна/ и полную длину волокна $L = Tc/2n$, то такая антенна будет эффективно принимать гравитационные волны в низкочастотном и килогерцевом диапазонах частот как "струнно-колебательная" система.

фотоприемника в схеме интерферометра $\overline{\delta\phi_2^2}$; флуктуации показателя преломления волокна из-за флуктуации температуры и плотности, дающие соответственно $\overline{\delta\phi_3^2}$ и $\overline{\delta\phi_4^2}$; флуктуации частоты и интенсивности излучения лазера, сопровождаемые дисперсиями фазы $\overline{\delta\phi_5^2}$ и $\overline{\delta\phi_6^2}$. Как показали многочисленные исследования и большая практика использования оптоволоконных датчиков звукового давления на основе интерферометра Маха-Цендера /см., например, /2-8/, основным шумовым фактором, ограничивающим чувствительность приемных устройств, является дробовой шум фотоприемника. Отметим, однако, что близко по величине к дробовым шумам $\overline{\delta\phi_2^2}$ примыкают шумы $\overline{\delta\phi_3^2}$ и $\overline{\delta\phi_4^2}$ /7-9/. В настоящей работе мы ограничиваемся учетом лишь дробовых шумов*. В этом предположении пороговое значение эффективного давления, находимого из соотношения $S/N = 1$, где S - уровень сигнала и N - уровень шума, равно /3, 10/ :

$$P_{эф} = \frac{\exp(\beta L/2)}{\gamma M L} \cdot \sqrt{\frac{2\hbar \omega_0 \Delta f}{a \eta \mathcal{P}}}, \quad (2)$$

или, при подстановке $P_{эф} = E h Q$, получим:

$$h = \frac{\exp(\beta L/2)}{E Q \gamma M L} \cdot \sqrt{\frac{2\hbar \omega_0 \Delta f}{a \eta \mathcal{P}}}, \quad (3)$$

где \hbar - постоянная Планка; ω_0 - частота света; \mathcal{P} - световая мощность лазера в полосе сигнала Δf ; a - коэффициент ввода и вывода света из волокна; β - коэффициент поглощения света в волокне; η - квантовый выход катода фотоприемника; γ - гомодинная эффективность; L - полная длина активной части волокна в измерительной катушке. Выражение /3/ для h принимает минимальное значение при оптимальной длине волокна $L = 2/\beta^{1/5}$:

$$h_{min} = \frac{\beta}{E Q \gamma M} \cdot \sqrt{\frac{\hbar \omega_0 \Delta f}{2 a \eta \mathcal{P}}}. \quad (4)$$

Выразим амплитуду гравитационной волны h_{min} через мощность гравитационного потока t^{0z} по формуле: $h_{min}^2 = 32\pi G t^{0z} / \omega^2 c^3$ и подставим в /4/:

$$t^{0z} \geq \frac{\beta^2 c^3 \hbar \omega_0 \omega^2 \Delta f}{64 \pi G [E Q \gamma M]^2 a \eta \mathcal{P}}, \quad (5)$$

где G - гравитационная постоянная Ньютона. Будем считать далее, что на детектор поступает непрерывный гравитационный сигнал известной формы, например, гармонический. В этом случае для ре-

* Приводится также детальный анализ шумов $\overline{\delta\phi_3^2}$ и $\overline{\delta\phi_4^2}$ для спектральной области в окрестности частоты гравитационной волны. Результаты этого анализа будут сообщены дополнительно.

гистрации гравитационного потока можно использовать известный принцип накопления сигнала /22, 23/, и за время измерения t понизить пороговую величину t^{0z} , определяемую из /5/, в \sqrt{t} раз.

Определим теперь величину механической колебательной добротности Q , входящей в формулу /5/. Добротность состоит из двух парциальных частей: Q_1 - релаксации волокна на частоте ω и Q_2 - добротности, обусловленной уходом энергии звуковой волны с участка l_1 на соседние участки l_2 , где энергия гасится. Заметим, однако, что при колебании распределенной системы, участки которой слегка различаются по резонансной частоте, величину Q_1 следует поправить на усредненный резонансный множитель. Так, для оптического волокна с поперечным резонансным размером $d_0 = \lambda/2$ и дисперсией размера $\overline{\delta d_0^2}$ эффективная добротность колебания будет:

$$Q_{1эф} = Q_1 [1 + (2Q_1 \frac{\sqrt{\overline{\delta d_0^2}}}{d_0})^2]^{-1/2}. \quad (6)$$

Методы современной технологии создания элементов интегральной оптики, в том числе тонких пленочных покрытий в несколько атомных слоев /11/ или толщевой в несколько десятков ангстрем /12/ могут обеспечить при интерферометрическом контроле /24/ коррекцию поперечного размера волокна с точностью в несколько ангстрем. Столь малые технологические отклонения от резонансного размера будут все же заметно влиять на колебательную добротность при $[2Q_1 \frac{\sqrt{\overline{\delta d_0^2}}}{d_0}]^2 \geq 1$, т.е. $Q_1 \geq \frac{d_0}{2\sqrt{\overline{\delta d_0^2}}}$. Так, для волокна толщиной 50-100 мкм ограничения наступят при $Q_1 \geq 10^5$.

Значение величины Q_1 для большинства веществ как функция частоты обычно хорошо известно по релаксационным потерям, приводимым в справочной литературе /см., например, /13, 14/. Парциальную добротность Q_2 определим по следующей формуле:

$$Q_2 = \omega \frac{W}{P_2}, \quad (7)$$

где W - полная колебательная энергия, запасенная в волокне на участке l_1 , равная $1/2 S^2 E V$; S - поперечная деформация волокна в колебательном процессе на частоте гравитационной волны; V - объем волокна на длине l_1 ; P_2 - колебательная мощность, уходящая из l_1 на два соседних участка l_2 ; $P_2 = \rho V_s^3 S^2 S_0$; ρ - плотность волокна; V_s - скорость звука; S_0 - площадь поперечного сечения волокна. Заметим, что формула для P_2 записана в предположении отсутствия отражений колебаний от границ участков волокна на l_1 , что может быть обеспечено при слабом контакте волокна с поверхностью каркаса на участках l_2 . При жестком креплении волокна на поверхности каркаса возникает полное отражение звука на границах участков l_2 - местах заземления, что приводит к возбуждению на участках l_1 дополнительной моды колебаний с пространственным периодом λ вдоль волокна. Чувствительность фазового набега в световой волне при этом заметно снижается. Однако такой

режим колебаний сам по себе интересен тем, что на образующихся в волокне периодических неоднородностях плотности вещества происходит эффективное резонансное рассеяние света вдоль волокна как на стоячей ультразвуковой волне по когерентному механизму Мандельштама-Бриллюэна^{15,16/}. Рассеянный свет приобретает сдвиг по частоте на величину $\pm \omega$, что может быть использовано в качестве самостоятельного метода приема гравитационной волны в мегагерцевом и СВЧ-диапазонах частот. Предварительный анализ показывает, что мощность рассеянного света $\mathcal{P}_{\text{рас}}(\omega_0 \pm \omega) = \mathcal{P}_{\text{пад}}(\omega_0) \times [\lambda_0^{-1} \pi n^3 p Q h L]^2$, где p - упругооптическая константа волокна. Данный способ приема по чувствительности лишь незначительно уступает фазовому методу. По степени сложности экспериментальной реализации оба метода практически равноценны. Подстановка значений W и P_2 в формулу /7/ дает:

$$Q_2 = \frac{E \omega \ell_1}{2 \rho V_s^3} \quad (8)$$

Полная добротность

$$Q = Q_{1\text{эф}} Q_2 / (Q_{1\text{эф}} + Q_2) \quad (9)$$

Оценку предельной пороговой чувствительности приема гравитационной волны по формуле /5/ выполним для частоты $\omega = 5 \cdot 10^8$ рад с^{-1} с учетом коэффициента накопления сигнала, составляющего 10^3 при времени измерения 10^6 с. В качестве оптического волокна целесообразно использовать одномодовое волокно из кварца, для которого $M = 4 \cdot 10^{-5}$ рад $\text{Па}^{-1} \text{м}^{-1/5,6/} \text{Е} = 7,3 \cdot 10^{10}$ Па; затухание света ($\omega_0 = 10^{15}$ рад с^{-1}) составляет 0,2 дБ $\text{км}^{-1/17, с.98/}$, что соответствует $\beta = 4,6 \cdot 10^{-7}$ см^{-1} ; $\alpha = 0,5$; $\gamma = 0,5$; $\eta = 0,3$; мощность лазера $\mathcal{P} = 1$ Вт* в полосе сигнала $\Delta f = 0,1$ Гц. Добротность для кварца в значительной степени зависит от его структурного состояния. В частности, если волокно изготовлено из плавленого кварца, то при температуре ~1К добротность на частоте $5 \cdot 10^8$ рад с^{-1} имеет величину $10^3 - 10^4$ /следует из данных работы^{18/}. Ниже мы принимаем $Q_1 = 5 \cdot 10^3$. Парциальная добротность Q_2 , вычисленная по формуле /8/ при $p = 2,6$ г см^3 ; $V_s = 5,97 \cdot 10^5$ см с^{-1} ; $\omega \ell_1 = \frac{\omega T c}{4 \pi} = \frac{\pi c}{2 \pi}$; $n = 1,46$, имеет значение: $Q_2 = 2,2 \cdot 10^4$. Полная величина добротности Q , найденная по формуле /9/, будет $4,1 \cdot 10^3$. Подстановка перечисленных данных в формулу /5/ с учетом коэффициента накопления сигнала 10^3 дает: $t^{0,2} \geq 1,9 \cdot 10^3$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

* При необходимости эта мощность с помощью оптических ответвителей^{/20, с. 17; 21, с. 195/} может быть рассредоточена по нескольким параллельным приемным катушкам или нескольким волокнам, уложенным в параллельные витки в одной катушке.

При этом толщина волокна вместе с оболочкой составит 40 мкм * ; длина $\ell_1 = \ell_2 = 65$ см; общая длина волокна $L = \frac{2}{\beta} = 4,3 \cdot 10^6$ см. Активная длина волокна будет $L/2$, что отразится на снижении чувствительности приемника на 20%^{/10/}. Общее число витков в приемной катушке составит $4 \cdot 10^3$, и длина катушки вдоль оси $Z - 10^2$ см.

Обратим теперь внимание на квадратичную зависимость чувствительности приема /5/ от частоты гравитационной волны ω . При снижении частоты эта зависимость позволит реализовать высокочувствительную приемную антенну несколько иной конструкции /рис.3/, нежели рассмотренная выше /рис. 2/. В этой антенне резонансные участки ℓ_1 волоконной нити в форме плоской спирали заключены между монокристаллическими пластинами и представляют собой отдельные резонансные фазосдвигающие элементы, колеблющиеся под действием гравитационной волны в одной фазе, а участки волокна ℓ_2 смонтированы в виде нерезонансных катушек - элементов произвольной геометрии. Резонансные и нерезонансные элементы "соединяются" между собой посредством согласующей просветленной оптики. Отличительной особенностью этой антенны является высокая колебательная добротность резонансных элементов. Если, например, пластины выполнить из монокристалла кварца, то при температуре жидкого гелия и частоте гравитационной волны $5 \cdot 10^6$ рад с^{-1} $Q_1 = 4 \cdot 10^9$ ^{/19/}. При тех же условиях с учетом зависимости $Q \omega = \text{const}$ ^{/19/} для добротности волокна из плавленого кварца можно принять $Q_2 = 5 \cdot 10^5$. Длина волоконной нити в резонансном элементе $\ell_1 = \frac{\pi c}{\pi \omega} = 1,3 \cdot 10^4$ см. Принимая далее диаметр одномодового волокна вместе с оболочкой $\sim 10^{-2}$ см, толщину резонансного элемента $d_0 = \frac{\lambda}{2} = \frac{\pi V_B}{\omega} = 0,4$ см, внешний диаметр элемента $\Phi_1 = 20$ см и внутренний $\Phi_2 = 2$ см, получим относительный объем волокна в резонансном элементе $\alpha = \frac{V_B}{V_B + V_n} = 10^{-2}$, где V_B - объем волокна и V_n - объем пластин. Поэтому полная добротность резонансного элемента будет: $Q = Q_1 Q_2 [Q_2 - \alpha(Q_2 - Q_1)]^{-1} = 5 \cdot 10^7$. Учет технологического ограничения добротности из-за неточности изготовления резонансных элементов по толщине составит

$$\frac{d_0}{2\sqrt{\delta d_0^2}} = 10^7,$$

Эту величину примем в качестве расчетного значения для эффективной добротности Q при использовании в приемной антенне $N > 1$ резонансных элементов /при $N = 1$ технологические ограничения на резонансный размер элемента не распространяются/. Общая длина

* Предпочтительно иметь волокно овального или прямоугольного сечения; $\lambda/2$ - наименьший линейный размер поперечного сечения волокна.

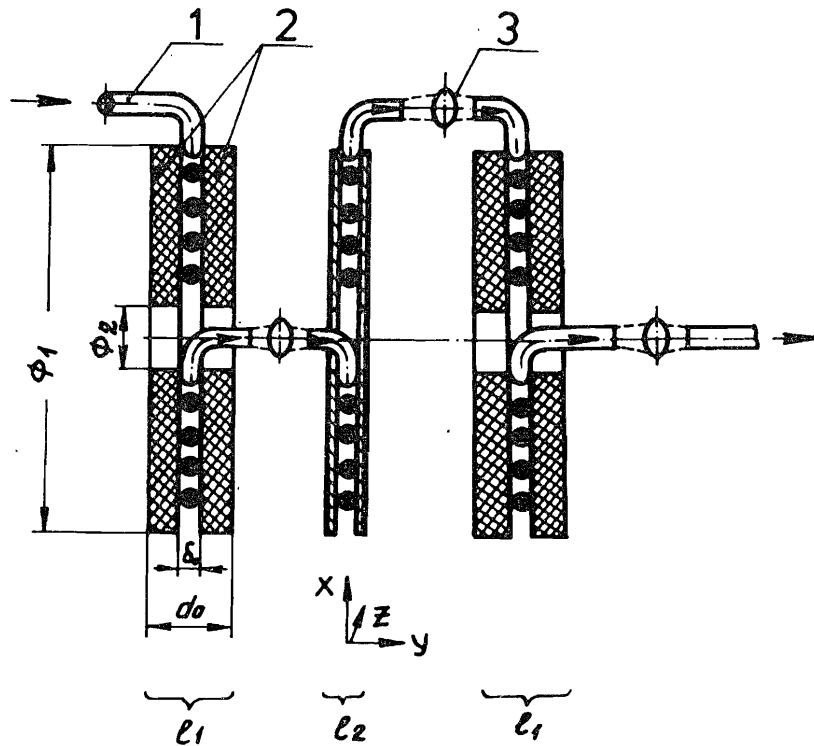


Рис. 3. Измерительная оптико-волоконная катушка для мегагерцевого диапазона частот, состоящая из сосредоточенных резонансных l_1 и нерезонансных l_2 элементов. 1 - оптическое волокно толщиной δ_0 ; 2 - монокристаллические пластины с внешним диаметром Φ_1 и внутренним - Φ_2 ; 3 - согласующая просветленная оптика. Гравитационная волна с амплитудой $h_{xx} = -h_{yy} = h$ распространяется вдоль оси Z. Стрелками указано направление прохождения света по волокну.

волокну $L = 2\ell N = \frac{2\pi cN}{n\omega}$, где $\ell = \ell_1 = \ell_2$. В этом случае после подстановки $h^2 = 32\pi G t^0 Z / \omega^2 c^3$ в формулу /3/ получим пороговую чувствительность для гравитационного потока:

$$t^{0Z} \geq \frac{\hbar \omega_0 \omega^2 c^3 \exp(\beta \ell N) \Delta f}{16 \pi G [E Q \gamma M \ell N]^2 a \eta \rho K^2}, \quad (10)$$

где учтен передаточный силовой коэффициент от пластин к волокну в резонансном элементе $K = \frac{\pi(\Phi_1^2 - \Phi_2^2)}{4\delta_0 \ell} \approx 3$. В формуле /10/ не уч-

тены потери света на элементах оптического согласования, т.к. просветлением оптики для монохроматического света можно обеспечить потери $< \exp(\beta \ell N)$ для $N \leq 10^2$.

Для оценки чувствительности гравитационного детектора по формуле /10/ примем $Q = 10^7$; $N = 10$ и остальные параметры будем считать прежними. В этом случае получим $t^{0Z} \geq 4 \cdot 10^{-8} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Данный порог для потока гравитационной волны может быть понижен на два-три порядка за счет упомянутого выше метода накопления сигнала во времени.

Полученные расчетные величины чувствительности приема гравитационной волны следует рассматривать, естественно, как весьма приближенные. Более строгие выводы можно сделать лишь после выполнения специальных опытов по определению в реальных лабораторных условиях предельного шума, а также таких важных характеристик антенны, как колебательная добротность Q , фазовая чувствительность волокна M , затухание света β и рассеяние света на элементах оптики. Вместе с тем, выполненный анализ свидетельствует о большой перспективе использования волоконно-оптического интерферометра Маха-Цендера в качестве приемника гравитационных волн в радио- и СВЧ-диапазонах частот. Отметим также сравнительную простоту изготовления интерферометра и небольшие его геометрические размеры.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность академику Н.Н.Боголюбову за важные обсуждения проблемы гравитационно-волнового опыта и постоянное внимание к его постановке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акишин П.Г. и др. Состояние эксперимента по излучению и детектированию гравитационных волн в лабораторных условиях. В сб.: "Гравитационные волны" Труды рабочего совещания по созданию излучателя и детектора гравитационных волн. ОИЯИ, P2-85-667, Дубна, 1985, с.5.
2. Бусурин В.И., Семенов А.С., Удалов Н.П. Квантовая электроника, 1985, 12, №5, с.901.
3. Лямшев Л.М., Смирнов Ю.Ю. Акустический журнал, 1983, 29, №3, с.289.
4. Кравцов Ю.А. и др. Радиотехника, 1982, №10, с.3.
5. Балаев В.И., Мишин Е.В., Паташин В.И. Квантовая электроника, 1984, 11, с.10.
6. Бутусов М.М., Тарасюк Ю.Ф., Урванцева Н.Л. Зарубежная радиоэлектроника, 1983, №5, с.38.
7. Логозинский В.Н. Квантовая электроника, 1981, 8, с.895.
8. Полухин А.Т., Телегин Г.И. Квантовая электроника, 1984, 11, с.387.

9. Toshimitsu Musha, Jun-ichi Kamimura, Masataka Nakazawa Applied optics, 1982, 21, No.4, p.694.
10. Берштейн И.Л. и др. Квантовая электроника, 1982, 9, №5, с.973.
11. Кособукин В.А. Оптика и спектроскопия, 1985, 59, №2, с.370.
12. Космическая оптика /"Труды 9-го Международного конгресса Международной комиссии по оптике"/, под ред. Аблекова В.К. Машиностроение, М., 1980, с.376.
13. Акустические кристаллы, под ред.Шаскольской М.П. "Наука", М., 1982.
14. Справочник. Таблицы физических величин, под ред.Кикоина И.К. Атомиздат, 1976.
15. Ярив А. Квантовая электроника, "Сов.радио", М., 1980, с. 275, с.369.
16. "Ультразвук", под ред.Голянина И.П. Малая энциклопедия, "Сов.энциклопедия", М., 1979, с.126, с.205.
17. Брагинский В.Б., Митрофанов В.П., Панов В.И. Системы с малой диссипацией. "Наука", М., 1981.
18. Fine M.E., H.Van Duynе, Nancy T.Kenney; J.Appl.Phys., 1954, 25, No.3, p.403.
19. Смагин А.Г. ПТЭ, 1974, №6, с.143.
20. Хансперджер Р. Интегральная оптика, "Мир", М., 1985.
21. Введение в интегральную оптику /под ред. Барноски М./ "Мир", М., 1977.
22. Оптическая обработка информации /под ред. Кейссента Д./, "Мир", М., 1980.
23. Макс Ж., Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. "Мир", М., 1983, т.2.
24. Бузова О.А. и др. ЦНИИ "Электроника", М., 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XП Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

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

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Боголюбов П.Н., Писарев А.Ф.
Метод приема гравитационной волны
на основе волоконной когерентной оптики

P13-86-407

Предложен и проанализирован метод приема гравитационной волны с помощью оптико-волоконных датчиков, включенных в плечи интерферометра Маха-Цендера. При использовании современной когерентной волоконной оптики и метода накопления сигнала предельная расчетная чувствительность детектора к гравитационному потоку в СВЧ-диапазоне достигает $2 \cdot 10^3 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, и в мегагерцевом диапазоне частот $10^{-5} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Bogolyubov P.N., Pisarev A.F.
Method of Gravitational Wave Reception
Based on Fiber Coherent Optics

P13-86-407

The method of gravitational wave reception by means of fiber-optics detectors placed in shoulders of the Mach-Zehnder interferometer has been proposed and analysed. When modern coherent fiber optics and the signal accumulation method are used, the maximum detector sensitivity to the gravitational flux attains $2 \times 10^3 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in the VHF range and $10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in the MHz frequency range.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986 .