

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(22—23 октября 1980 г.)**

22 и 23 октября 1980 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

22 октября

1. Г. В. Домагацкий, Д. К. Надежин, Р. А. Эрамжян. Происхождение химических элементов и роль нейтрино.

2. В. А. Кузьмин. Несохранение барионов: космологические и экспериментальные следствия.

23 октября

3. В. С. Троицкий, А. В. Густов, И. Ф. Белов, В. М. Плечков, В. П. Горбачев, Л. К. Сизьмина. О возможности использования собственного теплового СВЧ радиоизлучения тела человека для измерения температуры его внутренних органов: результаты и перспективы.

4. Н. Д. Девятков, Э. А. Гельвич, И. Б. Давыдова, В. В. Кириллов, Д. Н. Колмаков, В. Н. Мазохин, В. И. Сияговский, П. И. Чиликин. Аппаратура и методы СВЧ и ВЧ нагрева для применения в онкологии.

5. В. Б. Штейншлейгер, Г. С. Мисежников, А. Г. Сельский. Об одном радиофизическом методе обнаружения температурных аномалий внутренних органов человека.

Краткое изложение четырех докладов приводится ниже.

539.12.01(048)

В. А. Кузьмин. Несохранение барионов: космологические и экспериментальные следствия. В настоящее время есть веские основания предполагать, что закон сохранения барионного числа (B) не является абсолютно точным:

1. Отсутствие антивещества во Вселенной, а также величину барионной асимметрии Вселенной (БАВ) (т. е. отношение плотностей барионов и фотонов) можно успешно объяснить с привлечением гипотезы о B -нарушении^{1,2}.

2. Несохранение B естественно вытекает из объединенных калибровочных теорий (ОКТ) сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий. Преимуществами таких теорий являются: предсказание угла Вайнберга, объяснение факта квантования электрических зарядов, массовые формулы для фермионов, возможность предсказания числа фермионных поколений и, наконец, объяснение барионной асимметрии Вселенной. Кроме того, эти модели предсказывают нестабильность протона, причем удивительным образом его время жизни попадает в интервал, все еще доступный экспериментальной проверке.

Необходимыми условиями возникновения БАВ являются: несохранение B , C и CP -нарушение, термодинамическая неравновесность³. Первые два условия обычно выполняются в ОКТ, а последнее обеспечивается на некоторых стадиях расширения Вселенной.

Существование и величина БАВ накладывают весьма жесткие ограничения на структуру ОКТ, в частности:

1) модель SU (5) должна содержать два квинтета скалярных полей ⁶;
 2) в модели SO (10) слабые правые калибровочные бозоны должны быть сверхтяжелыми, $M_{WR} \gtrsim 10^{12}$ ГэВ ⁸;

3) генерация БАВ в распадах векторных лептокварков (X) возможна лишь в случае ⁹

$$M_X \gtrsim 5 \cdot 10^{15} \text{ ГэВ}, \quad \frac{M_H}{M_X} \approx 0,7-0,9, \quad \frac{f}{4\pi} \approx (0,6-1,2) \alpha_{\text{GUT}},$$

где f — юкавская константа связи, M_H — масса скалярного бозона;

4) величина БАВ, генерируемая в распадах скалярных частиц (H), максимальна при следующих соотношениях ⁹:

$$\frac{M_H}{M_X} \approx 3-7;$$

5) минимальная единая модель ¹⁰ на группе [SU (4)], в которой нарушение B происходит спонтанно одновременно с нарушением цветовой SU (3) (т. е. при энергиях $\lesssim 1$ ГэВ), отвергается космологией ¹¹. Некоторые модели ОКТ наряду с распадом протона предсказывают и существование слабых нейтрон-антинейтронных осцилляций в вакууме (переход $n \leftrightarrow \bar{n}$).

На важность экспериментальных поисков любых процессов с B-несохранением и в особенности процессов осцилляций $n \leftrightarrow \bar{n}$ было указано в работе ¹. Там же процесс $n \leftrightarrow \bar{n}$ был рассмотрен феноменологически и сделаны оценки возможной скорости осцилляций.

Результаты экспериментов по поиску нестабильности ядер приводят к следующему ограничению на период осцилляций $n \leftrightarrow \bar{n}$ ¹⁵:

$$T \geq 1 \cdot 10^8 \text{ с.}$$

Приведенные в работах ^{16, 17} более слабые ограничения на T основаны на некорректном учете перекрытия ядерных волновых функций.

Схема эксперимента могла бы выглядеть следующим образом. Поток тепловых нейтронов от атомного реактора, пройдя в вакууме определенное расстояние R , попадает в мишень. Появление антинейтронов может быть обнаружено по вызываемой ими реакции аннигиляции в мишени. При этом, чтобы обнаружить осцилляции с периодом $T \approx 10^8$ с, чувствительность эксперимента (т. е. отношение плотностей антинейтронов и нейтронов в пучке, поддающееся детектированию) должна составлять

$$p = \frac{\bar{n}}{n} = 9 \cdot 10^{-20}$$

при $R \approx 10$ м. Для устранения влияния магнитного поля Земли достаточно уменьшить его в 20–30 раз.

Можно было бы попытаться увеличить чувствительность эксперимента за счет использования ультрахолодных нейтронов. Анализ, однако, показывает, что это не дает заметного повышения чувствительности. По нашему мнению, предлагаемый эксперимент является важным независимым направлением по поиску взаимодействий, не сохраняющих барионное число.

В настоящее время (ноябрь 1980 г.) эксперимент по поиску осцилляций проводится в Институте им. М. Лауэ и П. Ланжевена (Гренобль) в сотрудничестве с университетами Суссекса, Падуи, Резерфордской лабораторией и ЦЕРНОм.

ЛИТЕРАТУРА

- Сахаров А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 32.
- Кузьмин В. А.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 13, с. 335.
- Ignatiev A. Yu., Krasnikov N. V., Kuzmin V. A., Tavkhelidze A. N.— In Proc. Intern. Conference Neutrino-77.— Moscow, 1978, v. 2, p. 293; Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 436.
- Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 850.
- Okun L. B., Zeldovich Ya. B.— Comments on Nucl. and Part. Phys., 1976, v. 6, p. 69.
Dumopoulos S., Susskind L.— SLAC-PUB-2126, 1978.
Ignatiev A. Yu., Kuzmin V. A., Sharoshnikov M. E.— Препринт ИЯИ П-0102, 1978.

6. Игнатьев А. Ю., Кузьмин В. А., Шапошников М. Е.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 726.
Barr S., Segre G., Weldon H. A.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 2494.
Yanagida T., Yoshimura M.— Preprint TU/79/199.
7. Ignatiev A. Yu., Kuzmin V. A., Sharoshnikov M. E.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 87, p. 114.
8. Kuzmin V. A., Sharoshnikov M. E.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 92, p. 115.
9. Кузьмин В. А., Шапошников М. Препринт ИИИ АН СССР П-0190.— Москва, 1981.
10. Pati J. C.— Maryland Preprint No. 79-146, 1978.
11. Игнатьев А. Ю., Кузьмин В. А., Шапошников М. Е. Препринт ИИИ АН СССР П-0194.— Москва, 1981.
12. Hawking S.— Comm. Math. Phys., 1975, v. 43, p. 199.
13. Зельдович Я. Б.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 29.
14. Markov M. A.— Препринт ИИИ П-0187, 1980.
15. Казарновский М. В., Кузьмин В. А., Четыркин К. Г., Шапошников М. Е.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 88.
16. Glashow S. L.— Preprint HUTP-79/A059.
17. Mohapatra R. N., Marshak R. E.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1316.

655.39(048)

В. С. Троицкий, А. В. Густов, И. Ф. Белов, В. М. Плечков, В. П. Горбачев, Л. К. Сизьмина. О возможности использования собственного теплового СВЧ радиоизлучения тела человека для измерения температуры его внутренних органов: результаты и перспективы. Возможность бесконечного и безболезненного измерения температуры внутри тела человека и животных имеет большое значение для медико-биологических исследований, в также в медицинской практике. Известно, что многие заболевания сопровождаются местным изменением температуры пораженных участков тела вследствие воспалительных процессов или новообразований. Измерения внутренней температуры открывают новые возможности в диагностике заболеваний и локализации их очагов внутри организма.

До последнего времени не существовало методов бескровного определения температуры внутренних органов. Тепловидение, основанное на измерении теплового инфракрасного излучения тела, дает истинную температуру только самого верхнего слоя кожи толщиной в доли миллиметра. Однако она слабо отражает подповерхностную глубинную температуру живого организма.

За последнее время у нас и за рубежом стали разрабатываться методы определения внутренней температуры по измерению интенсивности теплового радиоизлучения, проникающего из глубины тела^{1,2}. Для измерений используются радиометры, применяемые много лет в радиоастрономии и специальная антенна-зонд, которая должна прикладываться вплотную к телу человека. Тепловое радиоизлучение тела человека идет из слоя толщиной порядка глубины проникания соответствующей волны. Для любых тканей человека глубина проникания l примерно равна длине волны в исследуемой ткани, т. е. $l = \lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon}$, где λ_0 — длина волны в вакууме, ϵ — диэлектрическая постоянная ткани. Для жировой и костной — $\epsilon \approx 6$, а $l \approx 0,5\lambda_0$, для мышечной ткани $\epsilon \approx 50$ и $l \approx 0,15\lambda_0$.

Разрешающая способность по поверхности определяется размерами антенны-зонда, оптимальный диаметр которой порядка длины волны в среде, т. е. $D \approx \lambda_0 / \sqrt{\epsilon}$. Зона Френеля этой антенны в тканях составляет $2D^2 \sqrt{\epsilon/\lambda_0} \approx 2\lambda_0 / \sqrt{\epsilon}$, т. е. равна удвоенной глубине проникания волны. Следовательно, практически сбор излучения идет из цилиндра ткани, имеющего основание диаметром D и высоту порядка глубины проникания. Отсюда видно, что применение линзовых антенн размером много больше длины волны в среде не дает фокусировки и увеличения разрешающей силы из-за большого поглощения крайних лучей по сравнению с центральными. Будет работать только центральная часть размером, равным фокусному расстоянию, которое должно быть порядка $l = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon}$.

Первые применения радиометрии для измерения внутренней температуры были в работе¹ (длина волны $\lambda_0 = 10$ см). Однако сколько-нибудь надежно могли измеряться только относительные температуры по телу, причем в основном между симметричными местами. Поэтому диагностические исследования велись только для парных органов (грудных желез).

Для использования метода измерения глубинных температур в медико-биологических исследованиях и в практике медицины необходимо измерение абсолютных значений температур в любом месте с поверхности тела с погрешностью не хуже,

чем $\pm 0,1$ °С. Это требование связано с тем, что отличия местных температур от средней величины, равной 37 °С, заключены обычно в пределах $\pm (2-3)$ °С.

Основная трудность точного измерения температуры связана с существованием коэффициента отражения излучения на границе антенна — тело, сильно меняющегося в зависимости от места приложения антенны к телу. Например, для $\lambda_0 = 30$ см коэффициент отражения по мощности Γ^2 меняется от 0,0 до 0,25. В силу этого даже при антенне без потерь измеряется не истинная температура тела T_x (в градусах Кельвина), а величина $T_c = T_x (1 - \Gamma^2)$. В указанной работе¹ авторы пытаются учесть отражение путем измерения Γ^2 . Однако это не спасает положения, так как остаются ошибки порядка градуса, что ограничивает применение метода относительными измерениями, когда положение антенны на теле не меняется. Кроме того, существенна интерференционная ошибка².

Ошибка возникает также в связи с тем, что антенна-зонд в принципе принимает не все излучение, идущее от тела, благодаря неизбежному наличию задних лепестков диаграммы антенны-зонда.

Проведенное нами теоретическое и экспериментальное исследование шумов во входной системе и работы антенны позволило сформулировать принципы и методы полного исключения указанных ошибок.

Коротко принцип состоит в использовании свойств системы, находящейся при тепловом равновесии, когда входная часть радиометра и исследуемое тело помещены в черную полость и имеют одну и ту же температуру. В этом случае сигнал, идущий из антенны, точно равен температуре соответствующего участка тела.

Рассмотрим упрощенную схему входа, когда антенна соединена с радиометром через идеальный вентиль. Можно показать, что сигнал, идущий из антенны с учетом ее собственных шумов, равен $T_c = T_\Sigma \eta (1 - \Gamma^2) + T_a (1 - \eta) (1 - \Gamma^2)$, где η — к. п. д. антенны, T_a — температура ее материала, T_Σ — температура антенны, связанная с принимаемым излучением. Эта температура равна $T_\Sigma = T_x (1 - \beta) + T_\phi \beta$, где β — коэффициент рассеяния антенны вне полупространства, занятого телом, T_ϕ — температура черной полости или вообще температура излучения в пространстве вокруг тела.

Тепловое излучение идеального вентиля, направленное в антенну, имеет температуру T_z . Это излучение, отражаясь от антенны, дает дополнительный сигнал $T_\Sigma \Gamma^2$. Полный сигнал, поступающий в радиометр, равен $T_c = [T_x (1 - \beta) + T_\phi \beta] \times \eta (1 - \Gamma^2) + T_a (1 - \eta) (1 - \Gamma^2) + T_z \Gamma^2$. Нетрудно убедиться, что, устанавливая тепловое равновесие, когда $T_a = T_z = T_\phi = T_x$, получим $T_c = T_x$, т. е. неискаженное измерение температуры тела.

В действительности, однако, T_x неизвестно и подлежит измерению. При этом термодинамическое равновесие может быть обеспечено только приближенно. Поэтому равновесие устанавливается для средней температуры \bar{T}_x человеческого тела, равной 37 °С. Полагая $T_x = \bar{T}_x + \tau$, где, как указывалось $0 \leq |\tau| \leq 2$, получим $T_c = \bar{T}_x + \tau (1 - \eta + \beta + \Gamma^2)$. При этом влияние потерь антенны, рассеяния и отражения полностью не исключаются, но уменьшаются настолько, что, например, вариации Γ^2 в пределах 0,0—0,20 не вносят ошибку более 0,1—0,2 °С.

На основе указанных принципов в НИРФИ разработан радиотермометр на волну 32 см с пороговой чувствительностью 0,02 °С (при усреднении за 4 с), обеспечивающий точность абсолютных измерений температуры до $\pm 0,1$ °С. Разрешение по поверхности составляет около 4 см при глубине зондирования температуры до 20 см. Различные тестовые измерения радиотермометром температуры тела человека и эквивалентов его тканей показали хорошее совпадение с измерениями классическими термометрами.

Для оценки того, что действительно измеряется температура в глубине, служили измерения температуры области желудка, когда выпивалась холодная или горячая вода. Пример этой записи приведен на рис. 1, где в момент приема холодной воды отмечалось немедленное падение температуры на $\sim 0,9$ °С и постепенное ее выравнивание. Изменение температуры и темп ее выравнивания различны у разных пациентов. На рис. 2 приведены характерные записи глубинной температуры различных органов.

В 1979 г. проведены предварительные исследования 20 здоровых и 80 больных в клиниках Горьковского медицинского института при областной больнице им. Семашко. В результате показано, что как у здоровых, так и у больных внутренняя температура в различных частях тела существенно разная. Показана зависимость глубинной температуры от состояния циркуляции крови. Исследовано повышение температуры человеческого мозга под влиянием приема различных доз никотиновой кислоты. Изучалось влияние различных физиопроцедур на температуру некоторых органов. Исследование показало, что злокачественные новообразования желудка вызвали повышение температуры на 0,5—0,8 °С по сравнению с нормой, максимальный разброс которой $\pm 0,4$ °С. При болезнях печени (гепатит, холецистит) наблюдалось повышение температуры на 0,8—2 °С.

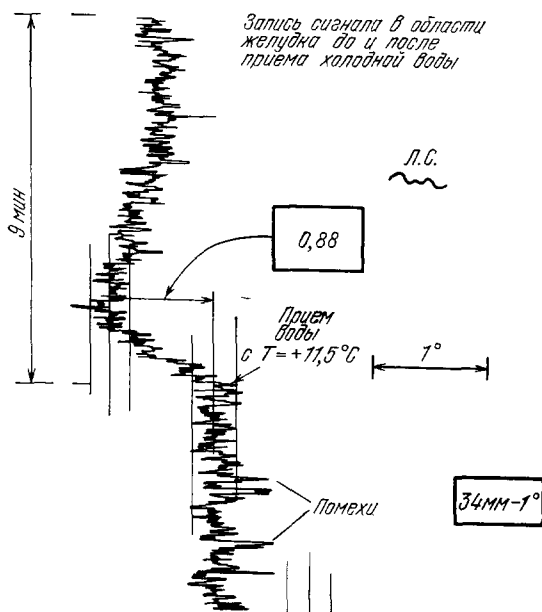


Рис. 1.

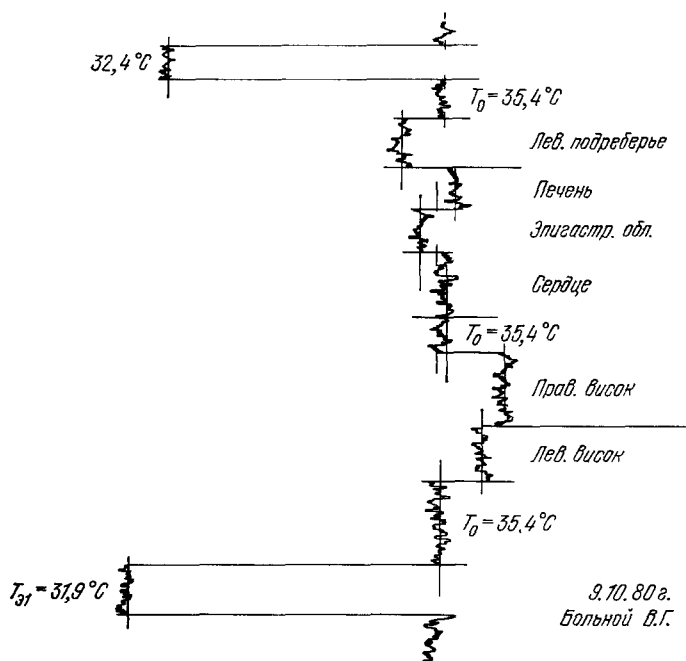


Рис. 2.

Отмечено повышение температуры головного мозга при опухолях и, наоборот, понижение при кровоизлияниях.

Таким образом, первый опыт применения разработанного радиотермометра в медицине является вполне обнадеживающим и свидетельствует о больших возможностях нового метода для медико-биологических исследований.

Проведенные исследования показали, что становится возможным создание системы радиотермометров на разные длины волн, которые позволят измерять распределение температуры в глубину тела от поверхности внутрь. Это дает возможность получать температурные поля человека в трех измерениях.

Нам представляется, что со временем метод радиотермометрии, несомненно, станет широко распространенным методом медико-биологических исследований и клинической диагностики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barrett, Myers, Sadowoky.— Radio Science, 1977, v. 12, No. 6, p. 167.
2. Троицкий В. С., Аранжереев Е. А., Абрамов В. И., Белов И. Ф., Горбачев В. П., Густов А. В., Демидова В. С., Добрынина Т. Н., Плечков В. М., Сизьмина Л. К., Шмелева А. И.— Препринт № 131, НИРФИ, 1979.
3. Троицкий В. С.— ЖТФ, 1955, т. 25, р. 1428.

655.39(048)

Н. Д. Девятков, Э. А. Гельвич, И. Б. Давыдова, В. В. Кириллов, Д. Н. Колмаков, В. Н. Мазохин, В. И. Сняговский, П. И. Чиликин. Аппаратура и методы СВЧ и ВЧ нагрева для применения в онкологии. 1. *Применение гипертермии в онкологии.* Гипертермия — искусственное повышение температуры тела человека выше нормальной — в последние годы получила значительное распространение для повышения эффективности лечения злокачественных новообразований^{1, 2, 13}.

Применение гипертермии основано на том факте, что при перегреве раковые клетки становятся более чувствительными к воздействию радиационных и химиотерапевтических воздействий, применяемых для их разрушения^{1, 3-5, 9}. По некоторым сообщениям гипертермия может служить и самостоятельным методом лечения некоторых заболеваний¹⁶.

Одним из первых методов управляемого перегрева опухолей был метод регионарной перфузии^{3, 12} (нагрев за счет введения от аппарата искусственного кровообращения нагретой крови в пораженный участок тела) и метод общего нагрева организма в водяной или водоструйной ванне^{1, 10, 11}. Метод перфузии оказался малоэффективным в отношении разрушения опухоли и в то же время вызывал повреждение окружающих здоровых тканей, поэтому в настоящее время он не применяется³.

Гипертермия, достигаемая с помощью электромагнитной энергии, перед большинством существующих методов имеет ряд преимуществ. Процедура электромагнитного нагрева является не обогревающей, как, например, душ, солярий, водяная, воздушная ванны и другие методы, передающие тепло за счет кровотока и теплопроводности тканей от поверхности кожи во внутренние области, а прогревающей сразу весь предназначенный для гипертермии объем тела. Это позволяет существенно снизить время выхода на нужный температурный режим, значительно уменьшить тепловую нагрузку на кожу пациента, а следовательно, и на сердечно-сосудистую систему. Электромагнитная гипертермия дает возможность осуществлять общий нагрев организма или локализовать его в ограниченном объеме тела человека, сравнительно просто поддерживать требуемый температурный режим в области нагрева, оперативно управлять величиной мощности и временем воздействия^{1, 2, 13}.

2. *Отличие гипертермии от микроволновой и УВЧ терапии.* Несмотря на то, что микроволновая и УВЧ терапия широко применяется в медицинской практике, переход к электромагнитной гипертермии предъявляет довольно жесткие и подчас трудно выполнимые требования. Причиной этому является то, что при электромагнитной терапии интенсивность облучения устанавливается по субъективным ощущениям пациента; процедуры не вызывают каких-либо неприятных эмоций или раздражений, режимы их далеки от критических. Между тем оптимальный метод электромагнитной гипертермии должен обеспечивать получение в различных тканях (в том числе в поверхностных и глубоко расположенных, нормальных и патологически измененных) вполне определенных уровней температуры, лежащих вблизи, но не превышающих порога безопасности (45 °С³). Превышение нагрева может вызвать опасные, а иногда и необратимые последствия: ожоги, некроз тканей, нарушение работы сердечно-сосудистой системы и т. д.

Отсюда появляются жесткие требования к процедуре нагрева, к аппаратуре, обеспечивающей этот нагрев. Требуется большая гибкость управления нагревом,

четкий контроль за состоянием пациента. Необходимым условием создания такой аппаратуры для гипертермии является автоматизация процедуры нагрева, автоматизация поддержания требуемых режимов облучения, поддержания заданного распределения температуры в области организма, подвергаемой гипертермии. Естественно, что наличие критических тепловых режимов повышает требования к точности измерения температуры. Желательная точность измерения абсолютного значения температуры должна быть не хуже $\pm 0,2^\circ\text{C}$.

3. *Аппараты для СВЧ и ВЧ гипертермии.* Для локальной СВЧ гипертермии нами разработаны и успешно применяются в Научно-исследовательском институте онкологии и медицинской радиологии МЗ БССР и в некоторых других институтах нашей страны ряд аппаратов для нагрева тканей, расположенных на различной глубине в организме человека.

Аппарат «Парус-1», работающий на частоте 2450 МГц, служит для нагрева подкожных тканей, аппарат «Плот» (рабочая частота 915 МГц) — для нагрева более глубоко расположенных тканей. Схемы этих аппаратов идентичны. Генератором мощности СВЧ колебаний в этих аппаратах служат магнетроны, работающие в двух-частотном режиме: 2450 \pm 49 МГц и 915 \pm 19 МГц соответственно, с выходной мощностью, регулируемой в пределах 5—200 Вт^{1,6}.

Конструктивные особенности магнетронов позволяют осуществлять их питание непосредственно переменным напряжением промышленной частоты 50 Гц со вторичной обмотки высоковольтного трансформатора. Схема питания магнетронов аналогична схеме двухполупериодного выпрямителя — каждая половинка магнетрона генерирует в течение части полупериода сетевого напряжения.

Регулирование выходной мощности можно производить двумя способами: изменением амплитуды питающего напряжения или изменением длительности времени генерации СВЧ энергии в каждом полупериоде.

Во втором способе меняется угол отсечки анодного тока магнетронов при помощи тиристорного регулятора. Этот способ и применен в аппаратах «Парус-1» и «Плот» для автоматической регулировки выходной мощности с целью достижения необходимых температурных режимов в заданном объеме. Автоматическая обратная связь осуществляется по данным датчиков температуры, устанавливаемых в зоне нагрева. Чувствительными элементами датчиков служат медь-константовые терморпары или специальные полупроводниковые элементы. Точность поддержания температуры в точке контроля не хуже $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Аппараты «Парус-1» и «Плот» имеют встроенные блоки контроля за работой магнетрона, индикаторы проходящей по тракту мощности и согласования излучателя с биообъектом, а также блок цифрового индикатора длительности сеанса гипертермии. С целью расширения возможности применения СВЧ генераторов для гипертермии разработан аппарат, работающий как на частоте 915, так и на частоте 2450 МГц, используемых для облучения в зависимости от глубины залегания и размеров опухолей.

Равномерность и скорость нагрева в электромагнитном поле в значительной степени зависят от структуры тканей, их формы и размеров, кровоснабжения, теплопроводности и других причин^{8, 11}.

С целью осуществления общей гипертермии была создана экспериментальная установка «Баркас» для высокочастотного нагрева энергией метрового диапазона длин волн. Она имеет генератор, работающий на частоте 13,56 МГц с регулируемой выходной мощностью в пределах от 100 до $1,3 \cdot 10^3$ Вт. В состав установки входят также излучатели различных типов и установка микроклимата. В зависимости от применяемых излучателей можно получать скорость нагрева при общей гипертермии более 1°C за 10 мин.

Необходимая скорость нагрева устанавливается заданием соответствующей величины выходной мощности генератора.

Комплект индуктивных и емкостных излучателей позволяет проводить в метровом диапазоне длин волн как общую, так и локальную гипертермию.

Установка микроклимата предназначена для создания и автоматического поддержания в замкнутом объеме заданной температуры и относительной влажности воздуха, для предупреждения и компенсации эффекта обезвоживания организма в ходе процедуры.

Кроме того, применение микроклимата позволяет уменьшить время общего нагрева организма до необходимой температуры, а после выключения ВЧ генератора автоматически поддерживать достигнутый температурный уровень длительное время.

Установка обеспечивает автоматическое поддержание температуры в замкнутом объеме в пределах 35—40 $^\circ\text{C}$ с точностью $\pm 1^\circ\text{C}$ и создание относительной влажности воздуха в замкнутом объеме до 95%.

4. *Излучатели.* В состав аппаратов «Парус», «Плот» входят наборы рупорных излучателей резонансного типа различных диаметров — от 30 до 90 мм^{6, 7}. Оптимальное расстояние излучатель — биообъект для данных излучателей лежит в пределах 1,5—2 см.

Излучатели представляют собой отрезок круглого волновода с плавным коническим переходом на коаксиальную линию, заканчивающуюся высокочастотным коаксиальным разъемом.

В торцевой части излучателя расположены пластины, образующие емкостной зазор, который является элементом, излучающим электромагнитное поле. Одна из пластин соединена с центральным проводником коаксиальной линии при помощи ленточного трансформатора (согласующего лепестка). Для расширения полосы пропускания в коаксиальную часть излучателя встроен диэлектрический трансформатор.

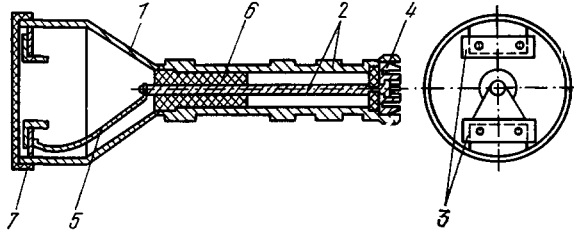


Рис. 1. Схематическое изображение конструкции рупорного излучателя.
1 — рупор; 2 — коаксиал; 3 — пластины емкостного зазора; 4 — СВЧ разъем; 5 — согласующий лепесток; 6 — диэлектрический трансформатор; 7 — защитный колпак.

Схематическое изображение конструкции излучателя показано на рис. 1. Необходимая для надежной работы излучателя слабая зависимость его характеристик согласования от физических параметров облучаемых тканей (форма, ϵ , $\text{tg } \delta$) и их состава (кожа, мышцы, жир, кость) достигается подбором длины трансформатора, конфигурацией пластин емкостного зазора и расстояния между ними. Суммарный ЕСВн-тракта

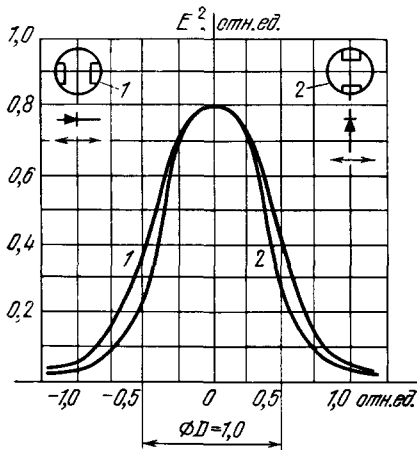


Рис. 2. Усредненные характеристики распределения электрической компоненты электромагнитного поля рупорного излучателя диаметром D на частоту 915 МГц.

1 — перпендикулярно емкостному зазору; 2 — вдоль емкостного зазора.

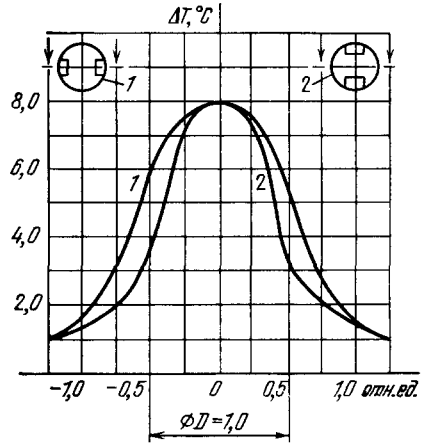


Рис. 3. Усредненные характеристики распределения теплового поля внутри имитатора биобъекта при нагреве рупорным излучателем диаметром D на частоту 915 МГц.

1 — перпендикулярно емкостному зазору; 2 — вдоль емкостного зазора.

и нагруженного излучателя — в пределах 1,8—2,0 во всей полосе частот, генерируемых магнетроном, при изменении ϵ , $\text{tg } \delta$, формы и состава облучаемых объектов в пределах, встречающихся в клинической практике.

Усредненные характеристики распределения электромагнитных и тепловых полей данных излучателей показаны на рис. 2, 3.

Иногда необходимо применение полостных излучателей. Требования к их размерам и конструкции задаются анатомическим строением тела человека (его полостей),

а также размерами и формой встречающихся в клинической практике опухолей, местом их расположения в полости.

Разработанные нами полостные излучатели в СВЧ диапазоне представляют собой конструкцию стержневого типа с монополярным или дипольным возбуждением, смонтированную на отрезке коаксиального кабеля. Излучатель помещается в кольпостат соответствующего диаметра, который служит для защиты излучателя от механических повреждений и его электрической изоляции от тканей.

С целью отвода избыточного тепла от стенок полостей и выравнивания степени нагрева по глубине тканей внутри оболочки кольпостата встроена система принудительного водяного охлаждения. Схематическое изображение конструкции излучателя с кольпостатом показано на рис. 4.

Излучатели, входящие в комплект установки «Баркас», работающие на частоте 13,56 МГц, предназначаются как для общей, так и для локальной гипертермии. Довольно низкая, по сравнению с СВЧ, рабочая частота излучения позволяет производить нагрев глубоко расположенных областей организма. Индуктивные излучатели общего

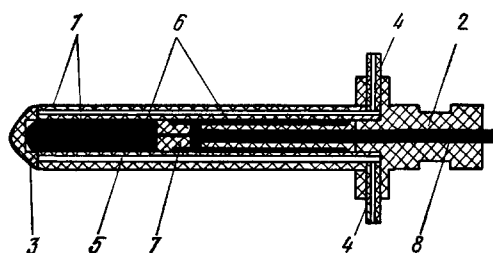


Рис. 4. Схематическое изображение полостного излучателя с кольпостатом.

1 — внутренняя и внешняя трубки кольпостата; 2 — кронштейн; 3 — колпак; 4 — входной и выходной штуцер охлаждения; 5 — каналы для охлаждающей жидкости; 6 — дипольные элементы антенны; 7 — изолятор; 8 — коаксиальный кабель.

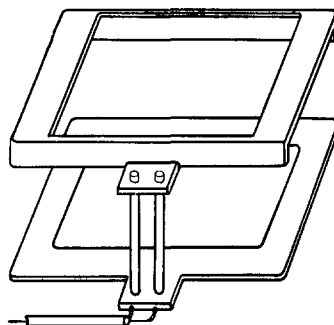


Рис. 5. Схематическое изображение индуктивного излучателя общего нагрева.

нагрева выполнены в виде двух рамок размерами 500 × 500 мм или 500 × 900 мм, между которыми помещается нагреваемый биообъект (рис. 5). Расстояние между рамками регулируется от 250 до 400 мм (в зависимости от размеров биообъекта) ⁶. Каждая рамка содержит несколько витков медной посеребрянной ленты, соединенных параллельно. К.п.д. излучателей, подключенных к генератору ВЧ коаксиальным кабелем через согласующее устройство, может достигать 40—70% в зависимости от размеров, формы и состава биообъекта. Для получения в биообъекте распределения температуры с заданной неравномерностью необходимо учитывать влияние вровтока, временных интервалов нагрева и других факторов.

Для достижения локальной высокочастотной гипертермии применяются как индуктивные, так и емкостные системы излучателей.

Индуктивная система излучателей состоит из трех связанных резонансных контуров. Один из контуров работает как согласующее устройство, а два других располагаются по обе стороны от нагреваемого биообъекта и локализуют электромагнитное поле в промежутке между ними. Необходимая локализация индуцируемых токов в тканях организма в плоскости, перпендикулярной общей оси трех контуров, достигается путем использования излучающих индуктивностей специальной S-образной формы (рис. 6).

Контроль за амплитудой и фазой высокочастотных токов в резонансных контурах, расположенных по обе стороны от биообъекта, позволяет выбрать правильный режим нагрева.

Емкостная система излучателей (рис. 7) представляет собой высокочастотный конденсатор из двух или более плоских электродов, подключенных к генератору через специальное согласующее устройство. Нагрев определенных участков тела осуществляется в этом случае преимущественно электрической компонентой электромагнитного высокочастотного поля.

Таким образом, наличие различных систем генераторов и излучателей позволяет более оперативно подходить к процедуре локальной гипертермии в зависимости от размеров, формы, электрофизических параметров тканей, а также физиологических особенностей нагреваемого участка организма.

Следует отметить, что одним из перспективных направлений расширения функциональных возможностей установок является использование методов сканирования излучателей над поверхностью биообъекта.

5. *Измерение температуры.* Для гипертермического воздействия на опухоль и предотвращения повреждающего теплового действия на близлежащие здоровые ткани при проведении гипертермии необходим строгий контроль за температурой

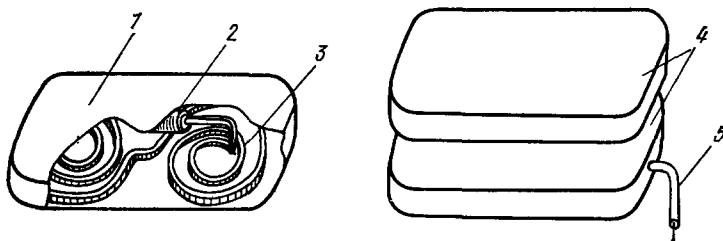


Рис. 6. Схематическое изображение индуктивной системы излучателей для локального высокочастотного нагрева.

1 — диэлектрическое покрытие; 2 — емкость 3-го контура; 7 — индуктивность контура; 4 — 1-й и 2-й контуры системы; 5 — высокочастотный кабель.

в зоне облучения и обеспечение возможности автоматического поддержания заданной температуры в течение всего сеанса с определенной точностью. При этом условия измерения температуры усложняются тем, что датчик температуры должен работать в высокочастотных или сверхвысокочастотных полях с потоком мощности, превышающим единицы Вт/кв. см. При таких уровнях мощности металлические оболочки разогреваются, что приводит к ошибкам измерения температуры и может привести к внутренним трудно излечимым ожогам. Кроме того, эти оболочки и подводные провода сильно влияют на характер распределения поля в зоне облучения. Многократные введения датчиков температуры в ткани (перед каждым сеансом и во время их проведения) весьма неприятны для пациента.

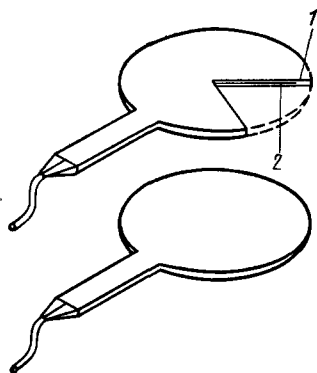


Рис. 7. Схематическое изображение емкостных излучателей для высокочастотного нагрева.

1 — диэлектрическое покрытие; 2 — пластина конденсатора.

Металлические проводники, соединяющие термочувствительные элементы с измерительными приборами, являются приемными антеннами ВЧ и СВЧ, что приводит, с одной стороны, к разогреву терморезисторных или п/п датчиков, а с другой стороны, создает трудно подавляемые наводки на измерительную аппаратуру. К сожалению, арсенал средств измерения температуры, которым мы к настоящему времени располагаем, с термометрическими, терморезисторными, термисторными, полупроводниковыми датчиками, обладает перечисленными недостатками.

Для существенного расширения области применения разработанной аппаратуры чрезвычайно важно обеспечить надежное измерение температуры в процессе нагрета независимо от ориентации датчика в поле и от частоты электромагнитных колебаний. Поэтому задача создания термодатчика, нечувствительного к электромагнитным полям, является весьма актуальной.

6. *Результаты применения аппаратуры для СВЧ гипертермии.* Разработка и применение методики проведения локальной СВЧ гипертермии проводится в Минском НИИ онкологии и медицинской радиологии с 1971 г. После тщательного изучения и проверки этого метода на животных, он был применен в клинике как один из компонентов лечения больных с далеко зашедшими и рецидивными опухолями конечностей. В результате применения для лечения этих больных локальной СВЧ гипертермии в сочетании с химио- или лучевой терапией в ряде случаев удается избежать радикальной хирургической операции или провести щадящую операцию конечностей. Причем доза химиопрепаратов была снижена вдвое, по сравнению с обычной, а лучевое воздействие проводилось функционированными дозами. В дальнейшем метод локальной гипертермии был успешно применен для лечения рака молочной железы⁴.

Накопленный опыт и полученные результаты лечения привели к тому, что решением ГУМС СССР в 1975 г. метод локальной гипертермии признан клиническим для лечения больных ранних стадий заболевания в клинике Минского НИИО и МР.

В 1979 г. решением ГУМС метод локальной СВЧ гипертермии разрешен к применению в клиниках еще 5 онкологических институтов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров Н. Н. и др. Применение гипертермии и гипергликемии при лечении злокачественных опухолей.— М.: Медицина, 1980.
2. Александров Н. Н. и др. Применение локальной электромагнитной гипертермии в онкологии.— Вопросы онкологии, 1977, т. 23, с. 3.
3. Александров Н. Н., Фрадкий С. З., Малиновский И. И. О применении термических воздействий в комплексном лечении злокачественных опухолей.— Вопросы онкологии, 1973, т. 19, № 4, с. 78.
4. Александров Н. Н. и др. Непосредственные результаты лечения рака молочной железы с применением локальной СВЧ гипертермии.— Сб. Актуальные проблемы онкологии и медицинской радиологии.— Т. IV.— Минск, 1976, с. 136.
5. Блохин Н. Н. Комбинированное и комплексное лечение злокачественных опухолей.— Вопросы онкологии, 1973, т. 19, № 1, с. 3.
6. Девятков Н. Д. и др. Аппаратура для СВЧ гипертермии.— Электронная промышленность, 1979, т. 9, с. 9.
7. Пюшнер Г. Нагрев энергией сверхвысоких частот.— М.: Энергия, 1968.
8. Штемлер В. М., Колесников С. В. Особенности взаимодействия ЭМП с биообъектами.— Физиология человека и животных.— Т. 22.— Итоги науки и техники.— М.: ВИНИТИ АН СССР, 1978.
9. Ardenne M., von. Krebs-Mehrschritt Therapie.— In vivo Theorie des Gärungstoffwechsels der Krebsgeschwulste.— Teil II, 2.— Berlin: Auslage, 1971.
10. Ardenne M., von. Theoretische und experimentelle Grundlagen der Krebs-Mehrschritt Therapie.— Berlin, 1967.
11. Guu A. W.— Therapeutic application of Electromagnetic Power.— Proc. IEEE, 1974, v. 62, No. 1, p. 55.
12. Cavaliere R. Selective Heat Sensitivity of Cancer Cells. Biochemical and Clinical Studies.— Cancer, 1967, v. 20, No. 9, p. 135.
13. Short J. G. Physical Hyperthermia and Cancer Therapy.— Proc. IEEE, 1980, v. 68, No. 4, p. 133.
14. Sterzer F. Microwave Application for the Treatment of Cancer.— Microwave J., 1980, v. 23, p. 1.
15. Stohbent I. W. An Invasive Microwave Antenna for Locally Induced Hyperthermia for Cancer Therapy.— J. Microwave Power, 1979, v. 14, No. 4, p. 339.
16. Zimmer P. P. Selective electromagnetic Heating of Tumors in animals in deep Hypothermia.— IEEE Trans., 1971, MTT-19, v. 2, p. 238.

655.39(048)

В. Б. Штейншлейгер, Г. С. Мисежников, А. Г. Сельский. Об одном радиофизическом методе обнаружения температурных аномалий внутренних органов человека. В последние годы начаты исследования по выяснению возможности использования собственного теплового излучения тела человека в радиодиапазоне для диагностики воспалительных процессов и онкологических заболеваний¹. Однако необходимость применения сравнительно длинных радиоволн (дециметровый диапазон), обладающих удовлетворительной проникающей способностью в тело человека, существенно ухудшает пространственную локализационную способность метода.

В данном сообщении описывается метод и радиометрическое устройство² для обнаружения температурных аномалий в глубине тела человека, способствующие преодолению указанного недостатка. Для этого в качестве антенны радиометра используется диэлектрическая линза с диэлектрической проницаемостью ϵ_d , равной проницаемости ϵ_T внутренних тканей человека, сфокусированная на исследуемом участке в глубине тела человека. Линза примыкает к рассматриваемому участку тела, являющемуся иммерсионной средой для этой линзы.

Ширина Δx дифракционного пятна (по уровню 0,5 от максимальной интенсивности) диэлектрической линзы равна³

$$\Delta x = \frac{0,5\lambda}{\sqrt{\epsilon_T} \sin \theta},$$

где λ — длина волны в воздухе, а 2θ — выходной апертурный угол. При достаточно большом апертурном угле величина $\Delta x \approx \lambda/2\sqrt{\epsilon_T}$ независимо от глубины расположения исследуемого участка.

Эксперименты с диэлектрической линзой были проведены на волне $\lambda = 18$ см. В качестве диэлектрика линзы и эквивалента тканей тела использовалась вода, диэлектрическая проницаемость которой близка к проницаемости большинства внутренних тканей тела с высоким содержанием воды⁴. Измеренное значение Δx в H -плоскости: $\Delta x \approx 1,4$ см, что близко к расчетной величине, а в E -плоскости несколько больше.

Точность локализации вдоль оптической оси хуже, чем в фокальной плоскости, и составляет $\Delta z = 6$ см.

Поверхностный жировой слой, характеризующийся сравнительно небольшой величиной ϵ^4 , вносит абберации, расширяя фокальное пятно. Эксперимент показал, что при типичной толщине (~ 1 см) эквивалента плоского жирового слоя это расширение незначительно.

Более существенны погрешности, вносимые в результаты измерения температуры вследствие отражений волн от границ жирового слоя, толщина которого различна в разных точках тела.

Эту погрешность можно снизить, если подавать в антенну через ферритовый циркулятор, включенный на входе радиометра, шумы, интенсивность которых устанавливается (с помощью специальной схемы авторегулирования⁵) равной интенсивности регистрируемого теплового излучения тела. Влияние неравномерности толщины жирового слоя дополнительно может быть ослаблено путем сопоставления результатов измерения температуры в симметричных точках тела.

Способность устройства (радиотермографа) обнаруживать малые температурные аномалии определяется его флуктуационной чувствительностью, а также такими факторами, как затухание мощности в слое, отделяющем область аномалии от поверхности тела, и коэффициентом заполнения сечения фокального пятна областью аномалии.

С учетом этих факторов (и в предположении, что влияние отражений от жирового слоя на чувствительность метода скомпенсировано с помощью трансформатора импедансов в СВЧ тракте радиометра) был выполнен расчет приращения антенной температуры δT_a , вызванного наличием температурной аномалии внутри тела в фокальной области.

Расчет показал, что существует оптимальная длина волны $\lambda_{\text{опт}}$, при которой величина δT_a максимальна. При типичных условиях $\lambda_{\text{опт}} = 20 - 30$ см. При $\lambda < \lambda_{\text{опт}}$ δT_a уменьшается вследствие роста потерь в тканях, а при $\lambda > \lambda_{\text{опт}}$ — вследствие увеличения фокального пятна.

Диагностическую способность прибора можно, по-видимому, повысить, применяя СВЧ гипертермию⁶. В описываемом устройстве сочетание с гипертермией особенно удобно: вследствие концентрации энергии в фокусе линзы нагрев окружающих тканей при гипертермии будет уменьшен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barrett A., Myers P., Sadowsky N.— Radio Sci., 1977, v. 12, p. 1675.
2. Мисежников Г. С., Мухина М. М., Штейншлейгер В. Б., Янович А. В. Устройство для обнаружения температурных аномалий внутри тела человека. Авторское свидетельство № 799726 с приоритетом от 18.08.78.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.
4. Johnson G., Guy A.— Proc. IEEE, 1972, v. 60, p. 692.
5. Ludeke K., Schiek B., Kohler J.— Electron. Lett., 1978, v. 14, p. 194.
6. Iskander M., Durney C.— Proc. IEEE, 1980, v. 68, p. 126.

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР (26—27 ноября 1980 г.)

26 и 27 ноября 1980 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

26 ноября

1. М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов. Единая релятивистская теория движения внутренних планет Солнечной системы. Релятивистские эффекты при определении орбит планет по радиолокационным наблюдениям.

2. Ю. Н. Парийский. Предварительные результаты предельно глубокого обзора неба на волне 7,6 см.

3. И. Д. Караченцев. Движение двойных галактик по данным, полученным на БТА.

27 ноября

4. Г. А. Смоленский, В. В. Леманов, А. Б. Шерман, А. А. Добровольский, Ю. М. Гальперин, В. П. Козуб. Акустоэлектронное взаимодействие в системе пьезоэлектрик — вторичные электроны.

5. А. А. Каплянский. Оптические исследования высокочастотных (10^{12} Гц) акустических фононов в кристаллах.

Краткое содержание четырех докладов публикуется ниже.

523.164.8(048)

М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колока, В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов. Единая релятивистская теория движения внутренних планет Солнечной системы. Релятивистские эффекты при определении орбит планет по радиолокационным наблюдениям. Радиолокационные наблюдения Меркурия, Венеры и Марса, выполненные в Советском Союзе в 1980 г. с помощью усовершенствованного планетного радиолокатора¹, существенно дополнили результаты прежних наблюдений, в особенности Меркурия и Марса. Была создана реальная основа для построения единой теории движения внутренних планет, т. е. для одновременного определения элементов орбит Меркурия, Венеры, Земли и Марса по всей совокупности имеющихся наблюдений. В этих целях была разработана и программно реализована на ЭВМ методика построения такой теории. Основные особенности этой методики по сравнению с примененной в^{2,3} сводятся к следующему. В правые части дифференциальных уравнений движения внутренних планет и в расчетные значения времени запаздывания отраженного сигнала были включены шварцшильдовские члены, обусловленные влиянием Солнца. В качестве независимого переменного использовалось координатное время, связанное с собственным временем земного наблюдателя (атомным временем) линейным соотношением. В число притягивающихся тел был дополнительно введен Нептун. Интегрирование уравнений движения больших планет и Луны производилось совместно.

Разработанная методика была применена для построения единой релятивистской теории движения внутренних планет. Всего было обработано 3768 радиолокационных измерений времени запаздывания отраженного сигнала и 7193 оптических (угловых) измерений, распределенных на интервале 1960—1980 гг. Кроме элементов орбит планет определялись астрономическая единица, экваториальный радиус Марса, радиусы Меркурия и Венеры (всего 28 неизвестных). Полученные результаты представлены в⁴. Анализ характера и величины отклонений измеренных дальностей и углов от их расчетных значений, соответствующих построенной теории, показал, что на мерном интервале протяженностью в 20 лет эти отклонения распределены по закону, близкому к нормальному, с математическим ожиданием, практически равным нулю. Среднеквадратические отклонения дальностей изменяются от 0,9 до 9 км в зависимости от времени проведения наблюдений и лоцируемой планеты, среднеквадратические отклонения углов составляют $0'',6-1'',2$. При обработке этой же измерительной информации без учета релятивистских возмущений согласование измеренных и расчетных дальностей заметно ухудшилось. На отдельных участках мерного интервала появились систематические отклонения, достигающие 390 км для Меркурия, 8 км для Венеры и 12 км для Марса. Таким образом, ньютонову механику целесообразно применять при решении рассматриваемой задачи*).

Достигнутое при построении единой релятивистской теории движения внутренних планет хорошее согласование опытных и расчетных данных может рассматриваться как экспериментальная проверка общей теории относительности астрономическими методами. На основе радиолокационных наблюдений Венеры была произведена также экспериментальная проверка релятивистского эффекта, проявляющегося при определении по измеренным дальностям орбит Земли и лоцируемой планеты, в случае использования ньютоновой модели. Этот эффект состоит в синхронном замедлении прогнозируемого движения Земли и планеты вокруг Солнца. Его существование и примерная величина были предсказаны путем аналитического моделирования процесса определения орбит. Для кругового компланарного движения в предположении, что равноточные измерения дальности сосредоточены в окрестностях двух нижних соединений (противостояний) планеты, вековой уход по долготе за 100 лет $\Delta u_{\text{в}}^{(100)}$, одинаковый

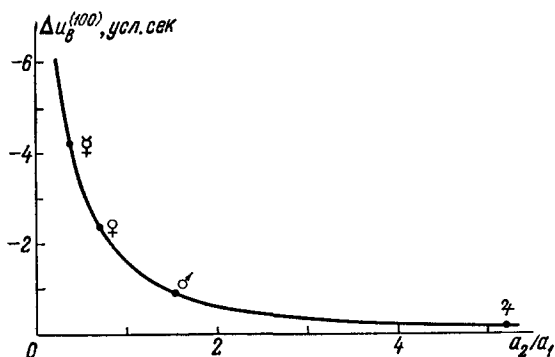
*) Это, однако, не исключает возможности ее применения при построении на ограниченных временных интервалах частных теорий движения Венеры, Земли и Марса (как показано, например, в^{2,3}).

для Земли и лоцируемой планеты, выражается формулой ⁵

$$\Delta u_{\text{В}}^{(100)} = -\frac{6\pi\mu k^{5/2} \ln k}{a_1 (k^{5/2} - 1)} \times \left[1 + \frac{k(k + k^{1/2} + 1)^2}{(2k^2 + k^{3/2} + 2k + k^{1/2} + 2)(2k^2 + 4k^{3/2} + 5k + 4k^{1/2} + 2)} \right] \cdot 100, \quad (1)$$

где $k = a_1/a_2$, a_1 , a_2 — радиусы орбит соответственно Земли и планеты, $\mu = 1,477$ км — гравитационный радиус Солнца. Графически зависимость (1) представлена на рисунке. Для пары Земля — Венера $\Delta u_{\text{В}}^{(100)} = -2''$, 31.

Для предсказания величины вековых уходов, соответствующих реальной совокупности всех радиолокационных наблюдений Венеры, распределенных на интервале 1962—1980 гг., с учетом их точностных характеристик, было проведено численное моделирование процесса определения орбит. Уходы $\Delta u_{\text{В}}^{(100)}$ составили для Земли и Венеры соответственно $-2''$, 13 и $-2''$, 10, т. е. оказались достаточно близкими к результатам аналитического моделирования. Для экспериментальной проверки рассматриваемого релятивистского эффекта орбиты Земли и Венеры были определены



Вековой уход по долготе в зависимости от расстояния лоцируемой планеты от Солнца (в астрон. ед.).

по реальной информации дважды — с использованием ньютоновой и с использованием релятивистской моделей. Вековые уходы $\Delta u_{\text{В}}^{(100)}$ для каждой их планет определялись по разности сидерических периодов обращения, полученных для ньютоновой и релятивистской моделей. Эти уходы оказались равными $-2''$, 10 для Земли и $-2''$, 07 для Венеры. Таким образом, теоретически предсказанная численным моделированием величина релятивистского эффекта подтвердилась как для Земли, так и для Венеры с точностью 1,5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Котельников В. А. — Правда, 20 октября 1980 г.
2. Кислик М. Д., Колюка Ю. Ф., Котельников В. А., Петров Г. М., Тихонов В. Ф. — ДАН СССР, 1978, т. 241, с. 1046.
3. Кислик М. Д., Колюка Ю. Ф., Котельников В. А., Петров Г. М., Тихонов В. Ф. — Ibid., 1979, т. 249, с. 78.
4. Кислик М. Д., Колюка Ю. Ф., Котельников В. А., Петров Г. М., Тихонов В. Ф. — Ibid., 1980, т. 255, с. 545.
5. Кислик М. Д. — Письма Астрон. ж., 1981, т. 7, с. 56.

23.4(048)

Ю. Н. Парийский. Предварительные результаты предельно глубокого обзора неба на волне 7,6 см. С помощью радиотелескопа РАТАН-600 и нового радиометра на волне 7,6 см, охлаждаемого гелиевой машиной замкнутого цикла, проведен предельно глубокий обзор узкой полосы неба на склонении $\delta_{1950} = 4^{\circ}53'$, $0 < \alpha < 24^{\text{h}}$. За сутки регистрируется несколько сот радиосточников неизвестной пока природы. Осреднение данных за месячный цикл наблюдений выявило тысячи новых объектов. Кривая «число источников — плотность потока» ($\lg N - \lg S$), построенная впервые для интервалов потоков $0,86 \text{ мДж} - 15 \text{ мДж}$, показала необычайное «уплощение» при приближении к уровню $I_{\text{мДж}}$ (наклон менее

0,3). Причина резкого уменьшения поверхностной плотности слабых радиосточников остается неизвестной, хотя простое приближение к «горизонту частиц» во фридмановских моделях мира достаточно для объяснения поведения кривой $\lg N - \lg S$. Кроме АН СССР, в эксперименте принимали участие организации Минэлектронпрома и Минхиммаша.

537.226.33(048)

Г. А. Смоленский, В. В. Леманов, А. Б. Шерман, А. А. Добровольский, Ю. М. Гальперин, В. П. Козуб. Акустоэлектронное взаимодействие в системе пьезоэлектрик — вторичные электроны. В Физико-техническом институте АН СССР проводятся экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия поверхностных акустических волн в сегнетоэлектриках и пьезоэлектриках со вторичными электронами, созданными над их поверхностью. Это направление исследований относится к акустоэлектронике — области физики твердого тела, в которой изучается пьезоэлектрическое взаимодействие акустических волн со свободными носителями заряда. Первоначально акустоэлектронное взаимодействие исследовалось для акустических волн, распространяющихся в объеме пьезополупроводника, в дальнейшем такие исследования были распространены на случай поверхностных акустических волн (ПАВ), причем широкая реализация предложения Ю. В. Гуляева и В. И. Пустовойта об использовании слоистых структур пьезоэлектрик — полупроводник значительно расширила возможности акустоэлектроники как в отношении физических исследований, так и в плане технических применений. Изучение взаимодействия ПАВ в пьезоэлектрике со вторичными электронами, созданными над его поверхностью в вакууме, является, в определенном смысле, следующим этапом развития акустоэлектроники. (Следует отметить, что сама идея постановки экспериментов такого рода была высказана еще С. Я. Соколовым¹.) Это взаимодействие, как и обычное акустоэлектронное взаимодействие со свободными носителями в пьезополупроводниках, приводит к пространственному перераспределению электронов, к дополнительному затуханию (а в определенных условиях и к усилению) ПАВ, к значительным нелинейным эффектам, но вместе с тем оно оказывается связанным с принципиально новым механизмом, не имеющим аналога в традиционной акустоэлектронике. Вторичные электроны, выбитые с поверхности пьезоэлектрика первичным электронным пучком, возвращаются на поверхность, при этом они движутся баллистически, не сталкиваясь друг с другом. Пьезоэлектрические поля ПАВ воздействуют на вторичные электроны, приводя к изменению их скоростей и траекторий. В результате плотность потока вторичных электронов, возвращающихся на поверхность, оказывается промодулированной полем волны, а захват этих электронов поверхностными ловушками приводит к созданию на поверхности электростатического «отпечатка» ПАВ в виде пространственно неоднородного распределения электронного заряда. Сильные изменения скоростей и траекторий вторичных электронов под действием пьезополей ПАВ приводят к ярко выраженным нелинейным эффектам, которые проявляются в генерации высших гармоник ПАВ, во взаимодействии нескольких ПАВ друг с другом и т. д.

Все перечисленные выше эффекты были обнаружены и детально исследованы экспериментально. Основные исследования проводились для кристаллов кварца и ниобата лития при следующих условиях эксперимента: частоты ПАВ от 10 до 100 МГц, энергия первичных электронов до 1 кэВ, плотность тока от 10 мА/см² до 3 А/см², длительность импульса тока от 10⁻⁹ до 10⁻⁶ с.

В экспериментах была продемонстрирована возможность записи ПАВ с долговременной памятью (до многих недель), связанной с захватом вторичных электронов на глубокие поверхностные ловушки. Изучены особенности записи и считывания ПАВ в линейном и нелинейном режимах взаимодействия, отвечающих условиям $e\varphi < E$ и $e\varphi > E$ соответственно, где φ — пьезоэлектрический потенциал ПАВ, а E — кинетическая энергия вторичных электронов.

Нелинейные эффекты исследовались на примере вырожденного взаимодействия двух встречных ПАВ с образованием пространственно однородного электрического сигнала на удвоенной частоте. Как показали эксперименты, нелинейный коэффициент, описывающий такое взаимодействие, на 3—4 порядка превышает соответствующие нелинейные коэффициенты в слоистых структурах пьезодиэлектрик — полупроводник.

Показано, что на основе изученных эффектов могут быть созданы запоминающие устройства и устройства корреляционной обработки радиосигналов с параметрами, значительно превосходящими параметры акустоэлектронных устройств на слоистых структурах, причем в запоминающих устройствах запись и считывание информации может осуществляться различными способами путем соответствующего формирования первичного электронного пучка.

Материалы доклада опубликованы в следующих статьях:

Шерман А. Б., Балашова Е. В., Добровольский А. А., Леманов В. В., Трусоев Л. И. — Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 1108; Д о б р о -

вольский А. А., Шерман А. Б. — *Ibid.*, 1977, т. 3, с. 481; Шерман А. Б., Добровольский А. А., Леманов В. В., Смоленский Г. А. — *Ibid.*, 1979, т. 5, с. 1124; Балашова Е. В., Добровольский А. А., Леманов В. В., Шерман А. Б., Гальперин Ю. М., Козуб В. И. — *ФТТ*, 1979, т. 21, с. 3086.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов С. Я. — *ЖТФ*, 1949, т. 19, с. 271.

548.534(048)

А. А. Каплянский. Оптические исследования высокочастотных (10^{12} Гц) акустических фононов в кристаллах. Традиционные методы ультразвуковой акустики и рассеяния Манделштама — Бриллюэна позволяют изучать акустические колебания в кристаллах до частот 10^{10} — 10^{11} Гц, т. е. на небольшом начальном участке зоны Бриллюэна. Принципиальный интерес представляет изучение более высокочастотных акустических колебаний терагерцового диапазона (10^{12} Гц). В последние годы развиты оптические методы детектирования и генерации терагерцовых акустических колебаний (фононов).

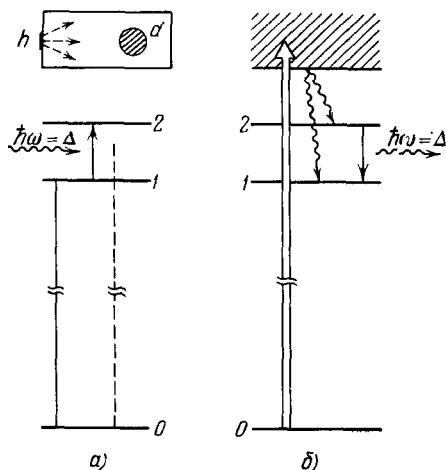


Рис. 1.

$h\omega = \Delta$ индуцируют электронные переходы $1 \rightarrow 2$. При этом в спектре люминесценции «d» возникает импульс излучения в линии $2 \rightarrow 0$. Возбужденный объем «d» служит, следовательно, узкополосным резонансным детектором неравновесных фононов с $h\omega = \Delta$.

В рубине $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$, на котором выполнено большинство экспериментов, уровни 1, 2 — компоненты метастабильного состояния $\bar{E}, 2\bar{A}$ с $\Delta = 29 \text{ см}^{-1}$ (0,87 ТГц). В перестраиваемом оптическом детекторе фононов уровни 1, 2 — это подуровни расщепления вырожденного электронного состояния центра во внешнем поле и Δ может меняться. Пример — «пьезоспектроскопический» детектор на $\text{CaF}_2 : \text{Eu}^{2+}$, где дублетное расщепление при одноосной упругой деформации кристалла излучательного уровня Γ_8^+ возбужденной $4f^6 5d$ -конфигурации Eu^{2+} позволяет детектировать фононы с $\omega = 0$ —2,5 ТГц^{3,4}. Указанные двухуровневые системы пригодны не только для оптического детектирования, но и для оптической генерации монохроматических фононов терагерцового диапазона (рис. 1, б). При оптическом возбуждении в верхние состояния заселяются уровни 1, 2 и переходы $2 \rightarrow 1$ создают в решетке неравновесные фононы с $h\omega = \Delta$ ^{5,6}.

На основе указанных схем детектирования и генерации изучен ряд важных свойств акустических фононов ТГц-диапазона.

1. Резонансное взаимодействие фононов с примесями. Оптическое детектирование тепловых импульсов, распространяющихся в кристаллах в баллистическом режиме, позволяет исследовать взаимодействие двухуровневых примесей (переходы $1 \rightleftharpoons 2$) с отдельными акустическими фононными модами. Наблюдалась сильная модовая зависимость (анизотропия) сечения поглощения баллистических LA- и TA-фононов с $h\omega = 29 \text{ см}^{-1}$ в $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$ ⁷ и с $h\omega \approx 10 \text{ см}^{-1}$ в одноосно сжатом $\text{CaF}_2 : \text{Eu}^{2+}$ ⁴. Зависимость интерпретирована на основе симметричных правил отбора квадрупольного типа для однофононных переходов под действием динамической деформации в акустической волне^{4,7}.

2. Резонансное пленение фононов. Многократное резонансное рассеяние фононов 29 см^{-1} на переходах $\bar{E} \rightleftharpoons 2\bar{A}$ приводит к пленению фононов в возбужденном объеме в $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+ 1,8}$. Оно проявляется в затягивании импульса R_2 -флуоресценции, индуцированного тепловыми импульсами, при увеличении концентрации N^* возбужденных ионов Cr^{3+} в детектирующем объеме «d» (рис. 2). Специфика механизма пленения фононов в Al_2O_3 связана с «радиационной» природой уширения фононной линии, практически определяемой распадом $2\bar{A} \rightarrow \bar{E}$ с испусканием фонона. В результате акт рассеяния $E \rightleftharpoons 2A$ является чисто упругим и фононы могут выйти из объема только путем пространственной диффузии к границам объема ^{9,10}. Обнаружен ^{8,11} также дополнительный «анизотропный» канал пространственного выхода фононов, связанный с рассеянием фононов в слабопоглощаемые моды, существующие благодаря анизотропии сечения резонансного поглощения фононов 29 см^{-1} .

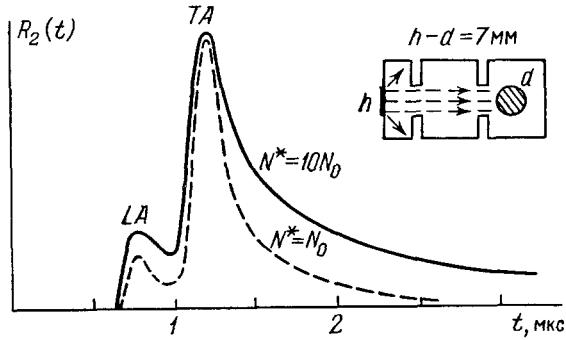


Рис. 2.

3. Время жизни фононов. Идея оптических экспериментов по определению ангармонического времени жизни терагерцовых фононов состоит в исследовании затухания люминесценции с верхнего подуровня 2 (см. рис. 1) в условиях фононного «узкого горла». В этих условиях относительная населенность уровней 2, 1 определяется фононами с $\hbar\omega = \Delta$, а кинетика люминесценции $2 \rightarrow 0$ — временем τ выхода фононов из объема (фононы инжектируются в объем с помощью тепловых импульсов или при оптической генерации; см. рис. 1, б). Время пространственного (диффузионного) выхода фононов при резонансном рассеянии (фононы 29 см^{-1} в $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+ 1,8}$) или при нерезонансном рэлеевском рассеянии на дефектах структуры (опыты с $\text{CaF}_2 : \text{Eu}^{2+ 12}$) может быть сделано достаточно большим. В этом случае τ определяется уже собственным временем τ_p жизни фононов, усредненным по модам. Измерения дали для фононов с $\hbar\omega = 1 \text{ ТГц}$ в Al_2O_3 $\tau_p \approx 2 \text{ мкс}$ ⁸, для фононов с $\hbar\omega \approx 2 \text{ ТГц}$ в CaF_2 $\tau_p \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ¹².

4. Опыты с баллистическими фононами. Оптическое детектирование тепловых импульсов в Al_2O_3 при разных расстояниях $h - d$ (см. рис. 1, а) позволило измерить затухание фононов 29 см^{-1} ¹³. При распространении LA-фононов вдоль оси C_2 длина свободного пробега $l = 21 \text{ мм}$, время пробега $\tau = 1,9 \text{ мкс}$; это время дает нижнюю границу ангармонического времени жизни τ_p для отдельной моды ($\tau_p \geq \tau$). Оптическое детектирование баллистических фононов 29 см^{-1} при угловом сканировании направления пролета фононов $h - d$ позволило наблюдать непосредственно эффект фокусировки фононов, связанный с упругой анизотропией Al_2O_3 ^{14,15}. Наблюдается резкая концентрация (фокусировка) потока баллистических фононов в чрезвычайно узкой (до 1°) угловой области.

ЛИТЕРАТУРА

1. Renk K. F., Deisenhofer J.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 764.
2. Гутфельд Р., фон.— Физическая акустика. Т. 4, ч. А.—1966.
3. Eisfeld W., Renk K. F.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, p. 481.
4. Акимов А. В., Каплянский А. А.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, вып. 2.
5. Meltzer R. S., Rives J. E.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 421.
6. Акимов А. В., Каплянский А. А., Сыркин А. Л.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 136.
7. Каплянский А. А., Басун С. А., Рачин В. А., Титов Р. А.— Ibid., 1975, т. 21, с. 438.
8. Karlyanski A. A., Basoon S. A., Shekhtman V. L.— In: Light Scattering in Solids/ Ed. J. L. Birman, H. Z. Cummins, K. K. Rebane. — N.Y., 1979.— P. 95.
9. Левинсон И. Б.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 234.
10. Малышев В. А., Шехтман В. Л.— ФТТ, 1978, т. 20, с. 2915.
11. Басун С. А., Каплянский А. А., Шехтман В. Л.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 275.
12. Акимов А. В., Каплянский А. А.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, вып. 8.
13. Басун С. А., Каплянский А. А.— ФТТ, 1980, т. 22, вып. 11.

14. Акимов А. В., Басун С. А., Каплянский А. А., Рачин В. А., Титов Р. А. — Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 491.
 15. Каплянский А. А., Рачин В. А., Акимов А. В., Басун С. А. — ФТТ, 1981, т. 23, вып. 2.

Ниже публикуется краткое содержание доклада И. М. Белоусовой, Л. Ф. Витушкина и др., прочитанного 26 марта 1980 г. на научной сессии Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики Академии наук СССР (26—27 марта 1980 г.), материалы которой были опубликованы в УФН, 1980, т. 132, вып. 2, с. 387.

528.27(049.3)

И. М. Белоусова, Л. Ф. Витушкин, И. П. Иванов, М. И. Ивановская, Н. И. Колосницын, В. Н. Сивцов, В. П. Чеботаев. О постановке гравитационно-волнового эксперимента с использованием лазерного интерферометра. В настоящее время развивается ряд методов детектирования гравитационного излучения космических источников¹. Одним из вариантов гравитационной антенны является система свободных масс с лазерным интерферометром в качестве индикатора смещений. В отличие от резонансных антенн веберовского типа, лазерно-интерферометрические гравитационные антенны (ЛИГА) являются широкополосными системами², что существенно расширяет возможности обнаружения и изучения гравитационного излучения.

Величина относительного изменения расстояния между свободными телами в поле гравитационной волны (ГВ) определяется ее безразмерной амплитудой a_0 :

$$a_0 = \frac{\Delta l}{l},$$

где Δl — абсолютное смещение тел, а l — расстояние между ними.

По современным оценкам, амплитуда a_0 достигающего Земли гравитационного излучения для ряда предполагаемых астрофизических источников — асимметричность коллапса звезд, взрывов Сверхновых, столкновений малых черных дыр и др. — лежит в интервале $a_0^* \sim 10^{-19} - 10^{-21}$, а наиболее вероятные величины длительности гравитационных импульсов от этих источников составляют $\tau_{\text{гр}} \sim 10^{-2} - 10^{-4}$ с.

Для достижения чувствительности ЛИГА, необходимой для обнаружения и измерения гравитационных импульсов с указанными характеристиками, следует обеспечить высокую чувствительность лазерного интерферометра к абсолютным смещениям пробных масс и достаточно большую длину оптического пути светового луча в интерферометре.

Существует ряд принципиальных ограничений абсолютной чувствительности ЛИГА:

1. Ограничение на точность измерения смещений пробных масс, налагаемое принципом неопределенности Гейзенберга и определяемое, как показал Брагинский, формулой⁴

$$\Delta l \geq \sqrt{\frac{\hbar \tau_{\text{гр}}}{m}},$$

где m — масса пробного тела. Для $\tau_{\text{гр}} = 10^{-3}$ с, $m = 10^4$ г получаем $\Delta l \geq 10^{-17}$ см.

2. Ограничение на точность измерения смещений, связанное с фотонным шумом лазерного излучения.

Фотонный шум обусловлен дискретным характером взаимодействия излучения с фотоприемником и приводит к флуктуациям интенсивности $I_{\text{ш}}$ излучения: $I_{\text{ш}} = \sqrt{I \hbar c / \lambda \Delta f}$, где \hbar — постоянная Планка, λ — длина волны электромагнитного излучения, c — скорость света, Δf — полоса принимаемых частот. Отсюда для минимального измеримого смещения Δl_{min} при двухлучевой интерференции следует оценка

$$\Delta l_{\text{min}} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\lambda \hbar c \Delta f}{I}}.$$

Например, для $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ (He — Ne-лазер), $I = 0,3$ Вт, $\Delta f = 10^3$ Гц получаем $\Delta l_{\text{min}} \sim 3 \cdot 10^{-13}$ см.

Повысить чувствительность к смещению зеркал можно, заставляя световой луч многократно проходить каждое плечо интерферометра. При N проходах луча смещение зеркала на Δl вызовет изменение оптического пути луча на $N \Delta l$. Относительная чувствительность интерферометра в этом случае описывается выражением $\Delta l / N l$, т. е. многократное прохождение светового луча (N проходов) эквивалентно увеличению базы интерферометра (в N раз).

Увеличивая эффективную базу lN , следует иметь в виду, что равная ей величина полного оптического пути $L = lN$ светового луча ограничена требованием, чтобы время распространения света в интерферометре $\tau_0 = L/c$ не превышало длительность гравитационного импульса: $\tau_0 < \tau_{гр}$. Отсюда для $\tau_{гр} \sim 10^{-2} - 10^{-4}$ с получаем следующие предельные значения: $L \sim 3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^6$ см.

Представляется возможным достижение необходимой относительной чувствительности ЛИГА с помощью двухлучевого интерферометра Майкельсона с базой $l \sim 10 - 100$ м и с использованием в каждом плече систем с многократным прохождением и пространственным разделением световых лучей (так называемые оптические периодические системы). При абсолютной чувствительности к сдвигу, ограниченной только фотонным шумом, для детектирования ГВ с $a_0 \sim 10^{-19}$ потребуется $10^9 - 10^2$ проходов луча.

Оптические периодические системы уже использовались в ЛИГА ^{5,6}, однако число проходов луча было в них невелико и относительная чувствительность достигала значений $10^{-15} - 10^{-16}$.

Укажем на ряд ограничений и трудностей, возникающих при использовании периодических систем с $N \sim 1000$ в ЛИГА:

— большая величина базы ($l \sim 1$ м) исключает возможность применения систем с двумя сферическими зеркалами ⁷, поскольку в этом случае зеркала вырождаются в плоские, и затрудняет юстировку, так как требования к точности установки в угловой мере возрастают до 0,01 угл. секунды;

— большое число проходов N диктует необходимость применения зеркал с высокоотражающими покрытиями (коэффициент отражения $R > 0,995$) для уменьшения энергетических потерь при многократных отражениях;

— сохранение высокого качества волнового фронта при многократных отражениях для получения четкой интерференционной картины диктует необходимость применения оптических элементов с высоким качеством поверхности и применения формирующих систем (отдельная линза или телескопическая система), согласующих параметры лазерного пучка с параметрами главной резонаторной моды пустого резонатора, образованного зеркалами периодической системы (только в этом случае диаметр пучка не возрастает при многократных отражениях и дифракционные потери малы).

Вышеперечисленные требования приводят к выбору следующих типов периодических систем, пригодных для использования в ЛИГА:

— Периодическая система на основе двух одинаковых асферических (слаботорических) зеркал, разнесенных на расстояние l . В таких системах база l не может превышать 5—10 м, а N можно получить равным $\sim 500 - 1000$, т. е. $L \sim 5 \cdot 10^5 - 10^6$ см.

— Периодическая система на основе системы Уайта ⁸, дополненная оптическими элементами, обеспечивающими построчную развертку луча. В таких системах можно получить $N \sim 1000$, что при базе 50—100 м даст $L = 5 \cdot 10^6 - 10^7$ см.

— Периодическая система на основе двух блоков призмных отражателей.

Еще одной возможной схемой ЛИГА является многолучевой интерферометр Фабри — Перо, образованный двумя зеркалами, установленными на пробных массах. В работе ⁹ получено точное выражение для набега фазы светового луча, распространяющегося с любым числом переотражений в системе из двух зеркал в присутствии слабой ГВ, и исследовано воздействие ГВ на интенсивность проходящего через интерферометр света. В результате было показано, что интерферометр Фабри — Перо чувствителен к воздействию ГВ, во-первых, при выполнении резонансных условий $k_{гр}l = \pi j$, $l = (\lambda_{гр}/2) j$, $j = 1, 2, 3, \dots$ ($k_{гр} \approx 2\pi/\lambda_{гр}$). При реальных базах интерферометра l эти условия выполняются в высокочастотной области ГВ. Во-вторых, существует низкочастотная область чувствительности, определяемая условием $k_{гр}lN \ll 1$. В этой области относительное изменение интенсивности излучения на выходе интерферометра определяется формулой

$$\frac{\Delta I}{I} = Q a_0 \sin^2 \theta \cdot \cos(\omega_{гр} t),$$

где $Q = 2\pi l / (1 - R) \lambda$ — добротность интерферометра, θ — угол между направлениями распространения гравитационной и электромагнитной волн. При $R = 0,995$, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ и $l = 100$ м получаем $\Delta I/I \sim 10^{11} a_0$. При минимально обнаружимом относительном изменении интенсивности $\Delta I/I \sim 10^{-8} - 10^{-9}$, определяемом фотонным шумом, это дает следующую оценку минимально регистрируемой величины безразмерной амплитуды ГВ: $a_0 \sim 10^{-19} - 10^{-20}$ (при этом низкочастотная область чувствительности оказывается лежащей в диапазоне 0—10⁸ Гц).

Необходимо указать, что помимо рассмотренных выше принципиальных ограничений на чувствительность ЛИГА существует еще целый ряд ограничений технического характера, которые следует учитывать при разработке гравитационных детекторов на основе интерферометрических схем и системы обработки информации. К ним относятся:

— Ограничение на величину нестабильности частоты $\delta\nu/\nu$ лазерного излучения, которая при наличии разности плеч δl интерферометра приводит к случайному дополнительному набегу фазы луча. Это ограничение выражается требованием $\delta\nu/\nu < a_0 l / \delta l$.

— Необходимость вакуумирования объема, в котором распространяется световой луч, с целью исключения флуктуаций показателя преломления среды на пути пучка.

— Помехи, создаваемые микросейсмическими колебаниями в районе установки антенны и относящиеся к наиболее серьезным помехам.

Наряду с учетом этих факторов при конструировании ЛИГА и построении системы обработки информации крайне важным является также выбор места расположения гравитационной антенны. Изучение уровня и спектра микросейсмических колебаний, проводимое с помощью лазерного интерферометра с базой 12,5 м и относительной чувствительностью 10^{-10} , установленного на Гармском геодинамическом полигоне (Тадж. ССР), показало, что в горных массивах уровень микросейсмичности на 3—4 порядка ниже, чем в равнинных районах. Низкий уровень микросейсмичности, а также возможность получения хорошей естественной термостабилизации в месте установки антенны приводят к выводу о целесообразности размещения ее в тоннеле, пробитом в скальном массиве.

Предполагается, что комплекс ЛИГА будет создан на территории Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ АН СССР. Сооружение ЛИГА позволит в принципе открыть в будущем параллельные каналы наблюдения за рядом астрофизических процессов по потокам нейтрино и гравитационного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физических экспериментах.— М.: Наука, 1974.
2. Moss G. E., Miller L. R., Forward R. L.— *Appl. Optics*, 1971, v. 10, p. 2495.
3. Пресс У., Торн К.— *УФН*, 1973, т. 110, с. 569.
4. Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И.— *УФН*, 1974, т. 114, с. 41.
5. Forward R. L.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1978, v. 17, p. 379.
6. Billing H., Maischberger K., Rüdiger A., Schilling R., Schnupp L., Winkler W.— *Ibid. Ser. E*, 1979, v. 12, p. 1043.
7. Herriot D. R., Schulte H. J.— *Appl. Opt.*, 1965, v. 4, p. 8.
8. White J. V.— *JOSA*, 1942, v. 32, p. 285.
9. Алексеев А. Д., Витушкин Л. Ф., Колосницын Н. И., Московкин В. М.— *ЖЭТФ*, 1980, т. 79, с. 1141.