

530[.145+.12:531.51]

**РАЗРЕШЕНИЕ В МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ:
ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ*****В. Б. Брагинский*****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	93
2. Квантовые невозмущающие измерения	93
3. Разработка осцилляторов с высокой добротностью и стабилизация частоты автогенераторов	101
4. Измерение длин, малых вариаций длин и емкостей	105
5. Повышение чувствительности гравитационных антенн	108
6. Поиски нарушения принципа эквивалентности и других новых явлений	111
7. Заключение	112
Список литературы	113

1. ВВЕДЕНИЕ

Макроскопические измерения, например, такие, в которых необходимо обнаружить воздействие малого импульса на пробную массу или малые вариации расстояний между массами, малые изменения диэлектрической проницаемости в образце и т. п., продолжают играть заметную роль в физических экспериментах, посвященных фундаментальным проблемам. Со времени опубликования обзора¹ о таких измерениях прошло более десяти лет, в течение которых заметно повысилась чувствительность, появились новые методы, был проведен анализ предельной чувствительности ряда методов. Наконец, в таких макроскопических измерениях были получены новые интересные результаты, и началась реализация нескольких новых программ. Данный обзор содержит краткие описания основных достижений в этой области физических экспериментов, перечень нерешенных задач и попытку прогноза увеличения чувствительности в ближайшие несколько лет. В этот обзор включен теоретический раздел, посвященный анализу квантовых ограничений чувствительности в макроскопических измерениях.

2. КВАНТОВЫЕ НЕВОЗМУЩАЮЩИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Этот раздел основан на двух опубликованных в 1980 г. обзорных статьях^{2,3}, посвященных квантовым невозмущающим измерениям, а также на ряде работ, появившихся позднее.

Квантовыми невозмущающими измерениями (КНИ) принято называть такие измерения над квантовым объектом, при которых взаимодействие объекта с прибором не влияет на результаты повторных измерений; повторное измерение не разрушает квантовое состояние объекта. Если на объект не оказывалось внешнее (кроме измерения) воздействие в промежутке между измерениями, то результаты повторных КНИ совпадают в пределах малой погрешности. Процедура КНИ представляет собой приближенную реализацию идеального квантового измерения, описываемого постулатом редукции фон Неймана: после первого КНИ наблюдаемой у квантовый объект

переходит в одно из собственных состояний $|y\rangle$ оператора $\hat{y}$ с вероятностью $\langle y | \hat{\rho} | y \rangle$ (где $\hat{\rho}$ — оператор плотности состояния системы до измерения); результатом измерения является соответствующее собственное значение y .

Принципиальная возможность КНИ по существу была отмечена давно: в работе Л. Д. Ландау и Р. Пайерлса⁴ об ошибках измерений над свободной частицей было отмечено, что, «если можно было бы выбрать гамильтонову функцию произвольным образом, то стало бы возможным точное измерение импульса за сколь угодно короткое время без изменения скорости». Через 30 лет после этой работы произошла дискуссия о возможности КНИ в связи с соотношением $\Delta \xi \cdot \Delta \tau \gtrsim \hbar/2$ между Аароновым и Бомом с одной стороны и Фоком с другой⁵⁻⁹. Частный случай условий реализации КНИ впервые был сформулирован Д. Бомом⁹ в 1962 г.

Практический интерес к проблеме КНИ возник почти через 40 лет после опубликования работы⁴ в связи с анализом предельных чувствительностей гравитационных антенн, предназначенных для обнаружения всплесков излучения от астрофизических катастроф. Этот анализ привел к результатам, которые оказались существенными не только для разработки высокочувствительных гравитационных антенн, но и для других макроскопических измерений. Два из них рассмотрим подробно.

Первый результат состоит в том, что в экспериментах с макроскопическими свободными частицами или макроскопическими осцилляторами могут проявиться их квантовые свойства даже при относительно высокой температуре T термостата, если только связь с термостатом достаточно слабая. Это положение можно обосновать следующим образом.

Предположим, что некоторый прибор *непрерывно* измеряет координату механического осциллятора $x(t)$, полоса частот прибора $\Delta\omega_M \approx \omega_M$ (ω_M — собственная частота осциллятора) и время усреднения $\tau \approx 1/\omega_M$. Тогда наименьшая ошибка в определении координаты приблизительно равна

$$\Delta x_{\text{осц}} \approx \left(\frac{\hbar}{2m\omega_M} \right)^{1/2} \approx 6 \cdot 10^{-18} \text{ см} \cdot \left(\frac{10^3 \text{ г}}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{10^4 \text{ рад с}}{\omega_M} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

и осциллятор будет находиться в состоянии, близком к когерентному состоянию *). Формула (1) справедлива в предположении, что осциллятор

*) Приближенные выводы формулы (1), так же как и аналогичных ей формул (5) и (9), приведены в обзорах¹⁻³ и в цитированных в них более ранних публикациях. Необходимо отметить, что оператор координаты в гейзенберговском представлении осциллятора не коммутирует сам с собой во времени

$$[\hat{x}(t), \hat{x}(t+\tau)] = \frac{i\hbar}{m\omega_M} \sin \omega_M \tau. \quad (2)$$

Соотношение (2) легко получить из следующих простых вычислений: оператор координаты осциллятора изменяется во времени по классическому закону:

$$\hat{x}(t) = \hat{x}(0) \cos \omega_M t + \frac{\hat{p}(0)}{m\omega_M} \sin \omega_M t.$$

Поэтому

$$\begin{aligned} [\hat{x}(t), \hat{x}(t+\tau)] &= \\ &= [\hat{x}(0), \hat{x}(0)] \cos \omega_M t \cdot \cos \omega_M (t+\tau) + \frac{[\hat{x}(0), \hat{p}(0)]}{m\omega_M} \cos \omega_M t \cdot \sin \omega_M (t+\tau) + \\ &+ \frac{[\hat{p}(0), \hat{x}(0)]}{m\omega_M} \sin \omega_M t \cdot \cos \omega_M (t+\tau) + \frac{[\hat{p}(0), \hat{p}(0)]}{(m\omega_M)^2} \sin \omega_M t \cdot \sin \omega_M (t+\tau). \end{aligned}$$

Учитывая, что $[\hat{x}(0), \hat{x}(0)] = [\hat{p}(0), \hat{p}(0)] = 0$, и что $[\hat{x}(0), \hat{p}(0)] = -[\hat{p}(0), \hat{x}(0)] = -i\hbar$, получаем формулу (2).

Строгий переход от формулы (2) к формуле (1) приведен в работе¹⁷, однако этот вывод выполнен в предположении $\Delta\omega_M \gg \omega_M$. Для произвольной полосы частот прибора $\Delta\omega_M$ точное решение еще не получено.

квантовый и не имеет никаких связей с термостатом. С другой стороны, случайное изменение амплитуды Δx_T классического осциллятора, слабо связанного с термостатом, тем меньше, чем меньше время наблюдения τ по сравнению с временем релаксации $\tau_M^* = 2Q/\omega_M$ (Q_M — добротность осциллятора):

$$\Delta x_T \approx \left(\frac{2kT\tau}{m\omega_M^* \tau_M^*} \right)^{1/2} = \left(\frac{kT\tau}{m\omega_M Q_M} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Очевидно, что при $\Delta x_{\text{осц}} \geq \Delta x_T$ макроскопический осциллятор должен рассматриваться как квантовый объект, если измерять его координату. Подставляя в это неравенство правые части формул (1) и (3), получим условие «квантовости» осциллятора:

$$\frac{2kT\tau}{Q_M} \leq \hbar. \quad (4)$$

Для того, чтобы это условие было выполнено при $T = 2$ К и $Q_M = 10^9$ (такова надежно достигнутая добротность нескольких типов механических осцилляторов на частотах $\omega_M/2\pi \geq 10^3$ Гц), необходимо, чтобы $\tau \leq 10^{-3}$ с. Иными словами, даже относительно низкочастотный макроскопический осциллятор будет вести себя как квантовый объект при условиях, достижимых в лаборатории. Ниже, в разделе, посвященном гравитационным антеннам, более подробно будет рассмотрено, насколько близко экспериментаторы приблизились к этому порогу.

Аналогичные рассуждения можно повторить и для свободной частицы: если непрерывно измерять координату $\Delta x_{\text{св.ч}}$ свободной частицы в течение времени τ , то наименьшая погрешность в определении средней величины координаты будет равна *)

$$\Delta x_{\text{св.ч}} \approx \left(\frac{\hbar\tau}{2m} \right)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-17} \text{ см} \cdot \left(\frac{\tau}{10^{-3} \text{ с}} \right)^{1/2} \left(\frac{10^3 \text{ г}}{m} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

С другой стороны, если классическая частица имеет диссипативную связь с термостатом (время релаксации $\tau_M^* = m/H$; H — коэффициент трения), то ее случайное смещение равно

$$\Delta x_T \approx \left(\frac{kT\tau^3}{m\tau_M^*} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

если $\tau \ll \tau_M^*$.

Очевидно, что макроскопическая частица должна рассматриваться как квантовый объект при измерении ее координаты, если $\Delta x_{\text{св.ч}} \geq \Delta x_T$, т. е. при

$$\frac{2kT\tau^2}{\tau_M^*} \leq \hbar. \quad (7)$$

Условие (7) относительно легко выполнимо даже при комнатной температуре термостата: при $\tau = 10^{-3}$ с необходимо, чтобы $\tau_M^* \geq 4 \cdot 10^7$ с.

Подчеркнем, что условия квантовости (4) и (7), так же как и пределы (1) и (5), которые принято называть *стандартными квантовыми пределами*, справедливы лишь при измерении координаты. Если в качестве наблюдаемой выбрать другую величину, то и условия и пределы будут иными. Так, например, если в распоряжении экспериментатора имеется прибор, непо-

*) Этот результат, аналогично случаю с осциллятором, является следствием того, что гейзенберговский оператор координаты свободной частицы не коммутирует сам с собой во времени:

$$[\hat{x}(t), \hat{x}(t+\tau)] = \frac{i\hbar\tau}{m}.$$

средственно измеряющий энергию осциллятора (такой прибор еще не создан — о возможных методах его реализации будет сказано ниже), то дискретность уровней энергии осциллятора проявится, если

$$\frac{4}{3} \frac{\pi}{Q} \left(n n_T + \frac{n + n_T}{2} \right) \lesssim 1, \quad \text{где} \quad n_T = \left(\exp \frac{\hbar \omega}{kT} - 1 \right)^{-1}. \quad (8)$$

В условии (8) n — число квантов, запасенных в осцилляторе (об этом условии см. подробнее в ^{10,11}).

Условия (4) и (8) справедливы и для электромагнитных резонаторов, если экспериментатор хочет измерить, например, амплитуду напряженности поля одной из мод, либо энергию одной из мод в таком резонаторе.

Подчеркнем одно важное следствие этого результата: при выполнении условий (4), (7), (8) и аналогичных им экспериментатор имеет дело с макроскопическим по размерам *единичным* квантовым объектом. В соответствии с квантовой механикой, объект в результате первого измерения (или воздействия) может быть приготовлен в определенном состоянии. В течение времени измерения экспериментатор может по желанию изменять взаимодействие приборов с объектом, наблюдать при этом эволюцию параметров системы и т. д.

Второй важный результат анализа предельной чувствительности гравитационных антенн (который применим также и к многим другим экспериментам с макроскопическими объектами) можно сформулировать следующим образом: стандартные квантовые пределы (1) и (5) и им подобные не ограничивают чувствительность при измерении малой силы $F(t)$, воздействующей на макроскопический осциллятор или свободную макроскопическую частицу. Эти стандартные квантовые пределы могут быть превзойдены, в частности, если использовать КНИ. Основная идея КНИ проста: необходимо выбрать такую наблюдаемую, оператор которой коммутирует сам с собой во времени и, следовательно, позволяет иметь малые погрешности измерения и многократные повторные измерения. Для осциллятора такими наблюдаемыми являются любая из двух квадратурных компонент координаты $x(t)$ (см. ниже формула (11)) и энергия осциллятора $\mathcal{E}$ (этим переменным соответствуют интегралы движения¹²), а для свободной частицы интегралы движения — ее импульс (на это и обратили внимание, как отмечалось выше, еще Л. Д. Ландау и Р. Пайерлс в 1931 г.) и ее энергия.

Рассмотрим более подробно процедуру КНИ для осциллятора. При непрерывном измерении координаты, как отмечалось выше, погрешность в ее измерении $\Delta x_{\text{осц}}$ определяется формулой (1). Этой величине соответствует стандартный квантовый предел импульса силы $(F \tau_F)_{\text{СКП}}$, воздействие которой может быть обнаружено:

$$(F \tau_F)_{\text{СКП}} \approx (\hbar m \omega_M)^{1/2}. \quad (9)$$

Если в распоряжении экспериментатора имеется прибор, который производит КНИ его энергии (или амплитуды, но без измерения фазы), то можно зарегистрировать воздействие импульса $(F \tau_F)$, при условии, что произойдет переброс с уровня n на уровень $n \pm 1$. Для того, чтобы вероятность перехода была порядка единицы, необходимо, чтобы

$$(F \tau_F)_n \approx \left(\frac{\hbar m \omega_M}{n} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Очевидно, что измеряя энергию (или амплитуду), можно обнаруживать сколь угодно малые $(F \tau_F)_n$, увеличивая заранее величину n . Ясно, что до воздействия силового импульса осциллятор должен быть в n -состоянии. Для этого достаточно подключить к нему тот же прибор, измеряющий энер-

гию осциллятора *). Возможные процедуры измерения энергии электромагнитного осциллятора будут обсуждены ниже в этом параграфе.

Вторая возможность достигнуть чувствительности более высокой, чем стандартный квантовый предел (9), состоит в том, чтобы измерять одну из квадратурных компонент координаты осциллятора X_1 или X_2 (см. обзоры ^{2,3}, а также ^{15,16}):

$$\hat{x}(t) = \hat{X}_1 \cos \omega_M t + \hat{X}_2 \sin \omega_M t. \quad (11)$$

Наглядным способом реализации этой процедуры измерений является стробоскопическое измерение координаты осциллятора за *короткие* интервалы

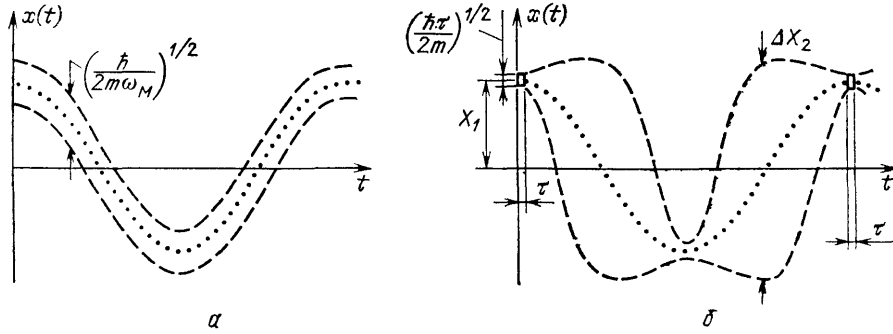


Рис. 1. Неопределенность координаты механического осциллятора в когерентном квантовом состоянии (а) и при стробоскопических измерениях (б)

времени $\tau \ll 2\pi/\omega_M$, которые повторяются каждый период колебаний. В этом случае погрешность измерения определяется пределом (5): $\Delta x_{\text{св.ч}} \approx (\hbar\tau/2m)^{1/2}$; прибор, измеряющий координату, «подключается» к осциллятору в течение периода колебаний лишь на короткий интервал времени. В промежутках между «подключениями» волновая функция сначала расплывается, а затем сжимается до величины $\Delta x_{\text{св.ч}}$, которая зависит от выбора прибора, но в оптимальном случае не может быть меньше предела (5). Если на осциллятор не воздействовал импульс внешней силы, то через период колебаний (целое число периодов) наблюдатель будет регистрировать одну и ту же величину координаты с той же, примерно, погрешностью (рис. 1). Эта величина и будет равна одной из квадратурных компонент (произвол в выборе X_1 и X_2 определяется произволом в выборе фазы стробоскопического измерения). Вторая же квадратурная компонента при этом не измеряется, и так как

$$\Delta x = \Delta X_1 \approx \left(\frac{\hbar\tau}{2m}\right)^{1/2}, \quad \Delta X_1 \cdot \Delta X_2 \approx \frac{\hbar}{2m\omega_M},$$

то

$$\Delta X_2 \gg \Delta X_1$$

Если в интервале между двумя стробоскопическими измерениями на осциллятор подействовал внешний силовой импульс $(F\tau_F)$, то он может быть зарегистрирован в этой процедуре измерений при условии

$$\Delta x_F \approx \frac{F\tau_F}{2m\omega_M} \gg \Delta X_1 \approx \left(\frac{\hbar\tau}{2m}\right)^{1/2}, \quad (12)$$

или, в другой форме,

$$(F \cdot \tau_F)_{\text{строб}} \gg (\hbar m \omega_M)^{1/2} (\tau \omega_M)^{1/2}. \quad (13)$$

*) Здесь уместно упомянуть подмеченный В. Цуреком ¹³ квантовый эффект «сторожевой собаки». Существо эффекта сводится к тому, что прибор, измеряющий энергию с большой точностью, будет сильно возмущать фазу осциллятора. В результате осциллятор будет тем слабее откликаться на $(F \cdot \tau_F)$, чем короче время усреднения оптимального КНИ энергии. Однако, как это было показано Ф. Халили ¹⁴, формула (10) сохраняет силу, и этим эффектом можно пренебречь, если время измерения $\tau \gg \tau_F$.

Ясно, что выигрыш в чувствительности тем больше, чем меньше величина $(\tau\omega_M)^{1/2}$, которая равна отношению пределов (1) и (5).

Стробоскопическая процедура измерений координаты осциллятора приводит к большой неопределенности $x(t)$ между измерениями (большому возмущению $\Delta X_2 \gg (\hbar/2m\omega_M)^{1/2}$) и, следовательно, к большому среднеквадратичному возмущению энергии осциллятора. Нетрудно показать, что это возмущение энергии примерно равно $n\hbar\omega_M$, если $(F\tau_F)_{\text{строб}} \simeq (F\tau_F)_n$ (см. формулу (10)). Иными словами, плата за повышение чувствительности как в этой процедуре, так и при измерении переходов с n -го уровня на соседний, одна и та же: сильное (и примерно одинаковое в обоих случаях) возбуждение осциллятора. Строгое соотношение, связывающее условие обнаружения силы с исходным состоянием квантового объекта, было получено Ю. И. Воронцовым и Ф. Я. Халили¹⁷: действие силы может быть обнаружено, только если величина

$$\int_0^{\tau_F} F(t)x(t) dt$$

больше, чем $\hbar/2$.

Несколькими авторами (см.^{18–20}) был проделан детальный анализ предложенной К. Торном и др.¹⁶ возможности *непрерывного* измерения одной из величин $X_1(t)$ или $X_2(t)$ в схеме, сходной со стробоскопической. Этот анализ привел к тому же результату: можно выиграть по сравнению со стандартным пределом (9) в $n^{1/2}$ раз при условии, что осциллятор будет иметь среднеквадратичную неопределенность энергии $n\hbar\omega$. Была предпринята попытка приближенного КНИ одной из квадратурных компонент механического осциллятора с целью регистрации откликов, значимо меньших стандартного квантового предела (1) (У. Джонсон и М. Боко²⁰). Эти опыты еще не завершены. Не останавливаясь на деталях возникших трудностей, отметим, что основной проблемой оказалась необходимость создания такого криогенного параметрического датчика малых Δx , у которого электрическая добротность $\geq 10^8$ при малых механических зазорах в емкости датчика.

Как видно из изложенного, анализ КНИ величин X_1 или X_2 механического осциллятора доведен до инженерных оценок для конкретных опытов. Методы прямых КНИ энергии механического осциллятора до настоящего времени еще никем не предлагались.

С электромагнитными осцилляторами (резонаторами) положение противоположное: довольно детально исследованы возможности КНИ энергии^{21–26}. Самый наглядный метод КНИ энергии $\mathcal{E}$ в одной из мод колебаний ω_e электромагнитного резонатора состоит в измерении пондеромоторной силы F_n между его стенками или их частями: $F_n = (\mathcal{E}/l) \approx n\hbar\omega_e \cdot l^{-1}$ (где l — порядка размеров резонатора)^{21,22}. В этом методе ясно видны особенности КНИ: измеряемая сила пропорциональна энергии $\mathcal{E} = n\hbar\omega_e$ (а не заряду или напряженности поля), для регистрации силы необходимо измерить вызванное F_n медленное, за время $\tau \gg 2\pi/\omega_e$, механическое смещение одной из стенок Δx , которое приводит к «покраснению» или «голубению» всего ансамбля $n\hbar\omega_e$. В результате сильно возмущается некоммутирующая с энергией фаза колебаний φ , а величина n не меняется. Относительно несложный расчет показывает, что в этом измерении (если нет дополнительных возмущений при регистрации малых Δx) ошибка в измерении числа квантов $\Delta n = \Delta\mathcal{E}/\hbar\omega_e$ и возмущение фазы $\Delta\varphi$ удовлетворяют условию

$$\Delta n \cdot \Delta\varphi \approx \frac{1}{2}. \quad (14)$$

Однако $\Delta n \approx 1/2\omega_e\tau \ll 1$ и $\Delta\varphi \gg 1$. Иными словами, пондеромоторный измеритель приготавливает колебания в моде в n -состоянии (чисто энергетическом) и дает информацию о величине n с погрешностью $\Delta n \ll 1$. Если есть значи-

тельные избыточные шумы при измерении смещения Δx стенки, то $\Delta n \cdot \Delta \varphi$ может быть и больше единицы, что, однако, не мешает при наличии таких шумов в принципе достигать уровня разрешения, при котором $\Delta n \ll 1$. Интересная особенность электромагнитных резонаторов с достаточно мягкими стенками, отмеченная С. Вятчаниным²⁷, состоит в том, что непрерывное измерение координаты в них приводит к постепенному переводу квантовых состояний в состояния, близкие с энергетическим. Ю. И. Воронцовым²⁸ было показано, что при косвенном квантовом измерении в схеме, подобной только что рассмотренной, погрешность Δn может быть в принципе и меньше $1/2\omega_e\tau$ (см. подробнее²⁸).

Пондеромоторный способ КНИ энергии в практической реализации не слишком удобен: необходимо иметь очень большие величины Q_e (для выполнения условия (8) в реальном термостате) и весьма чувствительные динамометры (особенно, если ω_e лежит в СВЧ, а не в оптическом диапазоне). Повидимому, поэтому были предприняты попытки разработать другие методы КНИ энергии. Их общность с пондеромоторным методом состоит в том, что отклик резонатора на вложение в него энергии $\mathcal{E} = n\hbar\omega_e$ пропорционален $\mathcal{E}$, а не величине заряда (или напряженности поля). Для этого в качестве квадратичного эффекта можно использовать: а) обратный эффект Фарадея²³; б) оптический эффект Керра в оптических опытах²⁶, в) кубичную нелинейность вещества в резонаторе (пропорциональный величине $\mathcal{E}$ сдвиг частоты в добавочной, «измерительной» моде резонатора)^{24,25}. Для реализации этих процедур необходимо иметь большую нелинейность одновременно с большой добротностью (малым затуханием)*). Если окажется возможным найти такие вещества (или сделать схемы с «усилением» нелинейности²⁹, например, за счет использования электрических емкостей, пластины которых имеют множество металлических острий, окруженных нелинейным диэлектриком), то в перспективе это направление разработки методов КНИ энергии может привести к ряду важных результатов, из которых уместно выделить следующие.

а) Счет квантов без поглощения и создание детекторов с шумовой температурой, много меньшей $\hbar\omega_e/k$.

б) Передача информации чисто энергетическими состояниями (с меньшими затратами энергии при том же уровне надежности³⁰). Возможно также отмеченное М. Уиттенном³¹ исследование такими методами новых неизвестных механизмов в генетических системах и использование таких процедур измерений в квантово-механических компьютерах, формальная теория которых, развитая Р. Фейнманом, имеет сходство с КНИ энергии³².

Из методических применений КНИ энергии, кроме их использования для гравитационных антенн, заслуживает упоминания возможность регистрации ступенчатого характера броуновского движения осциллятора, если $kT > \hbar\omega_e$, но условие квантовости (8) выполнено. Величина каждой ступеньки близка к $\hbar\omega_e$, и высокодобротный осциллятор на каждой ступеньке находится в состоянии, близком к чисто энергетическому. «Толщина» ступеньки ($\Delta\mathcal{E} = \Delta n \cdot \hbar\omega_e$) (флуктуации в показаниях прибора) будет тем больше, чем больше n и выше температура термостата¹¹:

$$(\Delta n)^2 \approx \frac{1}{(2\omega_e\tau)^2} + \frac{4}{3} \frac{\tau}{\tau_e^*} \left(nn_T + \frac{n+n_T}{2} \right), \quad (15)$$

где τ — время усреднения оптимального КНИ энергии.

) Простое предельное условие для погрешности измерения энергии Δn в методе в) может быть записано так: $\Delta n \lesssim Q^{-1} (n^)^{1/2}$, если нелинейность моды резонатора выражена в виде²⁴

$$\omega_n = \omega_0 \left(1 + \frac{n}{n^*} \right). \quad (14')$$

В целом об этих двух примерах КНИ можно сказать, что для величин X_1 и X_2 у механического осциллятора и для величины $\mathcal{E}$ у электромагнитного резонатора теоретическая сторона КНИ хорошо проработана и осталось «только» их осуществить. Мы не останавливаемся здесь на деталях систем регистрации (например, на системах измерения малых Δx для механического осциллятора). Однако следует подчеркнуть, что к ним предъявляются довольно жесткие требования. Так, например, при использовании емкостных или оптических параметрических датчиков, регистрирующих малые Δx , необходимо, чтобы частотные и амплитудные флуктуации генераторов накачки были меньше некоторых пределов,

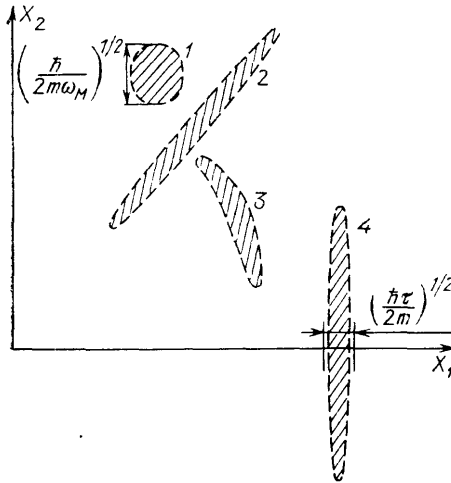


Рис. 2. Различные квантовые состояния осциллятора в координатах X_1 и X_2 .
1 — когерентное ($\Delta n \approx n^{1/2}$, $\Delta \varphi \approx 1/n^{1/2}$);
2 — сжатое по фазе ($\Delta n > n^{1/2}$, $\Delta \varphi < 1/n^{1/2}$);
3 — сжатое по энергии ($\Delta n < n^{1/2}$, $\Delta \varphi > 1/n^{1/2}$);
4 — состояние после стробоскопического измерения, соответствующего рис. 1, б.
Площади всех фигур равны $\pi\hbar/8m\omega_M$

а сама мощность накачки была выбрана оптимальной (зависящей, в частности, от m и τ). Детали вычислений содержатся в цитированной выше литературе, а также в работе К. Кэйвса³³. В этой же работе был предложен термин «сжатые квантовые состояния», который наряду с термином «двухфотонные когерентные квантовые состояния», предложенный Г. Иеном³⁴, применяется для описания состояний осциллятора или поля излучения, сильно отличающихся от когерентных³⁵. Один из таких случаев сжатых состояний получается в описанном выше стробоскопическом измерении; на рис. 2 приведены для иллюстрации различные случаи квантовых состояний механического осциллятора.

Методы КНИ для регистрации в электромагнитном резонаторе величин, аналогичных X_1 и X_2 , значительно менее разработаны. Ю. И. Воронцовым и В. В. Колесовым³⁶ рассмотрена принци-

пиальная возможность измерения переменного электрического поля в СВЧ резонаторе по рассеянию пучка электронов. Если использовать непрерывный поток электронов и если время регистрации $\tau \ll 1/\omega_e$, то можно достигнуть чувствительности, соответствующей стандартному квантовому пределу:

$$\Delta U_{\text{СКП}} \approx \left(\frac{\hbar \omega_e}{2C_e} \right)^{1/2} \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ В} \cdot \left(\frac{\omega_e}{2 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}} \right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{ пФ}}{C_e} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

где $\Delta U_{\text{СКП}}$ — погрешность в измерении электрического напряжения на емкости C_e , входящей в состав резонатора с частотой ω_e . Модуляция электронного потока (аналогично случаю с X_1 и X_2) дает возможность измерять величины, меньшие $\Delta U_{\text{СКП}}$.

Примерно такое же положение с КНИ импульса свободной частицы: Ю. И. Воронцовым²⁸ предложена схема неразрушающего измерения обобщенного импульса (масса имеет электрический заряд). Возможности простой реализации этой схемы не рассмотрены.

Несколькими авторами³⁷⁻⁴² обсуждалась принципиальная возможность при координатных измерениях со свободной частицей регистрировать отклик ее на силовое воздействие с ошибкой, меньшей, чем стандартный квантовый предел (5). В возникшей дискуссии, по-видимому, справедливо итоговое утверждение К. Кэйвса⁴²: принципиально такая возможность существует, однако либо частица не будет полностью свободной в процессе измерений, либо эти измерения не будут квантовыми неразрушающими в смысле данного выше определения. Как видно из изложенного, теория КНИ хорошо развита на примерах объектов с одной или двумя степенями свободы, некоторые

особенности квантовых измерений в распределенных системах рассмотрены в ⁴³.

Подводя итог этому краткому описанию «положения дел» с методами КНИ, следует сделать два важных замечания.

1. Квантовая теория (так, как она излагается в современных учебниках ⁴⁴) допускает *точные* измерения некоторых наблюдаемых за сколь угодно малое время. Как это видно из рассмотренных примеров, это утверждение *несправедливо*. Как отмечалось выше, если стремиться регистрировать импульс силы (или изменение энергии) со все меньшей погрешностью, то необходимо беспредельно увеличивать энергию в осцилляторе и поток мощности в измерительном приборе. Таким образом, невозможность неограниченного увеличения чувствительности связана с явлениями типа «пробоя», которые определяются такими величинами, как заряд электрона, массы электрона и протона. Эти величины по существу не входят в формальную квантовую теорию, и их наличие в этом мире исключает возможность точных квантовых измерений.

2. В простейших случаях схема КНИ ясна, и для нее универсальным (необходимым и достаточным) условием является коммутативность оператора эволюции пары (измеряющий прибор) + (измеряемый объект) с оператором наблюдаемой. Вместе с тем не сформулированы достаточные и необходимые условия для КНИ и для приближенных КНИ с учетом конечного времени измерения и конечной полосы частот взаимодействия между прибором и объектом. К этому можно добавить, что еще не разработана последовательная теория квантовых измерений, в которых связь между объектом и прибором параметрическая или нелинейная.

В последующих разделах этого обзора будут затронуты некоторые дополнительные проблемы квантовых измерений и будут приведены сравнения реально достигнутого разрешения для разных измерявшихся величин с их стандартными квантовыми пределами.

3. РАЗРАБОТКА ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ВЫСОКОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

Высокодобротные механические осцилляторы и электромагнитные резонаторы широко используются в экспериментальной физике и, в частности, в макроскопических измерениях. Ниже приведены три примера, которые иллюстрируют определяющую значимость большой величины механической Q_M и электрической Q_e добротностей.

а) Для того чтобы достигнуть чувствительности, соответствующей стандартному квантовому пределу (9) для импульса силы $(F\tau_F)_{\text{СКП}}$, необходимо выполнение неравенства (4): $\hbar \geq 2kT_M\tau Q_M^2$. Если это неравенство *не* выполнено, то чисто классические броуновские флуктуации определяют минимальный обнаружимый импульс силы $(F\tau_F)_T$, который равен

$$(F\tau_F)_T \approx \left(\frac{4kT_M\omega_M\tau}{Q_M} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где время измерения $\tau \geq \tau_F$.

Как это очевидно следует из формулы (17), повышение чувствительности гальванометров, акселерометров и т. п. даже в классическом приближении требует использования осцилляторов с возможно большей величиной Q_M .

б) Наименьшая величина квазистатического смещения Δl (или амплитуды колебаний), которая может быть зарегистрирована с помощью емкостного параметрического датчика, определяется из простого условия:

$$Q_e^2 W \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 \geq 4kT_y \Delta f, \quad (18)$$

где Q_e — добротность контура, в состав которого входит электрическая емкость; зазор емкости l изменяется на малую величину Δl ; W — мощность

накачки от внешнего генератора, «проходящая» через контур; T_y — шумовая температура усилителя (или детектора); Δf — полоса частот, внутри которой лежит основная часть спектра Δl . Условие (18) сохраняет силу, если вместо $\Delta l/l$ подставить $\Delta \epsilon/\epsilon$ — малое относительное изменение диэлектрической проницаемости вещества в диэлектрике. Как это очевидно следует из формулы (18), $\Delta l/l$ или $\Delta \epsilon/\epsilon \sim Q_e^{-1}$.

в) Долговременная нестабильность частоты у вторичных эталонов частоты (если пренебречь дрейфом собственной частоты высокостабильного резонатора) тем меньше, чем выше добротность резонатора, так как

$$\left(\frac{\Delta \omega}{\omega}\right)_{\text{автог}} \approx \frac{\delta \varphi}{Q_e}, \quad (19)$$

где $\delta \varphi$ — нестабильность фазы в цепи регенерации (обычная величина $\delta \varphi \approx 10^{-5} \div 10^{-6}$ рад).

В последующих разделах этого обзора будут приведены примеры методик измерений, в которых определяющую роль играют величины Q_m и Q_e .

Сводка данных о методах получения больших величин Q_m и Q_e содержится в обзоре⁴⁵, который отражает уровень «экспериментальной культуры» в этой области на 1981 г. В этом обзоре приведены рекордные величины $Q_m \approx 5 \cdot 10^9$ (цилиндрический резонатор из монокристалла сапфира, $\omega_m/2\pi \approx 3 \cdot 10^4$ Гц, $T_m \approx 4$ К) и $Q_e \approx 5 \cdot 10^{11}$ ^{46,47,48} (сверхпроводящий резонатор из Nb, $\omega_e/2\pi \approx 10$ ГГц, $T_e \approx 1,3$ К). В годы, прошедшие после публикации обзора⁴⁵, эти рекордные величины добротностей для механических и СВЧ электромагнитных резонаторов перекрыты не были. Однако был создан уникальный оптический резонатор типа Фабри — Перро⁴⁹ с добротностью

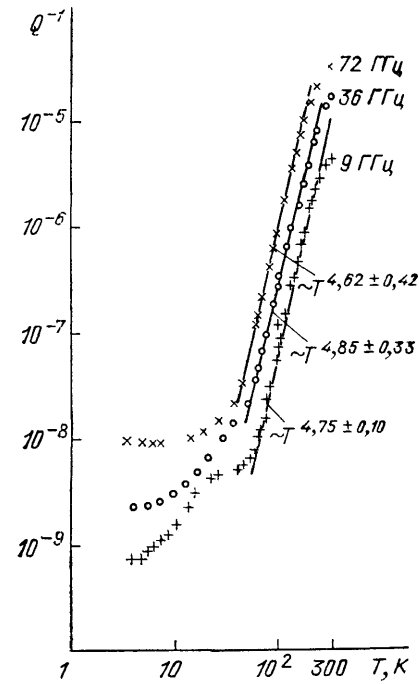


Рис. 3. Зависимость добротностей мод СВЧ диэлектрических кольцевых резонаторов от температуры^{52, 53}

стью $Q_e \approx 10^{13}$ (время релаксации $\tau_e^* \approx 10^{-3}$ с для частоты $\omega_e/2\pi \approx 6 \cdot 10^{14}$ Гц). Основной особенностью этого резонатора, кроме длины ($l = 4 \cdot 10^3$ см), являющихся его зеркал; отличие коэффициента отражения от единицы у них $1 - R \approx 3 \cdot 10^{-5}$. Более подробно об использовании этого резонатора для измерения малых Δl в гравитационной антенне будет сказано в двух последующих разделах.

Из других достижений за последние 5 лет заслуживают быть отмеченными следующие три:

1) У охлажденного до 4 К механического резонатора из Nb добротность основной моды Q_m достигла $4 \cdot 10^8$ (П. Вейч, Д. Блэйр и др.⁵⁰).

2) Обнаруженный в 1976 г. аномально малый уровень диэлектрических потерь в совершенных монокристаллах сапфира ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$)⁵¹ позволил создать СВЧ дисковые диэлектрические резонаторы (мода типа «шепчущая галерея») с добротностью $Q_e \approx (5-6) \cdot 10^7$ при $T_e \approx 77$ К и $Q_e \approx 1,3 \cdot 10^9$ при $T \approx 4$ К на частоте 9—10 ГГц^{52,53}. При изменении зависимости $Q_e(T_e)$ оказалось возможным наблюдать в таких резонаторах предсказанные В. Л. Гуревичем^{54,55} собственные потери в диэлектриках. Эти потери в идеальных диэлектрических монокристаллах возникают только благодаря ангармонизму решетки. Они имеют характерную крутую температурную зависимость, разную для разных классов кристаллов (например, для чисто гексагональных $\text{tg } \delta \approx Q_e^{-1} \sim T^5$). На рис. 3 из работ^{52,53} хорошо видна об-

ласть «степенного» роста добротности Q_c в диапазоне температур $200\text{ К} > T > 50\text{ К}$, характерная для собственных потерь по В. Л. Гуревичу. Ниже 50 К рост Q_c с понижением T замедляется, он определяется малым уровнем примесей и несовершенством кристаллов. Если с ростом культуры выращивания монокристаллов лейкосапфира удастся «продлить» область собственных потерь от 50 до 4 К , то следует ожидать достижения величин $Q_e \gtrsim 1 \cdot 10^{13}$ в таких резонаторах.

3) Используя покрытие из Pb высокой химической чистоты, нанесенное на цилиндр из высококачественного сапфира с малым уровнем примесей и дислокаций, удалось в таком резонаторе достигнуть $Q_e \approx 2 \cdot 10^9$ при $T = 1,5\text{ К}$ ($\omega_e/2\pi \approx 2,7\text{ ГГц}$)⁵⁶, что примерно на порядок превышает добротность такого типа резонаторов, полученную ранее⁵².

Завершая это краткое описание достижений в области разработок осцилляторов и резонаторов с большими добротностями, отметим, что по существу ни в одной из методик (за исключением относительного узкого диапазона температур у дисковых диэлектрических резонаторов) достигнутые рекордные величины Q_m и Q_e не определяются фундаментальными причинами. Действительно, при низких температурах у механических резонаторов из диэлектриков — монокристаллов величины Q_m определяются потерями в подвесе и поверхностном нарушенном обработкой слое; у сверхпроводящих резонаторов — остаточным сопротивлением в сверхпроводниках, природа которого мало изучена; у оптических резонаторов — потерями в многослойных интерференционных зеркалах, предел диссипации в которых также не известен. Это обстоятельство позволяет надеяться на рост как величин Q_m , так и Q_e в будущем.

Высокая стабильность частоты автогенератора электромагнитных колебаний является одной из величин, которая определяет чувствительность в макроскопических экспериментах. Действительно, если необходимо зарегистрировать малое изменение Δl расстояния l между пластинами емкости в параметрическом емкостном датчике, кроме выполнения условия (18) необходимо, чтобы нестабильность $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{\text{автог}}$ автогенератора была

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{\text{автог}} \lesssim \frac{\Delta l}{2l}, \quad (20)$$

при условии, что не используется балансная схема. Вместо $\Delta l/2l$ в неравенстве (20) можно подставить $\Delta L/L$ (если изменяется время распространения радио- или оптического сигнала до удаленной цели) или $\Delta\epsilon/\epsilon$ (если измеряется малое изменение диэлектрической проницаемости вещества, помещенного в емкость).

На рис. 4 приведены данные, характеризующие современный достигнутый уровень относительной нестабильности частоты различных типов автогенераторов (в вариациях Аллана), а также некоторые перспективные оценки для новых разрабатываемых автогенераторов. Как видно из рис. 4, наименьшие нестабильности частоты $(\Delta\omega/\omega)_{\text{автог}} \simeq 2 \cdot 10^{-16}$ получены с помощью вторичных эталонов частоты на основе сверхпроводящих резонаторов⁵⁷ (кривая 4) и с помощью водородных мазеров⁵⁸ (кривая 3). Достигнутые минимальные величины $(\Delta\omega/\omega)_{\text{автог}}$ не являются предельно малыми: можно с обоснованным оптимизмом ожидать в ближайшие годы существенного уменьшения величин $(\Delta\omega/\omega)_{\text{автог}}$. Уровень $(\Delta\omega/\omega)_{\text{автог}} \approx 1 \cdot 10^{-17}$ при временах усреднения $\tau \approx 10 - 10^7\text{ с}$ (см. прямую 6 на рис. 4) представляет собой общую цель к 1990 г. различных финансируемых НАСА новых программ создания вторичных эталонов частоты⁵⁹.

Остановимся кратко на ключевых особенностях трех таких программ.

1) Возможности повышения стабильности частоты вторичного эталона, использующего в качестве опорного сверхпроводящий резонатор (СПР) в

СВЧ диапазоне, не были использованы полностью в разработке Дж. Тернуэр⁵⁷, так как цепь обратной связи с использованием относительно нестабильного диода Ганна была вне термостабилизированного криостата. Это, возможно, было причиной существенных флуктуаций частоты. В программе Дж. Дика и др.^{56,59} предполагается использовать мазерный механизм регенерации на рубине и тем самым создать полностью криогенный вторичный эталон частоты с нестабильностью $(\Delta\omega/\omega)_{\text{автог}} \approx 1 \cdot 10^{-17}$. Здесь уместно отметить, что

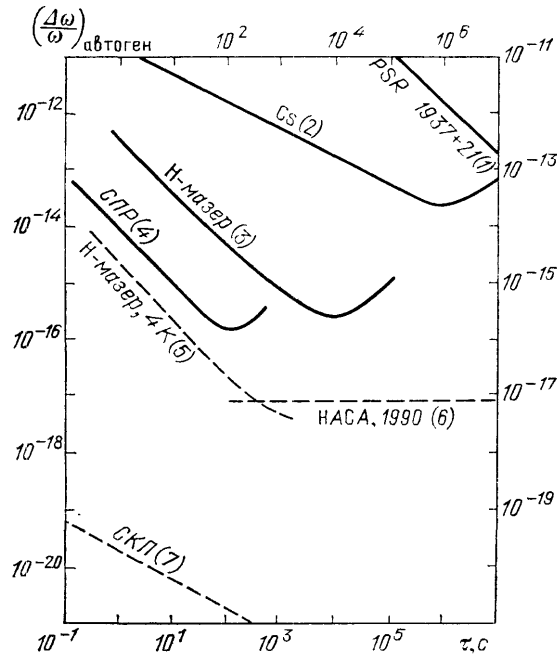


Рис. 4. Нестабильность частоты различных источников электромагнитных колебаний как функция времени усреднения. 1 — модуляция излучения пульсара PSR 1937 + 21; 2 — цезиевый стандарт частоты; 3 — водородный стандарт частоты; 4 — криогенный автогенератор на резонаторе из ниобия

дрейфовые (низкочастотные) уходы собственной частоты самого СПР при низких температурах, которые, конечно, вносят вклад в нестабильность $\Delta\omega_e/\omega_e$ при больших τ , по существу детально не изучены. Можно предположить, что эти дрейфовые явления вызваны в первую очередь туннелированием атомов в твердых телах⁶⁰. Если это предположение верно, то можно ожидать, что замена СПР на кольцевые диэлектрические резонаторы из сапфира, о которых говорилось выше, позволит значительно ослабить этот дрейф, так как у сапфира значительно выше дебаевская температура и барьер Пайерлса, чем у металлов-сверхпроводников.

2) На рис. 4 приведена (кривая 5) ожидаемая нестабильность $(\Delta\omega/\omega)_{\text{автог}}$ у водородного мазера с охлажденным до температуры жидкого гелия резонатором. Ключевая идея этого усовершенствования, предложенная Р. Вессо⁵⁸, заключается в существенном ослаблении дрейфа частоты мазера, вызванного дрейфом частоты его резонатора. У водородного мазера генерируемая частота немного отличается от частоты сверхтонкого перехода в атоме водорода $\omega_{\text{переход}}$ из-за различия между частотой резонатора $\omega_{\text{рез}}$ и частотой перехода $\omega_{\text{переход}}$:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{\text{автог}} \approx \frac{Q_{\text{рез}}}{Q_{\text{переход}}} \frac{\omega_{\text{рез}} - \omega_{\text{переход}}}{\omega_{\text{переход}}}, \quad (21)$$

где $Q_{\text{рез}}$ — добротность СВЧ резонатора (около 10^4), $Q_{\text{переход}} \approx \tau^* \cdot \omega_{\text{переход}} \approx 10^9$, τ^* — время «пребывания» атома водорода в резонаторе (около 1 с). Из-за дрейфа во времени величины $\omega_{\text{рез}}$ второй множитель в формуле (21) при $T \approx 300$ К изменяется примерно на $\approx 10^{-9}$ за $\tau = 10^5$ с. Дрейфовые явления заметно уменьшаются при температуре жидкого гелия: так, например, у СВЧ сапфирового резонатора, покрытого сверхпроводником, в течение

$\tau \approx 3 \cdot 10^7$ с величина $\Delta\omega_{\text{рез}}/\omega_{\text{рез}} \leq 3 \cdot 10^{-9}$ ⁶¹, иными словами, темп дрейфа в таких условиях был на два порядка меньше.

3) Конкурирующей с охлажденным водородным мазером является программа создания вторичных стандартов частоты на ионах ртути $^{199}\text{Hg}^+$, в которых, так же, как у водородного мазера, используется линия сверхтонкого перехода ($\omega_{\text{переход}}/2\pi = 40,5$ ГГц). Очевидным преимуществом этих ионов по сравнению с атомами водорода является их большая масса: сдвиг частоты из-за Допплер-эффекта второго порядка в 200 раз меньше. Ионы $^{199}\text{Hg}^+$ удерживаются в радиочастотной ловушке в течение $\tau \gtrsim 10^3$ с (на три порядка дольше, чем в водородном мазере), что существенно сужает ширину линии. Предполагается, что в ближайшем будущем такие стандарты частоты будут иметь относительные уходы частоты $(\Delta\omega/\omega) \approx 10^{-12} (1\text{с}/\tau)^{1/2}$ (см. детали в⁶² и в цитированной там литературе).

Оптические стандарты примерно на один порядок уступают по уровню стабильности частоты стандартам в СВЧ диапазоне, если $\tau > 1\text{с}$ ^{63, 64}. Здесь уместно отметить, что в некоторых случаях удобно вместо лабораторных стандартов использовать хотя и слабые по интенсивности, но достаточно стабильные по частоте радиосигналы от пульсаров. В качестве примера на рис. 4 приведена (кривая 1) нестабильность частоты самого быстро вращающегося пульсара PSR 1937 + 21 (см. подробнее в⁶⁵). Эти радиосигналы оказались удобным использовать для радиопросвечивания окосолнечной плазмы⁶⁶ и для интересных гравитационно-волновых экспериментов, о которых будет сказано ниже в п. 5 этого обзора.

В заключение отметим, что, начиная с некоторого характерного уровня, достижению более высокой стабильности частоты препятствуют чисто квантовые (измерительные) факторы, аналогичные описанным в предшествующем разделе. Можно показать (см. подробнее^{67, 68}), что существует стандартный квантовый предел нестабильности частоты автогенератора $(\Delta\omega/\omega)_{\text{СКП}}$, аналогичный стандартным квантовым пределам для координаты свободной частицы и осциллятора (см. формулы (1) и (5)). Если резонатор автогенератора имеет объем V и этот объем заполнен твердым телом с модулем Юнга Y , то выражение для $(\Delta\omega/\omega)_{\text{СКП}}$ может быть записано в простом виде:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{\text{СКП}} \approx \left(\frac{\hbar}{VY\tau}\right)^{1/2}; \quad (22)$$

этот предел может быть достигнут при оптимальной мощности автогенератора

$$W_{\text{оптим}} \approx \frac{VY\omega_e}{Q_e^2}. \quad (23)$$

Формулы (22) и (23) в качестве частного случая содержат в себе известное соотношение Шавлова — Таунса.

На рис. 4 в качестве примера (кривая 7) приведена зависимость $(\Delta\omega/\omega)_{\text{СКП}}$ от τ для $V = 1\text{ см}^3$ и $Y = 4 \cdot 10^{12}\text{ дн/см}^2$. Как видно из сравнения кривых (4) и (7), современный уровень нестабильности частоты отделяет от стандартного квантового предела в лучшем случае пять порядков. Это различие означает, что достигнутые уровни нестабильности частоты определяются в основном технологическими несовершенствами и что экспериментаторы имеют значительный потенциальный резерв повышения стабильности. Важно подчеркнуть, что как ограничения (1) и (5), так и $(\Delta\omega/\omega)_{\text{СКП}}$ не являются абсолютно предельными: можно в принципе достигнуть нестабильности частоты меньшей, чем $(\Delta\omega/\omega)_{\text{СКП}}$, однако при использовании специально подобранных нелинейных резонаторов⁶⁸.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИН, МАЛЫХ ВАРИАЦИЙ ДЛИН И ЕМКОСТЕЙ

Современные приборы, измеряющие расстояние l или вариации Δl — расстояния между двумя макроскопическими телами, по существу представляют собой параметрические преобразователи. В такой прибор обычно

входит стабильный по частоте автогенератор электромагнитных колебаний (радио- или оптического диапазона) с малым уровнем флуктуаций мощности, а величина l или Δl преобразуется в изменение либо частоты, либо фазы, либо мощности, которые и регистрируются. Очевидными являются два условия, определяющие погрешность $\Delta l/l$ (они иллюстрировались на частном примере емкостного датчика в предшествующем разделе). Необходимы:

- а) достаточно высокая исходная стабильность частоты автогенератора;
- б) достаточно большая величина энергии $\mathcal{E} = W\tau$, которая «пройдет» через преобразователь за время измерения τ .

Первое условие (см. формулу (20)): $\Delta l/l \gtrsim (\Delta\omega/\omega)_{\text{автог}}$ является общим для всех типов преобразователей, если необходимо знать l с метрологической погрешностью Δl или если необходимо знать лишь Δl , но балансная (мостовая) схема не может быть использована. Для метрологических измерений величины l необходимо использовать вторичный стандарт частоты, привязанный к первичному, воспроизводимому стандарту. Для дифференциальных же измерений величины Δl нужна лишь высокая *кратковременная* стабильность автогенератора: в правую часть условия (20) следует подставлять лишь ту спектральную компоненту $(\Delta\omega/\omega)_{\text{автог}}$, которой соответствует основная часть спектра величины Δl .

Второе условие с некоторыми упрощениями можно записать в следующем виде:

$$\frac{\Delta l}{l} \gtrsim \frac{1}{A} \left(\frac{kT_y}{\mathcal{E}} \right)^{1/2}, \quad \text{или} \quad \frac{\Delta l}{l} \gtrsim \frac{1}{A} \left(\frac{2\hbar\omega_e}{\mathcal{E}} \right)^{1/2}, \quad (24)$$

где T_y — шумовая температура усилителя, A — безразмерный множитель, зависящий от типа использованного параметрического преобразователя. Для емкостного датчика $A \approx Q_e$, для радиодальномера $A \approx \omega_e \cdot \tau_l$, $\tau_l = l/c$; для резонатора Фабри — Перо $A = \omega_e \tau_l (1 - R)^{-1} = Q_{\text{опт}}$, для многоходового интерферометра Майкельсона $A = \omega_e \tau_l N$, где N — число проходов света между зеркалами. Если автогенератор работает в оптическом диапазоне, то для оценок следует использовать вторую формулу (24), при условии, что автогенератор дает поток излучения в квантовом когерентном состоянии (нет значительных избыточных шумов ни в автогенераторе, ни в приемнике). Очевидно, что если l — зазор между двумя пластинами в электрической емкости, то условия (20) и (24) применимы и для оценки разрешения малых вариаций диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon/\epsilon$ вещества в емкости.

В таблице приведены пять примеров достигнутого разрешения при точных измерениях l , измерениях малых Δl , $\Delta l/l$ и $\Delta\epsilon/\epsilon$ в пяти различных методиках измерений. В первых двух производились метрологические измерения l , в остальных — дифференциальные измерения малых $\Delta l/l$ и $\Delta\epsilon/\epsilon$. В примере 3 использовалась балансная схема, в которой из-за малого относительного различия между «плечами» в оптических параметрических преобразователях условие (20) было значительно ослаблено. Это позволило авторам⁷³ близко подойти к порогу для величины Δl , определяемому квантовыми дробовыми шумами (см. правую формулу (24)), правда при относительно малых величинах $\mathcal{E}$.

Если оценивать в целом этот перечень примеров достигнутых разрешений и точностей, то можно сказать, что хотя во всех случаях получены либо весьма малые Δl , либо малые $\Delta l/l$ и $\Delta\epsilon/\epsilon$, однако существует весьма значительный резерв чувствительности, как для абсолютных величин Δl , так и для $\Delta l/l$ и $\Delta\epsilon/\epsilon$. Не полностью использован значительный резерв в стабильности частоты на основе уже имеющихся автогенераторов (в примерах 1, 2, 4 и 5), не во всех случаях использовались наибольшие величины фактора A для выбранных типов параметрических преобразователей, которые доступны уже сейчас. Во многих случаях разрешение определялось не условиями (20) и (24), а добавочными причинами, которые можно было бы либо полностью, либо частично исключить. Можно ожидать, что в ближайшие годы бу-

Примеры	l , см	Δl , см	$\Delta l/l$, $\Delta \varepsilon/\varepsilon$	Условия измерения	Литература
1	$3 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^{-12}$	Метрологические измерения l , радиодальномерные измерения с активным ретранслятором на спутнике	69
2	$3,8 \cdot 10^{10}$	10	$2,5 \cdot 10^{-10}$	Метрологические измерения l , лазерная локация Луны	70–72
3	$4 \cdot 10^3$; $3 \cdot 10^3$	10^{-13} ; $6 \cdot 10^{-14}$	$2,5 \cdot 10^{-17}$; $2 \cdot 10^{-17}$	Дифференциальные измерения Δl , $\bar{f} \approx 10^3$ Гц, $\Delta f \approx 10^3$ Гц, оптический резонатор Фабри—Перо, интерферометр Майкельсона	49, 73
4	$3 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-17}$	$2 \cdot 10^{-13}$	Дифференциальные измерения Δl , $\bar{f} \approx 8$ кГц, $\Delta f \approx 1$ Гц, емкостный, криогенный датчик	74
5	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-10}$	Дифференциальные измерения $\Delta \varepsilon$, $\bar{f} \approx 0,1$ Гц, $\Delta f \approx 0,1$ Гц, емкостный криогенный датчик	75

дуг реализованы опыты, в которых величины Δl и $\Delta l/l$ будут на несколько порядков меньше, чем приведенные в таблице. Более детальные численные оценки ожидаемых Δl и $\Delta l/l$ в некоторых программах планируемых экспериментов будут приведены в следующем разделе.

Эта критическая оценка, которая лишь подчеркивает наличие значительного резерва чувствительности для будущих макроскопических экспериментов, не должна умалить физическую значимость полученных результатов в ряде опытов, из которых были взяты примеры для таблицы. Отметим три из них.

1. В опытах И. Шапиро и Р. Ризенберга⁶⁹ погрешность не превышала 0,1% от величины эффекта при измерении общерелятивистской задержки электромагнитного импульса в гравитационном поле Солнца (пример 1 из таблицы). Результаты измерений согласуются с предсказанием общей теории относительности.

2. В опытах двух групп экспериментаторов^{70–72} была проверена справедливость принципа эквивалентности для гравитационного дефекта масс с точностью около 3% (пример 2 из таблицы).

3. В опытах В. И. Панова и А. А. Собянина⁷⁵ была обнаружена и детально измерена величина сдвига λ -точки жидкого гелия, вызванного уменьшением размеров сосуда, в котором находится гелий. Этот сдвиг, качественно предсказываемый теорией Гинзбурга — Питаевского⁷⁶ и квазимикроскопическими теоретическими моделями фазовых переходов второго рода⁷⁷, возникает при учете конечности отношения корреляционной длины параметра порядка к наименьшему размеру сосуда (пример 5 из таблицы). Здесь следует отметить, что в этом эксперименте измерялась не малое $\Delta l/l$, а малое относительное изменение диэлектрической проницаемости жидкого гелия.

В заключении этого раздела отметим два важных обстоятельства:

а) наименьшая величина Δl (см. пример 4 из таблицы) близка к оценкам для стандартных квантовых пределов, приведенных в разделе 2 для механических систем. Этим, по-видимому, и оправданы оптимистические прогнозы осуществления программ, в которых предполагается этот предел «пересечь»;

б) условие (24), как отмечалось выше, справедливо лишь в том случае, когда автогенератор излучает квантовое когерентное состояние. Для сжатых

квантовых состояний требования к величине ξ ослабляются³³. Таким образом, существует еще один резерв повышения чувствительности, который, однако, будет реализован лишь только после того, как будут разработаны простые методы как приготовления таких состояний, так и их детектирования.

5. ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕНН

В начале 60-х годов Дж. Вебер обратил внимание на принципиальную возможность создать наземные или околоземные гравитационные антенны, которые могли бы зарегистрировать всплески гравитационного излучения от некоторых астрофизических явлений. Эта задача до настоящего времени не решена, хотя многое сделано для совершенствования старых и создания новых типов антенн. Уместно отметить, что по существу усилия экспериментаторов направлены на создание нового канала астрофизической информации. Существование же гравитационного излучения как физического явления не вызывает сомнений, оно однозначно подтверждено наблюдениями эволюции периода обращения двух близких компактных звезд, которые были выполнены Тейлором и его коллегами⁷⁸. Разработкой и совершенствованием разных типов антенн заняты 15 лабораторий в нескольких странах.

Напомним, что гравитационная волна создает переменный во времени градиент ускорений: амплитуда разницы ускорений $a_{\text{грав}}$ двух тел на расстоянии l равна

$$a_{\text{грав}} \approx \frac{1}{2} \omega_{\text{грав}}^2 l h, \quad (25)$$

где h — амплитуда вариации метрики. Можно регистрировать либо силу $F = m a_{\text{грав}}$, возбуждающую механические колебания в протяженном теле (изначальная идея Дж. Вебера), либо изменение расстояния между двумя свободными массами, разнесенными на расстояние l . В обоих случаях, если длительность гравитационного всплеска $\tau_{\text{грав}} \approx 2\pi/\omega_{\text{грав}}$ и если $\omega_M \approx \omega_{\text{грав}}$, то амплитуда смещения $\Delta l_{\text{грав}}$, которую необходимо зарегистрировать, порядка

$$\Delta l_{\text{грав}} \approx \frac{1}{2} l h, \quad (26)$$

где в случае веберовской антенны l порядка длины тела.

За последние 10 лет теоретиками—астрофизиками разработано довольно много «сценариев» источников всплесков гравитационного излучения, которые предсказывают длительность $\tau_{\text{грав}}$, форму всплеска, величину h вблизи Земли и частоту событий (см. сборник⁷⁹, обзор⁸⁰, а также⁸¹). Однако величины h и частота появления событий предсказаны довольно приближенно. Так, например, для $\tau_{\text{грав}} \approx 10^{-4} \div 10^{-2}$ с можно в оптимистическом прогнозе ожидать всплеск с амплитудой $h \approx 2 \cdot 10^{-19}$, а в пессимистическом $h \approx 10^{-22}$ примерно раз в 10^7 с.

В начале 70-х годов, когда была завершена в нескольких лабораториях серия проверок первых опытов Дж. Вебера, чувствительность твердотельных гравитационных антенн для $\tau_{\text{грав}} \approx 10^{-3}$ с была порядка $h \approx 10^{-15} \div 10^{-16}$. За последующие более чем 10 лет подавление тепловых механических шумов за счет понижения температуры и повышения добротности Q_M снизили величину обнаружимой амплитуды до $h \approx 5 \cdot 10^{-18} \div 1 \cdot 10^{-18}$ в разных лабораториях. В этих антеннах была реализована целая гамма разных типов криогенных параметрических датчиков малых колебаний^{82–88} (об одном из них упоминалось в предшествующем разделе; см. пример 4 в таблице). Много усилий было потрачено на оптимальное согласование датчиков с высокодобротными механическими осцилляторами. Нетрудно оценить значимость достигнутого уровня чувствительности. Для этого можно использовать стандартный квантовый предел для координаты осциллятора

(см. формулу (1)) и формулу (25), тогда для заданной формы гравитационного импульса легко получить стандартный квантовый предел $h_{\text{СКП}}$ для обнаружимой величины амплитуды вариации метрики. Если импульс близок по форме к одному периоду синусоидальных колебаний, то после несложных вычислений получаем:

$$h_{\text{СКП}} \approx \left(\frac{4\hbar}{\pi v^2 \tau_{\text{грав}} m_{\text{эфф}}} \right)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-21} \cdot \frac{5 \cdot 10^5 \text{ см/с}}{v} \left(\frac{10^{-3} \text{ с}}{\tau_{\text{грав}}} \right)^{1/2} \left(\frac{2 \cdot 10^6 \text{ г}}{m_{\text{эфф}}} \right)^{1/2}, \quad (27)$$

где v — скорость звука, $m_{\text{эфф}}$ — порядка одной трети полной массы антенны. Сравнение этой оценки и приведенных выше показывает, что резерв чувствительности до стандартного квантового предела в антеннах Веберовского типа около трех порядков. Можно надеяться, что использование механических резонаторов с максимальной величиной уже достигнутой добротности Q_m , понижение температуры термостата ниже 2 К и улучшение чувствительности параметрических преобразователей (ослабление их обратного флуктуационного влияния) позволит в ближайшие годы достигнуть на этих антеннах $h \approx h_{\text{СКП}}$.

Серьезным конкурентом твердотельных криогенных антенн Веберовского типа являются антенны на свободных массах с лазерной системой регистрации малых колебаний^{49,73,89}. Сегодня их чувствительность немного хуже Веберовских: она порядка $h \approx 2 \cdot 10^{-17}$ (см. пример 3 в таблице). Однако современные лазерные гравитационные антенны являются лишь малыми прототипами будущих больших антенн, некоторые из которых уже начали строить. Так например, в проекте LIGO (Laser Interferometer Gravitational Observatory) предполагается увеличить l от $4 \cdot 10^3$ см (в действующем прототипе) до $4 \cdot 10^5$ см. При практически том же уровне чувствительности оптического параметрического преобразователя на резонаторе Фабри — Перо, только за счет увеличения l чувствительность в единицах вариации метрики должна составлять $h \approx 10^{-20}$. Предполагается, что эта чувствительность будет достигнута в 1990 г. Стандартный квантовый предел для больших антенн на свободных массах значительно ниже, чем для относительно скромных по размерам Веберовских антенн:

$$h_{\text{СКП}} \approx \frac{1}{l} \left(\frac{2\hbar \tau_{\text{грав}}}{m} \right)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^{-23} \cdot \frac{4 \cdot 10^5 \text{ см}}{l} \left(\frac{10^{-3} \text{ с}}{\tau_{\text{грав}}} \right)^{-1/2} \left(\frac{10^4 \text{ г}}{m} \right)^{1/2}. \quad (28)$$

Отметим два преимущества лазерных антенн на свободных массах; в них относительно легко, без понижения температуры, можно реализовать параметры, при которых выполняется условие (7), необходимое для достижения величин, близких к $h_{\text{СКП}}$. Кроме того, в таких антеннах легко использовать два взаимно перпендикулярных плеча (две пары масс) и, реализовав тем самым балансную схему, существенно ослабить требования к стабильности частоты лазера накачки (см. пример 3 в таблице и условие (20)).

Недавно была обсуждена возможность перенести лазерный оптический интерферометр на относительно удаленную от Земли космическую орбиту, увеличив l до 10^{11} см (проект LAGOS)⁹⁰. В этом проекте авторы полагают возможным достижение чувствительности от $h \approx 3 \cdot 10^{-20}$ для $\tau_{\text{грав}} \approx 10$ с до $h \approx 10^{-21}$ для $\tau_{\text{грав}} \approx 10^4$ с. Отметим, что достижение такой чувствительности окажется возможным только в том случае, если удастся скомпенсировать негравитационные ускорения спутников, вызванные солнечным ветром и солнечной радиацией, с обычного уровня $5 \cdot 10^{-6}$ см/с² до $5 \cdot 10^{-17}$ см/с², что представляется непростой задачей. В частности, при ее решении потребуются либо компенсировать, либо учитывать с точностью до 10^{-5} световое давление бортового лазера на зеркала интерферометра, даже если мощность лазера будет порядка 1 мвт. Несомненным преимуществом этого проекта является переход к более длинным всплескам гравитационного излучения, для которых величина h должна быть больше.

Помимо совершенствования наземных веберовских и лазерных антенн, много сделано для реализации космического варианта антенны, в котором используются пара масс спутник — Земля, а отклик на возмущение метрики регистрируется не по смещению Δl , а по доплеровскому сдвигу частоты электромагнитного СВЧ сигнала, ретранслированного со спутника обратно на Землю. Эта идея была предложена еще в 1967 г.⁹¹, однако ее практическая реализация началась лишь относительно недавно на спутниках «Voyager»^{92,93}. Если расстояние Земля — спутник $l \gtrsim c\tau_{\text{грав}}$, то возмущение метрики с амплитудой h должно вызвать вариацию доплеровского сдвига частоты порядка

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx h. \quad (29)$$

В программе спутников «Voyager» не была предусмотрена прямая и обратная многочастотная связь, с помощью которой можно было бы в значительной мере исключить возмущения на трассе Земля — спутник, вызванные межпланетной плазмой, а также ионосферой и тропосферой Земли. Поэтому эта гравитационная антенна позволила установить лишь верхний предел $h \lesssim 1 \cdot 10^{-13}$ для относительно длинных всплесков гравитационного излучения ($\tau_{\text{грав}} \approx 10^3 - 10^4$ с). Этот предел по крайней мере на 2 порядка выше уже достигнутого уровня нестабильности частоты наземных автогенераторов (см. п. 3 этой статьи). Поэтому есть основания надеяться на то, что планируемый в ближайшие годы запуск двух спутников «Galileo» и «Ulis»⁹², с улучшенной системой связи с Землей, позволит реализовать одновременную работу двух таких антенн в схеме совпадений с чувствительностью $h \lesssim 1 \cdot 10^{-15}$ для всплесков с $\tau_{\text{грав}} \approx 10^3 - 10^4$ с.

М. В. Сажиным⁹⁴ было предложено использовать в качестве источника стабильной частоты модуляцию излучения пульсаров. Всплески гравитационного излучения должны варьировать период электромагнитных импульсов, регистрируемых наземной антенной, на относительную величину $\approx h$ (см. также⁹⁵). Эта идея была реализована Дж. Тэйлором и его коллегами⁶⁵ в долговременных наблюдениях за миллисекундным пульсаром PSR 1937 + 21. Стабильность его частоты (после вычитания монотонного дрейфа) весьма высока (см. рис. 4): она близка к стабильности первичных цезиевых стандартов. Поэтому оказалось возможным установить верхний предел $h \lesssim 1 \cdot 10^{-13}$ для очень длинных всплесков гравитационного излучения: $\tau_{\text{грав}} \approx 3 \cdot 10^7$ с. Эта оценка важна, если полагать, что всплески с такой амплитудой стохастически стационарны и вызваны реликтовым фоном гравитационного излучения. Им соответствует плотность массы $\rho \approx 2 \cdot 10^{-35}$ г·см⁻³ (на шесть порядков меньшая критической). Отметим, что эти эксперименты, так же как и измерения со спутниками «Voyager», представляют собой «работу» с одной гравитационной антенной и, следовательно, они позволяют получить лишь оценку верхнего предела для спектральных компонент h с длинными периодами. Если когда-нибудь будут обнаружены два стабильных по частоте пульсара, угол между которыми не слишком велик, то окажется возможным на этом принципе реализовать схему совпадений (две антенны). Только в этом случае положительный результат наблюдений (статистически значимое совпадение двух откликов) сможет служить доказательством обнаружения длинноволновых всплесков.

Мы не останавливаемся здесь подробно на некоторых других предложенных новых вариантах гравитационных антенн, с которыми можно познакомиться в оригинальных публикациях (см. ^{96,97}). В заключение подчеркнем одно важное для всех типов гравитационных антенн на свободных массах обстоятельство.

Я. Б. Зельдович и Л. Н. Полнарев⁹⁸ отметили, что, возможно, существуют всплески гравитационного излучения, обладающие эффектом памяти: сдвиг $\Delta l_{\text{грав}} \approx hl/2$ сохраняется сколь угодно долго после прохождения гра-

витационного всплеска. Важная особенность этого эффекта состоит в том, что величина $\Delta l_{\text{грав}} \approx hl/2$, даже если $l \gg c\tau_{\text{грав}}^{99}$. Вторая особенность состоит в том, что доплеровский отклик (сдвиг частоты) длится l/c при $l \gg c\tau_{\text{грав}}^{100}$. Эти две особенности возможно приведут к тому, что всплески «с памятью» будут обнаружены в первую очередь.

6. ПОИСКИ НАРУШЕНИЙ ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ И ДРУГИХ НОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

Ограниченный объем этого обзора не позволяет детально останавливаться на всех достижениях последних лет в области макроскопических экспериментов, в которых измерялись малые силы, малые ускорения, перемещения и т.п. Во многих выполненных экспериментах применены изящные приемы, с которыми читатель может познакомиться в цитированной ниже литературе.

Мы ограничимся лишь кратким перечислением наиболее интересных с нашей точки зрения направлений и результатов нескольких программ исследований, а также недавно предложенных новых программ.

1) В различных многочисленных проверках предсказаний Общей Теории Относительности (ОТО) не было обнаружено никаких отклонений от предсказаний теории в пределах погрешностей измерений. Как отмечалось выше, наибольшего разрешения удалось достигнуть в измерении эффекта задержки. Подробную сводку экспериментов и сопоставление их с теорией можно найти в книге К. Уилла¹⁰¹, а также в принадлежащем ему же последнем обзоре¹⁰². Вместе с тем, следует отметить, что проверить удалось лишь эффекты при малых $\Delta\phi/c^2$ ($\Delta\phi$ — гравитационный потенциал), а поэтому альтернативные релятивистские теории гравитации, которые для малых $\Delta\phi/c^2$ предсказывают совпадающие с ОТО эффекты, сохранили право на существование. Критическими экспериментами для опровержения несправедливых теорий, по-видимому, будут лишь такие, в которых $1 - (\Delta\phi/c^2) \ll 1$.

В Солнечной системе, которая длительное время была «полигоном» для проверки эффектов ОТО, это условие выполнить нельзя. По-видимому, единственная потенциальная возможность, которая имеется у экспериментаторов, чтобы «ставить» опыты при $1 - (\Delta\phi/c^2) \ll 1$, состоит в детальном исследовании амплитуды и формы всплесков гравитационного излучения, возникающих при рождении черных дыр.

2) Попытки обнаружить возможно существующую (по предположению Дирака¹⁰³) зависимость гравитационной постоянной G от времени привели к противоречивым результатам у разных групп экспериментаторов: отсутствие и наблюдение эффекта на уровне $\dot{G}/G \lesssim 1 \cdot 10^{-10} \text{ год}^{-1}$ (см. ¹⁰⁴ и цитированную в ней литературу).

3) Некоторые современные теории допускают существование новых типов легких скалярных или векторных бозонов. Одно из проявлений их существования — это так называемая «пятая сила». Ее можно зарегистрировать, если обнаружится зависимость гравитационной постоянной от расстояния в опытах типа опыта Кавендиша, или если будет наблюдаться нарушение принципа эквивалентности в опытах типа опыта Этвеша. До настоящего времени не было обнаружено никаких достоверных данных, подтверждающих, что $\partial G/\partial R \neq 0$ или нарушение принципа эквивалентности (см. ^{105–107} и цитированную там литературу). Исключение составляют лишь косвенные геофизические наблюдения¹⁰⁸. Недавно были предложены две схемы дифференциальных опытов с использованием баллистических гравиметров¹⁰⁹ и со схемой измерения ускорения свободного падения на разных глубинах озера Байкал¹¹⁰. Эти опыты могут дать положительный ответ на существующие не слишком обоснованные надежды¹¹¹, либо, скорее всего, значительно отодвинут границу возможного существования такого эффекта.

4) «Нарушение» принципа эквивалентности может быть наблюдеено в схеме эксперимента, предложенного В. Шварцманом¹¹². Причиной «нарушения» должно быть существование облака термализованных реликтовых нейтрино вблизи Земли. Если поместить на околоземную орбиту гантель, состоящую из двух масс, одна из которых однородна, а вторая состоит из зерен размерами порядка де-Бройлевской волны нейтрино, то наблюдатель должен обнаружить разницу ускорений у этих масс порядка 10^{-21} см/с². Разница возникает из-за различия в упругом рассеянии нейтрино в зернистой и однородной массах. К сожалению, следует отметить, что хотя при долговременном усреднении приведенная оценка значительно больше стандартного квантового предела, однако «культура» бортовых спутниковых экспериментов пока далека от такого уровня разрешения.

5) Программа эксперимента, предложенная Л. Шиффом, обычно называемая «релятивистский гироскоп», подробно описанная в ряде работ (см. например¹¹³), близка к окончанию¹¹⁴. Отметим, что в окончательном опыте должна быть измерена прецессия гироскопа из-за спин-спинового гравитационного взаимодействия гироскоп — Земля, составляющая $5 \cdot 10^{-2}$ угл. с за год. На подготовку и предварительные измерения группой экспериментаторов было потрачено более 20 лет.

В процессе этой работы были разработаны многие изящные приемы и методы измерений, которые уже применяются в других областях.

6) Из новых программ, которые возможно будут осуществлены в течение ближайших десяти лет, следует отметить программу POINTS¹¹⁵. В этой программе предполагается использовать на околоземной орбите два жестко связанных оптических интерферометра, которые должны позволить разрешать угловые смещения одной звезды относительно другой с разрешением $5 \cdot 10^{-12}$ рад. Такая чувствительность достаточна для измерения релятивистских гравитационных эффектов на уровне $\Delta\phi^2/c^4$, а также для обнаружения планетных систем у ближайших к Солнцу звезд.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные в этом обзоре основные достижения последних лет по повышению чувствительности в макроскопических экспериментах, а также наиболее существенные нерешенные задачи как теории, так и методов измерений, отражают точку зрения автора и поэтому не являются исчерпывающими. Вместе с тем, по нашему мнению, прием, использованный в обзоре: сравнение достигнутого уровня разрешения со стандартными квантовыми пределами (СКП), представляется естественным и удобным. Трудно предсказать определенно, как скоро будут достигнуты и превзойдены СКП в низкочастотных механических и электромагнитных экспериментах, когда $kT \gg \hbar\omega$. Можно надеяться, что это произойдет в течение ближайших лет. Аргументом в пользу такого оптимистического прогноза является совсем недавно реализованные КНИ в оптическом диапазоне^{116,117}. В этих опытах на основе изящных приемов была продемонстрирована возможность невозмущающего измерения одной из квадратурных компонент волны в оптическом волокне и подавление флуктуации лазера ниже уровня пуассоновских флуктуаций. И хотя опыты имели характер демонстрационных и потребовали относительно сложного аппаратного оснащения, можно надеяться на то, что более простые приемы будут предложены и реализованы, в результате чего КНИ квадратурных компонент или энергии будут обычной лабораторной методикой. Затем, по-видимому, следует ожидать реализации методов счета фотонов без поглощения и, наконец, измерения энергии (также без поглощения) единичных фотонов с погрешностью много меньшей энергии кванта. Если такая программа будет относительно быстро реализована в оптике, возможно, накопленный опыт «работы» с относительно тяжелыми

квантами позволит быстрее достигнуть СКП для относительно низкочастотных электромагнитных и механических систем.

Автор пользуется случаем выразить свою признательность Ю.И. Воронцову, В.Л. Гинзбургу, П.В. Елютину и И.А. Яковлеву, которые ознакомились с рукописью и высказали ценные критические замечания.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И.//УФН, 1974. Т. 114. С. 41.
2. Caves C. M. et al.//Rev. Mod. Phys. 1980. V. 52. P. 341.
3. Braginsky V. B., Vorontsov Yu. I., Thorne K. S.//Science. 1980. V. 209. P. 547.
4. Landau L., Peierls R.//Zs. Phys. 1931. Bd 69. S. 56; перевод://Ландау Л. Д. Собрание трудов. Т. 1.— М.: Наука. 0000.
5. Aharonov V., Bohm D.//Phys. Rev. 1961. V. 122. No. 5.
6. Фок В. А.//ЖЭТФ. 1962. Т. 42. № 4.
7. Aharonov V., Bohm D.//Phys. Rev. Ser. B. 1964. V. 134. No. 6.
8. Фок В. А.//УФН. 1965. Т. 86. С. 363.
9. Бом Д. Квантовая теория.— М.: Наука, 1962.
10. Брагинский В. Б., Назаренко В. С.//ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С. 1431.
11. Брагинский В. Б., Халили Ф. Я. Препринт физ. фак-та МГУ № 1/1986. Москва, 1986.
12. Додонов В. В., Манько В. И., Руденко В. Н.//ЖЭТФ, 1980. Т. 63. С. 881.
Менский М. Б.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 1326; Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 20. P. 384.
13. Zurek W.//Proc. of the Symposium in Honour of 90th Birth Day of L. de Broglie/Eds. S. Diner et al.— Dordrecht, Holland: Reidel, 1982.
14. Халили Ф. Я.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3 «Физика, астрономия». 1986. Т. 27. № 2. С. 19.
15. Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 296.
16. Thorne K. S. et al.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 667.
17. Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я.//Вестн. МГУ. Сер. 3 «Физика, астрономия». 1980.
18. Рапов В., Khalili F.//Gravitation 9: Conference Abstracts. 1980.— V. 2. P. 397.
19. Braginsky V. B.//Gravitational Radiation/Eds N. Deruelle, T. Piran— Amsterdam: North-Holland. 1983.— P. 387.
20. Johnson W., Bosko M.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 1184.
21. Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я.//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1340.
22. Unruh W.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 17. P. 1180.
23. Брагинский В. Б., Халили Ф. Я.//ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 1712.
24. Брагинский В. Б., Вятчанин С. П.//ДАН СССР. 1981. Т. 259. С. 570; 1982. Т. 264. С. 1136.
25. Milburn G. J., Walls D. F.//Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 28. P. 2065.
26. Imoto N., Haus H., Yamamoto Y.//Ibidem. 1985. V. 32. P. 2285.
27. Вятчанин С. П.//ДАН СССР. 1983. Т. 272. С. 342.
28. Воронцов Ю. И.//Ibidem. 1980. Т. 251. С. 1110; УФН. 1981. Т. 133. С. 351.
29. Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. Препринт физического факультета МГУ № 14/1984.— Москва. 1984.
30. Брагинский В. Б., Халили Ф. Я.//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1930.
31. Whitten M.//Bull. Math. Biol. 1982. V. 44. P. 689.
32. Feynman R.//Quantum Mechanical Computers: Preprint.— Caltech, 1984; перевод://УФН. 1986. Т. 149. С. 671.
33. Caves C. M.//Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 23. P. 1693.
34. Yuen H. P.//Quantum Optics, Experimental Gravitation/Eds P. Meystre, M. O. Scully — ASI. Ser. B. 1983. V. 94. P. 249.
35. Манько В. И., Малков О. О. Квантовые когерентные состояния.— М.: Наука. 1984.
36. Воронцов Ю. И., Колесов В. В.//Вестн. Моск. ун-та. 1978. Сер. 3 «Физика, астрономия». Т. 19. С. 14.

37. Yuen H.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 719.
38. Lynch R.//Ibidem. 1985. V. 54. P. 1599.
39. Wei-Tou N. Quantum Measurements and the Standard Quantum Limit: Univ. of Virginia Preprint.— 1985.
40. Schumaker B. L. Caltech, Ph. D. Thesis. 1984.
41. Caves C. M.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2465.
42. Брагинский В. Б., Халили Ф. Я.// Препринт физ. фак-та МГУ № 17/1985.— Москва, 1986.
43. Воронцов Ю. И.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3 «Физика, астрономия». 1985. Т. 26. С. 8.
44. Холево А. С. Вероятностные и статистические аспекты квантовой механики.— М.: Наука, 1980.
45. Брагинский В. Б., Митрофанов В. П., Панов В. И. Системы с малой диссипацией.— М.: Наука, 1981.
46. Багдасаров Х. С., Брагинский В. Б., Митрофанов В. П., Шиян В. С.//Вестн. МГУ. Сер. 3 «Физика, астрономия», 1977. № 9. С. 98.
47. Allen M. A., Farkas Z. D., Hogg N. A. et al.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. V. NS-18. P. 168.
48. Kneisel P., Stoltz O., Halbritter J.//Proc. of Applied Superconductivity Conference. Annapolls, Maryland.— IEEE Publ. No. 72. CHO. 682-5 Tabsc.— P. 657.
49. Drever R.//¹⁹. — P. 321.
50. Veitch P., Blair D. et al.//Proc. of LT-17 Conference./Eds V. Eckem, A. Schmid, W. Weber.— 1985.
51. Багдасаров Х. С., Брагинский В. Б., Зубнатов П. И.//Письма ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 57.
52. Брагинский В. Б., Багдасаров Х. С., Пльченко В. С.//Ibidem. 1985. Т. 11. С. 427.
53. Брагинский В. Б., Багдасаров Х. С., Пльченко В. С. Препринт физ. фак-та МГУ № 5/1986.— Москва, 1986.
54. Гуревич В. Л.//ФТТ. 1979. Т. 21. С. 3453.
55. Гуревич В. Л. Кинетика фоонных систем.— М.: Наука, 1980.
56. Thakoor S., Straayer D. M., Dick G. J., Mercereau J. E.//J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 854.
57. Stein S. R., Tugneure J. P. Atomic Masses, Fundamental Constant/Eds J. H. Sanders, A. H. Wapstra.— New York: Plenum Press 1976.— V. 5. P. 636.
58. Vessot R. F. C.//Proc. of the 3rd Marsel Grossmann Meeting on General Relativity/Ed. H. Ning.— Amsterdam: North-Holland, 1983.— P. 803.
59. Straayer D. M., Dick G. L., Tward E.//IEEE Trans. Magn. 1983. V. Mag-19. P. 311.
60. Лифшиц И. М., Каган Ю. М.//ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 385.
61. Braginsky V. B., Panov V. I.//IEEE Trans. Magn. 1979. V. Mag-15. P. 30.
62. Culter L. S., Giffard R. P., McGuire M. D.//Appl. Phys. Ser. B. 1985. V. 36. P. 137.
63. Гончаров А. Н., Скворцов М. Н., Чеботарев В. П.//КЭ. 1983. Т. 10. С. 2134.
64. Гольдорт В. Г. и др.//КЭ. 1985. Т. 12. С. 2176.
65. Davis M. M., Taylor J. H., Weisberg J. M., Basker D. C.//Nature. 1985. V. 315. P. 547.
66. Яковлев О. И. Распространение радиоволн в космосе.— М.: Наука, 1985.
67. Брагинский В. Б., Вятчанин С. П.//ЖЭТФ, 1978. Т. 74. С. 828.
68. Брагинский В. Б., Вятчанин С. П., Панов В. И.//ДАН СССР. 1979. Т. 247. С. 583.
69. Reasenberg R. D.//Phil. Trans. 1984. V. 310. P. 227.
70. Alley C. O.//³⁴.— P. 429.
71. Williams J. G. et al.//Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 551.
72. Shapiro J. I. et al.//Ibidem. P. 555.
73. Shoemaker D. et al.//Max-Planck Inst. für Quantenoptik Preprint Nr. 100.— Bonn, 1985.
74. Брагинский В. Б., Панов В. И., Попельнюк В. Д.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 423.
75. Панов В. И., Собынин А. А.//Ibidem. 1982. Т. 35. С. 329.
76. Гинзбург В. Л., Пятаевский Л. П.//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1240.
77. Паташинский А. З., Покровский В. А. Флуктуационная теория фазовых переходов.— М.: Наука, 1982.
78. Taylor J. H., McCulloch.//Ann. N. Y. Acad. Sci. 1980. V. 336. P. 442; Proc. of 11th Conference on General Relativity.— Cambridge: Cambr. Univ. Press, 1987.— P. 209.

79. Sources of Gravitational Radiation/Eds. L. Smarr et al.— Cambridge Univ. Press, 1979.
80. Thorne K. S.//Rev. Math. Phys. 1980. V. 52. P. 285.
81. Григорьев Д. Ю., Дерягин Д. В., Рубаков В. А., Сажин М. В.//Астрон. цирку. 1986. № 1471.
82. Boughn S. P., Fairbank W. M., Giffard R. P., Hollenhorst J. N. et al.//Astrophys. J. 1982. V. 261. P. L19.
83. Spetz C. W., Mann A. G., Hamilton W. O., Oelfke W. C.//Phys. Lett. 1984. V. 104. P. 335.
84. Owa S., Tsubona K., Kirakawa H.//Japan. J. Appl. Phys. 1983. V. 22. P. 1452.
85. Amaldi E., Bonifazi P., Bronzini F. et al.//Nuovo Cimento. 1984. V. 70. P. 338.
86. Bosko M. F., Narici L., Douglass D. H., Johnson W. W.//Phys. Lett. Ser. A. 1983. V. 97. P. 259.
87. Velth P. J., Blair O. G., Buckingham M. J.//⁵⁰.
88. Davis W., Richard J.-P.//Phys. Rev. Ser. D. 1980. V. 22. P. 2297.
89. Brillet A.//Ann. de Phys. 1985. V. 10. P. 219.
90. Faller J. E. et al.//Proc. of Collected Kilometric Optical Arrays in Space: ESA SP-226.— 1985.— P. 157.
91. Брагинский В. Б., Герценштейн М. Е.//Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 348.
92. Hellings R.//Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 23. P. 832; 19.— P. 485.
93. Bertotti B., Carr B. J.//Astrophys. J. 1980. V. 236. P. 1000.
94. Сажин М. В.//Астрон. цирку. 1978. № 1002.
95. Cerdonio M., Vitale S.//Nuovo Cimento. Ser. B. 1982. V. 67. P. 185.
96. Braginsky V. B., Thorne K. S.//Nature. 1985. V. 316. P. 610.
97. Брагинский В. Б., Гусев А. В., Митрофанов В. П., Руденко В. Н., Якимов В. Н.//УФН. 1985. Т. 147. С. 422.
98. Зельдович Я. Б., Полнарев А. Г.//Астрон. ж. 1974. Т. 51. С. 30.
99. Брагинский В. Б., Грищук Л. П.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 744.
100. Braginsky V. B., Thorne K. S., Preprint of Caltech GRP-077.— 1986.
101. Will C. Theory and Experiment in Gravitational Physics.— Cambr. Univ. Press, 1981.
102. Will C.//Relativity in Celestial Mechanics and Astrometry.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1986.— P. 355.
103. Dirac P. A. M.//Nature. 1937. V. 139. P. 323.
104. Krasinsky G. A. et al.//¹⁰².— P. 315.
105. Hoskins G. K., Newman R. D., Spero R., Schultz J.//Phys. Rev. Ser. D. 1985. V. 32. P. 3084.
106. Chen Y. T., Cook A. H., Metherell A. J. F.//Proc. Roy. Soc., London Ser. A. 1984. V. 394. P. 47.
107. Kuroda K., Hirakawa H.//Phys. Rev. Ser. D. 1985. V. 32. P. 342.
108. Stacey F. D., Tuck G. J.//Nature. 1981. V. 292. P. 230.
109. Cavasini V. et al.//Phys. Lett. Ser. A. 1986. V. 116. P. 157.
110. Glashow S. L. The Fifth Force: Rep. at 1986 Moriond Workshop on Neutrino Masses. Tignes, France.
111. Fischbach E. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 3.
112. Шварцман В. Ф. и др.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 224.
113. Руденко В. Н.//УФН. 1978. Т. 126. С. 361.
114. Fairbank W. M. et al.//Abstract of the Contr. papers of 11th Conference on General Relativity. Stockholm. July 6—12. 1986.
115. Reasenberg R. D., Shapiro I. I.//Acta Astronaut. 1982. V. 9. P. 103.
116. Levenson M. D. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 2473.
117. Yamamoto Y. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 33. P. 3243.