

ANNUS MIRABILIS*ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ**Развитие методов квантовых измерений****(методические заметки о части научного наследия А. Эйнштейна)**

В.Б. Брагинский

Кратко изложена история развития косвенных квантовых измерений. Приведены примеры существования значительных резервов чувствительности в разных случаях квантовых измерений.

PACS numbers: 01.70.+w, 03.65.Ta, 42.50.Xa, 04.80.Nn

Содержание

1. Историческое предисловие (621).
 2. Квантовые неразрушающие измерения и диспут Бор–Эйнштейн (622).
 3. Потенциальные резервы чувствительности в квантовых неразрушающих измерениях наблюдаемых макроскопических объектов (624).
 4. Заключение (626).
- Список литературы (627).

1. Историческое предисловие

В этом (2005) году отмечается столетие первых публикаций А. Эйнштейна — двух статей о специальной теории относительности и статьи о фотоэффекте. Это есть естественная дань уважения вкладу выдающегося ученого в современную физику. Создание специальной и общей теории относительности (ОТО) обычно рассматривается как самое важное из научного наследия А. Эйнштейна. Такая точка зрения в известной степени затеняет его пионерскую работу о фотоэффекте [1]. Формулировка Нобелевского комитета ("Премия за 1921 год профессору А. Эйнштейну, Берлин, за служение

* Напоминаем читателям, что, как было указано в январском номере *УФН* (т. 175, с. 40), в течение 2005 года редакция *УФН* планирует отражать на своих страницах празднование Всемирного года физики. Соответствующие материалы будут помещаться в различных разделах *УФН* с подзаголовком *ANNUS MIRABILIS*. (Примеч. ред.)

В.Б. Брагинский. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация
Тел. (095) 939-55-65
Факс (095) 932-88-20
E-mail: brag@hbar.phys.msu.ru

Статья поступила 16 февраля 2005 г.

Теоретической физике и, в особенности за открытие закона фотоэлектрического эффекта") подчеркивает значимость этой работы. По моему мнению, эта работа есть первое описание (предсказание) квантового измерения.

В параграфе 8 статьи [1] А. Эйнштейн следующим образом формулирует эвристическую точку зрения:

"В поверхностный слой тела проникают кванты, и энергия их, по крайней мере, частично превращается в кинетическую энергию электронов. Простейший случай — когда один световой квант отдает *всю* свою энергию одному электрону; мы будем предполагать, что это происходит в действительности. Кроме того, мы предполагаем, что каждый электрон, покидая тело, должен совершить некоторую работу *A* (характерную для данного тела).

... Кинетическая энергия этих электронов равна:

$$\frac{m_e v_e^2}{2} = \hbar\omega - A. \quad (1)$$

Уравнение (1) здесь представлено так, как его пишут в учебниках более 60 лет. Студент физического факультета университета справедливо скажет, что это есть закон сохранения энергии для случая коллапса волновой функции фотона вблизи поверхности твердого тела при взаимодействии фотона с электроном. Уравнение (1) позволяет экспериментатору узнать (оценить), используя измерение скорости электрона v_e , величину энергии $\hbar\omega$, которой фотон обладал до гибели (коллапса). Это же уравнение предсказывает существование красной границы фотоэффекта. Такие границы для разных тел были обнаружены практически сразу после опубликования статьи [1].

Начатое М. Планком и А. Эйнштейном создание квантовой картины мира продолжается уже более ста лет и, по моему мнению, до завершения этой работы еще далеко (если завершение вообще возможно). Интересно отметить, как относительно медленно, с ретроспективной точки зрения, сообщество физиков приходило к пониманию, что происходит при простейших квантовых взаимодействиях (измерениях), в которых "участвуют"

фотон и, например, электрон. Через 17 лет после публикации [1] в 1922 г. А. Комптон [2] открыл, что при этом взаимодействии фотон может "выжить" (потеряв часть своей энергии), а для фотона и электрона сохраняются и сумма энергий, и векторная сумма импульсов. Это открытие произошло через 9 лет после опубликования работы Н. Бора [3], в которой ему удалось объяснить основные особенности спектра излучения водородоподобного атома. Через 30 лет после создания В. Гейзенбергом, Э. Шрёдингером, П. А. М. Дираком теоретических основ квантовой теории Р. Мёссбауэр (в 1958 г.) открыл, что при излучении или поглощении фотона ядром атома в обмен импульсами может быть вовлечено много соседних ядер атомов в твердом теле.

В середине 50-х годов прошлого столетия возникло важное для квантовых измерений направление исследований. Цель их состояла (и состоит) в том, чтобы определить, каковы могут быть свойства групп (ансамблей) фотонов и как такие группы готовить. За два года до открытия Р. Мёссбауэра экспериментаторы Р. Ханбери Браун и Р. Твисс [4, 5] обнаружили, что фотоны из одного источника могут быть коррелированы. В это же время Н. Басов, А. Прохоров и Ч. Таунс создали качественно новый вид стандарта часов — сверхвысокочастотный (СВЧ) автогенератор на молекулах аммиака (мазер), основанный на эффекте стимулированной эмиссии фотонов. Спустя пять лет Т. Мэйман создал такой же автогенератор, но в оптическом диапазоне (лазер). В лазерах и лазерах большие группы фотонов находятся в квантовом когерентном состоянии. Сейчас лазеры и мазеры самого разнообразного вида широко используются во многих областях физических исследований, а также в технике. Необходимо отметить, что основой мазеров и лазеров является предсказанный А. Эйнштейном в 1916 г. эффект [6], заключающийся в том, что при стимулированном излучении атом порождает фотон, являющийся "дубликатом" исходного (стимулирующего).

В течение трех последних десятилетий прошлого века физики — члены сообществ квантовой оптики и квантовой электроники — предсказали и открыли несколько видов квантовых состояний групп фотонов, которые существенно отличаются от когерентных. В частности, были открыты так называемые сжатые состояния (например, сжатые по фазе либо сжатые по энергии или по одной из квадратурных амплитуд). В этих состояниях одна из наблюдаемых приготовлена с неопределенностью меньшей, чем в когерентном состоянии, а другая, сопряженная с первой, — с большей неопределенностью. Сжатые по энергии состояния часто также называются фоковскими. Кроме этих состояний были открыты и другие, например, такие, в которых фотоны сгруппированы или разгруппированы в пространстве, а также некоторые экзотические состояния, например, у которых в ансамбле фотоны частотно антикоррелированы. Описание значительной части таких квантовых состояний уже появилось в современных учебниках (см., например, [7, 8]).

В этих заметках автор не ставил перед собой задачу описать все возможные виды квантовых измерений, в которых используются фотоны (например, такие, в которых фотоны взаимодействуют с атомом или молекулой) или квантовые измерители (начавшиеся со счетчика Гейгера и камеры Вильсона), которые позволили

открыть мир элементарных частиц. Цель заметок (по существу, весьма ограниченная) — описать достижения и некоторые перспективы квантовых измерений, в которых объектом является макроскопическое тело, а задача состоит в измерении одной (или нескольких) наблюдаемых этого тела с помощью групп фотонов в косвенном квантовом измерении. В кратком обзоре [9] на нескольких примерах уже было отмечено наличие весьма значительных резервов чувствительности в разнообразных квантовых измерениях. Предлагаемые читателю заметки можно рассматривать как продолжение обзора [9].

2. Квантовые неразрушающие измерения и диспут Бор – Эйнштейн

Несложный расчет [10], выполненный в 1967 г., указал на существование квантовых пределов чувствительности при измерениях наблюдаемых макроскопического осциллятора. В рассмотренном примере масса осциллятора (или часть его) — это одно из двух зеркал (второе зеркало — неподвижное) оптического резонатора Фабри–Перо (ФП). При когерентной накачке резонатора с частотой, близкой к резонансной, этот оптический измеритель позволяет регистрировать малые изменения координаты массы по изменению мощности, прошедшей через резонатор. В расчете [10] показано, что если нужно измерить переменную силу $F(t) = F_0 \sin \omega_m t$, действующую на осциллятор с частотой ω_m , равной его резонансной частоте, в течение интервала времени $\tau > 2\pi\omega_m^{-1}$, то наименьшая обнаруживаемая величина F_0 равна

$$(F_0)_{\min} \simeq \frac{2}{\tau} \sqrt{\hbar m \omega_m}, \quad (2)$$

где m — масса осциллятора.

Происхождение предела (2) есть следствие того, что фотон, покидая ФП-резонатор и "унося" информацию о координате массы, одновременно передает массе импульс. Расчет показал, что предел (2) достигим только при оптимальной мощности накачки W_{opt} (которая не зависит от \hbar , но зависит от τ , m и оптических параметров ФП-резонатора).

Аналогичные расчеты [11] показали, что для свободной массы m с помощью такого же способа измерений нельзя измерить ее импульс точнее, чем

$$\Delta P \geq \sqrt{\frac{\hbar m}{2\tau}}. \quad (3)$$

При этом неопределенность координаты x массы будет не менее

$$\Delta x \geq \sqrt{\frac{\hbar \tau}{2m}}. \quad (4)$$

Из простого анализа [11] также следует, что появление пределов чувствительности (2)–(4) можно получить и из соотношений неопределенностей Гейзенберга, если учесть конечность времени измерения τ и то, что в измерениях прибор регистрирует координату. По предложению К. Торна такие пределы принято называть Стандартными квантовыми пределами (СКП).

Эти пределы есть и в электромагнитном резонаторе, если измеритель регистрирует координату (напряжен-

ность поля). Таким образом, существует "семейство" СКП.

Решение задачи: как сделать квантовый измеритель, обеспечивающий чувствительность лучше, чем СКП, было найдено сравнительно быстро после публикации [10]. Было предложено несколько вариантов для механических систем и электромагнитных резонаторов [12–15], предназначенных для измерения наблюдаемых, которым соответствуют интегралы движения [16], т.е. не координаты. Самый простой пример — энергию в электромагнитном резонаторе, не уничтожая (не разрушая) находящихся в нем фотонов, можно измерить, регистрируя вызванное пондеромоторной силой смещение одной из его стенок (которая должна быть подвижной). Это смещение пропорционально энергии [12]. В реальном опыте удобно использовать два резонатора (сигнальный и измерительный), у которых электромагнитные поля частично перекрываются в диэлектрике с ненулевой кубической нелинейностью [17]. В этом случае сдвиг собственной частоты в измерительном резонаторе пропорционален энергии в сигнальном. Такие измерения принято называть квантовыми неразрушающими (КНИ).

Предложенные схемы КНИ [12–15, 17] привлекли внимание физиков из сообщества квантовой оптики, и в нескольких группах КНИ были успешно продемонстрированы в оптическом диапазоне (см. обзор [18]). В этих опытах разрешение было в несколько раз лучше, чем СКП. Еще более впечатляющим являлся результат, достигнутый С. Арошем и его коллегами: ими был реализован счетчик единичных (!) СВЧ-фотонов, в котором фотоны не гибли (как в фотоэлектрическом эффекте) [19]. Квантовые неразрушающие измерения с макроскопическими механическими объектами пока еще не осуществлены, хотя опубликовано довольно много анализов различных схем экспериментов (о них будет рассказано более подробно в разделе 3).

Общеизвестно, что между Н. Бором и А. Эйнштейном в течение многих лет продолжался диспут о достижимой точности в квантовых измерениях. В основном этот диспут был посвящен известному соотношению ошибки измерения энергии $\Delta\mathcal{E}$ за интервал времени τ :

$$\Delta\mathcal{E}\tau \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (5)$$

Ученые, занимающиеся историей физики, обычно заключают, что в этом диспуте Н. Бор всегда находил аргументы, подтверждающие его правоту. В 1949 г. Н. Бор опубликовал довольно подробную статью [20] с примером мысленного (!) эксперимента, в котором соотношение (5) заведомо выполняется. Он предложил положить на чашу весов (на Земле) электромагнитный резонатор и измерять в течение конечного интервала времени τ (пока фотоны находятся в резонаторе) величину импульса $P_y = \mathcal{E}g\tau c^{-2}$, который сообщает чаше в вертикальном направлении вес энергии фотонов \mathcal{E} (g — земное ускорение свободного падения). Тогда ошибка измерения энергии $\Delta\mathcal{E} = c^2(gt)^{-1}\Delta P_y$. Но измерение P_y неизбежно приведет к неопределенности вертикальной координаты $\Delta y = \hbar(2\Delta P_y)^{-1}$. А так как частота фотонов (колебаний в электромагнитном резонаторе) в гравитационном поле зависит от гравитационного потенциала (предсказание ОТО А. Эйнштейна!), то нетрудно видеть, что формула (5) выполняется (см. также [21]). Последнее

обстоятельство, по-видимому, было для Н. Бора дополнительным аргументом.

Уместно отметить, что схема измерения электромагнитной энергии в резонаторе по изменению веса — это, по существу, КНИ энергии, на что Н. Бор, вероятно, не обратил внимания.

Более важное обстоятельство: вполне возможна другая процедура измерения, также основанная на КНИ, которая не приводит к формуле (5) [22]. Из формулы (3) следует, что если измерить \mathcal{E} свободной массы m по величине импульса P (т.е. измерить кинетическую энергию), используя координатный измеритель, то погрешность $\Delta\mathcal{E}$ будет равна:

$$\Delta\mathcal{E}_{\text{СКП}} = \frac{(\Delta P)^2}{2m} = \frac{\hbar m}{2\tau} \frac{1}{m} = \frac{\hbar}{2\tau}, \quad (6)$$

иными словами, получаем результат (5).

Однако, если использовать КНИ для измерения P , то можно достигнуть разрешения

$$\Delta P_{\text{КНИ}} = \xi \Delta P_{\text{СКП}} = \xi \sqrt{\frac{\hbar m}{2\tau}}, \quad (7)$$

где ξ может быть много меньше единицы.

Соответственно, величина кинетической энергии $\mathcal{E}_{\text{кин}}$ у свободной массы будет определена с погрешностью

$$\Delta\mathcal{E}_{\text{КНИ}} = \xi^2 \frac{\hbar}{2\tau}. \quad (8)$$

Иными словами, для этой второй процедуры измерения правило Н. Бора (5) не выполняется. "Платой" за такой выигрыш в чувствительности будет дополнительная неопределенность координаты массы, которая тем больше, чем меньше выбранная ξ :

$$\Delta x = \frac{1}{\xi} \sqrt{\frac{\hbar\tau}{2m}}. \quad (9)$$

На рисунке 1 изображена схема измерения горизонтальной скорости v свободной массы m , которая представляет собой небольшой оптический ФП-резонатор. Резонансная частота резонатора точно равна частоте лазера накачки. Отметим, что в нерелятивистском случае v и P одинаково являются КНИ-наблюдаемыми. Резонатор помещен в одно из плеч интерферометра Маха–Цандера. Очевидно, что отклик интерферометра на положение ФП-резонатора внутри интервала ab строго равен нулю при $v = 0$. (Частота отсчетов детекторов D_1 и D_2 неизменна.) Если же масса (т.е. ФП-резонатор) движется со скоростью v , то между "плечами" интерферометра

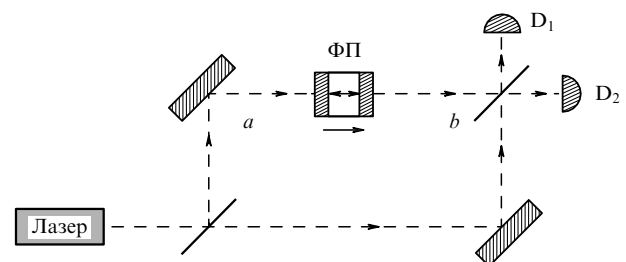


Рис. 1. Схема измерения горизонтальной скорости свободной массы.

возникает сдвиг фаз

$$\Delta\varphi = \frac{v}{c} Q_{\text{FP}}, \quad (10)$$

где Q_{FP} — добротность ФП-резонатора. Этот сдвиг фаз может быть обнаружен по разности отсчетов детекторов D_1 и D_2 . Точный расчет этой схемы измерений [23] дает следующую величину для мощности лазера $W_{\text{СКП}}$, необходимую для достижения $v_{\text{СКП}}$:

$$W_{\text{СКП}} = \frac{mc^2\omega_{\text{opt}}}{16\pi Q_{\text{FP}}^2} \simeq 4 \times 10^{12} \text{ эрг с}^{-1} \times \frac{m}{1 \text{ г}} \times \left(\frac{\omega_{\text{opt}}}{2 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}} \right) \times \left(\frac{Q_{\text{FP}}}{10^{11}} \right)^{-2}. \quad (11)$$

В этой численной оценке сделано предположение, что размер m составляет около 1 см, а зеркала ФП-резонатора имеют лучшую достигнутую на сегодня отражательную способность: $(1 - R) = 10^{-6}$. Нужно отметить, что к этой схеме требуется небольшое "дополнение": пролет фотонов через ФП-резонатор сообщает его массе небольшой импульс и соответственно скорость, которая должна быть учтена или скомпенсирована.

Если потребовать, чтобы такая измерительная схема позволила измерить $v_{\text{КНИ}} \simeq 0,1 v_{\text{СКП}}$, то необходимо либо увеличить W на два порядка, либо иметь в распоряжении зеркала с $(1 - R) = 10^{-7}$. Кроме этих весьма жестких условий есть и добавочные, тоже жесткие требования к добротности внутренних механических мод колебаний ФП-резонатора (чтобы подавить флуктуации фазы оптического луча, вызванные тепловыми броуновскими колебаниями зеркал) (см. также [24]).

Резюмируя обсуждение этой схемы измерений, следует заключить, что при современном технологическом уровне эта схема может рассматриваться только как описание мысленного эксперимента. В разделе 3 будут рассмотрены схемы, существенно более близкие к реализации.

Подводя итог изложенному выше, можно сказать, что диспут Бор–Эйнштейн закончился ничьей: во многих процедурах измерений правило (5) действительно существует, однако есть и такие процедуры измерений, для которых оно несправедливо.

3. Потенциальные резервы чувствительности в квантовых неразрушающих измерениях наблюдаемых макроскопических объектов

Как известно, А. Эйнштейн опубликовал ОТО в 1916 г. [25]. Два года позже он открыл существование одного из решений ОТО — гравитационных волн, которые излучаются при переменных ускорениях масс [26]. В наземных лабораторных условиях это излучение весьма слабое. Во второй половине 50-х годов прошлого века Дж. Вебер [27] сформулировал задачу: создать в наземной лаборатории антенну, способную обнаружить всплески гравитационных волн от очень мощных астрофизических катастроф (в которых несколько процентов от полной энергии звезды или звезд — mc^2 — превращаются во всплеск гравитационного излучения). Такие катастрофы даже в одной галактике — нечастые события. Поэтому их следует ожидать на Земле относительно редко (раз в месяц с расстояний, превышающих десятки мегапарсек). Гравитационная волна (волна поперечного

градиента ускорений, создаваемого возмущением метрики с амплитудой h) порождает переменную силу F_{grav} , действующую на одну пробную массу m относительно другой пробной массы, удаленной от первой на расстояние L :

$$F_{\text{grav}} = \frac{1}{2} h L m \omega_{\text{grav}}^2, \quad (12)$$

где ω_{grav} — частота гравитационной волны.

В 1962 г. М.Е. Герценштейн и В.И. Пустовойт [28] предложили в качестве пробных масс такой антенны использовать два свободно подвешенных зеркала оптического ФП-резонатора, который можно применять для измерений малых колебаний одного зеркала относительно другого, вызванных силой F_{grav} . Амплитуда этих колебаний

$$\Delta L = \frac{1}{2} h L. \quad (13)$$

Этот принцип лежит в основе нескольких так называемых лазерных гравитационно-волновых антенн (LIGO, VIRGO, Geo-600, TAMA). Предварительные лабораторные эксперименты на моделях антенн начались в середине 70-х годов XX века. В настоящее время в одной из двух антенн LIGO ($m = 2 \times 10^4$ г, $L = 4 \times 10^5$ см, для $\omega_{\text{grav}} \simeq 10^3$ рад с^{-1}) достигнута чувствительность $h \simeq 10^{-21}$, которой достаточно для обнаружения всплеска гравитационного излучения от слияния двух нейтронных звезд на расстоянии около 10 Мпк от нашей Галактики (см. два последних обзора [29, 30]).

В течение ближайших пяти лет планируется замена ключевых элементов LIGO (зеркал, их подвески и систем изоляции от внутренних и внешних шумов, а также лазера накачки) с целью достигнуть $h \simeq 10^{-22}$. Эта последняя величина близка к СКП для h :

$$h_{\text{СКП}} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{8\hbar}{m\omega_{\text{grav}}^2\tau}} \simeq 2 \times 10^{-23} \times \left(\frac{m}{10^4 \text{ г}} \right)^{-1/2} \times \left(\frac{\omega_{\text{grav}}}{10^3 \text{ с}^{-1}} \right)^{-1} \times \left(\frac{L}{4 \times 10^5 \text{ см}} \right)^{-1} \times \left(\frac{\tau}{10^{-2} \text{ с}} \right)^{-1/2}. \quad (14)$$

В этом разделе приведены несколько аргументов в пользу возможности уменьшить порог обнаружимой величины h и, в частности, превзойти $h_{\text{СКП}}$. Как будет ясно из изложенного ниже, для этого необходимо существенно уменьшить диссипацию как в механических частях антенны (зеркалах и их подвесах), так и в оптических элементах измерителя.

Исходный (простейший) пример — это требование к качеству изоляции центра массы зеркала от внешнего термостата, который, согласно флуктуационно-диссипационной теореме, является источником флуктуационной силы F_{therm} , пропорциональной коэффициенту трения. Иными словами, нужно, чтобы трение в подвесе было настолько мало, чтобы выполнялось условие $F_{\text{grav}} > F_{\text{therm}}$. Если рассматривать зеркало как точечную массу, то для достижения $F_{\text{grav}} = F_{\text{СКП}}$ необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\frac{2kT}{\omega_{\text{grav}}^2\tau_M^*} < \hbar, \quad (15)$$

где $\tau_M^* = m k_{\text{fr}}^{-1}$ — время механической релаксации, k_{fr} — коэффициент трения.

Около 10 лет назад моим коллегам, В.П. Митрофанову и К.В. Токмакову, удалось достигнуть величины τ_M^* , большей 5 лет. Для температуры $T = 300$ К (!) и $\omega_{\text{grav}} \simeq 10^3 \text{ с}^{-1}$ такой величины τ_M^* достаточно, чтобы выполнить условие (15) и иметь "резерв" порядка фактора 2 по отношению к $h_{\text{СКП}}$ (см. формулу (14)). Детальное описание этих исследований можно найти в обзоре [29] и цитируемых там публикациях.

Такое же происхождение имеют и требования к добротностям Q_M внутренних механических степеней свободы зеркала (само зеркало представляет собой термостат). Расчеты (которые здесь опущены) показывают, что для достижения чувствительности, превосходящей $h_{\text{СКП}}$, необходимо, чтобы Q_M превышало 10^8 . Это было осуществлено недавно группой исследователей [31], которые использовали для изготовления моделей зеркал плавленый кварц высокой чистоты. Нужно отметить, что этот нетривиальный результат был получен без "подсказки" со стороны теории диссипации в твердых телах. Единственной известной фундаментальной "преградой" для увеличения Q_M механических осцилляторов является модель Г. Бартона [32], в которой источник диссипации — нулевые колебания электромагнитного вакуума. Однако предсказанная величина Q_M в этой модели порядка 10^{60} .

Измерительная система, которая используется в работающих сейчас двух антеннах LIGO, по существу, — обычный оптический ФП-резонатор, который позволяет детектировать малые относительные колебания координат зеркал (с амплитудой $\Delta L \simeq 2 \times 10^{-16}$ см на частотах в диапазоне 50–1000 Гц). То есть — это координатный измеритель и, следовательно, его чувствительность не может в принципе превышать $h_{\text{СКП}}$. В новом варианте, о котором упоминалось выше и который "вступит в строй" через пять лет, принципиальных изменений не планируется, будут только увеличены мощность лазера и время релаксации в основном резонаторе. Таким образом, в этом случае чувствительность будет на порядок лучше теперешней, но по-прежнему меньше, чем $h_{\text{СКП}}$.

К настоящему времени несколько групп исследователей уже разработали различные варианты схем квантовых "считывающих" измерителей для третьего этапа LIGO, которые позволяют получить чувствительность лучше, чем $h_{\text{СКП}}$. В одной из таких схем, разработанной К.С. Торном и моими коллегами из МГУ [33], предложена и проанализирована схема КНИ скорости одного из зеркал. В этой схеме предлагается использовать два связанных СВЧ-резонатора, основанных на кольцевых резонаторах типа "шепчущая галерея", изготовленных из монокристаллов Al_2O_3 . При этом необходимо охлаждение до $T = 1$ К, при которой добротность должна быть около $Q_{\text{СВЧ}} \simeq 5 \times 10^9$. В этом случае расчет показывает, что можно достигнуть чувствительности $h \simeq h_{\text{СКП}}/3$. Существенно, что такая высокая добротность (т.е. малая диссипация) позволяет использовать малую мощность накачки и, следовательно, применять криогенную технологию. Напомним, что реализация такой или подобной схемы позволит не только повысить чувствительность гравитационных антенн, но и осуществить эксперимент, который упоминался в разделе 2 в связи с диспутом Бор–Эйнштейн.

В модернизируемом варианте LIGO планируется величина коэффициента отражения зеркал $(1-R) = 10^{-5}$. При добавлении дополнительных зеркал время релаксации в основной оптической моде составит $\tau^* \simeq 1$ с. При этом условии полная накопленная в основной моде энергия $\mathcal{E} \simeq 4 \times 10^8$ эрг (т.е. около $N \simeq 2 \times 10^{20}$ фотонов). Такое большое количество фотонов необходимо потому, что ожидаемой чувствительности $h \simeq 10^{-22}$ соответствует сдвиг фазы 4×10^{-10} рад, а в резонаторе накоплен "ансамбль" фотонов в когерентном состоянии, у которого неопределенность фазы $\Delta\varphi \simeq (N)^{-1/2}$. Нужно отметить, что собственно при измерении гибнет (как в фотоэлектрическом эффекте А. Эйнштейна) относительно небольшая часть общего числа фотонов (так как режим работы интерферометра близок к режиму "темного поля"). Таким образом, практически все 2×10^{20} фотонов проходят, а используется (гибнет) лишь около 10^{10} .

Ясно, что увеличивать дальше \mathcal{E} и N с тем, чтобы превзойти $h_{\text{СКП}}$, не имеет смысла. Одно из возможных препятствий — лазерный пробой: для приведенной величины \mathcal{E} и выбранного размера каустики моды напряженность электрического поля $E \simeq 4 \times 10^3 \text{ В см}^{-1}$ (это значение не слишком далеко от характерной для лазерного пробоя величины 10^6 В см^{-1}).

Существует и другой подход к решению этой проблемы: использовать КНИ и сжатое по фазе оптическое поле. В этом случае предельной "сжатости" соответствует неопределенность фазы $\Delta\varphi = (2N)^{-1}$ [34–37]. И вместо $N \simeq 2 \times 10^{20}$ необходимо только $N \simeq 10^9$ фотонов, т.е. "расходы" на оптическую энергию можно уменьшить в принципе на 11 порядков (!).

Однако существует проблема, которую необходимо решить, чтобы получить такой выигрыш (экономия) в энергии: в предельно сжатом по фазе квантовом состоянии потеря единственного фотона приводит к возмущению фазы оставшихся фотонов на величину, примерно равную $(2N)^{-1}$. Отсюда следует, что если выбранное в гравитационно-волновой антенне время измерения $\tau \simeq 10^{-2}$ с, то время релаксации ФП-резонатора $\tau_{\text{ФР}}^*$ должно быть

$$\tau_{\text{ФР}}^* \simeq \tau N \simeq 10^{-2} \text{ с} \times 10^9 \simeq 10^7 \text{ с}. \quad (16)$$

Лучшие многослойные диэлектрические покрытия оптических зеркал, находящихся в распоряжении экспериментаторов, имеют $(1-R) \leq 10^{-6}$. Этой величине соответствует $\tau_{\text{ФР}}^* \simeq 10^1$ с для LIGO. По мнению одного из разработчиков таких покрытий, Ж.М. Маковского [38], в ближайшее время вполне можно ожидать создания зеркал с $(1-R) \simeq 10^{-9}$. Последняя величина должна обеспечить $\tau_{\text{ФР}}^* \simeq 10^4$ с. Иными словами, до предельно сжатого по фазе состояния "не хватает" трех порядков. Однако и менее сжатое по фазе состояние сулит выигрыш в затрате энергии на много порядков.

По моему мнению, значительно более важная задача для экспериментаторов: придумать метод, позволяющий создать предельно сжатое по фазе состояние электромагнитного поля в ФП-резонаторе. В качестве примера можно упомянуть схему сжатия по фазе для механического осциллятора [34]. Эта схема (рис. 2) основана на использовании принципа "нуль-детектора". Если координата массы осциллятора отличается от $x = 0$ на величину $\Delta x_{\text{ДА}}$, значительно меньшую $\Delta x_{\text{СКП}}$, то

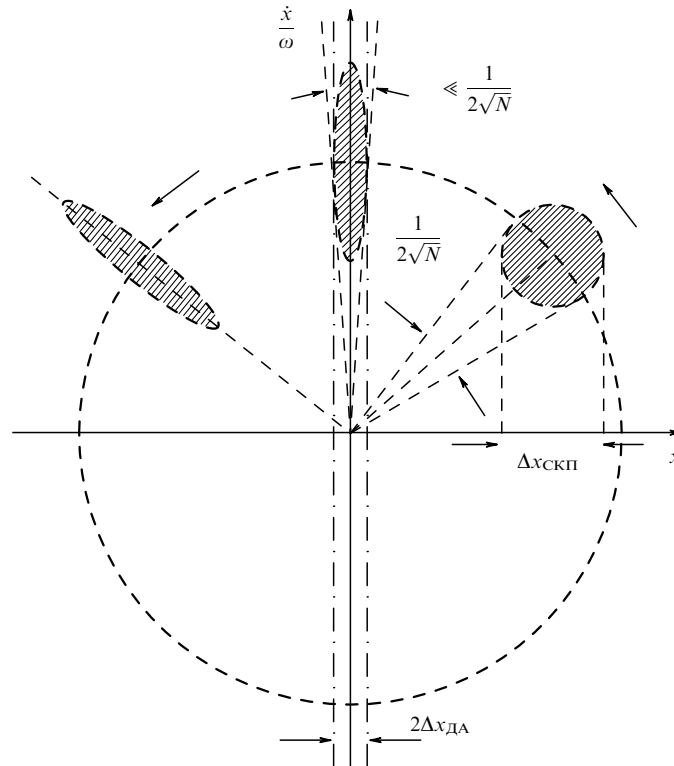


Рис. 2. Схема сжатия по фазе для механического осциллятора.

детектор должен давать сигнал "ДА". Для всех других величин x детектор должен давать сигнал "НЕТ". Это можно реализовать, используя ФП-резонатор с малой величиной $(1 - R)$ и нанограммовой массой m (массой зеркала):

$$\Delta x_{\text{СКП}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_M}} = \sqrt{\frac{10^{-27}}{2 \times 10^{-9} \times 1}} \text{ см} \simeq 7 \times 10^{-10} \text{ см},$$

$$\Delta x_{\text{ДА}} = \frac{\lambda(1 - R)}{2\pi} = \frac{6 \times 10^{-5} \times 10^{-6}}{2\pi} \text{ см} \simeq 1 \times 10^{-11} \text{ см}. \quad (17)$$

При выбранных λ , m и ω_M можно достигнуть коэффициента сжатия по фазе около 70. На рисунке 2 показано, как изначально когерентное квантовое состояние превращается в сжатое по фазе. Очевидно, что динамический диапазон для координаты x составляет $\lambda/4 \simeq 1,5 \times 10^{-5}$ см. Таким образом, экспериментаторам "осталось лишь" найти способ, как перенести принцип приготовления сильно сжатого по фазе состояния из механики в оптику.

Приведенные выше примеры не исчерпывают весь список разнообразных предложений, реализация которых может помочь решить задачу преодоления "порога" $h_{\text{СКП}}$. Считаю необходимым упомянуть лишь один элегантный принцип, предложенный Ф.Я. Халили [39]. Оказывается, что можно, добавив к основным зеркалам антенны еще одно, относительно легкое, используя механическую жесткость оптического (пондеромоторного) происхождения, получить "оптический рычаг": малое зеркало будет откликаться на волну с амплитудой, большей, чем $hL/2$ (см. подробнее [39]).

4. Заключение

По существу, выше было представлено лишь краткое описание развития только одного направления квантовых измерений, начало которым было заложено работой А. Эйнштейна [1]. "Конечная цель" этого направления — обнаружить всплески гравитационного излучения (также предсказанного А. Эйнштейном [26]). Достижение этой цели будет означать открытие нового канала астрофизической информации, который заведомо приведет к обнаружению новых физических сущностей (см., например, обзор К.С. Торна [40]).

Уместно отметить, что квантовые неразрушающие измерения не единственно возможные, которые позволяют превзойти СКП. Недавно С.П. Вятчанин предложил новый принцип квантовых вариационных измерений [41], с помощью которых также можно превзойти СКП.

Косвенные квантовые измерения с использованием групп фотонов в качестве "пробного инструмента" также не являются единственно возможными. Так, например, относительно недавно Э. Карлссон и С. Ловеси успешно реализовали в опытах по рассеянию связанные состояния нейтронов с изотопами водорода (при времени жизни $10^{-15} - 10^{-16}$ с) ([42], см. также [43]).

Недавно Ф. Краусс и его коллеги [44] из института квантовой оптики в Гархинге разработали методику, позволяющую "сжимать" оптические импульсы до длительности в несколько фемтосекунд ($1 \text{ фс} = 10^{-15}$ с). В таких импульсах даже при скромной полной энергии $\simeq 10^5$ эрг амплитуда электрического поля превышает напряженности электрического поля внутри атома. При столкновении с такими импульсами струя атомов становится источником коротких (в несколько аттосекунд (10^{-18} с)) импульсов рентгеновского излучения. Отме-

тим, что такие оптические импульсы позволили реализовать настольный ускоритель протонов с энергией 100 МэВ.

"Расстояние" между достигнутой величиной разрешения во времени 10^{-18} с и планковским интервалом времени $\tau_{\text{Pl}} = \sqrt{\hbar G/c^5} = 5 \times 10^{-44}$ с может, по-видимому, служить оценкой "размера области" исследований для физиков следующих поколений, увлеченных проблемой квантовых измерений, которую им предстоит освоить.

Список литературы

- Einstein A *Ann. Phys.* (Leipzig) **17** 132 (1905)
- Compton A H *Phys. Rev.* **21** 483 (1923)
- Bohr N *Philos. Mag.* **26** 1 (1913)
- Hanbury Brown R, Twiss R Q *Nature* **177** 27 (1956)
- Hanbury Brown R, Twiss R Q *Nature* **178** 1046 (1956)
- Einstein A *Verhandl. Deutsch. Phys. Ges.* **18** 318 (1916)
- Auletta G *Foundations and Interpretation of Quantum Mechanics* (Singapore: World Scientific Publ., 2000)
- Mandel L, Wolf E *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
- Брагинский В Б *УФН* **173** 89 (2003)
- Брагинский В Б *ЖЭТФ* **53** 1434 (1967)
- Брагинский В Б, Воронцов Ю И *УФН* **114** 41 (1974)
- Брагинский В Б, Воронцов Ю И, Халили Ф Я *ЖЭТФ* **73** 1340 (1977)
- Thorne K S et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 667 (1978)
- Брагинский В Б, Воронцов Ю И, Халили Ф Я *Письма в ЖЭТФ* **27** 296 (1978)
- Unruh W G *Phys. Rev. D* **18** 1764 (1978)
- Golubtsova G A, Mensky M B *Int. J. Mod. Phys. A* **4** 2733 (1989)
- Брагинский В Б, Вячанин С П *ДАН СССР* **259** 570 (1981)
- Grangier P, Levenson J A, Poizat J-P *Nature* **396** 537 (1998)
- Nogues G et al. *Nature* **400** 239 (1999)
- Bohr N, in *Albert Einstein, Philosopher-Scientist* (The Library of Living Philosophers, Vol. 7, Ed. P A Schilpp) (Evanston, Ill.: Library of Living Philosophers, 1949); see also: Wheeler J A, Zurek W H (Eds) *Quantum Theory and Measurement* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1983)
- Braginsky V B, Khalili F Ya *Quantum Measurement* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992)
- Braginsky V B *Proc. SPIE* **3516** 911 (1999)
- Khalili F Ya, Levin Yu *Phys. Rev. D* **54** 4735 (1996)
- Khalili F Ya "Quantum speedmeter and laser interferometric gravitational-wave antennae", gr-qc/0211088
- Einstein A *Ann. Phys.* (Leipzig) **49** 769 (1916)
- Einstein A *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **1** 154 (1918)
- Weber J *Phys. Rev. Lett.* **21** 395 (1968)
- Герценштейн М Е, Пустовойт В И *ЖЭТФ* **43** 605 (1962)
- Брагинский В Б *УФН* **170** 743 (2000)
- Barish B C, Weiss R *Phys. Today* **52** (10) 44 (1999)
- Ageev A et al. *Class. Quantum Grav.* **21** 3887 (2004)
- Barton G J. *Phys. A: Math. Gen.* **24** 991 (1991)
- Braginsky V B et al. *Phys. Rev. D* **61** 044002 (2000)
- Braginsky V B, Khalili F Ya, Kulaga A A *Phys. Lett. A* **202** 1 (1995)
- Collett M J *Phys. Scripta* **T48** 124 (1993)
- "Quantum phase and phase dependent measurements: Special issue" (Eds W P Schleich, S M Barnett) *Phys. Scripta* **T48** (1993)
- Freyberger M, Schleich W *Phys. Rev. A* **49** 5056 (1994)
- Macowsky J M, private communication
- Khalili F Ya *Phys. Lett. A* **298** 308 (2002)
- Thorne K S, in *Three Hundred Years of Gravitation* (Eds S W Hawking, W Israel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987)
- Vyatchanin S P, Lavrenov A Yu *Phys. Lett. A* **231** 38 (1997)
- Karlsson E B, Lovesey S W *Phys. Rev. A* **61** 062714 (2000)
- Karlsson E B *Solid State Phenomena: as Seen by Muons, Protons, and Excited Nuclei* (Oxford: Clarendon Press, 1995)
- Kienberger R et al. *Science* **297** 1144 (2002)

Development of methods of quantum measurements (Methodological notes on part of Einstein's scientific legacy)

V.B. Braginsky

Moscow State University M.V. Lomonosov, Physics Department

Vorob'evy gory, 119992 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-095) 939-5565

Fax (7-095) 932-8820

E-mail: brag@hbar.phys.msu.ru

The historical development of indirect quantum measurements is outlined, and examples of quantum measurements with large resources of sensitivity are noted.

PACS numbers: **01.70.+w**, 03.65.Ta, 42.50.Xa, 04.80.Nn

Bibliography — 44 references

Received 16 February 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (6) 621–627 (2005)

Physics – Uspekhi **48** (6) (2005)