

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Отрочество экспериментальной физики

В.Б. Брагинский

Приведены примеры достижений в нескольких областях экспериментальной физики за последние 50 лет. Изложены аргументы в пользу существования весьма значительного резерва чувствительности в экспериментах, сводящихся к измерению малых смещений, малых сил (ускорений), а также к обнаружению малых сдвигов частоты. Перечислены планируемые достижения в нескольких экспериментальных программах в ближайшие 20 лет.

PACS numbers: 03.65.Bz, **04.30.** – w, 04.80.Nn, **05.40.** – a, **06.20.** – f, **06.30.** – k, 95.55.Ym, 95.85.Sz

Содержание

1. Введение (89).
 2. Некоторые достижения экспериментальной физики за последние 50 лет (89).
 3. Технологические и квантовые пределы достижимой чувствительности (90).
 - 3.1. Технологические пределы для измерения малых смещений.
 - 3.2. Квантовые пределы при измерениях малых смещений.
 - 3.3. Квантовые ограничения при измерениях малых ускорений и малых сил.
 - 3.4. Повышение стабильности частоты автогенераторов.
 4. Возможные экспериментальные достижения в ближайшие 20 лет (93).
 5. Заключение (94).
- Список литературы (95).

1. Введение

Как хорошо известно, в конце 19-го века один из основоположников термодинамики У. Томсон (Лорд Кельвин) утверждал, что физика завершает свое развитие и осталось лишь два "облачка": опыт Майкельсона и неясности с фотоэффектом. Первое "облачко" привело к созданию специальной теории относительности, второе (совместно с измерением спектра излучения черного тела) — к созданию квантовой теории. Бурное развитие физики в 20-м веке убедительно доказало несправедливость предсказания У. Томсона.

Вместе с тем сегодня, т.е. более чем через 100 лет после предсказания, количество "облачков" стало значительно больше. Многие известные физики опубликовали

в начале этого века свои списки нерешенных фундаментальных проблем. Так, в статье "Какие проблемы физики и астрофизики представляются особенно важными и интересными в начале XXI века" ее автор В.Л. Гинзбург перечислил 30 таких проблем (см. в [1]). В этот очень интересный список автор включил несколько, безусловно, фундаментальных проблем, к которым экспериментаторы еще и не "подступались", а также ряд недавно возникших, многообещающих направлений исследований. Общим в большинстве опубликованных списков является то, что число нерешенных проблем либо больше, либо существенно больше, чем число основных фундаментальных уравнений физики. Это позволяет сделать вывод, что современная физика находится еще только в ранней стадии своего развития.

Цель этой методической заметки:

1. Дать сводку чувствительностей (разрешений), которые допускают современные технологии и квантовая теория измерений для некоторых методов физических измерений.

2. Представить прогноз возможных достижений на ближайшие два десятилетия по нескольким программам экспериментальных исследований.

Основной части заметки предпослан исторический обзор некоторых достижений в области экспериментальной физики в последние 50 лет.

2. Некоторые достижения экспериментальной физики за последние 50 лет

Физические эксперименты, в которых чувствительность (разрешение) играла определяющую роль, начались еще в конце 18-го века (Г. Кавендиш, Ш.О. Кулон). В опытах этих выдающихся физиков измерялась сила (ускорение) по величине механического смещения (амплитуды колебаний). В многочисленных последующих опытах других экспериментаторов чувствительности при измерениях малых смещений и, независимо, при измерении малых сил (ускорений) увеличивались.

В.Б. Брагинский. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119992 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация
Тел. (095) 939-55-65

Статья поступила 20 сентября 2002 г.,
после доработки 28 октября 2002 г.

Несколько позднее возникла "культура" измерений, в которых физическая величина регистрировалась по изменению интервала времени (различию частот). В таких опытах стабильность частоты автогенератора (узость линии излучения) определяла и в настоящее время во многих опытах определяет достижимую чувствительность. Измерения с высоким разрешением малых механических смещений, малых ускорений (сил) и малых изменений частоты (интервалов времени) привели к открытию важнейших физических законов. Можно ожидать, что и в будущем повышение чувствительности в этих трех видах измерений приведет к новым нетривиальным результатам. Ниже приведены несколько примеров прогресса в таких измерениях во второй половине 20-го века.

а) Измерение малых механических смещений (амплитуд колебаний).

Лучшее разрешение, достигнутое в "долазерную" эру, по-видимому, принадлежит Р. Джонсу и Дж. Ричардсу [2]. Они регистрировали смещение 10^{-12} см при сдвиге изображения одной дифракционной решетки относительно другой решетки [2].

Сразу после появления первых лазеров А. Джаван измерил смещение одного зеркала оптического резонатора Фабри–Перо относительно другого с разрешением 10^{-13} см [3]. Совершенствование этого метода привело к тому, что в 1996 г. на модели лазерно-интерферометрической гравитационно-волновой антенны удалось достигнуть разрешения разницы амплитуд колебаний $\Delta x_{\text{Ф-П}} \simeq 2 \times 10^{-16}$ см между двумя парами зеркал двух резонаторов Фабри–Перо (вблизи средней частоты измерений 10^2 Гц и при времени усреднения $\tau = 10^{-2}$ с [4]). В этом опыте резонаторы были почти одинаковыми и возбуждались общим лазером. Причиной этого несомненного успеха была не только высокая стабильность частоты лазера накачки, но, в первую очередь, высокое качество отражающего многослойного диэлектрического покрытия зеркал, у которого отличие коэффициента отражения R от единицы не превышало $(1 - R) \simeq 3 \times 10^{-5}$.

б) Измерение малых ускорений.

В 1970 г. при проверке принципа эквивалентности в Московском государственном университете удалось достигнуть разрешения, которому соответствует амплитуда ускорения 6×10^{-13} см с^{-2} (при времени усреднения 2×10^6 с (см. [5])). В сходном эксперименте, выполненном в университете штата Вашингтон, Адельбергеру и его коллегам [6] удалось снизить этот порог примерно в три раза (правда, при несколько большем времени усреднения). Величине амплитуды колебаний 2×10^{-16} см вблизи частоты 10^2 Гц [4], упомянутой выше, соответствует амплитуда ускорения 4×10^{-11} см с^{-2} . Несложный расчет, в котором учтены величины пробных масс в этих трех опытах, время механической релаксации τ^* и время усреднения τ показывают, что эти три величины разрешений близки к пределам, определяемым флуктуационно-диссипационной теоремой (ФДТ). Более подробно этот предел будет обсужден в разделе 3.

в) Стабилизация частоты автоколебаний.

До начала 50-х годов 20-го столетия единственным эталоном времени (частоты) был период вращения Земли. С появлением первых атомных стандартов в начале 50-х стало очевидным, что у периода вращения нашей планеты есть монотонный дрейф и сезонные вариации на уровне $\Delta\omega/\omega \simeq 10^{-8}$.

В 1956 г. произошел прорыв: создание Н. Басовым, А. Прохоровым и Ч. Таунсом первого мазера на аммиаке, у которого относительная нестабильность частоты составляла $\Delta\omega/\omega \simeq 3 \times 10^{-11}$ (за интервал времени $\tau \simeq 10^3$ с).

В 1961 г. Н. Рэмси изобрел водородный мазер. Совершенствование его (введение поправок на влияние магнитного поля на величину сверхтонкого перехода, на температуру стенок резонатора, на сдвиг частоты автоколебаний, вызванный различием между частотой резонатора и частотой перехода) в начале 70-х годов привело к достижению $\Delta\omega/\omega \simeq 10^{-16}$ (за $\tau \simeq 10^3$ с) и $\Delta\omega/\omega \simeq 10^{-14}$ (за $\tau \geq 10^6$ с). Этот эталон частоты сыграл определяющую роль в некоторых экспериментах, которые в частности превратили общую теорию относительности (для гравитационных потенциалов много меньших c^2) в инженерную дисциплину для высокоточной космической навигации. К этим экспериментам, несомненно, относится измерение красно-голубого сдвига частоты электромагнитного излучения в гравитационном поле Земли (Р. Вессо [7]), в котором относительное различие между измеренной величиной эффекта и предсказанием ОТО не превышает 0,02 % от величины эффекта. Также к ним следует отнести измерение эффекта задержки электромагнитного импульса в гравитационном поле Солнца (И. Шапиро, Р. Ризенберг [8]), в котором относительная погрешность достигла 0,1 %.

Атомные стандарты частоты успешно были использованы при проверке принципа эквивалентности для гравитационного дефекта масс в эксперименте по лазерному зондированию расстояния между Землей и Луной (у Земли относительный гравитационный дефект массы $\simeq 4 \times 10^{-10}$, у Луны — 2×10^{-11} , в опыте не было обнаружено различия между ускорениями Земли и Луны к Солнцу на уровне 10 % от возможного нарушения принципа эквивалентности, вызванного гравитационным дефектом массы Земли) [9, 10].

3. Технологические и квантовые пределы достижимой чувствительности

Можно считать, что существуют два различных вида ограничений достижимой чувствительности, для которых в этой заметке использованы два термина. Под термином "технологический предел" имеется в виду предел, определяемый, например, выбором материала, технологией его обработки или выбранной схемы опыта. Для таких пределов еще не найдены ограничения, зависящие только от основных физических констант. Под термином "квантовый предел" подразумевается ограничение чувствительности чисто квантового происхождения, которое может быть получено при анализе упрощенной модели выбранной схемы опыта.

3.1. Технологические пределы для измерения малых смещений

Если предположить, что необходимо измерить механическое смещение $\Delta X \simeq 2 \times 10^{-16}$ см за время $\tau \simeq 10^{-2}$ с (которое упоминалось выше) между двумя абсолютно жесткими зеркалами оптического резонатора Фабри–Перо, укрепленными на абсолютно жесткой платформе, то при малом отличии коэффициента отражения зеркал

R от единицы необходима весьма малая мощность:

$$\begin{aligned} \Delta X_{\text{Ф-П}} &\simeq \frac{\lambda_0(1-R)}{2\pi} \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{W\tau}} \simeq 2 \times 10^{-16} \text{ см} \times \\ &\times \frac{\lambda_0}{10^{-4} \text{ см}} \frac{(1-R)}{10^{-6}} \left(\frac{\omega_0}{2 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left(\frac{W}{2 \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\tau}{10^{-2} \text{ с}} \right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (1)$$

В формуле (1) λ_0 — резонансная длина волны, $\omega_0 = 2\pi c\lambda_0^{-1}$ — частота. Приближенная формула (1) справедлива, если нестабильность частоты лазера накачки $\Delta\omega_0/\omega_0$ удовлетворяет условию:

$$\frac{\Delta X_{\text{Ф-П}}}{L} \geq \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}, \quad (2)$$

где L — расстояние между зеркалами. Кроме того, формула (1) выведена в предположении, что флуктуации излучения лазера — это флуктуации чисто когерентного состояния. Как видно из численного примера, при достигнутой недавно величине $(1-R) = 10^{-6}$ [11] задача об обнаружении $\Delta X \simeq 2 \times 10^{-16}$ см за $\tau \simeq 10^{-2}$ с требует затрат мощности всего $W \simeq 2$ эрг с^{-1} .

Формула (1) — пример очевидного технологического предела: малость W и ΔX определяется в первую очередь малостью $(1-R) = 10^{-6}$, достигнутой за счет очень аккуратного наложения на поверхность зеркала нескольких десятков слоев очень чистых диэлектриков толщиной $\lambda_0/4$. Коммерчески доступные сегодня зеркала имеют величину $(1-R)$ примерно на порядок больше, чем 10^{-6} . Однако в то же время эта величина на 4(!) порядка меньше, чем в начале лазерной эры. Отметим, что до настоящего времени не удалось найти фундаментальный предел для $(1-R)$, и есть предсказания, носящие предварительный характер, о том, что с технологической точки зрения можно надеяться на $(1-R) \simeq 10^{-8} - 10^{-9}$.

Если учесть конечную величину жесткости самих зеркал и их крепления на платформе, то в схеме обсуждаемого опыта необходимо принять во внимание еще один технологический шум: броуновские колебания зеркал, прикрепленных на платформе. Если частоты собственных мод механических колебаний такой установки существенно больше величины τ^{-1} , то экспериментатор будет "иметь дело" лишь с низкочастотными "хвостами" мод броуновских колебаний зеркал на платформе (каждая мода имеет среднюю энергию kT). Эти "хвосты" в соответствии с ФДТ будут тем меньше, чем больше механическая добротность Q_M этих мод. Несколько громоздкие вычисления, которые здесь опущены (см., например, [12–14]), приводят к выводу, что для массивных зеркал при $\tau \simeq 10^{-2}$ с и при доступных уже сегодня для экспериментаторов $Q_M \geq 10^7$ вполне можно регистрировать $\Delta X \simeq 10^{-17} - 10^{-18}$ см. Важно подчеркнуть, что в этом случае технологический предел измерения малых смещений, "созданный" ФДТ, определяется величиной Q_M , для которой не удалось найти фундаментального предела. Отметим, что за последние 20 лет за счет глубокой очистки плавленого кварца удалось повысить величину Q_M для механических резонаторов, изготовленных из него более чем на порядок (от 5×10^6 до 8×10^7 [15]).

Если зеркала резонатора Фабри–Перо не закреплены жестко, а являются свободными массами (как это

делается в наземных гравитационных антеннах LIGO (Laser Interferometer Gravitational wave Observatory) и VIRGO, в которых низшая собственная частота подвеса много меньше "рабочих" частот ω_M , на которых ожидается обнаружить сигнал), тогда броуновское смещение центра массы зеркала будет вызвано малой диссипацией в подвесе зеркала. В этом случае величина случайного смещения зеркала вблизи частоты $\omega_M \simeq 2\pi \times 10^2 \text{ с}^{-1}$ и за время $\tau \simeq 10^{-2}$ с в соответствии с ФДТ будет

$$\begin{aligned} \sqrt{\Delta X_{\text{ФДТ}}^2} &\simeq \frac{1}{\omega_M} \sqrt{\frac{4kT}{m\tau_M^*}} = 1 \times 10^{-17} \text{ см} \times \\ &\times \left(\frac{\omega_M}{2\pi \times 10^2 \text{ с}^{-1}} \right)^{-2} \left(\frac{T}{300 \text{ К}} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left(\frac{m}{10^4 \text{ г}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\tau_M^*}{2 \times 10^8 \text{ с}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\tau}{10^{-2} \text{ с}} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где m — масса зеркала, τ_M^* — время релаксации зеркала на подвесе. В численную оценку (3) подставлена величина массы зеркала в проекте LIGO-I [16] и недавно полученная В.П. Митрофановым и К.В. Токмаковым величина $\tau_M^* \simeq 2 \times 10^8 \text{ с} \simeq 5,4$ года для маятниковой моды зеркала, подвешенного на тонкой нити из плавленого кварца высокой чистоты [17]. Как видно из формулы (3), "технологичность" предела в этом случае определяется величиной τ_M^* , для которой также пока не удалось найти фундаментального ограничения.

В завершение этого раздела о технологических пределах при измерении малых смещений нужно упомянуть недавно предсказанные М.Л. Городецким и С.П. Вятчиным два дополнительных вида флуктуаций, которые существуют при тепловом равновесии. Эти флуктуации представляют собой мелкую "рябь" на поверхности зеркал, которая возникает из-за комбинации флуктуаций температуры термодинамического происхождения (энтропийных флуктуаций) и отличного от нуля коэффициента теплового расширения:

$$\alpha_T = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial T} \neq 0$$

(термоэластический шум) и зависимости показателя преломления n от температуры

$$\beta_T = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \neq 0.$$

Второй вид шума обычно называют терморелрактивным. Расчеты [18–20] показали, что вклад этих шумов может быть меньше величины 1×10^{-17} см при $\tau \simeq 10^{-2}$ с и $\omega_M = 2\pi \times 10^2 \text{ с}^{-1}$, если достаточно увеличить размер лазерного пятна на поверхности зеркала.

3.2. Квантовые пределы при измерениях малых смещений

Пределы чисто квантового происхождения при измерении изменения координаты (амплитуды колебаний) макроскопических тел "появляются" сразу же, если учесть конечность массы пробного тела и обратное флуктуационное воздействие измерителя координаты на тело. В примере измерителя координаты на основе резонатора Фабри–Перо каждый фотон сообщает зер-

калам случайный импульс силы

$$\delta P = \frac{\hbar\omega_0}{c} \frac{1}{(1-R)}. \quad (4)$$

Очевидно, что "плата" за повышение чувствительности (за счет увеличения W и уменьшения $(1-R)$) неизбежно приведет к увеличению шумового силового воздействия фотонов на пробное тело. Отсюда следуют оптимальные параметры измерителя и характерные пределы чувствительности, известные уже более 30 лет [21]. Эти пределы по предложению К. Торна, обычно называют стандартные квантовые пределы (СКП). Их можно получить и прямо из соотношений неопределенностей Гейзенберга (см., например, обзор [22] и цитированную там литературу или монографию [23]), если учесть, что в качестве наблюдаемой выбрана координата и что измерение занимает конечный интервал времени.

Очевидно, что существует "семейство" СКП для многих физических величин (включая и электрические), у которых есть одна общая особенность: измерения величины производится через координату (см. подробнее [22, 23]). Для точечной свободной массы m , измерения координаты которой производятся в полосе частот $\Delta\omega_m \simeq \tau^{-1}$ вблизи частоты ω_m , величина СКП равна

$$(\Delta X_{\text{св.м}})_{\text{СКП}} \simeq \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_M^2\tau}} \simeq 0,5 \times 10^{-17} \text{ см} \left(\frac{m}{10^4 \text{ г}}\right)^{-1/2} \times \left(\frac{\omega_M}{2\pi \times 10^2 \text{ с}^{-1}}\right)^{-1} \left(\frac{\tau}{10^{-2} \text{ с}}\right)^{-1/2}. \quad (5)$$

Если та же масса m вместе с жесткостью $m\omega_M^2$ образует осциллятор, то для $\tau > \omega_M^{-1}$ величина СКП его координаты

$$(\Delta X_{\text{осц.}})_{\text{СКП}} \simeq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_M}} \simeq 0,6 \times 10^{-17} \text{ см} \times \left(\frac{m}{10^4 \text{ г}}\right)^{-1/2} \left(\frac{\omega_M}{2\pi \times 10^2 \text{ с}^{-1}}\right)^{1/2}. \quad (6)$$

Приведенные в разделе 2 пример — достижение $\Delta X \simeq 2 \times 10^{-16}$ см — и численная оценка в (3) показывают, что "культура" подавления технологических шумов и достигнутая чувствительность при измерении механических смещений близки к тому, чтобы в опытах с макроскопическими массами чувствительность определялась СКП: сейчас различие немного больше одного порядка с массами порядка масс зеркал в проекте LIGO [16]. Для масс величиной порядка одного грамма — десятка миллиграмм уже достигнутая величина $\Delta X_{\text{ф-п}}$ (см. (1)) меньше $\Delta X_{\text{СКП}}$.

3.3. Квантовые ограничения при измерениях малых ускорений и малых сил

СКП для малых ускорений A и малых сил F , действующих на пробные массы, являются прямым следствием СКП для координат (см. формулы (4) и (5)). Для свободной точечной массы:

$$A_{\text{СКП}} \simeq \sqrt{\frac{\hbar\omega_M^2}{m\tau}} \simeq 2 \times 10^{-12} \frac{\text{см}}{\text{с}^2} \left(\frac{m}{10^4 \text{ г}}\right)^{-1/2} \times \left(\frac{\tau}{10^{-2} \text{ с}}\right)^{-1/2} \left(\frac{\omega_M}{2\pi \times 10^2 \text{ с}^{-1}}\right). \quad (7)$$

В численном примере (7) использованы те же значения m , ω_M и τ , что и в предшествующем. Полученная оценка для $A_{\text{СКП}}$ так же, как и для $\Delta X_{\text{СКП}}$, примерно на порядок меньше планируемой на первой стадии в проекте LIGO.

Оценим значение $F_{\text{СКП}}$ в другом типе эксперимента. Как известно, Р.А. Милликен (в 1910–1914 гг.) открыл электрон, регистрируя дискретное изменение электрического заряда капель масла и ртути (масса капель $m \simeq 10^{-11} - 10^{-10}$ г). В его опытах при измерении на одной капле погрешность составляла $0,1e - 0,03e$ [24]. В связи с гипотезой о возможном существовании свободных кварков с электрическим зарядом $1/3e$ и $2/3e$ опыты Милликена были повторены в нескольких лабораториях в 1964–1982 гг. Так как согласно астрофизическому прогнозу распространенность таких кварков должна была быть невысокой (вероятность обнаружения в опытах Милликена $\simeq 1\% - 0,1\%$), величина пробных масс была существенно увеличена. В последнем опыте, выполненном в Московском государственном университете [25], измерялся электрический заряд железных шариков с $m \simeq 10^{-4}$ г (т.е. на шесть порядков тяжелее, чем в опытах Милликена). Погрешность измерения была примерно $0,1e$. Эти опыты так же, как и опыты в других лабораториях, дали отрицательный результат, что стало посылкой для глюонной модели. В опытах [24, 25], по существу, измерялась сила $F = qE$ (E — напряженность электрического поля, q — величина заряда). Предположим, что возникла гипотеза о существовании меньших по величине электрического заряда частицах, которые встречаются еще реже, чем в опытах [25]. Тогда не трудно оценить измеримую величину q , используя $F_{\text{СКП}}$:

$$q_{\text{СКП}} = \frac{F_{\text{СКП}}}{E} = \frac{1}{E} \sqrt{\frac{\hbar m \omega_M^2}{\tau}} = 10^{-16} \text{ CGSE} = 2 \times 10^{-7} e \left(\frac{E}{10 \text{ CGSE}}\right)^{-1} \left(\frac{m}{1 \text{ г}}\right)^{+1/2} \times \left(\frac{\tau}{10^3 \text{ с}}\right)^{-1/2} \left(\frac{\omega_M}{1 \text{ с}^{-1}}\right). \quad (8)$$

В численной оценке (8) использована такая же величина τ , что и в опытах [24, 25], величина $m = 1$ г (т.е. на 4 порядка больше, чем в [25]), $\omega_M = 1 \text{ с}^{-1}$ и $E = 10 \text{ CGSE}$ (величина, близкая к использованной Милликеном). Полученный численный ответ указывает, что существует огромный потенциальный резерв чувствительности в такого рода или сходных типах экспериментов. Однако следует оговориться, что для достижения $q_{\text{СКП}} \simeq 2 \times 10^{-7} e$ (при выбранной величине массы и времени измерения), чтобы избавиться от технологического предела, следующего из ФДТ, необходимо добиться времени релаксации $\tau^* \simeq 6 \times 10^{15}$ с (т.е. на 7 порядков больше достигнутой), что возможно, однако, при вакууме 10^{-13} торр, $T \simeq 4$ К и в невесомости.

Как видно из двух приведенных примеров, в гравитационно-волновых антеннах экспериментаторы близки к СКП и в то же время есть другого типа опыты, в которых уже достигнутое разрешение весьма далеко от СКП.

Анализ чувствительности, которую допускает квантовая теория измерений в опытах с пробными массами, показал более 20 лет тому назад, что СКП можно превзойти. Сначала были предложены принципы квантовых неразрушающих измерений (КНИ) [26–28]. Недавно С.П. Вятчаниным [29] был предложен принцип вариационных квантовых измерений. Общим в этих

процедурах измерений является то, что измеритель не регистрирует монотонно координату.

Довольно скоро после опубликования первых работ о КНИ такого типа измерения были успешно продемонстрированы, но в оптических экспериментах (с оптическими модами и волновыми пакетами), а не с пробными массами (см. обзор [30]). Несколько лет назад С. Арош и его коллеги [31] успешно продемонстрировали счет СВЧ квантов без их поглощения. По моему мнению, это один из наиболее выдающихся экспериментов второй половины 20-го века.

К настоящему времени разработано несколько вариантов схем КНИ для гравитационно-волновых антенн [32–36]. В них, естественно, нет непрерывного измерения расстояния между зеркалами — пробными массами, вместо этого в качестве наблюдаемой выбрана, например, скорость. Однако следует отметить, что эти варианты не являются легко реализуемыми. Возможно, что удастся найти более простой и инженерно легко осуществимый вариант. Вместе с тем, реализовать настольный вариант КНИ с небольшими пробными массами и с чувствительностью лучшей СКП согласно оценкам, полученным Ф.Я. Халили, вполне возможно в ближайшие годы [37].

3.4. Повышение стабильности частоты автогенераторов

Очень быстрое повышение стабильности частоты СВЧ автогенераторов в период 1950–1970 гг. (больше, чем на 6 порядков!) в последующие три десятилетия значимо замедлилось, несколько оптимистических программ совершенствований таких генераторов были опубликованы, но пока в них не было достигнуто существенного прогресса. Однако в последние три десятилетия удалось заметно повысить стабильность частоты автогенераторов (лазеров) в оптическом диапазоне частот.

Из формул (1) и (2) легко получить относительную девиацию частоты автогенератора, в котором использован резонатор Фабри–Перо¹:

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = \frac{\Delta X_{\text{Ф-П}}}{L} = \frac{\lambda_0(1-R)}{2\pi L} \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{W\tau}} = \frac{1}{Q_c} \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{W\tau}}. \quad (9)$$

Второе выражение для $\Delta\omega_0/\omega_0$ указывает на то, что формула (9) справедлива и для любых резонаторов. Формула (9) справедлива при $\tau > Q\omega_0^{-1}$ и в предположении, что собственная частота резонатора строго неизменна, а также, что автогенератор излучает когерентное излучение (других флуктуаций, кроме свойственных этому квантовому состоянию, нет). Эта формула, часто называемая формулой Таунса–Шавлова, справедлива лишь для малых величин W : обратное силовое воздействие излучаемых фотонов на резонатор при выводе формулы не учитывалось. Более 20 лет назад [39] такой анализ был выполнен: было предположено, что электромагнитный резонатор изготовлен из твердого тела с модулем Юнга Y и объемом V . Если величина τ существенно больше периодов низкочастотных механических мод, то учет обратного воздействия фотонов дает следующий СКП для относительной

девиации частоты

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}\right)_{\text{СКП}} &\simeq \sqrt{\frac{\hbar}{YV\tau}} \simeq \\ &\simeq 5 \times 10^{-24} \left(\frac{Y}{4 \times 10^{12} \text{ эрг см}^{-3}}\right)^{-1/2} \times \\ &\times \left(\frac{V}{10^4 \text{ см}^3}\right)^{-1/2} \left(\frac{\tau}{10^3 \text{ с}}\right)^{-1/2}, \quad (10) \end{aligned}$$

который может быть достигнут при оптимальной мощности

$$W_{\text{optimal}} \simeq YV\omega_0 \times Q_c^{-2}. \quad (11)$$

Приведенная оценка в сравнении с $\Delta\omega_0/\omega_0 \simeq 10^{-16}$, достигнутой для водородного лазера, указывает на существование очень большого резерва повышения стабильности частоты. Необходимо отметить, что если будет найдено (или создано) твердое тело с такой электромагнитной нелинейностью, которая сможет скомпенсировать нелинейность пондеромоторного происхождения изготовленного из такого тела резонатора в приведенном выше примере, то автогенератор на таком резонаторе будет иметь уровень девиации частоты меньший, чем $(\Delta\omega_0/\omega_0)_{\text{СКП}}$ [40].

Приведенный пример для достижимой стабильности частоты автогенераторов, так же, как отмеченные выше перспективы повышения добротностей электромагнитных резонаторов, несомненно, указывают на существование очень большого потенциального резерва чувствительности в весьма широком разделе экспериментальной физики — спектроскопии.

4. Возможные экспериментальные достижения в ближайшие 20 лет

Подводя итог изложенному в предыдущем разделе, можно сказать, что для перечисленных выше видов измерений сегодня нельзя указать пределы достижимой чувствительности (разрешения). С оптимистической точки зрения в ближайшие 20 лет в этой "области" экспериментальной физики можно ожидать, что такие величины будут измеряться по крайней мере на два порядка точнее.

В этом разделе автор ограничил себя всего несколькими примерами экспериментальных программ, в которых ожидаемые достижения запланированы и опубликованы. К этому добавлены краткие комментарии о некоторых других возможных экспериментах.

В упоминавшемся выше проекте LIGO (см. подробнее [16], а также обзор [41]) наземные лазерные интерферометрические гравитационно-волновые антенны на первом этапе должны достигнуть чувствительности в единицах амплитуды возмущения метрики $h \simeq 10^{-21}$. Этой величине соответствует амплитуда колебаний между двумя зеркалами

$$\Delta X \simeq \frac{1}{2} hL \simeq \frac{1}{2} \times 10^{-21} \times 4 \times 10^5 \text{ см} \simeq 2 \times 10^{-16} \text{ см}. \quad (12)$$

Такое разрешение будет достигнуто в ближайшее время. В том случае, если в одной галактике происходит слияние двух нейтронных звезд один раз в 10^5 лет, то несколько

¹ Уместно отметить, что классический аналог этой формулы был получен И.Л. Берштейном еще в 1950 г. [38].

всплесков с амплитудой $h \simeq 10^{-21}$ в течение года наблюдений будут зарегистрированы на антеннах LIGO. Это будет первой прямой демонстрацией существования гравитационных волн.

Экспериментаторы в последние несколько лет интенсивно подготавливают замену некоторых ключевых элементов антенн, которая позволит существенно снизить технологические ограничения чувствительности и достигнуть $\Delta X \simeq 2 \times 10^{-17}$ см и соответственно $h \simeq 10^{-22}$ (этап LIGO-II, 2008–2010 гг.). Эти величины близки к СКП, и вероятность обнаружения всплесков гравитационного излучения от сливающихся нейтронных звезд на расстояниях значительно больших 30 мегапарсек, а также от слияния черных дыр на космологических расстояниях для LIGO-II практически равна 100%. Кратко перечислим, какую фундаментальную информацию можно ожидать от LIGO-II:

1. Будет получена оценка популяции нейтронных звезд в метagalктике и, соответственно, величина вклада этих звезд в темную материю.

2. По форме всплеска гравитационного излучения от нейтронных звезд можно будет узнать, какое из уравнений состояния для вещества нейтронных звезд справедливо (из нескольких уже имеющихся).

3. Анализ формы всплеска от слияния черных дыр есть весьма вероятный способ проверки ОТО в ультра-релятивистском случае (когда относительная разница между гравитационным потенциалом и c^2 много меньше единицы). По выражению К.С. Торна [42], в этом случае экспериментаторы не будут наблюдать материю, а только поведение пространства–времени. Это высказывание отражает один из редукционистских подходов к формулировке основных законов физики.

Как отмечалось в предшествующем разделе, уже сейчас экспериментаторы работают над такой модификацией LIGO, которая позволила бы превзойти СКП на следующем этапе (LIGO-III). По всей вероятности, это может произойти много раньше, чем через 20 лет. Сейчас трудно предсказать, какие качественно новые результаты будут получены, однако один побочный, носящий по существу методический характер, результат, может быть почти гарантирован. Весьма вероятно, что процедура измерений будет основана на регистрации вариаций относительной скорости зеркал, а следовательно, и их импульс P будет измерен точнее СКП:

$$\Delta P_{\text{изм.}} < \Delta P_{\text{СКП}} = \sqrt{\frac{\hbar m}{2\tau}}. \quad (13)$$

Тогда и кинетическая энергия одного зеркала относительно другого будет измерена с погрешностью меньшей, чем $\hbar/2\tau$:

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{изм.}} = \frac{\Delta P_{\text{изм.}}^2}{m} < \frac{\Delta P_{\text{СКП}}^2}{m} = \frac{\hbar}{2\tau}. \quad (14)$$

"Платой" за такую точность будет увеличение неопределенности координаты центра массы зеркала, так как в этом случае

$$\Delta X > \Delta X_{\text{СКП}} = \sqrt{\frac{\hbar\tau}{2m}}.$$

Вторая, не менее интересная экспериментальная программа, при реализации которой вполне можно будет ожидать качественно новых физических результатов, это проект LISA (Laser Interferometer Space Antenna), кото-

рый предполагается осуществить в 2010–2012 гг. По существу, это такая же гравитационно-волновая антенна на свободных зеркалах–массах с лазерным интерферометрическим измерителем, регистрирующим малые относительные колебания зеркал, как и в LIGO и VIRGO. Различие лишь в том, что LIGO и VIRGO нацелены на спектр гравитационного излучения от 30 Гц до примерно 1000 Гц, в то время как LISA — на спектр от 10^{-5} Гц до 10^{-2} Гц. Поэтому расстояние между зеркалами $L \simeq 5 \times 10^{11}$ см = 5 млн км и зеркала размещены на трех спутниках, общий центр массы которых вращается вокруг Солнца на той же орбите, что и Земля. Планируемая чувствительность, например, на частоте $\omega_m \simeq 2\pi \times 10^{-4}$ с⁻¹ и времени усреднения $\tau \simeq 10^4$ с должна быть на уровне $h \simeq 6 \times 10^{-21}$, которой соответствует амплитуда колебаний зеркал $\Delta X \simeq 1,5 \times 10^{-10}$ см, создаваемая разностью ускорений у зеркал $A_{\text{LISA}} \simeq 6 \times 10^{-16}$ см с⁻². Основная проблема в проекте LISA в малости величины A_{LISA} . Хотя она и примерно на 5 порядков больше $A_{\text{СКП}}$ для указанных ω_m , $m = 10^3$ г и τ , однако технологические ограничения в этом случае являются определяющими. Главная трудность состоит в том, что у обычных, не слишком массивных спутников траектории заметно отклоняются от геодезических (в основном из-за давления солнечной радиации и солнечного ветра, которые непостоянны). Это отклонение соответствует отличию ускорения от чисто ньютоновского на величину $\simeq 10^{-6}$ см с⁻².

В 1972 г. Д. ДеБра и его коллегам из Стэнфордского университета [43] удалось создать спутник с остаточным (не ньютоновским) ускорением $A \simeq 10^{-8}$ см с⁻². В гравитационный центр спутника была помещена "управляющая" масса, на которую не действует солнечная радиация и ветер. Бесконтактные координатные датчики, размещенные вокруг этой массы, управляли небольшими реактивными двигателями, которые возвращали спутник в положение, при котором управляющая масса оказывалась в его гравитационном центре. Такие спутники теперь обычно называются свободными от сноса. В программе LISA этот уровень компенсации должен быть на 7(!) порядков лучше, чем в первом спутнике ДеБра. В частности, время релаксации τ_M^* , необходимое для того, чтобы технологический предел $\Delta X_{\text{фдт}}$ был меньше $1,5 \times 10^{-10}$ см, должно быть 4×10^{10} с, т.е. больше тысячи лет. Кроме этих существуют еще несколько также чисто технологических проблем, которые, впрочем, сейчас не представляются непреодолимыми.

В случае успеха программы LISA можно с уверенностью ожидать, что будет зарегистрировано относительно низкочастотное гравитационное излучение от близких к нашей планете обычных двойных звезд (период обращения в несколько часов), а также гравитационное излучение от звезд, вращающихся вокруг массивных черных дыр. Но наиболее важным ожидаемым открытием может стать обнаружение реликтового гравитационного излучения и измерение его спектрального распределения. Это открытие заведомо произведет революцию в космологии.

5. Заключение

В заключение считаю уместным отметить еще несколько, несомненно, ярких достижений экспериментаторов в других областях физики, не затронутых в этой заметке.

Недавно Г. Вальтером и его коллегами успешно продемонстрировано приготовление чисто фоковских состояний электромагнитного поля с помощью модифицированной методики одноатомного лазера [44]. Также недавно Дж. Кимбл и его коллеги [45] продемонстрировали действующий микроскоп, в котором траектория атома цезия, помещенного внутрь небольшого резонатора Фабри–Перо, регистрировалась с координатной ошибкой, близкой к стандартному квантовому пределу с помощью серии фотонов. Эти два примера относятся к быстро прогрессирующей области, обычно называемой квантовой оптикой. В этой области интенсивно развиваются теория и методы квантовых измерений и, как следствие, в физический лексикон вводятся новые термины, к которым, в частности, относятся сжатые квантовые состояния и спутанные состояния (entangled states). Возможность приготовления и наблюдения таких состояний была успешно продемонстрирована во многих группах "квантовых оптиков". А недавно, используя элегантную методику, спутанные квантовые состояния были обнаружены Э. Карлсоном и С. Ловеси [46] при рассеянии нейтронов на образцах, содержащих изотопы водорода (эти состояния удалось обнаружить несмотря на короткое время их жизни: 10^{-15} – 10^{-16} с).

Приведенные в этой заметке примеры и аргументы, относящиеся в основном лишь к одному разделу экспериментальной физики, все же, по моему мнению, служат достаточным основанием для использования в названии заметки термина "отрочество". Во многих других частях физики есть также обоснованные надежды на интенсивное развитие. Например, в физике высоких энергий положено начало развитию нового метода ускорения элементарных частиц. Этот метод основан на использовании для ускорения мощного электромагнитного поля пикосекундных лазерных импульсов, которое на много порядков больше величины поля в обычных ускорителях [47, 48]. Можно ожидать, что этот метод приведет к революции в физике ускорителей. Другой пример относится к СВЧ радиоастрономии. Можно ожидать, что в ближайшие годы будет, наконец, реализована идея Н.С. Кардашева, Ю.Н. Парийского и Н.Д. Умарбаевой: приемные СВЧ антенны, установленные на спутниках, будут разнесены на расстояния порядка астрономической единицы, что позволит достигнуть углового разрешения порядка 10^{-13} радиан [49]!

Как известно, многие открытия, носящие фундаментальный характер, сделанные во второй половине 20-го века, были неожиданными (не предсказанными). К таким открытиям, несомненно, следует отнести обнаружение рентгеновских звезд, пульсаров, всплесков гамма-излучения и относительно недавнее открытие пространственного распределения реликтового излучения (см. обзор [50] и цитированные там публикации). Все эти открытия оказались возможны только потому, что экспериментаторы уже создали достаточно чувствительные методы измерений. Очевидно, что дальнейшее развитие физики зависит от развития этих и новых методов.

По моему мнению, существуют три большие проблемы, которые заслуживают внимания экспериментаторов в первую очередь и в решении которых "культура" опытов с пробными массами может оказаться весьма полезной. Эти проблемы: I) возможное нарушение симметрий; II) количество измерений в нашем мире, где мы до сих пор изучали только одно подпространство

(с тремя пространственными координатами и временем); III) планковские масса, длина и интервал времени.

Экспериментальные исследования по проблеме I начались уже давно и продолжаются и сейчас: к ним, в частности, относятся проверка принципа эквивалентности инертной и гравитационной масс, поиски дипольного момента у электрона и нейтрона, равенство модулей зарядов электрона и протона. В объявленных программах STEP (Space Test of Equivalence Principle) и Galileo Galilei предполагается на несколько порядков повысить разрешение по сравнению с достигнутым сегодня. Существует потенциальная возможность различить значительно меньшую величину дипольного момента нейтрона, чем достигнутая сегодня, используя методы измерения малых сил [51].

Недавно появились надежды обнаружить существование добавочных измерений (проблема II) в проверке справедливости гравитационного закона Ньютона на малых расстояниях (см. обзор [52]). Здесь уместно упомянуть и гипотезу Мильгрема (см. [53] и комментарий к ней В.Л. Гинзбурга [54]), согласно которой второй закон динамики Ньютона может быть несправедлив при ускорениях, меньших 10^{-8} см с⁻². В этом случае гипотеза о темной материи оказывается ненужной.

Планковские масса, длина и интервал времени (проблема III) вот уже более ста лет являются загадкой для физиков-теоретиков. Возможно, что справедлива гипотеза С. Хокинга [55] о том, что эти величины являются характеристиками флуктуирующих связей между различными мирами (или частями одного мира) и что эти связи порождают необратимые явления (диссипацию) в обычной материи (иногда употребляется термин — пена пространства–времени). Тогда, если эта гипотеза справедлива, то на некотором определенном уровне изоляции пробных масс от термостата экспериментатор может столкнуться с новым, неизвестным флуктуационным воздействием на пробные массы. Если это произойдет на каком-то этапе LIGO или LISA, то иначе, как большой удачей, такое событие назвать нельзя.

Эти заметки уместно завершить весьма подходящим к теме высказыванием В. Вайскопфа: "До тех пор, пока мы не узнаем, почему элементарный электрический заряд одинаков во всех процессах, интерес к фундаментальным вопросам физики ослабеть не может".

Список литературы

1. Гинзбург В Л *О науке, о себе и о других* 3-е изд. (М.: Физматлит, 2002)
2. Jones R V, Richards J C J. *Sci. Instrum.* **36** 90 (1959)
3. Javan A, in *Lasers and Applications* (Ed. W S C Chang) (Columbus, OH: Engineering Experiment Station, Ohio State Univ., 1963)
4. Abramovici A et al. *Phys. Lett. A* **218** 157 (1996)
5. Брагинский В Б, Панов В И *ЖЭТФ* **61** 873 (1971)
6. Adelberger E G et al. *Phys. Rev. D* **42** 3267 (1990)
7. Vessot R F C, Levine M W, in *Intern. Meeting on Experimental Gravitation, Pavia, 1976* (Atti dei Convegni Lincei, Vol. 34, Ed. B Bertotti) (Roma: Accademia Nazionale dei Lincei, 1977) p. 371
8. Reasenberg R D, Shapiro I I *Acta Astronaut.* **9** 103 (1982)
9. Williams J G et al. *Phys. Rev. Lett.* **36** 551 (1976)
10. Shapiro I I, Counselman III C C, King R W *Phys. Rev. Lett.* **36** 555 (1976)
11. Rempe G et al. *Opt. Lett.* **17** 363 (1992); Kimble H J, частное сообщение
12. Gillespie A, Raab F *Phys. Rev. D* **52** 577 (1995)
13. Levin Yu *Phys. Rev. D* **57** 659 (1998)

14. Braginsky V B, Levin Yu, Vyatchanin S P *Meas. Sci. Technol.* **10** 598 (1999)
15. Ageev A Yu, Penn S D, Saulson P R (in press)
16. Abramović A et al. *Science* **256** 325 (1992)
17. Брагинский В Б, Митрофанов В П, Токмаков К В *Изв. РАН. Сер. физ.* **64** 1671 (2000)
18. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P *Phys. Lett. A* **264** 1 (1999)
19. Liu Yu T, Thorne K S *Phys. Rev. D* (submitted)
20. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P *Phys. Lett. A* **271** 303 (2000)
21. Брагинский В Б *ЖЭТФ* **53** 1434 (1967)
22. Braginsky V B, Khalili F Ya *Rev. Mod. Phys.* **68** 1 (1996)
23. Braginsky V B, Khalili F Ya *Quantum Measurement* (Ed. K S Thorne) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992)
24. Millikan R A *Electrons, Protons, Photons, Neutrons, and Cosmic Rays* (Cambridge: The Univ. Press, 1939)
25. Braginsky V B, Kornienko L S, Poloskov S S *Phys. Lett. B* **33** 613 (1970)
26. Брагинский В Б, Воронцов Ю И, Халили Ф Я *ЖЭТФ* **73** 1340 (1977)
27. Thorne K S et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 667 (1978)
28. Брагинский В Б, Воронцов Ю И, Халили Ф Я *Письма в ЖЭТФ* **27** 296 (1978)
29. Vyatchanin S P *Phys. Lett. A* **239** 201 (1998)
30. Grangier P, Levenson J A, Poizat J-P *Nature* **396** 537 (1998)
31. Nogue G et al. *Nature* **400** 239 (1999)
32. Braginsky V B, Khalili F Ya *Phys. Lett. A* **218** 167 (1996); Braginsky V B, Gorodetsky M L, Khalili F Ya *Phys. Lett. A* **232** 340 (1997)
33. Braginsky V B et al. *Phys. Rev. D* **61** 044002 (2000)
34. Buonanno A, Chen Y *Phys. Rev. D* **64** 042006 (2001)
35. Khalili F Ya *Phys. Lett. A* **288** 251 (2001)
36. Kimble H J et al. *Phys. Rev. D* **65** 022002 (2002)
37. Braginsky V B, Khalili F Ya, Volikov P S *Phys. Lett. A* **287** 31 (2001)
38. Берштейн И Л *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **14** 145 (1950)
39. Брагинский В Б, Вятчанин С П *ЖЭТФ* **74** 828 (1978)
40. Брагинский В Б, Вятчанин С П, Панов В И *ДАН СССР* **247** 583 (1979)
41. Брагинский В Б *УФН* **170** 743 (2000)
42. Торн К С *Вестник РАН* **71** 587 (2001)
43. DeBra D, in *Proc. of Confer. on Experimental Tests of Gravitational Theories, Caltech, November 1, 1971*, JPL Technical Memorandum, 33–499 (1971)
44. Varcoe B T H et al. *Nature* **403** 743 (2000)
45. Hood C J et al. *Science* **287** 1447 (2000)
46. Karlsson E B, Lovesey S W *Phys. Rev. A* **61** 062714 (2000)
47. Pukhov A J. *Plasma Phys.* **61** 425 (1999)
48. Gahn C et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4772 (1999)
49. Кардашев Н С, Парийский Ю Н, Умарбаева Н Д *Изв. Специальной астрофиз. обсерв.* (5) 16 (1973)
50. Новиков И Д *УФН* **171** 859 (2001)
51. Braginsky V B, in *Quantum Physics, Chaos Theory, and Cosmology* (Eds M Namiki et al.) (Woodbury, NY: American Institute of Physics, 1996) p. 93
52. Рубаков В А *УФН* **171** 913 (2001)
53. Milgrom M *Astroph. J.* **270** 365, 371, 384 (1983); *Ann. Phys. (New York)* **229** 384 (1994)
54. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* (М.: Бюро Квантум, 1995)
55. Hawking S W *Phys. Rev. D* **37** 904 (1988)

Adolescent years of experimental physics

V.B. Braginskii

*M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department,
Vorob'evy gory, 119899 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 939-5565*

Developments in some areas of experimental physics in the past 50 years are discussed. Arguments are presented that there is a substantial margin of sensitivity for experiments measuring small displacements, forces (accelerations), and frequency shifts. The developments planned for the next 20 years within a number of experimental programs are listed.

PACS numbers: 03.65.Bz, **04.30.** – w, 04.80.Nn, **05.40.** – a, **06.20.** – f, **06.30.** – k, 95.55.Ym, 95.85.Sz

Bibliography — 55 references

Received 20 September 2002, revised 28 October 2002