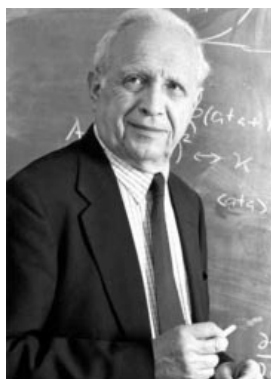


НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 2005

Современная оптика в новом свете

PACS numbers: 01.30.Bb, 06.20.-f, 42.50.-p, 42.55.-f

4 октября 2005 г. по решению Шведской Королевской академии наук половина Нобелевской премии по физике была присуждена **Рою Дж. Глауберу** (Roy J. Glauber) (Гарвардский университет, Кембридж, Массачусетс, США) *за вклад в квантовую теорию оптической когерентности*, а вторая половина премии была разделена между **Джоном Л. Холлом** (John L. Hall) (Объединенный институт экспериментальной астрофизики, Университет Колорадо и Национальный институт стандартов и технологий, Боулдер, Колорадо, США) и **Теодором В. Хэншем** (Theodor W. Hänsch) (Институт квантовой оптики им. Макса Планка, Гархинг, и Университет Людвиг Максимилиана, Мюнхен, Германия) *за вклад в развитие основанной на лазерах точной спектроскопии, включая технику прецизионного расчета светового сдвига в оптических стандартах частоты (оптических гребенках)*.



Рой Дж. Глаубер



Джон Л. Холл



Теодор В. Хэнш

Столько, сколько люди населяют Землю, они удивляются оптическим явлениям и мало-помалу разгадывают природу света. В 2005 году Нобелевская премия по физике присуждена трем ученым, работающим в области оптики. **Рою Глауберу** присуждена половина премии за теоретическое описание поведения частиц света. **Джон Холл** и **Теодор Хэнш** разделили вторую половину премии за вклад в развитие основанной на лазерах точной спектроскопии, а именно, за определение с высокой точностью частоты, с которой атомы и молекулы испускают или поглощают свет.

Как и радиоволны, свет представляет собой электромагнитное излучение. Максвелл описал это в 50-х годах XIX века. Его теория используется в современных коммуникационных технологиях, основанных на передатчиках и приемниках: в мобильных телефонах, телевизорах и радиоприемниках. Чтобы приемник или детектор мог зарегистрировать свет, он должен обладать способностью поглощать энергию излучения и затем посылать сигнал. Эта энергия проявляется в виде пакетов, называемых квантами, и сто лет назад Эйнштейну удалось показать, каким образом поглощение кванта (фотона) приводит к освобождению фотоэлектрона. Именно эти непрямые фотоэлектроны регистрируются аппаратурой при поглощении фотонов.

Таким образом, свет проявляет двойственную природу — его можно рассматривать и как волны, и как поток частиц. Рой Глаубер заложил основы квантовой оптики, где квантовая теория охватывает область оптики. Он смог объяснить фундаментальные различия между горячими источниками света, такими как электрические лампочки накаливания, излучение которых представляет собой смесь различных частот и фаз, и лазерами, излучение которых имеет определенные частоту и фазу.

Важный вклад, сделанный Джоном Холлом и Теодором Хэншем, позволил измерять частоты с точностью до пятнадцати знаков. В настоящее время могут быть построены лазеры с исключительно точными настроенными цветами, а с помощью методов оптических стандартов частоты (оптических гребенок) возможно высокоточное спектроскопирование света всех цветов. Эти методы позволяют, например, исследовать стабильность во времени фундаментальных постоянных природы и создавать сверхточные часы, а также усовершенствованную систему глобального позиционирования.

Информация Нобелевского комитета
(Перевод с английского)

Дополнительную информацию см. на официальном веб-сайте Нобелевского комитета:
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/press.html

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 2005

Сто лет квантам света

Р.Дж. Глаубер

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2005 г.)

PACS numbers: 01.30.Bb, 42.50. – p, 42.55. – f

Вас не могли обойти стороной многократные упоминания в последнее время о том, что в этом году отмечается столетие со дня рождения кванта света. Я думаю, что сегодняшним утром уместно сказать несколько слов о его биографии длиной в век. Конечно, у нас на Земле кванты света были вечно, фактически с того момента, когда Создатель сказал: "Да будет квантовая электродинамика!" — что является, разумеется, современным переводом библейского текста с арамейского. Так что в этом докладе я попытаюсь рассказать вам, что такое квантовая оптика, хотя вряд ли мне хватит времени рассказать о многих новых направлениях, по которым она нас повела. Некоторые из этих направлений едва ли можно было даже предвидеть, когда вся эта работа только начиналась.

Мое личное участие в этой области началось где-то в середине прошлого века, но я хотел бы описать некоторые аспекты сцены, на которой я появился в то время будучи студентом. Начнем даже с более раннего периода, до того, как Планк привел в движение квантовую теорию. Важно напомнить некоторые замечательные открытия, сделанные в XIX веке, главным образом, благодаря работам Томаса Юнга и Огюстэна Френеля. В первое двадцатилетие XIX века они установили, что свет представляет собой волновое явление и что волны света, какого бы вида они ни были, взаимно проникают друг в друга подобно волнам на поверхности водоема. Иными словами, волновые перемещения складываются алгебраически. Это называется суперпозицией. Таким образом было найдено, что, если имеются две волны, распространяющиеся в такт, то они могут конструктивно складываться и поэтому в некоторых местах усиливать друг друга; или же наоборот, волны могут осциллировать противоположно одна другой и тем самым друг друга гасить. Это как раз то, что называется деструктивной интерференцией.

Явления интерференции были уже достаточно хорошо поняты примерно к 1820 г. С другой стороны, было совсем непонятно, что создает эти волны до тех пор, пока основные законы электрических и магнитных явлений не были объединены и замечательным образом обогащены Джеймсом Клерком Максвеллом, который тем самым развил ту электродинамику, которую мы знаем сегодня. По теории Максвелла волны света состоят из колеблющихся электрических и магнитных полей. Эта теория была столь совершенна в описании динамики электрических и магнитных полей на расстояниях лабораторных масштабов, что она долго оставалась абсо-

лютно нетронутой. В течение многих лет начиная с 1860-х гг. она не нуждалась в фундаментальных добавлениях за исключением тех, что относятся к квантовой теории. Фактически, она до сих пор служит основой обсуждения и анализа по существу всех мыслимых оптических приборов, которые когда-либо были разработаны. Этот потрясающий и продолжающийся успех в конце концов привел к определенному благодушию. К середине 20-го века казалось, что в оптических явлениях вряд ли необходимо в какой-либо степени учитывать корпускулярную природу света. Изучение поведения световых квантов было оставлено физике атомов и элементарных частиц, где интересы в значительной мере были направлены на другие явления.

История квантовой теории, конечно, реально начинается с Макса Планка. В 1900 г. Планк столкнулся с результатами многочисленных измерений спектрального распределения излучения от разогретых объектов. Было известно, что при идеально определенных условиях, т.е. для абсолютных (черных) поглотителей или, соответственно, совершенных излучателей, это распределение является универсальным. При таких идеальных условиях интенсивности распределения излучений по цвету должны зависеть только от температуры, а не от вида излучающих материалов. Это определяет так называемое распределение излучения черного тела. Планк, вслед за другими, пытался найти математическое выражение для формы спектра черного тела. Было известно кое-что о его форме при низких частотах и имелись также разумные предположения о его форме при высоких частотах.

Замечательно, что Планк первым написал эмпирическую формулу, объединившую две предельные области. Это была относительно простая формула; она содержала одну постоянную, которую необходимо было выбрать таким образом, чтобы описать экспериментальные данные при постоянной температуре. Сделав это, Планк обнаружил, что его формула работает и при других температурах. Он представил свою формулу Немецкому физическому обществу 19 октября 1900 г. [1] и оказалось, что эта формула весьма успешно описывает и еще более новые данные. В течение нескольких недель формула была признана как единственно правильная для описания спектрального распределения теплового излучения.

Следующий вопрос напрашивался сам собой: имеет ли эта формула хоть какое-то логическое обоснование? В этом вопросе Планк, будучи искушенным теоретиком, несомненно, попал в затруднительное положение. Прежде всего, на основе опыта с термодинамикой он понимал, что мог бы построить свое рассмотрение на почти произвольной модели вещества, каким бы простым оно ни было, лишь бы эффективно

поглощало и испускало свет. Поэтому он взял за основу своей модели механическую систему, наиболее понятную для него, а именно, набор одномерных гармонических осцилляторов, каждый из которых колеблется подобно грузику на конце пружинки. Они должны были нести электрический заряд. Из теории Максвелла Планк точно знал, как такие заряженные осцилляторы взаимодействуют с электромагнитным полем. Планк мог рассчитать и то, каким образом они излучают, и то, каким образом они поглощают. Так что в его силах должно было быть нахождение равновесия между этими осцилляторами и полем излучения, которое действовало как некий тепловой резервуар и которое он никогда и не пытался подробно рассматривать.

Планк пришел к выводу, что не может обеспечить вывод своей магической формулы для распределения излучения, если только не сделать предположения, которое с философской точки зрения он считал почти неприемлемым. Это предположение заключалось в том, что рассматриваемые гармонические осцилляторы должны обладать энергиями, не распределенными как непрерывные переменные (чего следовало бы ожидать), а принимающими дискретные и регулярным образом расположенные значения. Осцилляторы с частотой ν должны были обладать значениями энергии, которые были бы кратны, т.е. n раз умножены (где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$) на нечто, названное им квантом энергии $h\nu$.

Это число h оказалось единственным числом, которое ему следовало ввести, чтобы согласовать свою магическую формулу с результатами, наблюдаемыми при какой-то одной температуре. Таким образом, Планк фактически утверждал, что его гипотетические гармонические осцилляторы, представлявшие упрощенную модель вещества, могли находиться только в таких состояниях, последовательность которых составляла "лестницу". Эта гипотеза позволяет сразу понять, почему распределение теплового излучения должно быстро падать с увеличением частоты. Согласно гипотезе Планка, величина энергетических ступенек между состояниями осцилляторов растет при повышении частоты, но при этом энергии теплового излучения ограничены по величине при любой заданной температуре. При тепловом равновесии осцилляторы с высокими частотами никогда не достигают даже первой ступеньки возбуждения. Следовательно, при тепловом равновесии доля высокочастотного излучения должна быть очень малой. 14 декабря 1900 г. Планк представил Физическому обществу свое революционное предложение [2], хотя сам едва ли мог в него верить.

Следующее великое нововведение появилось в 1905 г. благодаря молодому Альберту Эйнштейну, в то время сотруднику патентного бюро в Берне. Эйнштейн первым заметил, что формула Планка для энтропии, связанной с распределением излучения, при учете высокочастотных вкладов выглядит как энтропия идеального газа свободных частиц с энергиями $h\nu$. Он предположил, что сам свет по своей природе может быть дискретным, но вряд ли это его предположение было окончательным заключением.

Чтобы прийти к окончательному выводу, Эйнштейн занялся изучением фотоэлектрического эффекта, который впервые наблюдался Генрихом Герцем в 1887 г. Облучение металлических поверхностей монохроматическим светом выбивает из металлов электроны, но только в том случае, если частота света превышает определенное пороговое значение, характерное для каждого металла. Наиболее разумно было бы ожидать, что, если металлы облучаются более интенсивным светом, электроны вылетают быстрее, т.е. с большими скоростями в качестве отклика на более сильные колебания электрических полей, но это не так. Они вылетают всегда с одними и теми же скоростями при условии, что падающий свет имеет частоту выше, чем пороговая частота. Если же частота ниже пороговой, то фотоэлектронов вовсе нет.

Единственный отклик металлов на увеличение интенсивности света состоит в большем выходе фотоэлектронов. Объяснение Эйнштейна было наивно простым [3]. Он предположил, что сам свет состоит из локализованных пакетов энергии, причем каждый из них обладает одним квантом энергии. Когда свет ударяет в металл, каждый пакет поглощается одним электроном. Затем этот электрон вылетает с фиксированной энергией, причем эта энергия равна энергии пакета $h\nu$ за вычетом энергии, которую необходимо потратить электрону, чтобы выйти из металла.

Потребовалось время примерно до 1914–1916 гг., для того чтобы адекватно проверить закон Эйнштейна, описывающий энергию фотоэлектронов. Когда это успешно осуществил Милликен, оказалось, что Эйнштейн был прав и что свет действительно состоит из квантованных пакетов энергии. Таким образом, именно Эйнштейн оказался творцом понятия кванта света в одной из нескольких плодотворных статей, написанных им в 1905 г.

Чтобы проследить историю вопроса чуть далее, заметим, что в 1909 г. Эйнштейн начал осознавать, что его пакеты энергии должны иметь импульс, который, согласно Максвеллу, должен быть равен их энергии, деленной на скорость света. Такие предположительно локализованные пакеты должны испускаться в выделенных направлениях, чтобы оставаться локализованными или составлять "Nadelstrahlung" (игольчатое излучение), что разительно отличается по поведению от широкого непрерывного углового распределения расходящегося излучения гармонических осцилляторов, подчиняющегося теории Максвелла. Случайное распределение этого игольчатого излучения могло бы казаться практически непрерывным, однако вызывала беспокойство случайность, с которой эти игольчатые излучения должны были возникать. Очевидно, что это была первая из случайных переменных в квантовой теории, которая вызвала беспокойство Эйнштейна и продолжала раздражать его в течение всей жизни.

В 1906 г. Эйнштейн нашел другой, гораздо более подходящий способ вывода распределения Планка, рассматривая скорость, с которой излучают атомы. В то время об атомах было мало что известно, за исключением того, что они должны быть способны поглощать и излучать свет. Атом, помещенный в поле излучения, конечно, испытывал воздействие осциллирующих полей на составляющие его заряды, и это воздействие могло приводить либо к поглощению излучения, либо к эмиссии еще большего излучения. Это были процессы поглощения и излучения, индуцированные наличием уже имеющегося излучения. Однако Эйнштейн нашел, что тепловое равновесие между веществом и излучением может быть достигнуто только тогда, когда в добавление к этим индуцированным процессам существует также спонтанный процесс — процесс, в котором возбужденный атом испускает излучение даже при отсутствии какого-либо начального радиационного поля. Это аналогично радиоактивному распаду, открытым Резерфордом. Скорости протекания этих процессов обусловлены значениями знаменитых коэффициентов Эйнштейна B и A , соответственно. Существование спонтанного излучения оказалось важной путеводной идеей при построении квантовой электродинамики.

Некоторые сомнения в квантовой природе света продолжали неизбежно существовать, но многие из них были развеяны открытием Комптона в 1922 г. эффекта рассеяния квантов рентгеновских лучей на электронах, причем в соответствии с теми же правилами, что управляют столкновениями бильярдных шаров. Оба процесса, по существу, одинаковым образом подчиняются законам сохранения энергии и импульса. Стало очевидно, что корпускулярное описание световых квантов, какие бы альтернативы ему не сопутствовали, должно остаться.

Следующие драматические события в квантовой теории произошли, разумеется, между 1924 и 1926 гг. Они привели к

тому, что частицам материи, таким, как электроны, было приписано по большей части то же волновое поведение, которое было давным-давно установлено как характеризующие свет. На этом пути де Бройль, Гейзенберг, Шрёдингер и другие совершили буквально чудеса при объяснении структуры атомов. Но насколько бы изобретение таким образом современной квантовой механики ни преуспело в создании основ более общей теории строения материи, поначалу оно, по-видимому, оказало незначительное влияние на понимание электромагнитных явлений. Значительную сложность по-прежнему представляла собой загадка спонтанного излучения.

Так что оставалась еще пара лет, в течение которых процессы излучения описывались на языке, который принято называть "квазиклассическим". Сейчас термин "классический" интересен тем, что, как известно, каждая область исследований имеет свои классические главы, причем многие из известных нам имеют двух- или трехтысячелетнюю историю. Некоторые другие несколько моложе, но все они восходят к старине, если не сказать к древности. В физике мы значительно более точны и современны. Все, что мы поняли или могли понять до выхода статьи Планка 14 декабря 1900 г., является для нас "классическим". Эти подходы и есть наша классика. Именно введение постоянной Планка ознаменовало переход от классической эры к нашей современной эре.

С другой стороны, настоящая "квазиклассическая" эра длилась всего около двух лет. Формально она закончилась с открытием [4] Полем Дираком того, что вакуум (т.е. пустое пространство) должен рассматриваться как динамическая система. Как было показано Максвеллом, распределение энергии в электромагнитном поле по пространству квадратичным образом выражается через напряженности электрического и магнитного полей. По своей структуре эти квадратичные выражения формально идентичны математическим выражениям для энергий механических гармонических осцилляторов. Дирак обнаружил, что, несмотря на то, что, казалось бы, в вакууме нет никаких регулярных полей, эти математически определенные осцилляторы, описывающие энергию поля, должны вносить вклад, который нельзя не заметить. Квантово-механическая природа осцилляторов должна вносить важную, но до тех пор неучтенную поправку в аргументы Планка.

Планк говорил, что энергии осцилляторов ограничены значениями равными n раз взятой квантовой энергии $h\nu$, однако полностью разработанная квантовая механика показала, что в действительности эти энергии равны не $n h\nu$, а $(n + 1/2) h\nu$. Все интервалы между уровнями энергии остались неизменными, но квантово-механический принцип неопределенности требует присутствия дополнительного члена $h\nu/2$. Не существует гармонического осциллятора, у которого полностью отсутствовала бы энергия, так как в этом случае его координата (положение) и импульс должны были бы одновременно иметь точно равные нулю значения.

Итак, согласно Дираку, электромагнитное поле построено из амплитуд поля, которые могут гармонически колебаться. Но из-за наличия половины кванта энергии $h\nu/2$ эти амплитуды не могут находиться в состоянии покоя. В них постоянно должны иметь место фундаментальные возбуждения, так называемые "нулевые флуктуации". При этом вакуум является активной динамической системой. Он не пуст. Он вечно заполнен шумом слабых электромагнитных полей. Они являются частью основного состояния пустоты. Из этих флуктуирующих электромагнитных полей нельзя извлечь никакой энергии, но, тем не менее, мы должны рассматривать их как реально существующие, даже если мы лишены какой бы то ни было возможности непосредственно воспринимать их.

Немедленным следствием этой картины явилось объединение понятий спонтанного и индуцированного излучений. Спонтанное излучение есть излучение, индуцированное этими нулевыми колебаниями электромагнитного поля. Более того,

такая картина предлагает в некотором смысле обходным путем почувствовать нулевые колебания путем их усиления. Квантовые усилители стремятся генерировать фоновый шум, состоящий из излучения, индуцированного этими вакуумными флуктуациями.

Следует отметить небольшое изменение в терминологии, произошедшее в конце 1920-х годов. Поскольку было обнаружено, что частицы материи подобно квантам света демонстрируют некоторые волновые свойства, представлялось разумным признать, что и сами кванты света могут быть элементарными частицами и назвать их "фотонами", как было предложено в 1926 г. Г.Н. Льюисом. Фотоны столь же дискретны, как и частицы материи, даже притом, что их существование более преходяще, и они временами свободно рождаются и исчезают.

Бесчисленные оптические эксперименты, выполненные к середине XX века, были тем или иным образом основаны на измерении только интенсивности света. Могло даже показаться, что вообще уже нет чего-либо еще, что стоит измерять. Более того, эти измерения обычно проводились с равномерными световыми пучками, проходящими через пассивную среду. Поэтому несложно показать, что такие измерения описываются в рамках простого и, по существу, классического подхода. Первый характерный математический прием сводится к разбиению выражения для осциллирующего электромагнитного поля E на два комплексно-сопряженных члена:

$$E = E^{(+)} + E^{(-)}, \quad (1)$$

$$E^{(-)} = (E^{(+)})^*, \quad (2)$$

причем подразумевается, что $E^{(+)}$ содержит только члены с положительными частотами, т.е. те, которые меняются как $\exp(-i\omega t)$ для всех $\omega > 0$, а $E^{(-)}$ содержит только члены с отрицательными частотами, $\exp(i\omega t)$. Это разбиение знакомо инженерам-электрикам и вызвано исключительно математическим удобством работы с экспоненциальными функциями. В рамках классической теории оно не имеет физических оснований, поскольку оба комплексных поля $E^{(\pm)}$ физически эквивалентны. В классической теории они дают тождественные описания.

В общем случае каждое из полей $E^{(\pm)}$ зависит от пространственной координаты $\mathbf{r}$ и времени t . Тогда мгновенная интенсивность поля в точке $\mathbf{r}$ и в момент времени t равна

$$|E^{(+)}(\mathbf{r}t)|^2 = E^{(-)}(\mathbf{r}t) E^{(+)}(\mathbf{r}t). \quad (3)$$

На практике именно средняя интенсивность (обычно усредняемая по времени) всегда являлась измеряемой величиной.

Действительно оригинальным элементом многих оптических экспериментов, восходящих к опыту Юнга с двумя отверстиями, были способы, которыми реализовывалась возможность сложения полей, приходящих в различные пространственно-временные точки, до того, как производятся измерения интенсивности. Таким образом, в опыте Юнга, показанном на рис. 1, свет, проникающий через одно отверстие в первом экране, проходит через два отверстия во втором экране, а затем, попадая на третий экран, детектируется. Поле $E^{(+)}(\mathbf{r}t)$ в любой точке на последнем экране представляет собой наложение двух волн, излученных из двух предыдущих отверстий, с небольшой разницей времен их попадания на третий экран, связанной с небольшой разницей расстояний, которые они должны пройти.

Если бы мы хотели обсудить в деталях результирующие интенсивности, то нашли бы, что наиболее удобно это сделать, используя корреляционную функцию, которую мы определим как

$$G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1 \mathbf{r}_2 t_2) = \langle E^{(-)}(\mathbf{r}_1 t_1) E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle. \quad (4)$$

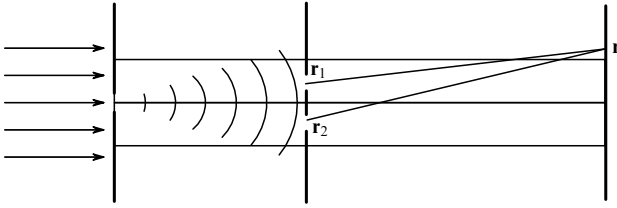


Рис. 1. Опыт Юнга. Свет, проникающий через отверстие в первом экране, падает на два близко расположенных отверстия во втором экране. Наложение волн, исходящих из отверстий в точках $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$, дает интерференционную картину, наблюдаемую в точках $\mathbf{r}_3$ третьего экрана.

Это комплекснозначная функция, зависящая в общем случае от обеих пространственно-временных точек $\mathbf{r}_1, t_1$ и $\mathbf{r}_2, t_2$. Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ указывают, что, как было отмечено, каким-то образом берется среднее значение. Тогда средняя интенсивность поля в одной точке $\mathbf{r}, t$ просто равна $G^{(1)}(\mathbf{r}t, \mathbf{r}t)$.

Если поле $E^{(+)}(\mathbf{r}t)$ в любой точке на третьем экране задается суммой двух полей, т.е. пропорционально $E^{(+)}(\mathbf{r}_1 t_1) + E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2)$, то, как легко видеть, средняя интенсивность в точке $\mathbf{r}t$ на этом экране дается суммой четырех корреляционных функций

$$G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_1 t_1) + G^{(1)}(\mathbf{r}_2 t_2, \mathbf{r}_2 t_2) + G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) + G^{(1)}(\mathbf{r}_2 t_2, \mathbf{r}_1 t_1). \quad (5)$$

Два первых слагаемых являются отдельными вкладами от двух отверстий во втором экране, т.е. интенсивностями, которые они дали бы по отдельности, если бы только одно из отверстий было открыто. Однако эти гладкие распределения интенсивности дополняются двумя последними слагаемыми в сумме, которые дают характерный интерференционный эффект от складываемых волн. Это члены, приводящие к появлению колец интенсивности, которые наблюдал Юнг.

Кольца интенсивности этого типа имеют наибольший возможный контраст, или видность, когда перекрестные члены, такие как $G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2)$, велики настолько, насколько это возможно. Имеется простое ограничение, налагаемое на величину таких корреляций известным неравенством. Имеется формальное соответствие, благодаря которому кросскорреляционные функции типа $G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2)$ являются аналогами скалярного произведения двух векторов и поэтому подчиняются неравенству Шварца. Квадрат абсолютного значения этой корреляционной функции никогда не превосходит произведения этих двух интенсивностей. Если обозначить через x пару координат $\mathbf{r}t$, то должно получиться

$$|G^{(1)}(x_1, x_2)|^2 \leq G^{(1)}(x_1, x_1) G^{(1)}(x_2, x_2). \quad (6)$$

Верхняя граница кросскорреляции достигается при условии

$$|G^{(1)}(x_1, x_2)|^2 = G^{(1)}(x_1, x_1) G^{(1)}(x_2, x_2), \quad (7)$$

одновременно при этом достигается максимальный контраст колец. Тогда будем говорить о полях в точках x_1 и x_2 как оптически когерентных друг с другом. Это и есть определение относительной когерентности, традиционно используемое в оптике [5].

Имеется другой способ установить условие оптической когерентности, который также весьма полезен, в частности, когда мы обсуждаем когерентность в парах точек, находящихся в пределах некоторой области пространства-времени. Предположим, что можно найти поле положительных частот $\mathcal{E}(\mathbf{r}t)$, удовлетворяющее соответствующему уравнению Максвелла, и такое, что корреляционная функция (4) имеет вид

произведения

$$G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = \mathcal{E}^*(\mathbf{r}_1 t_1) \mathcal{E}(\mathbf{r}_2 t_2). \quad (8)$$

Хотя необходимость этого свойства факторизации требует и некоторых доказательств [6], по крайней мере ясно, что она действительно приводит к оптической когерентности, которую мы определили с помощью верхней границы в неравенстве (6), поскольку в этом случае мы имеем

$$|G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2)|^2 = |\mathcal{E}(\mathbf{r}_1 t_1)|^2 |\mathcal{E}(\mathbf{r}_2 t_2)|^2. \quad (9)$$

В квантовой теории физические переменные, такие как $E^\pm(\mathbf{r}t)$ связаны не с простыми комплексными числами, а с операторами в гильбертовом пространстве векторов $|\rangle$, описывающих состояние системы, которой в нашем случае является электромагнитное поле. Умножение операторов $E^{(+)}(\mathbf{r}_1 t_1)$ и $E^{(-)}(\mathbf{r}_2 t_2)$ в общем случае не коммутативно, и можно показать, что эти два оператора действуют на описывающие состояния поля векторы $|\rangle$ различным, вообще говоря, образом. Можно показать, что, в частности, оператор $E^{(+)}$ является оператором уничтожения. Он уменьшает на единицу число имеющихся в поле квантов. Примененный к состоянию $|n\rangle$ с n фотонами, он дает состояние $|n-1\rangle$ с $n-1$ фотоном. Дальнейшее применение оператора $E^{(+)}(\mathbf{r}t)$ приводит к уменьшению числа имеющихся квантов, однако эта последовательность должна оборотиться при $n=0$, т.е. для вакуумного состояния $|\text{vac}\rangle$, в котором квантов не осталось. Окончательно, для этого состояния мы должны получить

$$E^{(+)}(\mathbf{r}t)|\text{vac}\rangle = 0. \quad (10)$$

Оператор, сопряженный $E^{(+)}$, которым является $E^{(-)}$, должен обладать свойством переводить состояние с n фотонами в состояние с $n+1$ фотоном, так что мы можем быть уверены, что, например, состояние $E^{(-)}(\mathbf{r}t)|\text{vac}\rangle$ есть однофотонное состояние. Поскольку вакуумное состояние не может быть получено увеличением числа фотонов, мы должны потребовать выполнения соотношения

$$\langle \text{vac} | E^{(-)}(\mathbf{r}t) = 0, \quad (11)$$

являющегося сопряженным соотношению (10).

Результаты квантовых измерений зачастую зависят от метода, которым эти измерения производят. Самые полезные и информативные пути обсуждения таких экспериментов обычно те, что основаны на физике самого процесса измерения. Поэтому, чтобы обсудить измерение интенсивности света, мы должны понять работу устройства, которое детектирует или считает фотоны.

Такие устройства, в общем случае, работают, поглощая кванты и регистрируя каждый такой эффект поглощения, например, путем детектирования испущенного фотоэлектрона. Нам не нужно входить во все детали процесса фотопоглощения, чтобы понять общую природу выражения для вероятности счета фотонов. Нужно только предположить, что наш идеальный детектор в точке $\mathbf{r}$ имеет пренебрежимо малые размеры и вероятность поглощения им фотонов не зависит от частоты, так что ее можно рассматривать как инструмент диагностики поля в четко определенное время t . Тогда, если поле совершает переход из начального состояния $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$, в котором на один фотон меньше, амплитуда вероятности этого конкретного перехода дается скалярным произведением или матричным элементом

$$\langle f | E^{(+)}(\mathbf{r}t) | i \rangle. \quad (12)$$

Чтобы найти полную вероятность перехода, мы должны найти квадрат модуля этой амплитуды и просуммировать результат

по полному набору возможных конечных состояний $|f\rangle$ этого поля. Условие полноты множества состояний $|f\rangle$ имеет вид

$$\sum_f |f\rangle\langle f| = 1,$$

и мы получаем, что полная вероятность перехода пропорциональна

$$\begin{aligned} \sum_f |\langle f|E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle|^2 &= \\ &= \sum_f \langle i|E^{(-)}(\mathbf{r}t)|f\rangle\langle f|E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle = \\ &= \langle i|E^{(-)}(\mathbf{r}t)E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь стоит повторить, что в квантовой теории поля $E^{(\pm)}$ являются некоммутирующими операторами, а не простыми числами. Таким образом, нельзя менять их порядок в выражении (13), если мы хотим сохранить его смысл. В классической теории, обсуждавшейся ранее, $E^{(+)}$ и $E^{(-)}$ являются обычными числами, они несут эквивалентную информацию. Нет физического различия между поглощением фотонов и их испусканием, поскольку нет классических фотонов. Тот факт, что квантовая энергия $h\nu$ исчезает при $h \rightarrow 0$, снимает какие-либо различия между положительными и отрицательными значениями частотной переменной.

Начальное состояние поля в нашем эксперименте по счету фотонов, конечно, зависит от того, свет от какого источника используется, а очень мало источников дают чистые квантовые состояния какого-либо типа. Таким образом, мы должны рассматривать состояние $|i\rangle$ как зависящее в общем случае от некоторого набора случайных и неконтролируемых параметров, характеризующих источник. Поэтому статистика отсчетов, которые мы в действительности измеряем, может варьироваться от одного проведенного эксперимента к другому. Число, которое мы получим, должно рассматриваться как среднее, взятое по всем этим экспериментам. Самый аккуратный способ определения случайных свойств состояния $|i\rangle$ состоит в использовании того, что фон Нейман назвал оператором плотности

$$\rho = \{|i\rangle\langle i|\}_{av}, \quad (14)$$

который является статистическим средним внешнего произведения вектора $|i\rangle$ на самого себя. Это выражение позволяет написать среднее вероятности отсчетов в виде

$$\{\langle i|E^{(-)}(\mathbf{r}t)E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle\}_{av} = \text{Tr}\{\rho E^{(-)}(\mathbf{r}t)E^{(+)}(\mathbf{r}t)\}. \quad (15)$$

Как мы отмечали ранее, интерференционные эксперименты, подобные опытам Юнга и Майкельсона, часто выполняются с помощью измерения интенсивностей линейных комбинаций полей, относящихся к двум разным пространственно-временным точкам. Чтобы получить вероятность отсчетов в таком поле, как, например, $E^{(+)}(\mathbf{r}_1, t_1) + E^{(+)}(\mathbf{r}_2, t_2)$, нам необходимо знать выражения, подобные выражению (15), но с двумя различными пространственно-временными аргументами $\mathbf{r}_1, t_1$ и $\mathbf{r}_2, t_2$. Тогда удобно определить корреляционную функцию (4) в квантовой теории как

$$G^{(1)}(\mathbf{r}_1 t_1 \mathbf{r}_2 t_2) = \text{Tr}\{\rho E^{(-)}(\mathbf{r}_1 t_1)E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2)\}. \quad (16)$$

Эта функция имеет ту же структуру скалярного произведения, что и классическая функция (4), и можно также показать, что она подчиняется неравенству (6). Чтобы определить оптическую когерентность, мы снова можем взять верхнюю границу модуля этой кросс-корреляционной функции или, что эквивалентно, условие факторизации (8).

Здесь стоит заметить, что оптические эксперименты с целью достижения высокой степени когерентности почти всегда выполнялись с использованием света максимально возможной монохроматичности. Причина этого становится ясной из условия факторизации (8). Эти эксперименты всегда основывались на использовании постоянных или статистически стационарных источников света. Под стационарным источником мы подразумеваем, что функция $G^{(1)}$ с двумя различными временными аргументами t_1 и t_2 может фактически зависеть только от их разности $t_1 - t_2$. Тогда для оптической когерентности требуется

$$G^{(1)}(t_1 - t_2) = \mathcal{E}^*(t_1)\mathcal{E}(t_2). \quad (17)$$

Единственно возможное решение такого функционального уравнения для функции $\mathcal{E}(t)$ есть решение, осциллирующее с одной положительной частотой. Таким образом, требование монохроматичности вытекает из условия стационарности источников. С другой стороны, условие факторизации (8) определяет также оптическую когерентность в более общем случае нестационарных источников.

Хотя энергии квантов видимого света в обычных масштабах весьма малы, средства их обнаружения существовали многие десятилетия. Простейшие методы основаны на фотоэлектрическом эффекте и использовании фотоэлектронных умножителей, дающих хорошо регистрируемые импульсы тока. Возможность детектирования одиночных квантов вызывает ряд интересных вопросов, связанных с их статистическими распределениями, которые, в принципе, должны быть доступны для измерений. Мы могли бы, например, представить себе, что счетчик квантов помещен в заданный световой пучок, а мы интересуемся распределением временных интервалов между последовательными отсчетами. Насколько мне известно, статистические задачи данного типа вообще не ставились до тех пор, пока в 1950-х годах не стала понятной важность квантовых корреляций. До тех пор практически во всех оптических экспериментах измерялись только средние интенсивности или скорости квантовых отсчетов, и все, что требовалось для их описания — это корреляционная функция $G^{(1)}$. Однако именно в это десятилетие были начаты несколько новых видов экспериментов, для которых потребовался более общий подход. По-видимому, этот период и положил начало квантовой оптике как новой или обновленной области физики.

В эксперименте, который мне представляется наиболее интересным, Р. Ханбери Браун и Р.К. Твисс развили новый вид интерферометрии [7]. Сначала они интересовались измерением угловых размеров небесных источников радиоволн и обнаружили, что его можно осуществить, используя две антенны, как показано на рис. 2, к каждой из которых присоединен детектор, чтобы убрать высокочастотные осцилляции поля. Затем оставшиеся низкочастотные сигналы вместе с шумами посылались на центральный умножитель этих сигналов, и усредненные по времени значения записывались. Таким образом, каждый детектор давал выходной сигнал, пропорциональный квадрату падающего поля, а центральное устройство записывало число, являющееся четвертой степенью по напряженности поля.

Используя классические выражения для напряженности поля, нетрудно показать, что выражение четвертой степени содержит измеряемый интерференционный вклад; используя его, Ханбери Браун и Твисс измерили угловые размеры многих радиисточников. Далее они поставили вопрос, нельзя ли провести аналогичную "интерферометрию интенсивности" видимого света и таким образом измерить угловые диаметры видимых звезд. Несмотря на то, что подобная возможность казалась вполне логичной, такой интерференционный эффект требовал детектирования пар фотонов, но определение требуемого интерференционного эффекта наталкивалось на очевидное препятствие, сформулированное Дираком в первой главе его знаменитого учебника по квантовой механике [8].

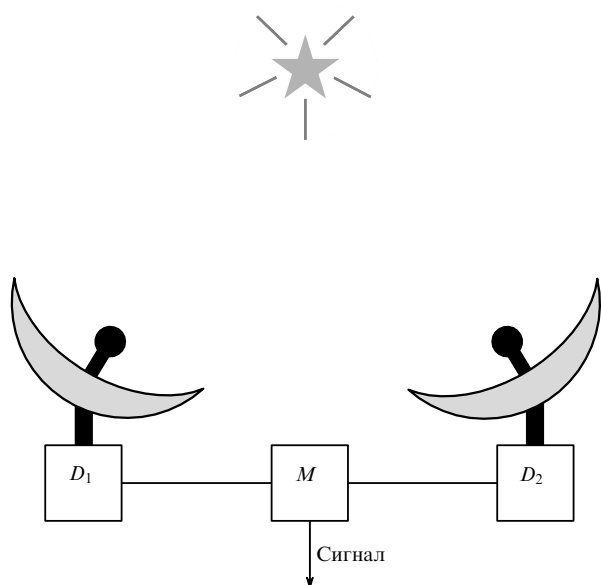


Рис. 2. Схема интерферометрии по интенсивностям Ханбери Брауна и Твисса. Радиочастотные волны принимаются и детектируются двумя антеннами. Результирующие отфильтрованные низкочастотные сигналы посылаются на устройство, формирующее выходной сигнал, пропорциональный их произведению.

Там Дирак обсуждает, почему наблюдается интерференционная картинка интенсивности в интерферометре Майкельсона, и утверждает с подчеркнутой ясностью: "Каждый фотон интерферирует только сам с собой. Интерференции двух разных фотонов не происходит никогда".

Здесь уместно напомнить, что интерференция означает просто, что амплитуды вероятности для альтернативных и неразличимых путей должны складываться алгебраически. Это не фотоны физически интерферируют, это интерферируют их амплитуды вероятности, а амплитуды вероятности могут быть также хорошо определены для любого числа фотонов.

Очевидно, Ханбери Браун и Твисс пребывали в сомнениях по этому поводу; они провели эксперимент [9], чтобы определить, действительно ли пары фотонов могут интерферировать. Схема их эксперимента показана на рис. 3. Источником света является максимально монохроматическая разрядная трубка. Свет от этого источника коллимируется и посылается на посеребренное полупрозрачное зеркало, направляющее разделенные пучки на два отдельных фотодетектора. Более

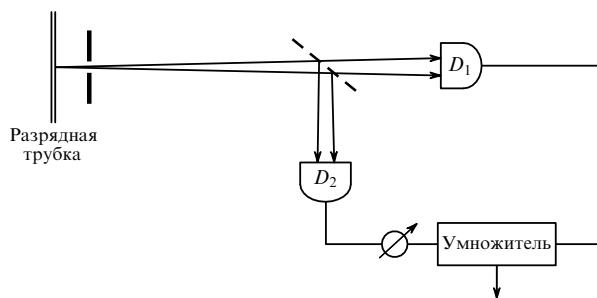


Рис. 3. Эксперимент Ханбери Брауна–Твисса по корреляции фотонов. Свет из максимально монохроматической разрядной трубки падает на полупосеребренное зеркало, направляющее разделенный пучок на два отдельных фотодетектора. Случайные фототоки от двух детекторов сначала перемножаются и затем усредняются. Изменение регистрируемого времени задержки достигается изменением расстояния от зеркала до детектора D_2 .

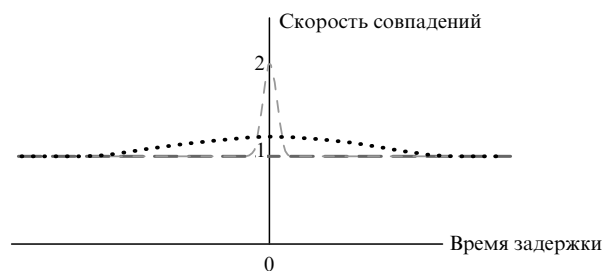


Рис. 4. Измеренная скорость совпадения фотонов слегка поднимается над постоянным фоном случайных совпадений при достаточно малых временах задержки. Наблюдаемый сигнал ослабляется по амплитуде и расширялся при больших временах задержки вследствие относительно медленного отклика фотодетекторов. В случае идеального детектора он имел бы вид более острого пика, как показано на рисунке.

или менее случайные выходные сигналы этих детекторов перемножаются, аналогично тому, как это было в эксперименте с радиочастотами, а затем усредняются. Результирующие средние демонстрируют небольшую тенденцию обоих фотодетекторов регистрировать фотоны одновременно (рис. 4). Этот эффект можно устранить, если сдвинуть один из счетчиков и тем самым внести временную задержку между сигналами. Хотя наблюдаемый эффект совпадений был значительно ослаблен плохим временным разрешением детектора, он, тем не менее, вызвал значительное удивление. Наблюдение временных корреляций фотонов в стационарном пучке было чем-то совершенно новым. Эксперимент повторяли многократно с улучшенным разрешением, и корреляционный эффект в каждом случае проявлялся все четче [10].

Данный корреляционный эффект представлялся достаточно удивительным и требующим ясного объяснения. Наиболее подходящим оказался разумный аргумент [11] Парселла, использовавшего квазиклассическую теорию излучения и формулу для времени релаксации радиочастотного шума, выведенную во время войны при исследованиях радаров. Могло показаться, что при использовании более монохроматического источника света время корреляции фотонов должно было просто увеличиться.

Несмотря на то, что конец 1950-х годов был временем, когда создавались лазеры, лишь в 1960 г. на сцене появился гелий-неоновый лазер [12] с его чрезвычайно монохроматическим и стабильным пучком света. Тогда и возник вопрос — каковы корреляции фотонов в лазерном пучке? Распространяются ли они, как можно было предположить, на гораздо большие временные интервалы, когда пучок становится более монохроматическим? Должен признаться, что некоторое время я размышлял над этим вопросом, поскольку мне казалось, что даже в отсутствие какой-либо детальной теории механизма лазера такого расширения корреляций быть не должно.

Осциллирующий электрический ток, излучающий свет в резонаторе лазера, не является током свободных зарядов. Это ток поляризации связанных зарядов, осциллирующих в направлении, перпендикулярном оси лазера (рис. 5). Если он достаточно велик, то его можно считать направленным классическим током, испытывающим пренебрежимую отдачу во время испускания отдельных фотонов. Я знал [13], что такие токи испускают фотоны, подчиняющиеся распределению Пуассона, что ясно указывает на статистическую независимость фотонов друг от друга. Поэтому представляется, что в лазерном пучке совсем не должно быть корреляций фотонов Ханбери Брауна–Твисса.

Но как тогда описать измерение совпадений отсчетов при временных задержках в экспериментах Ханбери Брауна и Твисса? Если эти два счетчика фотонов осуществляют измере-



Рис. 5. Схематическая картинка газового лазера. Стоячая световая волна в разрядной трубке генерирует интенсивный ток поперечной поляризации в газе. Его осцилляции поддерживают стоячую волну и излучают световой пучок.

ния в пространственно-временных точках $\mathbf{r}_1 t_1$ и $\mathbf{r}_2 t_2$, то мы должны использовать операторы уничтожения $E^{(+)}(\mathbf{r}_1 t_1)$ и $E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2)$ (которые на самом деле коммутируют). Амплитуда перехода поля из состояния $|i\rangle$ в состояние $|f\rangle$, в котором на два фотона меньше, имеет вид

$$\langle f | E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_1 t_1) | i \rangle. \quad (18)$$

При возведении этого выражения в квадрат, суммировании по конечным состояниям $|f\rangle$ и усреднении по начальным состояниям $|i\rangle$ получаем новый вид корреляционной функции, которую можно записать как

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_1 t_1 \mathbf{r}_2 t_2 \mathbf{r}_2 t_2 \mathbf{r}_1 t_1) = \text{Tr} \{ \rho E^{(-)}(\mathbf{r}_1 t_1) E^{(-)}(\mathbf{r}_2 t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_1 t_1) \}. \quad (19)$$

Это частный случай несколько более общей корреляционной функции второго порядка, которую можно записать (используя аббревиатуру $x_j = \mathbf{r}_j t_j$) как

$$G^{(2)}(x_1 x_2 x_3 x_4) = \text{Tr} \{ \rho E^{(-)}(x_1) E^{(-)}(x_2) E^{(+)}(x_3) E^{(+)}(x_4) \}. \quad (20)$$

Далее, Ханбери Браун и Твисс проследили за тем, чтобы пучки, попадающие на два их детектора, были когерентны настолько, насколько это возможно в обычном оптическом смысле. Функция $G^{(1)}$ должна тем самым удовлетворять условию факторизации (8), но это утверждение вовсе не означает, что функции $G^{(2)}$, определяемые формулами (19) или (20), удовлетворяют какому-либо соответствующему условию факторизации.

У нас есть свобода в том, чтобы определить некую когерентность второго порядка, требуя аналогичную факторизацию для функции $G^{(2)}$,

$$G^{(2)}(x_1 x_2 x_3 x_4) = \mathcal{E}^*(x_1) \mathcal{E}^*(x_2) \mathcal{E}(x_3) \mathcal{E}(x_4), \quad (21)$$

и это определение может быть полезным даже при том, что корреляция Ханбери Брауна–Твисса убеждает нас, что в их эксперименте такой факторизации нет. Если бы она была, то степень совпадений, согласно уравнению (21) была бы пропорциональна

$$G^{(2)}(x_1 x_2 x_2 x_1) = G^{(1)}(x_1 x_1) G^{(1)}(x_2 x_2), \quad (22)$$

т.е. произведению двух средних интенсивностей, измеренных по отдельности, но этого как раз и не было обнаружено. Обычные пучки света, т.е. свет из обычных источников, даже чрезвычайно монохроматических, как в эксперименте Ханбери Брауна–Твисса, не обладает подобной когерентностью второго порядка.

Можно продолжить и определить все более высокие порядки когерентности, определяя корреляционную функцию n -го порядка $G^{(n)}$, зависящую от $2n$ пространственно-вре-

менных координат. Полезность таких функций не очень ясна, так как выполнение экспериментов на совпадение при измерении отсчетов при n -кратной задержке на практике довольно затруднительно. Тем не менее такие функции полезно обсудить, поскольку оказалось, что они играют существенную роль в большинстве расчетов статистических распределений фотонов. Если, например, включить счетчик фотонов на любой заданный промежуток времени, то число зарегистрированных фотонов будет случайным целым числом. Многократное повторение такого эксперимента даст функцию распределения для этих чисел. Чтобы предсказать такие распределения [14], нужно, в общем случае, знать корреляционные функции $G^{(n)}$ произвольных порядков.

Коль скоро мы определяем виды когерентности высоких порядков, уместно спросить, можно ли найти поля, которые приводят к факторизации всего набора корреляционных функций $G^{(n)}$? Если да, то их можно характеризовать как обладающие полной когерентностью. Здесь возникает вопрос: существуют ли такие состояния поля? В действительности их великое множество, и некоторые из них могут точно описывать распределения для полей, создаваемых заданными распределениями классических токов. Эти поля имеют замечательное свойство — исчезновение одного фотона под действием оператора $E^{(+)}$ оставляет поле по существу неизменным. При этом вектор состояния просто умножается на обычное число. Это соотношение можно записать следующим образом

$$E^{(+)}(\mathbf{r}t) | \rangle = \mathcal{E}(\mathbf{r}t) | \rangle, \quad (23)$$

где $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ есть положительно-частотная функция пространственно-временной точки $\mathbf{r}, t$. Отсюда незамедлительно следует, что в таких полях имеется неопределенное число квантов. Только таким образом они могут остаться неизменными, когда убирается один квант. В действительности это замечательное соотношение справедливо для всех квантовых состояний, создаваемых распределением классических токов, и в этом случае оказывается, что функция $\mathcal{E}(\mathbf{r}t)$ представляет собой классическое решение для электрического поля.

Любой вектор состояния, подчиняющийся соотношению (23), подчиняется также сопряженному соотношению

$$\langle | E^{(-)}(\mathbf{r}t) = \mathcal{E}^*(\mathbf{r}t) \langle |. \quad (24)$$

Следовательно, корреляционная функция n -го порядка действительно имеет факторизованный вид

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n}) = \mathcal{E}^*(x_1) \dots \mathcal{E}^*(x_n) \mathcal{E}(x_{n+1}) \dots \mathcal{E}(x_{2n}) \quad (25)$$

требуемый для когерентности n -го порядка. Такие состояния представляют полностью когерентные поля, и проводимые в них эксперименты на совпадение отсчетов при задержках не выявляют никаких фотонных корреляций. Например, чтобы объяснить корреляции Ханбери Брауна–Твисса, следует использовать не чистые когерентные состояния, а их смеси, для которых условие факторизации, подобное (25), больше не выполняется. Чтобы увидеть, как возникают такие смеси, полезно обсудить отдельные моды колебаний поля.

Электромагнитное поле в свободном пространстве имеет континуум возможных частот колебаний и континуум доступных мод пространственных осцилляций на любой заданной частоте. Часто вместо одновременного рассмотрения всех этих мод проще выделить единственную моду и рассмотреть только ее поведение. При таком рассмотрении поле как целое есть сумма вкладов отдельных мод. Фактически в экспериментах с полем, заключенным внутри отражающих стенок, моды поля составляют дискретный набор, и их вклады часто можно физически разделить.

Как отмечалось ранее, колебания отдельной моды поля по существу такие же, как колебания гармонического осциллятора. n -е возбужденное состояние этого осциллятора точно соответствует наличию n световых квантов в этой моде. Оператор, уменьшающий квантовое число осциллятора, обычно обозначается буквой a , а сопряженный ему оператор, увеличивающий квантовое число на единицу, как $a^\dagger$. При этом эти операторы подчиняются соотношению

$$a a^\dagger - a^\dagger a = 1, \quad (26)$$

которое показывает, что их умножение некоммутативно. Можно выбрать оператор поля $E^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ для изучаемой моды пропорциональным оператору a . Тогда любой вектор состояния моды, подчиняющийся соотношению (23), имеет свойство

$$a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle, \quad (27)$$

где α — некоторое комплексное число. Нетрудно найти векторы состояний, удовлетворяющие соотношению (27) при любом заданном значении α . Их можно выразить в виде суммы, взятой по всем возможным состояниям $|n\rangle$ с квантовыми числами $n = 0, 1, 2, \dots$, как

$$|\alpha\rangle = \exp\left(-\frac{1}{2}|\alpha|^2\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle, \quad (28)$$

где мы выбрали обозначение состояния с помощью произвольного комплексного параметра α . Состояния $|\alpha\rangle$ являются полностью когерентными состояниями моды поля.

Квадраты модулей коэффициентов при состояниях $|n\rangle$ в уравнении (28) говорят нам, какова вероятность наличия n квантов в моде, и эти числа действительно дают такое распределение Пуассона, что среднее значение n равно $|\alpha|^2$. Когерентные состояния образуют полный набор состояний в том смысле, что любое состояние моды может быть выражено как соответствующая сумма по ним. При том, как мы их определили, когерентные состояния эквивалентны некоторым осцилляторным состояниям, определенным Шрёдингером [15] в его самых первых обращениях к волновой функции. Таким образом, будучи известными с самого начала волновой механики, они, по-видимому, не играли существенной роли на ранних этапах развития теории.

Когерентные возбуждения полей можно довольно просто комбинировать. Предположим, что один механизм возбуждения переводит моду поля из вакуумного состояния $|0\rangle$ в когерентное состояние $|\alpha_1\rangle$. Другой механизм мог бы перевести ее, например, из состояния $|0\rangle$ в состояние $|\alpha_2\rangle$. Если оба механизма действуют одновременно, то результирующее состояние можно записать как $\exp(i\varphi)|\alpha_1 + \alpha_2\rangle$, где $\exp(i\varphi)$ — фазовый множитель, зависящий от α_1 и α_2 , причем у нас нет необходимости знать его, поскольку он выпадает из выражения для оператора плотности

$$\rho = |\alpha_1 + \alpha_2\rangle\langle\alpha_1 + \alpha_2|. \quad (29)$$

Это соотношение воплощает принцип суперпозиции возбуждений поля и сообщает нам о том, какая статистика квантов получается. Его легко обобщить на случай суперпозиции многих возбуждений. Скажем, если имеется j когерентных возбуждений, мы получаем оператор плотности

$$\rho = |\alpha_1 + \dots + \alpha_j\rangle\langle\alpha_1 + \dots + \alpha_j|. \quad (30)$$

Предположим теперь, что амплитуды отдельных возбуждений α_j являются в том или ином смысле случайными комплексными числами. Тогда сумма $\alpha_1 + \dots + \alpha_j$ описывает некоторое случайное блуждание в комплексной плоскости. В пределе $j \rightarrow \infty$ распределение вероятностей для суммы

$\alpha = \alpha_1 + \dots + \alpha_j$ дается распределением Гаусса, которое можно записать как

$$P(\alpha) = \frac{1}{\pi\langle n \rangle} \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{\langle n \rangle}\right), \quad (31)$$

где среднее значение $|\alpha|^2$, записанное как $\langle n \rangle$, есть среднее значение квантов в моде.

Оператор плотности, описывающий этот вид случайных возбуждений, есть вероятностная смесь когерентных состояний

$$\rho = \frac{1}{\pi\langle n \rangle} \int \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{\langle n \rangle}\right) |\alpha\rangle\langle\alpha| d^2\alpha, \quad (32)$$

где $d^2\alpha$ — элемент площади в комплексной плоскости. Если выразить ρ через m -квантовые состояния, используя разложение (28), получим

$$\rho = \frac{1}{1 + \langle n \rangle} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{\langle n \rangle}{1 + \langle n \rangle}\right)^m |m\rangle\langle m|. \quad (33)$$

Итак, подобный механизм случайных возбуждений всегда ассоциируется с распределением по числу квантов в виде геометрической прогрессии, т.е. с постоянным отношением соседних членов в их последовательности (рис. 6). Наиболее известный пример — распределение Планка, где мы имеем $\langle n \rangle = [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$, а оператор плотности (33) содержит в этом случае хорошо известные температурные веса $\exp(-m h\nu/kT)$.

Есть что-то замечательно универсальное в геометрической прогрессии для n -квантовых вероятностей. С другой стороны, вид хаотического возбуждения, из которого мы ее вывели, фактически возбуждения случайным набором лазеров, может показаться достаточно специальным. Поэтому представляется целесообразным найти более общий способ охарактеризовать то же самое распределение. Если квантовое состояние задается оператором плотности ρ , с ним можно связать энтропию S , определяемую по формуле

$$S = -\text{Tr}(\rho \log \rho) \quad (34)$$

и являющуюся, грубо говоря, мерой беспорядка, характеризующей это состояние. Наиболее неупорядоченное или хаотическое состояние достигается путем максимизации S , но при поиске этого максимума мы должны учесть две связи. Первая

$$\text{Tr} \rho = 1 \quad (35)$$

отвечает попросту тому, что все вероятности в сумме дают единицу. Вторая

$$\text{Tr}(\rho a^\dagger a) = \langle n \rangle \quad (36)$$

фиксирует среднее число заполнения моды.

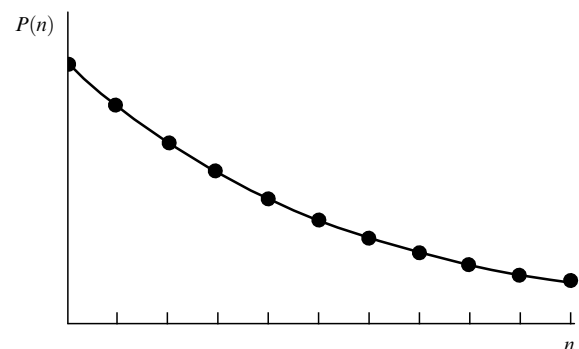


Рис. 6. Для хаотически возбужденной моды распределение вероятностей присутствия n квантов в виде геометрической прогрессии (т.е. с постоянным отношением соседних вероятностей).

При максимизации S с учетом этих связей мы действительно найдем, что оператор плотности ρ принимает вид, задаваемый уравнением (33). Таким образом, распределение в виде геометрической прогрессии является единственной формой для хаотического возбуждения. Большинство обычных источников света состоит из огромного числа атомов, излучающих почти независимо друг от друга в соответствии с уравнениями поля. Поэтому неудивительно, что они в основном являются источниками с максимальной энтропией, или хаотическими источниками. Когда возбуждено много мод, излучаемый ими свет фактически является цветным шумом, неотличимым от соответствующим образом отфильтрованного излучения черного тела.

Для хаотических источников оператор плотности (32) обеспечивает возможность вычисления всех корреляционных функций высших порядков $G^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n})$. Действительно, все они могут быть сведены [14] к сумме произведений корреляционных функций первого порядка $G^{(1)}(x_i, x_j)$. В частности, например, скорость счета совпадений в эксперименте Ханбери Брауна–Твисса, соответствующая двум пространственно-временным точкам x_1 и x_2 , может быть записана как

$$G^{(2)}(x_1 x_2 x_2 x_1) = G^{(1)}(x_1 x_1) G^{(1)}(x_2 x_2) + G^{(1)}(x_1 x_2) G^{(1)}(x_2 x_1). \quad (37)$$

Первый из двух членов в правой части этого уравнения представляет собой просто произведение двух скоростей счета, которые можно измерять независимо в точках x_1 и x_2 . Второй член — дополнительная скорость счета с задержкой, впервые измеренная Ханбери Брауном и Твиссом, и в него действительно вносит вклад эффект двухфотонной интерференции. Если положить $x_1 = x_2$, что соответствует нулевой задержке по времени в их эксперименте, то мы видим, что

$$G^{(2)}(x_1 x_1 x_1 x_1) = 2\{G^{(1)}(x_1 x_1)\}^2, \quad (38)$$

т.е. скорость совпадений при стремящемся к нулю времени задержки должна вдвое превышать фоновую скорость, или скорость случайных совпадений.

Распределение Гаусса для оператора плотности, выраженного в терминах когерентных состояний, является примером более широкого класса так называемых "диагональных представлений", весьма удобных в использовании, если они доступны. Если оператор плотности, например, для одной моды можно представить в виде

$$\rho = \int P(\alpha) |\alpha\rangle \langle \alpha| d^2\alpha \quad (39)$$

то средние значения произведений операторов типа $a^{\dagger n} a^m$ можно вычислить как простые интегралы с функцией P , а именно,

$$\{a^{\dagger n} a^m\}_{av} = \int P(\alpha) \alpha^{*n} \alpha^m d^2\alpha. \quad (40)$$

Функция $P(\alpha)$, таким образом, играет роль некоторой плотности вероятностей, что может привести к определенному недоразумению, поскольку условие, чтобы все связанные с ρ вероятности были или положительны, или равны нулю, не требует, чтобы $P(\alpha)$ была положительно определенной. Она может принимать и иногда принимает отрицательные значения в ограниченных областях α -плоскости для некоторых физических примеров, а кроме того может быть сингулярной. Как мы увидим, она является представителем более широкого класса плотностей квазивероятности. К сожалению, представление (39), P -представление, существует не всегда [16, 17]. Его нельзя определить, например, для известных "сжатых" состоя-

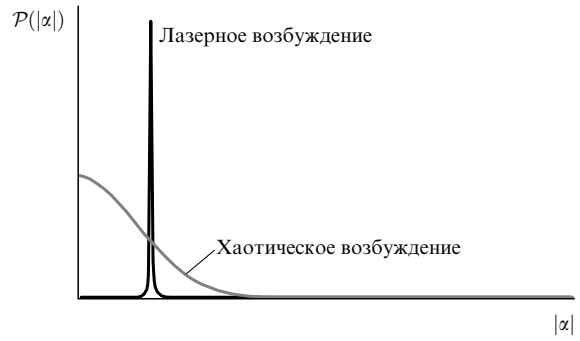


Рис. 7. Функция квазивероятностей $P(|\alpha|)$ для хаотического возбуждения является гауссовой, в то время, как для стабильного лазерного пучка она принимает ненулевое значение только в окрестности некоторого фиксированного значения $|\alpha|$.

ний поля, в которых неопределенность одной из сопряженных величин меньше, чем эта неопределенность в когерентных состояниях.

Разницу между монохроматическим лазерным пучком и хаотическим пучком легче всего выразить с помощью функции $P(\alpha)$. Для стационарного лазерного пучка функция P зависит только от амплитуды α ; она обращается в нуль, если $|\alpha|$ не принимает какого-либо фиксированного значения. График функции P показан на рис. 7, на котором его можно сравнить с гауссовым распределением с тем же средним числом заполнения $\langle n \rangle$, заданным уравнением (31).

Как измерить статистические свойства фотонных распределений? Относительно простой способ — это поместить счетчик фотонов в пучок света после либо электрического, либо механического затвора. Если открыть затвор на заданное время t , счетчик зарегистрирует некоторое случайное число фотонов n . Повторяя это измерение достаточно много раз, можно установить статистическое распределение для этих случайных чисел n . Анализ, необходимый для математического вывода такого распределения, достаточно сложен, поскольку в общем случае он требует знания всех корреляционных функций высших порядков. Напротив, экспериментальные измерения этого распределения могут обеспечить нас информацией об этих корреляционных функциях.

В тех двух случаях, для которых мы уже знаем все корреляционные функции, особенно легко найти распределения фотоотсчетов. Если обозначить среднюю скорость, с которой регистрируются фотоны, через w , то среднее число зарегистрированных за время t фотонов, есть

$$\langle n \rangle = wt.$$

В когерентном пучке результат для вероятности n фотоотсчетов как раз и есть распределение Пуассона

$$p_n(t) = \frac{(wt)^n}{n!} \exp(-wt). \quad (41)$$

С другой стороны, в хаотическом пучке вероятность счета n квантов дается гораздо более широким распределением

$$p_n(t) = \frac{1}{1 + wt} \left(\frac{wt}{1 + wt} \right)^n. \quad (42)$$

Эти результаты, которые довольно очевидны из вероятностей чисел заполнения и неявно содержатся в уравнениях (28) и (33), проиллюстрированы на рис. 8.

Существует еще близкая проблема, которую также можно экспериментально исследовать без особых трудностей. Если открыть затвор перед счетчиком в произвольный момент

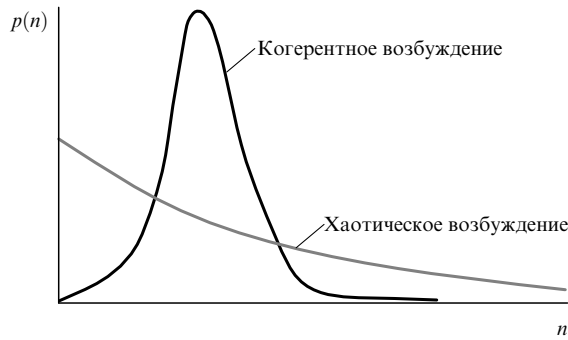


Рис. 8. Два распределения $P(n)$, показанные на рис. 7, приводят к различным распределениям по числу фотонов $p(n)$: для хаотического возбуждения — распределение в виде геометрической прогрессии, для когерентного возбуждения — пуассоновое распределение.

времени, то прежде, чем зарегистрируется первый фотон, пройдет некоторое случайное время. Каково распределение этих случайных времен? В стационарном когерентном пучке это фактически ни что иное, как экспоненциальное распределение

$$W_{\text{coh}}(t) = w \exp(-wt), \quad (43)$$

в то время как в хаотическом пучке оно принимает менее очевидный вид

$$W_{\text{ch}}(t) = \frac{w}{(1 + wt)^2}. \quad (44)$$

Существует альтернативный способ нахождения распределения временных интервалов. Вместо того, чтобы просто открывать затвор в произвольный момент времени, можно начать измерение с регистрации данного фотоотсчета в нулевой момент времени, а затем спросить, каково распределение временных интервалов до следующего фотоотсчета. Это распределение, которое можно записать как $W(0|t)$, для когерентного пучка принимает тот же вид, что и для описанного ранее измерения, которое начинается в произвольные моменты:

$$W_{\text{coh}}(0|t) = w \exp(-wt) = W_{\text{coh}}(t). \quad (45)$$

Это тождество есть ни что иное, как простая переформулировка свойства статистической независимости или некоррелированности всех фотонов в когерентном пучке.

С другой стороны, для хаотического пучка распределение $W_{\text{ch}}(0|t)$ принимает вид, совершенно отличный от $W_{\text{ch}}(t)$, а именно,

$$W_{\text{ch}}(0|t) = \frac{2w}{(1 + wt)^3}. \quad (46)$$

Это выражение превосходит $W_{\text{ch}}(t)$ на временах, для которых $wt < 1$, и фактически вдвое больше, чем $W_{\text{ch}}(t)$ при $t = 0$ (рис. 9). Причина этого заключается в распределении Гаусса по амплитудам, которое неявно содержится в равенствах (31) и (32). Сам факт, что фотон зарегистрирован в момент времени $t = 0$, делает более вероятным тот факт, что в этот момент амплитуда поля α претерпела большую флуктуацию, а потому вероятность регистрации второго фотона остается на некоторое время большей, чем среднее значение. Функции $W_{\text{ch}}(t)$ и $W_{\text{ch}}(0|t)$ сравниваются на рис. 8.

Таким образом, все обсуждавшиеся до сих пор эксперименты основаны на процедуре счета фотонов или отдельными счетчиками, или несколькими счетчиками, согласованными таким образом, чтобы реагировать на совпадения при

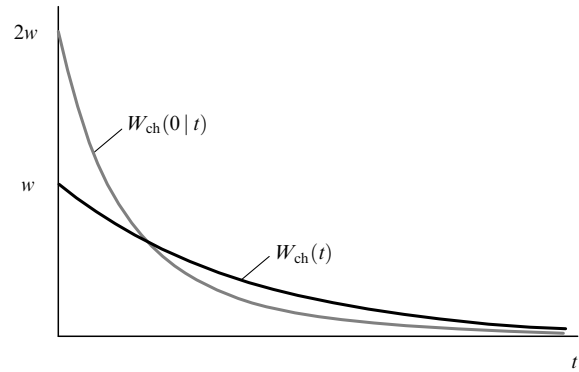


Рис. 9. Распределение временных интервалов для экспериментов по счету фотонов в некоторой хаотически возбужденной моде: $W_{\text{ch}}(t)$ — распределение временных интервалов от произвольного момента до первого отсчета; $W_{\text{ch}}(0|t)$ — распределение интервалов между двумя последовательными фотоотсчетами.

задержке. Все функции, которые они измеряют — корреляционные функции $G^{(n)}$ — являются средними значениями произведений операторов поля, записанных в определенном порядке. При чтении справа налево в нашей корреляционной функции всегда сначала идут операторы уничтожения, подобно тому, как это имеет место, например, в уравнении (19) для $G^{(2)}$. Это так называемое "нормальное упорядочение", которое придает особую роль когерентным состояниям и плотности квазивероятности $P(\alpha)$, которую они играют в обсуждении этого класса экспериментов.

Но имеются и другие типы средних значений, которые иногда нужны при обсуждении других классов экспериментов. Например, они могут содержать симметрично упорядоченные суммы произведений операторов или даже антинормально упорядоченные произведения, являющиеся обратными по отношению к нормально упорядоченным. Коммутационные соотношения для перемножаемых операторов поля в конечном счете связывают все эти средние значения друг с другом, однако часто удается найти значительно более простые пути их получения. Существует плотность квазивероятности, которая играет абсолютно ту же роль для симметризованных произведений, которую функция P играет для нормально упорядоченных произведений. Это функция Вигнера [18], введенная в 1932 г. в качестве чего-то вроде квантово-механической замены классической плотности вероятности в фазовом пространстве. Для антинормально упорядоченных произведений операторов роль плотности квазивероятности берет на себя среднее значение, которое в одномодовом случае равно $(1/\pi)\langle \alpha | \rho | \alpha \rangle$. Эти три плотности квазивероятностей связаны с тремя видами упорядочения операторов, и какие бы эксперименты они ни описывали, все они являются членами более широкого семейства квазираспределений, имеющих, как можно показать, много общих свойств [17].

Все результаты, о которых я говорил, были получены на относительно раннем этапе развития данной области физики, которую сегодня мы называем квантовой оптикой. Дальнейшие результаты, быстро следовавшие один за другим в последние годы, слишком многочисленны, чтобы их здесь привести. Упомяну лишь немногие. Были выполнены разнообразные тщательные измерения распределений отсчетов фотонов и корреляций того типа, который мы обсуждали [19], которые четко продемонстрировали согласие с теорией. Более того, они подробно показали, как изменяются свойства лазерных пучков с ростом мощности от пороговой до беспороговой.

Полностью развить квантово-механическую теорию лазера было трудно [20], поскольку лазер, по своей сущности,



Рис. 10. Профессор Эйнштейн, встреча весной 1951 г. в Принстоне, Нью Джерси.

является нелинейным устройством, но только с помощью такой теории могут быть поняты свойства квантовых шумов лазера. На сегодня разработано много разных теорий для различных типов колебательных систем и усилителей.

Нелинейная оптика предоставила нам новые виды квантовых явлений, такие как параметрическое преобразование частоты вниз, при котором одиночный фотон расщепляется в пару сильно коррелированных, или перепутанных фотонов. Перепутанность стала богатым источником самых, возможно, интересных, но и наиболее озадачивающих (если рассматривать их с обыденной точки зрения) квантовых явлений.

Следует подчеркнуть, что математические приемы, развитые нами для изучения квантов света, можно в равной степени применить к более широкому классу частиц, подчиняющихся статистике Бозе–Эйнштейна. Он включает в себя атомы He^4 , Na^{23} , Rb^{87} и все остальные, с которыми недавно оптическими методами были проведены эксперименты по получению бозе-конденсата. Если учесть соответствующим образом атомные взаимодействия и ненулевые массы атомов, то оказывается, что формализм когерентных состояний дает разумное объяснение поведения таких бозонных газов.

Представляется, что этот формализм аналогичным образом применим к субатомным частицам — к короткоживущим бозонам. Пионы, которые сотнями и даже тысячами возникают при столкновениях тяжелых ионов при высоких энергиях, также являются бозонами. Пионы с одинаковыми зарядами обладают отчетливо заметным стремлением испускаться с сильно коррелированными импульсами, что со всей очевидностью является эффектом аналогичным корреляции фотонов Ханбери Брауна–Твисса и требует такого же анализа [21].

Конечно частицы, подчиняющиеся статистике Ферми–Дирака, ведут себя совсем не так, как фотоны или пионы. Не более одной из них занимает любое заданное квантовое состояние. Следовательно, методы расчета, связанные с фермионными полями, радикально отличаются от тех, что мы использовали для таких бозонов, как фотоны. Тем не менее было показано, что можно развить алгебраическую схему [22] расчета средних значений произведений фермионных полей, которая, что примечательно, оказалась параллельной схеме, которую мы описали для полей фотонов. Имеется однознач-

ное соответствие между математическими действиями и выражениями для бозонных полей, с одной стороны, и фермионных полей, с другой стороны. Это соответствие доказало свою полезность при описании динамики вырожденных фермионных газов.

В заключение я хотел бы рассказать вам об одном случае, имевшем место со мною в 1951 г., когда я был постдоком в Институте высших исследований в Принстоне. Из-за привычки работать в то время допоздна (в основном над статистикой фотонов [13]) я не часто оказывался за своим рабочим столом в институте в первой половине дня. Случалось, что я брел в институт около полудня, что было близко по времени к окончанию рабочего дня профессора Эйнштейна. Наши пути поэтому достаточно часто пересекались, и в одну из таких встреч при мне оказался фотоаппарат. Эйнштейн весьма охотно позволил мне его сфотографировать, как бы отдавая должное своей роли местной достопримечательности, и постоял не шевелясь, пока я снимал. На рисунке 10 приведен доселе неопубликованный результат этих действий. Я всегда буду хранить этот образ вместе с непроходящим сожалением о том, что не задал ему тогда несколько вопросов о том замечательном 1905 г.

Перевела с английского М.А. Манько
Научная редакция перевода А.М. Семихатова

Список литературы

1. Planck M *Ann. Phys. (Leipzig)* **1** 69 (1900)
2. Planck M *Ann. Phys. (Leipzig)* **1** 719 (1900)
3. Einstein A *Ann. Phys. (Leipzig)* **17** 132 (1905)
4. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London Ser. A* **114** 243, 710 (1927)
5. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (London: Pergamon Press, 1959) Chap. X
6. Titulaer U M, Glauber R J *Phys. Rev.* **140** B676 (1965); **145** 1041 (1966)
7. Hanbury Brown R, Twiss R Q *Philos. Mag. Ser. 7* **45** 663 (1954)
8. Dirac P A M *The Principles of Quantum Mechanics* 4th ed. (Oxford: Clarendon Press, 1958) p. 9
9. Hanbury Brown R, Twiss R Q *Nature* **177** 27 (1956); *Proc. R. Soc. London Ser. A* **242** 300; **243** 291 (1957)
10. Rebka G A, Pound R V *Nature* **180** 1035 (1957); Scarf D B *Phys. Rev.* **175** 1661 (1968)
11. Purcell E M *Nature* **178** 1449 (1956)
12. Javan A, Bennett W R (Jr.), Herriott D R *Phys. Rev. Lett.* **6** 106 (1961)
13. Glauber R J *Phys. Rev.* **84** 395 (1951)
14. Glauber R J, in *Quantum Optics and Electronics. Lectures Delivered at Les Houches During the 1964 Session of the Summer School of Theoretical Physics, Univ. of Grenoble* (Eds C DeWitt, A Blandin, C Cohen-Tannoudji) (New York: Gordon and Breach, 1965) p. 63
15. Schrödinger E *Naturwissenschaften* **14** 664 (1926)
16. Sudarshan E C G *Phys. Rev. Lett.* **10** 277 (1963)
17. Cahill K E, Glauber R J *Phys. Rev.* **177** 1857, 1882 (1969)
18. Wigner E *Phys. Rev.* **40** 749 (1932)
19. См. например: Arecchi F T, in *Quantum Optics. Proc. Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course XLII, Varenna, 1967* (Ed. R J Glauber) (New York: Academic Press, 1969); Jakeman E, Pike E R J. *Phys. A: Gen. Phys.* **2** 411 (1969)
20. Scully M O, Lamb W E (Jr.) *Phys. Rev.* **159** 208 (1967); Lax M, in *Brandeis Univ. Summer Institute Lectures, 1966 Vol. II* (Eds M Cretien et al.) (New York: Gordon and Breach, 1968); Haken H "Laser Theory", in *Encyclopedia of Physics* Vol. XXV/2c (Ed. S Flügge) (Heidelberg: Springer-Verlag, 1970)
21. Glauber R J "Quantum optics and heavy ion physics", *nucl-th/0604021; Nucl. Phys. A* **774** 3 (2006)
22. Cahill K E, Glauber R J *Phys. Rev. A* **59** 1538 (1999)

Определение и измерение оптических частот: перспективы оптических часов — и не только

Дж.Л. Холл

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2005 г.)

Четыре давно разрабатываемые направления лазерной технологии встретились и слились в 1999–2000 гг. Два из них — это, с одной стороны, реализация повторяющихся последовательностей все более коротких импульсов, а с другой стороны, поиск путей генерации как можно более стабильных во времени неизменных частот. Устроить брак между сверхбыстрыми и сверхстабильными лазерами пытались в основном две интернациональные группы. Эта работа стала особенно захватывающей, когда обнаружилось, что оптические волокна со специально созданной микроструктурой настолько нелинейны, что могут преобразовывать фемтосекундные лазерные импульсы в белый свет, охватывающий целую оптическую октаву. При этом впервые оказалось возможным генерировать частотную гребенку, заполняющую интервал частот, равный низшей частоте гребенки, и выразить этот интервал как целое кратное от частоты повторения импульсов фемтосекундного лазера. Эта "коробка передач" — связь между стандартом частоты радиодиапазона и любым/всеми оптическими стандартами частоты создавалась вместе со становлением методов повышения чувствительности. Объединение этих четырех направлений привело к взрывному росту точности измерений частоты в области стандартов и открыло путь к более совершенной проверке заботливо хранимых физических принципов, таких как стабильность во времени фундаментальных физических констант (например, постоянной тонкой структуры, скорости света, отношений некоторых атомных масс и т.д.) и эквивалентность хода часов, работающих на разных физических принципах. Технология стабильных лазеров позволяет также настолько точно синхронизовать два независимых фемтосекундных лазера, что их излучение воспринимается как излучение одного лазера. При совершенствовании экспериментов по накачке/зондированию важным применением станет и детальное, селективное по связям исследование пространственной структуры биологических объектов. Следующее десятилетие в оптике будет бурным!

PACS numbers: 01.30.Bb, 06.20.–f, 42.50.–p

Содержание

1. **Итоги и беглый обзор (1353).**
2. **Метрологические стандарты и наука (1354).**
 - 2.1. Тесная двусторонняя связь.
 - 2.2. Стандарт длины и его связь с частотой/временем.
 - 2.3. Фундаментальные физические проблемы и новое определение длины.
3. **Часы и время (1355).**
 - 3.1. Шкала достижимой точности при измерении времени.
 - 3.2. Как устроены часы?
 - 3.3. Электронные часы, основанные на квантовых переходах.
4. **Рождение мечты об оптических часах (1358).**
 - 4.1. Появление лазеров.
 - 4.2. Связь с глауберовскими когерентными состояниями света.
 - 4.3. Когерентность лазерного поля делает доступной диагностику частоты.
 - 4.4. Когерентность лазерных биений позволяет управлять лазером с помощью частотных измерений.
 - 4.5. Сравнительно высокая мощность лазеров сделала возможными нелинейную спектроскопию и узкие резонансы.

- 4.6. На свободно летящие молекулы действует лазерный импульс — два взгляда на соотношение неопределенности.
 - 4.7. Перенос импульса от света молекулам — расщепление из-за эффекта отдачи.
 - 4.8. Другие опорные оптические частоты, основанные на нелинейной спектроскопии.
 5. **Измерение частоты с помощью оптической гребенки (1362).**
 6. **Взаимодополняемость, кооперация и конкуренция (1363).**
 - 6.1. Основы.
 - 6.2. Краткая история оптического чуда 1999–2000 гг.
 - 6.3. Гонка началась.
 - 6.4. Некоторые результаты измерений частоты.
 - 6.5. Оптический стандарт частоты на молекулах йода.
 7. **Что же будет дальше? (1365).**
 8. **Приложение. Полная история гребенки в простом изложении (1365).**
- Список литературы (1366).

1. Итоги и беглый обзор

Если оглянуться назад, то путь к важным свершениям часто кажется определенным и неизбежным, хотя в те времена он вовсе не представлялся очевидным. Одна из современных тенденций в науке состоит в направлении усилий на определенный исследовательский проект, настолько простой и

ясный, что руководитель может надеяться на успех в решении выбранной задачи. Однако такой проект, скорее всего, будет иметь скромные результаты, поскольку наверняка они были ясны с самого начала. Возможность нашей оптической частотной гребенки, напротив, стала совершенно непредвиденным результатом синтеза независимых современных направлений в четырех различных областях: сверхстабильных лазеров, лазеров ультракоротких импульсов, материалов с гигантской нелинейностью и эффективностью и сверхчувствительных методов лазерной спектроскопии. Схожесть этих различных направлений заключается в общем, хотя и независимом, стремлении к развитию простых и эффективных технологий для использования электромагнитных сигналов для своих собственных спектроскопических и других оптических интересов в области видимого диапазона. После *великого синтеза лазерных технологий 1999–2000 гг.*, ставшего знаменитым под кратким названием оптическая частотная гребенка, возможности оптических методов резко возросли. В знак уважения к нашему покровителю, д-ру Нобелю, можно высказаться определеннее и ярче и *уподобить произошедший расцвет оптики взрыву*.

В результате возникли новые невероятные возможности и средства, которые в свою очередь поддерживают прогресс в областях, их породивших. Например, после лихорадочных измерений частоты с помощью частотной гребенки первого поколения возможные применения гребенки второго поколения включают малошумящую синхронизацию лазерных генераторов ультракоротких импульсов; когерентное сшивание спектров независимых фемтосекундных лазеров для расширения спектра и уменьшения длительности составного импульса; синтез сигналов определенной формы для экспериментов по когерентному контролю; прецизионное измерение оптических нелинейностей с использованием фазовой чувствительности радиочастотных методов; когерентное накопление нескольких сотен последовательных импульсов с последующим извлечением их полной энергии в серии более мощных импульсов с меньшей частотой повторения и т.д. Захватывающие темы третьего поколения приложений оптических гребенок включают прецизионную дистанционную синхронизацию полей в резонаторах ускорителей, стабильные опорные генераторы для больших решетчатых телескопов радиочастотного диапазона, потенциальное уменьшение относительного фазового шума опорных генераторов телескопов, зондирующих глубокий космос (NASA, VLBI и т.д.). И это только часть планов на первые пять лет.

Что же все-таки изменилось теперь в прецизионной метрологии? Подобно тому, как целых полстолетия мы пользовались мощными спектроскопическими методами с использованием радиочастотных сигналов (одно из достойных применений — ядерная магнитная томография!), теперь мы можем применять методы управления частотой в оптическом диапазоне. При этом есть действительно важное отличие: в оптическом диапазоне число колебаний в секунду приблизительно в 10 миллионов раз больше, чем в радиодиапазоне, хотя и на радиочастотах процессы происходят в несколько миллионов раз быстрее тех, которые успевает воспринять человек. По существу, эти большие числа характеризуют соответствующее увеличение разрешения и наших измерительных возможностей (более подробное обсуждение будет приведено ниже). В нашем восприятии мы способны различать половины, четверти, десятые доли и, возможно, даже чуть точнее. Производство двух упомянутых больших чисел характеризует усиление наших возможностей и переносит нас в метрологический рай, где относительная погрешность измерений составляет порядка 10^{-11} . При усреднении независимых измерений можно достичь и большего.

2. Метрологические стандарты и наука

2.1. Тесная двусторонняя связь

Постепенное накопление успешных шагов в научном исследовании приводит иногда к выдающимся изменениям в осознании нашего опыта: возникает новое понимание или систематика. Но такому открытию предшествует обычно кропотливая работа, количественное представление результатов эксперимента, которое, как правило, выражается в абсолютных единицах. Иногда эксперимент сам обеспечивает себе внутреннюю калибровку, но чаще мы нуждаемся в удобных эталонах, с которыми можно соотнести результаты измерений. Конечно, прежде чем научный результат может быть воспроизведен в различных научных лабораториях, сами эти эталоны должны быть репродуцированы и распределены между ними. В лучшем случае требуемый эталон должен быть основан на каком-нибудь физическом явлении, в идеале — квантовом, чтобы его можно было независимо воспроизвести с одинаковой точностью в разных лабораториях. Этот процесс создания эталонов сам по себе революционен [1]!

2.2. Стандарт длины и его связь с частотой/временем

Обсудим сначала метрологические стандарты, среди которых семь основных мы принимаем за основные величины *Международной системы единиц* (Système International d'Unités), сокращенно СИ или "метрическая система" [2]. Из этих семи основных единиц выводится около тридцати употребительных производных единиц. Ясно, что для достижения самой предельной точности измерений больше всего подходят *время* и *длина*. С незапамятных времен сутки служили естественной единицей Времени, тогда как стандарты длины были искусственными и произвольными. Впервые метрическая система обсуждалась в 1791 г., но из-за отсутствия серьезного метрологического опыта члены Французской академии наук эпохи Просвещения решили, что метром должна служить некая малая часть ($1/4 \times 10^{-7}$) длины окружности большого земного круга, проходящего через полюсы и Францию. Конечно, для практической работы в лаборатории не совсем удобно иметь единицу длины, основанную на геодезии, но, по крайней мере, она была, наконец, определена и соответствовала некоторой вполне определенной длине. Это было долгожданное событие, поскольку, как можно увидеть в музеях в Брауншвейге в Германии и на острове Санторин в Греции, стандарт длины мог прихотливо меняться в соответствии с длиной руки очередного приходившего к власти герцога. Однако после Договора Метрической комиссии 1875 г. стали склоняться к идее стабильного металлического стержня. Он не вполне удовлетворял требованиям универсальности и возможности независимой реализации. Однако завод мог изготовить много таких прототипов Метра и подтвердить их эквивалентность. В 1889 г. сообщество Метрических стран приняло улучшенные стержни с поперечным Х-образным сечением в качестве эталона длины известного как "международный прототип метра". В конструкции использовались деления (штрихи), нанесенные на платино-иридиевый стержень, при этом метр определялся как расстояние между двумя штрихами при температуре 0°C и атмосферном давлении, измеренное с помощью специально установленного устройства. С использованием техники оптического компаратора было прокалибровано 30 новых стержней и по паре образцов распределено между странами.

В 1890 г. А.А. Майкельсон установил исключительно высокую когерентность красной линии кадмия, а в 1892 г., используя ее в своем новом интерферометре, определил длину международного прототипа метра. Его измерения показали, что при атмосферном давлении 760 мм и температуре 15°C метр содержит 1 553 164,13 длин волн красной линии кадмия. В 1907 г. за этот вклад и другие достижения Майкельсон был удостоен Нобелевской премии. Естественно, что оставалась проблема с тепловым расширением, так что, когда был

изобретен сплав стали с малым коэффициентом теплового расширения, автору (и директору Международной палаты мер и весов Г.Ш. Гильому) была присуждена Нобелевская премия (1920 г.). Тем не менее определение метра в СИ оставалось неизменным в течение 85 лет, и металлические метры служили исправно, а компараторы обрели неутомимые фотоэлектронные глаза.

Спектроскопические эксперименты при поддержке квантовой механики улучшили понимание и качество световых источников. Метрологические нужды мировых войн изменили научный климат, а перебои в транспорте подчеркнули преимущество стандартов, основанных на квантовой физике и допускающих независимое воспроизведение. Наконец, в 1960 г. Одиннадцатая генеральная конференция по мерам и весам смогла определить Международный Эталон Длины как 1 650 76,73 длин волн оранжевой спектральной линии в вакууме, излучаемой при переходах между определенными энергетическим уровнями атома 86-го изотопа криптона. Исходя из нового определения метра, можно утверждать, что длина волны этой линии Кг составляет $\lambda = 1 \text{ м} / 1\,650\,763\,73 = 0,605\,780\,211 \text{ мкм}$. В принятом определении имеются в виду невозмущенные атомы, однако фактически в свете лампы, использовавшейся для практической реализации этого метра, было обнаружено несколько сдвигов. Для стабилизации столкновительных сдвигов и режима разряда лампа работала при определенных фиксированных значениях тока и температуры разряда и давления в нем (с использованием тройной точки жидкого азота). Газовый поток Kг^+ в электрическом поле приводил к различию длин волн, излучаемых из разных концов ячейки. При сравнении этого стандарта с лазером обнаружилась еще одна проблема, связанная с радиально зависящими доплеровскими сдвигами излучения.

В 1960-е и 1970-е гг. появился и совершенствовался ряд различных стабилизированных лазерных систем, происходило измерение и сравнение длин волн лазеров из разных национальных лабораторий. По существу все эти лазерные системы боролись за право стать следующим международным эталоном длины. В то время в Метрической конвенции участвовало 48 стран и, дипломатически выражаясь, выбор одного из множества предлагаемых лазеров был бы трудным. Кроме того, по характеристикам, стоимости и сложности ни одна из этих систем не имела подавляющего превосходства. К тому же с научной точки зрения заманчиво было определить стандарт длины на основе скорости света, введенной как точно определенная величина. На основе многочисленных измерений, проведенных с помощью лазерной техники, скорость света была принята равной точно $299\,792\,458 \text{ м с}^{-1}$. Это округленное значение измерений, проведенных в нескольких лабораториях стандартов. Новое определение 1983 года гласило:

"Метр — это длина пути, проходимого светом в вакууме за интервал времени равный $1/299\,792\,458$ секунды. Скорость света равна $c = 299\,792\,458 \text{ м с}^{-1}$ (точно)."

Секунда определяется цезиевыми часами с погрешностью $U = 1 \text{ на } 10^{14}$.

Генеральная конференция также рекомендовала некоторые линии излучения для реализации метра, например:

"Длина волны гелий-неонового лазера, стабилизированного по йоду, равна

$$\lambda_{\text{He-Ne}} = 632,991\,398\,22 \text{ нм},$$

с относительной погрешностью (U) равной $\pm 2,5 \times 10^{-11}$."

Цель всех этих изменений в определении состояла не только в увеличении его точности, но и в том, чтобы внесенное изменение было минимальным [3]. После определения скорости света оптическая частота (связанная со временем) может служить и для определения единицы длины.

2.3. Фундаментальные физические проблемы и новое определение длины

Во времена этих переопределений была некоторая озабоченность: не меняем ли мы основание физики ради определения

метра? Если, например, мы в будущем обнаружим, что некоторые "физические константы" на самом деле медленно меняются, не может ли новое определение повлиять на процесс познания или даже ограничить его? Во всяком случае, мы будем в неведении относительно таких глобальных изменений, которые сохраняют неизменными открытые нами физические взаимосвязи. Возможно ли, что некий разностный эффект будет доступен наблюдению? До 1960 г. расстояние между некоторыми плоскостями решетки Pt-Ir-сплава эталона метра принималось за основу для измерения длины. Ясно, что эту длину должны были задавать фундаментальные законы квантовой механики, электричества и магнетизма. Рассматривая колебания молекул в несколько ангармоничных межатомных потенциалах, можно предположить, что массы ядер и, тем самым, сильные взаимодействия также играют роль в определении длины через тепловое расширение. Не создали ли мы в 1960 г. предпосылки для путаницы, используя длину волны излучения атома криптона для определения метра? И сейчас фундаментальные законы квантовой механики, электричества и магнетизма по-прежнему влияют на определение длины, но теперь масса атома учитывается только через поправки к приведенной массе, а не через тепловой эффект. Конечно, новая "константа", скорость света, используется линейно как размерная постоянная шкалы. С первого взгляда переопределение 1983 г. выглядит отличным от определения через криптоновый эталон 1960 г., однако в действительности оно воспроизводит идею использования разности энергий уровней (только теперь вместо оптической энергии криптона используется энергетический интервал атома цезия, определяющий секунду) с последующим размерным преобразованием. Кто знает, не скрыта ли здесь какая-нибудь усмешка природы?

В результате мы пришли к тому, что система СИ теперь работает с шестью, а не с семью основными единицами. Метр понижен в должности до производной единицы, а значение времени и частоты возросло еще больше. Здесь начинается длинная история, в которой основным единицам системы СИ был брошен вызов "со дна сосуда Дьюра" [4]. Там были достигнуты замечательные успехи, давшие эталон Вольты, основанный на эффекте Джозефсона (Нобелевская премия 1973 г.) и квантовый эталон сопротивления, использующий эффект Фона Клитцинга (Нобелевская премия 1985 г.). Соотношение V^2/R , очевидно, дает электрическое определение единицы ватт, тогда как ватт в системе СИ, определяемый, как джоуль в секунду, дается выражением $1/2 \text{ кг (м с}^{-2}) \text{ с}^{-1}$. Соотношение между этими единицами было установлено в эксперименте "сопоставление ваттов" [5]. Недавно использование одноэлектронного транзистора открыло возможность цифрового счета заряда, протекающего в секунду, а это ведет к определению ампера, единицы тока в системе СИ. Такое взаимопроникновение квантовой физики и метрологии стало горячей темой последнего времени. Замечательные успехи метрологии вместе с достижениями космологии и астрономии поддерживают и мотивируют наше стремление разобраться, точны ли и неизменны во времени те величины, которыми мы пользуемся для описания физического мира.

3. Часы и время

Время представляет собой величину, которую мы можем измерить с наибольшей точностью, поэтому оно всегда привлекало определенный класс посвященных исследователей. Однако теперь различные датчики и управляющие микропроцессоры переводят регистрацию многих физических параметров в измерения частоты, что добавляет огромное число ученых из других областей, желающих добраться в своих измерениях до мельчайших деталей. (Тем не менее некоторые важнейшие области исследований не развиты еще в той мере, чтобы использовать частотные методики: например, некоторые решения мирового значения о том, что нам делать с

загрязнением воздуха, принимаются, несмотря на то, что мы едва ли уверены в *знаке* ряда эффектов.)

Однако для технологов повышение точности измерений времени повсеместно вызывает большой интерес и приводит к конкуренции в этой области. В немалой степени это происходит благодаря достижениям, которые в этом году отмечены Нобелевской премией — скачок точности измерений на несколько порядков необычен для любой области, не говоря уже о той из них, в которой точность уже и так была на высшем уровне и была доведена почти до своего фундаментального предела.

Конечно, интерес ко времени присутствовал в истории человечества с самого начала, однако только в последние несколько столетий, благодаря некоторым удачливым группам людей, которые жили, не замечая смены времен года и имели достаточно свободного времени, чтобы размышлять о Природе, время начало становиться объектом эксперимента. Сегодня на вопрос, в чем причина интереса ко времени, можно взглянуть с научной и экспериментальной точек зрения. *Для тех, кому дорога точность, причина ясна: время является наиболее продуктивной метеорологической переменной.*

3.1. Шкала достижимой точности при измерении времени

Точность измерения времени может увеличиваться практически без ограничений при увеличении продолжительности измерений просто из-за увеличения числа периодов некоторых равноотстоящих событий. Однако еще большая скорость роста информации со временем возможна, если у нас есть источник, сохраняющий когерентность от начала до конца измерений. Для наших целей под "когерентностью" мы можем понимать то, что если мы знаем фазу колебаний в начале измерений, то такой источник настолько устойчив, что мы можем предсказать фазу и позже, почти в конце измерений с точностью в 1 радиан. В таком случае точность измерений будет расти с интервалом измерения τ как $\tau^{3/2}$. Для простого доказательства этого утверждения разделим продолжительность измерения на три равные части, оставив в каждой по $N/3$ измерений. На начальном этапе мы сравниваем по фазе опорные часы с неизвестными с относительной погрешностью пропорциональной $(N/3)^{1/2}$. Затем на втором этапе мы просто считаем число событий, равное $N/3$. На последнем этапе мы снова оцениваем относительную погрешность аналогового соотношения фаз, которая опять пропорциональна $(N/3)^{1/2}$. Вычитание двух аналоговых фаз увеличивает погрешность одного измерения в $2^{1/2}$, так что в итоге относительная погрешность увеличивается в $(1/2^{1/2})(N/3)^{3/2}$. Если измерение происходит в области радиочастот с несущей частотой, равной 10^{10} Гц, выигрыш составляет 10^5 . Коммерческие частотомеры способны уже считать двенадцатизначные числа в секунду, так что при правильном измерении частоты когерентного источника увеличение точности измерений получится огромным. Неудивительно, что мы пришли к ситуации, когда ученые-метрологи, а также философы, моряки и фермеры интересуются часами, временем и временами года [7]. И действительно, самая убедительная проверка существования гравитационного излучения, которое было предсказано Эйнштейном, пришла из наблюдений за уменьшением года в бинарном пульсаре Халса–Тейлора и сравнения физики орбитальных часов с физикой земных квантовых стандартов частоты. Эта замечательная работа была отмечена Нобелевской премией 1993 г.

3.2. Как устроены часы?

Основными элементами часов являются: источник регулярных событий, счетчик/интегратор, суммирующий события, и подходящий считывающий механизм, передающий текущий результат заинтересованному человеку или механизму. Во многих отношениях источник колебаний — самая интересная часть, поскольку он по своей сути является аналоговой

системой, при конструировании которой основная цель состоит в том, чтобы процесс считывания информации как можно меньше нарушал стабильность физических колебаний. В этом деле очень важны нюансы и детали. Обычно качество часов, основанных на каком-нибудь хорошо известном генераторе регулярных "щелчков", в течение многих лет улучшается на несколько порядков трудами многих людей. Однако неотвратно наступает момент, когда эти часы вдруг устаревают из-за появления лучшего стабильного осциллятора. Новая идея должна быть серьезным достижением, поскольку уже в начале своего существования она должна выдерживать конкуренцию с предыдущей многократно улучшавшейся технологией. И все же некоторые технологии живут удивительно долго, например, и сейчас еще можно купить хорошие наручные часы, основанные на крутильном маятнике, хотя концепция балансира была использована Х. Гюйгенсом еще в 1675 г.

Серьезный интерес к наблюдению за временем возник, когда человек занялся сельским хозяйством, однако наибольшей остроты он достиг с расширением прибыльной международной торговли — лучшее знание положения на море (в основном, долготы) позволило бы уменьшить число "неизбежных" кораблекрушений. Парламентская премия по долготы, обещанная в 1714 г. (более 10 миллионов долларов в нынешнем исчислении) привлекла внимание Джона Харрисона, что заняло у него почти сорок лет изобретательного труда. В 1761 г. его часы H4 даже на море продемонстрировали точность хода в 1/5 секунды за день, что соответствует погрешности $\delta v/v \sim 2,5 \times 10^{-6}$. Это было в несколько раз лучше, чем требовалось, тем не менее, ему сначала выплатили только половину премии — частично проблема была связана с интеллектуальной собственностью! Второй проблемой был конфликт интересов в самой комиссии, присуждавшей премию (эта история хорошо описана в работе [7]). Нынешние потребители точного времени — это ТВ сети (для синхронизации), компании мобильной связи, пользователи сигналов глобального позиционирования, которым требуются предельные характеристики, радиоастрономы, системы сопровождения в глубоком космосе (NASA) и многие другие области науки, в которых физические переменные определяются частотными методами.

3.2.1. Эволюция осцилляторов. Различие между воспроизводимостью и точностью. Основная частота механических часов или электронного генератора, основанного на колебательных модах кварцевого генератора, определяется механическими размерами. Такой осциллятор может быть очень стабильным и иметь хорошую воспроизводимость в том смысле, что его частота может быть определена числом со многими значащими цифрами, однако она не может претендовать на какое-либо определенное или естественное значение. Однако стабильность некоторых кварцевых генераторов может быть замечательной: относительный дрейф частоты, превышавший 10^{-6} за сутки, постепенно снизился до современных значений, составляющих $\leq 1 \times 10^{-10}$ за сутки, а сдвиг частоты из-за ускорения равен 10^{-9} на g . Высокая частота электронных генераторов хорошо служила для интерполяции между "щелчками" эталона, которые обеспечивались ежесуточным прохождением Солнцем зенита, как было принято Метрическим соглашением 1875 г. (позднее регулярные данные о вращении Земли были основаны на наблюдениях покрытий Луной определенных звезд и планет, проводившихся с помощью телескопов). К 1950 г. электронные генераторы были настолько усовершенствованы, что удалось обнаружить флуктуации скорости вращения Земли на уровне 10^{-8} . Они были объяснены изменениями момента инерции системы Земля-атмосфера, которые вызываются океанскими приливами север-юг и большими бурями. Научное сообщество хотело избавиться от этой изменчивости и нуждалось при этом в абсолютном и универсальном эталоне (а не в местном артефакте). Новым выбором стал астрономический тропический 1900 г., которому было приписано определенное число

секунд. Возможно, что намерения были хорошими, поскольку вращение Земли вокруг Солнца имеет меньший уровень возмущений. Однако не очень просто пользоваться высокой воспроизводимостью осциллятора, который щелкает только раз в год. Метрологи отдают предпочтение эталону с очень высокой частотой осцилляций, такой, что при измерении интересных явлений результат выражается большим целым числом отсчитанных щелчков, а неизбежный шум и погрешность определения остаточной аналоговой доли периода становятся пренебрежимо малыми.

3.3. Электронные часы, основанные на квантовых переходах

Основываясь на методе атомного пучка, разработанного Отто Штерном (принесшим ему Нобелевскую премию 1943 г.), И.И. Раби разработал резонансный пучковый метод, который позволял с более высокой точностью зондировать внутренние (сверхтонкие) квантовые уровни таких атомов, как цезий. Эта работа была удостоена Нобелевской премии в 1944 г. Такое использование атомов открывало путь к созданию первичного стандарта, удовлетворяющего требованиям независимой реализуемости и универсальности. Вдобавок частоты переходов были близки к высокочастотному пределу освоенного радиодиапазона, так что и метрологические аспекты были оптимизированы. В 1949 г. в Национальном бюро стандартов (НБС) были созданы первые часы на переходе радиочастотного диапазона в пучке молекул аммиака, а к 1955 г. часы на пучке атомов цезия уже работали в Национальной физической лаборатории (НФЛ) и в НБС. В 1955 г. Н.Ф. Рамзей сообщил об изобретенном им эффективном методе разнесенных осциллирующих полей (Нобелевская премия 1989 г.). В этом методе двойного возбуждения атомы после первого возбуждения в определенное состояние совершали свои колебания в отсутствие (в идеале) возмущений до тех пор, пока второй импульс возбуждения не завершал интерферометрическое сравнение скоростей изменения фазы в атомах и в поле лабораторного генератора. Стандарт частоты на пучке атомов цезия быстро усовершенствовался во многих лабораториях, и в 1967 г. секунда в системе СИ была определена, как период времени, в течение которого атом цезия совершает $9\,192\,631\,770$ колебаний на переходе сверхтонкой структуры в основном атомном состоянии. Соответственно, частота этих осцилляций в атоме цезия в точности равна $9\,192\,631\,770$ Гц (циклов в секунду). Специалисты, вовлеченные в новое определение единицы времени и частоты, поступили мудро, не уточняя детали измерительного процесса и оставляя поле для дальнейшего прогресса. Так, например, когда в ранние 1990-е годы стало возможным и модным с помощью лазеров производить оптическую накачку атомов цезия, т.е. их перераспределение по сверхтонким подуровням, сотрудники Национального института стандартов и технологии (НИСТ, США, бывшее НБС) создали новый стандарт на основе пучка атомов цезия, названный НИСТ-7. В нем использовался оптический перенос большей части населенности со всех 16 сверхтонких подуровней в одно выделенное нижнее состояние ($|3,0\rangle$), вовлеченное в часовой переход. Кроме этого фактора (~ 16) были улучшены источник атомного пучка, генератор стабилизируемой частоты и детектирующая электроника. Все это вместе с компьютерной обработкой сигнала и активным контролем систематических отклонений частоты позволило уменьшить неточность воспроизведения цезиевой секунды в НИСТ до $\sim 5 \times 10^{-15}$. Но, как это обычно случается с методами прецизионной метрологии, вскоре эта сложнейшая система в одночасье устарела из-за появления качественно лучшей технологии.

Как было показано Казевичем и Чу [8], лазерное охлаждение атомов цезия делает возможным успешное применение идеи "атомного фонтана" для эталона частоты, основанного на цезии. Управляя частотой или мощностью лазеров, можно подбросить медленно движущийся шар атомов вертикально

вверх, после чего он пролетит сквозь возбуждающий радиочастотный резонатор, достигнет апогея почти на метровой высоте над резонатором, затем начнет падать и через несколько сотен миллисекунд опять пролетит через возбуждающий резонатор. Такое большое время когерентного взаимодействия сразу уменьшило ширину линии резонанса до 1 Гц, в то время как ранее, в эпоху тепловых атомных пучков, она составляла ~ 300 Гц. Оптическое зондирование атомов под резонатором (после его прохождения) дает зависимость вероятности перехода от частоты пробного поля, которая позволяет управлять частотой стабилизируемого генератора. Используя подходящие замкнутые оптические переходы для детектирования, от одного атома можно получить много переизлученных фотонов, так что даже с учетом потерь из-за ограничения телесного угла и неэффективности детектирования измерительные шумы будут не на много превышать предельные шумы, обусловленные конечным числом атомов. Первый рабочий стандарт частоты на цезиевом фонтане был получен А. Клэрном с сотрудниками [9] в Парижском институте, известном сейчас как LNE-SYRTE [10]. Даже без использования современных методов для преодоления атомного дробового шума фонтанные часы в НИСТ и в SYRTE с учетом всех возмущений и проблем измерений достигли сейчас уровня точности выше, чем 1×10^{-15} [11]. Конечно, с увеличением разрешения можно надеяться на увеличение точности, но уже заранее ясно, что это приведет к расширенному перечню требующих учета малых сдвигов частоты и дополнительным обременительным заботам. В конце концов, даже при увеличенном времени взаимодействия регистрируемая частота составляет 10^{10} колебаний в секунду, а достигнутая погрешность 1×10^{-15} отвечает одной стотысячной доле от ширины резонанса атомного фонтана. Возможности цезиевого фонтана ограничены двумя эффектами: столкновительными сдвигами, обусловленными сильно возросшей концентрацией атомов [12], и сдвигами из-за влияния теплового излучения стенок вакуумной системы. Попытки дальнейшего улучшения привязки к вершине широкой линии всегда приводят к расширяющемуся списку новых малых проблем и создают непреодолимый барьер.

Важным обстоятельством является то, что для многих типов ансамблей атомных поглотителей эффекты уширения линий одинаковы для областей радио- и оптических частот. Например, вместо микроволновых переходов в атомном фонтане можно использовать оптические переходы с тем же самым временем взаимодействия. Очевидно, что высокие оптические частоты предпочтительны, поскольку представляющая интерес резонансная структура будет во столько же раз острее, во сколько раз оптическая частота больше СВЧ. Можно ожидать, что более узкие линии обеспечат более точные измерения, что позволит лучше определить влияние различных экспериментальных параметров. Это приведет к лучшей *независимой воспроизводимости*, которая при надлежащем вложении усилий и более полном понимании причин отклонений частоты может дать почти такое же увеличение точности измерений. Однако как можно было планировать измерение абсолютной оптической частоты до года Тысячелетия и Оптической Гребенки?

Идея *повторяемости* выглядит гораздо слабее золотого стандарта *точности*, которая дает нам дополнительную возможность связать результат измерения с основными единицами Международной системы. Сейчас фактически известно несколько типов оптических часов, обеспечивающих погрешность, в 10 раз меньшую, чем цезиевый стандарт. Однако прежде, чем будет принято новое определение единицы времени, необходимо и очень интересно провести их сравнение, поскольку оно открывает путь в наиболее интересную область Науки, старающуюся разгадать, какие из физических законов точны по существу; какие законы игнорируют некоторые детали и не могут быть четко сформулированы; какие законы фактически устанавливаются "факты" о Природе, которые в действительности не совсем точны? В качестве примеров

могу назвать небесную механику, законы идеальных газов, пренебрегающие объемом молекул, и сохранение четности в атомной физике.

4. Рождение мечты об оптических часах

4.1. Появление лазеров

Будущее метрологии радикально изменилось 12 декабря 1960 г., когда небольшая группа в Лабораториях Белла под руководством Али Джавана нашла, наконец, необходимые условия, при которых их оптический мазер стал генерировать самоподдерживающиеся оптические колебания. В их тщательно изготовленной газоразрядной трубке возникла неправдоподобная ситуация, при которой соотношение населенностей двух определенных уровней атома неона было обратно обычному, тепловому. Перенос энергии при столкновениях в разряде в газе, содержащем больше гелия, чем неона, создал инверсию населенностей, при которой на более высоком энергетическом уровне оказалось больше атомов. Впечатляет то, что эти условия были найдены в результате тщательных измерений и моделирования условий разряда! Инвертирование населенностей по сравнению с обычным случаем привело к усилению вместо поглощения, которое, согласно нашему опыту, является универсальным свойством (обычной) материи. В соответствии с инвертированной населенностью вместо поглощения группа Джавана получила излучение света. Атомы обеспечивали усиление любого резонансного оптического сигнала, проходящего по разрядной трубке. Обычно коэффициент усиления в несколько процентов не сильно впечатляет, однако использование специально рассчитанных и изготовленных многослойных зеркал, в которых потери при отражении были меньше усиления за проход, создало условия для увеличения мощности при каждом проходе. Так они получили самоподдерживающуюся непрерывную генерацию оптических колебаний и увидели коллимированный пучок света, предвиденный Чарльзом Таунсом и Артуром Шавловым в их классической работе 1958 г. Похожие идеи рассматривались и в бывшем Советском Союзе, что в 1964 г. привело к присуждению Нобелевской премии Н. Басову, А. Прохорову и Таунсу.

4.2. Связь с глауберовскими когерентными состояниями света

Теоретическое исследование оптических полей можно начать с известных результатов для однофотонных полей, потом понемногу добавлять фотоны и смотреть, что получается. Для всех нас, последователей работ Глаубера, было удивительным, как мало надо фотонов, чтобы функция распределения их плотности стала фундаментально отличаться от обычного распределения Пуассона: с увеличением числа фотонов в моде их поля начинают проявлять малые относительные флуктуации, характерные для классических полей. Экспериментально выходная мощность первого лазера Джавана была порядка 1 мВт, что соответствовало излучению примерно $N = 10^{16}$ фотонов в секунду! Можно оценить ожидаемые для этого эксперимента относительные флуктуации как $\sim 1/N^{1/2}$, но ясно, что для такого неправдоподобно большого числа когерентных фотонов в одной моде результат будет нефизичным, слишком малым. Тысячи простых технических эффектов приведут к флуктуациям большим, чем предсказываемый предел $1:10^8$! Другими словами, эти лазеры работали при большой мощности далеко в области классических полей и наблюдать в них квантовые флуктуации было очень трудно. И, действительно, только в конце 1970-х годов люди снова стали размышлять о том, как исследовать квантовые поля с небольшим числом фотонов в них. Далеко не просто наблюдать квантовые корреляции при такой чрезвычайно малой интенсивности, однако они очень интересны, поскольку их относительные проявления могут быть весьма значительны.

Так, например, группа Дж. Кимбла использовала зависящий от фазы сжатый свет и провела спектроскопические измерения с двукратно улучшенным отношением сигнала к шуму по сравнению с наивным ограничением по дробовому шуму [13]. Чем больше поглощение, тем ближе статистика к тепловому пределу, поэтому для наблюдения высокой степени сжатия света необходимо минимизировать оптические потери. К сожалению, технический шум линейно растет с ростом мощности, а преимущество, обусловленное сжатием света, растет медленнее. Похоже, что достичь десятикратного улучшения отношения сигнала к шуму будет невероятно трудно.

4.3. Когерентность лазерного поля делает доступной диагностику частоты

Успех лазерной конструкции в Лабораториях Белла был основан на полуклассическом представлении о том, как будет работать оптический мазер. Конечно, усиление в нем должно обеспечиваться квантово-механическими атомными системами, а не электронными лампами или клистродами, а каждый атом в единичном событии должен приносить в поле всего один фотон. Все же, учитывая насколько велико число фотонов, едва ли дискретность может играть заметную роль. Группа в Лабораториях Белла почти сразу приступила к проверке этих представлений, совместив пучки двух лазеров и направив их на светочувствительную поверхность быстрого фотоприемника. Они уже представляли лазерное излучение как вполне классическое поле, удовлетворяющее граничным условиям при отражении на двух зеркалах. Условие стабильной и самовоспроизводящейся циркуляции поля в резонаторе определяет возможные длины волн генерируемого лазерного излучения. Благодаря удаче и конструкции разряд был на удивление спокойным, так что можно было предположить, что и показатель преломления остается практически постоянным. Таким образом, интерференционные граничные условия жестко задавали частоту генерации и, соответственно, выходного излучения. При облучении поверхности нелинейного приемника двумя полями с хорошо определенными частотами (узкими спектрами) можно было ожидать появления разностной частоты, что и случилось. Я до сих пор помню свист звукового сигнала биений, записанный Джаваном, когда два его лазера были настроены почти на одну частоту. Разность частот двух источников, работавших в области 260 ТГц, составляла всего 1 кГц!

На самом деле удивительно, насколько малой была ширина линии этих биений. Выше мы уже предполагали это, основываясь на больших числах фотонов. Поток, равный 10^{16} фотонов/с, должен иметь флуктуации мощности на уровне 10^{-8} по отношению к полной мощности. Поэтому оптическая фаза может быть очень хорошо определена. Однако оценки, выполненные по формуле Шавлова–Таунса, ширины линии генерации лазера с учетом потерь, которые и ограничивают его когерентность, дают величину порядка нескольких мГц.

Таким образом, мы, в принципе, получили невероятно узкополосный источник и должны были быть готовы к поиску новых интересных эффектов. Но здесь нас ждало разочарование: в действительности эти малые предсказанные флуктуации фазы почти полностью тонули в шумах технического происхождения. Мы уже отмечали, что частота генерации жестко определяется условием интерференционного воспроизведения при циркуляции волны между зеркалами и образовании стоячей волны. Но лаборатория на языке сейсмологов — шумное место. Даже в тихой лаборатории вибрации пола составляют $\sim 3 \times 10^{-9}$ м (Гц) $^{-1/2}$ в полосе частот 1–30 Гц. Длина резонатора лазера составляет заметную долю метра, а всю систему трудно сделать сколь угодно жесткой. В колебаниях длины резонатора и соответствующих флуктуациях частоты генерации может легко проявиться некоторая заметная часть вибраций пола. Предположим, что только 1% вибраций пола переходит в относительное изменение

длины резонатора. Масштаб проблемы сразу виден: относительные флуктуации частоты априори составят 10^{-10} . Даже изменения температуры приводят к серьезным проблемам, поскольку вариация порядка 10^{-10} для слабо расширяющихся материалов типа плавленого кварца отвечает изменению температуры на несколько мК. Ситуацию можно улучшить, привязывая частоту лазера к частоте стабильного опорного резонатора [14]. Для оптимизации защиты от вибраций используется жесткое крепление зеркал эталонного резонатора и подвес всей сборки, оставляющий свободными горизонтальные степени свободы. Уделив должное внимание защите от вибраций, Бергквист получил рекордно малую ширину линии лазера $\sim 0,16$ Гц! Другой подход заключался в поиске путей минимизации чувствительности резонатора к ускорению. Используя вертикальное симметричное крепление эталонных резонаторов, наша группа недавно опубликовала результаты о достижении ширины линии лазера на уровне единиц Гц [16].

4.4. Когерентность лазерных биений позволяет управлять лазером с помощью частотных измерений

Из-за низких собственных фазовых шумов лазерного источника и сравнительно большой мощности ($\sim$ мВт) гетеродинный сигнал биений двух лазеров дает большое отношение сигнала к шуму. Даже при малых временах усреднения, скажем 1 мкс, отношение сигнала к шуму остается вполне достаточным. К тому же хорошо сконструированный лазер на таких коротких временах слабо откликается на "побочные эффекты" жизни лаборатории (изменения температуры, скачки напряжения в сети, вибрации и т.д.) — за 1 мкс они не успевают сильно изменить систему. Длительность возмущений слишком мала, чтобы нарушить стабильность резонатора, определяющего частоту. Таким образом, мы фактически можем проводить полезные для нас измерения фазы лазера за столь короткие промежутки времени, что проблемы еще не успевают как следует проявиться! Начинает просматриваться такая стратегия: мы быстро выясняем, как, собственно, ведет себя наш лазер по сравнению с тем, как нам бы хотелось, чтобы он себя вел, а затем с помощью подходящего исполнительного элемента используем обратную связь для управления частотой лазера. Если коррекция происходит быстро и достаточно аккуратно, то управляемый лазер будет очень хорошо аппроксимировать необходимый нам идеальный лазер со стабильной частотой.

В реализации предложенной концепции регулируемой обратной связи много тонких деталей, в совершенствовании которых автор вложил немногим более 40 лет активной работы. Это привело к созданию многих интересных и полезных электрооптических инструментов и методов.

4.5. Сравнительно высокая мощность лазеров сделала возможными нелинейную спектроскопию и узкие резонансы

Начнем с первых работ по наблюдению узких атомных резонансов с помощью спектроскопии насыщенного поглощения. Впервые эти эффекты исследовались Биллом Беннетом внутри резонатора лазера с использованием дисперсионных эффектов, связанных с неоновым газом в активной среде лазера. Естественная ширина атома неона, равная ~ 10 МГц, скрыта доплеровским уширением, составляющим ~ 1500 МГц. Таким образом, большинство атомов отстроено от резонанса на величину, зависящую от продольной проекции скорости. Только часть атомов имеет такие скорости, что доплеровский сдвиг делает их частоты резонансными для лазерного поля внутри резонатора. Фактически имеются две такие скорости, поскольку лазерные волны распространяются в двух противоположных направлениях, циркулируя между зеркалами. Попавшие в резонанс атомы довольно сильно взаимодействуют с полем, что увеличивает скорость распада

верхнего состояния атомов с выделенными скоростями, поскольку их инверсная населенность преобразуется в фотоны резонатора! Следовательно, в зависимости разности населенностей (населенность верхнего уровня минус населенность нижнего) от скорости должен проявиться локальный и довольно узкий провал в окрестности той скорости, для которой инверсия населенностей трансформируется в световые кванты. В действительности, как было уже отмечено, есть два таких зеркально симметричных провала. Когда лазерная частота смещается к частоте неподвижных атомов, разворачиваются интересные события. При этом скорости атомов, находящихся в резонансе, становятся все меньше, пока, наконец, выделенная скорость не станет равной нулю. В этот момент и происходит кое-что новое: при большой отстройке у нас было две группы активных атомов, передававших свою энергию выходному излучению лазера, а при настройке на центральную частоту обе бегущие волны взаимодействуют с одной группой атомов. Уменьшение числа атомов, дающих вклад в генерацию, заметно уменьшает и мощность генерации, но только при настройке на центральную частоту. Частота лазера может стабилизироваться по этому провалу в зависимости мощности от частоты, который называется "лэмбовским провалом" в честь Уиллиса Лэмба, прояснившего в своей ранней теоретической работе происхождение этого экспериментально наблюдавшегося эффекта. (Ему была присуждена Нобелевская премия 1955 г. за работы по исследованию субсверхтонких структур в спектре водорода.) Как выяснилось, рабочее давление для оптимальной работы лазера довольно велико (~ 3 торр, 400 Па), что приводит к большой вероятности межатомных столкновений даже за короткое (10 нс) оптическое время жизни атома. Из-за этого лэмбовский провал уширяется и становится мельче. При этом он должен быть различим на фоне доплеровской линии, представляющей распределение атомных скоростей. Вдобавок к уменьшению контраста лэмбовского провала возникают и заметные сдвиги частоты [17]. Произвольно уменьшать давление нельзя, поскольку реальный механизм накачки в разряде заселяет метастабильный уровень атома гелия и необходимы столкновения, чтобы передать это возбуждение атомам неона. В результате, хотя измерить длину волны когерентного излучения лазера гораздо легче, чем длину волны криптоновой разрядной лампы (существующего стандарта длины волны), переход к лазерам сдерживался недопустимо большими сдвигами лазерной частоты из-за давления. Дополнительным осложняющим обстоятельством было то, что существовавшая тогда технология разрядных трубок приводила в процессе эксплуатации к изменению давления и состава газовой смеси из-за откачки при распылении электродов.

Вскоре Ли и Школьник предложили безусловно важную идею разделения функций усиливающей и опорной газовых ячеек. Более подробно эти интересные модификации обсуждаются в работах [18, 19], но для наших целей сейчас важно рассмотреть существо дела. Поскольку задача состояла в защите реперных атомов от возмущений, более привлекательным казалось мыслить в терминах поглощения, а не усиления. Тогда нам не потребуется разряд или оптическая накачка опорных квантовых осцилляторов. Конечно, чтобы было возможно использовать нелинейный лэмбовский резонанс для стабилизации частоты, необходимо, чтобы частота лазера могла настраиваться на резонансную частоту опорной ячейки. Сегодня это не проблема — есть перестраиваемые лазеры. Однако в те времена лучшая идея относительно того, как обеспечить совпадение длин волн, заключалась в том, чтобы в качестве поглотителей использовать молекулы, тогда мы бы получили огромное количество линий поглощения, из которых могли бы выбирать. Современный рекордсмен в этой области — молекула йода с подходящими узкими линиями, занимающими область от ближнего ИК-диапазона до 500 нм. Если для других молекул ограничиться только колебательно-вращательными переходами, то их длины волн лежат в ИК-диапазоне, в интервале $\sim 2-10$ мкм.

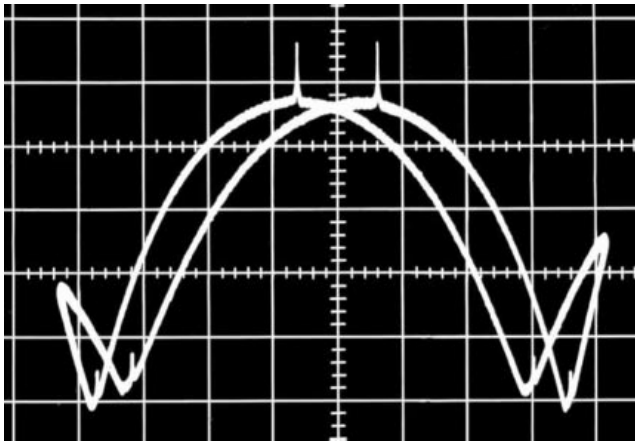


Рис. 1. Пик резонансного поглощения молекул CH_4 . He-Ne-лазер, работающий на длине волны 3,39 мкм, возбуждается радиочастотным разрядом. Ячейка, наполненная метаном под давлением 12 мторр (16 мбар), помещена внутрь резонатора. Выходная мощность 300 мкВт, контраст пика $\sim 12\%$. Полуширина пика на полувысоте ~ 270 кГц. При максимальной мощности ($\sim 0,8$ мВт) контраст пика $\sim 15\%$. Межмодовый интервал резонатора — 250 МГц. В двухмодовой области вблизи излома зависимости замечен перекрестный резонанс. Удвоение осциллограммы вызвано гистерезисом сканирования.

Первой из таких систем с оптическим репером (и остающейся до сих пор одной из лучших) была He-Ne-разрядная трубка, обеспечивавшая усиление на длине волны 3392 нм [18]. Кроме того, в лазерном резонаторе имелась ячейка с молекулами CH_4 , обыкновенными, хорошо известными молекулами метана, обладающими тетраэдральной симметрией и интересными линиями, которые можно было получить с помощью He-Ne-лазера. Короче говоря, необходимое спектральное перекрытие излучателя и поглотителя было достигнуто путем подбора, основанного на большом везении! Используемая ИК-полоса поглощения ν_3 является сильной фундаментальной колебательной полосой, обеспечивающей коэффициент поглощения $0,18 \text{ см}^{-1}$ на торр. Конечно, если поглощающая ячейка расположена внутри резонатора, то, для того чтобы она оказывала заметное влияние на динамику лазера, нет необходимости в большом поглощении. Достаточно всего нескольких процентов, поскольку это соответствует примерно половине потерь на выходном зеркале. Столкновительное уширение резонанса метана при давлении 10 мторр составило 160 кГц, что было сравнимо с пролетным уширением в 130 кГц, вызванным свободным пролетом молекул через лазерный пучок с типичным диаметром 0,3 мм. Важно, что столкновительный сдвиг для этих переходов оказался очень малым — всего 1 кГц для приведенных условий.

Итак, мы обсуждаем систему с резонансом в зависимости мощности от частоты с полной шириной на полувысоте $\sim 0,6$ МГц и приблизительно 5 %-ным контрастом относительно полной выходной мощности лазера, составившей около 200 мкВт. Простой расчет отношения сигнала к дробовому шуму дает величину $\sim 10^{-6}$ при ширине полосы 1 Гц. Мы рассматриваем здесь пик субмегагерцовой ширины, регистрируемый при настройке на центр линии, когда обе бегущие волны в резонаторе просветляют одни и те же молекулы и тем самым уменьшают внутрирезонаторные потери на поглощение. При оптимальном использовании такого отношения сигнала к шуму можно было бы достичь субгерцовых отклонений стабилизированного лазера для времени измерения 1 с. В 1968 г., когда возникла область реперов оптических частот на основе насыщенного поглощения, наши детекторы и предусилители были не слишком высокого качества и мы не стремились достичь дробового предела, при котором неста-

бильность частоты составила бы $\sim 2 \times 10^{-14}$ за 1 с. Перед этим, однако, мы получили результат $\delta\nu/\nu \sim 1 \times 10^{-12}$, который вскоре был улучшен до 3×10^{-13} благодаря улучшению приемников и обработки сигнала.

Физика системы легче поддается анализу, когда опорная ячейка размещается вне резонатора лазера, и такая схема использовалась в ранних экспериментах Бордэ и Хэнча, а также группы Чеботаева. Интересные детали описаны в учебниках Летохова и Чеботаева [20], Стенхольма [21], Левенсона и Кано [22]. Обратимся теперь к проблеме пролетной ширины линии.

4.6. На свободно летящие молекулы действует лазерный импульс — два взгляда на соотношение неопределенности

Для рассматриваемых переходов излучательное время жизни ($\sim \text{мс}$) много больше времени пролета свободных молекул через лазерный пучок. При низких давлениях ни доплеровское, ни столкновительное уширение не дают вклада в ширину линии насыщенного поглощения, из чего сразу следует, что резонансная ширина может быть уменьшена при увеличении времени взаимодействия молекулы с полем. Полезны широкие пучки и охлаждение стеклянной ячейки жидким азотом. Так началось серьезное исследование формы линии резонанса в режиме свободного пролета. Чеботаев с сотрудниками развили аналитическую теорию в пределе малых давлений и малых оптических мощностей [23]. Теория, развитая в Объединенном институте экспериментальной астрофизики (JILA), была основана на численном интегрировании матрицы плотности для поглощающих молекул, свободно пролетающих через лазерный пучок, имевший предположительно гауссов профиль [24]. Для упрощения расчетов использовалось приближение малых интенсивностей и слабого взаимодействия. Скоро выяснилось, что основной вклад в наблюдаемый сигнал дает очень малое число медленных молекул. Теория предсказала логарифмическое заострение точно в центре линии. При больших временах взаимодействия даже "малая" мощность приводит к насыщению и другим эффектам, характерным для сильного поля.

Продольная скорость молекул должна быть малой, чтобы они не пересекали волновые фронты вдоль оси. В связи с этим мы стали анализировать фазовую модуляцию, обусловленную доплеровским эффектом. Молекулы должны лететь перпендикулярно оси и покидать волновой фронт после пролета с геометрическим фазовым сдвигом, не превышающим 1 рад. Поперечные скорости тоже должны быть малыми, поскольку большое время пролета приводит к более узкой линии. Из условия $\delta vt \approx 1$ следует $\delta v = \beta v_{\text{th}}/w_0$, где δv — полуширина наблюдаемого резонанса на полувысоте, v_{th} — тепловая скорость, w_0 — радиус гауссова пучка, β — измеряемый параметр. Для метана при комнатной температуре эксперимент дал $\beta v_{\text{th}} = 88$ кГц мм. Измерения проводились для радиусов мод в пределах от 56 мкм до 9 см, чему соответствовали полуширины от 1,6 МГц до 940 Гц. (Об интересной субструктуре мы поговорим чуть позже.) Полезно рассмотреть пролетное уширение, вызванное угловой расходимостью в фурье-дуальной области. Минимальная угловая расходимость коллимированного лазерного пучка с гауссовым распределением радиуса w_0 составляет $\delta\theta = \lambda/2\pi w_0$. Разброс **k**-векторов, в особенности, их неаксиальных компонент, вызывает зависящий от скорости доплеровский сдвиг, причем его знак одинаков для обеих бегущих волн, что проявляется как уширение и сдвиг резонанса. Конечно, для меньшего диаметра моды угловая расходимость увеличивается, спектральная ширина растет.

Хотя в молекулах, как правило, нет "закрытых" оптических переходов, подобных тем, что используются при обычном лазерном охлаждении атомов, полярные молекулы обладают дипольным моментом. Как было показано группой Мейера [25], меняя знак сильного электрического поля, такие моле-

кулы можно замедлять, используя механизм подобный сизифову механизму охлаждения атомов. Позднее группа Йе достигла беспрецедентно высокого разрешения в микроволновой спектроскопии свободных радикалов ОН, замедляя их с помощью эффекта Штарка [26]. Это безусловно интересное направление!

К другим важным направлениям можно отнести детектирование с высокой чувствительностью и улучшение точности стабилизации по молекулярным сигналам. Например, в одной из работ, выполненных в JILA (метод помехо-защищенной оптической гетеродинной спектроскопии молекул с применением накопительного интерферометра, NICE-OHMS), показано, как увеличить чувствительность, комбинируя использование накопительного интерферометра и радиочастотный метод боковых полос [27]. Необыкновенно интересна задача поиска частотного сдвига (связанного с четностью) между подходящими энантиомерами [28]. Другие важные применения лазеров описаны в монографии Сванберга [29].

4.7. Перенос импульса от света молекулам — расщепление из-за эффекта отдачи

Общий анализ радиационных взаимодействий наравне с числами фотонов и внутренними состояниями квантовой системы должен включать импульсы полей и молекул. Такой анализ важен для случая взаимодействия света с атомами, имеющими закрытые уровни энергии, обеспечивающие цикличность взаимодействия со светом. В них реализуется глубокое охлаждение, за которое Филипп, Чу и Козэн-Таннуджи в 1997 г. получили Нобелевскую премию (премия за охлаждение атомов). Для рассматриваемых здесь молекул разумным является предположение об однократности взаимодействия, поскольку молекулы имеют много каналов распада и велика вероятность того, что до возвращения молекулы в лазерный пучок она столкнется со стенкой. Будучи двухступенчатым процессом, Спектроскопия Насыщенного Поглощения наглядно демонстрирует передачу импульса поля атомной системе. Рассмотрим поглотители, которые вначале имеют практически нулевую скорость вдоль лазерного пучка. Тогда лазерный пучок, распространяющийся налево, можно настроить на частоту

$$v = v_0 \left(1 + \frac{hv}{2Mc^2} \right),$$

при этом, кроме энергии перехода v_0 молекуле требуется дополнительная энергия для получения кинетической энергии, приобретаемой в результате передачи молекуле импульса фотона после перехода. Встречный пучок также опустошает эту группу атомов с изначально нулевой скоростью. В результате возникающее при такой настройке частоты нелинейное уменьшение молекулярного поглощения приведет к пику в спектре пропускания. Частота этого пика немного сдвинута относительно опорной частоты в сторону более высоких частот. Другой интересный случай происходит, когда молекулы имеют скорость $v = h/M\lambda$, т.е. изначально имеется достаточный молекулярный импульс, так что при взаимодействии с молекулой лазерного излучения, слегка отстроенного в область более низких частот, фотонный и молекулярный импульсы взаимно уничтожаются, а исходная кинетическая энергия может восполнить дефицит энергии фотона. В результате возбужденная молекула приобретает нулевую продольную скорость. Теперь встречный лазерный пучок той же частоты усиливается при взаимодействии с этой группой неподвижных возбужденных атомов, что снова приводит к формированию пика в пропускании ячейки. Если молекула изначально обладает кинетической энергией, то для выполнения резонансного условия для верхнего состояния лазер должен быть настроен на частоту

$$v = v_0 \left(1 - \frac{hv}{2Mc^2} \right).$$

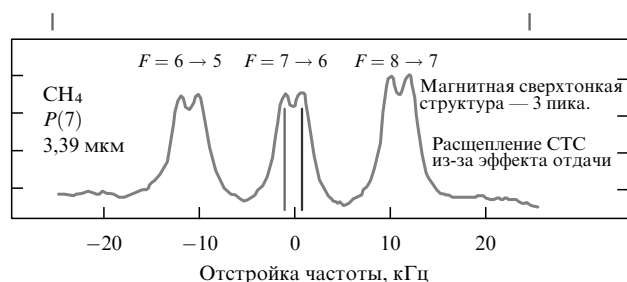


Рис. 2. Расщепление пиков сверхтонкой структуры (СТС) в свободных молекулах метана из-за эффекта отдачи. Вертикальные линии отмечают положение двух компонент, на которые из-за отдачи распалась одна из сверхтонких компонент.

Таким образом, при учете отдачи фотона нелинейное взаимодействие связано с тем, что оба встречных лазерных пучка при одной и той же отстройке частоты могут взаимодействовать с населенностями либо нижнего, либо возбужденного уровня. При этом молекулы в каком-либо из этих состояний имеют нулевую скорость. Для метана расщепление между этими двумя пиками составляет 2,163 кГц и ясно видно на рис. 2 [30].

Если в JILA и в Университете Северного Парижа для увеличения времени взаимодействия молекул применяли в основном лазерные пучки больших диаметров, то Чеботаяев с Багаевым и другими сотрудниками успешно реализовали другую физическую идею, а именно, обеспечили условия, при которых основной вклад в наблюдаемый сигнал давали сверхмедленные молекулы. Благодаря этому было достигнуто дополнительное двадцатикратное сужение линии до величины < 50 Гц [31]. Важным обстоятельством в этом подходе является то, что для трехмерного движения эффективная температура молекул меньше 0,1 К, что приводит к сильному подавлению доплеровских сдвигов второго порядка, $\ll 1$ Гц. Среднюю скорость, которая была в 13 раз меньше тепловой, продемонстрировали Йе с сотрудниками на медленных молекулах C2HD [27]. Это удалось осуществить благодаря очень высокой чувствительности метода NICE-OHMS.

4.8. Другие опорные оптические частоты, основанные на нелинейной спектроскопии

Много исследовательских групп было привлечено к работам по применению стабилизации лазеров в измерительных стандартах, таких, как интерферометрическая калибровка концевых мер длины, которые служат для контроля стандартов, используемых в промышленности. Большим достижением в этой области является He-Ne-лазер, работающий на длине волны 633 нм, с внутривибрационной йодной ячейкой. Тщательно проработанные системы такого типа доступны даже коммерчески. В начале 1980-х годов именно для такой He-Ne/I₂-системы усилиями НБС была измерена частота с погрешностью 70 кГц. (Поскольку это было первое измерение в видимом диапазоне, наверное, понятно, что вначале многие погрешности были далеки от своих фундаментальных значений.) Этим направлением занимались и другие группы, и в течение десятилетия многие лаборатории приобрели опыт в этой области, а некоторые даже провели измерения, подтвердившие результат НБС, так что появилось желание пересмотреть определение международной единицы длины — метра в системе СИ.

Становится понятным, что спектроскопия открывает перед нами бесконечный мир интереснейших деталей. Возможно, что несохранение четности откроет следующее поколение тонких структур в хиральных молекулах, особенно в связи с развитием методов "холодных" молекул. Однако хватит уже говорить про тиканье часов, пора вернуться к

главной теме — средствам стабилизации частоты и измерения счета циклов — внутренним шестеренкам оптических часов!

5. Измерение частоты с помощью оптической гребенки

Новое определение метра 1983 г. не было подарком для метрологов-практиков, занятых измерением реальных физических объектов, поскольку не были еще сформулированы практические методы применения измерений. Однако оно было благоприятным для ученых, работающих в области метрологии, поскольку их задачей стал поиск хороших стабилизированных лазерных систем, оптимальных для прецизионной метрологии, полевой геодезии, управляющих систем в станках и т.д. Поэтому в течение десятка лет после перепределения был создан по меньшей мере десяток основательно проработанных оптических стандартов частоты, приведенных на рис. 3. Видно, что источники стабильных частот доступны в интервале от 10 мкм (30 ТГц) до ~ 280 нм (~ 1 ПГц), что выходит далеко за рамки видимого диапазона. Удивительным образом частотные интервалы между линиями довольно близки, составляя около 88 ТГц, что приблизительно равно частоте стабилизированного по метану лазера. Это привело к созданию схем, в которых удвоенная частота одного лазера сравнивалась с суммой далеко отстоящих частот двух других лазеров. Остаточный дефицит частоты в несколько ТГц, "сдачу", можно было синтезировать, используя гребенку Коуруги, основанную на использовании радиочастотного модулятора, помещенного внутрь резонатора. Его длина обеспечивала резонансное накопление всех генерируемых боковых полос [32]. Таким методом мы измерили частоту йодного стандарта, равную 532 нм, в единицах разности между удвоенной частотой стандарта системы He–Ne/I₂ (633 нм) и частотой двухфотонного резонанса в Rb (782 нм) [33].

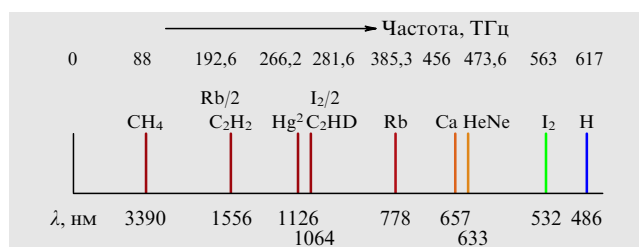


Рис. 3. Лазеры, стабилизированные по нелинейным свободным от доплеровского уширения резонансам в газах.

Таковым было наше первое применение изящного метода оптической гребенки — когерентного ансамбля спектральных линий, чьи частоты точно определяются простой формулой. Наша система по длине волны перекрывала всего несколько нм. Как было бы замечательно перекрыть сразу весь оптический диапазон несколькими миллионами точно известных, опорных частот!

Один из возможных способов уширения спектральной полосы оптической гребенки состоит в использовании внутрирезонаторного усиления для компенсации оптических потерь в модуляторе. Такой способ продемонстрировал Диддамс, поместив внутри резонатора кристалл параметрического генератора света. При частотной модуляции легко наблюдались колебания и генерация сотен боковых полос [34]. При некоторых настройках и фазовых соотношениях для ряда компонент вместо чистого частотно-модулированного сигнала наблюдалась генерация импульсов. Во многих отношениях это был лишь более трудный способ получения режима самоорганизующихся стабильных цугов ультракоротких

импульсов с высокой частотой повторения — режима, из-за которого ученые, занимающиеся лазерами ультракоротких импульсов, особенно ценили лазер на титанате сапфира с самосинхронизацией мод. Техническое богатство этих лазеров и проблем гребенки описано в ряде статей нашей группы [35]. Сделаю здесь лишь еще одно замечание о взаимосвязи "независимых" направлений в науке — мы переключились на фемтосекундные лазеры на титанате сапфира и больше уже не оглядывались.

В заключительные дни последнего тысячелетия лазерное сообщество случайно получило от лазерной промышленности исключительно важный подарок. Без него частотные гребенки едва ли получили бы широкое распространение. Этим подарком было появление мощных лазеров видимого диапазона, основанных на удвоении частоты твердотельного лазера на ниодиме с диодной накачкой. Их сразу стали использовать вместо довольно шумных и вычурных аргоновых ионных лазеров, которые широко использовались для накачки твердотельных лазеров. Конкуренция вынуждала хорошо конструировать эти новые накачивающие лазеры, так, чтобы за счет стабилизации интенсивности в них получался очень низкий уровень остаточного амплитудного шума. Это свойство является ключевым из-за механизма работы лазеров с самосинхронизацией мод: лазеры на титанате сапфира самосинхронизируются из-за индуцированной собственным излучением оптической линзы, которая уменьшает потери резонатора, когда все лазерные моды синхронизованы и образуют "оптическую пулю" в активной среде [36]. Эта нестационарная линза формируется поперечным градиентом показателя преломления, индуцируется оптической пулей и может существовать только в ее присутствии. Таким образом, резонатор лазера изначально настраивается так, что для образования лазерных мод с низкими потерями требуется дополнительная фокусировка, а после начала работы в импульсном режиме поддерживается стабильная самосинхронизация мод. Пусть длительность импульса составляет всего 10 фс при периоде повторения ~ 10 нс. При идеальной синхронизации отношение пиковой мощности к средней составляет $\sim 10^6$. Типичный лазер излучает $\sim 0,5$ Вт через зеркало с коэффициентом пропускания 5%. Следовательно, средняя внутренняя мощность равна 10 Вт, а пиковая — 10 МВт, и она фокусируется в пятно радиусом ~ 14 мкм на лазерный кристалл из титаната сапфира. При этом площадь поперечного сечения активной области равна 3×10^{-6} см², так что при пиковой мощности 10 МВт получаем интенсивность 3 ТВт см⁻²! Соответствующее электрическое поле составляет 10% от межатомного поля в кристалле, так что не удивительно, что при этом оптически индуцируется значительное увеличение показателя преломления (оптический эффект Керра). Понятно теперь, почему столь критичен амплитудный шум лазера: зависимость фазового сдвига в лазерном кристалле от интенсивности приводит к амплитудно-частотному преобразованию и, тем самым, к недопустимому фазовому шуму, если флуктуирует накачка. Из-за этого механизма в благоприятном случае ширина линий лазерной гребенки без стабилизации частоты лежит в пределах 3–10 кГц. Подробнее этот эффект исследовался в работе [37].

Таким образом, из лазера выходит цуг импульсов с пиковой мощностью ~ 500 кВт, большая часть которой фокусируется на специальное нелинейное волокно, появившееся в век Оптической Гребенки. Микроструктура волокна такова, что даже при диаметре сердцевинки 1,5–2 мкм вся мощность идет по этому волоконному световоду. При этом активная площадь в волокне примерно в 200 раз меньше, чем в лазере, тогда как уровень мощности меньше в ~ 20 раз. Десятикратное увеличение интенсивности дает трехкратный рост поля в кварцевом волокне, доводя его фактически до межатомного, и создает условия для СИЛЬНЫХ нелинейных взаимодействий. Забудьте здесь разложение в ряд мистера Тейлора, здесь царит Нелинейная физика сильных сигналов! Все спектральные компоненты лазера смешиваются друг с другом, радикально уширяя спектр. Структура волокна

такова, что оптические частоты, занимающие широкий диапазон, распространяются по волокну почти с одинаковой скоростью, что сохраняет фазовый синхронизм в данном частотном преобразовании и приводит к накоплению мощности на новых частотах. По существу входной спектр на нескольких сантиметрах длины волокна преобразуется в белый свет и перекрывает октаву (или больше) частот в оптическом диапазоне. На самом деле свет не совсем белый, поскольку в нем еще сохраняется основной пульс исходного лазера, например 100 МГц. Как уже ранее объяснялось, это в действительности генерирует гребенку линий в спектре с шириной компонент, связанной с используемой спектральной разрешающей силой. В конце концов, на уровне ширины порядка 1 кГц или меньше процессы фазовой модуляции, проявляющиеся в широкой полосе во всех лазерах, приводят к уширению линий (если не включена система стабилизации).

6. Взаимодополняемость, кооперация и конкуренция

6.1. Основы

Примечательные по проникаемости результаты работы профессора Хэнша в Стэнфорде, опубликованные в 1978 г. [38], уже тогда продемонстрировали возможность использования импульсно-периодического лазера для формирования оптической гребенки, которая может служить оптической линейкой. Однако ширина полосы перекрываемого спектра была слишком мала для многих измерений, всего 1 или 2 ГГц. Предложенный метод не нашел широкого применения, поскольку такие интервалы перекрывались другими способами. В то время по существу не было пути технического усовершенствования. Принцип работал, а приборы нет.

Трудоемкий, прямолинейный, "правительственный" подход к измерению частоты (повторявший пионерскую работу группы частотных измерений Али Джавана, занимавшегося частотными измерениями в МИТ [40]) был продемонстрирован в НБС в 1972 г. [39]. Это была героическая по усилиям работа, но только национальные лаборатории стандартов проявили к ней интерес. Лазер выстраивался за лазером, частота следующего связывалась с удвоенной частотой предыдущего, шаг за шагом формируя измерительную цепь. Эта работа требовала создания схем стабилизации частоты и фазы, использующихся сейчас довольно широко. Мы получили "один типичный" физический результат, измерив совместными и продолжительными усилиями группы НБС единственную лазерную частоту [41]. Но этого оказалось достаточно, чтобы запустить процесс нового определения метра.

6.1.1. Схема "Разделяй и властвуй". В замечательной статье 1990 г. профессор Хэнш с сотрудниками предложили отличный способ упрощения частотных цепей: следовало использовать разность частот двух лазеров в качестве основного строительного элемента каскадной цепи, связывающей далекие участки спектра [42]. В таком подходе все лазеры в ансамбле имеют почти одинаковые длины волн и по существу могут быть сделаны дублированием одного базового диодного лазера. Затем, используя нелинейные кристаллы, быстрые фотоприемники и электронные схемы фазовой привязки, можно связывать между собой частоты, переходя от радиочастотного диапазона к оптическому. Эта система тоже оказалась непростой и довольно трудоемкой, однако в Гархинге она была реализована и дала хорошие результаты. Аналогичная схема, основанная на сравнении разностей частот, была создана в Национальном научно-исследовательском совете (NRC) на базе CO₂-лазеров [43]. Анализ такого рода цепей показывает, что первые 9–10 ступеней из 14 служат только для того, чтобы добраться до низкочастотного края терагерцовой области.

Затем в 1994 г. появился метод Куроги и Оцу, в котором использовалось возбуждение сразу многих мод резонатора и

который позволял одним шагом достичь сразу нескольких ТГц [32]. При продвижении в оптический диапазон в этих системах возникает проблема роста фазового шума, поскольку получаемая оптическая частота является высокой гармоникой исходного радиочастотного сигнала. Но тут появилась фемтосекундная лазерная гребенка, которая открыла более простой и лучший путь (см. ниже).

6.2. Краткая история оптического чуда 1999–2000 гг.

6.2.1. Волокна для уширения спектра. К этому времени наша группа в JILA уже высоко оценила фемтосекундные лазеры, как источники импульсного лазерного света. Наши лазеры имели ширину полосы ~ 80 нм с центром на 800 нм. Однако оптические стандарты частоты, которые мы хотели связать, лежали на длинах волн 1064 нм (основная частота стабилизированного по йоду неодимового лазера) и 778 нм (диодный лазер, стабилизированный по двухфотонному переходу в рубидии). Было установлено, что в обычном волокне, используемом в линиях связи, доступное уширение спектра едва перекрывает необходимую величину — 104 ТГц. Эта работа была направлена в печать в конце сентября 1999 г. [44].

6.2.2. Микроструктурные волокна с большой нелинейностью. В июне 1999 г. на Конференции по лазерам и электрооптике группа из Лабораторий Белла выступила с впечатляющей презентацией на постдэдлайнской секции [45], во время которой было продемонстрировано, как нормальный импульс фемтосекундного лазера при прохождении нескольких метров специального волокна радикально изменял свой цвет. Это волокно создавало коллимированный белый свет в форме стабильно повторяющихся импульсов, в точности так, как Тед Хэнш постулировал в своем (неопубликованном) проекте по измерению частоты. При использовании такого ранее неизвестного источника излучения все остальное становилось возможным. (Лицемерие этого импульсно-периодического лазерного белого света мгновенно убедило меня, что концепция Теда действительно может быть физически осуществлена! Без такого лазера, основанного на повторяющихся импульсах белого света, у нас не было никаких шансов.) В конечном счете после чудесного появления в лаборатории JILA образца этого волшебного волокна длительные призывы к научному сотрудничеству, обращенные к производителям волокна, стали ненужными. Концепция запрещенной зоны или фотонных кристаллов в применении к оптическим волокнам была введена Найтом с сотрудниками, указавшими на возможность управления пространственными модами и эффективной дисперсией групповой скорости с помощью определенной конфигурации механических отверстий [46]. Наши первые эксперименты в JILA были выполнены с использованием волокна, вытянутого из заготовки, сделанной сотрудником Лабораторий Белла Робертом С. Винделером 10 сентября 1997 г. на установке собственной разработки. Большой набор структур волокон был исследован П. Расселом с сотрудниками в Бате, Великобритания.

6.3. Гонка началась

Конечно, в JILA мы не знали, что группа в Гархинге уже перешла от планов к первой демонстрации фазового когерентного перехода между излучением радиочастотного и видимого диапазонов и в ноябре 1999 г. направила свою статью в редакцию журнала *Phys. Rev. Letters*. Это произошло даже раньше, чем мы получили волшебное волокно! Они использовали гребенку с довольно ограниченной шириной полосы, 44 ТГц, но их делительные каскады могли связать оптическую частоту с 28-й гармоникой разности крайних частот гребенки. Этот прекрасный результат был наконец опубликован 10 апреля 2000 г. Тем временем группа в JILA упорно работала с белым светом, генерируемым волшебным волокном, пытаясь осуществить и продемонстрировать нашу систему фазово-когерентной стабилизации частоты расстройки между несущей и огибающей в терминах частоты

повторения лазерных импульсов. В описании изобретения мы назвали ее "схемой с самопривязкой". Созданная нами электронная система управления имела цифровой ступенчатый переключатель, позволявший установить любое целое кратное от фазового набег, отвечавшего 1/16 периода следования импульсов. Экспериментальная демонстрация в JILA была основана на интерферометрическом измерении разности фаз между несущей и частотой огибающей между двумя импульсами, разделенными одним промежуточным импульсом. В конце концов, новая электроника заработала, эксперимент дал четкие результаты, и наше сообщение было опубликовано 28 апреля 2000 г. в *Science* [49]. Успех был торжественно отмечен совместной статьей групп из Гархинга, Лабораторий Белла и JILA, опубликованной в *Phys. Rev. Letters* 29 мая 2000 г. [50]. В следующем году появилась лавина работ по абсолютным измерениям оптических частот, выполненным в лабораториях по всему миру. Эта славная страница истории оптики в значительной степени является следствием глубокого взаимного уважения научных групп, полной открытости, поощрявшейся частым обменом между двумя отчаянно конкурировавшими группами постдоками Скоттом Диддамсом и Томасом Удемом.

6.4. Некоторые результаты измерений частоты

По всему миру активно исследовалось много лазерных стандартов частоты, так что, когда произошел прорыв с Гребенкой, нашлось много объектов для измерений. Как правило, они проводились впервые. Некоторые из этих результатов приведены в таблице.

В 2000 г. началось стремительное распространение техники, основанной на применении оптической гребенки, принося с собой существенное упрощение измерений оптической частоты и неуклонный рост точности. Очень скоро после первых измерений стали возникать ситуации, когда точность измерений, обеспечиваемая гребенкой, стала превосходить точность измеряемого стандарта. Испытания, проведенные недавно в NIST, BIPM и ECNU [51], подтвердили результаты выполненных ранее в MPQ экспериментов [52], в которых было показано, что метод гребенки надежно работает для измерений с точностью более 18 знаков.

6.5. Оптический стандарт частоты на молекулах йода

Благодаря отличным характеристикам и сравнительной простоте, лазер на Nd:YAG, стабилизированный по йоду, является ярким примером стабилизированных лазеров. Один из таких созданных в Японии лазеров работает в условиях багажного отделения самолета, демонстрируя при этом пре-

Таблица. Измеренные оптические частоты. Приведены: опорные атомы/молекулы, длины волн их переходов, первый автор, институт, название журнала и дата. Первое измерение с помощью фемтосекундной гребенки было сделано Райхертом и др. для водорода. Первое прямое оптическое фемтосекундное измерение было проведено группой из JILA (Джонс). Насколько малы сроки между публикациями!

Ca	657 нм	Schnatz	PTB	PRL	1 янв. 1996
Rb	780 нм	Ye	JILA	Opt. Lett.	авг. 1996
C ₂ H ₂	1500 нм	Nakagawa	NRLM	JOSA-B	дек. 1996
I ₂	532 нм	Hall	JILA	IEEE Instr. Meas.	апр. 1999
Sr ⁺	674 нм	Bernard	NRC	PRL	19 апр. 1999
In ⁺	236 нм	v. Zanthier	MPQ	Opt. Comm.	авг. 1999
H	243 нм	Reichert	MPQ	PRL	10 апр. 2000
Rb	778 нм	D. Jones	JILA	Science	28 апр. 2000
I ₂	532 нм	Diddams	JILA	PRL	29 мая 2000
H	243 нм	Niering	MPQ	PRL	12 июня 2000
Yb ⁺	467 нм	Roberts	NPL	PRA	7 июля 2000
In ⁺	236 нм	v. Zanthier	MPQ	Opt. Lett.	1 дек. 2000
Ca	657 нм	Stenger	PTB	PRA	17 янв. 2001
Hg ⁺	282 нм	Udem	NIST	PRL	28 мая 2001
Ca	657 нм	Udem	NIST	PRL	28 мая 2001
Yb ⁺	435 нм	Stenger	PTB	Opt. Lett.	5 окт. 2001

красные характеристики [53]. Из-за большой массы молекулы йода доплеровская поправка второго порядка для этой системы составляет всего 5×10^{-13} , и вполне возможно, что при улучшенной технической реализации независимая воспроизводимость может достигнуть величины в пять раз меньше приведенной. В частности, проблемой по-прежнему остается использование метода модуляции без смещения. Преимуществами данной системы являются компактность и потенциально разумная цена. Добавляя оптическую гребенку, мы получаем оптические часы [54], которые могут пользоваться спросом (рис. 4). Относительная нестабильность частоты каждой из 1 миллиона линий гребенки равна $\sim 4 \times 10^{-14}/\tau^{1/2}$.

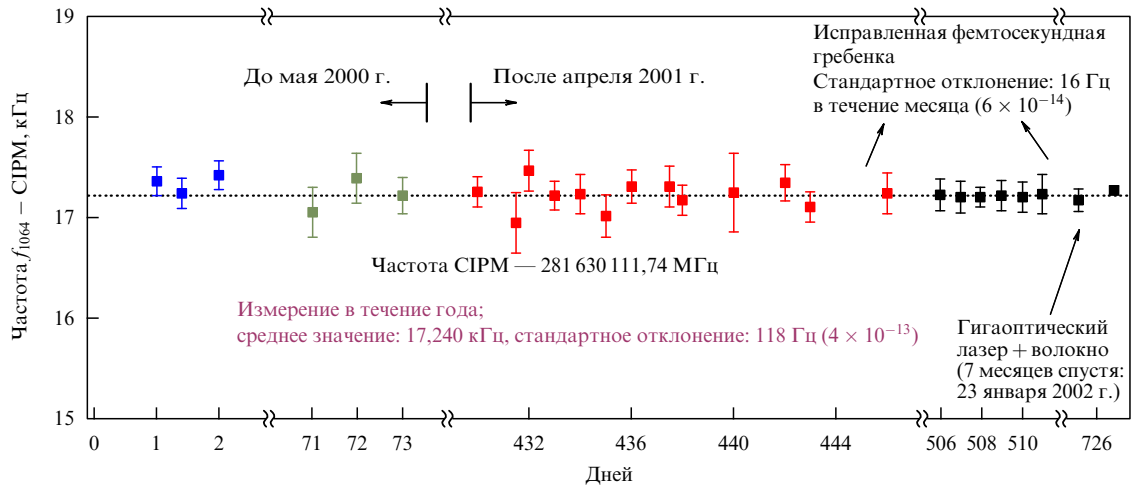


Рис. 4. Долговременная стабильность частоты оптических часов на основе йода. Рисунок показывает улучшение и малый частотный сдвиг частоты оптических часов по сравнению с предыдущими измерениями, проведенными со значительно меньшей точностью. С улучшением технологии 2002 г. погрешность была еще уменьшена до $\sim 6 \times 10^{-14}$.

Недавно стали доступны стабильные одночастотные лазеры на Yb:YAG, которые могут работать на длине волны 1029 нм. Частота излучения этих лазеров может стабилизироваться по линии йода с длиной волны 514,5 нм. Ширина этой линии в пять раз меньше, чем у линии на 532 нм, так что может быть получена еще более высокая стабильность [55]. Эту же длину волны генерируют и волоконные системы.

7. Что же будет дальше?

В результате, кроме упрощения измерения оптических частот, возникли новые невероятно богатые возможности и средства, которые, в свою очередь, поддерживают прогресс в областях, их породивших. В этой статье я не могу даже попытаться описать огромное число тонких физических эффектов, которые обычно относят к разным областям, но которые теперь, оказавшись взаимосвязанными, могут привести к замечательным и многообещающим успехам в исследовательских методах оптики. Все же я приведу несколько примеров.

После лихорадки, сопровождавшей измерения частоты с помощью оптических гребенок первого поколения, приведенные в таблице, группа Йе начала работу над применениями гребенок второго поколения, которые включали: маломощную временную синхронизацию (~ 1 фс) лазерных генераторов ультракоротких импульсов [56]; когерентное сшивание спектров независимых фемтосекундных лазеров для расширения спектра и уменьшения длительности составного импульса [57]; прецизионное измерение оптических нелинейностей с использованием фазовой чувствительности радиочастотных методов [58]; когерентное накопление нескольких сотен последовательных импульсов с последующим извлечением их полной энергии в серии более мощных импульсов с меньшей частотой повторения [59]. Отметим и исследование временной стабильности физических констант, проводимое группой в Гарринге [60]. К захватывающим темам исследований приложений оптических гребенок третьего поколения теперь включают: установление связи с субгерцовой точностью между различными промежуточными стандартами частоты, разнесенными как по спектру, так и в пространстве, обеспечение прецизионной дистанционной синхронизации полей в резонаторах ускорителей, создание стабильных опорных генераторов для больших решеточных телескопов радиочастотного диапазона, потенциальное уменьшение относительного фазового шума опорных генераторов телескопов, зондирующих глубокий космос (NASA, VLBI и т.д.). И это только часть планов на первые пять лет.

А следующие проекты? Не сделать ли такую гребенку, чтобы одна из ее гармоник смогла прозондировать ядерный мессбауэровский резонанс с энергией 14,4 кэВ в ^{57}Fe ? Другая узкая линия с энергией 6,2 кэВ есть у ^{181}Ta . А как насчет определения биологической активности проверяемого лекарства с помощью метода KAPC с параллельной обработкой и использованием синхронизованных лазерных импульсов, которые будут возбуждать рамановские резонансы определенных лигандов одной молекулы, притянутой и прилипшей к участку поверхности с испытываемой белковой бляшкой?

С более общей точки зрения, мы находимся сейчас почти в уникальной точке развития науки, когда у нас есть поразительная возможность "понять" практически все явления, точно вычислить предсказания теории и включить большое число деталей в наши модели. Вспомним, например систему глобального позиционирования (GPS), в которой такие области, как гравитация и теория относительности успешно слились с нашими изолированными атомными часами, не говоря уже о радиотехнике и компьютерном матобеспечении, так что в итоге мы получили гармоничное и очень полезное для практики средство. Примечательно, что система проста для конечного пользователя. Мы должны рассматривать успех этой системы как одно из самых совершенных технических достижений за всю историю.

Работа, отмеченная в 2005 г. Нобелевской премией, это еще одно впечатляющее, крупное и многообещающее достижение, и мы можем ожидать, что оно проявит свойства того же размаха и характера, что отмечались только что по отношению к GPS. Однако в первые моменты после его рождения наша оптоэлектронная технология еще слишком нова и не может продемонстрировать достаточно впечатляющих успехов, не выходя при этом за рамки первоначальных интересов специалистов, занимающихся стандартами частоты, и метрологов. Мы знаем, что сейчас точность оптических измерений ограничена существующим радиочастотным стандартом на уровне "всего" 15 значащих цифр, в то время, как технология гребенки позволяет на самом деле сличить две оптические частоты с точностью, большей на несколько порядков. Если история физики может служить путеводителем, то мы вполне реалистично можем ожидать приятных сюрпризов по мере того, как новые возможности будут все более распространяться и использоваться в оригинальных фундаментальных измерениях растущим изобретательным сообществом ученых, занимающихся "фундаментальной физикой". Оглядываясь на все развитие Науки, станет ли кто держать пари, что всю русскую матрешку Природы мы уже раскрыли и дошли до самой последней?

Благодарности. Радость общения с замечательными молодыми учеными, несомненно, является одним из сокровищ жизни. Среди многих таких я должен особенно выделить и поблагодарить Джима Бергквиста, Лео Хольберга, Мяо Жу и Джун Йе за их энтузиазм и уникальный вклад в программу работ JILA. Горячая благодарность руководству НИСТ за одобрение и многолетнюю финансовую поддержку серии рискованных проектов в области лазерной спектроскопии. Лео Хольберг, Стив Кандиф и я были особенно рады поддержке проекта синтезатора частоты на основе фемтосекундной гребенки, предложенного в 1999 г. К этим экспериментам были дополнительно привлечены отличные сотрудники — Скотт Диддамс и Дэвид Джонс, а с возвращением Джун Йе в 1999 г. и созданием его собственной группы научный потенциал JILA необыкновенно возрос. Как обычно, когда нас посещал профессор Лонг Шенг Ма из Шанхая, наша работа сильно ускорялась. Такие ученые, как Кристиан Борде, навещающая нас, оставалась нашим сотрудником, хотя прошло уже тридцать лет с той поры, когда он работал в JILA. Я с удовольствием выражаю признательность фондам NSF, ONR, AFOSR и NASA за частичную поддержку и НИСТ за поддержку в течение более чем сорока лет. Я многое получил от своего руководителя в НБС, Питера Л. Бендера, который щедро делился со мной идеями и возможностями. Но больше всего я признателен терпеливому и проникательному другу всей моей жизни, Линде Холл, за ее понимание, титанические усилия и вклад в эту научную работу и, что еще более важно, за нашу счастливую и веселую совместную жизнь. Было замечательно в течение 45 лет наблюдать развитие экспериментов и череду технических достижений, которые в результате привели к созданию оптической гребенки. Сейчас мы обсуждаем, не пора ли очистить мой кабинет в JILA, уложить вещи в наш новый дом-автоприцеп и отправиться в путь для познания других сфер жизни.

8. Приложение. Полная история гребенки в простом изложении

Я рад, что Вы спросили, как понимать частотные гребенки. Пусть у нас есть синусоидальное напряжение или поле. Тогда зависимость от времени представляет собой гладкие колебания, а в зависимости от частоты есть только одна фурье-компонента, узкая линия. Добавим теперь в эту волну гармоники. В спектре появятся новые линии в точности на частотах гармоник, а временная зависимость станет довольно сложной. Подбирая фазы этих гармоник, мы можем начать синхронизировать некое возмущение во временной зависимости, напоми-

нающее импульс, точнее, серию одинаковых импульсов. Продолжим увеличение числа гармоник. Чем больше мы их добавляем, тем более короткий импульс мы можем синтезировать и, конечно, тем богаче спектр этого сигнала. Продолжая добавлять когерентные гармоники исходной синусоиды, мы получим огромное количество линий в спектре. Если частота исходного источника равна 100 МГц и мы хотим воспроизвести описанный подход и дойти до оптического диапазона, потребуется несколько миллионов гармоник. При правильном подборе фаз длительность импульса может быть в 10^6 раз меньше, чем период исходной синусоиды. Итак, мы действительно можем ожидать очень коротких импульсов и очень широкой спектральной полосы.

Эта ситуация хорошо согласуется с результатом фурье-анализа одиночного импульса. Такой импульс имеет фурье-компоненты на всех частотах с почти постоянными амплитудами, которые постепенно уменьшаются на частотах выше частоты, равной обратной длительности импульса. Если мы хотим проанализировать спектр последовательности повторяющихся импульсов, то нам потребуется спектрометр, полоса пропускания которого уже, чем частота следования импульсов — иначе мы не разрешим структуру гармоник. Однако узкая полоса пропускания соответствует большему времени отклика. Поэтому сигнал на выходе спектрометра, настроенного на определенную длину волны, будет представлять результат когерентного сложения вкладов от многих импульсов. Отдельный импульс имеет широкий и непрерывный спектр, а спектральные амплитуды для многих импульсов интерферируют, что приводит к модуляции спектра. Добавляя со временем большее число импульсов (при более высоком спектральном разрешении), мы получим более глубокую модуляцию. В итоге, мы получим фурье-гармоники в виде очень узких эквидистантных линий. Пока мы не столкнемся с такими техническими проблемами, как фазовый шум в частоте следования, наблюдаемые линии будут тем острее, чем выше будет разрешение при анализе сигнала. Так что спектр действительно напоминает "гребенку". Во всем этом можно спокойно самостоятельно убедиться дома, это проще сделать в области электроники, но оптика и электроника, конечно же, работают одинаково.

На самом деле в отношении фемтосекундных лазеров, используемых при генерации этих импульсов, имеется еще один интересный момент. Лазер может генерировать колебания на многих модах своего резонатора, определяемых условием воспроизведения фазы после полного обхода резонатора. Все вовлеченные моды имеют свое продолжительное квантовое число, означающее, сколько полных оптических периодов содержится в замкнутой петле. Ясно, что это условие содержит фазовую скорость, которая зависит от длины волны, и предполагает усреднение по многим оптическим элементам, через которые проходит свет. Другое практически важное обстоятельство связано с тем, что лазер работает в самоподдерживающемся режиме повторяющихся импульсов. Фактически это означает, что оптические потери резонатора могут быть сделаны достаточно большими, чтобы подавлять генерацию до тех пор, пока фазы мод резонатора не подберутся таким образом, что сформируется пространственная дельта-функция. Особенно важно, чтобы импульс был коротким при прохождении кристалла титаната сапфира, поскольку короткому импульсу соответствует очень высокая пиковая мощность, которая взаимодействует с материалом лазерного стержня по квадратичному закону (оптический эффект Керра), образуя положительную линзу с максимумом показателя преломления на оси, где интенсивность максимальна. Таким образом, стабильная самоорганизующаяся генерация импульсов происходит в лазере с избыточно большими дифракционными потерями (не хватает положительной оптической силы линзы), но эта ситуация периодически исправляется световой пулей, которая, используя свое воздействие на кристалл, увеличивает показатель преломления и в необходимой мере уменьшает потери.

Огибающая импульса, которая описывает эту световую пулю, является результатом суперпозиции многих лазерных мод, и если временные задержки зависят от длины волны, форма огибающей будет эволюционировать. Мы обсуждаем сейчас понятие групповой скорости, согласно которому форма возмущения не меняется во времени, только если все частоты распространяются с одинаковой скоростью. В любом реальном лазере необходимо использовать некоторые оптические элементы, которые должны компенсировать задержку голубого света относительно красного. Чтобы получить как можно более короткий импульс, необходимо, чтобы времена обхода резонатора были строго одинаковыми, хотя, как нетрудно понять, задача усложняется, если учесть, что лазерный импульс сам влияет на времена задержки. В любом случае свет, излучаемый из выходного зеркала лазера, представляет собой регулярную последовательность коротких импульсов, которые при спектральном анализе имеют структуру гребенки. Однако каждый раз, когда импульс приходит на поверхность зеркала, быстрые оптические колебания световой волны (формирующей этот импульс) имеют, вообще говоря, разные фазы. От импульса к импульсу фаза смещается то вперед, то назад, так что гребенка оптических частот может быть немного смещена относительно идеальных фурье-гармоник, которые мы перед этим рассматривали. В обычном случае имеется постоянный сдвиг фазы в каждом импульсе, при котором сдвиг фазы относительно гармоники на частоте следования импульсов происходит с постоянной скоростью. Мы разработали электронно-оптическую схему, названную схемой "самопривязки", которая позволяет стабилизировать эту добавочную частоту — частоту расстройки между несущей и огибающей — так чтобы ее отношение к частоте следования было равно определенному задаваемому числу. Например, если его выбрать равным нулю, мы получим чисто гармоническую гребенку. Если выбрать это отношение равным $1/2$, сдвиг гребенки будет составлять $1/2$ от базовой частоты повторения, которая сама, конечно, равна промежутку между линиями гребенки.

Перевел с английского В.Л. Величанский
Научная редакция перевода А.М. Семихатова

Список литературы

1. BIPM: Bureau Intern. des Poids et Mesures, http://www.bipm.org/en/si/si_constants.html
2. Это масса, кг; время, с; длина, м; ток, А; температура, К; количество вещества, моль; единица силы света, свеча
3. NIST: National Institute of Standards and Technology, <http://www.mel.nist.gov/div821/museum/timeline.htm>
4. Flowers J L, Petley B W "Progress in our knowledge of the fundamental constants of physics" *Rep. Prog. Phys.* **64** 1191 (2001)
5. Steiner R L, Williams E R, Newell D B, Liu R "Towards an electronic kilogram: an improved measurement of the Planck constant and electron mass" *Metrologia* **42** 431 (2005)
6. Bordé C J "Base units of the SI, fundamental constants and modern quantum physics" *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A: Math. Phys. Eng. Sci.* **363** 2177 (2005)
7. Sobel D *Longitude: the True Story of a Lone Genius Who Solved the Greatest Scientific Problem of His Time* (New York: Penguin Books, 1995)
8. Kasevich M A, Riis E, Chu S, DeVoe R G "rf spectroscopy in an atomic fountain" *Phys. Rev. Lett.* **63** 612 (1989)
9. Clairon A, Laurent P, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N, Bahoura M "A cesium fountain frequency standard: preliminary results" *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 128 (1995)
10. Heavner T P, Jefferts S R, Donley E A, Shirley J H, Parker T E "NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations" *Metrologia* **42** 411 (2005)
11. Gibble K, Chu S "Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions" *Phys. Rev. Lett.* **70** 1771 (1993)
12. Polzik E S, Carri J, Kimble H J "Atomic spectroscopy with squeezed light for sensitivity beyond the vacuum-state limit" *Appl. Phys. B* **55** 279 (1992)

13. Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator" *Appl. Phys. B* **31** 97 (1983)
14. Young B C, Cruz F C, Itano W M, Bergquist J C "Visible lasers with subhertz linewidths" *Phys. Rev. Lett.* **82** 3799 (1999)
15. Young B C, Rafac R J, Beall J A, Cruz F C, Itano W M, Wineland D J, Bergquist J C "Hg⁺ optical frequency standard: recent progress", in *Laser Spectroscopy: Proc. of the XVII Intern. Conf., Aviemore, Scotland, UK, 19–24 June 2005* (Ed. E A Hinds) (Hackensack, NJ: World Scientific, 2005) p. 433
16. Notcutt M, Ma L-S, Ye J, Hall J L "Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity" *Opt. Lett.* **30** 1815 (2005)
17. Hall J "The laser absolute wavelength standard problem" *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-4** 638 (1968)
18. Barger R L, Hall J L "Pressure shift and broadening of methane line at 3.39 μ studied by laser-saturated molecular absorption" *Phys. Rev. Lett.* **22** 4 (1969)
19. Hall J L "Optical frequency measurement: 40 years of technology revolutions" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1136 (2000)
20. Letokhov V S, Chebotayev V P *Nonlinear Laser Spectroscopy* (Berlin: Springer-Verlag, 1977)
21. Stenholm S *Foundations of Laser Spectroscopy* (New York: Wiley, 1984)
22. Levenson M D, Kano S *Introduction to Nonlinear Laser Spectroscopy* (Boston: Academic Press, 1988)
23. Багаев С Н, Василенко Л С, Дмитриев А К, Скворцов М Н, Чеботарев В П "Сужение нелинейных резонансов в газах низкого давления" *Письма в ЖЭТФ* **23** 399 (1976) [Bagaev S N, Vasilenko L S, Dmitriev A K, Skvortsov M N, Chebotayev V P "Narrowing of nonlinear resonances in low-pressure gases" *JETP Lett.* **23** 360 (1976)]
24. Bordé C J, Hall J L, Kunsasz C V, Hummer D G "Saturated absorption line shape: Calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach" *Phys. Rev. A* **14** 236 (1976)
25. Bethlem H L, Berden G, Meijer G "Decelerating neutral dipolar molecules" *Phys. Rev. Lett.* **83** 1558 (1999)
26. Hudson E R, Lewandowski H J, Sawyer B C, Ye J "Cold molecule spectroscopy for constraining the evolution of the fine structure constant" *Phys. Rev. Lett.* **96** 143004 (2006)
27. Ma L-S, Ye J, Dubé P, Hall J L "Ultrasensitive frequency-modulation spectroscopy enhanced by a high-finesse optical cavity: theory and application to overtone transitions of C₂H₂ and C₂HD" *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 2255 (1999)
28. Ziskind M, Daussy C, Marrel T, Chardonnet Ch "Improved sensitivity in the search for a parity-violating energy difference in the vibrational spectrum of the enantiomers of CHFCIBr" *Eur. Phys. J. D* **20** 219 (2002)
29. Svanberg S *Atomic and Molecular Spectroscopy: Basic Aspects and Practical Applications* 2nd ed. (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
30. Hall J L, Bordé C J, Uehara K "Direct optical resolution of recoil effect using saturated absorption spectroscopy" *Phys. Rev. Lett.* **37** 1339 (1976)
31. Bagayev S N, Chebotayev V P, Dmitriyev A K, Om A E, Nekrasov Yu V, Skvortsov B N "Second-order Doppler-free spectroscopy" *Appl. Phys. B* **52** 63 (1991)
32. Kourogi M, Enami T, Ohtsu M "A coupled-cavity monolithic optical frequency comb generator" *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8** 1698 (1996)
33. Hall J L, Ma L-S, Taubman M, Tiemann B, Hong F-L, Pfister O, Ye J "Stabilization and frequency measurement of the I₂-stabilized Nd:YAG laser" *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48** 583 (1999)
34. Diddams S A, Ma L-S, Ye J, Hall J L "Broadband optical frequency comb generation with a phase-modulated parametric oscillator" *Opt. Lett.* **24** 1747 (1999)
35. Hall J L, Ye J, Diddams S A, Ma L-S, Cundiff S T, Jones D J "Ultrasensitive spectroscopy, the ultrastable lasers, the ultrafast lasers, and the seriously nonlinear fiber: a new alliance for physics and metrology" *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-37** 1482 (2001)
36. Salin F, Squier J, Piche M "Mode locking of Ti:Al₂O₃ lasers and self-focusing: a Gaussian approximation" *Opt. Lett.* **16** 1674 (1991)
37. Holman K W, Jones R J, Marian A, Cundiff S T, Ye J "Detailed studies and control of intensity-related dynamics of femtosecond frequency combs from mode-locked Ti:Sapphire lasers" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9** 1018 (2003)
38. Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W "High-resolution two-photon spectroscopy with picosecond light pulses" *Phys. Rev. Lett.* **40** 847 (1978)
39. Evenson K M, Wells J S, Petersen F R, Danielson B L, Day G W, Barger R L, Hall J L "Speed of light from direct frequency and wavelength measurements of the methane-stabilized laser" *Phys. Rev. Lett.* **29** 1346 (1972)
40. Sanchez A, Davis C F, Liu K C, Javan A "The MOM tunneling diode: Theoretical estimate of its performance at microwave and infrared frequencies" *J. Appl. Phys.* **49** 5270 (1978)
41. Jennings D A, Pollock C R, Petersen F R, Drullinger R E, Evenson K M, Wells J S, Hall J L, Leyer H P "Direct frequency measurement of the I₂-stabilized He-Ne 473-THz (633-nm) laser" *Opt. Lett.* **8** 136 (1983)
42. Telle H R, Meschede D, Hänsch T W "Realization of a new concept for visible frequency division: phase locking of harmonic and sum frequencies" *Opt. Lett.* **15** 532 (1990)
43. Whitford B G "Measurement of the absolute frequencies of CO₂-laser transitions by multiplication of CO₂-laser difference frequencies" *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **29** 168 (1980)
44. Diddams S A, Jones D J, Ma L-S, Cundiff S T, Hall J L "Optical frequency measurement across a 104-THz gap with a femtosecond laser frequency comb" *Opt. Lett.* **25** 186 (2000)
45. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm" *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
46. Knight J C, Birks T A, Russell P St J, Atkin D M "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding" *Opt. Lett.* **21** 1547 (1996)
47. Windeler R S, private communication to J L Hall (May 2006)
48. Reichert J, Niering M, Holzwarth R, Weitz M, Udem Th, Hänsch T W "Phase coherent vacuum-ultraviolet to radio frequency comparison with a mode-locked laser" *Phys. Rev. Lett.* **84** 3232 (2000)
49. Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T "Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis" *Science* **288** 635 (2000)
50. Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Hall J L, Ranka J K, Windeler R S, Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W "Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb" *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102 (2000)
51. Ma L-S, Bi Z, Bartels A, Robertsson L, Zucco M, Windeler R S, Wilpers G, Oates C, Hollberg L, Diddams S A "Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10⁻¹⁹ level" *Science* **303** 1843 (2004)
52. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W "Optical frequency metrology" *Nature* **416** 233 (2002)
53. Hong F-L, Ishikawa J, Sugiyama K, Onae A, Matsumoto H, Ye J, Hall J L "Comparison of independent optical frequency measurements using a portable iodine-stabilized Nd:YAG laser" *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **52** 240 (2003)
54. Ye J, Ma L S, Hall J L "Molecular iodine clock" *Phys. Rev. Lett.* **87** 270801 (2001)
55. Cheng W-Y, Chen L S, Yoon T H, Hall J L, Ye J "Sub-Doppler molecular-iodine transitions near the dissociation limit (523–498 nm)" *Opt. Lett.* **27** 571 (2002)
56. Shelton R K, Foreman S M, Ma L-S, Hall J L, Kapteyn H C, Murnane M M, Notcutt M, Ye J "Subfemtosecond timing jitter between two independent, actively synchronized, mode-locked lasers" *Opt. Lett.* **27** 312 (2002)
57. Shelton R K, Ma L-S, Kapteyn H C, Murnane M M, Hall J L, Ye J "Phase-coherent optical pulse synthesis from separate femtosecond lasers" *Science* **293** 1286 (2001)
58. Fortier T M, Jones D J, Ye J, Cundiff S T "Highly phase stable mode-locked lasers" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9** 1002 (2003)
59. Jones R J, Ye J "High-repetition-rate coherent femtosecond pulse amplification with an external passive optical cavity" *Opt. Lett.* **29** 2812 (2004)
60. Fischer M, Kolachevsky N, Zimmermann M, Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W, Abgrall M, Grünert J, Maksimovic I, Bize S, Marion H, Dos Santos F P, Lemonde P, Santarelli G, Laurent P, Clairon A, Salomon C, Haas M, Jentschura U D, Keitel C H "New limits on the drift of fundamental constants from laboratory measurements" *Phys. Rev. Lett.* **92** 230802 (2004)

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 2005

Страсть к точности

Т.В. Хэнш

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2005 г.)

Оптические частотные гребенки, формируемые фемтосекундными лазерами с синхронизованными модами, привели к революции в искусстве измерения частоты света. Они позволяют установить прямую связь между оптическими и радиочастотами и создать часовой механизм оптических атомных часов, который так долго искали и не находили ученые. Расширяя возможности временной и частотной метрологии, оптические частотные гребенки позволяют выполнить новые проверки основных физических законов. Точное сравнение частот оптических резонансов атома водорода и других атомов с радиочастотой цезиевых атомных часов устанавливает пределы возможных медленных изменений фундаментальных физических постоянных. Генерация оптических гармоник высокого порядка расширяет область применения частотных гребенок до дальнего ультрафиолетового диапазона, открывая новую область приложений высокоточной лазерной спектроскопии. Техника частотных гребенок дает также ключ к развитию физики аттосекундных импульсов, позволяя управлять электрическим полем сверхкоротких лазерных импульсов. Развитие новых приборов и методов высокоточной лазерной спектроскопии в наших лабораториях в Стэнфорде и Гархинге было направлено на постоянное увеличение разрешения и точности в оптической спектроскопии обычного атома водорода, открывающее уникальные возможности для экспериментальной проверки фундаментальных физических теорий. В настоящей лекции предлагается личный взгляд автора на увлекательную историю развития техники лазерных частотных гребенок.

PACS numbers: 01.30.Bb, 06.20.-f, 06.30.Ft

Содержание

1. Введение (1368).
2. На заре лазерной спектроскопии, свободной от доплеровского уширения (1369).
3. Лазерная спектроскопия атомарного водорода (1369).
4. Измерение оптических частот (1370).
5. Оптические частотные гребенки, формируемые фемтосекундными лазерами (1372).
6. Такая простая идея! Почему на нее ушло так много времени? (1373).
7. Новые измерения частоты перехода $1S-2S$ атома водорода в 2003 г.: постоянны ли фундаментальные постоянные? (1377).
8. Оптические атомные часы (1378).
9. Перспективы создания частотных гребенок в далеком ультрафиолетовом диапазоне (1378).
10. Выводы (1379).

Список литературы (1379).

1. Введение

В нашем очень сложном и постоянно меняющемся мире важно быть уверенным в том, что ряд физических величин можно

измерить и предсказать с высокой точностью. Высокоточные измерения всегда привлекали меня как одна из самых красивых сторон физики. Появление все более совершенных инструментов для измерений позволяет заглянуть в неизведанные области. Не раз бывало так, что казавшиеся незначительными расхождения между результатами измерений и теоретическими предсказаниями приводили к крупным открытиям в фундаментальной науке. Само рождение современной науки тесно связано с искусством точных измерений.

С момента изобретения Галилео Галилеем и Христианом Гюйгенсом маятниковых часов время и частота являются величинами, которые мы можем измерять с наиболее высокой точностью. В наши дни хороший способ произвести точное измерение физической величины, такой как, например, длина или электрическое напряжение, часто заключается в преобразовании этой величины в частоту. Именно это и имел в виду мой друг и наставник в Стэнфордском университете Артур Шавлов, давая такой совет своим студентам: "Никогда не измеряйте ничего, кроме частоты!" Измерение частоты, т.е. подсчет числа циклов за данный интервал времени, по своей сути представляет процедуру работы с числами, устойчивую ко многим видам шумов. Давно известны электронные измерители частоты, работающие в спектральной области вплоть до диапазона радиоволн. В 1967 г. конференция Генеральной ассамблеи мер и весов определила секунду — нашу единицу измерения времени — как период времени, в течение которого атом цезия-133 совершает 9192631770 колебаний на переходе сверхтонкой структуры в основном атомном состоянии. Сегодня, по прошествии 50 лет работ по повышению точности физических измерений, радиочастот-

Т.В. Хэнш (T.W. Hänsch). Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, and Department of Physics, Ludwig-Maximilians-Universität München, Germany

ные цезиевые атомные часы достигают точности до 15-го знака [1].

Ожидается, что еще более высокие точности измерений могут быть достигнуты в будущем с помощью оптических атомных часов с "маятником," представляющим собой атомы и ионы, колеблющиеся на световой частоте. Разбивая время на сотни тысяч коротких интервалов, такие часы существенно расширяют границы временной и частотной метрологии. Часовой механизм, который так долго искали ученые, теперь может быть реализован на основе частотных гребенок, формируемых фемтосекундными лазерами — сверхточного измерительного прибора, способного напрямую связывать и сравнивать оптические частоты с частотами радиоволнового диапазона без потери когерентности фаз. Лазерные частотные гребенки представляют собой мощный инструмент для новых проверок фундаментальных физических законов. Точное сравнение оптических резонансных частот атомарного водорода и других атомов с частотой радиоволн цезиевых атомных часов уже позволило установить пределы предполагаемых медленных изменений фундаментальных физических постоянных. Генерация оптических гармоник высокого порядка позволяет расширять область применения частотных гребенок до далекого ультрафиолетового диапазона, открывая новые области приложений для высокоточной лазерной спектроскопии. Техника частотных гребенок дает ключ к развитию оптики аттосекундных импульсов, позволяя управлять электрическим полем сверхкоротких лазерных импульсов.

Частотные гребенки, формируемые фемтосекундными лазерами, были выделены в списке нобелевских премий по физике за 2005 г. Хотя эта техника достигла совершенства лишь около семи лет назад, фемтосекундные частотные гребенки уже успели стать стандартным инструментом высокоточной спектроскопии и оптической частотной метрологии во многих лабораториях мира. Приборы, выпущенные в коммерческих целях, быстро появились на рынке; методам измерений, основанным на использовании частотных гребенок, посвящены подробные обзоры и монографии [2–4]. В данной лекции я постараюсь изложить мой личный взгляд на развитие этого интересного метода измерения времени и частоты. Я далек от мысли дать здесь всесторонний обзор проблемы, а приводимые ниже примеры выбраны так, чтобы помочь проследить извилистый путь развития моего личного видения проблемы.

2. На заре лазерной спектроскопии, свободной от доплеровского уширения

Лазерная спектроскопия высокого разрешения и высокоточные спектроскопические измерения привлекали меня, когда я был еще аспирантом в Гайдельбергском университете. Работая над дипломом и диссертацией в группе Петера Тошека в Институте прикладной физики, возглавляемом Кристофом Шмельцером, я использовал гелий-неоновые лазеры. Меня заинтересовал центральный узкий лэмбовский провал, который Эбрахам Соке и Али Джаван впервые обнаружили при сканировании частоты одномодового газового лазера через доплеровски уширенный профиль полосы усиления [5]. Такой провал был предсказан Уиллисом Лэмбом в его полуклассической теории лазеров [6]. Билл Беннетт был первым, кто дал простое объяснение этого явления на основе насыщения и выжигания спектрального провала в поле двух встречных волн в лазерном резонаторе стоячей волны [7]. Другие исследователи, такие, как Джон Холл, Вениамин Чеботаев и Кристиан Борде вскоре обнаружили "инвертированные лэмбовские провалы", которые наблюдаются при внесении поглощающего молекулярного газа в лазерный резонатор [8]. Имея в своем распоряжении резонансы беспрецедентно высокого спектрального разрешения, мы буквально вдыхали воздух революции в лазерной спектроскопии, которая развернулась

в последующие несколько лет. Однако в то время спектроскопия, свободная от доплеровского уширения, ограничивалась исследованием лазерных переходов в газовых лазерах и несколькими молекулярными линиями поглощения, обеспечивавшими удачную комбинацию параметров. Работая с Петером Тошеком, я исследовал эффекты квантовой интерференции в связанных трехуровневых атомных системах [9, 10], демонстрирующих явления, вся значимость которых стала понятной лишь недавно, такие как лазерная генерация в системах без инверсии населенностей и электромагнитно индуцируемая прозрачность. Эти эффекты также важны для понимания физической сути медленного света.

В 1970 г. я занял позицию научного сотрудника (постдока) в группе Артура Л. Шавлова в Стэнфордском университете. В ходе проведения различных экспериментов в это время мне довелось сотрудничать с Питером Смитом, работавшим тогда в Беркли [11], и с Марком Левенсоном из Стэнфорда [12]. В процессе этой деятельности я разработал новый метод спектроскопии насыщения, свободной от доплеровского уширения, который не требовал помещения образца в лазерный резонатор. Вскоре после этого мне удалось создать специальный перестраиваемый импульсный лазер на красителе, накачиваемый азотным лазером со столь высокой степенью монохроматичности, что мы смогли применить спектроскопию насыщения, свободную от доплеровского уширения, к произвольным атомным резонансным линиям [13, 14]. Перестраиваемая в широком спектральном диапазоне лазерная генерация в жидких растворах органических красителей была независимо открыта Фрицем Шефером [15] и Питером Сорокиным [16] в 1966 г.

3. Лазерная спектроскопия атомарного водорода

Предложение использовать наши методы для исследования низкочастотной бальмеровской α -линии атома водорода исходило от Артура Шавлова. В 1930-х годах эта линия была объектом пристального внимания ученых, работавших в области атомной спектроскопии, поскольку имелись основания предполагать, что наблюдаемый спектральный профиль этой линии не согласуется с предсказаниями релятивистской квантовой теории Дирака [17]. Однако в связи с тем, что доплеровское уширение оказывается особенно значительным для легких атомов водорода, в те годы спектроскописты могли наблюдать лишь набор неразрешаемых компонент тонкой структуры. Спектроскопия простого атома водорода в течение длительного времени играла ключевую роль в истории атомной физики. Видимый бальмеровский спектр атома водорода оказался тем Розеттским камнем, который позволил расшифровать законы квантовой физики. Он вдохновил основополагающие открытия Нильса Бора, Арнольда Зоммерфельда, Луи де Бройля, Эрвина Шрёдингера, Поля Дирака и даже Уиллиса Лэмба на заре эпохи современной электродинамики.

В 1972 г. вместе с аспирантом Иссой Шахином мы с гордостью представили Артуру Шавлову свободный от доплеровского уширения спектр низкочастотной бальмеровской α -линии водорода, записанный с помощью нашего импульсного перестраиваемого лазера на красителе [18]. В полученном оптическом спектре ясно наблюдался лэмбовский 2S-сдвиг, т.е. расщепление 2S- и 2P-состояний, которые в теории Дирака должны быть вырожденными. Так было положено начало долгой истории высокоточной спектроскопии простого атома водорода, позволившей выполнить уникальное сопоставление экспериментальных данных и теоретических предсказаний. Поиск не прекращается и сегодня. Благодаря ему был достигнут значительный прогресс в развитии спектроскопических методов, включая первые предположения о возможности лазерного охлаждения атомных газов [19], а также последние

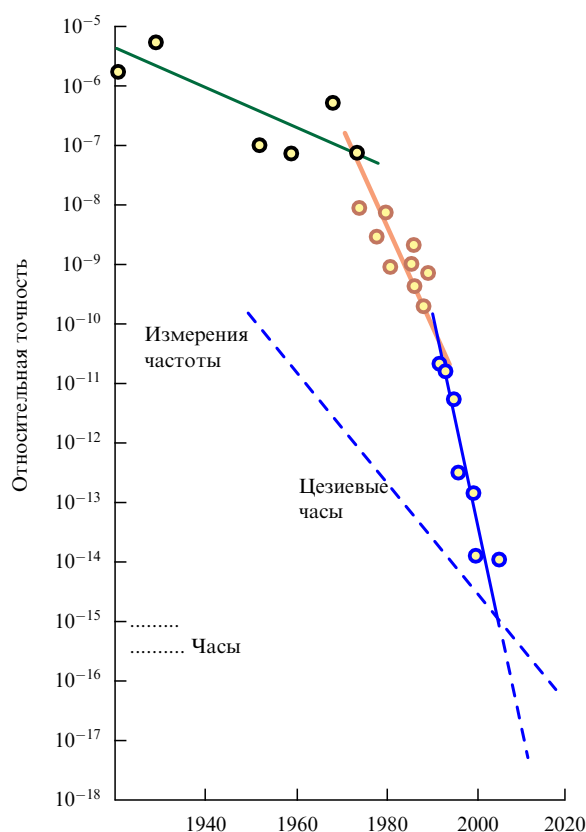


Рис. 1. Повышение относительной точности оптической спектроскопии атома водорода на протяжении восьми десятилетий. Серьезные трудности были преодолены благодаря появлению свободной от доплеровского уширения лазерной спектроскопии в начале 1970-х годов и распространению оптических измерений частоты в начале 1990-х годов. Точность таких измерений в ближайшем будущем достигнет предела точности цезиевых атомных часов. Ожидается, что в будущем впечатляющий успех высокоточной спектроскопии будет связан с разработкой оптических атомных часов.

разработки в области частотных гребенок, формируемых фемтосекундными лазерами.

На рисунке 1 показано, как улучшалась со временем точность оптической спектроскопии атома водорода [20]. Из-за сильного доплеровского уширения спектральных линий атома водорода классическая спектроскопия не позволяет проводить измерения с точностью более шести или семи значащих цифр. В 1971 г. нашей группе в Стэнфорде удалось преодолеть этот барьер с помощью нелинейной спектроскопии, реализованной на основе перестраиваемого лазера на красителе. Наши усилия быстро поддерживали другие исследовательские группы, среди которых следует выделить лаборатории в Нью-Хейвене, Оксфорде и Париже, которым в течение последующих двух десятилетий удалось повысить точность спектроскопических измерений на три порядка. На рубеже 1990 г. обнаружилась новая трудность — ограничения метрологии, основанной на измерении оптических длин волн, связанные с неизбежно возникающими геометрическими искажениями волнового фронта. Точности более высокого порядка, чем 10^{-10} , нам удалось достичь лишь потому, что мы лучше понимали, как измерить частоту, а не длину волны света. В 2003 г. точность спектроскопических измерений достигла $1,4 \times 10^{-14}$ [21]. Дальнейшее увеличение точности осложнилось, поскольку мы вновь столкнулись с фундаментальным ограничением, связанным с границами нашего знания о единице времени — секунде. На протяжении последних 50 лет, как показано штриховой линией на рис. 1, часы на

основе атома цезия непрерывно совершенствовались [1], но, по-видимому, возможности дальнейшего совершенствования практически исчерпаны. Однако наши методы, основанные на подсчете оптической частоты, открывают возможность создания оптических атомных часов, использующих узкие оптические резонансы охлажденных лазером ионов, нейтральных атомов или молекул в ловушках. С помощью таких часов спектроскопические измерения в будущем могут достичь точности до 10^{-18} и выше.

В случае атомарного водорода самое высокое разрешение может быть достигнуто на двухфотонном резонансе $1S-2S$, лежащем в ультрафиолетовой области спектра и имеющем естественную ширину линии всего 1 Гц. От доплеровских сдвигов первого порядка можно избавиться, если возбуждать этот переход двумя встречными лазерными волнами, как было впервые указано Вениамином Чеботаевым [22]. Первые свободные от доплеровского уширения спектры были получены в 1975 г. в нашей лаборатории в Стэнфорде [23]. В Гархинге для наблюдения этого резонанса мы использовали коллинеарное возбуждение пучка охлажденных атомов водорода [21]. Начиная с 1986 г., многие поколения аспирантов и постдоков внесли огромный вклад в совершенствование этого мастерства.

В наши дни атомы водорода получают путем диссоциации молекул в радиочастотном поле и охлаждаются до температуры около 6 К путем столкновений со стенками сопла, соединенного с гелиевым криостатом. Свободное от доплеровского уширения двухфотонное возбуждение атомов осуществляется в коллинеарной геометрии в поле стоячей волны с длиной волны 243 нм, получаемой в результате возбуждения резонатора внутри вакуумной камеры излучением второй гармоники лазера на красителе. Атомы, возбужденные до метастабильного состояния $2S$, проходят путь около 10 см и регистрируются путем приложения замедляющего электрического поля методом счета фотонов, излучаемых в лаймановской α -линии в вакуумной ультрафиолетовой части спектра. Лазерное излучение периодически перекрывается с помощью прерывателя, и отсчеты фотонов распределяются в группы в соответствии с различным временем задержки. Для медленных атомов, выделяемых при времени задержки, равном 1,3 мс, ширина линии на длине волны 243 нм теперь уменьшается примерно до 530 Гц, что соответствует разрешению $4,3 \times 10^{-13}$. Для измерения положения линии с точностью 1 % от ее ширины потребуется достичь точности измерений 5×10^{-15} .

4. Измерение оптических частот

Для наблюдения узких оптических резонансов методами нелинейной лазерной спектроскопии с разрешением, превышающим предельную разрешающую способность интерферометрии, основанной на измерении длины волны, требуется перейти от измерения длины волны излучения к измерению его частоты. Работы над созданием оптического частотомера начались практически сразу после создания лазера. Али Джаван, один из изобретателей гелий-неонового лазера, был первым, кто наблюдал на фотодетекторе биения двух лазерных пучков, совмещаемых в пространстве при помощи светоделительной пластины, аналогичные интерференции звуковых волн от двух камертонов [24]. Это был замечательный результат, потому что он доказал, что лазерное излучение может вести себя так же, как классическая радиоволна. Когерентное лазерное излучение может иметь вполне определенную фазу и амплитуду, так что можно пересчитать горбы такой световой волны. Однако для частот, соответствующих примерно 500000 миллиардов колебаний в секунду, не существует достаточно быстрых электронных приемников и передающих цепочек, которые бы можно было использовать для создания оптического частотомера.

В начале 1960-х в Массачусетском технологическом институте Али Джаван начал исследовательский проект, направленный на распространение радиотехнических методов измерения частоты на оптический спектральный диапазон. Он экспериментировал с тонкими усиками точечных контактов металл–диэлектрик–металл, используемыми в качестве антенн, приемников и смесителей инфракрасного лазерного излучения. Позже подобные элементы были использованы Джоном Холлом и Кеном Эвенсоном из Национального бюро стандартов (НБС, в настоящее время — Национальный институт стандартов) в Боулдере для создания первой частотной цепочки на основе генерации гармоник, использовавшейся для определения скорости света путем измерения длины волны и частоты излучения стабилизированных по метану гелий-неоновых газовых лазеров на длине волны 3,39 мкм [25]. Лазерные частотные цепочки, основанные на генерации гармоник, представляли собой сложные системы для измерения единственной оптической частоты, поэтому совсем немного таких частотных цепочек было создано в нескольких хорошо оборудованных национальных метрологических лабораториях. В начале 1980-х годов частотная цепочка, разработанная в НБС в Боулдере, была настолько усовершенствована, что позволила измерить частоты некоторых стабилизированных по иоду гелий-неоновых лазеров видимого диапазона с точностью до 10 десятичных знаков. Этот результат позволил в 1983 г. Генеральной ассамблее мер и весов уточнить определение метра, определив скорость света в вакууме c как 299792458 метров в секунду. Один метр, таким образом, определяется как расстояние, проходимое светом за время, равное $1/299792458$ секунды. С этого момента длина волны лазерного излучения в вакууме λ могла быть точно определена простым измерением частоты f , поскольку имеет место соотношение $f\lambda = c$.

К сожалению, НБС пришлось отказаться от использования сложной частотной цепочки вскоре после занесения нового определения метра в справочники, и в течение следующего десятилетия в США не было ни одной лаборатории, которая могла бы выполнить данные предписания. Лучше обстояли дела в ряде европейских лабораторий, особенно в Парижской обсерватории (в настоящее время — BNM — SYRTE) и Физико-техническом институте в Брауншвейге (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, РТВ). В работе, опубликованной в начале 1996 г. [26], группа из РТВ сообщала о первом фазово-когерентном измерении частоты излучения в видимом диапазоне. Для выполнения этого измерения использовалась сложная частотная цепочка, занимавшая три большие лаборатории, расположенные в двух различных зданиях, с помощью которой проводилось сравнение частоты низкочастотной интеркомбинаторной линии атома кальция и радиочастоты цезиевых атомных часов. Для достижения достаточной фазовой стабильности частота часов сначала понижалась до 100 МГц — частоты стабильного кварцевого генератора. Далее частотная цепочка дискретными шагами пересекала весь электромагнитный спектр, генерируя при этом некоторую гармоническую частоту в подходящем нелинейном преобразователе и обеспечивая достаточную мощность для последующих этапов преобразования частоты на основе использования синхронизованного по фазе генератора. Требуемая конечная частота получалась в результате сложной процедуры с использованием нескольких вспомогательных генераторов.

Было очевидно, что мы не могли позволить себе создание подобной лазерной частотной цепочки на основе генерации гармоник для проведения экспериментов с атомом водорода в Гархинге. В качестве более простого решения мною в 1988 г. была предложена цепочка, основанная на делении частоты, которая давала возможность оперировать с разностями частот, а не с самими частотами, что позволяло работать в удобном спектральном диапазоне, например, в ближней инфракрасной области спектра, где можно использовать

компактные диодные лазеры [27]. Ключевым элементом созданного нами устройства являлся делитель частотных интервалов с автоматическим контролем лазера, позволяющим реализовать лазерную генерацию на частоте, лежащей точно в центре интервала между двумя начальными частотами. Для этой цели проводилось сравнение частоты второй гармоники основного лазера с суммой начальных частот, получаемой с помощью нелинейного оптического кристалла. Каскадная цепочка из n таких делителей позволяет разделить начальный частотный интервал на $2n$ интервалов. Для измерения абсолютной частоты лазера f можно было начать с интервала между f и частотой второй гармоники $2f$, протяженность которого равна как раз частоте f . Путем многократного деления этого интервала пополам примерно через 15 шагов удается получить достаточно малый частотный интервал, который можно наблюдать в виде сигнала биений на быстродействующем фотодетекторе и можно измерить с помощью радиочастотомера. В 1990 г. вместе с Харальдом Телле, перешедшим к нам из РТВ, и Дитером Мешедом мы протестировали первый работающий делитель интервалов [28].

Мы так и не собрали полную схему оптического частотомера, но создали цепь, состоящую из четырех делителей интервалов для измерения частотного интервала, равного 1 ТГц, возникающего при сравнении частоты перехода $1S-2S$ в атоме водорода с инфракрасной частотой стабилизированного по метану гелий-неоновых лазера, работающего на длине волны 3,39 мкм. Это было отправной точкой в создании нашей собственной короткой лазерной частотной цепочки на основе генерации гармоник [29]. Нам приходилось многократно отправлять этот промежуточный стандарт частоты в Брауншвейг для синхронизации с цезиевыми часами с помощью имевшейся в РТВ частотной цепочки. В 1997 г., измерив частоту ультрафиолетового перехода $1S-2S$ с точностью $3,7 \times 10^{-13}$, мы установили новый рекорд оптической частотной метрологии [29]. С помощью этих и других спектроскопических измерений, выполненных для атома водорода, нам удалось получить новое значение постоянной Ридберга, играющей роль масштабного множителя для любого спектроскопического перехода и известной с наибольшей точностью среди всех фундаментальных постоянных. Нам также удалось определить лэмбовский сдвиг основного состояния $1S$ с точностью, достаточной для проверки квантовой электродинамики связанного состояния. Более того, в предположении правильности положений квантовой электродинамики, мы также смогли определить новые среднеквадратичные значения зарядового радиуса протона и структурного радиуса дейтрона [29, 30]. Мы были особенно горды тем, что достигнутая в наших настольных экспериментах точность на порядок превышала точность экспериментов по рассеянию электронов, выполняемых на больших ускорителях.

Вскоре ряд метрологических лабораторий начали строительство оптических частотомеров, основанных на оптическом делении оптических частотных интервалов. В Гархинге мы тем временем также экспериментировали с любезно предоставленными нам Мотонобу Коуроги электрооптическими генераторами частотных гребенок, с помощью которых можно получать эквидистантные гребенки модуляционных частотных компонент, простирающиеся в спектральном интервале в несколько терагерц [31]. Используя электрооптический генератор частотных гребенок для заполнения частотного интервала, получающегося на конечной стадии деления, мы получали возможность создать частотомер всего за шесть или семь шагов деления частотных интервалов. Во время своего пребывания в Гархинге Мотонобу Коуроги показал нам, как наблюдать даже очень слабые компоненты частотных гребенок методом гетеродинного детектирования, а также как улучшать отношение сигнала к шуму с помощью сбалансированных оптических приемников и сменных светоделиителей.

Вскоре нам удалось выполнить прямое сравнение точности его генератора частотных гребенок и нашего делителя частотных интервалов [32].

В процессе длительного поиска высокоточных оптических измерительных инструментов исследовались также многие другие возможности, например, такие, как интерферометрия с использованием модулированных лазерных волн [33, 34] и деление частоты с помощью синхронизованных по фазе оптических параметрических генераторов [35]. Дэвид Уайнлэнд предложил синхронизовать циклотронное движение одиночного электрона с лазерной волной [36]. Тем временем, однако, такие усложнения стали излишними. Появление в 1998 г. фемтосекундных лазерных синтезаторов оптических частотных гребенок привело к существенному упрощению оптических измерений в частотном представлении [2, 3].

5. Оптические частотные гребенки, формируемые фемтосекундными лазерами

Схема синтезатора частотных гребенок, показанная на рис. 2, достаточно проста. Ключевым элементом этого устройства является фемтосекундный лазер, работающий в режиме синхронизации мод и поддерживающий короткий световой импульс в форме солитона, который циркулирует внутри лазерного резонатора. Такой лазер можно сравнить со световыми часами — устройством, известным по мысленному эксперименту Эйнштейна. Пусть после каждого прохода по резонатору ослабленная копия светового импульса выходит из системы, так что лазер излучает регулярную последовательность сверхкоротких импульсов. Для измерения неизвестной частоты лазерной волны пучок и последовательность импульсов совмещаются с помощью светоделителя, а результирующий интерференционный сигнал регистрируется фотодетектором. В идеализированном случае точно периодической последовательности импульсов можно ожидать возникновения низкочастотного сигнала биений всякий раз, когда лазерная частота приближается к значению, при котором целое число осцилляций поля соответствует временному интервалу между двумя импульсами. Например, если мы знаем, что лазер излучает точно один миллиард импульсов в секунду, и можем быть уверены, что лазерная волна совершает точно 500000 колебаний в течение периода повторения импульсов, то мы знаем, что оптическая частота должна составлять 500000 миллиардов циклов в секунду.

В частотном представлении мы можем утверждать, что связанные продольные моды импульсного лазера формируют эквидистантную гребенку спектральных компонент. Низко-

частотный сигнал биений ожидается всякий раз, когда неизвестная лазерная частота приближается к одной из спектральных компонент гребенки. Происхождение спектра излучения в виде гребенки частотных компонент хорошо объясняется в классическом учебнике Энтони И. Сигмана [37]. Рассмотрим оптический импульс произвольной формы, циркулирующий внутри оптического резонатора. Во время каждого прохода ослабленная копия импульса выходит через полупрозрачное зеркало. Одна копия импульса имеет широкий и достаточно сложный спектр. Однако две идентичные копии импульса, идущие друг за другом, будут давать интерференционную картину, напоминающую ту, что наблюдалась в эксперименте Юнга с двумя щелями. Спектр трех копий похож на интерференционную картину от трех щелей, а бесконечная последовательность копий дает набор узких линий, которые можно идентифицировать как моды резонатора. С математической точки зрения идеальная периодическая последовательность импульсов может быть описана с помощью ряда Фурье, а спектральные компоненты гребенки соответствуют элементам этого ряда.

Интервал между двумя соседними модами или спектральными компонентами гребенки точно равен частоте повторения f_r . Это соотношение остается в силе, даже если импульсы пуга не являются идентичными копиями, но при этом имеется (воспроизводимый) сдвиг фазы "несущей" волны электромагнитного поля относительно его огибающей от импульса к импульсу [2, 3, 38]. Подобные сдвиги фазы неизбежно возникают в реальном лазере из-за дисперсии резонатора. Вследствие этого вся гребенка сдвигается относительно спектра целых гармоник частоты повторения f_r на частоту расстройки между несущей и огибающей f_{CE} по модулю 2π равной полному сдвигу фазы за интервал между импульсами. Частота спектральной компоненты гребенки, соответствующей моде с номером m , при этом определяется выражением

$$f_m = mf_r + f_{CE}.$$

Подобная частотная гребенка действует как линейка в пространстве частот, которую можно использовать для измерения больших интервалов между двумя различными оптическими частотами f_r в терминах скорости повторения импульсов. В случае, когда эти две частоты представляют собой известные кратные или дробные части одной и той же лазерной частоты f , такое измерение позволяет определить саму частоту f . При известной частоте повторения f_r сигнал биений, формируемый полем известной оптической частоты f и ближайшей спектральной компонентой частотной гребенки, позволяет определить ранее неизвестную частоту расстройки f_{CE} . Зная две радиочастоты f_r и f_{CE} и целое число, соответствующее номеру моды, мы можем рассчитать частоту любой спектральной компоненты гребенки.

Даже для большинства специалистов оказались удивительными обширные возможности техники, основанной на использовании частотных гребенок. Частотный спектр фемтосекундного лазерного осциллятора в нелинейно-оптической среде можно уширить, и это уширение может превышать оптическую октаву без нарушения целостности частотной гребенки. В ставшей ныне обычной экспериментальной реализации этой техники последовательность импульсов, формируемая титан-сапфировым лазером, синхронизация мод в котором достигается за счет наведения керровской линзы, пропускается через микроструктурированное кварцевое волокно с малой твердотельной сердцевиной, окруженной заполненными воздухом отверстиями [39, 40]. Большая разность показателей преломления на границе воздух – кварц обеспечивает волноводное распространение за счет явления полного внутреннего отражения даже для жестко сфокусированных падающих пучков высокой интенсивности. Так как часть излучения распространяется в виде эванесцентной волны в воздухе, в таком волокне имеется дополнительный техниче-

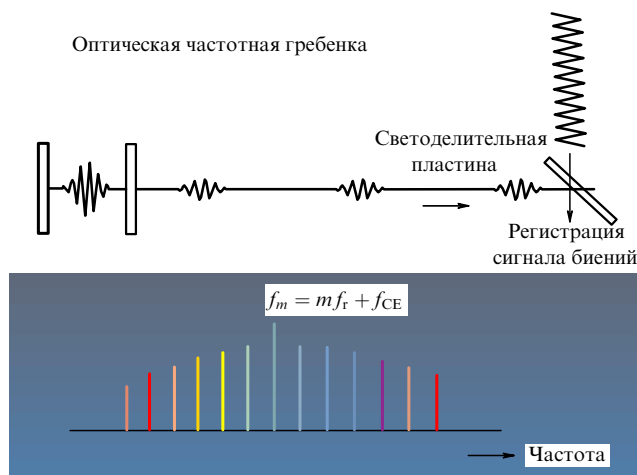


Рис. 2. Схема синтезатора фемтосекундной лазерной частотной гребенки.

ский параметр для уменьшения распыливания инжектируемого лазерного импульса за счет дисперсии групповой скорости. Внутри волокна спектр импульса уширяется за счет фазовой самомодуляции, связанной с зависящей от интенсивности добавкой к показателю преломления, солитонного расщепления импульса, формирования ударных волн и других нелинейно-оптических процессов. Возникающий в результате этих процессов белый свет можно разложить на спектральные составляющие с помощью дифракционной решетки, позволяющей наблюдать всю радуу цветов. Это излучение, однако, отличается от обыкновенного белого света. Замечательным является то, что процесс, приводящий к генерации белого света, настолько хорошо воспроизводим, что последующие импульсы сохраняют корреляцию фазы и могут спектрально интерферировать, в результате чего образуется частотная гребенка, состоящая из нескольких сотен тысяч узких спектральных компонент.

Многие эксперименты, выполненные к настоящему времени, подтвердили, что частотный интервал между спектральными компонентами гребенки с высокой точностью равен частоте повторения f_r . В условиях, когда спектральная протяженность частотной гребенки превышает октаву, измерение частотной расстройки несущей и огибающей f_{CE} оказывается особенно простым. При этом из низкочастотной части спектра можно просто выделить несколько тысяч спектральных компонент частотной гребенки и пропустить лазерное излучение через удваивающий частоту кристалл, так что новые частотные компоненты гребенки оказываются смещенными на удвоенную частоту расстройки f_{CE} . Сигнал коллективных биений с соответствующими исходными спектральными компонентами, лежащими в высокочастотной части спектра, позволяет выполнить прямое измерение сдвига f_{CE} . Коль скоро эту частоту можно измерить, появляется возможность управлять ее значением, например, путем подстройки дисперсии лазерного резонатора или просто путем изменения мощности накачки. Можно даже сделать f_{CE} равной нулю, так что частоты спектральных компонент гребенки окажутся точно равными целым кратным лазерной частоты повторения f_r .

До сих пор мы рассматривали все световые волны как классические электромагнитные волны. Нами пока не исследовались квантово-оптические аспекты техники частотных гребенок, т.е. ожидаемые корреляции шума, обусловленные свойствами фотонов и их запутанностью. Такие исследования могут открыть новое богатое поле научной деятельности.

Лазерные частотные гребенки устанавливают прямую связь между оптическими и радиочастотами. Эту связь можно использовать в любом из двух направлений. Мы можем измерять частоту повторения f_r или управлять этой частотой с помощью цезиевых атомных часов с целью синтеза нескольких сотен тысяч узких опорных спектральных оптических линий, характеристики которых известны с высокой точностью, так как они исходно привязаны к стандарту времени. После этого можно определить любую неизвестную частоту путем измерения длины волны с помощью обыкновенного спектрального измерительного прибора, обеспечивающего достаточную точность для определения целого числа m , соответствующего порядку ближайшей спектральной компоненты частотной гребенки. Точное расстояние от этой опорной линии затем измеряется путем подачи сигнала биений на радиочастотный измеритель. Измерения могут выполняться также и в обратном направлении. При этом отправной точкой служат узкие оптические опорные линии какого-либо холодного иона в ловушке, холодных атомов или медленных молекул, которые используются в качестве оптического стандарта частоты для привязки близлежащей спектральной компоненты частотной гребенки. Все остальные спектральные компоненты частотной гребенки при этом оказываются целыми кратными оптической опорной

частоты, а частота повторения становится точно известным дробным числом.

Синтезаторы частотных гребенок действуют так, как если бы у нас имелось несколько сотен тысяч сверхстабильных, точно настроенных и одновременно работающих лазеров. Путем нелинейной генерации суммарной и разностной частоты такие системы позволяют выполнить высокоточное измерение любой частоты от радио- до ближнего ультрафиолетового диапазона. Они служат тем часовым механизмом оптических атомных часов, который так долго искали ученые. Они способны даже генерировать радиоволны с предельной фазовой стабильностью [41]. Являясь источниками стабилизированных по фазе фемтосекундных импульсов, синтезаторы частотных гребенок также дают нам ключ к решению увлекательных проблем из области аттосекундной оптики [42]. Благодаря возможности электронного автоматического контроля такие устройства могут быть относительно простыми, надежными и все более удобными в использовании.

6. Такая простая идея!

Почему на нее ушло так много времени?

При взгляде назад идеи, лежащие в основе техники измерений с использованием частотных гребенок, выглядят довольно простыми и почти очевидными. Почему же все специалисты, включая тех, кто работал в нашей лаборатории, так долго бились над гораздо более громоздкой методикой, связанной с использованием лазерных частотных цепочек, основанных на генерации гармоник?

По-видимому, основная причина заключается в том, что никто всерьез не верил, что частотные гребенки могут на самом деле работать. Имелись веские причины полагать, что спектральный интервал между радио- и оптическими частотами невозможно заполнить за один шаг. Фазовые шумы даже самых лучших кварцевых генераторов настолько велики, что должны были бы полностью размыть любую структуру гребенки, если бы удалось каким-то образом умножить ее частоту до видимого диапазона спектра. В частотных цепочках, основанных на генерации гармоник, промежуточные передаточные генераторы выполняют функцию фильтров фазового шума, работают как электромагнитные "маховики," предотвращающие "коллапс когерентности" [43].

Еще одна причина может заключаться в том, что с самого раннего периода развития лазерной физики по отдельности развивались два научных сообщества. Ученые, занимавшиеся спектроскопией высокого разрешения, направляли всю свою изобретательность на повышение частотной стабильности непрерывных лазеров. С другой стороны, были ученые, которые изобретали тонкие методы получения все более коротких импульсов с использованием лазеров с синхронизацией мод. Короткие вспышки света с широким спектром использовались для исследования сверхбыстрых явлений в полупроводниках и жидкостях, а также динамики химических реакций и для получения высоких пиковых интенсивностей в экспериментах по физике плазмы. Эти два научных сообщества проводили отдельные друг от друга конференции и не чувствовали сильной потребности следить за достижениями друг друга.

Что касается моей собственной работы, то я не могу прибегнуть к изложенному выше оправданию. Со времени ранних экспериментов, выполненных с использованием гомодовых гелий-неоновых лазеров [44], мне было известно, что продольные моды лазера представляют собой хорошо разрешаемую структуру, а их фазы могут быть связаны таким образом, что результатом сложения таких мод является короткий световой импульс, циркулирующий внутри лазерного резонатора [45, 46]. Несколько лет спустя с помощью широкополосных лазеров на красителе были получены еще более короткие импульсы путем синхронизации их

аксиальных мод с помощью насыщающегося поглотителя или посредством синхронной накачки модулированным аргоновым лазером [47]. В середине семидесятых годов в Стэнфорде я увлекся идеей спектроскопии высокого разрешения атомных резонансных линий, основанной на рамсеевском возбуждении с помощью когерентной последовательности, состоящей из многих световых импульсов [48]. Резонансное возбуждение, осуществляемое разнесенными во времени световыми импульсами, также исследовалось в то время Майклом Сейлором в Массачусетском технологическом институте [49] и Вениамином Чеботаевым в Новосибирске [50]. После первых обнадеживающих экспериментов, выполненных с помощью импульсов лазера на красителе, инжектируемых в пассивный резонатор [48], наша группа в Стэнфорде при участии аспиранта Джима Экстайна и Аллистера Фергюсона, работавшего в нашем университете при поддержке фонда Линдемана, показала, что синхронно накачиваемый пикосекундный лазер на красителе, работающий в режиме синхронизации мод, может генерировать стабильную фазово-когерентную последовательность импульсов, которую мы использовали для свободного от доплеровского уширения двухфотонного возбуждения атома натрия [51]. Спектральные компоненты частотной гребенки служили в качестве частотной линейки для измерения интервалов тонкой структуры атома. Для повышения точности мы заменили изначально использовавшийся радиочастотный генератор модулятором нашего аргонного лазера накачки, имевшего высокочастотный синтезатор частоты. К нашему удивлению, работа лазера на красителе улучшилась настолько, что мы первыми получили субпикосекундные импульсы прямо на выходе лазера на красителе с синхронной накачкой [52]. В тот момент нам следовало усвоить важный урок: все, что хорошо для стабильности частоты, также хорошо для генерации сверхкоротких световых импульсов! Позже мы использовали нашу частотную гребенку для свободной от доплеровского уширения поляризационной спектроскопии [53], а также выполнили эксперименты по двухфотонной спектроскопии с использованием частотной гребенки, формируемой лазером с синхронизованными модами, в котором фазы мод подобраны таким образом, что интенсивность излучения остается постоянной, а частота периодически изменяется [54].

По ходу наших экспериментов в Стэнфорде мы с огорчением осознали, что мы не можем определить абсолютные положения спектральных линий нашей частотной гребенки, поскольку дисперсия внутри лазерного резонатора приводит к возникновению неизвестного сдвига фазы несущей волны относительно огибающей импульса. Как подробно показано в кандидатской диссертации Джима Экстайна [38], написанной им в Стэнфорде в 1978 г., такие сдвиги фазы приводят к смещению всего спектра гребенки на неизвестную величину f_{CE} . Учитывая то, что протяженность спектра нашей гребенки составляла всего 800 ГГц, мы не имели возможности наблюдать и измерять частоту расстройки f_{CE} . Поэтому в конце семидесятых годов мы не знали как измерять абсолютные оптически частоты с помощью лазерных частотных гребенок.

Идея каким-то образом генерировать гораздо более широкие частотные гребенки вновь возникла у меня после моего возвращения в Германию в 1986 г. В 1990 г. я опубликовал работу, в которой предлагался синтезатор субфемтосекундных импульсов, основанный на наложении частот различных синхронизованных по фазе непрерывных лазерных генераторов, приводящем к генерации очень широкой частотной гребенки [55]. В начале 1990-х годов открытие Уилсоном Сиббеттом из Университета Ст.-Эндрюса явления синхронизации мод за счет керровской линзы [56] привело к впечатляющему прорыву в области технологий получения сверхкоротких импульсов. Вскоре после этого стали доступными коммерческие фемтосекундные лазеры на основе титаната сапфира, существенно облегчавшие генерацию сверхкоротких импуль-

сов. Заинтересовавшись этими новыми источниками излучения, я обсудил с Питером Ламброполусом из Гархинга возможность найти какой-нибудь нелинейный эффект, такой, например, как надпороговая ионизация (НПИ), который был бы чувствителен к фазе электрического поля, определенной относительно огибающей импульса, и мог бы позволить измерить частоту расстройки f_{CE} спектральных компонент в частотной гребенке. Выполненные расчеты вскоре показали, что такие эффекты могли бы наблюдаться только для импульсов с длительностью, не превышающей нескольких оптических циклов [57]. В наши дни источники таких импульсов стали доступны, и фазовая зависимость процесса НПИ была продемонстрирована Герхардом Паулусом и Хербертом Вальтером [58]. В 1994 г. я также обсуждал проблему фазового сдвига между несущей и огибающей с Ференцем Краусом из Технического университета Вены. В 1996 г. его группа впервые наблюдала подобные сдвиги фазы от импульса к импульсу в интерференционных корреляционных экспериментах [59].

Я вспоминаю, как в 1994 г. на торговой выставке мое внимание привлек фемтосекундный титан-сапфировый лазер с синхронизацией мод и регенеративным усилителем (Coherent Mira). Лазерный пучок, сфокусированный в стеклянную пластинку, вызывал генерацию белого света — континуума, который с помощью призмы раскладывался на все цвета радуги. Подобные импульсы белого света получаются в результате совместного действия самофокусировки, фазовой самомодуляции и других нелинейно-оптических процессов. Уже в течение долгого времени такие импульсы использовались для исследования быстропротекающих процессов по схеме возбуждение — зондирование [60]. Поразительную картину представляла собой почти лазерная спекл-структура радуги цветов, свидетельствующая о высокой степени пространственной когерентности излучения. Тогда мне пришлось в голову, что при условии достаточно высокой степени корреляции между соседними импульсами подобная система могла бы быть использована для получения частотной гребенки протяженностью в октаву. Частотную гребенку такой ширины можно было бы использовать в качестве линейки для измерения большого интервала между лазерной частотой и ее второй гармоникой, равного самой лазерной частоте. Даже несмотря на то, что частота повторения импульсов, составлявшая несколько сотен килогерц, была слишком мала, что представляло собой неудобство для экспериментов с частотными гребенками, я был настолько заинтересован, что приобрел в 1994 г. такую систему для нашей лаборатории частотной метрологии в Гархинге. В глубине души я надеялся, что нам, может быть, как-нибудь удастся получить белый свет с помощью импульсов из лазерного генератора без использования регенеративного усилителя, использование которого значительно снижает частоту повторения импульсов. Я полагал, что этого можно достичь с помощью маленького волновода, изготовленного из материала с высокой оптической нелинейностью, который позволял бы получать белый свет ниже пороговой мощности самофокусировки.

Мы не приступили немедленно к осуществлению подхода, основанного на использовании фемтосекундных импульсов, потому что мы уже достаточно далеко продвинулись в совершенствовании альтернативной схемы оптического деления частотных интервалов. Точное измерение частоты перепада $1S-2S$ уже казалось почти осуществимым. Мы также понимали, что нам потребуется независимый инструмент для проверки измерений, выполняемых с помощью фемтосекундных лазерных частотных гребенок, так как иначе сообщество специалистов, работающих в области частотной метрологии, не восприняло бы наши результаты как достоверные. Измерения с водородом были наконец закончены в 1997 г. [29, 30].

В феврале 1997 г. я посетил Европейскую лабораторию нелинейной спектроскопии (LENS) во Флоренции, Италия. В этом институте Марко Беллини использовал в своей работе

фемтосекундный лазер на титанате сапфира с усилителем, который позволял получать импульсы с энергией 1 мДж с частотой повторения 1 кГц. Как и во многих других лазерных лабораториях, занимающихся исследованием сверхбыстрых процессов, он получал белый свет (излучение континуума) для проведения измерений методом возбуждение–зондирование путем фокусировки части лазерного пучка на тонкую пластину CaF_2 . Я спросил его, что случится, если расщепить лазерный пучок на две части и сфокусировать эти новые пучки в два пространственно разнесенных пятна. Будут ли интерферировать эти два импульса белого света?

В выполненном ранее совместном эксперименте в Лазерном центре Лунда мы исследовали этот вопрос для случая генерации гармоник высокого порядка в газовой струе [61]. Со времен того эксперимента в Лунде у Марко Беллини на полке сохранился интерферометр Майкельсона, который мы смогли быстро поместить в лазерный луч и слегка разъюстировали, так, чтобы два луча выходили из интерферометра в двух немного различных направлениях. Регулируя длину одного плеча интерферометра, мы добивались, чтобы два сфокусированных импульса попадали на пластину CaF_2 строго одновременно. Меня как будто ударило током, когда мы увидели стабильные высококонтрастные интерференционные полосы для всех цветов, и я смог сфотографировать их камерой моего компьютера (рис. 3) [62]. Импульсы белого света оказались синхронизованы по фазе с лазерным полем накачки! Каким бы сложным ни был процесс генерации белого света, он был воспроизводим. Если бы такие импульсы были разделены во времени, а не в пространстве, они бы интерферировали в спектральном представлении, приводя к возникновению очень широкой частотной гребенки.

К 30 марта 1997 г. я написал конфиденциальный проект на шести страницах, предлагавший разработку универсального оптического синтезатора частотной гребенки "*...для генерации широкой гребенки эквидистантных частотных маркеров с известными абсолютными частотами, охватывающей инфракрасный, видимый и ультрафиолетовый спектральные диапазоны. Для достижения этой цели выходное излучение фемтосекундного лазера, работающего в режиме синхронизации мод, фокусируется в оптическое волокно или объемный образец с нелинейностью третьего порядка с получением излучения белого света с частотой повторения импульсов f_r . Скорость сдвига фазы несущей волны лазерного излучения относительно огибающей импульса f_{CE} определяется путем регистрации сигнала биений между излучением белого света и второй гармоникой излучения лазера*". Предполагалось, что разрабатываемая схема самопривязки позволит определить частоту расстройки между несущей и огибающей f_{CE} без вспомогательного лазера. 4 апреля 1997 г. я попросил Томаса Удема и Мартина Вайда из нашей лаборатории засвидетельствовать и

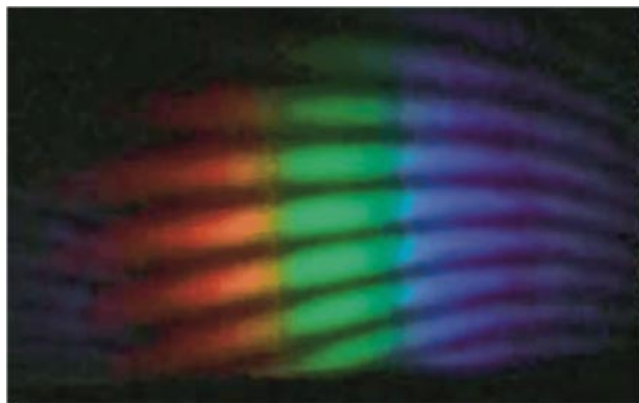


Рис. 3. Интерференционные полосы, образованные двумя импульсами излучения белого света [62].

подписать каждую страницу проекта, так как это могло оказаться важным для последующего патентования.

Вскоре в нашей лаборатории в Гархинге развернулась серьезная экспериментальная деятельность с целью проведения оптических частотных измерений с помощью фемтосекундных лазерных частотных гребенок. Хотя мы еще не знали, как уширить спектр нашего лазерного генератора Miga до спектральной ширины, превышающей оптическую октаву, мы могли воспользоваться предложенным в 1988 г. методом [27] и измерять частоту лазера на красителе в нашем водородном спектрометре с помощью короткой цепочки из двух или трех ступеней деления интервала, используя компактные полупроводниковые лазеры для сокращения частотного зазора до интервала, меньшего ширины нашей лазерной гребенки. Окрыленные такими перспективами, Томас Удем и Йорг Райхерт исследовали спектр частотной гребенки, получаемой с помощью фемтосекундного лазера Miga. К этой работе позже присоединился Рональд Хольцварт. К этому времени сотни подобных лазеров работали в лабораториях всего мира, но использовались они в основном для исследования сверхбыстрых явлений. Насколько нам было известно, никто никогда не изучал спектральные компоненты частотных гребенок, формируемых такими лазерами. При частоте повторения импульсов 76,5 МГц спектр гребенки нашего фемтосекундного лазера оказался таким плотным, что ни один из имевшихся в нашей лаборатории спектрометров не позволял нам разрешить спектральные линии гребенки. Тогда мы прибегли к методу гетеродинного детектирования, используя непрерывный диодный лазер в качестве локального генератора. Излучение диодного лазера совмещалось с последовательностью импульсов с помощью светоделительной пластины, а сигнал биений проходил через спектральный фильтр и регистрировался с помощью лавинного фотодиода. После решения проблем, связанных с механической стабильностью фемтосекундного лазера, нам удалось наблюдать устойчивые спектральные линии частотной гребенки. Вслед за этим мы приступили к исследованию интервала между этими линиями. Мы синхронизовали по фазе два диодных лазера и две произвольным образом выбранные спектральные линии гребенки и воспользовались оптическим делителем частотного интервала для получения новой частотной компоненты, лежащей точно посередине полученного частотного интервала. К нашему удивлению, сигнал биений с ближайшей линией частотной гребенки подтвердил, что спектральные линии частотной гребенки вплоть до далеких крыльев спектра излучения разделены интервалами, равными друг другу с точностью до 10^{-17} [63].

Теперь появилась уверенность в том, что частотная гребенка, формируемая фемтосекундным лазером с синхронизованными модами, не подвержена "коллапсу когерентности" и может служить линейкой в пространстве частот для измерения больших оптических частотных интервалов. Во время первой демонстрации измерения оптических частот с помощью фемтосекундной лазерной гребенки мы определили частотный интервал между резонансной линией D1 цезия и четвертой гармоникой передвижной лазерной установки на основе стабилизированного по метану гелий-неонового лазера с длиной волны 3,39 мкм, калибровка которого проводилась с помощью лазерной частотной цепочки, основанной на генерации гармоник и работающей в институте РТВ в Брауншвейге [64]. Оптическая цезиевая частота была необходима для определения постоянной тонкой структуры α по энергии отдачи атома, измеренной методом атомной интерферометрии группой Стива Чу в Стэнфорде. Эти эксперименты довольно скоро вызвали резонанс в газетах и журналах. Они продемонстрировали сообществу специалистов, работающих в области оптической частотной метрологии, что фемтосекундные лазерные частотные гребенки являются мощным инструментом для измерения частоты света.

Вслед за этим мы обратились к более амбициозной задаче измерения абсолютной оптической частоты нашего лазера на красителе, излучающего на частоте 486 нм, с помощью спектрометра, работающего на переходе $1S-2S$ атома водорода. К этому времени мы сумели уширить частотную гребенку, формируемую нашим лазерным генератором с синхронизованными модами в небольшом сегменте обычного оптического волокна, так что ее спектральная протяженность составила 60–70 ТГц. Вместо того, чтобы создавать несколько новых ступеней деления частотных интервалов, мы нашли более эффективный способ решения задачи нашего первого демонстрационного эксперимента. Нам потребовалась лишь незначительная модификация нашего водородного спектрометра [29] для получения двух дробных субгармоник ($4/7$ и $1/2$) частоты излучения лазера на красителе, интервал между которыми мог быть заполнен нашей фемтосекундной лазерной гребенкой [65, 66]. Стабилизированный по метану гелий-неоновый лазер теперь не использовался в качестве промежуточного стандарта частоты, а служил для деления частотного интервала. В качестве первичного стандарта для наших первых абсолютных измерений частоты служили часы, созданные на основе коммерческого НР источника цезиевого атомного пучка, использовавшиеся нами для определения частоты повторения импульсов f_r и частоты расстройки между несущей и огибающей f_{CE} [65]. Измерение оптического частотного зазора позволяло нам установить абсолютную частоту лазера на красителе, а также абсолютные частоты всех спектральных компонент частотной гребенки. Для управления положением спектральных линий гребенки мы научились изменять частоту f_{CE} нашего лазера Мига на титанате сапфира путем варьирования наклона глухого зеркала лазерного резонатора. Пара призм, установленная в этой части резонатора, разлагает излучение в спектр. Таким образом, нам впервые удалось получить фемтосекундные лазерные импульсы с управляемым сдвигом фазы между несущей и огибающей.

В октябре 1998 г. мы с гордостью показали наш эксперимент Норману Рамси, приехавшему в Институт Макса Планка в качестве члена Научного консультативного комитета. Нам впервые удалось выполнить прямое сравнение частоты перехода $1S-2S$ атома водорода с частотой цезиевых атомных часов, работающих в нашей лаборатории, без использования громоздких частотных цепочек, основанных на генерации гармоник. Позднее, в том же году, мы продемонстрировали наш эксперимент Джону Холлу, приехавшему в Мюнхен, чтобы принять участие в семинаре, посвященном памяти нашего общего друга Вениамина Чеботаева. Джон очень быстро превратился в убежденного сторонника "этого сумасшедшего метода, делающего ненужным все то, над чем мы так долго работали". Он занялся формированием мощной команды профессионалов в Боулдере, перед которой ставилась задача развития методов измерений, основанных на использовании фемтосекундных лазерных частотных гребенок. Он убедил своего коллегу Стива Кандиффа из лаборатории JILA, одного из ведущих экспертов Лабораторий Белла по фемтосекундным лазерам, посетить нашу лабораторию весной 1999 г. Возросшая конкуренция между лабораториями стимулировала быстрое развитие новой техники измерений в наступившие за тем месяцы и зажгла фейерверк новых приложений этой методики в последующие годы [3].

До лета 1999 г. у нас сохранялось чувство, что мы единственные игроки на поле фемтосекундных частотных гребенок. Томас Удем сделал доклад о наших экспериментах на конференции в Перте, Австралия, в конце 1998 г. [43]. Мы, однако, задержали наши публикации, включая первое сообщение об "измерении частоты света с помощью лазеров с синхронизованными модами" [67], чтобы эти сообщения появились после регистрации наших первых патентных заявок в марте 1999 г., потому что согласно немецким законам

изобретение не может быть запатентовано, если оно уже опубликовано.

В июне 1999 года мы смогли выполнить прямое сравнение водородной частоты с высокоточными передвижными часами на основе цезиевого фонтана (PHARAO), созданных в лаборатории LPTF (ныне BNM-SYRTE) в Париже [66]. Этот эксперимент позволил определить новое значение частоты перехода $1S-2S$ в атоме водорода с точностью до $1,8 \times 10^{-14}$, что более чем на порядок превосходило все ранее выполненные оптические частотные измерения. Таким образом, к этому времени были в полной мере продемонстрированы все наиболее замечательные преимущества методики, основанной на использовании лазерных частотных гребенок. Вскоре был также предложен ряд методов, позволивших осуществить управление расстройкой фазы между несущей и огибающей [68].

В качестве следующего шага мы планировали существенное упрощение нашей экспериментальной установки. К этому времени появились сообщения о новом оптическом инструменте, который мог позволить нам отказаться от использования оптических делителей частотных интервалов. На конференции по лазерам и электрооптике (CLEO) в Балтиморе, Мэриленд, проходившей в мае 1999 г., исследователи из Лабораторий Белла сообщили о новом микроструктурированном волокне — источнике радуги, которое могло давать уширение спектра импульсов фемтосекундных лазеров на титанате сапфира без всякого усиления, преобразуя лазерное излучение в цветную радугу [40]. После экспериментов по интерференции белого света во Флоренции [62] я был уверен, что это волшебное волокно способно сохранять фазовую когерентность соседних импульсов и формировать спектральные компоненты частотных гребенок с требуемым частотным интервалом.

В июне 1999 г. Джон Холл приехал в Германию, чтобы принять участие в ежегодном семинаре нашей исследовательской группы в замке Рингберг около озера Тегернзее к югу от Мюнхена. Вместе с Джоном мы звонили многим из наших старых друзей в Лабораториях Белла, чтобы попытаться получить образец этого волшебного волокна. Мы надеялись продемонстрировать генерацию частотной гребенки шириной в октаву, пока Джон Холл еще находился в Германии. К сожалению, этому плану не суждено было осуществиться из-за юристов компании Lucent Technologies, которые запретили, чтобы это волокно покидало Лаборатории Белла. Во время своих летних каникул 1999 г. Рональд Хольцварт посетил Лаборатории Белла в Холмделе, Нью-Джерси, но также вынужден был уехать, не получив ни кусочка волокна. Группа Джона Холла в Боулдере вначале столкнулась с аналогичными трудностями, однако в октябре 1999 г. им удалось наконец получить немного дырчатого волокна и продемонстрировать генерацию первых, не требующих внешней синхронизации, лазерных частотных гребенок шириной в оптическую октаву [69, 70]. Нашей группе в Гархинге удалось реализовать аналогичную систему для генерации частотной гребенки несколькими неделями позже [71], после того как мы получили так называемое "фотонно-кристаллическое волокно" от группы Филипа Расселла из Университета Бата в Великобритании. Мы слишком поздно обнаружили, что на самом деле именно этим британским исследователям принадлежит приоритет в изготовлении микроструктурированных кварцевых волокон [39]. В один и тот же день (12 ноября 1999 г.) обе лаборатории отправили первые краткие сообщения о частотных гребенках шириной в октаву на конференцию CLEO/QELS-2000 в Сан-Франциско.

Аналогично экспериментам в Боулдере в наших первых экспериментах по генерации частотных гребенок протяженностью в октаву использовался коммерческий компактный кольцевой лазер на титанате сапфира, формировавший импульсы длительностью около 25 фс с частотой повторения

625 МГц. Пропуская импульсы с мощностью 170 мВт через фотонно-кристаллическое волокно длиной 30 см, мы немедленно получили генерацию частотной гребенки с шириной спектра, превышающей октаву. Спектр выходного излучения имел довольно сложную структуру с провалами и пиками, однако пригодные для измерений спектральные компоненты гребенки имелись во всем спектральном диапазоне. Вся оптическая система, включая нелинейный интерферометр для управления частотой расстройки f_{CE} , легко помещалась на одной оптической платформе. В то время как традиционные частотные цепочки, основанные на генерации гармоник, включают в себя целые залы лазеров и рассчитаны на измерение одной-единственной оптической частоты, наша новая система позволяла измерять любую частоту в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

Со времени описанных экспериментов был достигнут существенный прогресс в развитии фемтосекундных лазеров на основе титаната сапфира. В настоящее время такие системы позволяют генерировать излучение с шириной спектра, превышающей октаву, непосредственно на выходе задающего генератора без необходимости внешнего спектрального уширения [72]. Частотные гребенки с шириной спектра около октавы также могут быть сформированы с помощью эрбиевых волоконных лазеров [73], накачиваемых высоконадежными и стабильными лазерными диодами, разработанными для телекоммуникационных приложений. Подобные волоконные генераторы частотных гребенок включаются одним поворотом ключа и могут работать в течение нескольких месяцев без участия людей.

В качестве первой серьезной проверки созданной системы Рональд Хольцварт произвел сравнение синтезатора частотной гребенки с шириной спектра порядка октавы с более сложным синтезатором частоты, использовавшимся в наших экспериментах 1999 г. по измерению частоты перехода в атоме водорода [71]. На основе использования общего радиочастотного опорного источника, работающего на частоте 10 МГц, ему удалось выполнить сравнение спектральных компонент гребенок около частоты 350 ТГц, что позволило убедиться в совпадении результатов измерений с точностью порядка 10^{-16} . Точность этой проверки ограничивалась доплеровскими сдвигами, вызванными изменениями давления воздуха и тепловыми изменениями размеров оптических столов. В 2002 г. группа из института РТВ в Брауншвейге показала, как можно использовать фемтосекундный лазерный генератор частотной гребенки в качестве передающего генератора для высокоточного измерения отношений оптических частот [74]. В качестве проверки своего подхода они измерили отношение частот второй гармоники и основного излучения Nd:YAG-лазера. Ожидаемое значение, равное двум, было получено с точностью 7×10^{-19} . В более поздних экспериментах Маркус Циммерманн из нашей лаборатории довел точность подобных измерений до 6×10^{-21} [75]. В 2004 г. исследователи из Боулдера произвели сравнение четырех различных источников частотных гребенок, созданных в разных лабораториях, обнаружив совпадение ближайших спектральных компонент гребенок с точностью около 10^{-19} [76]. К настоящему времени не было обнаружено никаких систематических ошибок, которые бы ограничивали принципиально достижимую точность высокоточных спектроскопических экспериментов или оптических атомных часов в будущем.

7. Новые измерения частоты перехода 1S–2S атома водорода в 2003 г.: постоянны ли фундаментальные постоянные?

В феврале 2003 г. мы использовали синтезатор частотных гребенок со спектральной шириной порядка октавы для новых измерений частоты перехода 1S–2S атома водорода

[21]. Марк Фишер и Николай Колачевский во многом усовершенствовали водородный спектрометр. Излучение лазера на красителе пропусклось через оптическое волокно и направлялось в лабораторию частотной метрологии, где с помощью синтезатора частотной гребенки шириной в октаву, основанного на фемтосекундном лазере на титанате сапфира, проводилось сравнение оптической частоты с частотой радиосигнала, вырабатываемого часами на основе атомного фонтана, разработанными в Париже в PHARAO, которые были вновь доставлены в Гархинг для проведения совместных работ.

Благодаря такой мгновенной абсолютной частотной калибровке, спектроскопия водорода имеет исключительно высокий уровень достоверности. Статистическая ошибка результатов измерений, выполненных за один день, оказалась существенно ниже аналогичного показателя в экспериментах 1999 г. Тем не менее флуктуации результатов измерений, фиксируемых день за днем, оставались на том же уровне, что и ранее. Это обстоятельство указывало на наличие неконтролируемых систематических погрешностей. После тщательных экспериментальных исследований, имевших своей целью установление возможных причин систематических сдвигов линий, и детального статистического анализа всей совокупности накопленных данных мы пришли к заключению, что флуктуации связаны с некоторыми остаточными малыми доплеровскими сдвигами первого порядка. Проявления таких сдвигов можно ожидать в случае неточного согласования двух встречных волновых фронтов возбуждающего излучения с длиной волны 243 нм. Рассогласование волновых фронтов может быть вызвано неполным согласованием мод при введении излучения второй гармоники лазера на красителе в резонатор, находящийся внутри системы управления атомным пучком, через входное зеркало с коэффициентом отражения, равным 2%. Другая причина может быть связана с накоплением замороженного молекулярного водорода на стенках холодного медного сопла, служащего для доставки водородного атомного пучка, что может приводить к искажению оптических волновых фронтов в результате экранировки и дифракции. Еще одной причиной систематических сдвигов линии в двухфотонной спектроскопии при использовании удвоенной частоты лазерного излучения могут быть нежелательные корреляции между амплитудным и фазовым шумами, вызываемые неточной автоматической синхронизацией усилительных резонаторов. Для будущих экспериментов мы готовим высокодобротный внешний резонатор для ультрафиолетового излучения и разрабатываем полностью твердотельный лазерный источник с шириной линии, равной нескольким герцам.

Эксперименты 2003 г. позволили нам определить частоту перехода между компонентами сверхтонкой структуры с квантовыми числами $F=1$ и $F'=1$ перехода 1S–2S атома водорода, которая оказалась равной 2466061102474851 ± 34 Гц с относительной погрешностью $1,4 \times 10^{-14}$. Результаты этих новых измерений согласуются в пределах погрешности эксперимента с результатами экспериментов 1999 г., согласно которым частота того же перехода была определена как 2466061102474880 ± 46 Гц. Различие между результатами измерений составляет 29 ± 57 Гц за 44 месяца и соответствует относительному дрейфу частоты перехода 1S–2S атома водорода, равному $(3,2 \pm 6,3) \times 10^{-15}$ в год, т.е. величина частотного дрейфа сопоставима с дрейфом нуля.

Описанный выше эксперимент вызвал интерес в связи с возможностью проверки гипотезы о медленном изменении электромагнитной постоянной тонкой структуры α . Во время эксперимента 2003 г. нам неоднократно звонил теоретик Харальд Фриш, которого интересовали предварительные результаты наших измерений в связи с предсказанным им наблюдаемым дрейфом радиочастоты цезиевых часов относительно частоты перехода атома водорода [77]. Отправной

точкой его доводов служат результаты астрономических наблюдений спектральных линий, видимых в излучении далеких квазаров, выполненные в обсерватории Кека [78]. Дифференциальные низкочастотные сдвиги, по-видимому, могут свидетельствовать о том, что на раннем этапе существования Вселенной электромагнитная постоянная тонкой структуры α могла быть несколько меньше своего современного значения. При простейшем предположении о линейном сдвиге измерения должны фиксировать сдвиг, равный $(6,4 \pm 1,35) \times 10^{-16}$ в год, который слишком мал, чтобы его можно было наблюдать в наших лабораторных экспериментах. Основываясь на идеях теории Великого объединения и квантовой хромодинамики, Фришш, однако, утверждал, что постоянная α не может изменяться отдельно от других постоянных. Если при высоких значениях энергии все известные нам силы должны быть объединены, то и другие константы взаимодействия также должны изменяться. Как следствие, массы и магнитные моменты адронов (измеряемые в единицах магнетона Бора) должны изменяться относительно массы и магнитного момента электрона. Фришш указал на возможный эффект, который может в 20 раз ускорить изменение частоты перехода между состояниями сверхтонкой структуры цезиевых атомных часов по сравнению с оптической частотой атома водорода. К настоящему времени мы не нашли никаких доказательств такого дрейфа. Имеются также другие, более поздние измерения спектров квазаров, которые не подтверждают гипотезу об изменении постоянной тонкой структуры [79].

Независимо от приведенных выше рассуждений необходимо признать, что эксперименты по спектроскопии водорода, выполненные в 1999 и 2003 годах, не могут полностью исключить изменения постоянной тонкой структуры α . Можно полагать, что магнитный момент ядра цезия изменяется с точно такой скоростью, чтобы привести к нулевому результату в наших экспериментах. По счастью, измерения необязательно проводить с водородом. Можно измерить частоты переходов в более тяжелых атомах, в которых релятивистские эффекты более ярко выражены и которые характеризуются различным откликом на изменения постоянной α . Одним из возможных кандидатов является рассматриваемый в контексте атомных часов переход в одиночных холодных ионах Hg^+ . В 2000 и 2002 годах Джим Бергквист и его группа в Боулдере выполнили сравнение этого перехода с цезиевыми атомными часами, также используя в своих экспериментах лазерные частотные гребенки [80]. Экхард Пайк и его группа в институте РТВ выполнили два независимых измерения на переходе одиночного иона Yb^+ [81]. Взятые вместе, эти два лабораторных эксперимента дают некоторую информацию о порядке величины верхних пределов скоростей возможного изменения постоянной тонкой структуры α и ядерного магнитного момента цезия μ_{Cs} : соответственно $(-0,3 \pm 2,0) \times 10^{-15}$ и $(2,4 \pm 6,8) \times 10^{-15}$ в год.

В ближайшие несколько лет следует ожидать выполнения гораздо более строгих лабораторных экспериментов, которые позволят более точно определить пределы возможных изменений физических постоянных. Если бы такие изменения удалось обнаружить, то это открытие не имело бы никаких последствий для нашей повседневной жизни, однако дало бы основания для интересных заключений относительно природы нашей Вселенной.

8. Оптические атомные часы

Определение точных пределов изменений фундаментальных постоянных будет основано на сравнении различных типов оптических атомных часов, которые в настоящее время создаются высокопрофессиональными группами во многих индустриально развитых странах. Совершенствование оптических стандартов частоты в последние годы происходило гораздо более высокими темпами, чем совершенствование

радиочастотных цезиевых часов [82]. С появлением фемтосекундных лазерных гребенок, доступных сейчас в качестве совершенного часового механизма, следует сосредоточить усилия на более точной, чем когда бы то ни было стабилизации частоты, а также на решении проблем высокоточной спектроскопии узких оптических резонансов, связанных с систематическими сдвигами линий, служащих в качестве "маятника" оптических часов. Уже достигнут значительный прогресс в экспериментах с холодными ионами в ловушках, включая такие системы как Hg^+ , Yb^+ , In^+ , Sr^+ . Холодные нейтральные атомы, такие как H , Ca или Sr также являются привлекательными кандидатами благодаря возможности одновременного наблюдения за многими атомами без возмущения, вносимого кулоновским отталкиванием. При этом имеется возможность улучшения отношения сигнала к шуму и скорости установления резонансной частоты. Особенно перспективный подход предложен Хидетоши Каттори [83]. Он использовал часы на основе нейтральных атомов, в которых большое количество холодных нейтральных атомов Sr из-за дипольных сил захвачено в потенциальных ямах оптической решетки. Световые сдвиги сведены к минимуму выбором "магической" длины волны поля решетки. В 2005 г. точность лучших оптических стандартов частоты достигла уровня точности лучших часов на основе цезиевого фонтана. Но даже если оптические стандарты частоты и не являются самыми точными, они уже имеют одно важное преимущество. Для того чтобы выполнить сравнение двух цезиевых часов с точностью на уровне 10^{-15} , требуется несколько часов или дней. Сравнение двух оптических частот с таким же уровнем точности занимает всего несколько секунд.

Интересно взглянуть на историческую эволюцию точности часов. Часы на средневековых церквях ходили с точностью примерно до 20 мин в день. В XVIII веке навигационные часы Н4, сделанные легендарным часовым мастером Джоном Харрисоном, достигали точности около 100 мс в день. В наши дни лучшие часы на основе цезиевого фонтана имеют точность около 100 пс в день. Некоторые ученые надеются, что уже в следующем десятилетии оптические атомные часы будут в сотни или даже тысячи раз более точными.

Более точные атомные часы будут востребованы для множества научных и технических приложений, так что усилия в этом направлении не пропадут даром, даже если не будет обнаружено никаких изменений фундаментальных постоянных. Измерительные приборы на основе таких часов позволят расширить рубежи высокоточной спектроскопии, а также временной и частотной метрологии. Такие приборы позволят с высокой точностью синхронизовать часы, находящиеся на большом расстоянии друг от друга. В астрономических исследованиях синхронизованные подобным образом часы помогут расширить границы применимости интерферометров с большой базой, позволив использовать такие интерферометры в инфракрасном и видимом спектральных диапазонах. Более точные часы улучшат работу спутниковых навигационных систем и систем слежения за далекими космическими объектами. Высокоточные часы необходимы для синхронизации оптических телекоммуникационных сетей. В области фундаментальной физики высокоточные часы позволят выполнить более точные проверки законов специальной и общей теории относительности, а также других фундаментальных законов.

9. Перспективы создания частотных гребенок в далеком ультрафиолетовом диапазоне

До сих пор мы не обнаружили каких-либо фундаментальных ограничений на потенциально достижимую точность часов будущего. Представляется также возможным расширить пределы применимости методов, основанных на использовании частотных гребенок, в область далекого ультрафиоле-

тового и мягкого рентгеновского спектральных диапазонов, что позволит делить время на еще более мелкие интервалы. Получение когерентных последовательностей импульсов в этих областях может быть основано на явлении генерации оптических гармоник высокого порядка в поле интенсивных фемтосекундных импульсов, фокусируемых в газовую струю.

Со времени пионерских экспериментов Чарли Родса [84] и Анн Л'Улье [85] в конце 1980-х годов явление генерации гармоник высокого порядка исследовалось во многих лабораториях. Согласно простой модели, впервые предложенной Полом Коркумом [86], в процессе ионизации атомов газа лазерным излучением электроны ускоряются сильным лазерным полем до тех пор, пока поле не изменяет свое направление. В зависимости от времени вылета из атома, такие электроны могут возвратиться к ионному остову со значительным запасом кинетической энергии, которая может излучаться в виде фотонов высоких энергий, при этом за каждые полцикла лазерного поля накачки возникает одна вспышка такого излучения.

Я много размышлял о взаимной фазовой когерентности коротких импульсов во время своего знакомства с экспериментами по генерации гармоник высокого порядка, проводимыми Анн Л'Улье и Класом Йораном Вальстремом в Лазерном центре Лунда в 1995 г. Я задавался вопросом: сохраняют ли два последовательных импульса гармоник взаимную фазовую когерентность? Для ответа на этот вопрос я предложил разбить лазерный пучок на две части, сфокусировать эти два пучка в различные области газовой струи и посмотреть, возникнут ли интерференционные полосы излучения высоких гармоник аналогично тому, как это имело место в экспериментах с белым светом во Флоренции [62]. Поначалу казалось, все говорит о том, что такая интерференция не должна наблюдаться, поскольку фаза излучения высоких гармоник должна сильно зависеть от изменяющейся интенсивности лазерного импульса накачки. Однако после того, как я уехал из Лунда, аспирант Рауль Церн предпринял попытку такого эксперимента и обнаружил быстро исчезающие интерференционные полосы. Взволнованные этим открытием, мы запланировали серьезные совместные эксперименты в Лунде. Марко Беллини из лаборатории LENS согласился участвовать в этой работе и создать стабильный интерферометр Майкельсона, который позволял бы осуществлять точную регулировку временной задержки между двумя лазерными импульсами. Вскоре мы наблюдали хорошо разрешаемые высококонтрастные интерференционные полосы для гармоник вплоть до 15-го порядка и выше [61]. В последующих экспериментах мы даже обнаружили режим, в котором излучение гармоник было окружено расходящимся ореолом с очень малой длиной когерентности. Такое поведение можно объяснить проявлением двух различных типов электронных траекторий, дающих вклад в излучение гармоники с данной энергией фотона [87].

Результаты описанных выше экспериментов показывают, что импульсы излучения гармоник высокого порядка могут иметь взаимную фазовую когерентность, так что периодическая последовательность таких импульсов может привести к формированию частотной гребенки в далеком ультрафиолетовом диапазоне. Однако необходимые для этого пиковые интенсивности порядка 10^{14} Вт см⁻² могут быть достигнуты только с помощью лазерных систем с усилением, работающих на низких частотах повторения. Только в самое последнее время Кристоф Голе и Томас Удем смогли выполнить эксперименты в нашей лаборатории в Гархинге, в которых импульсы излучения гармоник высокого порядка с длиной волны вплоть до 60 нм получались на частоте повторения, равной 112 МГц [88]. Для этой цели ими был создан внешний резонатор с компенсацией дисперсии для импульсов, генерируемых титан-сапфировым лазером в режиме синхронизации мод, и поместили ксеноновую газовую струю в фокус этого резонатора. Излучение гармоник высокого порядка выво-

дится из резонатора посредством внешнего отражения от тонкой сапфировой пластины, установленной под углом Брюстера и имеющей показатель преломления в области далекого ультрафиолетового диапазона меньше единицы. Аналогичные эксперименты были выполнены группой Джунга Йи из Боулдера [89].

В будущем в наши планы входит выполнение новых амбициозных исследований, в которых частотные гребенки, получаемые в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах, будут непосредственно использоваться для высокоточной спектроскопии узких резонансов лазерно-охлажденных ионов в ловушках. Одним из особенно интересных объектов такого исследования представляется водородоподобный ион гелия, имеющий 1S–2S переход в районе длины волны 60 нм. Согласно одному из рассматриваемых нами сценариев, ионы гелия должны претерпевать охлаждение в результате взаимодействия с лазерно-охлажденными ионами магния, находящимися в той же ловушке, при этом сигнал можно будет зарегистрировать посредством наработки двукратно заряженных ионов гелия вследствие фотоионизации.

10. Выводы

Спектроскопия простого атома водорода зажгла искру взаимного оплодотворения двух казалось бы несвязанных областей науки, таких, как высокоточная оптическая спектроскопия и изучение быстропотекающих процессов. Фемтосекундные частотные гребенки приводят к революционным изменениям в области высокоточных измерений времени и частоты. Оптические атомные часы будущего найдут важные приложения во многих областях науки и технологий. Сверхточная оптическая спектроскопия может быть использована для новых проверок фундаментальных физических законов. Однако можно представить себе и много других спектроскопических приложений лазерных частотных гребенок, таких, как, например, мультиплексно-параллельная сверхчувствительная спектроскопия внутрирезонаторного поглощения [90] или широкополосная спектральная интерферометрия. В то же время методы, основанные на использовании частотных гребенок, представляются мощным средством для исследования быстропотекающих процессов в физике. Благодаря управлению фазой электрического поля интенсивных световых импульсов длительностью лишь несколько периодов поля частотные гребенки позволяют исследовать сверхбыстрые электронные процессы взаимодействия излучения с веществом, включая генерацию одиночных субфемтосекундных импульсов мягкого рентгеновского излучения в процессе генерации гармоник высокого порядка [42]. Какие новые открытия готовит нам эта тонкая новая техника, покажет только будущее.

Благодарности. Более 90 студентов, научных сотрудников, стажеров, а также моих старших коллег внесли весомый вклад в продолжающуюся более четырех десятилетий работу по высокоточной лазерной спектроскопии. Я особенно признателен Томасу Удему и Рональду Хольцварту, сыгравшим ключевую роль в воплощении в реальность идеи синтезатора частотных гребенок. Я также благодарен Джону Л. Холлу, который в течение длительного времени делился со мной своими бесценными соображениями относительно того, как сделать лазеры невероятно стабильными.

Перевел с английского А.М. Желтиков

Список литературы

1. Audoin C, Guinot B *The Measurement of Time: Time, Frequency, and the Atomic Clock* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2001)
2. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)

3. Ye J, Cundiff S T (Eds) *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Application* (New York: Springer, 2005)
4. Hannaford P (Ed.) *Femtosecond Laser Spectroscopy* (New York: Springer, 2005)
5. Szöke A, Javan A *Phys. Rev. Lett.* **10** 521 (1963)
6. Lamb W E (Jr.) *Phys. Rev.* **134** A1429 (1964)
7. Bennett W R (Jr.) *Phys. Rev.* **126** 580 (1962)
8. Letokhov V S, Chebotayev V P *Nonlinear Laser Spectroscopy* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 4) (New York: Springer-Verlag, 1977)
9. Hänsch T, Keil R, Schabert A, Schmelzer Ch, Toschek P Z. *Phys.* **226** 293 (1969)
10. Hänsch Th, Toschek P Z. *Phys.* **236** 213 (1970)
11. Smith P W, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **26** 740 (1971)
12. Hänsch T W, Levenson M D, Schawlow A L *Phys. Rev. Lett.* **26** 946 (1971)
13. Hänsch T W *Appl. Opt.* **11** 895 (1972)
14. Hänsch T W, Shahin I S, Schawlow A L *Phys. Rev. Lett.* **27** 707 (1971)
15. Sorokin P P, Lankard J R *IBM J. Res. Dev.* **10** 162 (1966)
16. Schäfer F P, Schmidt W, Volze J *Appl. Phys. Lett.* **9** 306 (1966)
17. Series G W *The Spectrum of Atomic Hydrogen* (London: Oxford Univ. Press, 1957)
18. Hänsch T W, Shahin I S, Schawlow A L *Nature* **235** 63 (1972)
19. Hänsch T W, Schawlow A L *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
20. Karshenboim S G, Pavone F S, Bassani G F, Inguscio M, Hänsch T W (Eds) *The Hydrogen Atom: Precision Physics of Simple Atomic Systems* (Lecture Notes in Physics, Vol. 570) (New York: Springer, 2001)
21. Fischer M, Kolachevsky N, Zimmermann M, Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W, Abgrall M, Grünert J, Maksimovic I, Bize S, Marion H, Pereira Dos Santos F, Lemonde P, Santarelli G, Laurent P, Clairon A, Salomon C, Haas M, Jentschura U D, Keitel C H *Phys. Rev. Lett.* **92** 230802 (2004)
22. Baklanov E V, Chebotaev V P *Opt. Commun.* **12** 312 (1974)
23. Hänsch T W, Lee S A, Wallenstein R, Wieman C *Phys. Rev. Lett.* **34** 307 (1975)
24. Javan A, Ballik E A, Bond W L *J. Opt. Soc. Am.* **52** 96 (1962)
25. Evenson K M, Wells J S, Petersen F R, Danielson B L, Day G W, Barger R L, Hall J L *Phys. Rev. Lett.* **29** 1346 (1972)
26. Schnatz H, Lipphardt B, Helmcke J, Riehle F, Zinner G *Phys. Rev. Lett.* **76** 18 (1996)
27. Hänsch T W, in *The Hydrogen Atom: Proc. of the Symp., held in Pisa, Italy, June 30 – July 2, 1988* (Eds G F Bassani, M Inguscio, T W Hänsch) (New York: Springer-Verlag, 1989) p. 93
28. Telle H R, Meschede D, Hänsch T W *Opt. Lett.* **15** 532 (1990)
29. Udem Th, Huber A, Gross B, Reichert J, Prevedelli M, Weitz M, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **79** 2646 (1997)
30. Huber A, Udem Th, Gross B, Reichert J, Kourogi M, Pachucki K, Weitz M, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **80** 468 (1998)
31. Kourogi M, Nakagawa K, Ohtsu M *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-29** 2693 (1993)
32. Udem Th, Reichert J, Hänsch T W, Kourogi M *Opt. Lett.* **23** 1387 (1998)
33. Bay Z, Luther G G, White J A *Phys. Rev. Lett.* **29** 189 (1972)
34. DeVoe R G, Fabre C, Jungmann K, Hoffnagle J, Brewer R G *Phys. Rev. A* **37** 1802 (1988)
35. Lee D, Wong N C *Opt. Lett.* **17** 13 (1992)
36. Wineland D J *J. Appl. Phys.* **50** 2528 (1979)
37. Siegmann A E *Lasers* (Mill Valley, Calif.: Univ. Sci. Books, 1986)
38. Eckstein J N, Ph.D. Thesis (Stanford, Calif.: Stanford Univ., 1978)
39. Birks T A, Roberts P J, Russell P St J, Atkin D M, Shepherd T J *Electron. Lett.* **31** 1941 (1995)
40. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
41. McFerran J J, Ivanov E N, Bartels A, Wilpers G, Oates C W, Diddams S A, Hollberg L *Electron. Lett.* **41** 650 (2005)
42. Baltuška A, Udem Th, Uiberacker M, Hentschel M, Goulielmakis E, Gohle Ch, Holzwarth R, Yakovlev V S, Scrinzi A, Hänsch T W, Krausz F *Nature* **421** 611 (2003)
43. Luiten A N (Ed.) *Frequency Measurement and Control: Advanced Techniques and Future Trends* (Topics in Applied Physics, Vol. 79) (New York: Springer, 2001)
44. Hargrove L E, Fork R L, Pollack M A *Appl. Phys. Lett.* **5** 4 (1964)
45. Yariv A *J. Appl. Phys.* **36** 388 (1965)
46. McDuff O, Harris S *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-3** 101 (1967)
47. Shank C V, Ippen E P, in *Dye Lasers* 3rd ed. (Topics in Applied Physics, Vol. 1, Ed. F P Schäfer) (New York: Springer-Verlag, 1990) p. 139
48. Teets R, Eckstein J, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **38** 760 (1977)
49. Salour M M, Cohen-Tannoudji C *Phys. Rev. Lett.* **38** 757 (1977)
50. Бакланов Е В, Чеботаев В П *Квантовая электрон.* **4** 2189 (1977) [Baklanov E V, Chebotaev V P *Sov. J. Quantum Electron.* **7** 1252 (1977)]
51. Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **40** 847 (1978)
52. Ferguson A I, Eckstein J N, Hänsch T W *J. Appl. Phys.* **49** 5389 (1978)
53. Ferguson A I, Eckstein J N, Hänsch T W *Appl. Phys.* **18** 257 (1979)
54. Hänsch T W, Wong N C *Metrologia* **16** 101 (1980)
55. Hänsch T W *Opt. Commun.* **80** 71 (1990)
56. Spence D E, Kean P N, Sibbett W *Opt. Lett.* **16** 42 (1991)
57. Nakajima T, Lambropoulos P *Phys. Rev. A* **50** 595 (1994)
58. Paulus G G, Lindner F, Walther H, Baltuška A, Goulielmakis E, Lezius M, Krausz F *Phys. Rev. Lett.* **91** 253004 (2003)
59. Xu L, Spielmann C, Poppe A, Brabec T, Krausz F, Hänsch T W *Opt. Lett.* **21** 2008 (1996)
60. Fork R L, Shank C V, Hirleimann C, Yen R, Tomlinson W J *Opt. Lett.* **8** 1 (1983)
61. Zerneck R, Altucci C, Bellini M, Gaarde M B, Hänsch T W, L'Huillier A, Lynga C, Wahlström C-G, *Phys. Rev. Lett.* **79** 1006 (1997)
62. Bellini M, Hänsch T W *Opt. Lett.* **25** 1049 (2000)
63. Udem Th, Reichert J, Holzwarth R, Hänsch T W *Opt. Lett.* **24** 881 (1999)
64. Udem Th, Reichert J, Holzwarth R, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **82** 3568 (1999)
65. Reichert J, Niering M, Holzwarth R, Weitz M, Udem Th, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **84** 3232 (2000)
66. Niering M, Holzwarth R, Reichert J, Pokasov P, Udem Th, Weitz M, Hänsch T W, Lemonde P, Santarelli G, Abgrall M, Laurent P, Salomon C, Clairon A *Phys. Rev. Lett.* **84** 5496 (2000)
67. Reichert J, Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W *Opt. Commun.* **172** 59 (1999)
68. Telle H R, Steinmeyer G, Dunlop A E, Stenger J, Sutter D H, Keller U *Appl. Phys. B* **69** 327 (1999)
69. Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Hall J L, Ranka J K, Windeler R S, Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102 (2000)
70. Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T *Science* **288** 635 (2000)
71. Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P St J *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264 (2000)
72. Matos L, Kleppner D, Kuzucu O, Schibli T R, Kim J, Ippen E P, Kaertner F X *Opt. Lett.* **29** 1683 (2004)
73. Washburn B R, Diddams S A, Newbury N R, Nicholson J W, Yan M F, Jorgensen C G *Opt. Lett.* **29** 250 (2004)
74. Stenger J, Schnatz H, Tamm C, Telle H R *Phys. Rev. Lett.* **88** 073601 (2002)
75. Zimmermann M, Gohle Ch, Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W *Opt. Lett.* **29** 310 (2004)
76. Ma L-S, Bi Z, Bartels A, Robertsson L, Zucco M, Windeler R S, Wilpers G, Oates C, Hollberg L, Diddams S A *Science* **303** 1843 (2004)
77. Calmet X, Fritzsche H *Phys. Lett. B* **540** 173 (2002)
78. Murphy M T, Webb J K, Flambaum V V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 609 (2003)
79. Srianand S R, Chand H, Petitjean P, Aracil B *Phys. Rev. Lett.* **92** 121302 (2004)
80. Bize S, Diddams S A, Tanaka U, Tanner C E, Oskay W H, Drullinger R E, Parker T E, Heavner T P, Jefferts S R, Hollberg L, Itano W M, Bergquist J C *Phys. Rev. Lett.* **90** 150802 (2003)
81. Peik E, Lipphardt B, Schnatz H, Schneider T, Tamm C, Karshenboim S G *Phys. Rev. Lett.* **93** 170801 (2004)
82. Hollberg L, Oates C W, Wilpers G, Hoyt C W, Barber Z W, Diddams S A, Oskay W H, Bergquist J C *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** S469 (2005)
83. Takamoto M, Hong F-L, Higashi R, Katori H *Nature* **435** 321 (2005)
84. McPherson A, Gibson G, Jara H, Johann U, Luk T S, McIntyre I A, Boyer K, Rhodes C K *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 595 (1987)
85. Ferray M, L'Huillier A, Li X F, Lompré L A, Mainfray G, Manus C J. *Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21** L31 (1988)
86. Corkum P B *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994 (1993)
87. Bellini M, Lynga C, Tozzi A, Gaarde M B, Hänsch T W, L'Huillier A, Wahlström C-G *Phys. Rev. Lett.* **81** 297 (1998)
88. Gohle Ch, Udem Th, Herrmann M, Rauschenberger J, Holzwarth R, Schüssler H A, Krausz F, Hänsch T W *Nature* **436** 234 (2005)
89. Jones R J, Moll K D, Thorpe M J, Ye J *Phys. Rev. Lett.* **94** 193201 (2005)
90. Ye J, private communication