

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ—1989

621 378.362

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ С РАЗНЕСЕННЫМИ  
ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ  
ПОЛЯМИ И ВОДОРОДНЫМИ МАЗЕРАМИ**

***H. F. Рэмси***

(Лаймановская физическая лаборатория Гарвардского университета,  
Кембридж, шт. Массачусетс США)

*(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1989 г.)*

Я удостоен чести получить Нобелевскую премию, которую я воспринимаю так же как честь, оказанную физикам и инженерам многих стран, выполнившим великолепные эксперименты с использованием тех методов, которые я буду обсуждать. Кроме того, я благодарен моему великому учителю И. И. Раби, моим друзьям и коллегам, моим восьмидесяти четырем аспирантам, которые были моими близкими друзьями и сотрудниками, и особенно Дэниелу Клеппнеру и Дэниелу Ларсону, столь много сделавшим для успеха нашей лаборатории.

**Метод последовательных осциллирующих полей.** После двух лет учебы в Кембриджском университете летом 1937 г. я перешел в Колумбийский университет, чтобы работать с И.И.Раби. Тогда же, спустя всего несколько месяцев, Раби разработал метод магнитного резонанса в молекулярных пучках [1—4], так что мне посчастливилось, будучи обыкновенным студентом, работать с Раби и его коллегами [1, 2] над одним из первых двух экспериментов по развитию и использованию спектроскопии магнитного резонанса, за которую в 1944 г. Раби получил Нобелевскую премию по физике.

В 1949 г., перейдя в Гарвардский университет, я искал способ, позволяющий проводить измерения с большей точностью, чем та, которую допускает метод Раби, и с этой целью я разработал метод разнесенных осциллирующих полей [3—6]. В этом методе одиночное осциллирующее магнитное поле в центре установки Раби заменяется на два осциллирующих поля — одно на входе и другое на выходе той области, в которой исследуются свойства атомов или молекул. Метод разнесенных осциллирующих полей, который я буду обсуждать, имеет множество преимуществ перед методом одиночного осциллирующего поля, и в последующие годы он был использован не только в экспериментах по магнитному резонансу в молекулярных пучках, но и в целом ряде других измерений. На рис. 1 показана установка, представляющая собой устройство с молекулярным



Норман Ф. Рэмси

пучком и последовательными осциллирующими полями, которая была использована в Гарвардском университете для обширной серии экспериментов.

Теперь позвольте мне рассмотреть метод последовательных осциллирующих полей, основываясь, в частности, на примере его первоначального, наиболее легкого для пояснений применения к измерению ядерных магнитных моментов. Распространение же его на более общие случаи тогда будет очень простым.

Вначале метод представлял собой усовершенствованный резонансный метод Раби для измерения ядерных магнитных моментов, принцип которого схематично проиллюстрирован на рис. 2. Рассмотрим классическое ядро, обладающее спиновым угловым моментом  $\hbar\mathbf{J}$  и магнитным моментом  $\mu=(\mu/J)\mathbf{J}$ . Тогда в постоянном магнитном поле  $\mathbf{H}_0=H_0\mathbf{k}$  под действием вращающего момента ядро будет прецессировать подобно волчку вокруг  $\mathbf{H}_0$ , как показано на рис. 3, с ларморовской частотой  $v_0$  и угловой частотой  $\omega_0$ , равной

$$\omega_0 = 2\pi v_0 = \frac{\mu H_0}{\hbar J}. \quad (1)$$

Пусть имеется дополнительное магнитное поле  $\mathbf{H}_1$ , перпендикулярное  $\mathbf{H}_0$  и вращающееся вокруг него с угловой скоростью  $\omega$ . Тогда, если в какой-то момент времени поле  $\mathbf{H}_1$ , перпендикулярно к плоскости  $(\mathbf{H}, \mathbf{J})$ , оно будет оставаться перпендикулярным к ней и в дальнейшем при условии, что  $\omega=\omega_0$ . В этом случае в системе координат, вращающейся вместе с  $\mathbf{H}_1$ ,  $\mathbf{J}$  будет прецессировать вокруг  $\mathbf{H}_1$ , и угол будет непрерывно изменяться подобно тому, как это имеет место при движении «спящего волчка». Изменение ориентации можно регистрировать, пропуская пучок мо-

лекул, обладающих ядерными моментами, через неоднородные поля, как это показано на рис 2. Если же  $\omega$  не равно  $\omega_0$ , то  $\mathbf{H}_1$ , не будет оставаться перпендикулярным к  $\mathbf{J}$ ; таким образом, угол  $\phi$  будет на короткое время возрастать и затем уменьшаться, оставаясь в среднем неизменным. При таком подходе частота лармировской прецессии может быть определена с помощью измерения частоты генератора  $\omega$ , при которой достигается максимальная переориентация углового момента и, следовательно, максимально изменяется интенсивность пучка в установке, представленной на рис 2. Такая процедура является основой резонансного метода молекулярных пучков Раби.

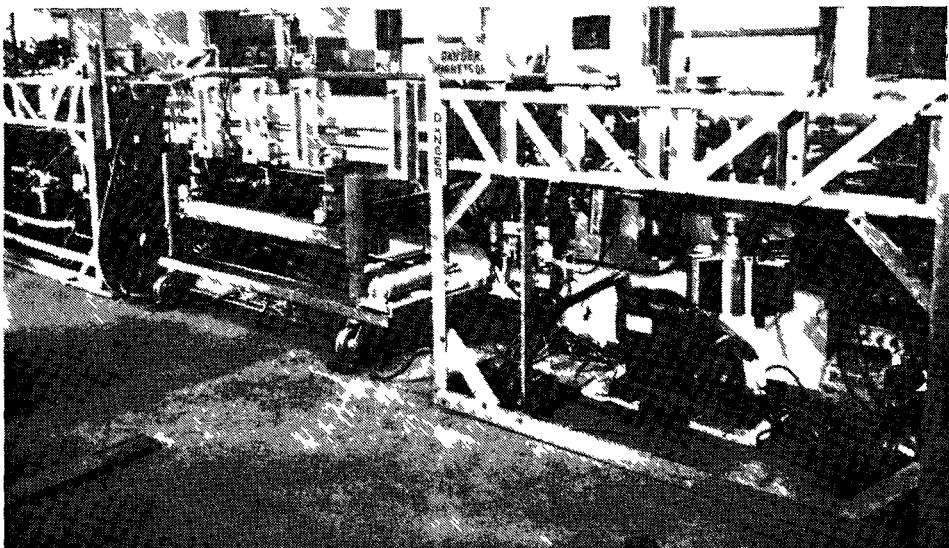


Рис 1 Молекулярно-пучковая установка с разнесенными осциллирующими полями. Пучок молекул выходит из небольшого отверстия в источнике, расположенного в левой трети установки, там же фокусируется и почти параллельным пучком проходит через среднюю треть установки. В правой трети пучок фокусируется в небольшое отверстие детектора. Разнесенные осциллирующие электромагнитные поля в начале и в конце средней трети установки вызывают резонансные переходы, что уменьшает фокусировку и тем самым ослабляет регистрируемую интенсивность пучка

Метод разнесенных осциллирующих полей применительно к данной задаче почти такой же, за исключением того, что вращающееся поле  $\mathbf{H}_1$ , воспринимаемое ядром, налагается первоначально на короткое время  $\tau$ , затем амплитуда  $\mathbf{H}_1$  уменьшается до нуля на относительно длинный промежуток времени  $T$  и потом снова возрастает до значения  $\mathbf{H}_1$  на время  $\tau$ , причем фазовая когерентность осциллирующих полей сохраняется, как это показано на рис. 4. Например, в установке с молекулярным пучком, показанной на рис. 2, этого можно достичь в случае, если молекулы вначале проходят через область с вращающимся полем, затем через область, в которой вращающееся поле отсутствует, и, наконец, через область со вторым вращающимся полем, которое задается тем же генератором и, следовательно, сохраняет фазовую когерентность.

Если спиновый угловой момент ядра первоначально параллелен постоянному полю (т.е. вначале угол  $\phi$  равен нулю), то можно подобрать такую величину вращающегося поля, что в конце области осциллирующего поля угол  $\phi$  будет составлять  $90^\circ$  (или  $\pi/2$  радиан). На протяжении всей области, в которой вращающееся поле отсутствует, магнитный момент будет просто прецессировать с лармировской частотой, соответ-

вующей магнитному полю в этой области. Когда магнитный момент оказывается во второй области осциллирующего поля, на него снова действует вращающий момент, изменяющий угол  $\phi$ . Если частота вращающегося поля в точности равна среднему значению лармировской частоты в промежуточной области, то относительный фазовый сдвиг между угловым моментом и вращающимся полем отсутствует.

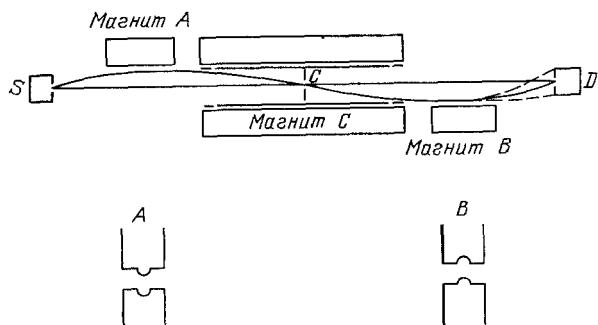


Рис. 2. Схема установки для экспериментов по магнитному резонансу в молекулярных пучках. Типичная молекула, которую можно регистрировать, вылетает из источника, отклоняется неоднородным магнитным полем  $A$ , проходит через коллиматор  $C$  и затем отклоняется неоднородным магнитным полем  $B$  к детектору  $D$ . Однако если осциллирующее поле в области  $C$  вызывает изменение состояния молекул, отклонение в поле магнита  $B$  будет иным, и пучок пойдет вдоль пунктирных линий, что, соответственно, вызовет уменьшение регистрируемой интенсивности. В методе Раби налагаемое осциллирующее поле однородно по всей области  $C$ , как это отмечено длинной линией внутри магнита  $C$ , в то время как в методе разнесенных осциллирующих полей радиочастотное поле действует только в коротких областях в начале и в конце магнита  $C$

Следовательно, если величина второго вращающегося поля и длительность его действия равны соответствующим значениям в первой области, то и результат его действия будет точно таким же, т.е. угол  $\phi$  возрастет дополнительно на  $\pi/2$  и достигнет, таким образом, значения  $\pi$ ,

что соответствует полному обращению направления углового момента. С другой стороны, если частота поля и лармировская частота слегка различны, так что за время прохождения молекулы через промежуточную область относительный фазовый угол между вектором вращающегося поля и прецессионным угловым моментом изменится на  $\pi$ , то воздействие второго вращающегося поля оказывается полностью противоположным воздействию первого поля; в результате угол  $\phi$  обратится в нуль. Если же разность лармировской частоты и частоты вращающегося поля

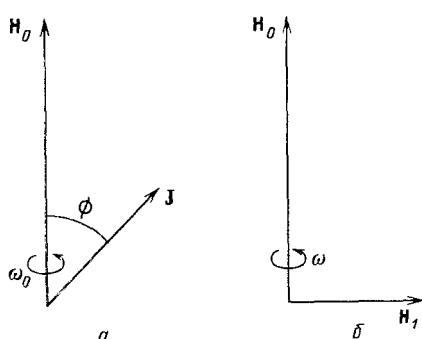


Рис. 3. Прецессия ядерного углового момента  $J$  (а) и вращающееся магнитное поле  $H_1$  (б) в методе Раби

такова, что суммарный относительный фазовый сдвиг в промежуточной области оказывается в точности кратным  $2\pi$ , то  $\phi$  снова будет равняться  $\pi$ , как и в случае точного резонанса.

Другими словами, если бы все молекулы имели одинаковую скорость, то вероятность перехода была бы периодической величиной, как показано на рис. 5. Однако в резонансных экспериментах с молекулярными пучками можно легко установить различие между случаем точного резонанса и другими случаями. В точном резонансе условие неизменности относительной фазы вращающегося поля и прецессионного угло-

вого момента не зависит от скорости молекул. В других же случаях условие суммарного сдвига фазы на величину кратную  $2\pi$  зависит от скорости, поскольку более медленные молекулы дольше находятся в промежуточной области и поэтому испытывают больший сдвиг, чем более быстрые молекулы. Следовательно, нерезонансным максимумам соответствует неполная переориентация молекул, так что высота этих максимумов будет меньше, чем в точном резонансе, и ожидаемая резонансная кривая будет подобна той, что приведена на рис. 6, где изображена вероятность перехода для частиц со спином 1/2 как функция частоты.

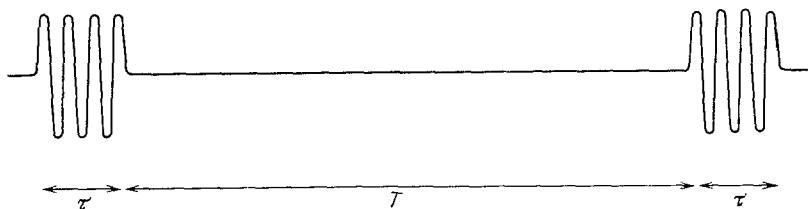


Рис. 4. Два разнесенных осциллирующих поля, каждое из которых действует на интервале времени  $\tau$ , на интервале  $T$  амплитуда осциллирующего поля равна нулю. Между двумя осциллирующими полями сохраняется фазовая когерентность, ситуация выглядит так, как если бы колебания продолжались непрерывно, но с нулевой амплитудой на интервале  $T$ .

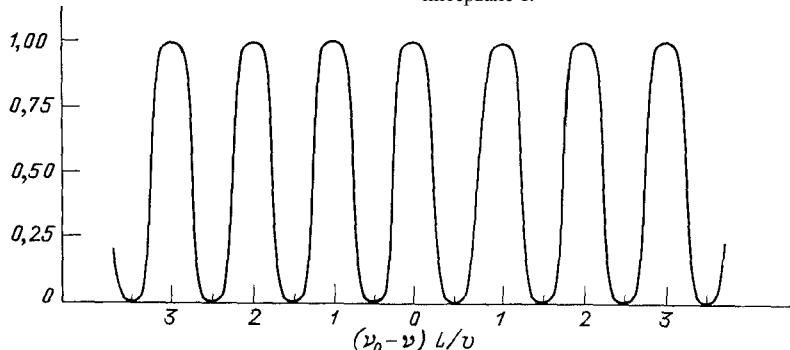


Рис. 5 Зависимость вероятности перехода от частоты  $\nu=\omega/2\pi$ , которая наблюдалась бы в эксперименте с разнесенными осциллирующими полями, если бы все молекулы в пучке имели одинаковую скорость  $v$ .  $L$  — расстояние между областями двух разнесенных осциллирующих полей.

Хотя приведенное выше описание метода базируется главным образом на представлении о классических спинах и магнитных моментах, сам метод применим к любой квантовомеханической системе, у которой можно индуцировать переход между двумя различными уровнями энергии  $W_i$  и  $W_f$ . Резонансная частота в этом случае равна

$$\omega_0 = \frac{W_i - W_f}{\hbar}, \quad (2)$$

а ожидаемая резонансная кривая имеет вид, приведенный на рис. 6, где изображена вероятность перехода для частиц со спином 1/2 как функция частоты.

С квантовомеханической точки зрения колебательное поведение вероятности перехода, представленное на рис. 5 и 6, обусловлено наличием перекрестного члена, возникающего в расчетах при переходе от амплитуд вероятностей к вероятности перехода. Пусть  $C_{if}$  — амплитуда вероятности того, что ядро при пролете через область первого осцилли-

рующего поля остается в начальном состоянии  $i$ , а во втором поле переходит в состояние  $f$ , и аналогично,  $C_{iff}$  — амплитуда вероятности для другой последовательности, когда переход в конечное состояние  $f$  совершается в первом поле, а во втором состояние системы не изменяется. Перекрестный член  $C_{iff}C_{iff}^*$ ; отвечает за интерференционные эффекты и обуславливает возникновение в частотной зависимости вероятности перехода узкополосной периодической структуры, как это видно из графиков на рис. 5 и 6. С другой стороны, эту структуру можно в какой-то

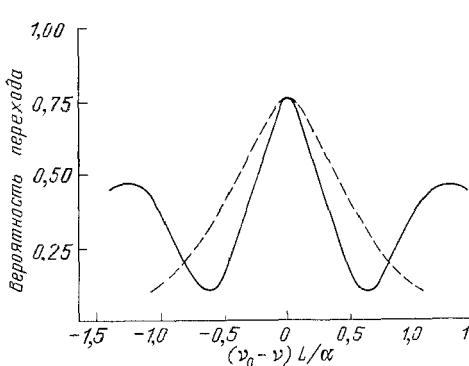


Рис. 6 Когда молекулы имеют максвелловское распределение по скоростям, вероятность перехода ведет себя так, как показано сплошной линией, рассчитанной для оптимального значения амплитуды врачающегося поля. ( $L$  — расстояние между областями осциллирующих полей,  $\alpha$  — наиболее вероятная скорость молекул, а  $v$  — частота колебаний, равная  $\omega/2\pi$ ). Пунктирной линией представлена вероятность перехода в методе одиночного осциллирующего поля, когда полная длительность равна временному интервалу между разнесенными импульсами осциллирующего поля

мере трактовать как результат разложения в фурье-спектр осциллирующего поля, которое включается на время  $\tau$ , затем остается выключенным в течение времени  $T$  и снова включается на время  $\tau$ , как это представлено на рис. 4. Однако такая интерпретация не вполне справедлива, поскольку задача является нелинейной ввиду финитности вращательного движения  $J$ . Более того, подобная интерпретация маскирует некоторые ключевые преимущества метода разнесенных осциллирующих полей. Я рассчитал квантовомеханические вероятности переходов [3, 5, 7, 8] и эти расчеты послужили основой для построения кривых на рис. 6.

Метод разнесенных осциллирующих полей имеет ряд преимуществ, включая следующие:

1. Ширина резонансных пиков составляет всего 0,6 от ширины соответствующих пиков в методе с одиночным осциллирующим полем. Это сужение в какой-то мере аналогично тому, что максимумы в картине оптической интерференции от двух щелей оказываются уже центрального дифракционного максимума от одной широкой щели, ширина которой равна расстоянию между двумя щелями.

2. Острота резонанса не уменьшается при наличии неоднородностей постоянного поля, поскольку, как показывают и количественный расчет и квантовомеханический анализ, важны лишь усредненные вдоль траектории значения энергий, входящих в формулу (2).

3. Метод более эффективен и зачастую просто необходим на очень высоких частотах, когда длина волны используемого излучения может быть сравнима с длиной области, в которой исследуются уровни энергии, или даже меньше ее.

4. Если исключен случайный сдвиг фаз между двумя осциллирующими полями, то устраняются доплеровский сдвиг и доплеровское уширение первого порядка.

5. Метод можно применять к исследованию уровней энергии в тех областях пространства, в которые невозможно ввести осциллирующее поле; например, можно измерить частоту ларморовской прецессии нейтронов в тот момент, когда они находятся внутри намагниченного бруска железа.

6. Линии можно сделать более узкими за счет уменьшения амплитуды вращающегося поля ниже оптимального значения, которому соответствует пунктирная кривая на рис. 6. Сужение является результатом того, что при низких значениях амплитуды более медленные молекулы оказываются в более благоприятных условиях, чем молекулы со средними скоростями.

7. Если исследуемое состояние атома распадается за счет спонтанных процессов, то метод разнесенных осциллирующих полей позволяет наблюдать резонансы более узкие, чем те, которых следует ожидать, исходя из времени жизни и принципа неопределенности Гейзенберга. Для этого необходимо два осциллирующих поля разнести на достаточно большое расстояние; тогда вклад в резонанс будут давать только те состояния, которые живут в течение времени достаточного для достижения молекулой второго осциллирующего поля. Такой способ, например, использовали Ландин с сотрудниками для прецизионных исследований лэмбовского сдвига [9].

Преимущества метода разнесенных осциллирующих полей обусловили его широкое использование в спектроскопии атомных и молекулярных пучков. Одним из наиболее известных приложений метода является его использование в атомных цезиевых стандартах частоты и времени, которые мы обсудим позже.

Хотя во многих отношениях метод разнесенных осциллирующих полей обладает преимуществами перед методом одиночного осциллирующего поля, все же иногда возникают неудобства. Так, при изучении перекрывающихся спектров дополнительные максимумы, показанные на рис. 6, могут вызвать путаницу. Кроме того, в случае двух коротких осциллирующих полей иногда трудно получить достаточную напряженность поля на требуемой частоте, в то время как адекватная напряженность может быть достигнута в более слабом, но более протяженном осциллирующем поле. Поэтому для большинства резонансных экспериментов с молекулярными пучками лучше всего иметь как разнесенные осциллирующие поля, так и одиночное протяженное осциллирующее поле, что позволяет в зависимости от обстоятельств применять наиболее подходящий метод.

Как и в любом высокоточном эксперименте, при использовании метода разнесенных осциллирующих полей следует соблюдать осторожность, чтобы избежать получения ошибочных результатов. Эти возможные искажения обычно легче понять и устранить для метода разнесенных осциллирующих полей, чем для других методов в большинстве видов высокоточной спектроскопии. Тем не менее, имеется ряд важных эффектов, требующих внимания в прецизионных измерениях. Я детально рассмотрел различные эффекты в работах [3, 7, 8, 10]; здесь же кратко суммирую результаты.

Отклонения амплитуд осциллирующих полей от их оптимальных значений могут заметно изменить форму резонанса, включая и смену максимума вероятности перехода ее минимумом. Однако симметрия в области частоты точного резонанса сохраняется, так что подобные изменения амплитуд не должны приводить к ошибкам в измерениях [7, 8].

Вариации амплитуды постоянного поля в промежутке между областями осциллирующих полей, но не внутри этих областей, обычно не нарушают резонанса в молекулярном пучке при условии, что средняя частота перехода (боровская частота) в этом промежутке равна частотам переходов в каждой из двух областей, занятых осциллирующими полями. Если это условие не выполняется, то возможен некоторый сдвиг резонансной частоты [7, 8].

Если помимо двух уровней энергии исследуемого перехода имеются другие уровни, частично возбуждаемые осциллирующим полем, то воз-

никает затягивание резонансной частоты, которое имеет место в любых спектроскопических исследованиях и детально проанализировано в работах [3, 7, 8].

Даже в случае, когда задействованы всего два энергетических уровня, наложение дополнительных вращающихся магнитных полей на частотах, отличных от резонансной частоты, будет вызывать суммарный сдвиг наблюдаемой резонансной частоты. Этот эффект рассмотрен в работах [3, 7, 8]. Особенno важным представляется эффект, установленный Блохом и Сигертом [11], который возникает в случае, когда используются осциллирующие, а не вращающиеся магнитные поля. Так как осциллирующее поле можно разложить на два поля, вращающиеся в противоположных направлениях, то противовращающаяся компонента поля автоматически действует как постороннее вращающееся поле. Другим примером является случай, когда атом пролетает через поле  $\mathbf{H}_0$ , направление которого изменяется в пространстве, что воспринимается как постороннее вращающееся поле. Теория эффектов, связанных с дополнительными вращающимися полями на произвольных частотах, была развита Рэмси [7, 8, 10, 12], Уинтером [10], Ширли [13], Коде [12] и Грином [14].

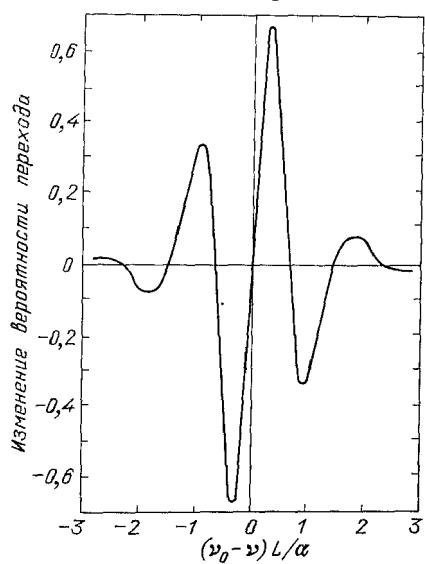
Случайные сдвиги относительной фазы в области между двумя осциллирующими полями будут вызывать сдвиг наблюдаемой резонансной частоты [13—15]. Это наиболее общий источник возможных ошибок, и следует принимать меры, чтобы избежать их, т.е. нужно либо исключить такой сдвиг фазы, либо определить сдвиг, например, проводя измерения с молекулярным пучком, сначала проходящим в одном направлении, а затем — в противоположном.

Рис. 7. Теоретически рассчитанное изменение вероятности перехода при наличии обращенного сдвига фаз  $-\pi/2$ . На резонансной частоте изменение вероятности перехода отсутствует, но кривая в резонансе имеет наиболее крутой наклон

Со временем разработка метода разнесенных осциллирующих полей был введен целый ряд его модификаций.

1. Часто оказывается удобным преднамеренно ввести сдвиги фаз, чтобы изменить форму резонанса [15]. Как указывалось выше, случайные сдвиги фаз могут вызывать искажения наблюдаемого резонанса, однако некоторые искажения полезны. Так, если наблюдать за изменением вероятности перехода, когда относительная фаза сдвигается от  $\pi/2$  до  $-\pi/2$ , то кривая принимает дисперсионный вид, показанный на рис. 7. Резонанс, имеющий форму, как на рис. 7, обеспечивает максимальную чувствительность для регистрации малых сдвигов резонансной частоты.

2. Для большинства целей наивысшую точность можно получить именно с двумя осциллирующими полями, разделенными максимальным временем, но в некоторых случаях лучшие результаты дает использование более двух разнесенных осциллирующих полей [4]. Теоретические формы резонанса для случаев двух, трех, четырех и бесконечно большого числа осциллирующих полей приведены на рис. 8. Конечно, случай бесконечного числа осциллирующих полей совпадает со случаем одиночного протяженного осциллирующего поля при условии, что полная дли-



на области перехода сохраняется одинаковой, и что бесконечный набор осциллирующих полей непрерывным образом заполняет область перехода, как это и предполагалось для рис 8. Для многих целей такой подход является наилучшим для осмысления метода одиночного осциллирующего поля, с этой точки зрения становится очевидным, что метод одиночного осциллирующего поля подвержен сложным вариантам всех иска-жений, рассмотренных в предыдущем разделе. Примечательно, что по мере того, как возрастает число областей осциллирующих полей при той же длине установки, ширина резонанса увеличивается; наиболее узкий

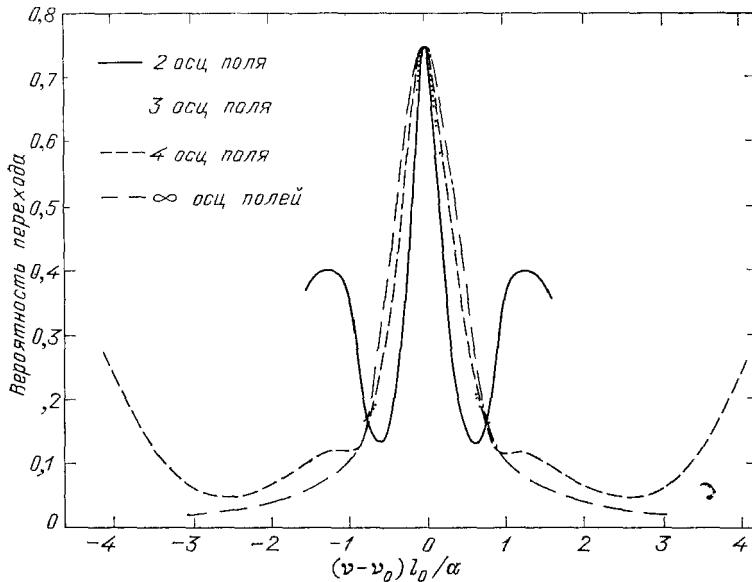


Рис. 8. Множество осциллирующих полей. Кривые описывают резонансы в молекулярном пучке в случае двух, трех, четырех и бесконечно большого числа последовательных осциллирующих полей. Случай бесконечного числа осциллирующих полей по существу совпадает с методом одиночного осциллирующего поля Раби.

резонанс получается именно в случае двух осциллирующих полей, разнесенных на максимальное расстояние. Несмотря на это преимущество, имеются веские доводы в пользу применения более чем двух осциллирующих полей. В случае трех осциллирующих полей подавляется первый, наиболее значительный боковой максимум, что может помочь в разрешении двух соседних резонансов. При большем числе осциллирующих полей подавляются дополнительные боковые максимумы, и в предельном случае одиночного осциллирующего поля боковые максимумы отсутствуют. Другой причиной для использования большого числа последовательных импульсов может явиться невозможность в случае малого числа импульсов получения достаточной энергии в отдельном импульсе для индуцирования необходимой вероятности перехода.

3. Самые ранние применения метода разнесенных осциллирующих полей включали в себя два осциллирующих поля, разнесенных в пространстве, однако своевременно было понято, что этот метод с небольшими модификациями может быть обобщен и на последовательные осциллирующие поля, разнесенные во времени, например, при использовании когерентных импульсов [16].

4. Если используемая последовательность включает в себя более двух осциллирующих полей, то для успешного применения метода не требуется, чтобы интервалы между полями были одинаковыми [4];

единственное требование—это, чтобы осциллирующие поля были когерентными, как это имеет место в случае, когда все осциллирующие поля получаются от одного непрерывно действующего генератора. В частности, интервалы между импульсами могут быть даже случайными [16], как в случае водородного мазера с большой камерой [17], который будет рассмотрен ниже. Атомы, способные к стимулированному испусканию излучения, случайным образом влетают в резонаторы, содержащие осциллирующие поля, вылетают из них и затрачивают случайные интервалы времени на нахождение внутри большого резервуара без таких полей.

5. Полным обобщением метода последовательных осциллирующих полей является возбуждение с помощью одного или большего числа осциллирующих полей, произвольным образом изменяющихся во времени как по амплитуде, так и по фазе [7, 8].

6. В. Ф. Ежов с сотрудниками [6, 18] в экспериментах с пучком нейтронов использовали неоднородное статическое поле в области локализации каждого из осциллирующих полей, так что в момент, когда начинает действовать осциллирующее поле, отстройка от резонанса оказывается большой. Затем по мере медленного приближения к резонансу магнитный момент, первоначально ориентированный вдоль  $\mathbf{H}_0$ , будет адиабатически следовать за эффективным магнитным полем в системе координат, вращающейся вместе с  $\mathbf{H}_1$ , пока в конце первой области осциллирующего поля не окажется параллельным  $\mathbf{H}_1$ . Эта система теоретически обладает тем преимуществом, что даже при наличии распределения по скоростям максимальная вероятность перехода может быть равной единице, однако данный метод не очень хорошо подходит для изучения сложных спектров.

7. Ранее я подчеркивал, что одним из главных источников ошибок в методе разнесенных осциллирующих полей является тот, который имеет причиной неопределенность точного значения относительного сдвига фаз двух осциллирующих полей. Джарвис с сотрудниками [19] показали, что с небольшой потерей разрешающей способности эту трудность можно преодолеть за счет возбуждения двух резонаторов на несколько разных частотах, что обеспечивает непрерывное изменение относительной фазы. В этом случае наблюдаемая структура резонанса будет непрерывным образом изменяться от формы, соответствующей поглощению, до дисперсионной формы. Можно, однако, регистрировать огибающую этих структур, а положение максимума огибающей не зависит от сдвигов относительной фазы. Поскольку ширина огибающей превышает ширину конкретного резонанса, то данный метод несколько теряет в разрешающей способности, но в некоторых случаях свобода от ошибок, связанных со сдвигами фаз, может быть важнее этих потерь.

8. Кроме магнитных переходов, метод был распространен и на электрические переходы, а также был перенесен из радиочастотного и микроволнового диапазонов в область оптических лазерных частот. Как показали Бакланов, Дубецкий и Чеботаев [20], применение метода разнесенных осциллирующих полей в оптической области, ввиду малых значений длин волн, требует значительных видоизменений. Об успешном применении метода разнесенных осциллирующих полей в лазерной спектроскопии сообщалось в работах Бергквиста, Ли и Холла [21], Салура и Коэн-Таниуджи [22], Борде [23], Хэнша [24], Чеботаева с сотрудниками [25] и в ряде других.

9. Метод был распространен на пучки нейтронов и на нейтроны, в течение длительного времени находящиеся в полностью отражающих напитательных бутылках.

10. Недавно С. Чу с сотрудниками [26] успешно использовали принцип разнесенных осциллирующих полей в красивом эксперименте с

«фонтаном» атомов, которые медленно поднимаются, проходят через область осциллирующего поля, затем падают под действием силы тяжести и снова проходят через ту же область осциллирующего поля. За много лет до этого Дж. Р. Захариас с сотрудниками [3] пытались выполнить подобный эксперимент с «фонтаном», однако попытка оказалась безуспешной ввиду недостаточного числа очень медленных атомов. Для замедления атомов до низких скоростей Чу с сотрудниками использовали лазерное охлаждение [27—29] и получили великолепную картину узких резонансов, соответствующих методу разнесенных осциллирующих полей.

**Мазер на атомах водорода.** Мазер на атомах водорода возник из моих попыток получить еще большую точность в экспериментах с атомными пучками. Согласно принципу неопределенности Гейзенберга (или преобразованию Фурье) ширина резонанса в эксперименте с молекулярным пучком не может быть меньше величины, приблизительно равной обратному времени нахождения атома в резонансной области установки. Для атомов, пересекающих резонансную область длиной 1 м со скоростью 100 м/с, это означает, что ширина резонанса составляет около 100 Гц. Чтобы уменьшить эту ширину и тем самым повысить точность измерений, необходимо увеличить время взаимодействия. Увеличение времени за счет резкого удлинения установки либо выделения более медленных молекул привело бы к крайне низкой интенсивности пучка либо к сильному удорожанию установки. Поэтому я решил сконструировать атомный пучок таким образом, чтобы атомы в нем после прохождения через первое осциллирующее поле попадали в накопительный ящик, в течение определенного времени кружились в нем, отскакивая от стенок с поддающим покрытием, а затем, выйдя из ящика, попадали во второе осциллирующее поле. Мой аспирант Дэниел Клеппнер взялся за конструирование этого устройства в качестве докторской диссертации [30]. В первоначальной конфигурации требовалось всего несколько столкновений со стенками, а эксперимент получил название «резонансный эксперимент с ломанным атомным пучком». На первом этапе использовался пучок атомов цезия, а в качестве покрытия стенок—трафлон. Частичный успех эксперимента [30] заключался в том, что для сверхтонкого перехода в атомах была получена структура спектра, характерная для разнесенных осциллирующих полей, однако она была слабо выражена и исчезала после нескольких столкновений атомов со стенками. Результаты заметно улучшились, когда для покрытия стенок был использован парафин, и в итоге был получен сверхтонкий резонанс после 190 столкновений, что обусловило его ширину в 100 Гц, но при этом резонансная частота была сдвинута на 150 Гц.

Мы решили, что для существенного улучшения результатов необходимо использовать атом с меньшей массой и более низкой электрической поляризуемостью, чтобы уменьшить взаимодействие со стенками. Для этой цели идеальным представлялся атомарный водород, однако, как известно, атомы водорода трудно детектировать. Поэтому мы рассчитали возможность детектирования переходов на основе их влияния на электромагнитное излучение. Несколько годами ранее Таунс создал первый действующий мазер (слово, составленное из первых букв выражения *Microwave Amplifier by Stimulated Emission of Radiation*<sup>(1)</sup>) [31], однако тогда еще не был создан мазер, основанный на магнитодипольном взаимодействии, а также на частотах столь же низких, как и частоты сверхтонких переходов в атомах. Мы же пришли к выводу, что если бы можно было за счет многократных столкновений со стенками получить достаточно узкий резонанс, то мы были бы в состоянии получить мазерную генерацию. Аппарат был разработан и построен Голденбер-

гом, Клеппнером и мной [32], и после нескольких неудач мы получили мазерную генерацию на частоте сверхтонкого перехода в атомах водорода. И протон, и электрон обладают как спиновыми угловыми моментами  $I$  и  $J$ , так и соответствующими магнитными моментами. Сверхтонкие переходы в атомах—это такие переходы, при которых относительная ориентация этих двух магнитных моментов изменяется между начальным и конечным состояниями, указанными в формуле (2). Мы изучали атомы водорода в основном электронном состоянии  $1^2S_{1/2}$  и, главным образом, наблюдали переходы  $(F=1, m=0) \rightarrow (F=0, m=0)$ , где  $F$ —квантовое число полного углового момента  $\mathbf{F}=I+J$ ; а  $m$ —соответствующее магнитное квантовое число.

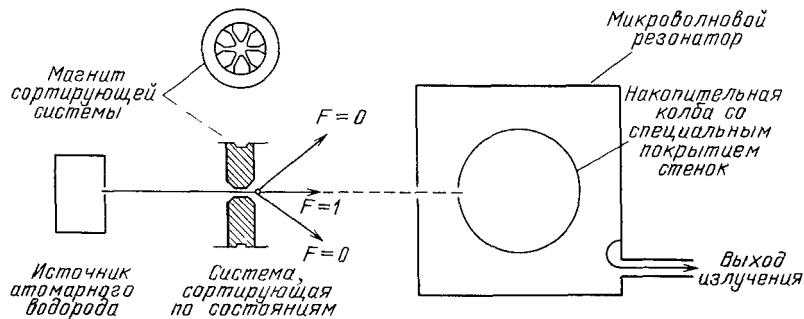


Рис. 9. Схема мазера на атомах водорода. Показаны только пути атомов в состоянии с  $m=0$ , так как атомы с  $m=1$  не участвуют в исследуемых переходах с  $\Delta m=0$

Принципиальная схема мазера на атомах водорода представлена на рис. 9. Интенсивный электрический разряд в источнике превращает технически доступный молекулярный водород ( $H_2$ ) в атомарный водород ( $H$ ). Атомы из источника попадают в объем, откачанный до давления  $10^{-6}$  торр, и входят в магнитную систему, сортирующую по состояниям, в которой три северных полюса расположены по кругу и чередуются с тремя южными полюсами. Вследствие симметрии, магнитное поле на оси равно нулю, а при отклонении от оси его величина возрастает. Поскольку энергия атома водорода, находящегося в состоянии  $F=1, m=0$ , увеличивается с ростом магнитного поля, и поскольку механические системы стремятся занять состояние с меньшей потенциальной энергией, то атом в состоянии  $F=1$ , слегка отклонившийся от оси, будет испытывать ускорение, направленное к оси, т. е. атомы в состоянии  $F=1$  будут фокусироваться в малое отверстие в стенке накопительной колбы диаметром 15 см, в то время как атомы в нижнем энергетическом состоянии  $F=0$  будут дефокусироваться. В результате, если поток атомов в пучке постоянен, накопительная колба в равновесии будет содержать больше атомов в состоянии с большей энергией  $F=1$ , чем атомов, находящихся в нижнем состоянии  $F=0$ . Если эти атомы находятся под действием микроволнового излучения на частоте сверхтонкого перехода, то число атомов, совершающих индуцированный переход из верхнего состояния в нижнее, превышает число атомов, совершающих переход в обратном направлении. При этом атомы выделяют энергию и тем самым усиливают микроволновое излучение. Поэтому устройство является усилителем или мазером. Если накопительную колбу поместить внутрь настроенного резонатора, амплитуда колебаний на резонансной частоте будет нарастать до тех пор, пока не достигнет равновесного значения. На таком уровне колебания будут продолжаться неограниченно долго: энергия для поддержания колебаний берется от непрерывно поступающих атомов, находящихся в верхнем сверхтонком состоянии. Тем самым устройство ста-

новится мазерным генератором, действующим в режиме свободной генерации на частоте сверхтонкого перехода в атомах.

Мазерный генератор на атомах водорода обладает беспрецедентно высокой стабильностью, что обусловлено сочетанием ряда благоприятных особенностей. Типичное время нахождения атомов в накопительной ячейке составляет 10 с, что намного превышает соответствующее время в установке для резонансных экспериментов с атомным пучком, и поэтому линия резонанса намного уже. Атомы накапливаются при низком давлении, так что они относительно свободны и не испытывают возмущений во время излучения. Допплеровский сдвиг первого порядка устраняется, поскольку атомы находятся под действием стоячей волны и поскольку средняя скорость атомов, удерживаемых в ячейке в течение 10 с, крайне мала. Мазеры имеют очень низкий уровень шумов, особенно в случае, когда усиливающими элементами являются изолированные атомы. На интервалах в несколько часов достигается стабильность водородного мазера лучше, чем  $1 \cdot 10^{-15}$ .

Главным недостатком водородного мазера является то, что атомы временем сталкиваются со стенками, а это приводит к небольшому изменению частоты сверхтонкого перехода и обуславливает сдвиг резонансной частоты порядка  $1 \cdot 10^{-11}$ . Однако сдвиг из-за столкновений со стенками можно определить экспериментально, используя накопительные колбы двух различных диаметров, либо деформируемые колбы, у которых можно изменять величину отношения поверхности к объему.

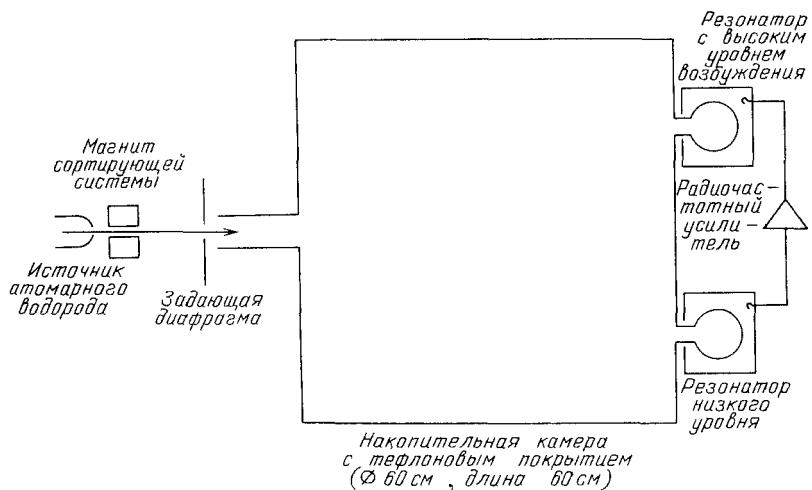


Рис. 10. Схема водородного мазера с большой камерой. Два резонатора с правой стороны действуют как два разнесенных осциллирующих поля, причем поле в резонаторе с высоким уровнем возбуждения получается при усилении сигнала от резонатора с низким уровнем

Как и при любых прецизионных измерениях, во избежание ошибочных результатов водородный мазер должен быть тщательно отрегулирован и настроен. Эти ограничения и меры предосторожности рассмотрены в ряде публикаций различных авторов [32—34]. Было сделано много различных модификаций устройства водородных мазеров либо для специальных целей, либо для повышения их стабильности и надежности. Например, были использованы различные сверхтонкие переходы, а мазеры запускались в действие в относительно сильных магнитных полях. Был также разработан водородный мазер с накопительной колбой, размеры которой намного превышают длину волны действующего излучения [17]; при этом энергия микроволнового излучения была сосредото-

чена в двух небольших резонаторах, так что мазер работал как устройство с разнесенными осциллирующими полями. Как видно из рис. 10, атомы, участвующие в вынужденном испускании излучения, случайным образом влетают в два резонатора с осциллирующими полями и вылетают из них, а в промежутках находятся в большом контейнере, в котором осциллирующее поле отсутствует. Так как размеры накопительной камеры велики, т.е. больше и время нахождения в ней атомов, а столкновения со стенками менее частые, вследствие чего резонансы более узкие, а сдвиг частоты из-за столкновений со стенками меньше, чем у обычного водородного мазера.

**Прецизионная спектроскопия.** Теперь, после довольно обширного рассмотрения основ метода разнесенных осциллирующих полей и принципов действия атомарного мазера, я приведу несколько иллюстраций их значимости. Одним из основных направлений их применения является прецизионная спектроскопия, особенно в радиочастотном и микроволновом диапазонах. Другую категорию составляет их применение в атомных часах и стандартах частоты.

Суммировать спектроскопические приложения трудно, поскольку их очень много. Великолепные эксперименты были выполнены очень многими учеными в различных странах, включая Швецию. Поэтому я приведу лишь несколько иллюстраций на основе экспериментов, в которых я участвовал лично.

Мои студенты выполнили прецизионные измерения радиочастотных спектров разных молекул, находящихся в различных вращательных состояниях. Для каждого из этих состояний можно получить значения более семи различных молекулярных характеристик и, следовательно, можно проследить их зависимость от вращательных и колебательных квантовых чисел. К таким характеристикам относятся ядерные и вращательные магнитные моменты, ядерные квадрупольные взаимодействия, ядерные спин-спиновые магнитные взаимодействия, спин-вращательные взаимодействия и т. д. Я проиллюстрирую точность и важность измерений на одном примере. Используя молекулы  $D_2$  и  $LiD$ , мы точно измерили величину квадрупольного взаимодействия дейтрана  $eqQ$  [35, 36], где  $e$ —электрический заряд протона,  $q$ —градиент молекулярного электрического поля в дейтране и  $Q$ —квадрупольный момент дейтрана, который определяется формой дейтрана и, в частности, ее отклонением от сферической симметрии. Эти измерения были выполнены с помощью молекулярно-пучковой установки высокого разрешения, действие которой основано на методе разнесенных осциллирующих полей. Установка показана на рис.1. Мы установили, что величина  $eqQ$  равна  $+225,044 \pm 20$  Гц для  $D_2$  и  $+34,213 \pm 33$  Гц для  $LiD$ . Так как  $q$  было рассчитано для каждой из этих совершенно разных молекул [37,38], то можно было вычислить два независимых значения  $Q$ . Результаты согласуются между собой с точностью до 1,5%, что подтверждает правильность трудных расчетов величины  $q$ ; используя ее, находим, что  $Q=2,9 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>.

В эксперименте, выполненном мною и сотрудниками [39] в Институте Лауэ—Ланжевена в Гренобле, Франция, мы применили метод разнесенных осциллирующих полей к пучку медленных нейтронов с целью провести точное измерение магнитного момента нейтрона и получили его значение, равное  $-1,91304275 \pm 0,00000045$  ядерных магнетонов [37, 40]. В несколько ином эксперименте с нейтронами, движущимися настолько медленно, что их можно было хранить в подходящем накопительном резервуаре в течение более 80 с, мы использовали метод последовательных осциллирующих полей с двумя когерентными радиочастотными импульсами, разнесенными во времени, а не в пространстве. Таким способом, и в качестве фундаментальной проверки симметрии по отношению к об-

ращению времени, мы недавно установили очень низкий верхний предел для электрического дипольного момента нейтрона, определив его величину, равную  $(-3 \pm 5) \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$ . [41].

Мазер на атомах водорода позволяет получить очень точные данные о микроволновом спектре основного электронного состояния атома водорода. В нашей лаборатории и в ряде других лабораторий была измерена частота сверхтонкого перехода в атомарном водороде  $\Delta\nu_H$ . Наиболее точное ее значение равно [42, 43].

$$\Delta\nu_H = 2420405751,7667 \pm 0,0009 \text{ Гц.}$$

Эта величина согласуется с современной квантовоэлектродинамической теорией [44] в пределах точности теоретических расчетов и может быть использована для получения информации о структуре нейтрона. Подобным же образом были найдены точные значения для атомовдейтерия и трития и измерена зависимость этих результатов от напряженности внешних приложенных электрических полей [45]. С помощью модифицированного варианта водородного мазера, оборудованного для работы в сильных магнитных полях, установлено, что отношение магнитного момента электрона к магнитному моменту протона равно  $-658,210688 \pm 0,000006$  [40, 46]. Между прочим, объединив этот результат с великолепными измерениями для электрона, выполненными в лаборатории профессора Демельта [40, 47, 48], мы получили наиболее точные значения магнитного момента свободного протона, выраженные как в боровских, так и в ядерных магнетонах.

**Атомные часы.** Главная революция в хранении времени в последние 50 лет заключалась в том, что точность и воспроизводимость лучших часов в конце этого периода оказалась примерно в миллион раз выше, чем в его начале. Эта революция в хранении времени и контроле частоты связана с атомными часами.

Любые часы или стандарты частоты зависят от некоторого регулярного периодического движения, подобного движению маятника в дедовских часах. В случае атомных часов периодическое движение является внутриатомным и обычно им является движение, связанное со сверхтонкой структурой атомного спектра, которое мы обсудили в разделе, посвященном мазеру на атомах водорода.

В наиболее широке распространенных часах в качестве атома, чье внутреннее движение обеспечивает периодичность, используется цезий, а для наблюдения этой периодичности обычно используется установка, показанная на рис. 2 и действующая на основе метода разнесенных осциллирующих полей. Первые серийные часы на пучке цезия были разработаны в 1955 году группой, руководимой Дж. Р. Захариасом [4], и в том же году Л. Эссен и В.Л. Парри создали и запустили первый аппарат на пучке атомов цезия, который широко использовался в качестве современного стандарта частоты [4]. В дальнейшем в развитие атомных часов внесли вклад многие ученые и инженеры во всем мире; этот вопрос весьма подробно рассмотрен в обзоре [4].

Цезиевые атомные часы в настоящее время имеют точность и стабильность около  $10^{-13}$ , которые оказались настолько выше, чем у всех предшествующих часов, что в 1967 году международный эталон секунды, базирующийся на движении Земли вокруг Солнца, был заменен эталоном, по которому секунда равна  $9\ 192631\ 770$  периодам колебаний в атоме цезия.

Для многих целей требуется даже более высокая стабильность на более коротких интервалах времени. В тех случаях, когда такая стабильность необходима, часто используется водородный мазер со стабильностью  $10^{-15}$  на интервале в несколько часов.

Атомные часы, основанные на изложенных выше принципах, в течение ряда лет обеспечивали высочайшую стабильность и точность, а эти параметры настолько хороши, что может показаться, будто дальнейшее их улучшение и не нужно, и не осуществимо. Однако, как мы увидим в заключительном разделе, имеются приложения, которые уже сейчас подошли к пределу возможностей атомных часов, и имеется целый ряд современных разработок с многообещающей перспективой. Они включают в себя улучшение существующих устройств, использование более высоких частот, использование лазеров и электромагнитных ловушек для накопления ионов и атомов, лазерное охлаждение и т. д.

**Применения точных часов.** Цели, для которых используются атомные часы, столь многочисленны и разнообразны, что перечисление их было бы утомительно длинным, поэтому я здесь кратко упомяну лишь некоторые из тех, которые подталкивают технологию часов к предельным возможностям.

В радиоастрономии наблюдают за радиоволнами, пришедшими от звезды, с помощью параболического рефлектора, так же как в оптической астрономии наблюдают за световыми волнами, пришедшими от звезды, с помощью оптического телескопа. К сожалению, в радиоастрономии длина волны излучения примерно в миллион раз больше длины световой волны. Поэтому разрешение обычного радиотелескопа примерно в миллион раз хуже, поскольку разрешающая способность телескопа зависит от отношения длины волны к размеру его апертуры.

Однако если наблюдение за одной и той же звездой ведется с помощью двух радиотелескопов, расположенных на противоположных сторонах Земли, и если принимаемые ими радиоволны согласованы по времени, то это эквивалентно наблюдению с помощью одного телескопа с апертурой, равной расстоянию между двумя телескопами, а разрешающая способность такой комбинации превосходит разрешение даже самого большого одиночного оптического телескопа. Однако для согласования по времени каждого из двух радиотелескопов необходимы высокоточные часы, в качестве которых обычно используется мазер на атомах водорода.

Одним из захватывающих открытий в радиоастрономии явилось открытие пульсаров, которые испускают излучение в виде коротких периодических импульсов. Прецизионные часы необходимы были для измерения периода пульсаров и изменений этого периода во времени; эти изменения возникают иногда постепенно, а иногда внезапно. Особый интерес с точки зрения измерений времени представляют миллисекундные пульсары, которые обладают замечательным постоянством периода и соперничают по стабильности с лучшими атомными часами. Один из этих пульсаров фактически настолько стабилен, что в конце концов может быть пригодным в качестве эталона времени на длительных интервалах [49]. Другой миллисекундный пульсар является частью быстровращающейся двойной звезды, период вращения которой медленно изменяется [49]. Это медленное изменение скорости вращения может быть отнесено на счет потери энергии при излучении гравитационных волн, т.е. рассматриваться как первое экспериментальное доказательство существования гравитационных волн.

Сейчас время и частота могут быть измерены настолько точно, что другие фундаментальные измерения, где это возможно, сводятся к измерениям времени или частоты. Так, по международному соглашению в качестве единицы длины недавно было принято расстояние, которое проходит свет за определенное время, а напряжение и сопротивление вскоре можно будет определять, исходя из измерений частоты.

Точные часы позволили провести важные проверки как специальной, так и общей теории относительности. В одном эксперименте водородный мазер «стрелял» в ракету до высоты в 6000 миль, при этом частота его колебаний изменялась в зависимости от скорости и высоты в точном соответствии с предсказаниями специальной и общей теории относительности. В других экспериментах наблюдатели измерили задержку, предсказанную теорией относительности для радиоволн, проходящих вблизи Солнца.

Прецизионные часы делают возможным создание совершенно новой и более точной навигационной системы—глобальной системы индикации положения (или GPS<sup>(2)</sup>). Ряд спутников, снабженных точными атомными часами, передают сигналы в определенное время, так что любой наблюдатель, принимая и анализируя сигналы от четырех таких спутников, может определить свое положение с точностью до десяти ярдов и правильное время с точностью до одной стомиллионной доли секунды ( $10^{-8}$  с).

Особенно изумительным навигационным подвигом, осуществление которого зависело от точных часов, явился недавний весьма успешный полет космического корабля «Вояджер» к Нептуну. Успех этой миссии зависел от наземных средств управления, располагавших точными данными о положении «Вояджера». Это было достигнуто за счет того, что в разных точках Земли были расположены три больших радиотелескопа, каждый из которых передавал кодированный сигнал на «Вояджер», который в свою очередь посыпал сигналы обратно к телескопам. По затраченному времени можно было определить расстояние от каждого из телескопов до «Вояджера», и тем самым можно было определить его положение. Для достижения необходимой точности в определении времени на каждом из телескопов было установлено по два водородных мазера. Ввиду того, что Земля вращается, а на прохождение электромагнитной волны со скоростью света от Земли до «Вояджера» и обратно требуется восемь часов, в некоторых случаях было необходимо, чтобы передача сигнала и его прием осуществлялись двумя разными телескопами; а это обстоятельство налагало дополнительные жесткие требования к часам. Таким образом, блестящий успех миссии «Вояджера» зависел от наличия высокостабильных часов.

(Перевод с англ. К. Н. Драбовича)

#### ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

<sup>1</sup> Микроволновой (СВЧ) усилитель на основе вынужденного испускания излучения. (Примеч. пер.)

<sup>2</sup> GPS—сокращение от global positioning system. (Примеч. пер.)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Rabi I. I., Zacharias J. R., Millman S., Kusch P.//Phys. Rev. **1938**. V. 53 P. 318; **1939**. V. 55. P. 524.
2. Kellogg J. M. B., Rabi I. I., Ramsey N. F., Zacharias I. R.//Ibidem. P. 729; V. 56 P. 728; **1940**. V. 57. P. 677.
3. Ramsey N. F. Molecular Beams.— Oxford, Univ. Press 1958, 1985.
4. Ramsey N. F. History of Atomic Clocks//J. NBS. **1983**. V. 88. P. 301.—В этой статье подробный список литературы.
5. Ramsey N. F//Phys. Rev. **1949**. V. 76. P. 996; **1950**. V. 78. P. 695.
6. Ramsey N. F//Phys. Today. July 1980. V. 33, No. 7. P. 25.
7. Ramsey N. F//Phys. Rev. **1958**. V. 109. P. 822.
8. Ramsey N. F//J. Phys. et Radium. **1958**. T. 19. P. 809.
9. Lundein S. R., Jessop P. E., Pipkin F. M.//Phys. Rev. Lett. **1975**. V. 34. Pp. 377, 1368.
10. Ramsey N. F//Phys. Rev. **1955**. V. 100. P. 1191.
- [11] Block F., Siegert A.//Ibidem. **1940**. V. 57. P. 522.

12. *Code R. F., Ramsey N. F.*//Phys. Rev. Ser. A. **1971**. V. 4. P. 1945.
13. *Shirley J. H.*//J. Appl. Phys. **1963**. V. 34. P. 783.
14. *Greene G.*//Phys. Rev. Ser. A. **1970**. V. 18. P. 1057.
15. *Ramsey N. F., Silsbee H. B.*//Phys. Rev. **1951**. V. 84. P. 506.
16. *Ramsey N. F.*//Rev. Sci. Instr. **1957**. V. 28. P. 57.
17. *Uzgiris k., Ramsey N. F.*//Phys. Rev. Ser. A. **1970**. V. 1. P. 429.
18. *Ezhov V. F. et al.*//Sov. Phys.—JETP. **1976**. V. 24. P. 39.
19. *Jarvis S., Wineland D. J., Hellwig H.*//J. Appl. Phys. **1977**. V. 48. P. 5336.
20. *Blaklanov Y. V., Dubetsky B. V., Chebotayev V. B.*//Appl. Phys. **1976**. V. 9P. 171.
- [21] *Bergquist J. C., Lee S. A., Hall J. L.*//Phys. Rev. Lett. **1977**. V. 38. P. 159; *Laser Spectr.* **1978**. V. 3. P. 142.
22. *Salour M. M., Cohen-Tannoudji C.*//Phys. Rev. Lett. **1977**. V. 38. P. 757; *Laser Spectr.* **1978**. V. 3. P. 149; *Appl. Phys.* **1978**. V. 15. P. 119; *Phys. Rev. Ser. A.* **1978**. V. 17. P. 614.
23. *Borde C.*J//C. R. Acad. Sci., Paris. Ser. B. **1977**. T. 284. P. 101.
24. *Hansch T. W.*//Laser Spectr. **1978**. V. 3. P. 149.
25. *Chebotayev V. P., Shishayev A. V., Yurshin. B. Y., Vasilenko L. S., Dyuba N. M., Skortsov M. I.*//Appl. Phys. **1987**. V. 15. Pp. 43, 219, 319.
26. *Kasevich M., Riis E., Chu S., DeVoe R. S.*//Phys. Rev. Lett. **1989**. V. 63. P. 612.
27. *Wineland D., Dehmelt H.*//Bull. Am. Phys. Soc. **1973**. V. 18. P. 1521; 1975. V. 20. Pp. 60, 61, 637
28. *Hansch T. W., Schawlow A. L.*//Opt. Commun. **1975**. V. 13. P. 68.
- Letokhow V. S//Comm. At. and Molec. Phys. **1977**. V. 6. P. 119 (обзор).
29. *Wineland D. J., Itano W. M.*//Phys. Today, June **1987**. V. 40, No. 6. P. 34.
30. *Kleppner D., Ramsey N. F., Fjelstadt P.*//Phys. Rev. Lett. **1958**. V. 1. P. 232.
- [31] *Gordon J. P., Geiger H. Z., Townes C. H.*//Phys. Rev. **1954**. V. 96. P. 282; **1955**. V. 99. P. 1264.
32. *Goldenberg H. M., Kleppner D., Ramsey N. F.*//Phys. Rev. Lett. **1960**. V. 8. P. 361; **1962**. V. 126. P. 603.
33. *Kleppner D., Berg H. C., Crampton S. B., Ramsey N. p., Vessot R. F. C., Peters H. E. and Vanier J.*//Phys. Rev. Ser. A. **1965**. V. 138. P. 972.
34. *Koelman I. M. V. A., Crampton S. B., Luifel H. T. C., Verhaar B. J.*//Phys. Ser. A. **1988**. V. 38. P. 3535.—В этой статье расширенные списки других работ в области водородных мазеров, их принципов и конструкций.
35. *Code R. F., Ramsey N. F.*//Phys. Rev. **1971**. V. 4. P. 1945.
36. *Freeman R. R., Jacobson A. R., Johnson D. W., Ramsey N. F.*//Chem. Phys. **1975**. V. 63. P. 2597.
37. *Reid R. V., Vaida M. L.*//Phys. Rev. Ser. A. **1943**. V. 7. P. 1841.
38. *Docken K. K., Freeman R. R.*//J. Chem. Phys. **1974**. V. 61. P. 4217.
39. *Green G. L., Ramsey N. F., Mampe W., Pendlebury J. M., Smith K., Dress W. B., Miller P. D., Perrin P.*//Phys. Rev. **1979**. Ser. D. V. 20. P. 2139.
40. *Cohen E. R., Taylor B.*//Rev. Mod. Phys. **1987**. V. 59. P. 1121.
- [41] *Smith K. F., Crampin N., Pendlebury I. M., Richardson D. I., Skiers D., Green K., Kilulngton A. I., Moir J., Prosper H. B., Thompson D., Ramsey N. F., Heckel B. R., Lamoreaux S. K., Ageron P., Mampe W., Steyeri A.*//Phys. Lett. Ser. B. **1984**. V. 136. P. 327; Preprint submitted to Phys. Lett. **1989**.
42. *Hellwig H., Vessot R. F., Levine M., Zitzewitz P. W., Allan D. W., Glaze D. T.*//IEEE Trans. Instr. and Meas. **1970**. V. 1M-9. P. 200.
43. *Essen L., Donaldson M. J., Bangham M. J., Hope E. G.*//Nature, London. **1971**. V. 229. P. 110.
44. *Baldwin G. L., Yennie D. R.*//Phys. Rev. Ser. D. **1988**. V. 37. P. 498.
45. *Gibbons P. C., Ramsey N. F.*//Ibidem. Ser. A. **1972**. V. 5. P. 73.
46. *Winkler P. F., Kleppner D., Myint T., Walther F. G.*//Phys. Rev. Ser. A. **1972**. V. 5. P. 83.
- Cohen E., Taylor B.*//Phys. Lett. Ser. B. April. 1988. V. 204.
47. *Van Dyck R. S., Schwinberg P. B., Dehmelt H.*//Atomic Physics. Singapore a. o.: World Scientific, **1984**.—V. 9. P. 53.
48. *Van Dyck R. S., Moore F. L., Farnum D. L., Schwinberg P. B.*//Bull. Am. Phys. Soc. **1986**. V. 31. P. 244; [47].—V. 9. P. 75.
49. *Taylor I. et al.*//Nature, London, **1979**. V. 277. P. 437; **1985**. V. 315. P. 547.
50. *Vessot R. F. C. et al.*//Phys. Rev. Lett. **1980**. V. 45. P. 2081.