

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 2001

Бозе-эйнштейновская конденсация в разреженном газе. Первые 70 лет и несколько последних экспериментов

Э.А. Корнелл, К.Э. Виман

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2001 г.)

PACS numbers: 03.75.Hh, 03.75.Nt, 05.30.Jp

Содержание

1. Введение. Первые 70 лет (1320).
 - 1.1. Наши работы. Гибридная ловушка. 1.2. Первые успехи.
 2. Наши любимые эксперименты (1331).
 - 2.1. Коллективные возбуждения. 2.2. Двухкомпонентные конденсаты. 2.3. Когерентность и распад конденсата. 2.4. Фешбаховские резонансы.
 3. Оптимистическое приложение (1335).
- Список литературы (1337).

1. Введение. Первые 70 лет

Бозе-эйнштейновская конденсация, или БЭК, имеет продолжительную и богатую историю, которая восходит к началу 20-х годов прошлого столетия. Здесь мы кратко проследим эту историю, отметив некоторые из последних достижений в физике, которые обеспечили успех нашего поиска БЭК в газах. Затем мы расскажем, в чем состоял этот поиск. В нашем обсуждении мы выйдем за рамки обычного технического описания и попытаемся ответить на вопросы, которые теперь нам часто задают, но которые не получили отражения в наших прежних научных статьях. Это вопросы такого рода: "Как вы пришли к этой идее и решились ее осуществить? Были ли вы уверены, что все получится? Сколько на это потребовалось времени и почему?" Мы расскажем о наших самых любимых экспериментах, выделив их из множества опытов, выполненных нами при исследовании БЭК. После этого мы вернемся к вопросу, почему мы верим, что можно получить БЭК для почти любых образцов магнитно-захваченных атомов. На протяжении всей статьи мы будем стараться объяснить, что делает БЭК в разреженных газах столь интересным, уникальным и интригующим явлением с точки зрения экспериментатора¹.

Понятие бозе-статистики родилось в статье 1924 г. Шатьендраната Бозе, в которой использовался статисти-

ческий подход для получения спектра фотонов в излучении абсолютно черного тела [1]. Будучи не в состоянии самостоятельно опубликовать эту работу, Бозе отослал ее Альберту Эйнштейну, который перевел ее на немецкий и организовал ее публикацию. Затем Эйнштейн обобщил идею Бозе на случай невзаимодействующих атомов [2, 3]. В результате появилась статистика Бозе-Эйнштейна. Эйнштейн сразу же обратил внимание на одну особенность распределения атомов по квантованным уровням энергии, предсказываемое этой статистикой: при очень низких, но конечных температурах значительная доля атомов должна переходить в квантовое состояние с наименьшей энергией. Протицируем его слова: "Происходит разделение: одна часть атомов конденсируется, другая остается в состоянии насыщенного идеального газа"² [3, 4]. Это явление известно сейчас как бозе-эйнштейновская конденсация. Чтобы она произошла, плотность атомов в фазовом пространстве (выраженная в естественных единицах) должна быть больше некоторой величины порядка единицы. Это условие также может быть выражено как ограничение на длину волны де Бройля λ_{dB} атома при заданной плотности n : λ_{dB} каждого атома должна быть достаточно большой, чтобы перекрываться с λ_{dB} соседних атомов, или, более точно, $n\lambda_{dB}^3 > 2,61$.

Это предсказание не воспринималось слишком серьезно даже самим Эйнштейном, пока Фриц Лондон и Ласло Тисса [5, 6] не воскресили эту идею в середине 1930-х годов как возможный механизм, объясняющий сверхтекучесть в жидком гелии-4. В их работе идея БЭК

¹ Эта статья представляет собой "Нобелевскую лекцию" и поэтому отражает наш достаточно субъективный взгляд на историю экспериментального открытия бозе-эйнштейновской конденсации. Более подробное изложение вопроса заинтересованный читатель может найти в статье Cornell E A, Ensher L R, Wieman C E "Experiments in dilute atomic Bose-Einstein condensation", in *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases. Proc. of Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL* (Eds M. Inguscio, S. Stringari, C.E. Wieman) (Italian Physical Society, 1999) pp. 15–66. Она также доступна в электронном архиве: cond-mat/9903109. Для более полного представления о бурном прогрессе, начавшемся сразу после первого наблюдения БЭК, мы рекомендуем читать цитированную статью вместе с обзором Кеттерле по этой теме: cond-mat/9904034.

² Английский перевод цитат из Эйнштейна и исторический комментарий взяты из книги [4].

впервые была использована для демонстрации квантовых свойств в макроскопическом масштабе, что в основном и вызывает интерес большинства современных исследователей. Хотя это оставалось источником дискуссий на протяжении десятилетий, теперь признано, что замечательные свойства сверхпроводимости и сверхтекучести как в гелии-3, так и в гелии-4 связаны с БЭК, несмотря на то, что эти системы сильно отличаются от идеального газа, рассмотренного Эйнштейном.

Удивительные явления сверхпроводимости и сверхтекучести, а также необычные свойства лазера — третьей системы, проявляющей макроскопическое квантовое поведение, стали для нас главной побуждающей силой, когда в 1990 г. мы решили осуществить БЭК в газах. Поведение этих трех систем противоречит нашим интуитивным ожиданиям и обусловлено макроскопическим заселением одного квантового состояния. Любой исследователь отнес бы эти явления к числу самых интересных проблем физики. В 1990 году мы были уверены, что появление еще одного члена этого семейства составит значительный вклад в физику. (Только после того, как мы добились успеха, мы осознали, что открытие каждого явления из этой "макроскопической троицы" удостоивалось Нобелевской премии, и мы благодарны за то, что эта традиция продолжена!) Хотя в основе БЭК и этих трех явлений лежит один и тот же механизм, нам представлялось, что свойства БЭК в газах будут сильно отличаться. БЭК в газах — гораздо более разреженная система с более слабым межатомным взаимодействием, чем, например, сверхтекучая жидкость в гелии, но это взаимодействие значительно сильнее, чем для фотонов в лазерном луче. Возможно, самым примечательным свойством БЭК (что мы еще не вполне осознавали в 1990 г.) является легкость, с которой можно непосредственно наблюдать его волновую функцию и воздействовать на нее. Хотя никто из нас, по-видимому, не читал пророческую статью Хечта 1959 г. [7] до того, как мы реально получили БЭК, мы определенно взяли бы заключительный абзац этой статьи как руководство к действию: "Наше предположение основано на возможности локализации, скажем, с помощью техники атомных пучков, значительного количества атомов Н, Т и D с ориентированным электронным спином. Хотя экспериментальные трудности могут оказаться значительными и релаксационное поведение таких спин-ориентированных атомов, по существу, неизвестно, представляется, что возможность открыть богатую новую область изучения свойств сверхтекучести как в жидком, так и в газообразном состоянии заставит экспериментаторов приложить максимум усилий"³.

Во всяком случае к 1990 г. мы были увлечены этой перспективой. Но только одно желание получить БЭК ни к чему бы нас не привело, если бы мы не смогли воспользоваться некоторыми последними достижениями в науке и технологии, в частности, прогрессом в лазерном охлаждении и захвате атомов и значительными успехами в исследовании спин-поляризованного водорода.

Однако, прежде чем продолжить этот рассказ, возможно, стоит напомнить, насколько в действительности экзотична система неразличимых частиц и почему БЭК в газах явилась такой сложной проблемой для

экспериментаторов. Легко представить себе, что два атома могут быть так похожи друг на друга, что их невозможно различить. Однако физические следствия концепции неразличимых бозонов могут привести к определенным затруднениям. Например, если десять бозе-частиц надо распределить по двум микросостояниям системы, то статистический вес конфигурации "десять частиц в одном состоянии и ни одной частицы в другом" равен статвесу состояния "пять частиц в одном состоянии и пять частиц в другом". Это отношение 1:1 противоречит "здравому смыслу" и обескураживает. Соответствующее отношение для различимых предметов, с которыми мы повседневно сталкиваемся, например, для десяти носков в двух ящиках равно 1:252, что существенно отличается от 1:1. Во второй [3] из двух эйнштейновских статей по бозе-эйнштейновской статистике [2–4] Эйнштейн замечает, что "...молекулы не рассматриваются как статистически независимые ..." и что отличия при подсчете различимых и неразличимых состояний "выражают неявно некоторую гипотезу о взаимном влиянии молекул друг на друга, которая пока остается совершенно загадочной". Это влияние остается не менее таинственным и по сей день, хотя мы можем легко наблюдать вызванное им множество экзотических явлений, например, хорошо известное увеличение вероятности перехода в занятые состояния и, конечно, бозе-эйнштейновскую конденсацию.

Бозе-эйнштейновский фазовый переход не только является вызовом нашим обычным представлениям о том, как частицы должны быть распределены по состояниям, он также выступает против молчаливого допущения о том, что фазовый переход как-то связан с термодинамической стабильностью. Фактически в экспериментах с разреженными газами области непосредственно выше и ниже фазового перехода являются термодинамически запрещенными. Это утверждение лучше всего пояснить, рассматривая качественную фазовую диаграмму (рис. 1), на которой отражены общие свойства любой атомной системы. При низких плотностях и высоких температурах имеет место газовая фаза. При высоких плотностях существуют различные конденсированные фазы. Но промежуточные значения плотностей

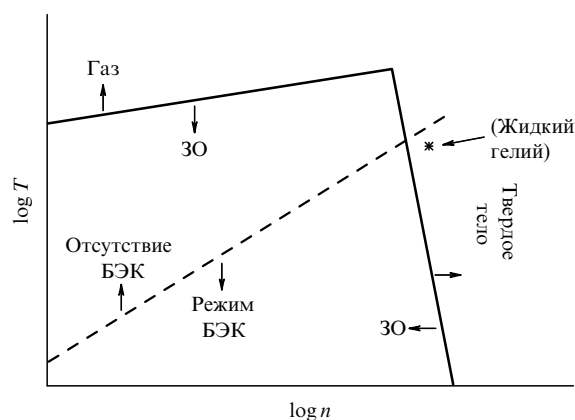


Рис. 1. Универсальная фазовая диаграмма для атомов любых элементов. Штриховая линия показывает границу существования БЭК. Сплошные линии обозначают границу между разрешенными и запрещенными областями на плоскости температура — плотность. Отметим, что при низких и промежуточных плотностях БЭК существует только в термодинамически запрещенной области (30).

³ Курсив наш.

термодинамически запрещены, за исключением области высоких температур. Режим бозе-эйнштейновской конденсации на плоскости $n-T$ оказывается безусловно запрещенным всюду, кроме области столь высоких плотностей, при которых все известные атомы и молекулы (за одним исключением) должны образовывать кристаллическую решетку, что несовместимо с БЭК. Этим единственным исключением является гелий, остающийся в жидком состоянии ниже температуры бозе-эйнштейновского фазового перехода. Однако достижение БЭК при низких плотностях (скажем, в 10 или 100 раз меньше, чем у обычного жидкого гелия) для гелия термодинамически запрещено, так же как и для любых других атомов.

Разумеется, "запрещено" не означает "невозможно"; действительно, перефразируя Джозефа Хеллера, если бы это в самом деле было невозможно, никто не стал бы этого запрещать. Все сводится, в конечном счете, к разным временным масштабам для различных процессов релаксации. Газ атомов может прийти в состояние термодинамического равновесия за счет двухчастичных столкновений, тогда как для достижения химического равновесия (т.е. для образования молекул и, тем более, твердых тел) требуются трехчастичные столкновения. При достаточно низких плотностях интенсивность двухчастичных столкновений превышает интенсивность трехчастичных, и газ достигает кинетического равновесия (возможно, и в метастабильном состоянии бозе-эйнштейновского конденсата) задолго до того, как он, наконец, отыщет путь к стабильному твердотельному состоянию. Необходимость достижения метастабильности обычно требует более строгого выбора верхнего предела плотности, чем для получения просто разреженной системы. Например, плотность 10^{20} см^{-3} в тысячу раз меньше, чем в сверхтекучем гелии. Но создать такой газ практически нереально, даже если уменьшить плотность еще в тысячу раз, скажем, до 10^{17} см^{-3} : в этом случае время жизни метастабильной фазы будет порядка лишь нескольких микросекунд. Более подходящим значением плотности является 10^{14} см^{-3} . Для получения БЭК необходимо достижение низких плотностей, которые нужны для долгоживущей метастабильности, а это, в свою очередь, требует достижения значительно более низких температур.

Таким образом, самым сложным препятствием, которое должны преодолеть экспериментаторы для достижения БЭК в разреженном газе, является получение и сохранение сильно "запрещенного" образца. Поскольку наше рассмотрение относится только к БЭК в разреженных газах, то в следующих параграфах мы будем пользоваться просто термином БЭК, избегая повторения слов "в разреженных газах".

Попытки получить БЭК в разреженных атомных газах были инициированы статьей Стволли и Носанова 1976 г. [8]. Они исходили из того, что спин-поляризованный водород не образует связанного состояния и, следовательно, может оставаться в газовой фазе вплоть до нулевой температуры; поэтому он мог быть хорошим кандидатом для поиска БЭК. Это стимулировало несколько экспериментальных групп [9–12] в конце 1970-х и в начале 1980-х годов попытаться осуществить эту идею, используя традиционную криогенную технику для охлаждения поляризованного водорода. Спин-поляризованный водород был впервые стабилизирован Силь-

верой и Валравеном в 1980 г. [9], а к середине 1980-х был получен спин-поляризованный водород с фазовой плотностью только в 50 раз меньше, чем необходимо для конденсации [11]. Эти эксперименты проводились в ячейке рефрижератора, стенки которой были покрыты сверхтекучим гелием, чтобы предотвратить прилипание к ним водорода. Водород сжимался в камере типа поршень – цилиндр [13] или в гелиевой среде [14]. Однако эти попытки оказались безуспешными, потому что, как только ячейка становилась очень холодной, водород прилипал к поверхности гелия и рекомбинировал. Когда эту трудность пытались устранить, нагревая ячейку, чтобы предотвратить прилипание, плотность, требуемая для достижения БЭК, соответственно повышалась, что вызывало другую проблему. Необходимая плотность не могла быть достигнута, поскольку при увеличении плотности резко возрастала интенсивность трехчастичных столкновений, приводящих к рекомбинации атомов в молекулу водорода, и потеря атомов ограничивала величину плотности [15].

Выход из этого тупика нашел Гарольд Гесс из группы, занимающейся водородом в Массачусетском технологическом институте (МТИ). Он понял, что магнитный захват атомов [15] является шагом вперед по сравнению с использованием камеры [16, 17]. Атомы в магнитной ловушке не имеют контакта с материальной поверхностью и таким образом проблему рекомбинации на стенках ячейки можно обойти. Более того, термически изолированные атомы в магнитной ловушке можно охладить с помощью испарения до гораздо более низких температур, чем достигнутые ранее. Знаменательная статья Гесса 1986 г. содержит большую часть важных для достижения БЭК принципов испарительного охлаждения захваченных атомов [15]. Пусть атомы с наиболее высокой энергией покидают ловушку, тогда средняя энергия и, следовательно, температура оставшихся атомов будет уменьшаться. Для разреженного газа в неоднородном потенциальном поле при понижении температуры будет происходить уменьшение объема. Таким образом, удаляя атомы из образца, можно фактически увеличить плотность оставшихся атомов. При этом важная для БЭК плотность в фазовом пространстве резко увеличится, так как при понижении температуры плотность повышается. Группа из Корнельского университета, занимавшаяся водородом, также рассматривала возможность применения испарительного охлаждения [18]. К 1988 году исследователи из МТИ уже продемонстрировали описанные преимущества испарительного охлаждения магнитно-захваченного спин-поляризованного водорода. В 1991 году они получили, при температуре 100 мК, фазовую плотность, которая была всего в 5 раз ниже значения, необходимого для БЭК [19]. Дальнейший прогресс затормозился из-за проблем, связанных с дипольной релаксацией, но, может быть, еще в большей степени из-за снижения отношения сигнал/шум и трудности измерения характеристик очень маленьких облаков сильно охлажденного газа [20]. Исследования испарительного охлаждения проводились также группой исследователей из Амстердама [21].

Приблизительно в это же время, независимо от работ по водороду, развивалась совершенно иная область физики и технологии охлаждения атомов. О лазерном охлаждении и захвате атомов написано уже очень много [22–25], и здесь мы отметим некоторые главные мо-

менты, наиболее существенные для нашей работы. Идея о том, что лазер может быть использован для охлаждения атомов, была предложена в первых работах Вайнланда и Демелта [26], Хенша и Шавлова [27] и группы Летохова [28]. Первые эксперименты по оптическому охлаждению были выполнены Ашкином [29]. Захваченные в ловушки ионы были охлаждены с помощью лазера в Вашингтонском университете [30] и в Национальном бюро стандартов (теперь Национальный институт стандартов и технологий, NIST) в Боулдере [31]. Атомные пучки умели отклонять и замедлять уже в начале 1980-х годов [32–34]. Оптическая "патока", в которой атомы охлаждаются до очень низких температур шестью пересекающимися под прямым углом лазерными пучками, впервые была исследована в Белл лабораториз [35]. Измеренные температуры в первых экспериментах с патокой находились в соответствии с так называемым доплеровским пределом, который для большинства щелочных атомов составляет несколько сот микрокельвинов. Свет был впервые применен для удержания (захвата) атомов с помощью дипольной силы, вызванной сильно сфокусированным лазерным лучом [36]. Достиженные в 1987 и 1988 гг. успехи определили основные черты метода получения БЭК. Во-первых, была продемонстрирована действующая ловушка на спонтанной силе — магнитооптическая ловушка (МОЛ) [37]; и, во-вторых, было показано, что при определенных условиях наблюдаемые температуры оптической патоки значительно ниже доплеровского предела [38–40]. МОЛ обладала основными свойствами, необходимыми для широкого использования: она требовала относительно небольшой лазерной мощности, была значительно глубже дипольных ловушек и могла захватывать и удерживать относительно большое число атомов. Это было горячее время в развитии лазерного охлаждения атомов. Эксперименты, в которых загадочным образом достигались температуры значительно ниже предела, предсказываемого теорией, свидетельствовали о том, что все мы живем под властью необычайно щедрого Бога.

1.1. Наши работы. Гибридная ловушка

В середине 1980-х годов один из нас (Карл) занялся вопросами использования технологии лазерного захвата и охлаждения для общих целей атомной физики. Первоначально это приняло форму ее упрощения и удешевления путем замены дорогостоящих лазеров на красителях значительно более дешевыми полупроводниковыми лазерами. Затем надо было исследовать способы захвата атомов с помощью этих лазеров, не только менее дорогих, но и менее мощных [41, 42]. После демонстрации МОЛ и субдоплеровской патоки группа Карла начала энергичное изучение физических причин, ограничивающих возможности охлаждения и увеличения плотности плененных атомов, с надеждой расширить эти пределы. Они показали, что причиной данных ограничений являются несколько атомных процессов. Было обнаружено, что главной причиной потерь атомов из МОЛ при увеличении их плотности являются столкновения, вызванные лазерным облучением [43]. Однако еще до того, как возникает эта проблема, плотность ограничивается световым давлением переизлученных фотонов [44, 45]. Приблизительно в это же самое время было показано, что субдоплеровские температуры патоки, обнаруженные Филлипсом, Чу и Коэном-Тануджи обус-

ловлены комбинацией световых сдвигов с оптической накачкой — механизм, получивший впоследствии название "сизифова охлаждения" [46]. Флуктуации импульсов атомов, происходящие из-за рассеяния фотонов, ограничивают конечную температуру величиной, превышающей приблизительно в 10 раз значение, соответствующее энергии отдачи. Для больших образцов минимум температуры еще выше из-за процессов многократного рассеяния фотонов. Наряду с исследованием ограничений на плотность в МОЛ группа Карла продолжала работы по усовершенствованию технологии охлаждения. Это привело к созданию удобной МОЛ с испарительной ячейкой из обычного стекла [47] и позволило освободиться от громоздкой вакуумной камеры, которую ранее использовали для загрузки замедленного атомного пучка.

Рассчитывая получить преимущество от значительного увеличения плотности, в фазовом пространстве, достигнутого в МОЛ, и в то же время избежать ограничений из-за нежелательных эффектов рассеяния фотонов, Карл и его студент Крис Монро решили загрузить холодные атомы из МОЛ в магнитную ловушку (рис. 2) [47]. Получилось очень хорошо. Поскольку дальнейшее охлаждение можно было осуществлять по мере перемещения атомов из МОЛ в магнитную ловушку, удалось получить очень холодные образцы, самые холодные из тех, которые были известны в то время. Еще более важно то, что это была уже не быстро релаксирующая оптическая патока, а магнитно-захваченный образец, который мог быть удержан и исследован в течение продолжительного времени. Такие образцы были приблизительно в сто раз холоднее, чем любые другие захваченные атомы, полученные в предшествующих экспериментах, и имели соответственно увеличенную плотность в фазовом пространстве. Большим достижением явился не только этот результат сам по себе, но и относительная

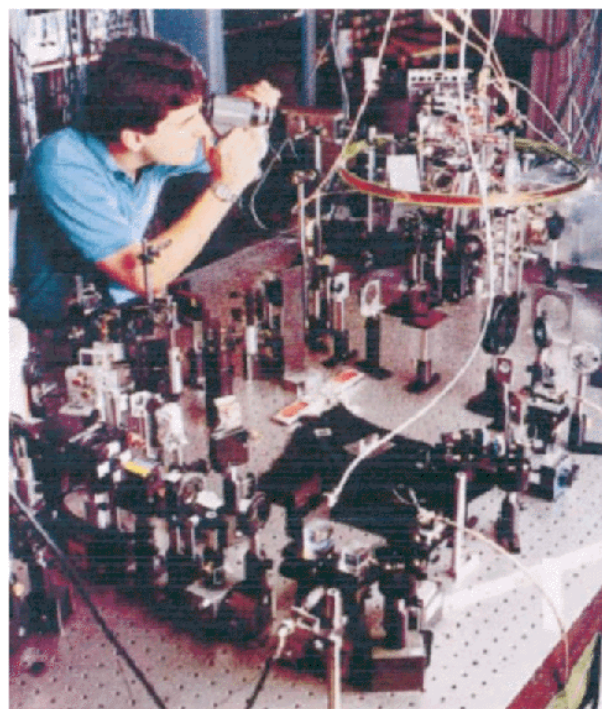


Рис. 2. Крис Монро настраивает первую гибридную установку, состоящую из МОЛ и магнитной ловушки.

простота необходимой для его осуществления аппаратуры, что вдохновило нас (теперь уже с участием Эрика, который присоединился к проекту в качестве постдока в 1990 г.) на поиск путей объединения лазерного охлаждения и захвата атомов с магнитным удержанием.

Предшествующие лазерные ловушки включали в себя дорогостоящие массивные лазерные системы и большие вакуумные камеры для предварительного охлаждения атомного пучка. Магнитные ловушки, как правило, тоже были исключительно сложными и громоздкими [17, 19] (часто со сверхпроводящими катушками) из-за необходимости иметь достаточную глубину и эффективный захват. Лазерные и магнитные ловушки по отдельности были экзотическими экспериментальными установками, доступными только для нескольких избранных, хорошо оборудованных лабораторий, работавших в области атомно-молекулярной оптики (АМО). Попытка заставить их работать вместе и работать хорошо, в одном помещении и в одно и то же время, была достаточно дерзкой. Однако в нашем первом эксперименте с магнитной ловушкой в ЖЛА лазерным источником были простые диодные лазеры, вакуумная система была заменена небольшой стеклянной испарительной ячейкой, а магнитная ловушка представляла собой просто несколько намотанных на нее витков проволоки. Такого магнитного поля было достаточно, благодаря низкой температуре предварительно лазерно-охлажденных и захваченных образцов. Возможность получить описанным способом сильно охлажденные захваченные образцы побудила нас к размышлениям о том, что можно делать с такими атомными системами. Вдохновленные работами по спин-поляризованному водороду, мы вскоре пришли к идее о дальнейшем испарительном охлаждении с целью получения БЭК. Для этого нам надо было увеличить плотность в фазовом пространстве на 5 порядков величины. Однако поскольку мы уже получили увеличение плотности на 15 порядков почти даром с помощью испарительной ячейки МОЛ, это не слишком обескураживало.

Сконструированная в ЖЛА МОЛ с газовой ячейкой, объединенная с магнитной ловушкой с ионным насосом (рис. 3), инициировала ряд новаций, которые получили сейчас широкое применение в гибридных установках [47, 48]: 1) загрузка из газовой ячейки, а не из пучка, 2) аппаратура из плавленого кварца вместо сварной стальной конструкции, 3) использование диодных лазеров, 4) магнитные катушки расположены снаружи камеры, 5) полный объем камеры измеряется в кубических сантиметрах, а не в литрах, 6) температура измеряется по изображению расширяющегося облака, 7) кривизна магнитного поля калибруется *in situ* по наблюдению частоты дипольного и квадрупольного (осцилляции и пульсации) движения облака, 8) плодотворная идея пространственно совмещенных МОЛ и магнитной ловушки (часто с общими магнитными катушками), работа которых разделена во времени и, наконец, 9) возможность использования дополнительных этапов оптической патоки и оптической накачки между режимами МОЛ и магнитного удержания. Полезно обратить внимание на сходство современной установки для наблюдения БЭК (на базе ловушки Иоффе – Притчарда) (рис. 4) с ее "предком" (см. рис. 3).

Когда мы задумали использовать технику испарительного охлаждения, примененную ранее к водороду,

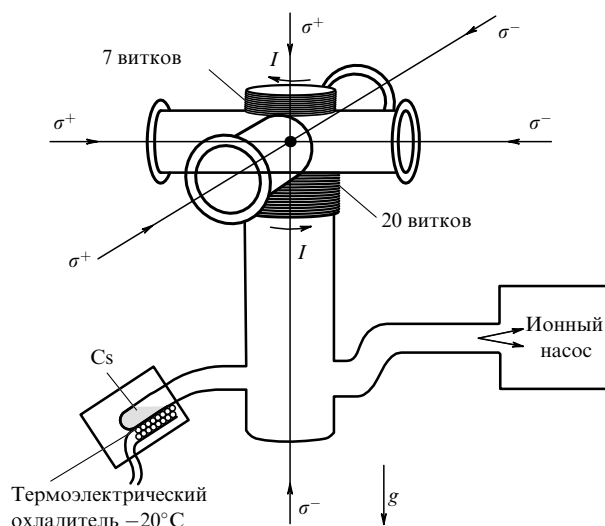


Рис. 3. Стеклянная газовая ячейка и магнитные катушки, использованные в первых экспериментах в ЖЛА по объединению лазерного охлаждения с магнитным захватом в одной гибридной установке (см. [47]). Стеклянная капсула имела 2,5 см в диаметре. Для простоты подводящие провода на рисунке не показаны.

для наших сильно охлажденных атомов щелочных элементов, мы стали детально изучать работы по водороду и вытекающие из них уроки. Оцененные с позиций 1990 г., работы по спин-поляризованному водороду, выполненные за предшествующие 10 лет, дали ряд ценных идей. Стало ясно, что уникальное отсутствие каких-либо связанных состояний для спин-поляризованного водорода в действительности не столь важно (за исключением, конечно, того, что оно стало катализатором для развития целой области исследований!). Независимо от того, есть связанные состояния или их нет, сильно охлажденный образец спин-поляризованного водорода (как и любого другого газа) имеет состояние с более низкой энергией, в которое он может перейти, и продолжительность его существования зависит от сохранения метастабильности. Для водорода состояние с низшей энергией — это твердое тело, хотя с экспериментальной точки зрения образование двухатомных молекул (с соответствующей переориентацией атом-

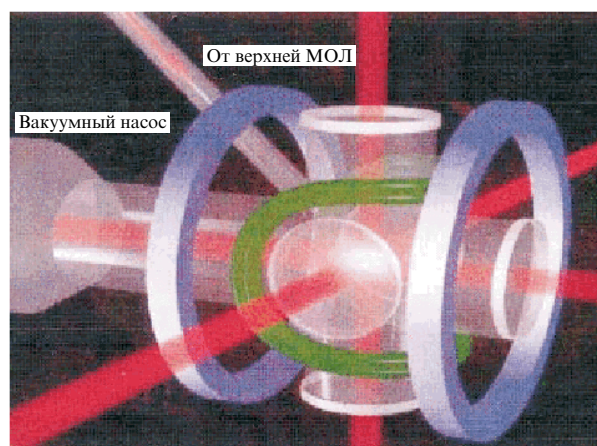


Рис. 4. Современная установка с МОЛ и магнитной ловушкой. Использовалась в [102, 103].

ных спинов) ограничивает скорость перехода. Принимая, что все атомные газы всего лишь метастабильны в точке БЭК-перехода, можно сказать, что исход эксперимента зависит от того, насколько хорошо мы сумеем сохранить требуемую метастабильность при дальнейшем охлаждении газа до температур, достаточно низких для достижения БЭК.

Понимание того, что метастабильность является ключевой экспериментальной проблемой, на которой следует сконцентрироваться, вероятно, было, по меньшей мере столь же важным для получения БЭК, как и все экспериментальные методы, которые мы впоследствии создали, чтобы действительно получить ее. Исследования по водороду оказали существенную помощь для оценки и решения этой проблемы. Они вооружили нас практической методикой охлаждения (испарительное охлаждение магнитно-захваченных атомов) и указали на многие процессы, в результате которых магнитно-пойманные атомы могли бы выйти из метастабильного состояния. Работы по водороду показали, что все зависит от соотношения между "хорошими" и "плохими" столкновениями. "Хорошими" являются упругие столкновения, которые вызывают ретермализацию атомов при испарении. Чем больше таких столкновений, тем быстрее и эффективнее происходит охлаждение. "Плохие" — это неупругие столкновения, нарушающие метастабильность. На водороде уже было показано, что основные неупругие процессы — это трехчастичные рекомбинационные столкновения и дипольные столкновения с переворотом спина. То обстоятельство, что исследователи водорода были весьма близки к получению БЭК, также очень поддерживало нас: оно означало, что цель не безумно далека и чтобы добиться успеха, требуется лишь немного изменить соотношение между "хорошими" и "плохими" столкновениями.

Чем больше мы размышляли об этом, тем больше склонялись к тому, что наши тяжелые щелочные атомы должны обладать более благоприятными столкновительными свойствами, чем атомы водорода, и поэтому имеют больше шансов на успех. Хотя информация об интересующих нас сечениях рассеяния в то время полностью отсутствовала, у нас были соображения по оценке этих сечений по сравнению с их значениями для водорода. Мы обсудим это более детально в разделе, посвященном обсуждению вопроса о том, почему оценки столкновительных процессов давали надежду на возможность получения БЭК для большого числа различных атомов. Здесь мы приведем лишь краткое резюме, отражающее нашу точку зрения около 1990 г. Дипольные столкновения с переворотом спина, которые ограничивают образование БЭК в водороде, зависят от спин-спиновых взаимодействий, и поэтому можно ожидать, что они аналогичны для щелочей и водорода, так как магнитные моменты этих атомов приблизительно одинаковы. Однако "хорошие" столкновения, необходимые для испарительного охлаждения, должны быть гораздо интенсивнее для тяжелых щелочных атомов с их раздутыми электронными оболочками, чем для водорода. Другим препятствием на пути исследований водорода была трехчастичная рекомбинация, о которой почти ничего не было известно. Но поскольку интенсивность пропорциональна концентрации в кубе, тогда как интенсивность "хороших" упругих столкновений квадратична по концентрации, нам представлялось, что мы

всегда сможем найти режим с достаточно низкими плотностями и температурами, чтобы избежать этих трудностей (см. [48]).

В качестве небольшого исторического замечания отметим, что при этих оценках мы по счастью игнорировали тот факт, что температуры, требуемые для получения БЭК в тяжелых щелочных газах, должны быть гораздо ниже, чем для водорода при той же плотности. Критическая температура для БЭК идеального газа обратно пропорциональна массе атома. Это означало, что нам надо будет опуститься существенно ниже микрокельвина, а высокая интенсивность трехчастичной рекомбинации, возможно, заставит нас понизить температуру до минимальных возможных значений. Для тех, кто имел дело с традиционной криогенной техникой, это показалось бы (а возможно, и было) полным безрассудством. При существовавшем тогда уровне криогенной техники исследования по водороду с трудом продвигались уже в течение нескольких лет, а мы предлагали легко преодолеть все трудности. К счастью, мы пришли в эту область из атомно-молекулярной оптики в то время, когда температуры, достигнутые при лазерном охлаждении, опускались все ниже. В воздухе витал оптимизм. В действительности, как мы позднее поняли, этот оптимизм привел нас только к следующему: пришлось преодолевать значительные экспериментальные трудности, и дальнейшее охлаждение было достигнуто ценой огромных усилий только спустя пять лет. Тем не менее было замечательно, что с помощью испарительного охлаждения магнитно-захваченные атомы, со всех сторон окруженные стеклянной ячейкой, находящейся при температуре 300 К, удалось охладить до температур всего несколько нанокельвинов, и более того, достижение еще более низких температур казалось вполне возможным.

Общий анализ столкновительных процессов вселял надежду, что гибридная ловушка с испарительным охлаждением должна привести нас к БЭК щелочных атомов. Если же нет, то, по крайней мере, откроется новая интересная физика, которая этому препятствует. В то же время имелись убедительные доводы против проведения этих исследований. Во-первых, наши аргументы "за" в 1990 г. основывались на некоторых очень неясных интуитивных соображениях; не было ни столкновительных данных, ни соответствующих теорий для обоснования этих соображений. Кроме того, раздавались решительные голоса "против". Во-вторых, экспериментаторы, занимавшиеся водородом, казалось, уже находились на пороге достижения БЭК, и в действительности нам представлялось весьма вероятным, что если БЭК в принципе возможна, то они опередят нас. Однако наша вера в совершенство нашей технологии все же убедила нас продолжать. С удобными лазерами, работающими в близкой инфракрасной области, с простым оптическим доступом в стеклянную ячейку, находящуюся при комнатной температуре, чувствительность детектирования могла быть доведена до регистрации отдельных атомов. Мы могли делать снимки всего лишь нескольких тысяч захваченных атомов и непосредственно определять их пространственное и энергетическое распределение. Если надо было модифицировать нашу магнитную ловушку, нам требовалось всего несколько часов для намотки и установки новой катушки. Это резко контрастировало с экспериментами по водо-

Осенью 1992 г. у Эрика закончился срок постдокторской позиции и, ознакомившись с рынком вакансий, он согласился занять место в JILA/NIST, эквивалентное должности доцента. Он также решил потратить свои первые деньги, полученные на исследования, на создание новой экспериментальной установки, на которой можно было бы объединить все эти идеи, чтобы убедиться, что испарительное охлаждение работает так, как мы ожидаем. Между тем мы продолжали исследовать возможности увеличения сечения рассеяния в цезии, используя фешбаховский резонанс. В это же время наши расчеты

методом Монте-Карло показали, что для достижения нарастающего испарения необходимо, чтобы в течение времени жизни в ловушке происходило около 150 упругих столкновений. Именно при таком условии интенсивность упругих столкновений будет непрерывно расти по мере понижения температуры, и, следовательно, с понижением температуры испарение будет все более эффективным. Мы также получили разумные оценки для сечений упругих столкновений.

Итак, мы решили, что для получения эффективного испарительного охлаждения, соответствующего нашим ожиданиям, нам надо сконструировать простую квадрупольную ловушку, которая позволила бы за счет очень сильного сжатия значительно увеличить интенсивность столкновений, и снабдить ее хорошей вакуумной системой. Мы понимали, что можно много добиться, создав ловушку с более сильным удержанием, но необходимость иметь при этом удобный оптический доступ в МОЛ, а также возникающие инженерные проблемы предотвращения потерь мощности делали осуществление этого проекта достаточно сложным.

Когда конструируется ловушка для атомов, "ищущих слабое поле", с целью их удержания в объеме с размерами гораздо меньше размеров магнитов, предпочитают использовать поля с линейными градиентами. В этом случае, однако, возникают проблемы, связанные с минимальным значением величины магнитного поля (соответствующим минимуму потенциала пленения), которое оказывается близким к нулю. Этот "нуль" создает "дырку" в ловушке, в которой атомы могут испытывать майорановские переходы [59] и в результате уходить из ловушки. Если же для осуществления захвата использовать квадратичные градиенты магнитного поля, то происходит заметное уменьшение силы захвата. Эта проблема обсуждалась в работе [60]. Мы понимали, что, если атомы станут достаточно холодными, они будут выходить через "дырку" на дне ловушки, но мы решили продолжать работу, чтобы получить испарение, и отложили решение проблемы "дырки" на будущее. Мы также понимали, что даже при успешном осуществлении испарительного охлаждения и решении проблемы с "дыркой" в квадрупольной ловушке, оставался еще вопрос о знаке длины рассеяния, который для обеспечения стабильности протяженного конденсата должен быть положительным.

Во время сбора новой установки Эрик принял решение использовать рубидий. Выполняя оценочные вычисления для определения длины рассеяния, мы считали вполне приемлемым допущение, что длины рассеяния различных изотопов статистически независимы, и рубидий с его двумя стабильными изотопами представляет собой как бы две стороны игральной кости для одной и той же лазерной системы. Поэтому Эрик приобрел диодные лазеры, работающие на длине волны рубидия, но, разумеется, мы сохранили в установке первоначальные диодные лазеры, настроенные на цезий. Длины волн для цезия и двух изотопов рубидия достаточно близки для того, чтобы в большинстве случаев можно было пользоваться одной и той же оптикой. Таким образом, мы сохранили для себя возможность перехода от одного элемента к другому в течение нескольких недель. Вероятность же того, что Природа злонамеренно решит сделать длину рассеяния отрицательной (для обоих уровней сверхтонкой структуры) у всех трех атомов, казалась очень малой.

Прогресс в области холодных столкновений, особенно в экспериментальных и теоретических исследованиях фотоассоциативных столкновений, был настолько быстрым, что когда через несколько лет мы осуществили испарительное охлаждение рубидия до температур, близких к БЭК-переходу, уже были известны с 20-процентной точностью значения для нескольких длин упругого рассеяния. В частности, мы узнали, что длина рассеяния для состояния 2,2 рубидия-87 положительна [61–66].

Наша первоначальная идея использования квадрупольной ловушки заключалась в том, чтобы впрыснуть рубидий в нашу ячейку, из которой мы сможем захватить достаточно большой образец в МОЛ и удерживать его там, а за это время быстро откачать остаточный рубидий, что обеспечит большое время жизни атомов в ловушке. Мы, в частности, постдок Эрика Майк Андерсон, безуспешно потратили много месяцев, убеждаясь, насколько сложно осуществить на практике эту, казалось бы, простую идею. Взаимодействие рубидия с поверхностями из стекла и нержавеющей стали, как будто специально, создавало такие трудности, что мы в конце концов отказались от этой идеи. Мы решили отказаться от незавидной участи — работать при экстремально низком давлении рубидия, изо всех сил пытаясь увеличить число атомов, захваченных в МОЛ из этого крайне разреженного газа и повысить, насколько возможно, интенсивность столкновений для этих относительно немногочисленных атомов. Конечно, это было отступление, но мы уже так долго все испаряли и испаряли, что начали терять терпение! У нас не было ни малейшего желания создавать новую установку только для того, чтобы получить испарение. К счастью, нам удалось найти два ключевых фактора, позволяющих увеличить загрузку МОЛ и повысить плотность. Во-первых, это использование МОЛ с "темным пятном", в которой центр ловушки освещается таким образом, чтобы атомы не возбуждались. Как показал Кеттерле [67], такая методика позволяла значительно увеличить плотность атомов в МОЛ при очень высокой скорости загрузки. Число атомов, которые мы могли загрузить в нашу МОЛ с газовой ячейкой при очень низком давлении рубидия, зависело от превышения скорости загрузки над скоростью потерь. В нашем случае скорость потерь определялась фотоассоциированными столкновениями, которые, как мы обнаружили задолго до этого, были существенным фактором для потерь в МОЛ. Использование геометрии "темного пятна" частично сокращало эти двухчастичные фотоассоциированные потери, поскольку в наших условиях оно приводило к *уменьшению* плотности атомов в МОЛ [68].

Применяя этот подход, мы смогли захватить в МОЛ из очень разреженного газа 10^8 атомов (при этом время жизни в магнитной ловушке было более 100 с). Вторым ключевым фактором стало изобретение сжатой МОЛ (СМОЛ), которая позволяла существенно увеличить плотность атомов в МОЛ на короткое время. Для осуществления этого эффекта после загрузки МОЛ градиент магнитного поля и отстройка лазера резко изменялись для того, чтобы существенно уменьшить многократное рассеяние фотонов. При этом плотность значительно возрастала, и возникали облака, форма которых была гораздо ближе к ожидаемой форме облаков в магнитной ловушке. Это был весьма кратко-

временный эффект, поскольку потери из МОЛ при таких условиях были гораздо больше. Но это было неважно; атомы надо было удержать лишь в течение миллисекунд, необходимых для загрузки в магнитную ловушку [69]. С этими усовершенствованиями и квадрупольной ловушкой, в которой можно получить значительное сжатие, мы смогли, в конце концов, получить испарительное охлаждение в рубидии.

1.2. Первые успехи

Охлаждение при испарении — очень распространенный в природе процесс. Какой бы материальный объект ни охлаждался, атомное ядро или Атлантический океан, скорость естественного испарения и минимальная достижимая температура ограничены определенным фиксированным значением работы выхода для испаряющегося вещества. Для магнитно-плененных атомов такие ограничения отсутствуют, потому что "работой выхода" для них является просто высота самой нижней точки на границе потенциала пленения. Гесс показал [15], что, возмущая магнитное поле ловушки, "работу выхода" ловушки можно сделать произвольно малой. До тех пор, пока сохраняются благоприятные условия для столкновений, не существует нижнего предела температур, достижимых при таком принудительном испарении.

Притчард отметил [70], что испарение было бы удобнее осуществлять, если бы край ловушки определялся условием радиочастотного (РЧ) резонанса, а не просто топологией магнитного поля. Его группа впервые использовала в эксперименте локальные РЧ переходы для селективного перевода магнитно-захваченных атомов натрия с одного зеемановского уровня на другой и таким образом определила их температуру [71]. В нашем эксперименте мы использовали метод Притчарда РЧ поля для селективного испарения.

Мы испытали огромное облегчение, когда испарительное охлаждение предварительно лазерно-охлажденных атомов, захваченных в магнитную ловушку, наконец, заработало так, как мы ожидали на протяжении многих лет. К сожалению, оно работало именно так, как мы ожидали, но не лучше. Атомы охлаждались до температур около 40 мК, а затем исчезали (как раз при той температуре, которую мы получили в наших оценках) через "дырку" в основании квадрупольной ловушки. Эрик выдвинул идею, которая позволила решить эту проблему. Предложенная им ловушка нового типа требовала относительно небольшой модификации нашей установки и поэтому была быстро реализована. Это была так называемая ТОР-ловушка (от англ. time orbiting potential), в которой к квадрупольному полю было добавлено слабое вращающееся магнитное поле [60]. Оно заставляло нулевую точку магнитного поля перемещаться по орбите быстрее, чем атомы могли успевать за ней. Это было идеальное решение нашей проблемы.

Майк Андерсон, другой постдок Вольфганг Петрич (рис. 5) и аспирант Джейсон Эншер быстро собрали эту установку. Их работу стимулировало то, что уже несколько других групп получили (или были близки к этому) испарительное охлаждение щелочных газов с целью достижения БЭК. ТОР-ловушка работала хорошо, и образцы охлаждались до гораздо более низких температур, даже слишком низких, чтобы мы могли их надежно измерить. Тогда мы измеряли темпе-

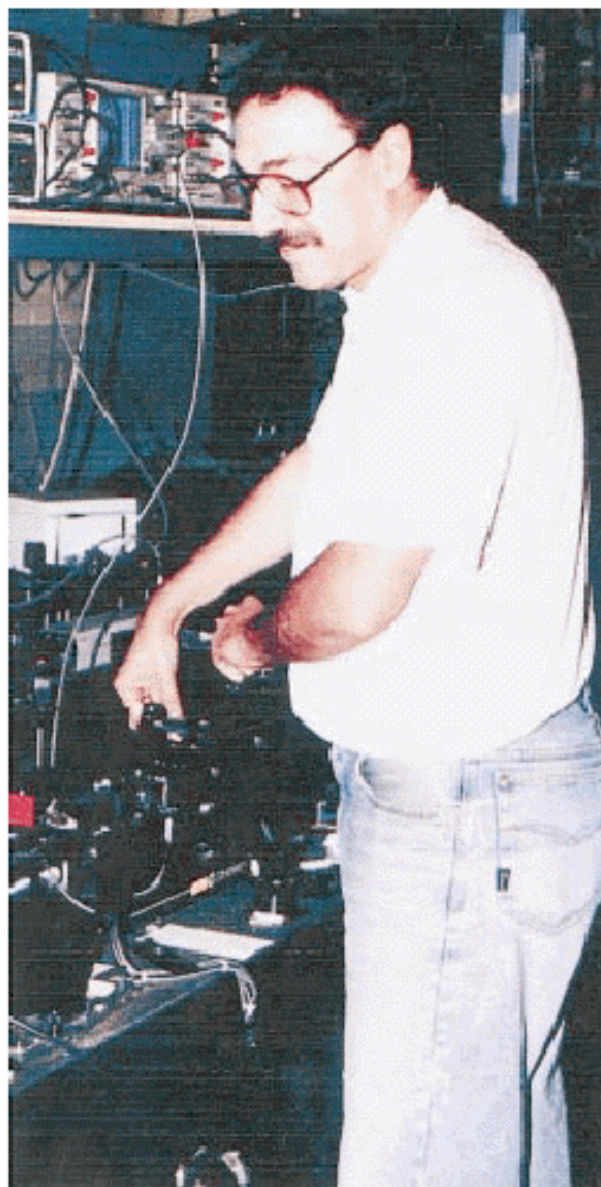


Рис. 5. Вольфганг Петрич работает на установке СМОЛ.

ратуру просто наблюдая за размерами облака в магнитной ловушке: при понижении температуры размеры облака уменьшаются. Но теперь мы достигли уже столь низких температур, что размер облака сравнялся с пределом разрешающей способности оптической системы. Мы видели значительные изменения формы изображения, когда облака становились очень маленькими. Известно, однако, что разнообразные эффекты дифракции и абберации могут сильно исказить изображение, если размер образца составляет всего несколько длин волн. Поэтому наша реакция на эти изменения была достаточно сдержанной. Мы понимали, что для получения осмысленных результатов необходимо иметь более надежную диагностику. В этом нам помог наш богатый опыт изучения различных захваченных облаков в течение многих лет. Мы уже понимали значение выключения магнитной ловушки, которое позволяло облаку расширяться, а изображение расширяющегося облака позволяло измерять распределение импульсов атомов в ловушке. Поскольку ловушка была гармонической, рас-



Рис. 6. Слева направо: Майк Андерсон, Дебби Джин, Майк Мэттьюз и Джейсон Эншер радуются результатам одного из первых экспериментов по БЭК.

пределение импульсов и первоначальное распределение плотности были почти взаимозаменяемыми. К сожалению, когда магнитное поле выключалось, атомы не только разлетались в стороны, но еще и падали вниз под действием гравитации. Мы обнаружили, что атомы исчезали из поля зрения микроскопа до того, как происходило заметное расширение облака. В результате мы дополнили нашу установку соленоидом, кото-

рый создавал достаточный градиент магнитного поля, чтобы компенсировать влияние гравитации и при этом минимизировать любые искажения баллистических траекторий разлетающихся атомов.

Андерсон, Эншер и новый аспирант Майк Мэттьюз (рис. 6) остались в лаборатории на уикэнд для установки "антигравитационной" катушки и после дополнительных испытаний методом "проб и ошибок" в течение еще одного-двух дней получили новую конфигурацию регулируемого магнитного поля. К 5 июня 1995 г. новая техника уже хорошо работала, и мы начали наблюдать теперь уже значительно расширенные облака. К нашей радости, когда атомы охладились до состояния, которое, согласно оценкам, соответствовало БЭК, почти сразу же появилось долгожданное двухкомпонентное распределение (рис. 7). Радость была омрачена опасением, что после столь долгих лет ожидания двухкомпонентного облака как характерного признака БЭК мы, возможно, обманываем сами себя.

Почти с самого начала исследования БЭК было понятно [72], что, когда образец начинает переходить в состояние конденсации, должен появиться пик в распределении плотностей и импульсов, соответствующий макроскопическому заселению основного состояния. Он должен был выглядеть как высокая компонента распределения над гораздо более широким тепловым распределением несконденсированных атомов. Это был тот самый признак, который мы надеялись увидеть с первых дней ожидания БЭК. Размер БЭК-компоненты в этих первых наблюдениях был чуть лучше, чем надо, чтобы

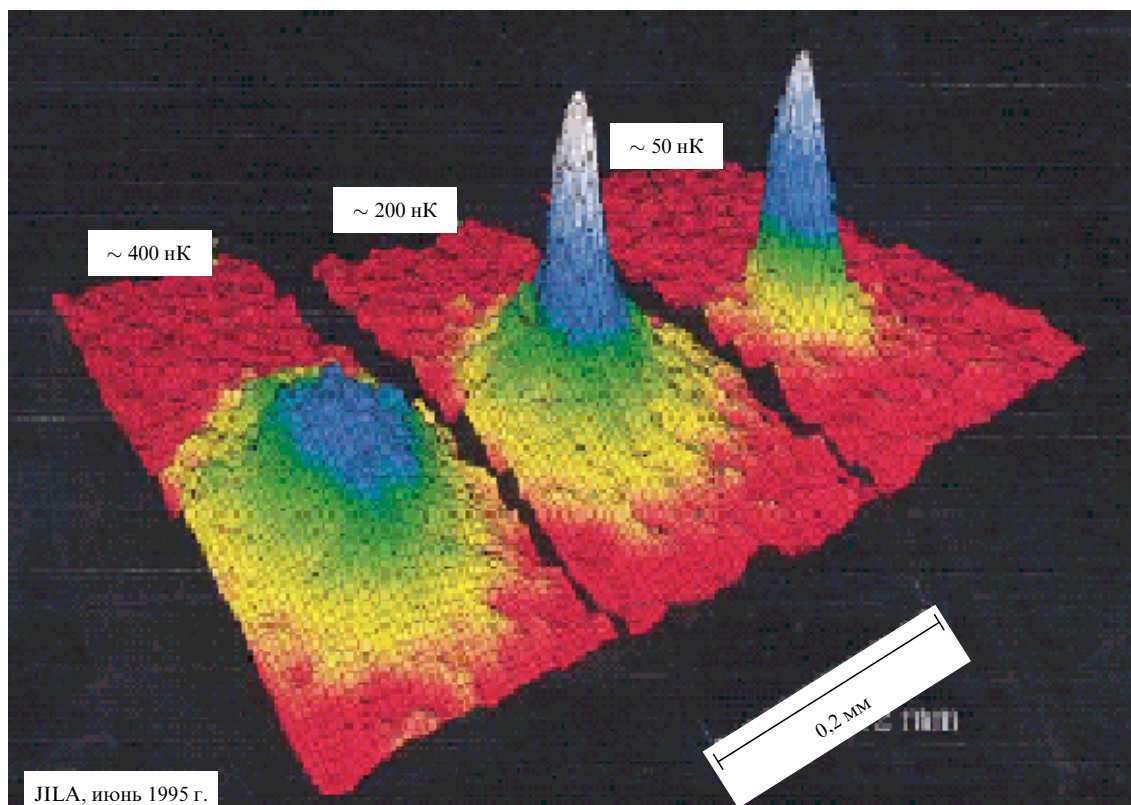


Рис. 7. Три распределения плотности расширенных облаков атомов рубидия для трех различных температур. Появление конденсата видно на среднем снимке как узкий пик в распределении. На правом снимке почти все атомы образца находятся в конденсате. Исходные экспериментальные данные представляли собой двумерные черно-белые теневые изображения. Затем они были преобразованы к трехмерному виду и снабжены изолиниями плотности.

это было правдой. К этому времени было известно, что трехчастичная рекомбинация в конденсате с достаточно высокой плотностью должна быть более интенсивной, чем в менее плотном несконденсированном газе. Из оценок, выполненных для водорода, следовало, что из-за этого сконденсированная компонента не может содержать более нескольких процентов атомов образца. Интенсивность трехчастичных столкновений для щелочных атомов тогда была совершенно неизвестна, но по результатам для водорода казалось разумным ожидать, что конденсатная компонента может составлять лишь небольшую часть всего образца. Но в наших первых опытах мы увидели, что она составляет почти 100%! В свете распространенного мифа о недостижимости БЭК, который создавался на протяжении многих лет, наши результаты казались слишком хорошими, чтобы быть правильными. Из нашего многолетнего опыта в экспериментальной физике мы знали, что если результат кажется слишком хорошим, чтобы оказаться правильным, то в большинстве случаев так оно и есть! Мы опасались, что в порыве энтузиазма перепутали долгожданную БЭК с каким-то артефактом нашей системы получения изображения.

Однако наши тревоги по поводу возможного самообмана быстро и почти полностью развеялись, благодаря наличию анизотропии БЭК-облака. Она является весьма специфическим признаком БЭК, достоверность которого в наших глазах сильно возросла по той причине, что сначала мы заметили его в эксперименте и только потом поняли его значение, а не наоборот. Это была отчасти случайность, что в ВОП-ловушке возник заметно анизотропный потенциал, поскольку мы не оценили его достоинства, пока не увидели БЭК. Обычный неохлажденный газ (в пределе слабых столкновений), захваченный анизотропным потенциалом, после освобождения разлетается изотропно. Этого требует теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Однако БЭК представляет собой квантовую волну и поэтому ее распространение подчиняется волновому уравнению. В направлениях большего сжатия расширение будет происходить более интенсивно, в соответствии с принципом неопределенности. БЭК-компонента нашего двухкомпонентного распре-

ления обнаруживала именно такую анизотропию, а более широкая "несконденсированная" компонента этого же образца в то же самое время и при использовании одной и той же системы формирования изображения оставалась абсолютно изотропной (как показано на рис. 8), что явилось неоспоримым подтверждением образования долгожданного бозе-эйнштейновского конденсата.

По случайному совпадению, в течение нескольких недель после описанных экспериментов должны были состояться три международных конференции, на которых мы предполагали рассказать о наших работах по поиску БЭК [74]. Почти все специалисты в данной области присутствовали, по крайней мере, на одной или двух из этих конференций, и представленные нами данные оказались достаточно убедительными, чтобы даже наиболее скептически настроенные из них признали, что мы действительно наблюдали БЭК. Это всеобщее согласие, по-видимому, ускорило рецензирование и публикацию наших результатов.

На нашей первой установке с ТОР-ловушкой мы могли получать так называемый "чистый конденсат" из нескольких тысяч атомов. Под "чистым конденсатом" мы понимаем такое состояние, когда почти все атомы находятся в конденсированной части образца. Такие образцы легко могут быть доведены до размеров, достаточных для получения изображения. В течение нескольких месяцев после первого наблюдения мы занимались усовершенствованием нашей установки, пока не довели ее до необходимого уровня надежности, чтобы получать воспроизводимые образцы конденсата. Это позволило провести первую серию экспериментов по изучению свойств конденсата. Особо следует отметить исследования возбуждений конденсата, которые обсуждаются ниже.

Хотя к 1995 и 1996 гг. мы смогли провести несколько важных экспериментов по БЭК с нашей первоначальной ТОР-ловушкой, еще в 1994 г., задолго до первого наблюдения конденсата, мы поняли ограничения установки с одной ячейкой. Наши попытки модулировать давление паров рубидия оказались не очень успешными, что заставило нас использовать стационарный режим давления. Выбор величины рабочего давления паров

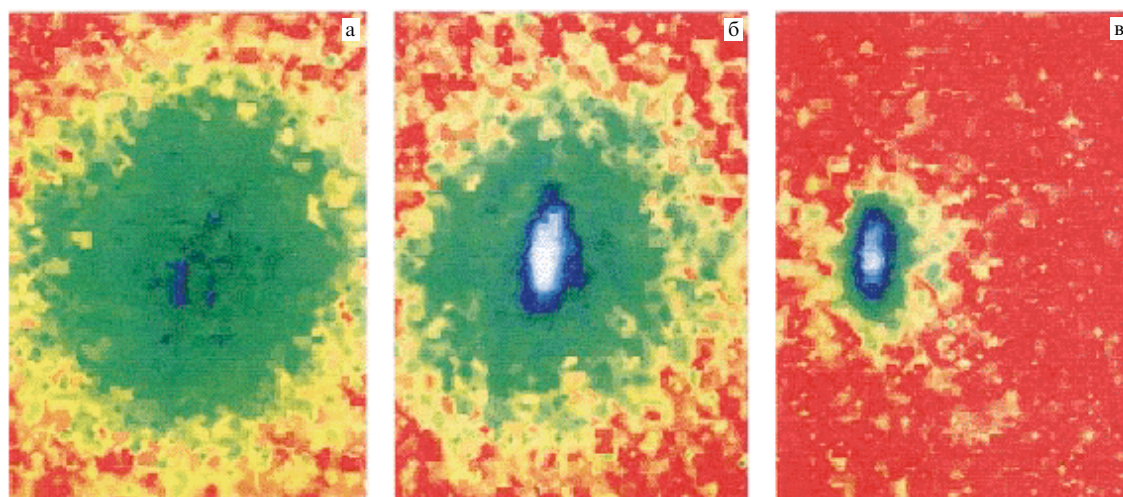


Рис. 8. Три распределения, представленные на рис. 7 (вид сверху) [73]. Ясно видно, что конденсат на рис. б и в имеет эллиптическую форму.

представлял собой компромисс между желанием заполнить ячейку МОЛ возможно большим числом атомов и необходимостью удерживать их в магнитной ловушке как можно дольше. Установка с одной ловушкой вынудила нас пойти еще на один компромисс, на этот раз касающийся размеров стеклянной ячейки. Лазерные лучи МОЛ входят в ячейку через гладкий, плоский участок поверхности ячейки. Чем больше стеклянная ячейка, тем шире могут быть лазерные пучки и тем больше атомов мы можем собрать в МОЛ из фоновых газов, находящегося при комнатной температуре. С другой стороны, чем меньше стеклянная ячейка, тем меньше радиусы магнитных катушек, которые наматываются снаружи на ячейку и тем эффективнее пленение в магнитной ловушке. Ганс Ронер из специализированной мастерской JILA [75] научился делать стеклянные ячейки с минимальной нерабочей поверхностью. Но даже если зазор между внутренним диаметром магнитной катушки и внешним диаметром окон из бесцветного стекла был минимальным, мы все равно сталкивались с необходимостью выбора оптимальных размеров ячейки.

Поэтому в 1994 г., продолжая продвигаться по направлению к БЭК с помощью нашей первоначальной ВОП-ловушки с одной ячейкой, мы начали разрабатывать новую технологию, при которой можно было бы избежать этого мучительного выбора. Этот подход представлял собой модифицированный вариант нашей старой схемы многократной загрузки из МОЛ в магнитную ловушку отдельными импульсами накачки в вакуумной камере. Ранее мы отказались от него по той причине, что не удавалось переводить атомы из МОЛ в магнитную ловушку без потерь в фазовой плотности. В магнитной ловушке отсутствовала диссипация, которая могла бы компенсировать слишком жесткие или слишком мягкие импульсы перехода атомов из одной ловушки в другую. Это заставило нас осознать важность наличия диссипации во второй ловушке, и в результате мы пришли к системе, в которой атомы захватывались в МОЛ с большой ячейкой при достаточно высоком давлении паров рубидия и затем переводились по небольшой трубке во вторую МОЛ с малой ячейкой и низким давлением. Это устраняло недостатки предыдущей системы и сохраняло преимущества многократной загрузки — получение гораздо большего числа захваченных атомов в режиме низкого давления. Метод работал хорошо, особенно, когда мы обнаружили, что обыкновенные полоски пластичного магнитного материала "из холодильника", расположенные вблизи внешней поверхности трубки соединяющей две ловушки, прекрасно удерживают атомы при переводе из одной ловушки в другую [58].

В этой системе, используя недорогие маломощные диодные лазеры, мы могли получать в сто раз больше атомов в магнитной ловушке, чем в нашей ТОР-ловушке с одной ячейкой, и удерживать их там в течение гораздо большего времени; в двойной МОЛ системе мы наблюдали времена жизни в ловушке вплоть до 1000 секунд. Эта система начала работать в 1996 г., от предшествующих установок ее отличала необыкновенная простота получения БЭК [76]. В первых экспериментах по БЭК было необходимо все тщательно оптимизировать, чтобы возникли необходимые условия для нарастающего испарительного охлаждения и, следовательно, БЭК. В системе с двойной МОЛ имелся запас на порядки

величин. Это не только позволяло нам на регулярной основе получать чистые конденсаты, состоящие из миллионов атомов, но также означало, что мы могли теперь обходиться без оптической конфигурации "темного пятна", требующей трудоемкой юстировки. Мы могли теперь гораздо меньше заботиться также и о многих других аспектах эксперимента.

Первой магнитной ловушкой, которую мы использовали с двойной МОЛ, была не ТОР-ловушка, а наша старая "бейсбольная" ловушка системы Иоффе–Притчарда. "Бейсбольная" ловушка является дополнительной к ТОР-ловушке — каждая из них имеет свои уникальные возможности. Например, геометрию потенциала ТОР-ловушки можно изменять в широких пределах, в то время как область изменения полей постоянного тока существенно ограничена. В противоположность этому, геометрию "бейсбольной" ловушки можно изменять лишь незначительно, зато статическое отклоняющее поле можно с легкостью изменять на сотни гаусс. Таким образом, когда в 1996 г. мы усовершенствовали первоначальную БЭК-установку, введя в нее сдвоенную МОЛ, мы предпочли ТОР-ловушку. Как будет разъяснено ниже, каждый из этих вариантов удобен для экспериментов определенного типа.

Сдвоенная МОЛ позволила нам регулярно получать конденсаты с миллионами атомов весьма надежным способом как в ТОР-ловушке, так и в "бейсбольной" магнитной ловушке. Это оказалось полезным для проведения большого числа экспериментов с конденсатами в период с 1996 г. по настоящее время. Ниже мы приведем описание некоторых из них, самых любимых.

2. Наши любимые эксперименты

2.1. Коллективные возбуждения

В этом разделе под "возбуждениями" мы будем понимать "когерентные флуктуации в распределении плотности". Два важных соображения привели нас к исследованию возбуждений в БЭК разреженных газов. Во-первых, предполагалось, что БЭК — это сверхтекучая жидкость, а свойства сверхтекучей жидкости определяются ее динамическим поведением. Изучение возбуждений — естественный первый шаг в исследовании динамического поведения. Во-вторых, в экспериментальной физике прецизионные измерения — это почти всегда измерения частоты, и простейший путь изучения эффекта с большой точностью — это обнаружение наблюдаемой частоты, чувствительной к данному эффекту. В случае БЭК разреженного газа наблюдаемая частота возбуждений плотности типа стоячих волн является чувствительным тестом для исследования роли взаимодействий.

Наблюдения возбуждений в БЭК с помощью визуализации расширяющегося облака разрушающим методом впервые провели Джейсон Эншер, Майк Мэттью и постдок (в то время) Дебби Джин [77]. При температуре, близкой к абсолютному нулю, облако когерентно возбуждается (см. ниже) и захватывается в ловушку на определенное время, затем ему позволяют быстро расширяться и получают изображение с помощью поглощения. Повторяя эту процедуру много раз с различными временами удержания, можно записать временную эволюцию профиля плотности конденсата. Из этих данных

можно извлечь частоты колебаний и скорость затухания. В осесимметричных ловушках возбуждения характеризуются проекцией углового момента на ось ловушки. Возмущения плотности, вызванные возбуждением нижних мод $m = 0$ и $m = 2$, можно рассматривать как колебания линейных размеров конденсата. На рисунке 9 показана ширина осциллирующего конденсата как функция времени пленения.

Частотно-селективный метод управления возбуждениями состоит в модуляции потенциала ловушки на резонансной частоте возбуждения [77]. Экспериментально это можно осуществить, если добавить слабую переменную компоненту к току в магнитных катушках. В ТОР-ловушках достаточно удобно независимо модулировать три члена второго порядка в поперечном потенциале. Контролируя относительные фазы этих модуляций, можно получать возбуждения, обладающие симметрией мод $m = 0$, $m = 2$ или $m = -2$.

Имеется множество теоретических работ по возбуждениям. Обзор некоторых из них дан в [78]. Все нуль-температурные эксперименты по слабым возбуждениям, опубликованные до настоящего времени, удалось удачно промоделировать теоретически. Количественное согласие оказалось в целом очень хорошим. Небольшие отклонения могут быть объяснены экспериментальными погрешностями, связанными с нарушением условий $T = 0$ и малости амплитуды возбуждения.

Описанная экспериментальная методика измерения возбуждений была затем модифицирована для случая ненулевых температур [79]. Было ясно продемонстрировано, что частота возбуждений конденсата зависит от температуры, а для скорости затухания наблюдается сильная температурная зависимость. Эта работа очень важна, поскольку она относится к малоизученной низко-

температурной физике взаимодействующих конденсатов. Связь с теорией [80–82] остается здесь в какой-то степени предположительной. Скорости затухания, которые, согласно наблюдениям, приблизительно линейно изменяются с температурой, были объяснены в терминах затухания Ландау [83, 84]. Частотные сдвиги трудно объяснить, в значительной мере потому, что полученные к настоящему времени данные относятся к неудобному для теоретиков промежуточному режиму: облако несконденсированных атомов не является столь разреженным, чтобы можно было полностью пренебречь его влиянием на конденсат, но оно и не столь плотно, чтобы рассматривать его в "гидродинамическом (ГД) режиме". Здесь под ГД режимом мы понимаем ситуацию, когда классическая длина свободного пробега в равновесном облаке гораздо меньше любого из его характерных размеров. В противоположном случае "бесстолкновительного режима" при описании наблюдаемых флуктуаций плотности как "коллективных мод" возникают принципиальные трудности. В недавних теоретических работах было высказано предположение, что хорошее согласие с экспериментом может быть достигнуто при корректном учете роли механизма возбуждения [85, 86].

2.2. Двухкомпонентные конденсаты

Как упоминалось выше, система с двойной МОЛ позволяла получать конденсаты даже при довольно небрежном отношении к некоторым параметрам эксперимента. Один из таких параметров — это спин, который имеют атомы при накачке, до того как они будут захвачены в магнитную ловушку. Однажды, когда наш аспирант Крис Майяйт занимался подготовкой эксперимента по испарительному охлаждению, он с удивлением заметил, что в ловушке как будто появились два различных облака конденсата. Они были расположены приблизительно в тех местах, где можно было ожидать появление облаков со спиновыми состояниями 2, 2 и 1, –1. Нам это казалось невозможным, потому что атомы в этих состояниях должны претерпевать столкновения с изменением спина. Это должно было приводить к их освобождению из ловушки, поскольку сечения рассеяния со спиновым обменом считались достаточно большими. После детальных дополнительных исследований, в попытках понять, что за странный побочный эффект может быть причиной изображения двух облаков конденсата, мы пришли к заключению, что это должны быть именно эти два спиновых состояния. По удивительному совпадению фазовые сдвиги для триплета и синглета одинаковы, и поэтому при сверхнизких температурах столкновения с обменом спина для ^{87}Rb подавляются на 3–4 порядка величины! Подавление столкновений означало, что могут сосуществовать конденсаты с различными атомными спинами и что можно изучать их взаимодействие. Ранее мы показали [76], что можно сначала с помощью испарительного охлаждения получить один спиновый образец БЭК и, используя его как охлаждающую жидкость, заморозить второе спиновое состояние. Мы также доказали, что эти два конденсата взаимодействуют и отталкиваются друг от друга только за счет малого перекрытия, хотя они и представляют собой очень разреженные газы.

Эти первые эксперименты побудили нас наметить обширную программу исследований двухкомпонентных конденсатов. После уже описанных измерений Майяйта

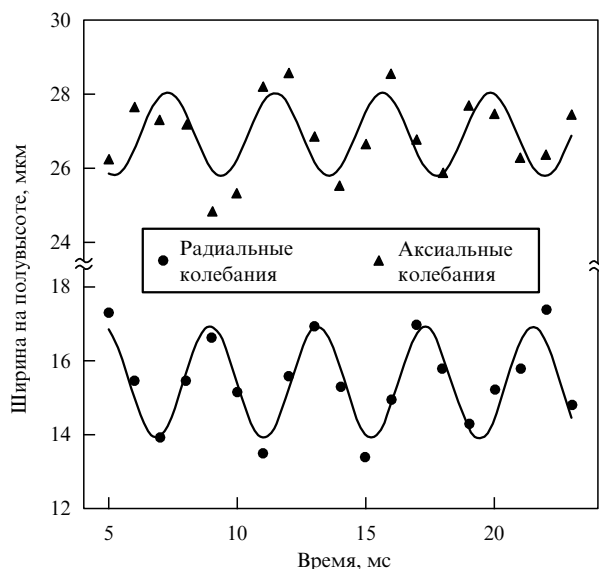


Рис. 9. Возбуждения при нулевой температуре (из работы [77]). Слабая модуляция с $m = 0$ потенциала пленения магнитной ловушки применялась к конденсату из 4500 атомов с радиальной частотой ловушки 132 Гц. После этого в свободном отклике конденсата проявляются радиальные колебания. Одновременно наблюдалась индуцированная модуляция аксиального размера со сдвигом фазы приблизительно на 180° . Частота возбуждений определялась как частота синусоиды, аппроксимирующей периодические изменения ширины свободно осциллирующего облака.

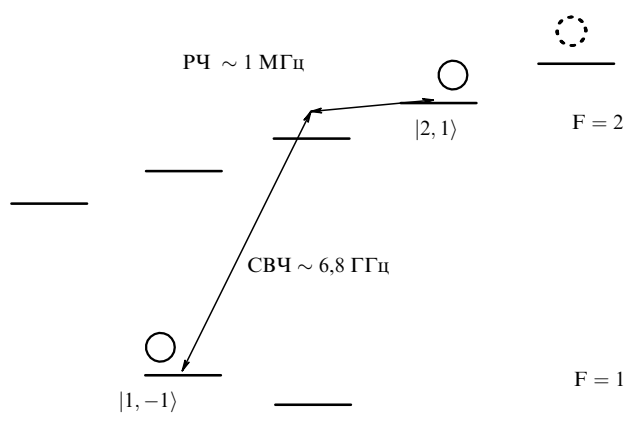


Рис. 10. Схема энергетических уровней для основного электронного состояния ^{87}Rb . Первыми были получены конденсаты в состоянии 2, 2. Затем было обнаружено сосуществование состояний 2, 2 и 1, -1. В последующих исследованиях мы создавали конденсаты в состоянии 1, -1 и затем возбуждали их в состояние 2, 1, используя двухфотонный (СВЧ+РЧ) переход.

[76] эксперименты по данной теме проводил постдок Дэвид Холл. В этой работе мы сконцентрировали внимание на состояниях 1, -1 и 2, +1 (рис. 10), поскольку их можно преобразовать друг в друга когерентным образом с помощью двухфотонных (микроволнового плюс радиочастотного) переходов. К тому же они

имеют почти одинаковые магнитные моменты и, следовательно, "видят" почти одно и то же потенциальное поле ловушки [87].

Когда двухфотонное облучающее поле выключено, спонтанные переходы между этими двумя спиновыми состояниями практически отсутствуют, и, более того, полученное оптическое изображение позволяет легко отличить их друг от друга, поскольку разность их энергий (6,8 ГГц) существенно больше ширины линии возбужденного состояния. В этом случае динамику конденсата можно рассматривать как динамику двух независимых квантовых жидкостей в одной ловушке. Небольшие отличия в длинах рассеяния приводят к тому, что в пределе эти две жидкости стремятся к пространственному разделению (по крайней мере, в неоднородном потенциале), однако характерная длина препятствующего этому разделению взаимодействия между ними достаточно велика, поэтому в равновесной конфигурации имеется значительное перекрытие двух конденсатов [88, 89]. С другой стороны, присутствие близкого к резонансу двухфотонного управляющего поля эффективно делает их энергетические уровни достаточно близкими друг к другу: при резонансе соответствующие "одетые" энергетические уровни отличаются только на эффективную частоту Раби двухфотонного процесса. В этом предельном случае можно в каком-то смысле считать, что конденсат описывается двухуровневым спинорным полем [90, 91].

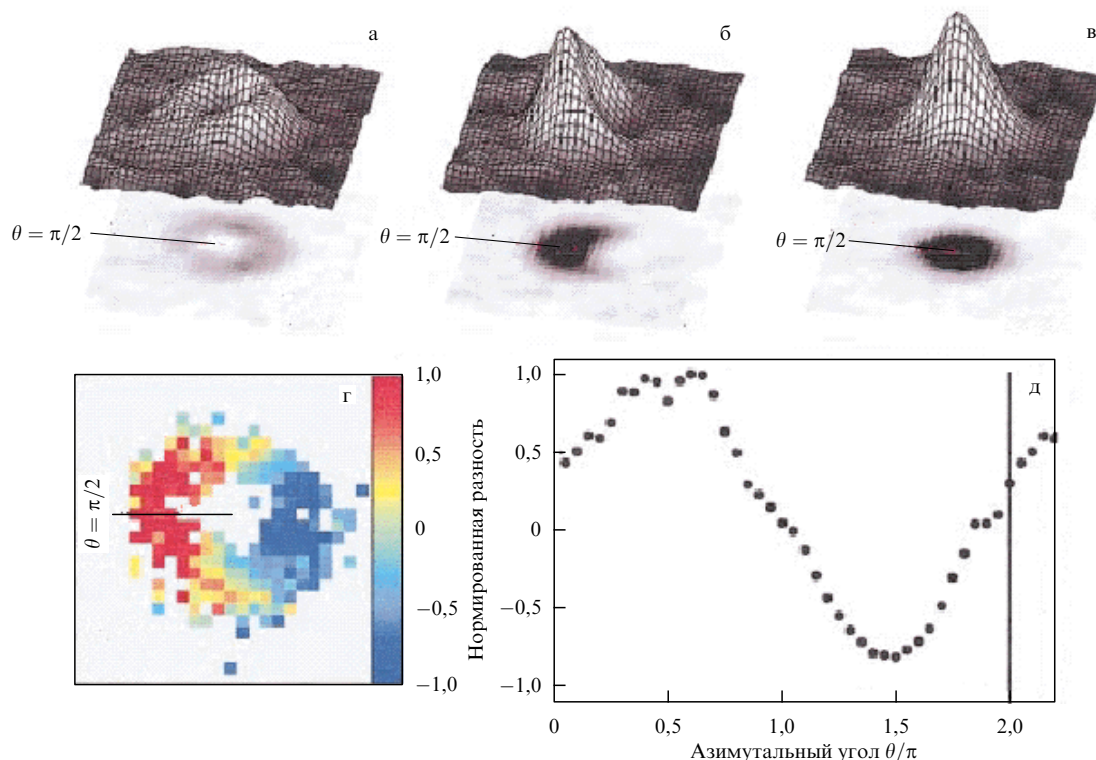


Рис. 11. (Из работы [92].) Изображения, на которых впервые был обнаружен вихрь конденсата и результаты измерения его фазы как функции азимутального угла. (а) Распределение плотности атомов в верхнем состоянии сверхтонкой структуры после того, как атомы переведены в это состояние с образованием вихря. (б) То же состояние после облучения $\pi/2$ -импульсом, перемешивающим верхнее и нижнее состояния сверхтонкой структуры, что дает интерферограмму, показывающую распределение фазы в верхнем состоянии. (в) Конденсат в нижнем состоянии сверхтонкой структуры образует вихрь, который, интерферируя с состоянием (а), дает изображение, показанное на рис. б. (г) Цветная картина распределения разности фаз, соответствующая рис. б. (д) Среднее радиальное значение разности фаз в зависимости от азимутального угла на рис. г. Приведены также данные для значений азимутального угла больше 2π , чтобы проиллюстрировать непрерывность изменения разности фаз по окружности. Видно, что облако на рис. а имеет набег фазы 2π , типичный для квантового вихря с единичным угловым моментом.

С этой системой мы прошли большой путь и продолжаем исследовать ее свойства по сей день. Один из наших наиболее эффектных экспериментов с двухуровневым конденсатом — это создание квантовых вихрей, которое можно было бы назвать примером конструирования волновой функции. В этом эксперименте мы использовали оба аспекта двухуровневой системы: "различимые жидкости" и "спиновый газ". Получив сначала почти сферическое облако атомов в нижнем спиновом состоянии, мы облучали его двухфотонным возбуждающим полем в течение 100 мс. В это же время мы облучали атомы нерезонансным лазерным пучком, интенсивность которого изменялась как во времени, так и в пространстве. Лазерный пучок был довольно далек от резонанса, и сам по себе не мог вызвать переходы конденсата из одного состояния в другое, но созданный им динамический штарковский сдвиг был достаточно велик, чтобы оказать влияние на резонансные свойства двухфотонного управления. Детали этой схемы описаны в [92, 93]. В результате атомы вблизи центра сферического облака оставались невозмущенными, а атомы в "экваториальном поясе" переходили в верхнее спиновое состояние. Этот переход вызывает также изменение квантовой фазы от 0 до 2π , так что к моменту выключения возбуждающего поля атомы на верхнем спиновом уровне оказывались в вихревом состоянии с единичным квантом циркуляции (рис. 11). Атомы, находящиеся в центре образца, при этом не испытывали вращения и служили только признаком местонахождения ядра вихря (как кусочек красного перца в фаршированной оливке). Эти центральные атомы можно, в свою очередь, удалить, при этом атомы, находящиеся на верхнем спиновом уровне, окажутся в конфигурации полого вихря, динамические свойства которого, как показали постдок Брайан Андерсон и аспирант Пол Хальян, практически такие же, как у заполненного вихря [94].

2.3. Когерентность и распад конденсата

Одним из наших особенно любимых экспериментов было просто наблюдение за исчезновением конденсата [95]. Этот эксперимент привлекателен сочетанием присущей ему простоты с очень важными выводами, которые из него следуют. Хотя было уже хорошо установлено, что в зависимости от условий, конденсаты живут в течение некоторого конечного времени, от долей секунды до нескольких секунд, никто не знал, что представляет собой процесс, ответственный за потери атомов из конденсата. Чтобы выяснить это, наши сотрудники Крис Майятт, Рич Грист и Эрик Бёрт, получив обычным образом конденсат, внимательно наблюдали, как с течением времени изменяется число атомов в конденсате и его форма. Из этих данных следовало, что интенсивность потерь изменяется как плотность в кубе и, следовательно, механизм потерь должен быть связан с трехчастичными столкновениями. Это было как раз то, что мы ожидали, но всегда приятно получить подтверждение ожидаемого. В процессе этих измерений мы также определили константу скорости трехчастичной рекомбинации, и это было более интересно. Хотя эти константы до сих пор не удается точно вычислить, уже давно было предсказано [96], что они должны зависеть от когерентных свойств волновой функции. В обычном неохлажденном газе имеются флуктуации плотности, и трехчастичная рекомбинация

преимущественно происходит в местах высокой плотности. Если же имеется когерентность более высокого порядка, которая существует, например, в таком макроскопически заселенном квантовом состоянии, как одномодовый лазер, или, как было предсказано, должна существовать в бозе-эйнштейновском конденсате разреженного газа, таких флуктуаций плотности быть не должно. На этом основании было сделано предположение, что константа скорости трехчастичной рекомбинации в БЭК должна быть в $3!$ (т.е. в 6 раз) меньше, чем для таких же атомов в неохлажденном газе. Занятно, что этот довольно-таки заурядный столкновительный процесс может быть использован для исследования квантовых корреляций и когерентности таким простым способом. После определения констант скоростей трехчастичной рекомбинации в конденсате мы повторили измерения на очень холодном, но несконденсированном образце. В этих экспериментах был получен предсказанный множитель 6 (фактически, $7,4 \pm 2,6$), что подтвердило высокую степень когерентности конденсата [95].

2.4. Фешбаховские резонансы

В 1992 году Эрик Корнелл и Крис Монро пришли к мысли, что дипольные столкновения с переворотом спина при сверхнизких температурах могут необычным образом зависеть от магнитного поля (как это поясняется в разделе 3). Имея это в виду, мы попросили Будвайна Верхаара теоретически оценить эту зависимость для столкновений между атомами, находящимися в нижнем спиновом F-состоянии. Когда он проделал эти вычисления, то обнаружил [97] резкие резонансы в зависимости сечений столкновений от магнитного поля, которые теперь называют фешбаховскими резонансами, так как они аналогичны резонансам рассеяния, которые были описаны Германом Фешбахом для ядерных столкновений. Хотя это происходило за несколько лет до того, как были получены конденсаты, Верхаар сразу понял, что эти резонансы позволят управлять длинами s-волнового рассеяния и, тем самым, изменять как сечения упругих столкновений, так и энергию межатомного взаимодействия в конденсате.

В 1992 году мы надеялись, что фешбаховские резонансы дадут нам способ получения очень больших сечений упругих столкновений, что усилило бы испарительное охлаждение. С этой целью мы пытались искать фешбаховские резонансы сначала в цезии, а затем, при участии постдока Нейта Ньюбери, в рубидии. В этих экспериментах мы, действительно, получили сечения упругого рассеяния [54, 55], но не смогли обнаружить узкие (шириной в несколько гаусс) резонансы в диапазоне порядка тысячи гаусс, выражающем неопределенность теоретических предсказаний того времени.

Однако к 1997 г. ситуация резко изменилась. Огромное количество работ по холодным столкновениям, исследования БЭК и прогресс в теории позволили получить более точные значения потенциалов межатомного взаимодействия. Поэтому мы были совершенно уверены, что в рубидии-85 с большой вероятностью должен быть достаточно широкий фешбаховский резонанс с шириной 150 Гс при точности 20–30 Гс. Это соответствовало величине отклоняющего поля, удобной для управления нашей "бейсбольной" магнитной ловушкой. Поэтому мы вновь обратились к фешбаховским резонансам, в надежде, что теперь мы сможем

использовать их для создания БЭК с заданным взаимодействием.

Стало ясно, что наступило время фешбаховских резонансов. В течение одного года Кеттерле [98] обнаружил резонанс в натрии, проявлявшийся в усилении распада БЭК, Дан Хейнзен [99] зарегистрировал фешбаховский резонанс при фотоассоциации в ^{85}Rb , наша группа [100] (при активном участии студентов Джека Робертса и Нила Клауссена) обнаружила такой же резонанс в сечениях упругого рассеяния, а Чу [101] наблюдал фешбаховские резонансы в цезии. Однако наши ожидания, что получить конденсат в ^{85}Rb будет так же просто или даже проще, чем в ^{87}Rb , и управлять этим конденсатом с помощью фешбаховского резонанса, оказались, к сожалению, слишком наивными. Из-за усиления интенсивности "плохих" столкновений под влиянием фешбаховского резонанса это оказалось более сложным и могло быть осуществлено только с помощью усложненного и ненадежного варианта испарительного охлаждения. Тем не менее, когда мы нашли правильный вариант и охладили атомы до 3 нК, мы смогли получить чистый конденсат в ^{85}Rb , содержащий 16000 атомов [102].

Длину рассеяния для таких конденсатов затем можно было легко подобрать, изменяя магнитное поле на несколько гаусс в окрестности фешбаховского резонанса [103]. Это открыло путь к широкому кругу возможных экспериментов, начиная от изучения неустойчивости конденсата, возникающей в случае, когда межатомное взаимодействие имеет еще характер притяжения (отрицательная длина рассеяния), до исследования эволюции корреляций в волновой функции, когда взаимодействие усиливается и становится отталкивательным. В этих экспериментах мы нашли новый подход к исследованию таких необычных объектов, как молекулярные конденсаты и к изучению свойств квантовых жидкостей, в которых имеет место высокая степень корреляции. Здесь мы рассказываем о нескольких самых последних экспериментах по БЭК, но почти все наши эксперименты с этой системой приводили к ярким и неожиданным результатам. Так что весь спектр интересных экспериментов с конденсатами, которые до сих пор не проводились, очевидно, далеко не исчерпан.

В первом из экспериментов по фешбаховским резонансам наши студенты Джейк Робертс, Нил Клауссен и постдок Симон Корниш резко изменили магнитное поле и получили отрицательную длину рассеяния. Мы увидели, как и ожидалось, что конденсат стал неустойчивым и "коллапсировал", потеряв большое число атомов [102]. Динамика коллапса оказалась очень интересной. Сначала конденсат слегка сжался, а затем произошел взрыв, при котором значительная часть атомов разлетелась в разные стороны [104]. Кроме того большая часть атомов просто исчезла; по-видимому, они получили очень большую энергию или образовали недетектируемые молекулы. По завершении взрыва осталось лишь небольшое холодное стабильное облачко. Этот процесс иллюстрируется на рис. 12. Поскольку он напоминает взрыв ядра сверхновой (только в значительно более низком энергетическом масштабе), мы назвали его взрывом "бозе-новой". Сейчас публикуется много теоретических работ по моделированию этого процесса и уже наметился некоторый прогресс. Однако пока еще отсутствуют точные оценки энергии и анизотропии в распределении атомов при взрыве, а также доли исчезнувших атомов и

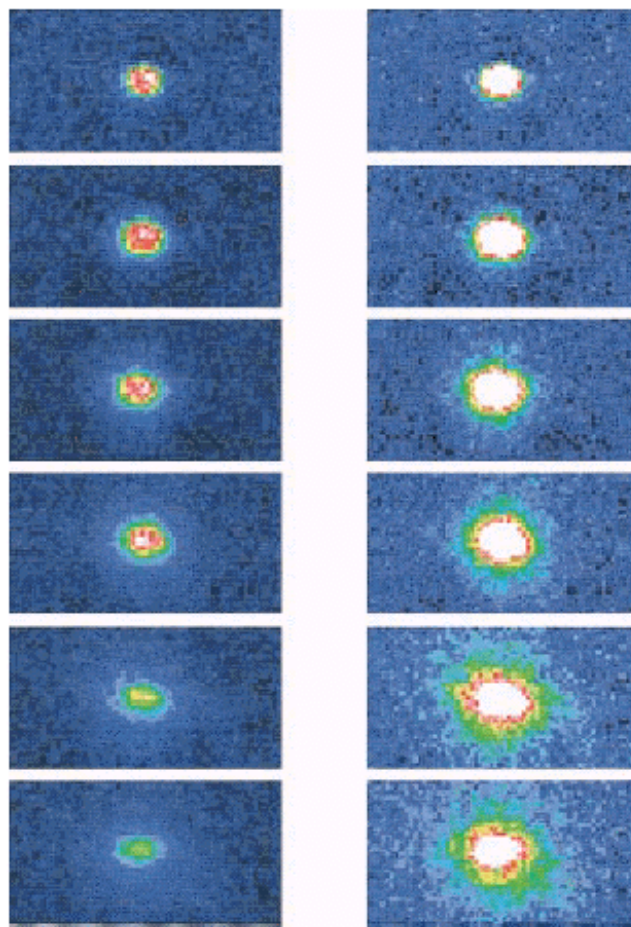


Рис. 12. Взрыв "бозе-новой" (из работы [104]). Изображения (сверху вниз) показывают эволюцию облака в интервале времени от 0,2 до 4,8 мс после того, как межатомное взаимодействие становится притягивающим, что вызывает коллапс. Слева продукты взрыва видны как голубое светящееся облако, расширяющееся от центра, около которого остается небольшой остаточный конденсат, не изменяющийся в последующие моменты времени. Справа — те же самые изображения продуктов взрыва, увеличенные в 3 раза для лучшей видимости; $T = 200$ нК.

размеров холодного остатка. Больше всего озадачивает тот факт, что холодный остаток может быть значительно больше, чем, казалось бы, допускают условия стабильности, определяющие точку коллапса [104].

Другой удивительный результат был получен, когда наши студенты Нил Клауссен и Сара Томпсон вместе с постдокком Элизабет Донли, исследуя фешбаховские резонансы в ^{85}Rb , скачкообразно изменили магнитное поле до значения, близкого к резонансу, причем длина рассеяния оставалась положительной. Они обнаружили [105] осцилляции образца во времени между состояниями атомарного и молекулярного конденсатов, вызванные внезапным возмущением. Эта необычная система, представляющая собой квантовую суперпозицию двух химически различных образцов, несомненно, окажется предметом широких дальнейших исследований.

3. Оптимистическое приложение

До тех пор, пока новые технологии не придут на смену испарительному охлаждению, вопрос о столкновениях будет ключевым при создании БЭК с новыми атомами.

На практике это означает, что планирование экспериментов по БЭК с новыми элементами потребует умения действовать в полном неведении. Нельзя забывать, что, по существу, ничего неизвестно о столкновениях при сверхнизких температурах в атомарных или молекулярных системах, если только они не относятся к первой группе периодической системы элементов. Не следует ожидать помощи и от теоретиков, так как межатомные потенциалы, полученные по спектроскопическим данным при комнатной температуре, в общем случае непригодны для вычисления интенсивностей упругих и неупругих столкновений холодных атомов, даже для оценки порядка величин. Хотя и можно оценить столкновительные свойства новых элементов при низких температурах, это потребует огромных усилий, и поэтому в большинстве случаев, чтобы выяснить, будет ли работать испарительное охлаждение, будет легче просто попробовать провести эксперимент.

Браться за такое совершенно новое дело без уверенности в успехе — довольно пугающая перспектива, но мы верим, что если упорно трудиться, вероятность того, что любой элемент можно будет испарительно охладить до точки фазового перехода в БЭК, достаточно высока. Аргументы, связанные с масштабированием, которые приводятся ниже в поддержку этого утверждения, в значительной степени такие же, как и те, что в свое время побудили нас искать БЭК в щелочных металлах, но теперь они сформулированы с большей ясностью, которая дается возрастом и опытом.

Сегодня имеется обширная литература по испарительному охлаждению, но основное условие для его осуществления может быть выражено очень просто: каждый атом в течение своей жизни в ловушке должен испытать порядка ста упругих столкновений. Поскольку и время жизни атома в ловушке обычно определяется столкновениями, это условие можно сформулировать по-другому: интенсивность упругих столкновений должна примерно на два порядка величины превышать интенсивность "плохих" столкновений. Как уже отмечалось выше, имеется три типа "плохих" столкновений с различной зависимостью от плотности атомов n в ловушке: фоновые столкновения (не зависят от n), двухчастичная релаксация (an) и трехчастичная рекомбинация (an^2). Интенсивность упругих столкновений равна $n\sigma v$, где n — средняя плотность, σ — сечение s -волнового ультрахолодного рассеяния и v — средняя относительная скорость. Требование "100 упругих столкновений на одно плохое" должно выполняться не только сразу после загрузки атомов в ловушку, но также и в процессе испарения, когда увеличивается плотность n и уменьшается средняя скорость v . В случае испарения рубидия-87 и натрия-23, находящегося на нижнем уровне сверхтонкой структуры, природа проявила свою доброту. Надо "всего лишь" добиться достаточно высокой начальной плотности n облака в ловушке и иметь достаточно хорошую вакуумную камеру — и испарение заработает. Но главное, на что мы хотим обратить внимание в этом разделе, — это то, что испарение, по-видимому, возможно даже при менее благоприятных столкновительных условиях.

Рассмотрим процессы, приводящие к потерям в ловушке, по порядку. Сначала обсудим фоновые потери. Времена жизни в ловушке, значительно превышающие значения, необходимые для ^{87}Rb и Na , дости-

жимы с помощью стандартной вакуумной техники. Например, мы теперь имеем время жизни в магнитной ловушке почти 1000 с. (Такое значение требуется для достижения БЭК в ^{85}Rb с его неблагоприятными столкновительными свойствами.) При желании можно дополнительно усовершенствовать криогенную вакуумную систему и сделать время жизни практически бесконечным. Если фоновые потери в ловушке настолько низки, что может начаться испарительное охлаждение, то на последующих стадиях испарения они не создадут никаких проблем, поскольку nv увеличивается.

Что касается двухчастичной релаксации, ее влияние на испарительный процесс сказывается, по-видимому, на его более поздней стадии, когда плотность высока, а скорость мала. Проблему высокой скорости двухчастичной спиновой релаксации нельзя решить, просто изменяя упругую константу ловушки или давление в вакуумной камере. К счастью, не требуется принимать интенсивность двухчастичной релаксации такой, какой ее создала природа. Фактически надо только управлять магнитной ловушкой с помощью очень слабого магнитного отклоняющего поля или, если используется очень далекая от резонанса оптическая ловушка (как в случае CO_2 -лазера), захватывать атомы в нижнем спиновом состоянии, для которого отсутствуют парные столкновения. Зависимость от управляющего поля возникает потому, что при величине поля ниже приблизительно 5 Гс интенсивность двухчастичной релаксации в нижнем состоянии сверхтонкой структуры быстро спадает до нуля. Такое поведение легко понять. При низких температурах рассеяние в приходящем канале должно быть чисто s -волновым. Спиновая релаксация приводит к изменению проекции спинового углового момента. Поэтому для сохранения углового момента требуется, чтобы система после рассеяния находилась в d -состоянии или имела еще более высокий момент. Ненулевой угловой момент в уходящем канале означает, что в эффективном молекулярном потенциале существует центробежный энергетический барьер порядка нескольких сотен микроэв. Если атомы захвачены в нижнем состоянии сверхтонкой структуры (в рубидии-87 $F = 1$, $m_F = -1$), то энергия в уходящем канале рассеяния — это зеемановская энергия спина в магнитном поле ловушки, и при поле меньше ~ 5 Гс она недостаточна для преодоления потенциального барьера. Если релаксация все же произойдет, это может случиться только при межатомных расстояниях, превышающих расстояние до внешней точки поворота потенциального барьера. Чем слабее поле, тем дальше отодвигается точка поворота, и соответственно понижается скорость релаксации.

Маловероятно, что константа скорости трехчастичной рекомбинации может быть настолько велика, чтобы этот процесс создавал трудности при начальной загрузке из МОЛ в испарительную ячейку. Но по мере того, как происходит испарение, трехчастичная рекомбинация так же, как и двухчастичные столкновения, становится все более серьезной проблемой. Однако, учитывая зависимость интенсивности рекомбинации от плотности, ее влияние всегда можно устранить, управляя потенциалом удержания. Адиабатическое ослабление магнитного удержания не влияет на плотность в фазовом пространстве, но приводит к одновременному уменьшению обычной плотности и скорости. Отношение сечений трехчастичных столкновений и упругих столкновений

равно $1/nv$. Поэтому до тех пор, пока можно непрерывно уменьшать силу удержания в ловушке, можно быть уверенным, что трехчастичная рекомбинация не будет препятствовать испарительному охлаждению вплоть до получения БЭК.

Подведем итоги. При наличии 1) достаточно управляемой магнитной ловушки, 2) хорошего вакуума, 3) истинного основного состояния с $F \neq 0$ и 4) не слишком плохих столкновительных характеристик практически любой элемент, допускающий магнитное пленение, можно с помощью испарительного охлаждения успешно довести до состояния БЭК. Если же используется сильно нерезонансная оптическая ловушка (например, дипольная ловушка на CO_2), то эти же аргументы можно обобщить и на случай атомов, которые не поддаются магнитному захвату. Однако в этом случае, используя имеющиеся технологии, труднее оптимизировать условия испарения, чем в магнитной ловушке, и выполнить требование ослабления поля ловушки для подавления высокой интенсивности трехчастичной рекомбинации. Тем не менее в будущем с большой вероятностью можно ожидать получения БЭК для целого ряда атомов и молекул.

Мы выражаем благодарность за поддержку нашей работы Национальному научному фонду, Управлению морских исследований и Национальному институту стандартов и технологий. Мы бесконечно благодарны нашим многочисленным студентам, аспирантам и постдокам за упорный труд и творческое вдохновение. К ним относятся Mike Anderson, Jason Ensher, Mike Matthews, Mike Renn, Debbie Jin, David Hall, Cindy Regal, Brian Anderson, Ian Coddington, Heather Lewandowski, Dave Harber, Jeff McGuirk, Yingju Wang, Peter Engels, Peter Schwindt, Tetsuo Kishimoto, Chris Monroe, Chris Myatt, Nate Newbury, Eric Burt, Neil Claussen, Jake Roberts, Liz Donley, Sarah Thompson, Scott Papp, David Sesko, Thad Walker, Michelle Stephens, Kristan Corwin, William Swann, Chris Wood, Steve Bennett, Richard Watts и Josh Zirbel. Мы также благодарны за помощь многим другим сотрудникам JILA. А первую очередь это Chris Greene, John Bohn и Murray Holland.

Перевел с английского Е.Д. Трифонов

Список литературы

1. Bose S Z. *Phys.* **26** 178 (1924)
2. Einstein A *Sitzungsber. K. Preuss. Akad. Wiss. Phys. Math. Kl.* **261** (1924)
3. Einstein A *Sitzungsber. K. Preuss. Akad. Wiss. Phys. Math. Kl.* **3** 18 (1925)
4. Pais A, in *English Translation of Einstein's Quotes and Historical Interpretation* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1982)
5. London F *Nature* **141** 643 (1938)
6. Tisza L *Nature* **141** 913 (1938)
7. Hecht C E *Physica* **25** 1159 (1959)
8. Stwalley W C, Nosanow L H *Phys. Rev. Lett.* **36** 910 (1976)
9. Silvera I F, Walraven J T M *Phys. Rev. Lett.* **44** 164 (1980)
10. Hardy W N, Morrow M, Jochemsen R, Berlinsky A J *Physica B + C* **109–110** 1964 (1982)
11. Hess H F, Bell D A, Kochanski G P, Cline R W, Kleppner D, Greytak T J *Phys. Rev. Lett.* **51** 483 (1983)
12. Johnson B R, Denker J S, Bigelow N, Lévy L P, Freed J H, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **52** 1508 (1984)
13. Bell D A, Hess H F, Kochanski G P, Buchman S, Pollack L, Xiao Y M, Kleppner D, Greytak T J *Phys. Rev. B* **34** 7670 (1986)
14. Sprik R, Walraven J T M, Silvera I F *Phys. Rev. B* **32** 5668 (1985)
15. Hess H F *Phys. Rev. B* **34** 3476 (1986)
16. Migdall A L, Prodan J V, Phillips W D, Bergeman T H, Metcalf H J *Phys. Rev. Lett.* **54** 2596 (1985)
17. Bagnato V S, Lafyatis G P, Martin A G, Raab E L, Ahmad-Bitar R N, Pritchard D E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2194 (1987)
18. Lovelace R V E, Mehanian C, Tømmila T J, Lee D M *Nature* **318** 30 (1985)
19. Doyle J M, Sandberg J C, Yu I A, Cesar C L, Kleppner D, Greytak T J *Phys. Rev. Lett.* **67** 603 (1991)
20. Doyle J M, PhD Thesis (Cambridge, Mass.: Massachusetts Institute of Technology, 1991)
21. Luiten O J, Werij H G C, Setija I D, Reynolds M W, Hijmans T W, Walraven J T M *Phys. Rev. Lett.* **70** 544 (1993)
22. Arimondo E, Phillips W, Strumia F (Eds) *Laser Manipulation of Atoms and Ions* (Proc. of the Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course 118) (Amsterdam: North-Holland, 1992)
23. Chu S *Rev. Mod. Phys.* **70** 685 (1998) [Перевод на русский язык: Чу С *УФН* **169** 274 (1999)]
24. Cohen-Tannoudji C N *Rev. Mod. Phys.* **70** 707 (1998) [Перевод на русский язык: Коэн-Тануджи К Н *УФН* **169** 292 (1999)]
25. Phillips W D *Rev. Mod. Phys.* **70** 721 (1998) [Перевод на русский язык: Филлипс У Д *УФН* **169** 305 (1999)]
26. Wineland D J, Dehmelt H *Bull. Am. Phys. Soc.* **20** 637 (1975)
27. Hänsch T W, Schawlow A L *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
28. Летохов В С *Письма в ЖЭТФ* **7** 348 (1968)
29. Bjorkholm J E, Freeman R R, Ashkin A, Pearson D B *Phys. Rev. Lett.* **41** 1361 (1978)
30. Neuhauser W, Hohenstatt M, Toschek P, Dehmelt H *Phys. Rev. Lett.* **41** 233 (1978)
31. Wineland D J, Drullinger R E, Walls F L *Phys. Rev. Lett.* **40** 1639 (1978)
32. Андреев С В, Балыкин В И, Летохов В С, Миногин В Г *Письма в ЖЭТФ* **34** 463 (1981)
33. Prodan J, Migdall A, Phillips W D, So I, Metcalf H, Dalibard J *Phys. Rev. Lett.* **54** 992 (1985)
34. Ertmer W, Blatt R, Hall J L, Zhu M *Phys. Rev. Lett.* **54** 996 (1985)
35. Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E, Cable A, Ashkin A *Phys. Rev. Lett.* **55** 48 (1985)
36. Chu S, Bjorkholm J E, Ashkin A, Cable A *Phys. Rev. Lett.* **57** 314 (1986)
37. Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D E *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631 (1987)
38. Lett P D, Watts R N, Westbrook C I, Phillips W D, Gould P L, Metcalf H J *Phys. Rev. Lett.* **61** 169 (1988)
39. Dalibard J, Salomon C, Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, Vansteenkiste N, Cohen-Tannoudji C, in *Atomic Physics 11: Proc. of the 11th Intern. Conf. on Atomic Physics, Paris, July 4–8, 1989* (Eds S Haroche, J C Gay, G Grynberg) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 199
40. Chu S, Weiss D S, Shevy Y, Ungar P J, in *Atomic Physics 11: Proc. of the 11th Intern. Conf. on Atomic Physics, Paris, July 4–8, 1989* (Eds S Haroche, J C Gay, G Grynberg) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 636
41. Watts R N, Wieman C *Opt. Lett.* **11** 291 (1986)
42. Pritchard D E, Raab E L, Bagnato V, Wieman C E, Watts R N *Phys. Rev. Lett.* **57** 310 (1986)
43. Sesko D, Walker T, Monroe C, Gallagher A, Wieman C *Phys. Rev. Lett.* **63** 961 (1989)
44. Walker T, Sesko D, Wieman C *Phys. Rev. Lett.* **64** 408 (1990)
45. Sesko D W, Walker T G, Wieman C E *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 946 (1991)
46. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
47. Monroe C, Swann W, Robinson H, Wieman C *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571 (1990)
48. Monroe C R, PhD Thesis (Boulder, CO: Univ. of Colorado at Boulder, 1992)
49. Gillaspay J D, Silvera I F, Brooks J S *Phys. Rev. B* **40** 210 (1989)
50. Каган Ю, Варганиянц И А, Шляпников Г В *ЖЭТФ* **81** 1113 (1981)
51. Kagan Yu, Shlyapnikov G V, Vartanyantz I A *Phys. Lett. A* **101** 27 (1984)
52. Legendijk A, Silvera I F, Verhaar B J *Phys. Rev. B* **33** 626 (1986)
53. Pritchard D E, in *Electronic and Atomic Collisions: Invited Papers of the XIV Intern. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic*

- Collisions, Palo Alto, Calif., USA, 24–30 July, 1985* (Eds D C Lorents, W E Meyerhof, J R Peterson) (Amsterdam: North-Holland, 1986) p. 593
54. Monroe C R, Cornell E A, Sackett C A, Myatt C J, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **70** 414 (1993)
 55. Newbury N R, Myatt C J, Wieman C E *Phys. Rev. A* **51** R2680 (1995)
 56. Cornell E A, Monroe C, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **67** 2439 (1991)
 57. Gibble K, Chang S, Legere R *Phys. Rev. Lett.* **75** 2666 (1995)
 58. Myatt C J, Newbury N R, Ghrist R W, Loutzenhiser S, Wieman C E *Opt. Lett.* **21** 290 (1996)
 59. Majorana E *Nuovo Cimento* **8** 107 (1931)
 60. Petrich W, Anderson M H, Ensher J R, Cornell E A *Phys. Rev. Lett.* **74** 3352 (1995)
 61. Thorsheim H R, Weiner J, Julienne P S *Phys. Rev. Lett.* **58** 2420 (1987)
 62. Miller J D, Cline R A, Heinzen D J *Phys. Rev. Lett.* **71** 2204 (1993)
 63. Lett P D, Helmerson K, Phillips W D, Ratliff L P, Rolston S L, Wagshul M E *Phys. Rev. Lett.* **71** 2200 (1993)
 64. Gardner J R, Cline R A, Miller J D, Heinzen D J, Boesten H M J M, Verhaar B J *Phys. Rev. Lett.* **74** 3764 (1995)
 65. McAlexander W I, Abraham E R I, Ritchie N W M, Williams C J, Stoof H T C, Hulet R G *Phys. Rev. A* **51** R871 (1995)
 66. Abraham E R I, McAlexander W I, Sackett C A, Hulet R G *Phys. Rev. Lett.* **74** 1315 (1995)
 67. Ketterle W, Davis K B, Joffe M A, Martin A, Pritchard D E *Phys. Rev. Lett.* **70** 2253 (1993)
 68. Anderson M H, Petrich W, Ensher J R, Cornell E A *Phys. Rev. A* **50** R3597 (1994)
 69. Petrich W, Anderson M H, Ensher J R, Cornell E A *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 1332 (1994)
 70. Pritchard D, Helmerson K, Martin A G, in *Atomic Physics 11: Proc. of the 11th Intern. Conf. on Atomic Physics, Paris, July 4–8, 1989* (Eds S Haroche, J C Gay, G Grynberg) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 179
 71. Martin A G, Helmerson K, Bagnato V S, Lafyatis G P, Pritchard D E *Phys. Rev. Lett.* **61** 2431 (1988)
 72. Lovelace R V E, Tommila T J *Phys. Rev. A* **35** 3597 (1987)
 73. Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A *Science* **269** 198 (1995)
 74. Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A, in *Laser Spectroscopy: XII Intern. Conf., Capri, June 11–16, 1995* (Eds M Inguscio, M Allegrini, A Sasso) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 3
 75. Rohner H, in *Proc. of the 39th Symp. on the Art of Glassblowing* (Wilmington, Del.: Am. Scientific Glassblowing Soc., 1994) p. 57
 76. Myatt C J, Burt E A, Ghrist R W, Cornell E A, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **78** 586 (1997)
 77. Jin D S, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A *Phys. Rev. Lett.* **77** 420 (1996)
 78. Dalfovo F, Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S *Rev. Mod. Phys.* **71** 463 (1999)
 79. Jin D S, Matthews M R, Ensher J R, Wieman C E, Cornell E A *Phys. Rev. Lett.* **78** 764 (1997)
 80. Fedichev P O, Shlyapnikov G V *Phys. Rev. A* **58** 3146 (1998)
 81. Dodd R J, Edwards M, Clark C W, Burnett K *Phys. Rev. A* **57** R32 (1998)
 82. Hutchinson D A W, Zaremba E, Griffin A *Phys. Rev. Lett.* **78** 1842 (1997)
 83. Liu W V *Phys. Rev. Lett.* **79** 4056 (1997)
 84. Fedichev P O, Shlyapnikov G V, Walraven J T M *Phys. Rev. Lett.* **80** 2269 (1998)
 85. Stoof H N C (private communication) (2000)
 86. Jackson B, Zaremba E *Phys. Rev. Lett.* **88** 180402 (2002)
 87. Matthews M R, Hall D S, Jin D S, Ensher J R, Wieman C E, Cornell E A, Dalfovo F, Minniti C, Stringari S *Phys. Rev. Lett.* **81** 243 (1998)
 88. Hall D S, Matthews M R, Ensher J R, Wieman C E, Cornell E A *Phys. Rev. Lett.* **81** 1539 (1998)
 89. Hall D S, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A *Phys. Rev. Lett.* **81** 1543 (1998)
 90. Cornell E A, Hall D S, Matthews M R, Wieman C E *J. Low Temp. Phys.* **113** 151 (1998)
 91. Matthews M R, Anderson B P, Haljan P C, Hall D S, Holland M J, Williams J E, Wieman C E, Cornell E A *Phys. Rev. Lett.* **83** 3358 (1999)
 92. Matthews M R, Anderson B P, Haljan P C, Hall D S, Wieman C E, Cornell E A *Phys. Rev. Lett.* **83** 2498 (1999)
 93. Williams J E, Holland M J *Nature* **401** 568 (1999)
 94. Anderson B P, Haljan P C, Wieman C E, Cornell E A *Phys. Rev. Lett.* **85** 2857 (2000)
 95. Burt E A, Ghrist R W, Myatt C J, Holland M J, Cornell E A, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **79** 337 (1997)
 96. Коган Ю, Свистунов Б В, Шляпников Г В *Письма в ЖЭТФ* **42** 169 (1985)
 97. Tiesinga E, Verhaar B J, Stoof H T C *Phys. Rev. A* **47** 4114 (1993)
 98. Inouye S, Andrews M R, Stenger J, Miesner H-J, Stamper-Kurn D M, Ketterle W *Nature* **392** 151 (1998)
 99. Courteille Ph, Freeland R S, Heinzen D J, van Abeelen F A, Verhaar B J *Phys. Rev. Lett.* **81** 69 (1998)
 100. Roberts J L, Claussen N R, Burke J P (Jr), Greene C H, Cornell E A, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **81** 5109 (1998)
 101. Vuletic V, Kerman A J, Chin C, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **82** 1406 (1999)
 102. Roberts J L, Claussen N R, Cornish S L, Donley E A, Cornell E A, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **86** 4211 (2001)
 103. Cornish S L, Claussen N R, Roberts J L, Cornell E A, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **85** 1795 (2000)
 104. Donley E A, Claussen N R, Cornish S L, Roberts J L, Cornell E A, Wieman C E *Nature* **412** 295 (2001)
 105. Donley E A, Claussen N R, Thompson S T, Wieman C E *Nature* **417** 529 (2002)