*Декабрь 1990 г* *Том 160, вып. 12*

*УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК*

**НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ – 1989**

539.184

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ ДЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ И НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

***В. Пауль***

(Физический институт Боннского университета, ФРГ)

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

Экспериментальная физика—это искусство наблюдения структуры материи и выявления динамических процессов в ней. Но для того чтобы понять крайне сложное поведение естественных процессов в виде взаимодействия нескольких составных частей, определяемого возможно меньшим числом фундаментальных сил и законов, необходимо природу измерять. Необходимо измерять свойства соответствующих составных частей и их взаимодействие как можно точнее. А поскольку все процессы в природе переплетаются, необходимо их разделять и изучать отдельно. Мастерство экспериментатора заключается в проведении ясных экспериментов с тем, чтобы на интересующие вопросы получить ответы, неискаженные нежелательными эффектами; совершенствование искусства измерений в сторону все более высокой точности — это его изобретательность. В физике имеется много примеров, когда более высокая точность приводила к открытию новых явлений, стимулировала возникновение новых идей, подтверждала или ниспровергала установившиеся теории. С другой стороны, новые экспериментальные методы, задуманные для того чтобы получить ответ на специальные вопросы в одной области физики, становились весьма плодотворными в других областях тоже, будь то в химии, биологии или в технике. Присуждением Нобелевской премии моим коллегам Норману Рэмси и Хансу Демельту и мне за новые экспериментальные методы Шведская Академия демонстрирует свое хорошее понимание афоризма геттингенского физика Георга Кристофа Лихтенберга, два столетия назад записавшего в своей записной книжке «нужно сделать что-то новое для того, чтобы увидеть что-то новое». На той же странице Лихтенберг сказал: «Я считаю, что печальная ситуация во всей нашей химии заключается в том, что мы не в состоянии свободно подвесить составные части материи».

Сегодня предметом моей лекции будет именно подвешивание таких составных частей материи, или другими словами—ловушки для свободных заряженных и нейтральных частиц, не имеющие материальных стенок. Такие ловушки позволяют исследовать изолированные частицы, даже одиночные, в течение длительных интервалов времени, а тем самым, согласно принципу неопределенности Гейзенберга, дают нам возможность измерять их свойства с предельно высокой точностью.

Вольфганг Пауль

В частности, возможность наблюдать одиночные плененные частицы делает доступными качественно новые атомные измерения. Еще всего несколько лет назад все измерения проводились с ансамблями частиц. Поэтому измеряемая величина, например, вероятность перехода между двумя состояниями атома—это величина, усредненная по многим частицам. Молчаливо подразумевается, что статистическое поведение всех атомов точно такое, как если бы результат был получен с одиночным атомом. Однако, имея плененный одиночный атом, можно наблюдать его взаимодействие с полем излучения и его собственное статистическое поведение в чистом виде.

Идея построения ловушек возникла в физике молекулярных пучков, масс-спектрометрии и физике ускорителей частиц, которыми я занимался более тридцати лет тому назад в течение первого десятилетия моей карьеры в качестве физика. В те годы (1950—1955) мы узнали, что плоские электрические и магнитные поля в состоянии фокусировать частицы в двух измерениях, действуя на их магнитные или электрические дипольные моменты. Были задуманы и реализованы линзы для атомных и молекулярных пучков [1—31, что существенно улучшило метод молекулярных пучков для спектроскопических приложений или для сортировки по состояниям. Линзы нашли применение как в аммиачном, так и в водородном мазерах [4].

Вопрос "Что произойдет, если инжектировать заряженные частицы — ионы или электроны,— в такие мультипольные поля?" привел к разработке квадрупольного масс-спектрометра. В нем используются не только фокусирующие и дефокусирующие силы, действующие на ионы со стороны высокочастотного электрического квадрупольного поля, но

также и свойства устойчивости уравнений движения ионов, по аналогии с принципом сильной фокусировки для ускорителей, который к тому времени был разработан.

Если распространить правила двумерной фокусировки на три измерения, то мы будем иметь все ингредиенты ловушек для частиц.

Как уже упоминалось, физика, т. е. динамика частиц в таких фокусирующих устройствах имеет тесное отношение к физике ускорителей и накопительных колец для ядер или частиц. Фактически же мультипольные поля впервые были использованы в физике молекулярных пучков. Имеются два направления исследований, задачи которых различны: с одной стороны, это накопление частиц, даже одиночных, с крайне низкими энергиями вплоть до энергий в микроэлектронвольты, а с другой— с возможно более высокими энергиями. Сегодня мы будем иметь дело с низкоэнергетичной частью.

Сначала я буду говорить о физике динамической стабилизации ионов в дву- или трехмерных радиочастотных квадрупольных полях, о квадрупольном масс-спектрометре и ионной ловушке. Во второй части я расскажу о пленении нейтральных частиц, сделав акцент на эксперименте с нейтронами, удерживаемыми магнитным полем.

Как и в большинстве случаев, в физике, особенно в экспериментальной физике, достижения не являются достижениями отдельного человека, даже если он сделал вклад в постановку задач и предложил некоторые основные идеи их решения. Все эксперименты, за которые я удостоен награды, вместе со (мной проводили, вдохновляя друг друга, мои ученики и молодые коллеги. В частности, я должен отметить сотрудничество на ранней стадии с Х. Фридбургом и Х. Г. Бенневитцем, К. Х. Шлиром и П. Тошеком в области физики молекулярных пучков, вклад в разработку и реализацию линейного квадрупольного спектрометра и радиочастотной ионной ловушки Х. Штайнведеля и О. Осбергхауса и особенно покойного Эрхарда Фишера. Позже важную роль в развитии этой области сыграли Х. П. Райнхард, У. фон Цан и Ф. фон Буш.

Каковы принципы фокусировки и захвата частиц? Частицы оказываются упруго связанными с осью или точкой в пространстве, если на них действует связывающая сила, которая линейно возрастает с увеличением расстояния $r$

$$F=-cr.$$

Другими словами, если частицы движутся в параболическом потенциале

$$\Phi \sim (\alpha x^2+\beta y^2+\gamma z^2).$$

Подходящим средством создания таких полей сил, которые связывают заряженные частицы или нейтральные частицы, обладающие дипольным моментом, являются поля электрических или магнитных мультиполей. В таких конфигурациях напряженность поля, или, соответственно, его потенциал возрастают по степенному закону и обладают требуемой симметрией. В общем, если $m$—число «полей», или порядок симметрии, то потенциал дается формулой

$$\Phi \sim r^{m/2} \cos\left(\frac{m}{2}\varphi\right)$$

Для квадруполя $m=4$ и из формулы следует $\Phi \sim r^2 \cos 2\varphi$, а для секступоля $m=6$ и, следовательно, $\Phi \sim r^3 \cos 3\varphi$ соответственно, напряженность поля возрастает пропорционально $r$ и $r^2$.

**Захват заряженных частиц в дву- и трехмерных квадрупольных полях.** В электрическом квадрупольном поле потенциал квадратично

зависит от декартовых координат:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2). \tag{1}$$

Из уравнения Лапласа $\Delta\Phi=0$ следует условие: $\alpha+\beta+\gamma=0$. Имеются два простых способа выполнить это условие.

а) $\alpha=1=-\gamma$, $\beta=0$. Это приводит к двумерному полю

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(x^2 - z^2), \tag{2}$$

б) $\alpha=\beta=1$, $\gamma=-2$. При этом возникает трехмерная конфигурация; в цилиндрических координатах

$$\Phi = \frac{\Phi_0 (r^2 - 2z^2)}{r_0^2 + 2z_0^2}, \tag{3}$$

причем $2z_0^2 = r_0^2$.

**Двумерный квадруполь или фильтр масс** [5, 6]. Конфигурация а) порождается четырьмя электродами гиперболической формы, линейно протяженными вдоль оси $y$, как показано на рис. 1. Если приложить

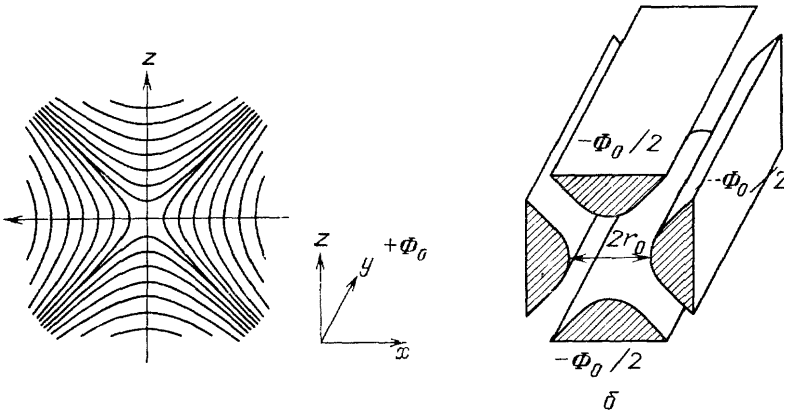


**Рис.** 1. *а*—Эквипотенциальные линии для плоского квадрупольного поля. *б*—Структура электродов для фильтра масс

между парами электродов напряжение $\Phi_0$, то потенциалы на электродах равны $\pm\Phi_0/2$. Напряженность поля дается формулами:

$$E_x = -\frac{\Phi_0}{r_0^2}x, \quad E_z = \frac{\Phi_0}{r_0^2}z, \quad E_y = 0.$$

Если инжектировать ионы в направлении оси $y$, то очевидно, что при постоянном напряжении $\Phi_0$ они будут совершать гармонические колебания в плоскости $x$, $y$, а их отклонение по оси $z$ будет экспоненциально увеличиваться ввиду того, что $E_z$ имеет противоположный знак. При этом частицы дефокусируются и будут теряться за счет соударений с электродами.

Такого хода событий можно избежать, если приложенное напряжение является периодическим. Поскольку электрическая сила периодически изменяет знак, то в обоих направлениях, $x$ и $z$, фокусировка и дефокусировка будут периодически меняться во времени. Если приложенное

напряжение представляет собой постоянное напряжение $U$ плюс напряжение $V$ на радиочастоте $\omega$

$$\Phi_0 = U + V\cos\omega t,$$

то уравнения движения имеют вид:

$$\ddot{x} + \frac{e}{mr_0^2}(U + V\cos\omega t)\,x = 0,$$
$$\ddot{z} - \frac{e}{mr_0^2}(U + V\cos\omega t)\,z = 0. \tag{4}$$

На первый взгляд представляется, что зависящая от времени часть силы в среднем по времени обращается в нуль. Но это было бы справедливо только в однородном поле. В периодическом неоднородном поле, подобном полю квадруполя, остается небольшая средняя сила, которая всегда направлена в сторону меньшего поля, в нашем случае—к центру. Следовательно, существуют определенные условия, при которых ионы могут проходить через поле квадруполя без столкновений с электродами, т. е. их движение около оси $y$ является устойчивым с ограниченными отклонениями по осям $x$ и $z$. Эти правила мы выяснили из теории уравнений Матье, как называется этот тип дифференциальных уравнений.

В безразмерных переменных эти уравнения записываются в виде:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + (a + 2q\cos 2\tau)\,x = 0,$$
$$\frac{d^2z}{d\tau^2} - (a + 2q\cos 2\tau)\,z = 0. \tag{5}$$

Сравнивая с уравнением (3), получим:

$$a_x = -a_z = \frac{4eU}{mr_0^2\omega^2}, \quad q_x = -q_z = \frac{2eV}{mr_0^2\omega^2}, \quad \tau = \frac{\omega t}{2}. \tag{6}$$

Уравнения Матье имеют два типа решений.

1. Устойчивое движение: частицы колеблются в плоскости $x$, $z$ с ограниченными амплитудами. Они проходят поле квадруполя в направлении $y$ без соударений с электродами.

2. Неустойчивое движение: амплитуды по $x$ или $z$, или по обоим направлениям экспоненциально нарастают. Частицы будут теряться.

Существование устойчивости зависит только от параметров $a$ и $q$ и не зависит от начальных параметров движения иона, например, от его скорости. Следовательно, на диаграмме $a$—$q$ имеются области устойчивости и неустойчивости (рис. 2). Для нашей задачи представляет интерес только та часть, где области устойчивости по $x$ и $z$ перекрываются. Наиболее существенная область $0<a$, $q<1$ изображена на рис. 3. Движение устойчиво и по $x$, и по $z$ только внутри треугольника.

Для фиксированных величин $r_0$, $\omega$, $U$ и $V$ всем ионам с одинаковым значением $m/e$ соответствует одна и та же рабочая точка на диаграмме устойчивости. Поскольку отношение $a/q$ равно $2U/V$ и не зависит от $m$, все массы лежат вдоль линии $a/q=\text{const}$. На оси $q$ ($a=0$, постоянное напряжение отсутствует) имеется устойчивость в интервале $0<q<q_{max}=0{,}92$, а отсюда следует, что движение устойчиво для всех масс $\infty > m > m_{min}$. В этом случае квадрупольное поле работает как широкополосный фильтр масс. Интервал масс $\Delta m$ становится уже при увеличении постоянного напряжения $U$, т. е. при увеличении крутизны характеристики, и приближается к $\Delta m=0$, если характеристика проходит через конец области устойчивости. Ширина полосы в этом случае определя-

ется только флуктуациями параметров поля. Если одновременно изменять $U$ и $V$ таким образом, что отношение $a/q$ остается постоянным, то ионы различных масс последовательно попадают в область устойчивости; таким путем осуществляется сканирование по спектру масс. Так квадруполь работает в качестве масс-спектрометра.

Вид такого масс-спектрометра схематически представлен на рис. 4. На рис. 5 показаны первые спектры масс, полученные в 1954 г. [6]. Четко видно влияние постоянного напряжения на разрешающую способность.

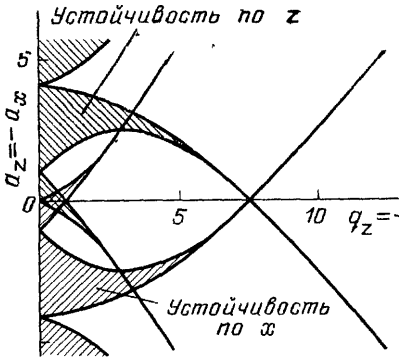


Рис. 2. Полная диаграмма устойчивости для двумерного квадрупольного поля

Характеристики и приложения таких приборов были изучены в целом ряде работ, выполненных в Боннском университете [7—9]. Мы исследовали влияние геометрических и электрических дефектов, приводящих к появлению мультипольных вкладов высших порядков в создаваемое поле. Для высокоточных измерений массы был построен очень длинный прибор ($l$=6 м), точность которого в определении отношений масс составила $2\cdot10^{-7}$ при разрешающей способности $m/\Delta m$= =16000. Очень малый прибор был использован на ракетах для измерения распространенности атомов в высоких слоях атмосферы. В другом эксперименте мы сумели провести разделение изотопов в миллиграммовых количествах, используя резонансный метод для «вытряхивания» ионов определенной массы из интенсивного пучка, направляемого квадруполем.

В последние десятилетия радиочастотный квадруполь, благодаря его универсальности и простоте, нашел широкое применение во многих областях науки и техники, как в качестве масс-спектрометра, так и в виде направляющей системы для пучков. Он стал разновидностью стандартного измерительного прибора; обсуждению его свойств посвящена обширная литература [10].

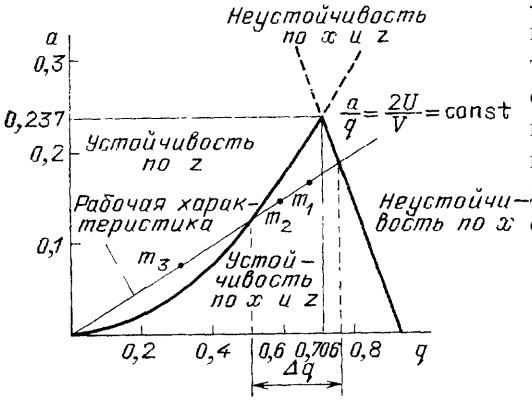


Рис. 3. Нижняя область для одновременной устойчивости по $x$ и $z$. Все массы ионов лежат на рабочей характеристике. $m_2>m_1$

**Ионная ловушка.** Уже в самом начале наших размышлений о динамической стабилизации ионов мы осознавали возможность использования ее для захвата ионов в трехмерном поле. Мы назвали такое устройство Ionenkafig (1) [11—13]. В настоящее время предпочитают название «ионная ловушка».

Конфигурация потенциала в ионной ловушке была определена формулой (3). Такая конфигурация порождается кольцом в форме гиперболоида вращения и двумя колпаками с гиперболической поверхностью, обладающие вращательной симметрией, как это показано на рис. 6, *а*. На рис. 6, *б* представлен вид первой ловушки, созданной в 1954 г.

Если в ловушку ввести ионы, а это легко сделать, ионизируя внутри ловушки газ при низком давлении с помощью электронов, пролетающих через объем, то ионы будут совершать те же вынужденные движения, что и в двумерном случае. С той лишь разницей, что теперь поле в направлении оси $z$ сильнее в два раза. И в этом случае для стабилизации орбит требуется периодическое поле. Если напряжение, приложенное между двумя колпаками и кольцом, равно $\Phi_0=U+V\cos\omega t$, то уравнения движения представляют собой те же уравнения Матье (5). При этом параметры, относящиеся к движению по $z$, соответствуют параметрам для движения по $x$ в случае плоского поля. Лишь параметры движения вдоль $z$ изменяются в два раза.

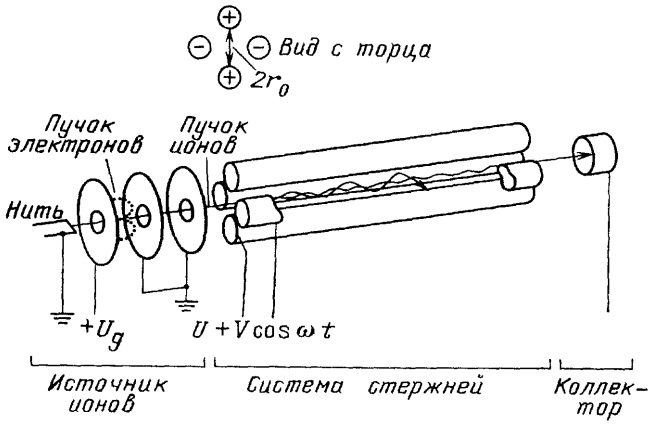


Рис. 4. Схематический вид квадрупольного масс-спектрометра или фильтра масс

В соответствии с этим область устойчивости на диаграмме $a$—$q$ для ловушки имеет другую форму, изображенную на рис. 7. Интервал масс накапливаемых ионов (т. е. ионов, попадающих в область устойчивости) и в этом случае можно задавать подбором наклона рабочей характеристики $a/q=2U/V$. Выбрав вначале рабочие параметры, соответствующие вершине области устойчивости, можно осуществить захват ионов с единственным значением массы. При понижении постоянного напряжения ионы переводятся ближе к оси $q$, где их движения наиболее устойчивы.

Для многих приложений требуется знание спектра частот колебаний ионов. Из математических расчетов находим, что движение ионов можно представить в виде медленных (вековых) колебаний на основных частотах $\omega_{r,z}=\beta_{r,z}\omega/2$, промодулированных микродвижением, представляющим собой намного более быстрые вынужденные колебания на частоте $\omega$, если, конечно, пренебречь более высокими гармониками. Множитель $\beta$, определяющий значения частот, является функцией только параметров уравнений Матье $a$ и $q$, и поэтому зависит от массы. Его величина изменяется в пределах от 0 до 1; линии равных значений $\beta$ начерчены на рис. 7.

В связи с более сильным полем частота векового движения $\omega_z$ в два раза превышает $\omega_r$. Критерием устойчивости является отношение $\omega/\omega_z$. Легко достижимы значения этого отношения порядка 10:1, и поэтому смещение, обусловленное микродвижением, усредняется за период векового движения.

Динамическую стабилизацию в ловушке можно легко продемонстрировать на механическом аналоге. В ловушке эквипотенциальные линии образуют поверхность в виде седла, изображенную на рис. 8. Мы изготовили такую поверхность на круглом диске. Если положить на нее маленький стальной шар, то он будет скатываться вниз: его положение

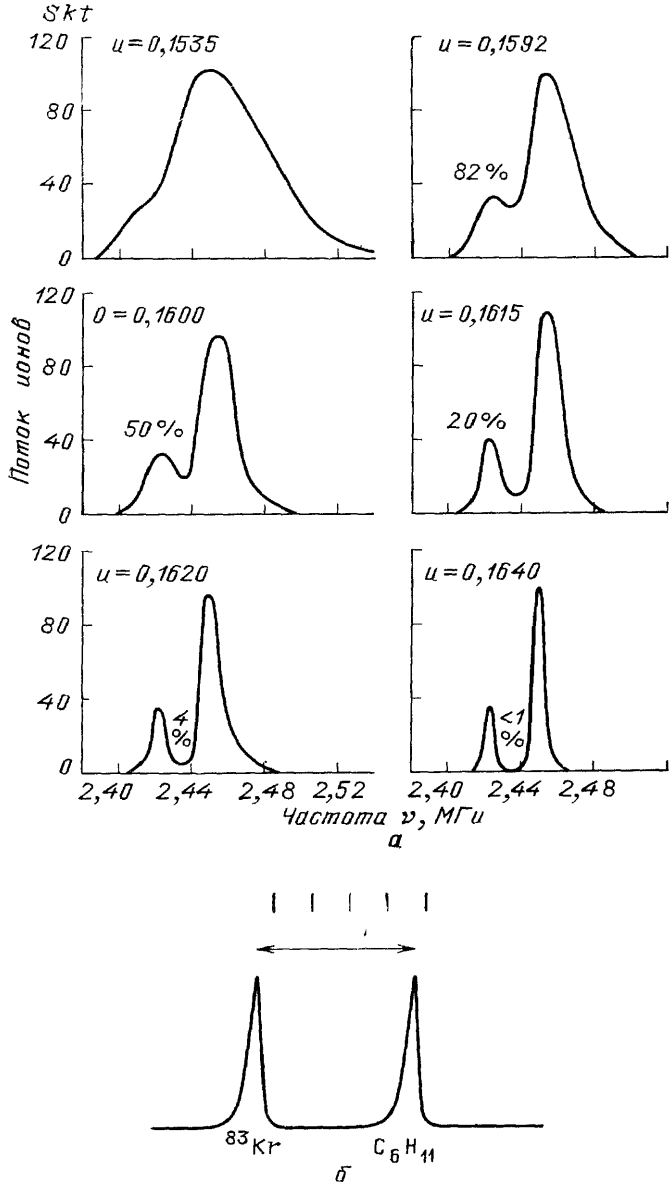


Рис. 5. *а*—Самый первый спектр масс рубидия. Сканирование по массам было достигнуто за счет периодического изменения вынуждающейся частоты $\nu$. Параметр $u=U/V$; при $u$=0,164 $^{85}$Rb и $^{87}$Rb полностью разрешены, *б*—Масс-дублет $^{83}$Kr—$C_6H_{11}$. Разрешающая способность $m/\delta m$ =6500 [9]

неустойчиво. Однако если заставить диск вращаться с правильной скоростью, соответствующей параметрам потенциала и массе шарика (в нашем случае это несколько оборотов в секунду), то шарик становится устойчивым, он совершает небольшие колебания и может оставаться в таком положении в течение длительного времени. Даже если добавить второй или третий шарик, все они будут оставаться вблизи центра диска. Единственным условием является то, чтобы соответствующий параметр Матье $q$ имел значение в допустимых пределах. Я принес это устройство с собой. Оно выполнено из плексигласа, что позволяет продемонстрировать движения частиц с помощью проектора.

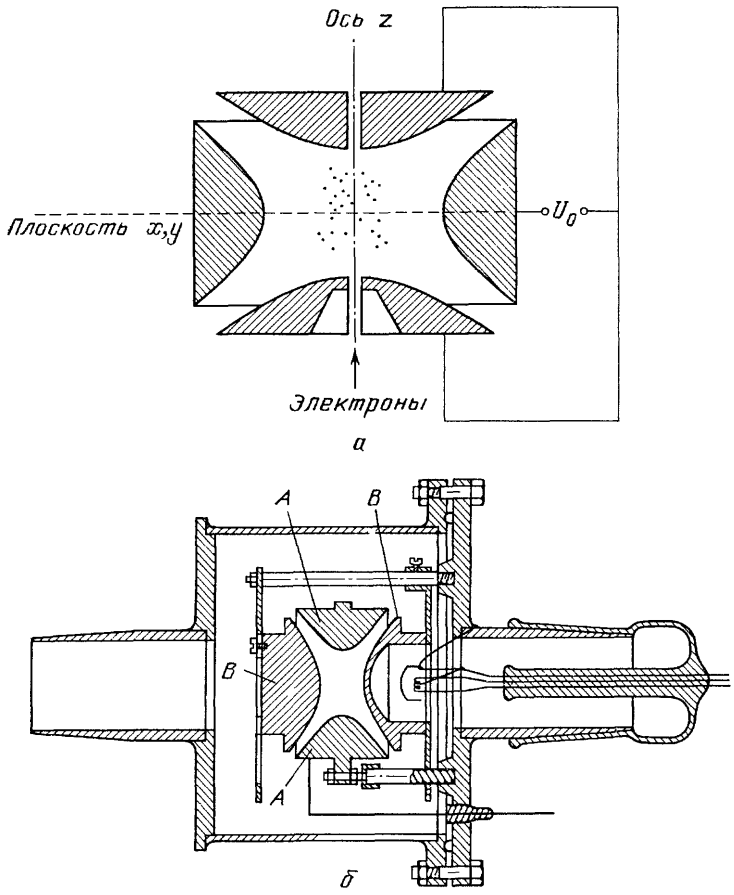


Рис. 6. а—Схематический вид ионной ловушки. *б*—Сечение первой ловушки (1955)

Такое поведение подводит нас к пониманию физики динамической стабилизации. Совершая колебания в направлениях $r$ и $z$, в первом приближении гармонические, ионы ведут себя, как если бы они двигались в квадратичной по координатам псевдопотенциальной яме. Исходя из частот колебаний $\omega_r$ и $\omega_z$, мы можем рассчитать глубину этой ямы по обоим направлениям. Это имеет отношение к амплитуде действующего потенциала $V$ и к параметрам $a$ и $q$. В отсутствие постоянного напряжения глубина определяется формулой $D_z=(1/8)qV$; в направлении $r$ она наполовину меньше. Так как на практике $V$ составляет величину в несколько сотен вольт, то глубина потенциальной ямы достигает порядка 10 вольт. Результирующая конфигурация псевдопотенциала дается,

таким образом, формулой [14]

$$\Phi = D\frac{r^2 + 4z^2}{r_0^2 + 2z_0^2}.$$

**Процесс охлаждения.** Как указывалось, глубина соответствующей псевдопотенциальной ямы в ловушке имеет величину порядка нескольких вольт. Соответственно такую же величину составляют допустимые значения кинетической энергии захваченных ионов, а амплитуда колебаний может достигать геометрических размеров ловушки. Но для многих приложений требуются частицы со значительно более низкой энергией, хорошо сконцентрированные в центре ловушки. Особенно для прецизионных спектроскопических измерений желательно иметь предельно низкие скорости, чтобы избавиться от эффекта Допплера и возможного эффекта Штарка, вызываемого электрическим полем. Это приводит к необходимости охлаждать ионы. Относительно грубыми методами охлаждения являются использование холодного буферного газа или демпфирование колебаний с помощью внешней электрической цепи. Наиболее эффективным является метод возбуждения флуоресценции с помощью лазерного излучения на боковой частоте, разработанный Вайнлендом и Демельтом [15].

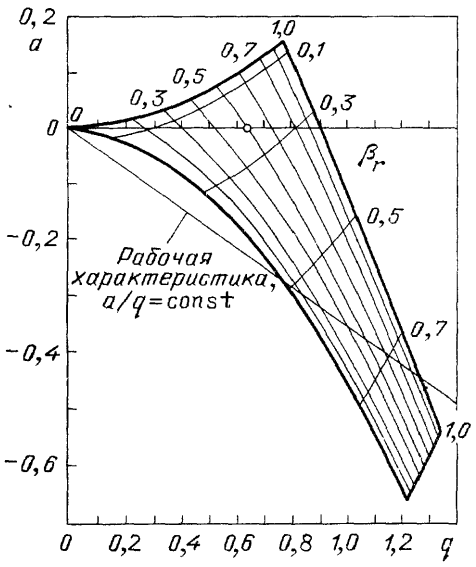


Рис. 7. Нижняя область устойчивости в ионной ловушке. На линиях внутри области устойчивости значения $\beta_z$ и $\beta_r$ постоянны

В 1959 г. Вюркер с сотрудниками [16] выполнили эксперимент по пленению малых (с диаметром ~мкм) заряженных частиц алюминия в квадрупольной ловушке. Соответственно необходимая вынуждающая частота была примерно 50 Гц. Они изучили все собственные частоты и получили фотографии орбит частиц; см. рис. 9. После того, как с помощью буферного газа было погашено движение частиц, они обнаружили, что случайно двигавшиеся частицы сами выстроились в регулярную структуру. Они образовали кристалл.

В последние годы удалось наблюдать отдельные захваченные ионы с помощью лазерной резонансной флуоресценции [17]. Используя усилитель изображения с высоким разрешением, Вальтер с сотрудниками наблюдали псевдокристаллизацию ионов в ловушке после их охлаждения лазерным светом. Ионы сдвигаются в такие положения, где сила кулоновского отталкивания компенсируется фокусирующими силами в ловушке, а энергия всего ансамбля имеет минимум. На рис. 10*а, б* приведена такая картина с семью ионами. Расстояние между ними порядка нескольких микрон. Эти наблюдения открыли новую область исследований [18].

**Ионная ловушка как масс-спектрометр.** Как было отмечено, ионы в ловушке совершают колебания с частотами $\omega_r$ и $\omega_z$, которые при фиксированных параметрах поля определяются массой иона. Это дает возможность проводить селективное по массам детектирование накопленных

ионов. Если подсоединить колпачковые электроды к активному радиочастотному контуру с собственной частотой $\Omega$, то в случае резонанса $\Omega=\omega_z$ амплитуда колебаний возрастает линейно во времени. Ионы ударяются о колпачок или покидают поле через просверленное отверстие и могут быть легко зарегистрированы с помощью электронного умножителя. Подавая пилообразное напряжение $V$ и тем самым модулируя частоту ионов, создают последовательно условия резонанса для ионов с различными массами и таким образом развертывают спектр масс. На рис. 11 показан первый спектр такого рода, полученный Реттингхаусом [19].

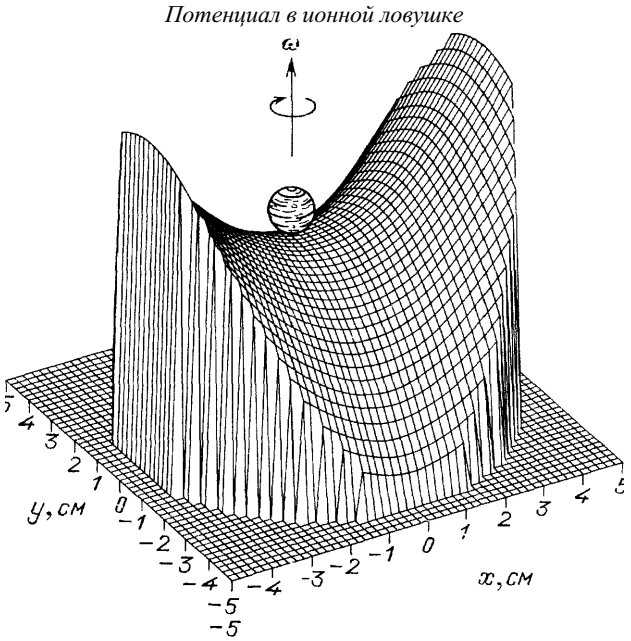


Рис. 8. Механическая модель ионной ловушки со стальным шариком в качестве «частицы»

Такого же эффекта при более быстром увеличении амплитуды можно достичь, если в диаграмму устойчивости внести небольшую полосу неустойчивости. Ее можно создать, налагая на задающее напряжение $V \cos \omega t$ небольшое дополнительное переменное напряжение с частотой, например, $\omega/2$, либо вводя в конфигурацию потенциала члены более высокой мультипольности [5б, 20].

В итоге ионная ловушка в одно и то же время работает и как источник ионов и как масс-спектрометр. Она явилась наиболее чувствительным масс-спектрометром, пригодным в случае, когда необходимо детектировать всего несколько ионов. Детальный обзор теории ловушек и их характеристик дан в книге [21].

**Ловушка Пеннинга.** Если к квадрупольной ловушке приложить только постоянное напряжение такой полярности, что ионы совершают устойчивые колебания в направлении $z$ с частотой $\omega_z^2 = 2eU/mr_0^2$, то движение ионов в плоскости $x$, $y$ будет неустойчивым, поскольку поле направлено наружу. При наложении магнитного поля в аксиальном направлении движение вдоль $z$ остается неизменным, а в плоскости $x$, $y$ ионы совершают циклотронное движение с частотой $\omega$. Оно возникает

под действием силы Лоренца $F_L$ направленной к центру. Эта сила частично компенсируется радиальной электрической силой $F_r = \left(eU / r_0^2\right) r$. Пока магнитная сила намного превосходит электрическую, в плоскости

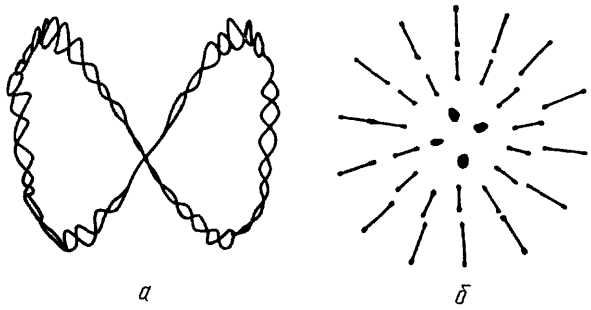


Рис. 9. *а* — Микрофотография орбиты Лиссажу в плоскости $r$, $z$ отдельной заряженной частицы порошка алюминия. Видно микродвижение. *б* — Картина «конденсированных» частиц алюминия [16]

$x$, $y$ также существует устойчивость. При этом не требуется радиочастотное поле. Результирующая частота вращения находится из выражения

$$\omega = \omega_c - \frac{\omega_z^2}{2\omega}.$$

Она слегка меньше невозмущенной циклотронной частоты $eB/m$. Отличие связано с магнетронной частотой

$$\omega_M = \frac{\omega_z^2}{2\omega},$$

которая не зависит от массы частиц.

Ловушка Пеннинга [22], таково название этого устройства, полезна в том случае, когда необходимо измерять магнитные свойства частиц, как, например, в экспериментах по спектроскопии зеемановских переходов, либо при определении циклотронных частот для очень точного сравнения масс, как это было сделано, например, Дж. Версом. Наиболее эффективное применение эта ловушка нашла в экспериментах Г. Грэффа с сотрудниками [23] и Х. Демельта, которые использовали ее для измерения аномального магнитного момента электрона. Эти измерения были доведены Демельтом и сотрудниками [24] до изумительной точности за счет наблюдения одиночного электрона, хранимого в ловушке в течение многих месяцев.

**Ловушки для нейтральных частиц.** На последнем экзамене, который я должен был сдать, будучи еще юношей, меня спросили, можно ли удержать нейтроны в бутылке с тем, чтобы проверить, являются ли они радиоактивными. Этот вопрос, на который в то время был лишь ответ «нет», преследовал меня многие годы до тех пор, пока я не смог ответить: «Да, с помощью магнитной бутылки». Потребовалось 30 лет, пока с разработкой сверхпроводящих магнитов не стала возможной ее реализация.

Я бы хотел, пользуясь примером такой бутылки, продемонстрировать сам принцип удержания нейтральных частиц. Основой опять является наша ранняя работа по фокусировке нейтральных атомов и молекул, обладающих дипольным моментом, с помощью мультипольных полей за счет использования эффектов Зеемана и Штарка первого и вто-

рого порядка [1–3]. Оба эти эффекта можно использовать и для захвата. К настоящему времени реализованы только магнитные ловушки для атомов и нейтронов. В частности, над их созданием с большим энтузиазмом работали Б. Мартин, У. Тринкс и К. И. Кюглер.

**Принцип магнитной бутылки**. Потенциальная энергия $U$ частицы с постоянным магнитным моментом, находящейся в магнитном поле, дается формулой: $U=-\mu B$. Если поле неоднородно, то имеется соответствующая сила $F=\mathrm{grad}(\mu B)$. В случае нейтрона, обладающего спином $F=(dU/dr)r$, разрешены лишь два направления спина относительно поля. Таким образом, его магнитный момент может быть ориентирован либо параллельно, либо антипараллельно полю **B**. При параллельной ориентации частицы втягиваются в поле, а в обратном случае—выталкиваются. Это дает возможность осуществить их удержание в объеме с магнитными стенками.

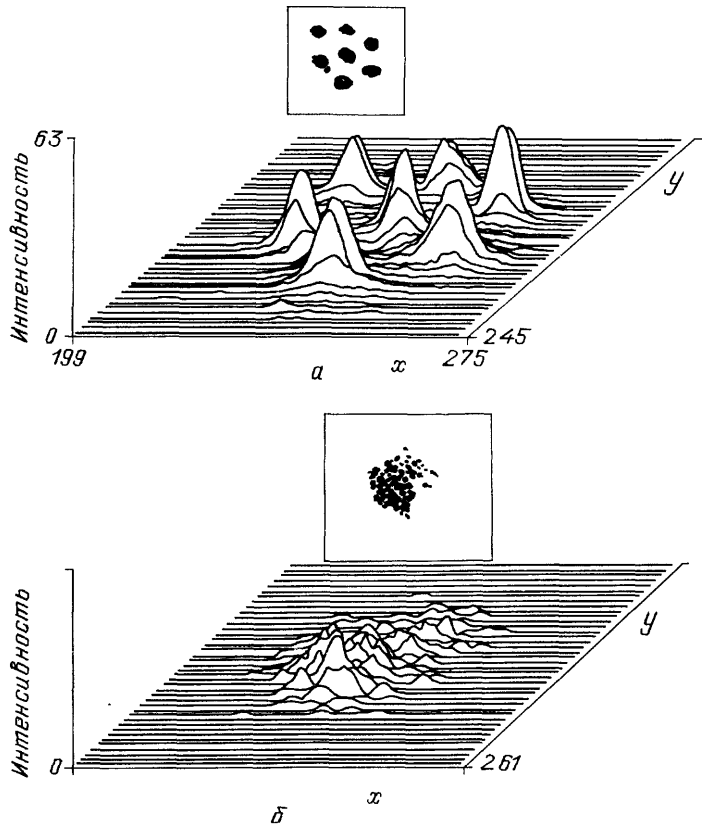


Рис. 10. *а*—Псевдокристалл из семи ионов магния. Расстояние между частицами 23 мкм. *б*—Те же частицы при «более высокой температуре». Кристалл расплавился [18]

Подходящую конфигурацию поля, которая допускает гармоническую связь частиц, в нашем случае имеет поле магнитного секступоля. Как я указывал, такое поле $B$ возрастает пропорционально $r^2$, $B=(B_0/r_0^2)r^2$, а, соответственно, его градиент $\partial B/\partial r$ пропорционален $r$.

В таком поле нейтроны с ориентацией $\boldsymbol{\mu}\uparrow\downarrow\mathbf{B}$ удовлетворяют условию удержания, так как их потенциальная энергия $U=+\mu B\sim r^2$, а возвращающая сила $\mu\ \mathrm{grad}\ B=-cr$ всегда направлена к центру. Они колеблются в поле с частотой $\omega^2=2\mu B_0/mr_0^2$. Частицы с ориентацией $\boldsymbol{\mu}\uparrow\downarrow\mathbf{B}$ дефокусируются и покидают поле. Это справедливо только до тех пор, пока

ориентация спина сохраняется. Конечно, в секступоле направление магнитного поля изменяется по азимуту, но пока движение частиц не слишком быстрое, спин адиабатически следует за направлением поля, а магнитное квантовое состояние сохраняется. Такое поведение позволяет использовать постоянное во времени магнитное поле, в противоположность случаю заряженных частиц в ионной ловушке.

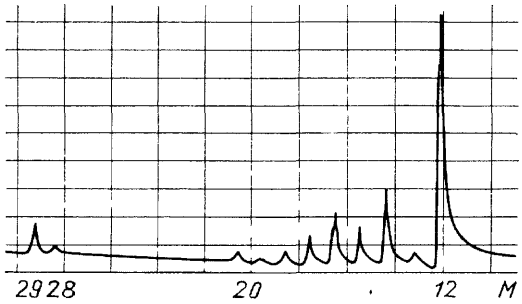


Рис. 11. Первый спектр масс, полученный с помощью ионной ловушки. Газ: воздух при давлении $2 \times 10^{-9}$ торр [19]

Идеальный линейный секступоль в плоскости $x$, $z$ образуется шестью магнитными полюсами гиперболической формы с поочередной полярностью, протяженными в направлении $y$, как это показано на рис. 12. Его можно аппроксимировать шестью прямолинейными проводами с чередующимися направлениями токов в них, образующими шестиугольник. Такая конфигурация работает как линза для частиц, движущихся вдоль оси $y$.

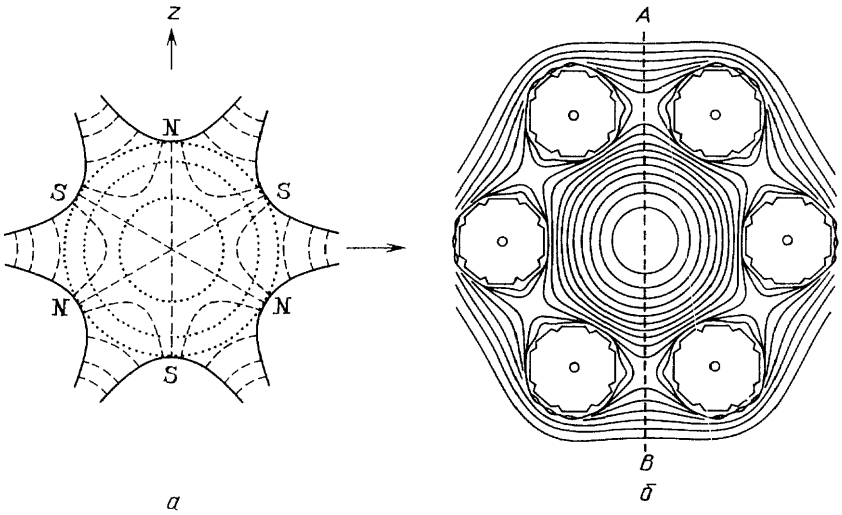


Рис. 12. *а*—Идеальное секступольное поле. Штриховые линии—линии магнитного поля; пунктир—линии равного магнитного потенциала, $B$=const. *б*—Линейный секступоль, образованный шестью прямыми проводниками с чередующимися направлениями тока

Есть две возможности получить *замкнутый объем хранения:* секступольная сфера и секступольный тор. Мы реализовали и исследовали оба варианта.

Сферически симметричное поле создается тремя кольцевыми токами, расположенными так, как показано на рис. 13. Поле $B$ по всем направлениям возрастает пропорционально $r^2$ и имеет максимальную величину $B_0$ на сфере радиусом $r_0$. При использовании сверхпроводящих проводов

мы достигли значения $B_0$=3$T$ на сфере с радиусом 5 см. Однако, поскольку нейтрон имеет малый магнитный момент $\mu=6\cdot10^{-8}$ эВ/Т, глубина потенциальной ямы $\mu B_0$ составляет только $1{,}8\cdot10^{-7}$ эВ, а следовательно, наибольшая скорость удерживаемых нейтронов равна всего лишь $\upsilon_{max}=6$ м/с. Так как атомы Na обладают большим моментом, то для него эти величины равны $2{,}2\cdot10^{-4}$ эВ и 37 м/с соответственно.

Главной проблемой для таких замкнутых конфигураций являются процессы заполнения и, особенно, внутреннего охлаждения. Однако уже в 1975 г. в пробном эксперименте нам удалось зарегистрировать время удержания в 3 секунды для атомов натрия, испаряемых внутри бутылки со стенками, охлаждаемыми гелием [25]. Но прорыв в удержании атомов был достигнут У. Д. Филлипом и Х. Дж. Меткалфом при использовании техники лазерного охлаждения [26].

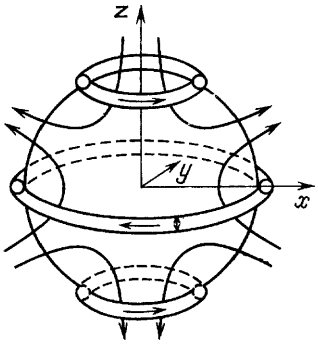


Рис. 13. Секступольная сфера

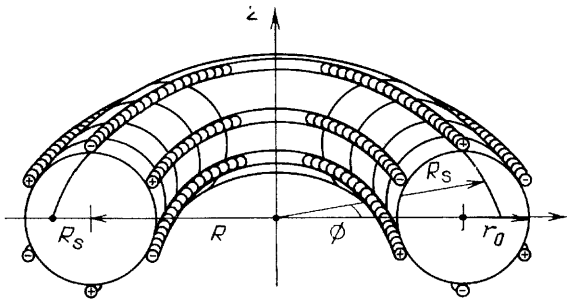


Рис. 14. Секступольный тор. $R_s$—орбита циркулирующих нейтронов

Проблема накопления нейтронов облегчается, если использовать линейное секступольное поле, изогнутое в виде замкнутого тора с радиусом $R$, как это показано на рис. 14. Магнитное поле в объеме тора не изменяется $B=(B_0/r_0^2)r^2$ и не имеет азимутальной компоненты. Нейтроны движутся по круговой орбите с радиусом $R_S$, если центробежная сила компенсируется за счет магнитной силы:

$$F_c=\frac{mv_\varphi^2}{R_s}=\mu\left.\frac{\partial B}{\partial r}\right|_{R_s}.$$

В таком кольце допустимая энергия нейтрона ограничена величиной

$$E_{max}=\mu B_0\left(\frac{R}{r_0}+1\right).$$

Она в $(R/r_0)+1$ раз больше по сравнению со случаем секступольной сферы. Поскольку нейтроны имеют не только азимутальную скорость, но также и компоненты скорости в направлениях $r$ и $z$, они колеблются около круговой орбиты.

Преимущество такой тороидальной конфигурации не только в том, что она способна принимать нейтроны с более высокими скоростями, но также и в том, что она позволяет легко инжектировать нейтроны в кольцо с внутренней стороны. Нейтроны движутся не только в магнитной потенциальной яме; на них оказывает влияние также центробежный барьер. В соответствии с этим можно понизить магнитную стенку с внутренней стороны, исключив два внутренних провода с током. Результирующая суперпозиция магнитного и центробежного потенциалов

по-прежнему образует потенциальную яму с минимумом на орбите пучка. Но при этом отсутствует барьер для влетающих нейтронов.

Очевидно, что тороидальная ловушка в принципе работает аналогично накопительным кольцам для заряженных частиц высоких энергий. Существуют во многих отношениях одинаковые проблемы неустойчивостей орбит частиц, которые обусловлены резонансными явлениями и вызывают потери частиц. Но возникают и новые проблемы такие, например, как нежелательные перевороты спина или влияние гравитационной силы. В физике ускорителей было установлено, что решить такие проблемы можно изменением формы магнитного поля за счет введения подходящих мультипольных компонент.

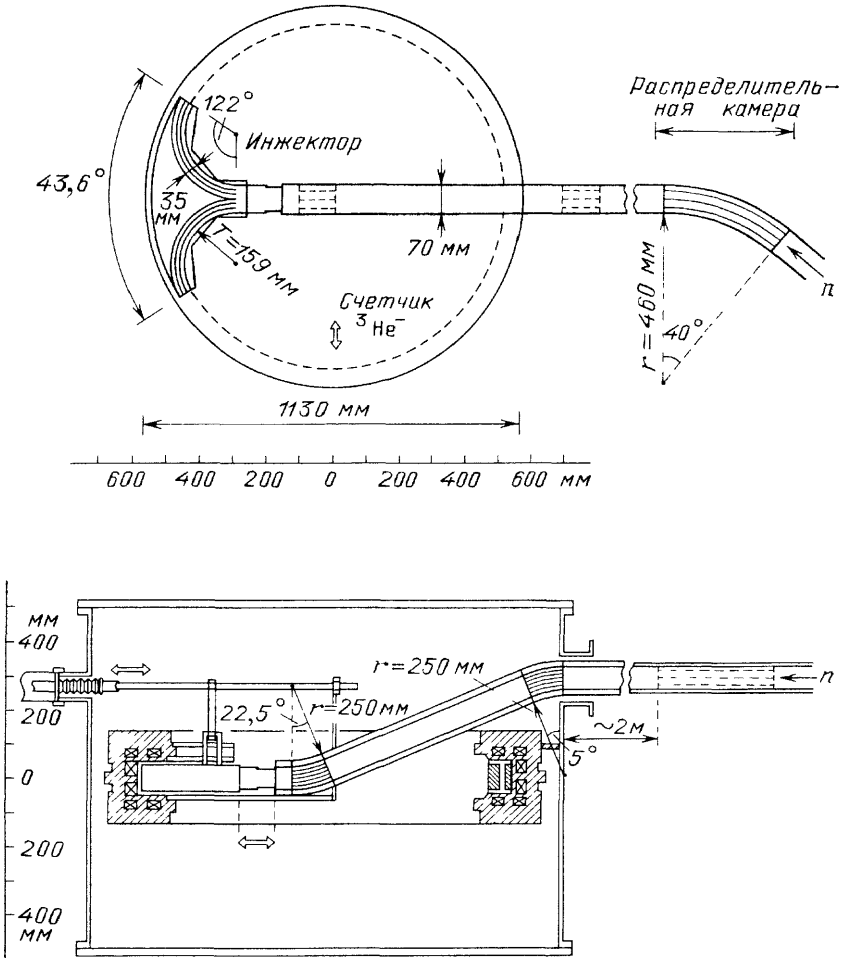


Рис. 15. Схематический вид сверху и сбоку экспериментальной установки с накопительным кольцом для нейтронов

Такая техника оказывается подходящей также в случае накопительного кольца для нейтронов. При использовании магнитной силы $\mu$ grad $B$ вместо силы Лоренца, пропорциональной $B$, требуются мультипольные члены на один порядок более высокие. Для фокусировки квадруполи должны быть заменены на секступоли, а, например, для стабилизации орбит октуполи заменяются декаполями.

В семидесятых годах мы сконструировали и построили такое магнитное накопительное кольцо с диаметром орбиты 1 м. Используемое поле в 3,5 Т позволяет удерживать нейтроны в интервале скоростей 5—20 м/с, что соответствует их максимальной кинетической энергии

$2 \cdot 10^{-6}$ эВ. Нейтроны инжектируются в кольцо тангенциально с помощью направляющего устройства с полностью отражающими стенками. Его изогнутый наконечник можно механически вдвинуть внутрь и затем резко вывести.

Экспериментальная установка показана на рис. 15. Детальное описание накопительного кольца, его теория и характеристики даны в работе [27].

В 1978 г. в первом эксперименте мы испытали этот аппарат в Гренобле на реакторе с большой плотностью потока нейтронов. Перемещая счетчик нейтронов по диаметру удерживаемого пучка через заданное время, мы могли наблюдать нейтрины, которые сохранялись в кольце до 20 минут после инжекции. Так как в процессе детектирования нейтроны теряются, то перед новым измерением необходимо было заново заполнять кольцо. Но в связи с тем, что поток нейтронов в приемлемом интервале скоростей был относительно низок, то число нейтронов оказывалось слишком малым для проведения всех необходимых измерений.

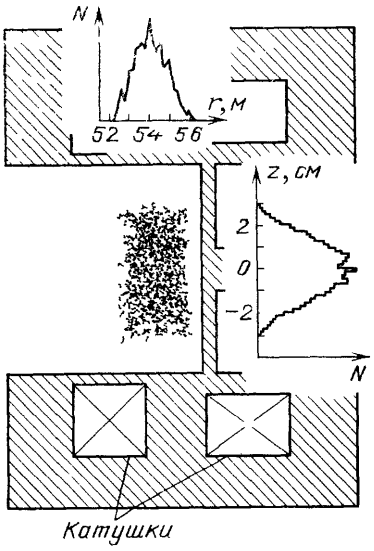


Рис 16. Профиль пучка удерживаемых нейтронов в магнитном зазоре через 400 с после инжекции

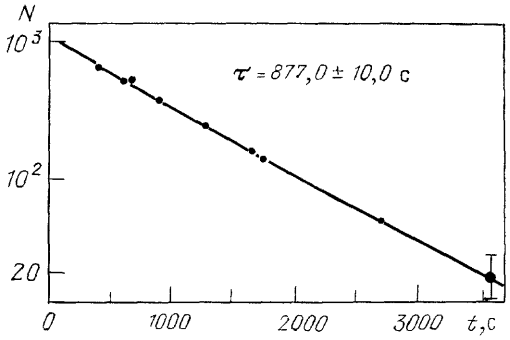


Рис. 17. Логарифмический спад со временем числа удерживаемых нейтронов

В недавнем эксперименте [28] с новым пучком, в котором плотность потока нейтронов была выше в 40 раз, мы могли наблюдать нейтроны на интервалах времени длительностью до 90 минут, что примерно в 6 раз превышает время жизни нейтрона, обусловленное его радиоактивным распадом. На рис. 16 показан измеренный профиль нейтронного пучка, циркулирующего внутри магнитного зазора. Тщательно измерив число удерживаемых нейтронов как функцию времени, мы смогли установить, что характерное время равно $\tau$=877±10 с (рис. 17).

На основе анализа наших измерений мы пришли к заключению, что время удержания нейтронов, свойственное самому кольцу, составляет по меньшей мере один день. Это показывает, что мы поняли проблемы, относящиеся к конструкции кольца.

**Накопительное кольцо в качестве весов.** Очень хорошая воспроизводимость характеристик позволила провести другой интересный экс-

перимент. Как я уже пояснял, нейтроны упруго связаны в плоскости симметрии магнитного поля. Поскольку они обладают малым магнитным моментом, возвращающая сила оказывается одного порядка с гравитационной силой. Отсюда следует, что вес нейтрона растягивает магнитную пружину, на которой подвешена частица; центр равновесия колеблющегося нейтрона сдвигается вниз.

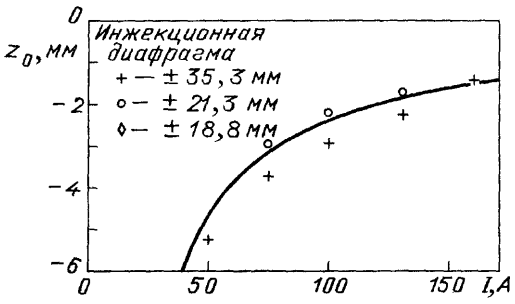


Рис. 18. Сдвиг вниз центра равновесия орбит нейтронов, обусловленный весом нейтронов, как функция силы тока, создающего магнитное поле

Сдвиг $z_0$ определяется условием равновесия $mg=\mu \operatorname{grad} B$. Для компенсации веса требуется градиент $\partial B/\partial z=173$ Гс/см. Так как градиент в кольце увеличивается с ростом $z$ и пропорционален току $I$, создающему магнитное поле, то для сдвига $z_0$ можно получить:

$$z_0 = \text{const} \cdot m \frac{g}{I} .$$

Отсюда следует, что в нашем случае при наибольшей величине тока $I$=200 А $z_0$= 1,2 мм, а при $I$=50 А соответственно $z$=4,8 мм.

Перемещая тонкий счетчик нейтронов по диаметру объема удержания, мы смогли измерить профиль циркулирующего пучка нейтронов и определить его положение в магнитной системе. Поочередно двигая счетчик вверх и вниз во многих сериях измерений, мы смогли определить величину $z_0$ с хорошей точностью.

Результат показан на рис. 18. Измеренные величины, полученные в различных экспериментальных условиях, хорошо укладываются на расчетную линию. Детальный анализ дает для гравитационной массы нейтрона следующее значение

$$m_g = 1{,}63 \pm 0{,}06 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Эта величина с точностью до 4% согласуется с хорошо известным значением инертной массы.

Таким образом, магнитное накопительное кольцо представляет собой весы с чувствительностью порядка $10^{-25}$ г. Это достигается за счет того, что намного более значительные электрические силы здесь вообще не играют роли.

Я убежден, что рассмотренные выше магнитные бутылки, разработанные в нашей лаборатории, явятся полезными и плодотворными приборами для многих других экспериментов в будущем, как это уже произошло с *ионной ловушкой.*

(*Перевод с англ.* К. *Н. Драбовича*)

ПРИМЕЧАНИЕ К ТЕКСТУ

[1] lonenkafig—буквально «клетка для ионов». (*Примеч. пер.*)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1].*Friedberg H., Paul W.*//Naturwissenschaft. **1951.** Bd 38. S 159
2. *Bennewitz H.G., Paul W.*//Zs. Phys. **1954.** Bd. 139. S. 489
3. *Bennewitz H.G., Paul W.*//Ibidem. **1955.** Bd. 141. S. 6.

4. *Townes C.H.*//Proc. Nat. Acad. Sci. **1983** V. 80 P. 7679
5. а) *Paul W., Steinwedel H.* //Zs. Naturforschung **1953** Bd. 8a. S. 448
   б) German Patent Nr. 944 900, USA Patent 2939958
6. *Paul W., Raether M.*//Zs. Phys. **1955** Bd. 140. S. 262
7. *Paul W, Reinhardt H P, Zahn U* //Ibidem **1958** Bd. 152 S. 143
8. *Busch F , von, Paul W.* //Ibidem 1961. Bd. 164 S. 581
9. *Zahn V., von*//Ibidem **1962** Bd. 168 S. 129
10. *Dawson P.H.* Quadrupole Mass Spectrometry and its Application—Amsterdam: Elsevier, 1976
[11]. *Paul W., Osberghaus O., Fischer E.* Forshung Benchte des Wirthschaftsministeriums Nordrhem-Westfalen Nr 415—1958
12. *Berkling K.* Thesis—Bonn, 1956
13. *Fischer E.* Zs. Phys. **1959** Bd. 156 S. 1
14. *Dehmelt H.* //Adv. At. and Molec. Phys. **1967** V. 3
15. *Wineland D.J., Dehmelt H.*//Bull. Am. Phys. Soc. **1975** V. 20 P. 637.
16. *Wuerker R.F., Langmuir R.V.*//Appl. Phys. **1959** V. 30 P. 342
17. *Neuhauser W., Hohenstett M., Toschek P., Dehmelt H.*//Phys. Rev. Ser. A **1980** V. 22 P. 1137
18. *Dietnch F., Chen E., Quint J.W., Walter H.* //Phys. Rev. Lett. **1987** V. 59 P. 2931
19. *Rettinghaus G.*//Zs. angew. Phys. **1967** Bd. 22 S. 321
20. *Busch F., von, Paul W.*//Zs. Phys. **1961** Bd. 164 S. 580
[21]. *March R.E., Hughes R.J.* Quadrupole Storage Mass Spectrometry—New York: John Wiley, 1989
22. *Penning F.M.* //Physica **1936** V. 3 P. 873
23. *Graff G., Kleempt E., Werth G.*//Zs. Phys. **1969** Bd. 222 S. 201
24. *Van Dyck R.S., Schwinberg P.B., Dehmelt H.G.*//Phys. Lett. **1977** V. 38 P. 310
25. *Martin B.* Thesis — Bonn University, 1975
26. *Migdal A.L., Prodan J., Phillips W.D., Bergmann Th.H., Metcalf H.J.* //Phys Rev.Lett. **1985** V. 54 P. 2596
27. *Kugler J.J., Paul W., Trinks U.*//Nucl. Instr. and Meth. Ser. A **1985** V. 228 P. 240.
28. *Paul W., Anton F., Paul L., Paul S., Mampe W.* //Zs. Phys. Kl. C. **1989** Bd. 45 S. 25