

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.184

АТОМНЫЕ ЧАСТИЦЫ В ЛОВУШКАХ*)

П. Э. Тошек

Зачем локализовать и зачем охлаждать атомные частицы?— Ловушки для ионов и нейтральных частиц.— Применения локализованных ионов в спектроскопии.— Захват атомных частиц в световых пучках.— Охлаждение локализованных частиц.— Спектроскопия локализованных охлажденных частиц.— Стандарты времени и частоты на основе локализованных охлажденных ионов.

1. Зачем локализовать и зачем охлаждать атомные частицы? Работы по изучению взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, и, в частности, спектроскопические исследования, имеют почтенную историю. Результаты этих исследований позволяют установить фундаментальные общие закономерности, однако, сделать это удается только в достаточно простых системах, включающих вещество и поле, т. е. в отсутствие маскирующих эффектов и сложных возмущений. Спектроскопия газов затрудняется неизбежным влиянием столкновений и существованием распределения скоростей частиц. Применение молекулярных пучков, начавшееся еще 60 лет назад, позволило существенно улучшить экспериментальные условия, особенно в последнее время, благодаря одновременному применению методов лазерной спектроскопии. Сейчас представляется, что локализация небольшого числа атомов или молекул посредством полей специальной конфигурации, так называемых «ловушек», позволит сделать другой важный шаг на пути реализации идеально чистого и простого эксперимента [1]. В самом деле, электромагнитная локализация позволяет создать уникальные условия для исследуемых частиц:

— Частота столкновений мала, если облако из небольшого числа частиц содержится в ловушке в условиях сверхвысокого вакуума.

— Отсутствуют уширение и сдвиг линий за счет эффекта Допплера первого порядка, если частицы заключены в объеме, размеры которого

*) Toschek P. E. Atomic particles in traps: Course 3/Tendances actuelles en physique atomique/New trends in atomic physics. Les Houches. Session XXXVIII, June 28—July 29, 1982/Eds G. Grynberg, R. Stora.— Amsterdam; Oxford; New York; Tokyo: Elsevier Sci. Publ., 1984.—V. 1. Pp. 383—450.— Перевод А. В. Агафонова, К. Н. Драбовича.

П. Э. Тошек — сотрудник Института экспериментальной физики, Гамбургский университет, ФРГ.

вдоль направления наблюдения много меньше, чем длина волны излучения [2].

— Устраняется доплеровский сдвиг второго порядка, если можно существенно уменьшить энергию движения частиц, т. е. если существует какой-то способ «охлаждения» частиц.

— Не возникает пролетное уширение спектральных линий, обусловленное срывом взаимодействия вследствие выхода частиц из области взаимодействия, если время локализации достаточно велико.

— Можно устранить штарковский сдвиг, если частицы локализируются вблизи узла поля.

Кроме того, данная техника имеет дополнительные эффектные преимущества:

— Большое время локализации позволяет улучшить отношение сигнал/шум во всякого рода измерениях.

— Представляется возможным полностью контролировать положение и скорость частиц. Ограничения обусловлены только квантовыми флуктуациями.

— Можно исследовать отдельный гармонический осциллятор, роль которого играет одна частица.

Таким образом, локализация атомов или молекул, особенно, когда в пределе речь идет об одиночной частице, по-видимому, полностью удовлетворяет «мечтам спектроскописта». К тому же, все, что может сделать экспериментатор для теоретика — это провести чистые, без излишних сложностей экспериментальные измерения. Несомненно также, что эта техника открывает путь к новым экспериментам беспрецедентной точности. Ряд возможностей в последнее время обсуждался весьма подробно, например, визуализация и исследование сверхмалых количеств атомов или молекул и, особенно, использование локализованных частиц для создания сверхточных стандартов частоты, времени и длины.

2. Ловушки для ионов и нейтральных частиц. Хотя для локализации заряженных и даже нейтральных (см. раздел 2.4) частиц могут применяться электростатические или магнитостатические поля специальной конфигурации, наибольшее распространение для локализации ионов (и электронов) получили электромагнитные ловушки, или ловушки Пеннинга, и электродинамические ловушки, т. е. радиочастотные ловушки, или ловушки Пауля. В последнее время большой интерес вызывает также локализация нейтральных частиц в световых пучках.

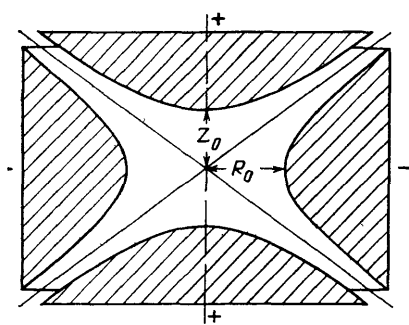


Рис. 1 Квадрупольное электрическое поле электромагнитных и электродинамических ионных ловушек

щим вращательную симметрию и направленным вдоль оси вращения постоянным магнитным полем [3, 4]. Подобная комбинация полей широко применяется в манометрах с холодным катодом (рис. 1). Квадрупольное распределение электростатического потенциала в ловушке

$$\Phi_T = A(r^2 - 2z^2) \quad (2.1)$$

создается за счет напряжения на электродах $U_0 = 2R_0^2 A$, где R_0 и Z_0 связаны соотношением $R_0^2 = 2Z_0^2$. В аксиальном направлении потенциал имеет вид параболической ямы (для положительного заряда), в которой

являются электростатические или магнитостатические поля специальной конфигурации, наибольшее распространение для локализации ионов (и электронов) получили электромагнитные ловушки, или ловушки Пеннинга, и электродинамические ловушки, т. е. радиочастотные ловушки, или ловушки Пауля. В последнее время большой интерес вызывает также локализация нейтральных частиц в световых пучках.

2.1. Ловушка Пеннинга. Такая ловушка образуется квадрупольным электростатическим полем, имею-

частица массой M совершает гармонические колебания в соответствии с уравнением

$$\ddot{z} + \omega_z^2 z = 0, \quad \omega_z^2 = \frac{4eA}{M}. \quad (2.2)$$

Удержание частиц в радиальном направлении обеспечивается магнитным полем, в котором ионы движутся по замкнутым орбитам. Если центр орбиты лежит на оси z , условие равенства между центробежной силой Лоренца и противодействующей ей комбинацией центробежной силы и силы кулоновского притяжения дается выражением:

$$\frac{eBv}{c} = \frac{Mv^2}{r} + \frac{M\omega_z^2 r}{2}. \quad (2.3)$$

Заменяя Mv^2/r на $-M\ddot{r}$, получаем $\ddot{r} = (\omega_z^2 r/2) - i\omega_c \dot{r}$, где $r = x + iy$, а $\omega_c = eB/Mc$ — циклотронная частота. Учитывая, что $\omega = v/r$, (2.3) можно переписать в виде уравнения

$$2\omega(\omega_c - \omega) = \omega_z^2, \quad (2.4)$$

которое имеет следующие решения:

$$\omega = \left\{ \begin{matrix} \omega_c' \\ \omega_m \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \omega_c \pm \left[\left(\frac{\omega_c}{2} \right)^2 - \frac{\omega_z^2}{2} \right]^{1/2}. \quad (2.5)$$

Решения уравнений движения (2.2) и (2.3) имеют вид

$$z = z_0 \cos \omega_z t, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_c \exp(-i\omega_c' t) + \mathbf{r}_m \exp(-i\omega_m t).$$

Последнее выражение описывает суперпозицию круговых движений, в плоскости перпендикулярной к оси z (рис. 2) с (модифицированной)

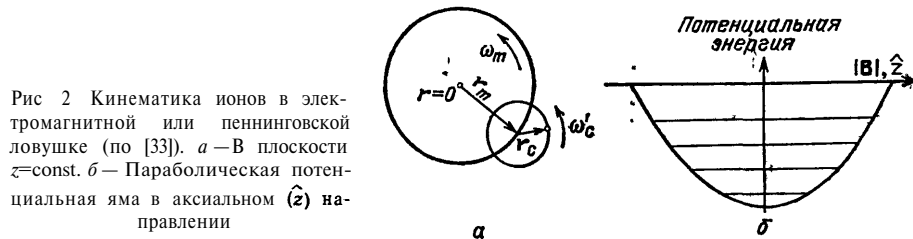


Рис. 2 Кинематика ионов в электромагнитной или пеннинговской ловушке (по [33]). а — В плоскости $z = \text{const}$. б — Параболическая потенциальная яма в аксиальном ($\hat{z}$) направлении

циклотронной частотой ω_c' и магнетронной частотой ω_m . Из уравнения (2.4) следует

$$\omega_c - \omega_c = \omega_m, \quad (2.7)$$

$$\omega_c \omega_m = \frac{\omega_z^2}{2}. \quad (2.8)$$

Эти соотношения позволяют определить ω_c . Можно показать, что эти частоты не зависят от положения частицы в ловушке; они являются «постоянными ловушки». Как при аксиальном, так и при циклотронном движении частицы увеличение амплитуды сопровождается потерей кинетической энергии и увеличением потенциальной, т. е. эти движения устойчивы. Напротив, магнетронное движение неустойчиво, и рассеяние частиц на остаточном газе ведет к диффузии ионов из ловушки. Характерные значения параметров ловушки Пеннинга приведены в табл. 1.

Таблица I

R_0	Z_0	U_0	$\omega_z/2\pi$	$\omega'_c/2\pi$	$\omega_m/2\pi$	Масса
0,5 см	0,35 см	7 В	200 кГц	800 кГц	25 кГц	25

При больших значениях приложенного напряжения влияние кулоновских сил скомпенсировать не удастся, и орбитальное движение ионов становится неустойчивым. Аналогичный эффект дает пространственный заряд захваченных в ловушку ионов, создающих собственное поле с потенциалом $\Phi_i(r, z)$. Поэтому размеры ионного облака не могут превышать некоторых максимальных, определяемых из условия

$$\Phi_i(r, z) = -\Phi_T(r, z). \quad (2.9)$$

Если облако с плотностью заряда ρ имеет эллипсоидальную форму [5], то

$$\Phi_i(r, z) = \frac{2}{3} \pi \rho (ar^2 + bz^2), \quad (2.10)$$

а формула для собственных частот принимает вид

$$\left\{ \begin{matrix} \omega'_c \\ \omega_m \end{matrix} \right\} = \frac{\omega_c}{2} \pm \left[\left(\frac{\omega_c}{2} \right)^2 - \frac{\omega_z^2}{2} - \frac{4\pi e \rho a}{3M} \right]^{1/2}. \quad (2.11)$$

Устойчивости движения соответствует условие действительности частот. Согласно оценкам Вайнленда [5]

$$\frac{\rho}{e} < 2,7 \cdot 10^9 \frac{B^2}{M},$$

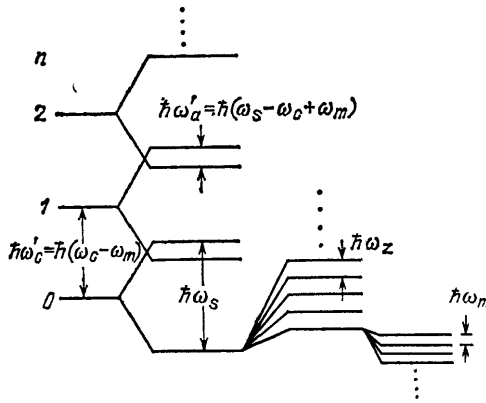
(B измеряется в Тл, M — в атомных единицах массы) или

$$n_{\max} = \frac{\rho_{\max}}{e} \approx 2,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \quad \text{при } B = 1 \text{ Тл, } M = 100.$$

Квантовомеханическое описание движения заряженной частицы в ловушке Пеннинга [6, 7] дает следующие собственные значения энергии

$$\frac{E_{mnkq}}{\hbar} = m\omega_s + \left(n + \frac{1}{2}\right) \omega'_c + \left(k + \frac{1}{2}\right) \omega_z - \left(q + \frac{1}{2}\right) \omega_m, \quad (2.12)$$

Рис. 3. Структура энергетических уровней ионов в магнитном поле, обусловленная циклотронным движением, наличием спина, аксиальными колебаниями и магнетронным движением (по [33])



где $m = \pm 1/2$, n, k, q — целые числа, ω_s — частотный интервал между состояниями с противоположной ориентацией спина. Энергетические уровни схематически показаны на рис. 3. Радиусы орбит даются выражениями

$$r_c \approx r_0 (2n + 1)^{1/2}, \quad r_m \approx r_0 (2q + 1)^{1/2}, \quad (2.13)$$

где

$$r_0^2 = \lambda_c \lambda_s, \quad \lambda_c = \frac{c}{\omega_0}.$$

Здесь λ_c и $\lambda_c = \hbar/Mc$ — соответственно циклотронная и комптоновская длины волн. Основное преимущество ловушки Пеннинга заключается в том, что в ней нет переменных полей и сопутствующей им перекачки энергии частицам, движущимся в потенциальной яме, и в любые измерительные цепи. К недостаткам ловушки Пеннинга относятся сложный характер движения частиц, неустойчивый по одной из степеней свободы, и неизбежное искажение спектра, обусловленное эффектом Зеемана.

2.2. Радиочастотная ловушка. То же самое квадрупольное электрическое поле

$$\Phi_T = A(r^2 - 2z^2) \quad (2.1')$$

позволяет удерживать заряженные частицы без какого-то ни было магнитного поля, если использовать *высокочастотное напряжение* $V = V_0 \cos \Omega t = 2R_0 A$ [8, 9]. Этот принцип [4] проиллюстрирован на рис. 4. В однородном плоском конденсаторе ($d = 2Z_0$), к которому приложено напряжение V , на частицу, находящуюся в плоскости z , действует сила

$$F(z, t) = M\ddot{z} = -eE_0 \cos \Omega t, \quad (2.14)$$

где $E_0 = V_0/2Z_0$. Зависимость положения частицы от времени можно записать в виде

$$z(t) = \bar{z} + \zeta(t) = \text{const} + \zeta_0 \cos \Omega t, \quad (2.15)$$

где $\zeta_0 = eE_0(z)/M\Omega^2$. Таким образом,

$$F(\bar{z}) = \langle F(z, t) \rangle_t = 0. \quad (2.16)$$

Однако в слабонеоднородном поле ($\zeta \rightarrow \zeta'$) $F(\bar{z}) \neq 0$. Предположим, что эта сила меняется медленно, а равновесие сохраняется. Разлагая выражение для поля в ряд

$$E_0(z) = E_0(\bar{z}) + \left. \frac{\partial E_0(z)}{\partial z} \right|_{z=\bar{z}} \zeta', \quad (2.17)$$

где второй член в правой части много меньше первого, и вычисляя среднее за период значение силы, получим:

$$\frac{1}{e} \langle F(z) \rangle = \langle E_0(z) \cos \Omega t \rangle = \left. \frac{\partial E_0(z)}{\partial z} \right|_{z=\bar{z}} \langle \zeta' \cos \Omega t \rangle, \quad (2.18)$$

где

$$\begin{aligned} \langle \zeta' \cos \Omega t \rangle &\approx \langle \zeta \cos \Omega t \rangle = \langle -\zeta_0 \cos^2 \Omega t \rangle = \\ &= -\frac{\zeta_0}{2} = -eE_0(\bar{z}) (2M\Omega^2)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Поэтому можно приближенно записать

$$\langle F(\bar{z}) \rangle = -e \frac{\partial \Psi(\bar{z})}{\partial \bar{z}}, \quad (2.20)$$

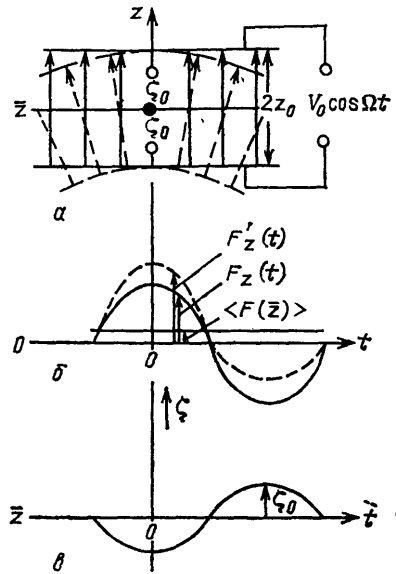


Рис. 4. Захват ионов в электродинамической ловушке. В однородном поле среднее значение силы $F_z(t)$ (сплошные кривые), действующей на ионы с частотой Ω и имеющей амплитуду ζ_0 , равно нулю. В неоднородном поле средняя сила $\langle F(z) \rangle$ (штриховые кривые) отлична от нуля и всегда направлена в сторону уменьшения поля (из [4])

где псевдопотенциал

$$\Psi(\bar{z}) = \frac{eE_0^2(\bar{z})}{4M\Omega^2}. \quad (2.21)$$

Независимо от знака заряда частица дрейфует в сторону более слабого поля. В трехмерном случае

$$\langle F(\bar{r}, \bar{z}) \rangle = -e \operatorname{grad} \Psi(\bar{r}, \bar{z}). \quad (2.22)$$

Предположим теперь, что центр движения медленно смещается, так что

$$|\dot{\bar{z}}| \ll \xi_0 \Omega. \quad (2.23)$$

Тогда остаются справедливыми все приведенные выше формулы. Они применимы и в случае большой, но почти постоянной скорости $|\dot{\bar{z}}|$ (см. работу [4]). Таким образом, последние два соотношения соответствуют условию ограниченности гармонического движения частицы. Эти же условия позволяют пренебречь перекрестным членом в выражении для полной кинетической энергии

$$\langle W(z) \rangle = \left\langle \frac{1}{2} M \dot{\bar{z}}^2 \right\rangle = \left\langle \frac{1}{2} M \dot{\bar{z}}^2 \right\rangle + \left\langle \frac{1}{2} M \dot{\xi}^2 \right\rangle + \langle M \dot{\bar{z}} \dot{\xi} \rangle, \quad (2.24)$$

поскольку $\xi \propto \sin \Omega t$, и этот член исчезает при усреднении. Оставшиеся члены идентифицировать нетрудно: член $\left\langle \frac{1}{2} M \dot{\bar{z}}^2 \right\rangle$ представляет собой кинетическую энергию медленного движения «ведущего центра» (т. е. «векового движения»); выражение

$$\left\langle \frac{1}{2} M \dot{\xi}^2 \right\rangle = \frac{e^2 E_0^2(\bar{r}, \bar{z})}{4M\Omega^2} = e\Psi(\bar{r}, \bar{z})$$

соответствует кинетической энергии вынужденных колебаний (или «микродвижения»), которую можно описать как псевдопотенциальную энергию векового движения. Воспользовавшись выражением (2.1') для *потенциала квадрупольного поля*, получим

$$\begin{aligned} E_{0x} &= - \frac{\partial \Phi_T}{\partial x} \Big|_{t=0} = -2A_0 x, \\ E_{0y} &= - \frac{\partial \Phi_T}{\partial y} \Big|_{t=0} = -2A_0 y, \\ E_{0z} &= - \frac{\partial \Phi_T}{\partial z} \Big|_{t=0} = +4A_0 z \end{aligned}$$

и

$$\Psi(\bar{r}, \bar{z}) = \frac{\bar{D}}{4Z_0^2} (\bar{r}^2 + 4\bar{z}^2), \quad (2.25)$$

где $\bar{D} = eA_0^2 \cdot 4Z_0^2 / M\Omega^2$ — глубина псевдопотенциальной ямы. Подставляя ее в выражение для частоты аксиальных колебаний $\omega_z^2 = 4eA/M$ вместо использованной ранее глубины $D = 2Z_0^2 A$ статической потенциальной ямы, создаваемой напряжением $V_0 = D[1 + (R_0/Z_0)^2/2]$, получаем

$$\bar{\omega}_z^2 = \frac{4e}{M} \frac{\bar{D}}{2Z_0^2} = 8 \left(\frac{eA_0}{M\Omega} \right)^2. \quad (2.26)$$

Таким образом, полное движение в z -направлении при условии, что $\bar{\omega}_z \ll \Omega$, описывается выражением

$$z = \bar{z} + \zeta = \bar{z}_0 \cos(\bar{\omega}_z t + \varphi_z) - \zeta_0 \cos \Omega t. \quad (2.27)$$

Из формул (2.15), (2.25) следует, что (при $\varphi_z \rightarrow 0$)

$$-\zeta_0 = \frac{e}{M\Omega^2} (-4A_0 \bar{z}) = \frac{\bar{\omega}_z}{\Omega} \bar{z} \cdot \sqrt{2} \approx \frac{\bar{\omega}_z}{\Omega} \bar{z}_0 \cdot \sqrt{2} \cos \bar{\omega}_z t,$$

и, следовательно,

$$z = \bar{z}_0 \left(1 + \sqrt{2} \frac{\bar{\omega}_z}{\Omega} \cos \Omega t \right) \cos \bar{\omega}_z t. \quad (2.28)$$

Это решение уравнения движения, справедливое при условии $\bar{\omega}_z \ll \Omega$, содержит спектральные компоненты на частотах ω_z и $\Omega \pm \bar{\omega}_z$.

2.2.1. Сферически симметричная ловушка. В случае сферической потенциальной ямы выражение для потенциала меняется, и результирующий потенциал образуется суперпозицией электростатического и высокочастотного потенциалов: $\Phi = \Phi_{0T} + \Phi_T$, где Φ_T определяется выражением (2.1'), а $\Phi_{0T}(r, z) = A_{00}(r^2 - 2z^2)$, $A_{00} = eA_0^2/M\Omega^2$. Тогда, вводя $\Phi_{0T}(\bar{r}, \bar{z})$ в выражение $\Psi(\bar{r}, \bar{z})$, получим

$$\Psi_{\text{sym}}(\bar{r}, \bar{z}) = 2 \frac{eA_0^2}{M\Omega^2} (\bar{r}^2 + \bar{z}^2). \quad (2.29)$$

2.2.2. Сравнение свойств радиочастотной и статической (например, пеннинговской) ловушек. Из выражений (2.2) и (2.26) можно найти отношение частоты векового движения в радиочастотной ловушке ($\bar{\omega}_z$ при $A = A_0 \cos \Omega t$) к частоте аксиальных колебаний частицы в ловушке со статическими полями (ω_z при $A = A_0$), например, пеннинговского типа:

$$\frac{\bar{\omega}_z^2}{\omega_z^2} = \frac{\bar{D}}{D} = \frac{2eA_0}{M\Omega^2} = \frac{1}{2} \frac{\omega_z^2}{\Omega^2}, \quad (2.30)$$

или $\bar{\omega}_z^2 = \bar{\omega}_z \Omega \sqrt{2}$, а также — отношение глубин соответствующих потенциальных ям:

$$\frac{\bar{D}}{D} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\bar{\omega}_z}{\Omega}. \quad (2.31)$$

Для того чтобы в электродинамической ловушке создать квазипотенциальную яму глубиной $\bar{D}$, амплитудное значение напряжения должно удовлетворять соотношению:

$$V_0 = \sqrt{2} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{R_0}{Z_0} \right)^2 \right] \frac{\Omega}{\bar{\omega}_z} \bar{D}. \quad (2.32)$$

Понятие квазипотенциала имеет смысл только при $\Omega \gg \bar{\omega}_z$; таким образом, устойчивость захвата характеризуется отношением $\Omega/\bar{\omega}_z$, которое на практике составляет ≈ 10 . Для того, чтобы потенциальные ямы имели равную глубину, амплитуда высокочастотного напряжения в электродинамической ловушке должна во столько же раз превосходить постоянное напряжение в ловушке Пеннинга. С другой стороны, существует ограничение на величину постоянного напряжения: если радиальная составляющая электрического поля слишком велика, ее влияние превалирует над силой Лоренца $e[\mathbf{v}\mathbf{B}_0]$, которая обеспечивает дрейфовое магнетронное движение. При условии, что $\omega_z > \omega_c/\sqrt{2}$ (см. выражение

(2.5)) радиус орбиты экспоненциально растет. Из-за развития аналогичной неустойчивости возникает ограничение и на величину пространственного заряда ионов, также создающего радиальное электрическое поле. Это обстоятельство свидетельствует о преимуществе применения радиочастотных ловушек для локализации ионов.

2.2.3. Количество накапливаемых ионов. Захваченные ионы с суммарным зарядом q заполняют однородно потенциальную яму вплоть до уровня D_q и образуют заряженный эллипсоид с размерами z_q, r_q . Поскольку для параболического потенциала справедливы соотношения $\bar{D}_q/\bar{D} = (z_q/Z_0)^2$ и $q/q_{\max} = (z_q/Z_0)^3$, а заряд q определяется из условия

$$\left(\frac{\bar{D}_q}{\bar{D}}\right)^3 = \left(\frac{q}{q_{\max}}\right)^2. \quad (2.33)$$

Максимальная плотность пространственного заряда ρ , создающего собственное поле, характеризуемое потенциалом Φ_1 , находится из условия $\Phi_1 + \Psi(\bar{r}, \bar{z}) = \text{const}$ и уравнения

$$\nabla^2 \Psi(\bar{r}, \bar{z}) = -\nabla^2 \Phi_1 = \rho_{\max}. \quad (2.34)$$

Поскольку $\nabla^2 \Psi = 3\bar{D}/Z_0^2$, максимальный полный заряд равен

$$q_{\max} = \frac{16\pi\bar{D}R_0^2}{Z_0}. \quad (2.35)$$

Отсюда, при $\bar{D} = 6$ В, $Z_0 \approx 1$ см, получаем, что максимальная плотность ионов составляет $n_{\max} \approx 10^7$ см $^{-3}$. Термодинамические свойства облака захваченных ионов рассмотрены в работе [4].

2.2.4. Точный расчет динамики частиц в ловушке [10, 11]. Введем следующие обозначения: U — постоянное напряжение, V_0 — амплитуда высокочастотного напряжения, $V_0 = 2R_0^2 A$, $\tau = \Omega t/2$. Тогда уравнение движения ионов во всех направлениях ($x, y, z \rightarrow x_1$) можно записать в виде

$$\frac{d^2 x_1}{d\tau^2} + (a - 2q \cos 2\tau) x_1 = 0, \quad (2.36)$$

где

$$a_x = a_y = -\frac{a_z}{2} = \frac{4eU}{MR_0^2 \Omega^2} = a,$$

$$q_x = q_y = -\frac{q_z}{2} = \frac{2eV_0}{MR_0^2 \Omega^2} = q.$$

Это уравнение Матье с периодическими коэффициентами. Собственные решения его не растут бесконечно, т. е. являются устойчивыми только в определенной области изменения параметров. На рис. 5 показаны наложенные друг на друга области устойчивости движений в r - и z -направлениях. Одновременная устойчивость движения по обоим координатам достигается только в участках перекрытия областей устойчивости.

Решение уравнения записывается в виде бесконечного ряда Фурье по частотам $\omega_n = [n \pm (\beta/2)] \Omega$

$$x(\tau) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \cos[(2n + \beta)\tau] + B \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \sin[(2n + \beta)\tau], \quad (2.37)$$

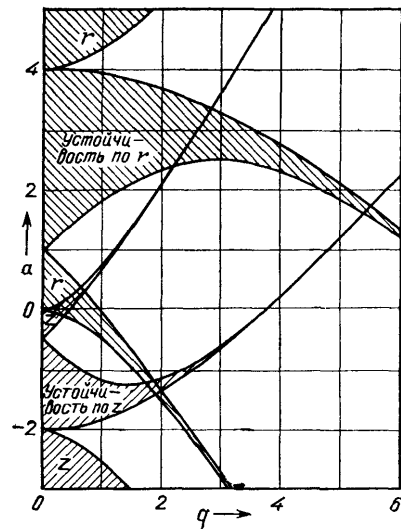


Рис. 5. Области устойчивости решений уравнения Матье, описывающих движение в r - и z -направлениях

где n — целое число, $0 \leq \beta(a, q) \leq 1$. Внутри областей устойчивости линии, соответствующие постоянным значениям β , идут параллельно границам. В простом случае $a=0$, $q, \beta \ll 1$ решение (2.37) принимает вид

$$\frac{x(\tau)}{A} = c_{-1} \cos[(2 - \beta)\tau] + c_0 \cos \beta\tau + c_{+1} \cos[(2 + \beta)\tau]. \quad (2.38)$$

При $c_0=1$, $c_{-1} \approx c_{+1} \approx q/4$ решение совпадает с (2.28).

В исследовании кинематики ионного облака в радиочастотной ловушке широкое применение получили статистические методы [12].

2.2.5. Исследование локализованных ионов. Обычно как плотность локализованных ионов, так и их абсолютное число, невелики. Поэтому регистрирующая аппаратура должна обладать высокой чувствительностью. Обычный метод регистрации состоит в возбуждении механических колебаний ионов в потенциальной яме с помощью высокочастотного поля. Для этого к чашечным электродам подсоединяется параллельный LC-контур. В области резонанса колебания ионов демпфируют колебания в LC-контуре, и это затухание измеряется (рис. 6). С другой стороны, колебания ионов, возбуждаемые различными шумами, приводят к появлению на электродах случайных зарядов — изображений, которые вызывают флуктуации напряжения на LC-контуре. После усиления и понижения частоты шумовой сигнал регистрируется с помощью квадратичного детектора, что позволяет получить данные о полном заряде локализованных ионов. Эти вопросы детально обсуждаются в работах [4, 11, 13].

Так были исследованы условия оптимального захвата, а также упругие столкновения захваченных ионов с атомами буферного газа [14,

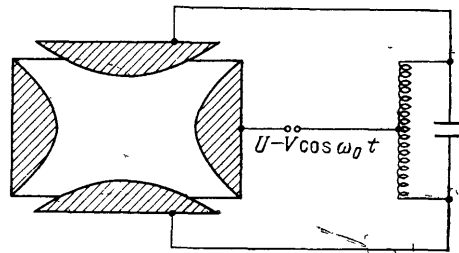


Рис. 6. Схема регистрации ионов с помощью параллельного перестраиваемого резонансного контура

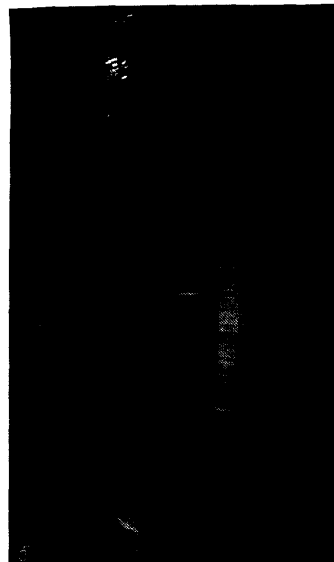
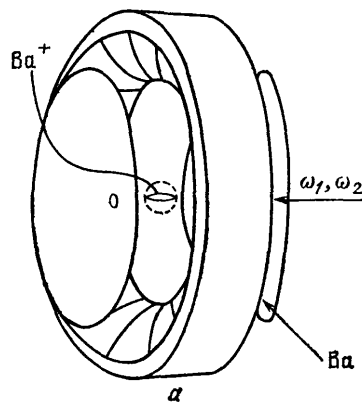


Рис. 7. Схематическое изображение РЧ ионной ловушки (а) и микрофотография резонансной флуоресценции облака ионов Ba^+ , расположенного в центре ловушки, возбуждаемой лазерным излучением (б). Внутренний диаметр ловушки составляет 0,32 см (из [18])

15], и проведено сравнение данных с результатами моделей, основанных на статистической динамике [16, 17].

Недавно была продемонстрирована возможность детектирования локализованных ионов с помощью флуоресценции, регистрируемой фотографическими или фотоэлектрическими методами, либо визуально (рис. 7) [18–20]. В случае ловушек сантиметровых размеров световой поток, обусловленный резонансным рассеянием, можно измерить с помощью фотоумножителей [21, 22]. Аппаратура, показанная на рис. 8,

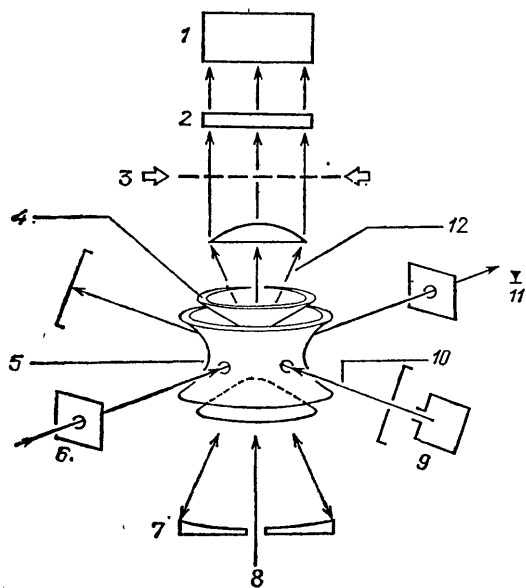


Рис. 8. Схема оптического детектирования локализованных ионов (из [21]). (1 — фотоумножитель, 2 — интерференционный фильтр, 3 — затвор, 4 — концевой чашечный электрод, 5 — кольцевой электрод, 6 — лазерный пучок, 7 — зеркало, 8 — электронный пучок, 9 — тигель с Ва, 300–400 °С, 10 — поток атомов, 11 — фотодиод, 12 — флуоресцентное излучение)

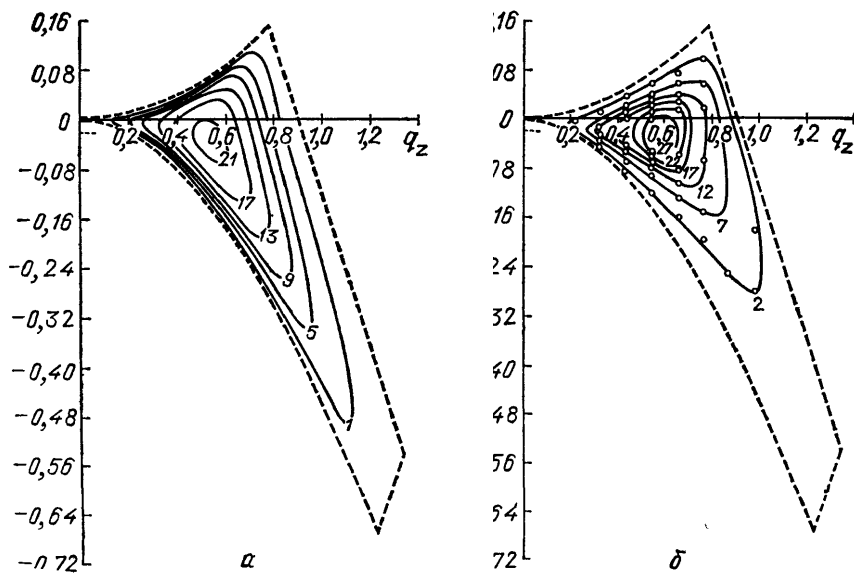


Рис. 9. Первая область устойчивости r - и z -движения ионов в РЧ ловушке. На рис. а приведены расчетные кривые равной плотности ионов, на рис. б — кривые равной интенсивности флуоресценции (из [21])

использовалась для определения областей устойчивости движения в радиочастотной ловушке (рис. 9). Резонансная флуоресценция является исключительно чувствительным способом регистрации, поскольку резонансный переход насыщается при световом потоке порядка нескольких

мВт/см², и поток квантов флуоресцентного излучения может достигать по порядку величины 10^8 с^{-1} от одного иона (см. раздел 6).

2.3. Электростатическое удержание нейтральных частиц. В квадрупольном электростатическом поле с потенциалом

$$\Phi_T = \frac{U}{2R_0^2} (r^2 - 2z^2) \quad (2.39)$$

поляризуемые частицы приобретают дополнительную энергию за счет эффекта Штарка

$$W_{\text{St}} = -\frac{1}{2} \alpha |E|^2 = \frac{1}{2} \mu_{\text{eff}} |E|, \quad (2.40)$$

где

$$|E|^2 = |-\nabla\Phi|^2 = \frac{U^2}{R_0^4} (r^2 + 4z^2). \quad (2.41)$$

Частицы с отрицательной поляризуемостью α выталкиваются в сторону меньшего поля, т. е. в область $r, z=0$, где штарковская энергия

$$W_{\text{St}} = \frac{1}{2} M (\omega_r^2 r^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (2.42)$$

минимальна; здесь $\omega_r = \omega_z/2 = (\alpha U^2 / MR_0^4)^{1/2}$ [23, 24]. Отрицательная поляризуемость и положительная штарковская энергия характерны для атомов, находящихся в возбужденных состояниях, и двухатомных молекул

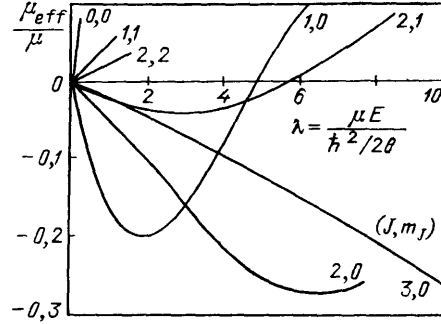


Рис 10 Зависимость эффективного электрического дипольного момента двухатомной молекулы от напряженности электрического поля μ — дипольный момент, θ — момент инерции, J и m_J — вращательное и ориентационное квантовые числа (по [21])

в определенных вращательных состояниях (рис. 10). Атомы в ридберговских состояниях, положительный штарковский сдвиг которых может достигать значительных величин, представляются основными кандидатами для удержания подобного типа. Если состояние характеризуется главным квантовым числом n , максимальная энергия удерживаемых атомов составляет

$$U_c \approx \frac{1}{2} (W_{n+1}^0 - W_n^0), \quad (2.43)$$

где $W_n^0 = -hcRy/n^2$ — энергия при нулевом поле. В. Х. Винг привел оценку наиболее глубокого потенциала ловушки для атомов натрия: $U_c \approx 10^{-2}$ эВ при $n=10$ и напряженности электрического поля, не достигающей пробойного значения, и $U_c \approx 2$ мэВ при $n=16$ и $E = 2,2$ кВ/см. К сожалению, существует множество процессов, способствующих уходу атомов из ловушки, например:

- переходы, индуцированные столкновениями и тепловым излучением;
- осцилляции поля ловушки, которые чувствуют движущиеся частицы;

— переходы Майорана в нулевом поле в вырожденных состояниях и, в особенности,

— спонтанный радиационный распад.

Последний процесс может определять время жизни в реальных условиях (например, для атомов Na в состоянии $16p$ оно равно 24 мкс). Однако, если при распаде атомы переходят исключительно в основное состояние, т. е. нет ветвлений процесса, то время удержания можно увеличить посредством непрерывной оптической накачки.

Для двухфотонной спектроскопии перехода $1s-2s$ в локализованных атомах водорода и возбуждения метастабильного состояния 2^3S_1 позитрония было предложено использовать электростатическую ловушку. При этом, по-видимому, можно достичь ширины линии меньше, чем 1 кГц и 1,5 МГц соответственно.

Магнитостатические ловушки и накопительные кольца для нейтральных частиц представляют собой, в основном, криволинейные варианты квадрупольных и гексапольных магнитных линз («шестипроводное поле») и применяются для удержания атомов, обладающих зависящим от величины поля эффективным магнитным моментом [25, 26]. Поскольку магнитное поле $|B(r)| = B_0(r/R_0)^2$, где $2R_0$ — расстояние между противоположными полюсами, равное малому диаметру тороидальной или диаметру сферической ловушек, в таких конфигурациях возможен захват частиц, находящихся в состояниях, энергия которых растет с увеличением $|B|$. В частности, такие конфигурации получили широкое распространение для удержания холодных нейтронов [27]. Недавно было предложено использовать тороидальное накопительное кольцо с гексапольным полем для удержания охлаждаемых лазерным излучением атомов Na [23—28].

2.4. Электростатические и магнитостатические ионные ловушки. Проводящая цилиндрическая камера, вдоль оси симметрии которой натянут положительно заряженный провод, укрепленный на изоляторах, проходящих сквозь торцы камеры, представляет собой чисто электростатическую ловушку для положительных ионов, вращающихся относительно центрального электрода [29]. В такой конфигурации обеспечено удержание ионов и в аксиальном направлении, поскольку вблизи торцов цилиндрические эквипотенциальные поверхности близко подходят к центральному электроду. Распределение потенциала внутри такой ловушки, или электрической бутылки, называемой также «орбитроном», имеет вид:

$$\Phi_T = A(r^2 - 2z^2) + C \ln \frac{r}{r_1}. \quad (2.44)$$

В аксиальном (z —) направлении движение ионов имеет гармонический характер. В радиальном же направлении из-за более сложного распределения потенциала движение ионов описать аналитически не удастся, однако, его по-прежнему можно представить как суперпозицию движений по круговым орбитам. Практические проблемы в устройствах такого рода связаны с потерями ионов на центральном электроде вследствие столкновений с молекулами остаточного газа. Тем не менее, при давлении 10^{-8} мбар было достигнуто время удержания ~ 1 с [30]. Наложение дополнительного аксиального магнитного поля B_z позволяет увеличить время удержания, однако, при этом, в отличие от ловушки Пеннинга, магнетронная или дрейфовая частота ω_m оказывается зависящей от радиального положения иона.

Электрические бутылки с успехом применялись для кратковременного удержания (~ 10 мс) ионов в спектроскопии высокого разрешения [31] и для изучения электрон-ионных взаимодействий при низких энер-

гиях [32] (см. раздел 3). Из исследований по удержанию плазмы хорошо известно, что заряженные частицы эффективно удерживаются в магнитных бутылках. Однако при этом неоднородности поля приводят к неоднородному уширению спектральных линий захваченных ионов, что ограничивает возможность применения таких ловушек в спектроскопии.

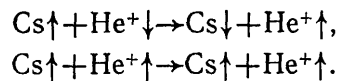
Магнитные ловушки с одиночными захваченными электронами использовались для изучения связи аксиального и радиального движений. Характер движения в радиальном направлении исследовался с помощью параллельного контура, настраиваемого в резонанс с движением в аксиальном направлении [33].

3. Применения локализованных ионов в спектроскопии. Локализованные ионы являлись основным объектом исследований в многочисленных экспериментах различного типа. В данном обзоре мы лишь вкратце приведем несколько типичных примеров.

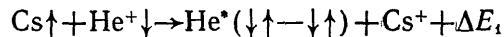
3.1. Радиоспектроскопия ионов ${}^3\text{He}^+$ в радиочастотной ловушке. 15 лет назад Шусслер, Фортсон и Демельт в своих пионерских экспериментах продемонстрировали полезность применения локализованных ионов в радио- и микроволновой спектроскопии [11, 13]. Они исследовали сверхтонкую структуру основного состояния ${}^3\text{He}^+$ с точностью 10^{-9} . Добиться этого удалось за счет существенного увеличения времени взаимодействия ионов с полем по сравнению с экспериментами на свободных ионах.

Ионизация атомов гелия электронным ударом и их накопление осуществлялись в электродинамической ловушке. Сквозь ионное облако в ловушке пропусклся поток атомов Cs, который предварительно поляризовался с помощью оптической накачки излучением аргон-цезиевых ламп. В результате спин-обменных столкновений ионы He^+ поляризовались. Одновременно, но с меньшей скоростью, происходил процесс перезарядки ионов He^+ на атомах Cs. Скорость процесса перезарядки зависит от степени поляризации, поэтому изменение числа ионов в ловушке было значительно при одной степени поляризации и невелико при другой. Таким образом, число ионов в ловушке в данный момент времени, или среднее по некоторому интервалу времени число ионов, служило мерой степени поляризации. При включении высокочастотного поля с резонансной частотой ионы деполяризовались, и их число изменялось. В свою очередь, число ионов определялось по затуханию сигнала в параллельном контуре, настроенном в резонанс с аксиальным движением ионов.

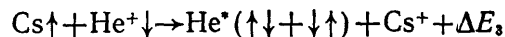
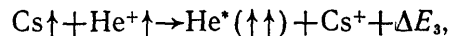
Рассмотрим более подробно процессы, происходящие в эксперименте (рис. 11). Процесс поляризации за счет спин-обменных столкновений идет быстро и описывается как



Напротив, нейтрализация He^+ в процессах перезарядки идет как по быстрому синглетному каналу



с сечением Q_1 и $\Delta E_1 \approx 0,08$ эВ, так и по медленному триплетному каналу



с сечением Q_3 и $\Delta E \approx 0,26$ эВ. Из-за различной энергии отличаются и сечения

$$Q_{\text{sp in ex}} \geq 30Q_1 \approx 600Q_3.$$

В соответствии с этим соотношением ионы He^+ за короткое время приобретают ту же степень поляризации, что и атомы цезия. Из-за перезарядки при столкновениях степень поляризации уменьшается, причем время жизни ионов со спином параллельным спину атомов больше, чем

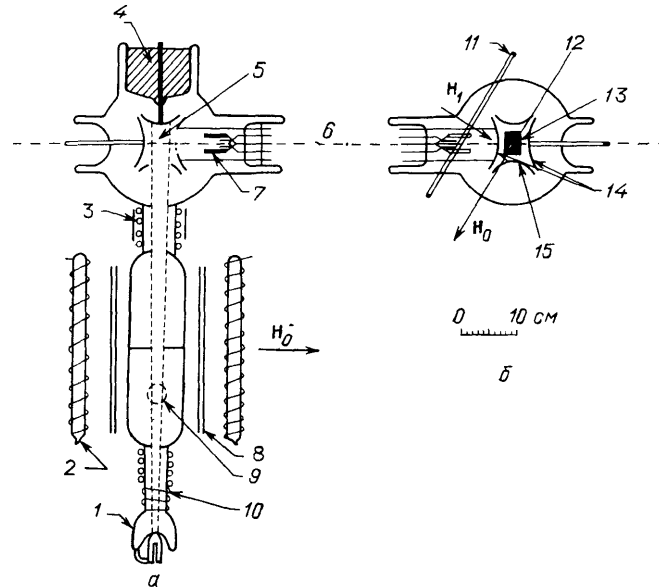


Рис. 11. Аппаратура для исследования расщепления уровней локализованных ионов $^3\text{He}^+$ в РЧ поле. *а* — Вид сбоку. Поток Cs движется вверх. *б* — Вид сверху. σ - и π -переходы возбуждаются в такой же геометрии. Низкочастотные переходы возбуждаются высокочастотным полем $H_1 \perp H_0$ (из [11]). (1 — тигель с рециркулирующим потоком цезия, 2 — лампа для резонансной накачки цезия и высокочастотные возбуждающие обмотки, 3 — обмотка охлаждения, 4 — криогенная ловушка, 5 — высокочастотная квадрупольная ионная ловушка, 6 — ось z , 7 — электронная пушка, 8 — круговой поляризатор, 9 — кварцевый натекаль He и вакуумная откачка, 10 — бифилярный нагреватель, 11 — одновитковая катушка для генерации поля H_1 , 12 — однородное магнитное поле H_0 создается катушками Гельмгольца диаметром 1,5 м, 13 — пучок атомов Cs, 14 — концевой чашечный электрод, 15 — кольцевой электрод)

ионов с антипараллельным спином. Эволюция во времени числа захваченных ионов описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{T_0} \left(1 - pP \frac{\Delta Q}{4\bar{Q}} \right), \quad (3.1)$$

где p и P — степень поляризации ионов и атомов соответственно, T_0 — среднее время жизни ионов, а

$$\Delta Q = Q_1 - Q_3, \quad \bar{Q} = \frac{1}{4} (Q_1 + 3Q_3).$$

Регистрируемый сигнал пропорционален относительной разности числа ионов за некоторый промежуток времени t , обусловленной взаимодействиями с поляризованными и неполяризованными атомами Cs:

$$S(p, P, t) = \frac{n(p, P) - n(0, 0)}{n(0, 0)}. \quad (3.2)$$

Оптимальная величина составляет $S(p, P, 2T_0) = pP\Delta Q/2\bar{Q}$. В ловушке диаметром 5,1 см при остаточном давлении менее 10^{-10} мбар обычно накапливалось до $8 \cdot 10^6$ ионов. Движение ионов в аксиальном направлении с частотой $\omega_0 = \bar{\omega}_z$ возбуждалось ВЧ полем на боковой частоте $\Omega + \omega_0$, а регистрировалось на частоте ω_0 с помощью параллельного перестраиваемого контура. Таким образом удавалось отстроиться от фона на несущей

частоте Ω , который в противном случае мог бы подавить полезный сигнал. Резонансное взаимодействие ВЧ излучения с большинством сверхтонких переходов в ионах (рис. 12) искажает сигнал; из них двухфотонный переход e приводит к полному нарушению поляризации, в то время как переход b не оказывает никакого влияния на сигнал. К сожалению, именно последний переход наиболее подходит для точного определения сверхтонкого расщепления, поскольку он не зависит от поля. Применение схемы тройного резонанса (b, c, d) позволяет определить резонансную частоту перехода b . Поскольку непрерывное облучение на всех частотах ведет к сдвигу и затягиванию частоты, применялась последовательность ВЧ импульсов, что, правда, вело к уменьшению амплитуды сигнала в 3 раза.

С помощью уравнений, описывающих скорость изменения числа ионов, была найдена разность степени поляризации ионов при наличии ВЧ излучения на частоте ω_0 и без него:

$$\Delta p = \frac{\Delta \bar{p}_0 W_b}{3T_p}, \quad (3.3)$$

где T_p — время регистрации, а

$$W_b = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma B_b}{a} \right)^2 \sin^2 \frac{aT_p}{2},$$

$$a^2 = (\omega_b - \omega_0)^2 + (\gamma B_b)^2,$$

γB_b — энергия взаимодействия ВЧ излучения с ионом. При данном значении T_p резонансная линия имеет боковые лепестки при $aT_p = (2n+1)\pi$ (два лепестка при небольших значениях γB_b) с относительной интенсивностью $S_n/S = \pi^2(2n+1)$.

Эти резонансы содержат также хорошо разрешенные боковые полосы шириной 1 кГц, обусловленные частотной модуляцией вследствие доплеровского сдвига при ларморовской прецессии ионов в слабом магнитном поле. Напротив, ширина перехода b , не зависящего от поля, составляет 10 Гц, а вышеупомянутые боковые лепестки свойственны форме линии.

В результате сверхтонкое расщепление в нулевом поле оказалось равным

$$\Delta \nu(^2S_{1/2}) = 8\,665\,649\,867 \pm 10 \text{ Гц.}$$

Характерно, что наиболее сильный систематический сдвиг, обусловленный эффектом Доплера второго порядка, составляет $\delta\nu/\nu_0 \approx -4,4 \cdot 10^{-10}$. Его можно существенно уменьшить с помощью оптического охлаждения ионов, поскольку

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = -1,4 \cdot 10^{-13} \frac{T}{M},$$

где T и M — температура и масса ионов соответственно.

3.2. Оптическая накачка и радиоспектроскопия локализованных ионов $^{199}\text{Hg}^+$. Отличительной особенностью этих экспериментов по исследованию сверхтонкой структуры основного со-

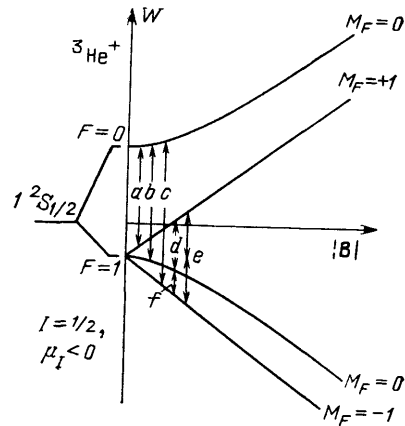


Рис. 12. Влияние эффекта Зеемана на структуру основного $^2S_{1/2}$ состояния иона $^3\text{He}^+$. Показаны РЧ и микроволновые переходы, зарегистрированные в эксперименте [11]

стояния ионов $^{199}\text{Hg}^+$, проведенных Мейджи и Версом с сотрудниками [34–36], является использование резонансной флуоресценции для регистрации радиочастотных резонансов. Оптическая накачка ионов ртути находившихся в основном состоянии $^2S_{1/2}$ в электродинамической ловушке, осуществлялась с помощью лампы на основе $^{202}\text{Hg}^+$. Возможности такой накачки были обусловлены, во-первых, близостью длины волны резонансного перехода $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$, равной 194,2 нм, к длине волны сверхтонкого перехода ($F=1$) — ($F'=0, 1$) той же линии $^{199}\text{Hg}^+$ и, во-вторых, большим (40,5 ГГц) сверхтонким расщеплением основного состояния. Последний резонанс возбуждался микроволновым излучением, источником которого служил клистрон, синхронизованный по частоте с 51-й гармоникой синтезатора на 800 МГц с опорным рубидиевым стандартом частоты. Увеличение суммарного фонового и флуоресцентного сигнала при микроволновом резонансе составляло 1,5%. При сканировании частоты микроволнового излучения в окрестности не зависящего от поля резонанса ($M=0$) — ($M'=0$) регистрировалась узкая линия. Обычно ее ширина составляла 15 Гц при статистической ошибке 0,1 Гц в определении положения центра линии. Систематические погрешности, вносимые главным образом калибровкой магнитного поля по сдвигу линий, соответствующих $\Delta M = \pm 1$, не превышали 1 Гц. Поправка, обусловленная влиянием эффекта Допплера второго порядка, имела ту же величину. Таким образом, окончательный результат имеет вид

$$\Delta\nu(^2S_{1/2}) = 40\,507\,347\,997,8 \pm 1,0 \text{ Гц.}$$

Относительная точность измерений, составлявшая $2,5 \cdot 10^{-11}$, сравнима с той, которая достигалась при использовании обычных цезиевых стандартов "времени".

3.3. Электроны в ловушках. Демельт с сотрудниками [33, 37] с успехом использовали ловушку Пеннинга для удержания *электронов*, чтобы провести точные измерения аномалии g -фактора свободных электронов. В этой поистине замечательной серии экспериментов были выполнены целенаправленные измерения ω'_c , ω_m , ω_z и аномальной частоты одиночного электрона с точностью $2 \cdot 10^{-11}$. После этого аналогичные измерения были проведены для позитронов, что позволило определить отношение g -факторов электрона и позитрона [38]. Кроме того, по измеренным циклотронным частотам p^+ и e^- в этой же ловушке было найдено отношение масс протона и электрона с точностью $1,4 \cdot 10^{-7}$, которое составило: $m_p/m_e = 1836,15300(25)$ [39]. Сообщения об этих экспериментах неоднократно публиковались [33, 40, 41], и здесь мы не будем их подробно обсуждать.

В двух предыдущих экспериментах по определению отношения масс протона и электрона использовалась аналогичная методика с накоплением ионов в ловушке Пеннинга, однако методы регистрации были другими. Результаты этих измерений, осуществленных с точностью $2,9 \cdot 10^{-6}$ и $6 \cdot 10^{-7}$, согласуются с приведенными выше [42, 43].

3.4. Метастабильные ионы $^3\text{He}^+$. Сверхтонкое расщепление *метастабильного* уровня $2s$ ионов $^3\text{He}^+$ с высокой точностью измерили Прайор и Ванг [31]. В этих экспериментах применялась электростатическая ловушка, обеспечивающая длительность взаимодействия ионов с микроволновым излучением до 2 мс и, соответственно, в 100 раз меньшую, по сравнению с экспериментами на ионном пучке, ширину регистрируемых резонансных линий. Цилиндрическая ловушка диаметром 35 см заполнялась ^3He при давлении $3,5 \cdot 10^{-6}$ торр. Ионы получались посредством ионизации газа электронным ударом. Далее, создавалась ин-

версия населенностей между подуровнями сверхтонкой структуры $F=0$ и $F=1$ состояния $2^3S_{1/2}$. Это достигалось с помощью импульса, возбуждавшего резонансный переход $2s (F=1) \rightarrow 2p_{1/2} (F=0, 1)$, частота которого равна лэмбовскому сдвигу. Быстрый распад состояний $2p_{1/2}$ ионов сопровождался излучением α -линии лаймановской серии. Затем в ловушку, представлявшую собой резонатор, подавались длинные импульсы излучения с частотой 1083 МГц, генерируемого синтезатором с опорным стандартом частоты, которое индуцировало переходы между сверхтонкими уровнями $2s (F=0) \rightarrow (F=1)$. Наконец, вновь возбуждался резонанс на лэмбовском сдвиге. Число квантов лаймановской α -линии являлось мерой скорости переходов между подуровнями сверхтонкой структуры состояния $2s$. При ступенчатом изменении частоты вблизи 1083 МГц сигнал дает форму резонансной линии, регистрируемой с помощью многоканального устройства. В каждом из каналов, настроенном на заданную частоту, можно было накапливать данные, полученные в 1000 таких циклов. После получения данных при различных значениях однородного магнитного поля ($B_z \approx 0,5$ Гс) путем экстраполяции определялась резонансная частота сверхтонкого перехода в нулевом поле

$$\Delta\nu(2s) = 1083,354\,969 (\pm 30) \text{ МГц.}$$

Этот результат вместе с соответствующими данными для $\Delta\nu(1s)$ [11, 13] (см. раздел 3.1) позволяет провести сравнение с расчетами, когда можно пренебречь менее точно известным вкладом, обусловленным структурой ядра.

3.5. Многозарядные ионы. Ловушка аналогичного типа применялась для удержания многозарядных ионов Ne^{10+} , которые генерировались ионизацией Ne , заполнявшего ловушку при давлении несколько мбар, пучком ионов Xe^{27+} с энергией 3,5 МэВ/нуклон. Эти низкоэнергетические ионы отдачи не могут преодолеть 10–70 В потенциал ловушки и нейтрализуются, захватывая электроны у заполняющего камеру Ne . Распад накапливаемых ионов исследовался путем переключения потенциала ловушки при постепенном увеличении времени задержки относительно инжекции первичного сгустка ионов. Содержание ионов Ne^{10+} в ловушке регистрировалось с помощью канального электронного умножителя. Чтобы получить скорость распада в пересчете на единичную плотность, измерялся зависящий от времени ток ионов как функция плотности остаточного газа. Эксперименты показали, что такая методика представляет значительный интерес для прецизионных измерений с многозарядными ионами очень низкой энергии.

3.6. Процессы перезарядки. Системы с локализованными ионами представляются весьма перспективными также для изучения отдельных каналов *перезарядки* и *рекомбинации* [44, 45]. Черч и Хольцшайтер использовали ловушку Пеннинга для накопления ионов Ar^{2+} или N^{2+} и сравнительного исследования процессов перезарядки при их столкновениях с молекулами N_2 . Дело в том, что эти ионы обладают сходной внутренней потенциальной энергией, но различными конфигурациями электронных оболочек в основном состоянии. В ловушке Пеннинга аксиальная и циклотронная частоты зависят от отношения массы к заряду M/pe . В процессе генерации первичных ионов электронным ударом радиоизлучение соответствующей частоты возбуждает либо аксиальное, либо орбитальное движение ионов, что способствует их уходу из ловушки. Остаются в ловушке ионы лишь одного определенного сорта. Эти остающиеся ионы испытывают столкновения с молекулами остаточного газа N_2 , сопровождающиеся перезарядкой. Уменьшение количества ионов данного сорта, а также рост числа образующихся ионов измеря-

лись по затуханию сигнала в параллельном резонансном контуре (возбуждаемом на частоте ω_0) через определенное время задержки t , отсчитываемое от момента генерации первичных ионов, когда частота аксиальных колебаний ω_z проходила через ω_0 . Амплитуда сигнала равна $S = S_0 n N$, где N — число накопленных ионов с определенным отношением M/ne . Частота ω_z варьировалась изменением величины постоянного потенциала ловушки, а идентификация ионов по отношению M/n осуществлялась по циклотронному резонансу. Изменяя время задержки t , можно было непосредственно регистрировать изменение числа ионов и находить константы, необходимые для описания процесса перезарядки. Как оказалось, в приведенном выше примере доминирующей являлась реакция $N^{2+} + N_2 \rightarrow 2N^+ + N$, в то время как в реакции с Ar^{2+} в качестве первичных ионов основным каналом была двойная перезарядка.

Хеппнер, Уоллс, Армстронг и Данн исследовали рекомбинацию молекулярных ионов (H_3O^+) в ловушке Пеннинга и по измеренным сечениям взаимодействия получили значения постоянных скорости реакции.

Эти примеры доказывают применимость метода локализации ионов для изучения деталей кинетики ионных взаимодействий. Нетрудно предвидеть, что локализованные ионы будут играть важную роль в исследованиях химических или плазменных реакций в разреженных образованиях или даже отдельных взаимодействующих частиц.

4. Захват атомных частиц в световых пучках. Вследствие сохранения энергии и импульса изменение внутреннего состояния атома, иона или молекулы в процессе испускания или поглощения излучения неизбежно сопровождается механическими эффектами. В пространственно *однородных* световых полях отдача приводит к отклонению частиц, а также к нагреву или охлаждению трансляционных степеней свободы. Эту отклоняющую силу можно использовать и для удержания атомов или ионов в световом пучке. В *неоднородных* световых полях на частицы действует еще и другая сила, зависящая от градиента поля, которая аналогична гармонической силе, определяемой псевдопотенциалом в электродинамической ловушке (см. раздел 2).

4.1. Механические эффекты света. В процессах поглощения и испускания излучения происходит обмен импульсом отдачи $\hbar \mathbf{k}$

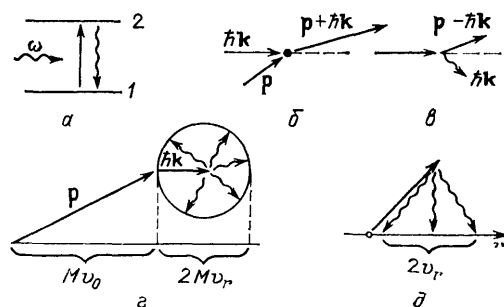


Рис. 13. Механические эффекты при взаимодействии света с атомами (ионами): резонансная флуоресценция (а); передача импульса в процессах поглощения (б) и спонтанного излучения (в), процесс поглощения световых квантов с последующим спонтанным изотропным переизлучением (г), уширение распределения по скоростям («нагрев при переизлучении») (д)

между световым полем и частицами, где $\mathbf{k}$ — волновой вектор излучения (рис. 13, а — в). Если световой пучок распространяется в z -направлении, то импульс, приобретаемый в результате поглощения, также направлен вдоль z . При вынужденном переизлучении частица испытывает импульс отдачи тоже в z -направлении и, как следствие, результирующий эффект обоих процессов оказывается нулевым. Напротив, импульс отдачи, приобретаемый частицей в процессе спонтанного переизлучения, как например в процессе резонансной флуоресценции, распределяется изотропно,

если можно пренебречь ориентацией углового момента (рис. 13, $z \rightarrow d$). Последовательность актов поглощения и спонтанного испускания приводит к следующим изменениям распределения частиц по импульсам $p_z = Mv$:

1) сдвигу центра распределения на $v_r = \hbar k / M$;

2) появлению разброса величиной $2v_r$ в продольном (z) и поперечном направлениях;

Скорость чистого процесса флуоресценции равна ΓIL ($\Omega = vk$), где 2Γ — число актов спонтанного испускания в единицу времени в расчете на одну частицу, I — безразмерная плотность слабого светового потока, равная удвоенному числу индуцированных в единицу времени процессов в точном резонансе, $L(x) = \Gamma^2(x^2 + \Gamma^2)^{-1}$ — лоренцев профиль, $\Omega = \omega - \omega_0$ — отстройка частоты света от резонансного значения, kv — доплеровский сдвиг. Предположим, что приобретаемая при отдаче энергия (измеряемая в единицах частоты) мала по сравнению с полушириной однородной линии

$$kv_r = \frac{\hbar k^2}{M} = 2\varepsilon \ll \Gamma, \quad (4.1)$$

а накапливаемый доплеровский сдвиг по порядку величины равен ширине линии. Сила отдачи представляет собой скорость изменения импульса

$$\frac{d\Delta p}{dt} \approx \hbar k \Gamma I L(\Omega - kv) = F, \quad (4.2)$$

или с учетом насыщения

$$F \approx \hbar k \cdot 2\Gamma f, \quad (4.3)$$

где $f = (1/2)IL/(1 + IL)$ — вероятность нахождения частицы в возбужденном состоянии 2 и предполагается, что уширение линии однородно. Разлагая выражение для силы в ряд по величине kv , получаем

$$F = \hbar k \Gamma I \left\{ \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2(1 + I) + \Omega^2} + \frac{2\Gamma^2}{[\Gamma^2(1 + I) + \Omega^2]^2} \Omega kv + \dots \right\} = F_0 - \beta v. \quad (4.4)$$

При оптимальных значениях $I \approx 1$, $\Omega \approx -\Gamma$ эти члены имеют следующий порядок величины:

$$F_0 \approx \hbar k \Gamma, \quad \beta \approx \hbar k^2.$$

Поскольку процессы испускания и поглощения носят случайный характер, для учета флуктуации следует включить в уравнение движения силу Ланжевена $M\mathcal{L}$:

$$M\dot{v} = F_0 - \beta v + M\mathcal{L}. \quad (4.5)$$

Здесь $\langle \mathcal{L}(t)\mathcal{L}(t') \rangle = D\delta(t - t')$, а скобки означают усреднение по ансамблю. Коэффициент диффузии D определяется следующим образом:

$$Dt = \langle v^2 \rangle = v_r^2 N, \quad D = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{M^2}, \quad (4.6)$$

поскольку общее число актов поглощения и излучения составляет $N = \Gamma t$. Стоящие в правой части уравнения (4.5) члены описывают соответственно отклонение частиц (F_0), охлаждение ($-\beta v$) и диффузионный нагрев ($M\mathcal{L}$) за счет поглощения и последующего спонтанного излучения.

4.2. Захват частиц за счет отдачи в стоячих световых волнах. Согласно работе Стенхольма и др. [46], силы, испыты-

ваемые атомом при спонтанном и индуцированном излучении в квазирезонансной *стоячей* световой волне $2E_0(r) \cos \omega t \cdot \cos kz$, можно записать как

$$F_{sp} = 2\hbar k \Gamma P(v) \sin^2 kz, \quad (4.7)$$

где

$$P(v) = \frac{\Omega}{\Delta} \frac{L_- - L_+}{1 + I(L_- + L_+)}$$

и

$$F_{ind} = \hbar k \Gamma Q(v) \sin(2kz), \quad (4.8)$$

где

$$Q(v) = \frac{\Omega}{\Gamma} \frac{[1 - (kv/\Delta)] L_- + (1 + kv) L_+}{1 + I(L_- + L_+)}.$$

Здесь

$$I(r) = \frac{2\Omega_R^2}{\Gamma^2}, \quad \Omega_R = \frac{dE_0(r)}{2\hbar},$$

$$L_{\pm} = L(\Delta \pm kv), \quad \Delta^2 = \Omega^2 + 2\Omega_R^2,$$

d — матричный элемент дипольного момента. Из графиков функций F_{sp} и F_{ind} (рис. 14) следует, что F_{sp} вызывает замедление (или ускорение), в то время как F_{ind} ведет только к модуляции скорости взаимодействующей частицы.

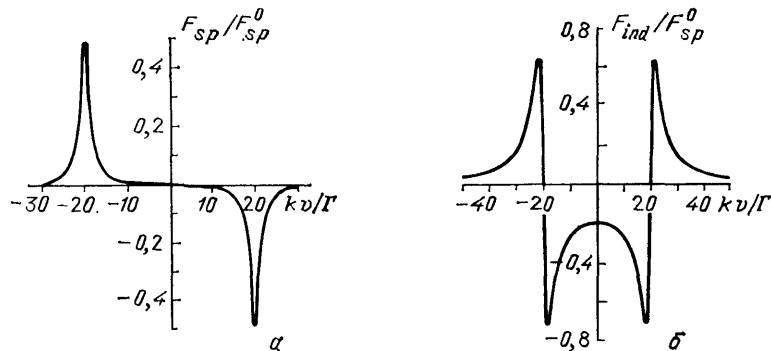


Рис. 14. Зависимость спонтанных (а) и индуцированных (б) сил давления света в единицах $2\hbar k \Gamma$ от скорости частицы v при $IL=1$, $\Omega/\Gamma=-20$ и $kz=\pi/2$ (из [51])

Квантовые уровни кинетической энергии атома в стоячей световой волне определяются пространственной частью волновой функции, описываемой уравнением Шрёдингера [47]

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) + \frac{1}{\epsilon} [W_{kin} + W_{int}(1 + \cos 2kz)] \psi(z) = 0, \quad (4.9)$$

где $W_{int} = \hbar \Omega_R$ — энергия взаимодействия атома с полем. Если взаимодействие не слишком сильное, например, в случае больших отстроек частоты света *от резонанса*, эти состояния описываются собственными функциями свободного атома

$$\psi(z, t, \mathbf{K}) = \psi(z, \mathbf{K}) \exp\left(-\frac{iE(\mathbf{K})t}{\hbar}\right), \quad (4.10)$$

$$\psi(z, \mathbf{K}) = a(kz) \exp(i\mathbf{K}z), \quad (4.11)$$

где, как следует из уравнения (4.9), $a(kz)$ меняется в пространстве с периодом $\delta z = \lambda/2$. Это уравнение Матье описывает пространственное распределение атома; чтобы атом был локализован, или «захвачен», реше-

ние должно быть ограниченным по z , или «устойчивым». Диаграмма областей устойчивости была приведена на рис. 5. В данном случае $a = (W_{\text{kin}} + W_{\text{int}})/\epsilon$, $q = W_{\text{int}}/\epsilon$. При заданных величинах q кинетическая энергия может принимать значения только в пределах допустимых областей, где зависимость от $|K|$, т. е. дисперсионное соотношение, может быть найдена по характеристическим индексам уравнения Матье. Области разрешенной кинетической энергии атомов четко определены и перемежаются широкими запрещенными зонами. Такая ситуация соответствует периодическому движению атома, т. е. его осцилляциям в одной из периодических потенциальных ям между узлами или пучностями стоячей волны, и диффузии с малой вероятностью за счет туннелирования через потенциальный барьер. Таким образом, возможна локализация атома в малой области с размерами порядка длины световой волны. Однако глубина потенциальной ямы мала. Например, $W_{\text{int}} = 20\epsilon \approx 10^5$ Гц соответствует глубине $5 \cdot 10^{-9}$ эВ при плотности светового потока 10^4 Вт/см² в красной области спектра. Время локализации ограничивается туннелированием. Например, для приведенных значений параметров оно составляет 1 час. Кроме того, необходимо устранить и столкновения, которые могут привести к уходу атомов из ямы.

При резонансном взаимодействии для атомов существуют две системы границ устойчивого движения, связанных с верхним и нижним состояниями резонансного квантового перехода [47]. Это приводит к тому, что ширина запрещенных зон, расположенных между разрешенными зонами кинетической энергии, оказывается не очень большой, вследствие чего вероятность диффузии за счет туннелирования возрастает, и локализация становится невозможной.

4.3. Захват градиентными силами в макроскопических объемах. При взаимодействии со светом атомы и молекулы приобретают дипольный момент, который взаимодействует с градиентом поля и приводит к появлению силы

$$F_{\text{gr}} = -\mu_{\text{eff}} \nabla E = -\alpha E \nabla E = -\frac{1}{2} \alpha \nabla E^2, \quad (4.12)$$

зависящей от поляризуемости α частиц, как это уже отмечалось в разделе 2.3. Для лазерного пучка с гауссовым профилем

$$E_0(r) \propto a^{-1} \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right),$$

получим [46]

$$F_{\text{sp}}^{\text{gr}} = \hbar \frac{r}{a^2} \Gamma I P(v) \sin 2kz, \quad (4.13)$$

$$F_{\text{ind}}^{\text{gr}} = \hbar \frac{r}{a^2} \Gamma I Q(v) 2 \cos^2 kz. \quad (4.14)$$

В отличие от силы отдачи, в данном случае только индуцированные эффекты при усреднении по пространству дают отличное от нуля значение силы и могут быть использованы для локализации атомов в объеме с характерными размерами порядка диаметра светового пучка. Отношение средней градиентной силы к силе отдачи ($F = |F|$) равно

$$\frac{F_{\text{gr}}}{F} = \frac{r}{ka^2} \frac{Q}{P} = \frac{r\lambda}{4\pi a^2} \left[\frac{\Gamma}{kv} + \frac{\Delta}{\Gamma} \left(\frac{\Delta}{kv} - \frac{kv}{\Delta} \right) \right]. \quad (4.15)$$

Для группы частиц, скорость которых такова, что выполняется условие резонансного взаимодействия $\Delta \approx kv$, $F_{\text{gr}}/F \approx (r\lambda/4\pi a^2) \Gamma/\Delta < \lambda/a \ll 1$. С другой стороны, если $\Delta \gg kv \gg \Gamma$, это отношение равно $(r\lambda/4\pi a^2) \times$

$\propto (\Delta^2/\Gamma k v)$, и градиентная сила может превосходить силу отдачи в число раз, зависящее от квадрата величины Δ . Связано это с тем, что с увеличением расстройки градиентная сила *растет*, а сила отдачи *уменьшается*, поскольку скорость рассеяния пропорциональна Ω^{-2} , а величина передаваемого импульса пропорциональна Ω . Если частота света смещена в красную сторону от центра линии, $\Omega = \omega - \omega_0 < 0$, то градиентная сила направлена внутрь светового пучка; в противоположном случае, когда $\Omega > 0$, она направлена наружу. Глубина соответствующей потенциальной ямы равна [48, 49]

$$U = \hbar \Omega \ln(1 + IL). \quad (4.16)$$

Отсюда видно, что при $\Omega = -\Gamma$ глубина потенциальной ямы по порядку величины совпадает с минимальной кинетической энергией частиц после охлаждения (см. раздел 5). Однако дальнейшая отстройка ведет к углублению потенциальной ямы при условии, что уменьшение силы взаимодействия атомов со светом компенсируется увеличением мощности лазерного пучка.

4.4. Конфигурация ловушек. Удержание атомов в микроскопических объемах с размерами порядка $\lambda/2$ требует существенного охлаждения (см. раздел 4.2), которое необходимо для согласования с мелкой потенциальной ямой, формируемой в *стоячей* световой волне. Однако в случае встречных пучков возможна другая геометрия, более подходящая для захвата. Более того, в ловушке с достаточно большим размером по одному из направлений можно использовать комбинацию градиентных сил и сил отдачи. Простейшая ловушка данного типа включает в себя жестко сфокусированный гауссов пучок, направленный

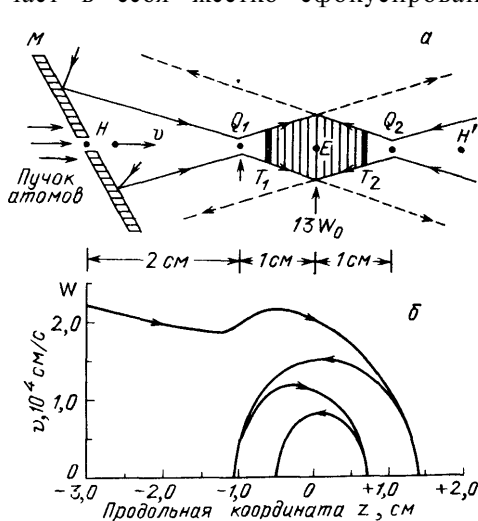


Рис. 15. а — Оптическая ловушка для атомов; $W_0 = 12$ мкм. б — Расчетные траектории атомов, инжектированных в точку Н ($v = 2 \cdot 10^4$ см/с) (из [49])

вверх, в котором частицы локализуются выше фокуса. Сила отдачи может компенсировать гравитационную силу (принцип «левитации»), а градиентная сила обеспечивает устойчивость в поперечном направлении.

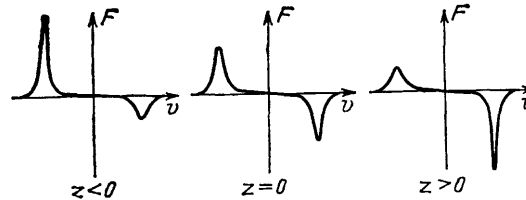
Ловушку более сложного типа предложил Эшкин [49, 50]. Она включает в себя два встречных сфокусированных гауссовых пучка излучения, частота которого *смещена в красную область* спектра от соответствующей резонансной частоты атома (рис. 15). В промежутке между фокусами атомы подвержены влиянию двух факторов. Во-первых, на них действует возвращающая сила, направленная к плоскости симметрии $z=0$ и обусловленная различием интенсивностей световых пучков. Во-вторых, поскольку

взаимодействие с излучением зависит от аксиальной скорости v_z , атомы в пучке замедляются: вследствие эффекта Доплера замедление атомов встречной волной ($z \geq 0, v_z \geq 0$) преобладает над ускорением их попутной волной ($z \geq 0, v_z \leq 0$) (рис. 16). В результате атомы стремятся остановиться вблизи плоскости $z=0$.

Стабилизация градиентными силами в поперечном направлении может оказаться неэффективной при отстройке частоты излучения от ре-

зонанса, в несколько раз превышающей естественную ширину линии 2Γ , что в свою очередь является необходимым условием эффективного затухания (или «охлаждения») аксиального движения. Как показали Летохов, Миногин и Павлик [51], трехмерную стабилизацию резонансных

Рис 16. Зависимость силы светового давления от скорости v в плоскостях T_1 , E и T_2 , указанных на рис. 15



атомов можно осуществить с помощью трех пар встречных расходящихся световых пучков. Число таких пучков можно уменьшить, например, в схеме, в которой четыре расходящихся пучка направляются на ловушку из углов тетраэдра [52] *).

5. Охлаждение локализованных частиц. Охлаждать захваченные в ловушки частицы необходимо по двум причинам. Во-первых, из-за существования паразитного нагрева, способного привести к уходу частиц из ловушки за время короткое настолько, что оно может оказаться неприемлемым для эксперимента. Процессы нагрева разнообразны. Например, магнетронное движение ионов в ловушке Пеннинга неустойчиво, и столкновения ионов с остаточным газом приводят к росту радиуса орбиты. С другой стороны, в электродинамической ловушке внешнее высокочастотное поле вызывает параметрическое возбуждение вековых колебаний, степень развития которых зависит от геометрических характеристик ловушки. Кроме того, энергия векового движения может пополняться за счет энергии индуцированного микродвижения при столкновениях ионов в высокочастотном поле [4, 41]. Охлаждение позволяет компенсировать влияние нежелательных процессов подобного рода. Во-вторых, в спектроскопических измерениях охлаждение позволяет уменьшить или даже полностью устранить влияние эффекта Доплера первого порядка (для осциллирующих частиц — это боковые полосы за счет модуляции частоты), а также и второго порядка, что не может быть достигнуто другим способом. Мы обсудим возможности процессов охлаждения частиц, захваченных в электрических и световых полях.

5.1. Охлаждение при столкновениях с буферным газом. При столкновениях с буферным газом скорость термализации движения накопленных ионов равна

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a \frac{T_1}{t_r}, \quad (5.1)$$

где t_r — время между столкновениями, $a = a(M/M_r)$, M_r — масса частиц газа [4]. Если отношение M_r/M мало, на ионы действует вязкостная замедляющая сила со стороны легкого буферного газа, которая ведет к затуханию векового движения, но слабо возмущает вынужденное микродвижение. Отсюда следует, что $a < 1$ и температура ионов стремится к температуре буферного газа. В прошлом этот эффект был продемонстрирован на примере затухания движения в воздухе электродинамически удерживаемых металлических частиц [9]. Прямое наблюдение столкно-

*) Возможность захвата за счет отдачи в расходящихся перекрывающихся пучках была недавно опровергнута (см. [89]). (Примеч. при корр.)

вительного охлаждения осуществлено в высокочастотной ловушке при взаимодействии ионов Ba^+ с He в качестве буферного газа [20, 53].

5.2. Диссипация энергии в перестраиваемом резонансном контуре. Связь колебаний ионов с внешним перестраиваемым «резонатором» за счет полей, возбуждаемых между чашечными электродами, может привести к уменьшению температуры ионов, если в цепи нет шумов, возбуждающих ионы. На рис. 17 показана схема такого

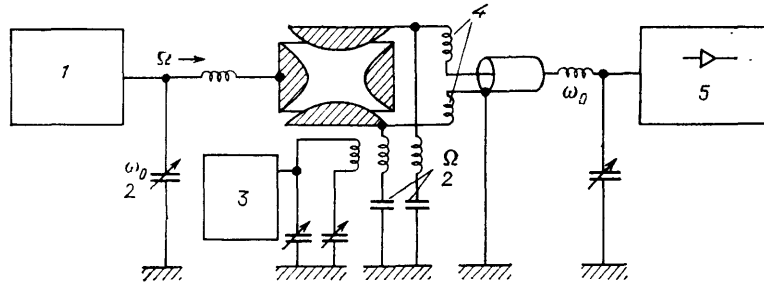


Рис. 17. Схема исследования взаимодействия ионов H^+ с перестраиваемым резонансным контуром (из [54]). (1 — высокочастотное и постоянное напряжение, 2 — основная частота, 3 — разностная частота для регистрации числа ионов, 4 — перестраиваемый резонансный контур, 5 — регистрируемый сигнал)

электронного охлаждения и регистрации ионов в электродинамической ловушке [54]. Необходимые значения параметров указаны в табл. II. Чтобы определить число ионов, в ионном облаке возбуждаются коллективные высокочастотные колебания в z -направлении на резонансной частоте ω_0 внешней цепи, или, что лучше, на частоте $\Omega - \omega_0$, где Ω — частота удерживающего высокочастотного поля. Когда частота аксиальных колебаний ионов ω_z становится равной ω_0 , на эквивалентной емкости цепи C возникает напряжение, амплитуда которого есть мера числа ионов ($U_s \propto N_1$).

Таблица II

$2Z_0$	$\Omega/2\pi$	$\bar{\omega}_z/2\pi$	$\bar{B}$	V_0	V
0,32 см	146 МГц	4,4 МГц	10,4 эВ	5,5 эВ	480 В

С другой стороны, при стационарной настройке ω_z на резонансное значение ω_0 в отсутствие возбуждения, энергия движения ионов диссипируется во внешней цепи. Измерения числа ионов в последовательные промежутки времени после накопления показывают, что в случае активного охлаждения наблюдается резкое увеличение времени жизни ионов (рис. 18). Температуру ионов можно измерить, регистрируя (выпрямленное) напряжение шумов в резонансном контуре. При небольших отклонениях от температуры окружающей среды T_0 , разность регистрируемого сигнала и его равновесного значения $S_t - S_0$ меняется пропорционально $T_t - T_0$. В случае, когда N_1 мало и нагрев слабый, уравнение, описывающее баланс энергии в резонансном контуре, можно записать следующим образом:

$$k \frac{d}{dt} (T_t - T_0) = 3N_1 k \frac{T_t - T_0}{\tau_{it}} - k \frac{T_t - T_0}{\tau_{to}}, \quad (5.2)$$

где индексы i и t относятся соответственно к ионам и резонансному контуру. Постоянные τ соответствуют времени релаксации ионов ($\tau_{it}=3\tau_{zt}$, поскольку движение трехмерно) и резонансного контура ($\tau_{io}=Q_i/\omega_0$). В стационарном состоянии

$$T_i - T_0 = \eta(T_1 - T_0),$$

где $\eta = 3N_i\tau_{io}/\tau_{it}$ — чувствительность. Таким образом, если N_i меняется не слишком сильно, измерение $S_i - S_0$ дает информацию о $T_i - T_0$. Когда

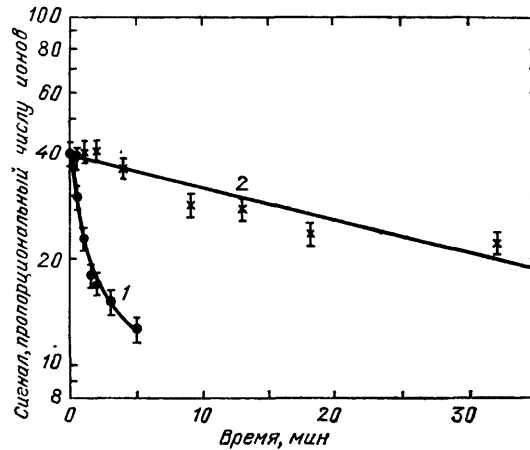


Рис. 18. Уменьшение числа ионов H^+ в ловушке при включенном охлаждении и без охлаждения. Глубина потенциальной ямы $\bar{D}=10,4$ В (из [54]). (1 — без охлаждения, 2 — с охлаждением)

частота ω_z , задаваемая внешним образом, подстраивается под резонансное значение ω_0 , ионы охлаждаются, нагревая резонансный контур. Диссипация энергии идет следующим образом: T_1 уменьшается, а T_0 увеличивается до равновесного значения T_{1c} , которое выше, чем T_0 из-за нагрева ионов. Поскольку шкала температур калибруется по внешним шумам, нагревающим резонансный контур, данный метод применим для ионной термометрии.

Охлаждение приводит к сдвигу равновесной температуры ионов, определяемой балансом паразитного нагрева ионов, и их охлаждения за счет ухода из облака. К сожалению, для существенного уменьшения доплеровского сдвига иметь температуру T_1 даже в несколько градусов Кельвина недостаточно. Поэтому для спектроскопических исследований желательно иметь другой более эффективный механизм охлаждения.

5.3. Оптическое охлаждение — общие вопросы. Как уже отмечалось в разделе 4, испускание или поглощение света сопровождается изменением импульса взаимодействующих со светом ионов, атомов или молекул. В частности, такие процессы происходят при рассеянии света, которые, пока не рассматривается изменение спектра света, можно трактовать как индуцированное поглощение с последующим спонтанным переизлучением. Соответствующие изменения скорости и энергии атомов можно описать на языке различных физических процессов [55, 56]:

1) *Радиационное давление.* Если частицы движутся навстречу световому излучению, частота которого смещена в «красную» сторону от спектральной линии атома, то доплеровский сдвиг подстраивает эту линию в резонанс. Если же частицы движутся в том же направлении, что и свет, влияние эффекта Доплера сводится к дальнейшему уходу от резонанса. Таким образом, в среднем эффект отдачи будет приводить к замедлению атома.

2) *Оптическая накачка.* В процессе обычной накачки происходит перераспределение населенности электронных подуровней атомов, и тем самым взаимодействие со светом нарушает состояние термодинамического равновесия. Такая концепция применима и к оптическому охлаждению [57], если вместо внутренних электронных подуровней рассматривать «внешние» уровни квантованного поступательного движения.

3) *Антистоксово рамановское излучение.* В этом процессе рассеяния излучения происходит уменьшение энергии молекулярных колебаний. Если вместо молекулярных степеней свободы рассматривать поступательное движение свободных частиц или их колебания в потенциальной яме ловушки, то такая концепция включает в себя и оптическое охлаждение.

В среднем изменение кинетической энергии атома при резонансном рассеянии кванта равно [58]

$$\Delta W_{\text{kin}} = \hbar (\omega_{\text{abs}} - \omega_{\text{em}}), \quad (5.3)$$

$$\omega_{\text{abs}} = \omega_0 + \mathbf{k}_{\text{abs}} \mathbf{v} - \frac{1}{2} \omega_0 \beta^2 + \frac{\varepsilon}{\hbar}, \quad (5.4)$$

$$\omega_{\text{em}} = \omega_0 + \mathbf{k}_{\text{em}} \mathbf{v} - \frac{1}{2} \omega_0 \beta^2 - \frac{\varepsilon}{\hbar}, \quad (5.5)$$

где вторые члены в правых частях уравнений (5.4) и (5.5) описывают эффект Доплера первого порядка, третьи — эффект Доплера второго порядка ($\beta = v/c$), а последние члены — эффект отдачи. При изотропном рассеянии и спонтанном переизлучении (см. раздел 4) членом $\langle \mathbf{k}_{\text{em}} \cdot \mathbf{v} \rangle$ можно пренебречь. Эффект Доплера второго порядка приводит к сдвигу в килогерцовом диапазоне и по отношению к оптическим частотам им также можно пренебречь. Таким образом, при $\mathbf{k}_{\text{abs}} \rightarrow \mathbf{k}$

$$\Delta W_{\text{kin}} = \hbar \mathbf{k} \mathbf{v} + 2\varepsilon, \quad (5.6)$$

и охлаждение достигается, если

$$\hbar \mathbf{k} \mathbf{v} < -2\varepsilon.$$

В типичном случае ($M=100$, $T=300$ К, $\omega_0/2\pi=5 \cdot 10^{14}$ Гц, $\langle v^2 \rangle^{1/2} = 2 \cdot 10^4$ см/с), получаем $\hbar |\mathbf{k}| \langle v^2 \rangle \approx 2,5 \cdot 10^{-25}$ Дж, $2\varepsilon \approx 7,3 \cdot 10^{-30}$ Дж, изменение температуры в отдельном акте рассеяния $\Delta T \approx 0,012$ К и предельно достижимая низшая температура, как следует из (5.6), составляет менее 10^{-6} К. Для охлаждения до температуры ниже 1 К атомов с временем жизни резонансного уровня порядка 10 нс требуется примерно 10^4 актов рассеяния или около 0,1 мс.

5.4. Скорость охлаждения свободных атомов. Лучшие оценки можно получить следующим образом [58]. Изменение кинетической энергии (движения в z -направлении) при охлаждении (нагреве) атома в единицу времени при условии, что взаимодействие далеко от насыщения, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dW_z}{dt} = & (\text{изменение кинетической энергии } \Delta W_{\text{kin}} \text{ при рассеянии кванта}) \times \\ & \times (\text{число квантов в единицу времени}) = (\hbar k v_z + 2\varepsilon) J Q(\omega) (\hbar \omega)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

где $Q(\omega) = Q_0 L(\omega - \omega_{\text{abs}})$ — сечение поглощения, J — плотность светового потока. При учете распределения атомов по скоростям это выражение

необходимо видоизменить:

$$\frac{dW_z}{dt} = \frac{JQ_0}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^{\infty} (\hbar kv_z + 2\varepsilon) L\left(\omega - \omega_0 - kv_z - \frac{\varepsilon}{\hbar}\right) \times \\ \times \frac{\exp(-v_z^2/\bar{v}^2)}{\sqrt{\pi}\bar{v}} dv_z. \quad (5.8)$$

Отсюда при условии $\varepsilon/\hbar \ll q\bar{v} = \omega_D$, которое в большинстве случаев остается справедливым вплоть до температур существенно ниже 1 К, следует:

$$\frac{dW_z}{dt} = \frac{JQ_0}{\hbar\omega} [\hbar(\omega - \omega_0) + \varepsilon] \frac{V\pi\Gamma}{\omega_D} \exp\left\{-\left[\frac{\omega - \omega_0 - (\varepsilon/\hbar)}{\omega_D}\right]^2\right\}, \quad (5.9)$$

где Γ — естественная полуширина линии, ω_D — ее доплеровская ширина. Для полного охлаждения всех поступательных степеней свободы необходимо иметь три ортогональных пары встречных пучков или, по крайней мере, четыре пучка, выходящих из углов тетраэдра (см. раздел 4). Если парой встречных пучков формируется стоячая световая волна, возникают осциллирующие в пространстве поля, в которых необходимо учитывать влияние градиентных сил. Мы пренебрежем этими осложнениями, полагая, что стоячая волна достаточно слабая, а атомы уже охлаждены ей до такой степени, что доплеровское уширение существенно меньше естественной ширины линии $\gamma = 2\Gamma$. Тогда для скорости охлаждения из уравнения (5.7) следует:

$$\frac{dW_z}{dt} = \frac{J}{\hbar\omega} [Q_+(\hbar kv_z + 2\varepsilon) + Q_-(-\hbar kv_z + 2\varepsilon)], \quad (5.10)$$

где $Q_+ = Q(+k)$ и $Q_- = Q(-k)$ — сечения поглощения для попутного и встречного световых пучков по отношению к движению атома. При отстройке частоты лазерного излучения от резонанса на $\omega - \omega_0 = -\Gamma + (\varepsilon/\hbar)$ достигается максимальная скорость охлаждения

$$\left|\frac{dW_z}{dt}\right|_{\max} = \frac{JQ_0}{\hbar\omega} \left(-\frac{\hbar k^2 \langle v_z^2 \rangle}{\Gamma} + 2\varepsilon\right). \quad (5.11)$$

Минимум кинетической энергии достигается при условии, что скорость охлаждения стремится к нулю:

$$\langle W_z \rangle_{\min} = \frac{1}{2} \hbar\Gamma. \quad (5.12)$$

Например, при $\Gamma/2\pi = 50$ МГц, соответствующая минимальная температура составляет 0,5 мК.

Если импульс отдачи велик, $\varepsilon \gg \hbar\Gamma$, уравнение (5.8) приходится решать численно. Примечательно, что в этом случае можно достичь минимальной кинетической энергии меньшей, чем ε . В приведенном выше примере при $\Gamma/2\pi \approx 3$ кГц, $T_{\min} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ К. Однако термализация ансамбля одинаковых частиц на этом уровне температуры невозможна, поскольку тепловые взаимодействия с любой стенкой контейнера будут вести к нежелательному нагреву. Это ограничение не играет роли для частиц, осциллирующих в потенциальной яме.

Квантово-механические расчеты для свободных частиц дают результаты практически идентичные с приведенными выше [58]. К тому же осциллирующие частицы представляют собой механические осцилляторы, и для их описания целесообразнее квантовая модель.

5.5. Охлаждение осциллирующих частиц. Атомы или ионы в параболической потенциальной яме совершают гармонические

колебания (см. уравнения (2.6) и (2.7)), которые модулируют фазу квазирезонансного поля, действующего на частицу, а также переизлученной волны, регистрируемой наблюдателем. Например, в электродинамической ловушке (вековые) колебания описываются формулой $\bar{z}(t) = \bar{z}_0 \cos \bar{\omega}_z t$. Не будем пока принимать в рассмотрение микродвижение. Тогда, в системе отсчета, связанной с частицей, на нее действует электрическое поле

$$E_y(t) = E_0 \cos(k\bar{z}_0 \cos \omega_z t - \bar{\omega}t). \quad (5.13)$$

Эту волну с модулированной фазой можно представить в виде линейчатого спектра с амплитудами, представляющими собой функции Бесселя:

$$E_y(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) \cos[(\omega + n\omega_z)t], \quad (5.14)$$

где $\beta = \bar{z}_0/\lambda = k\bar{z}_0$. Тогда вероятность поглощения или излучения меняется как $J_n^2(\beta)$. Такое представление является гармоническим аналогом спектра испускания частицы, скачущей взад и вперед в одномерной прямоугольной потенциальной яме, как это было показано в работе Дики [2] (рис. 19). В ловушках с гармоническими полями на частицы действуют три ортогональных фокусирующих силы, которые равны между собой,

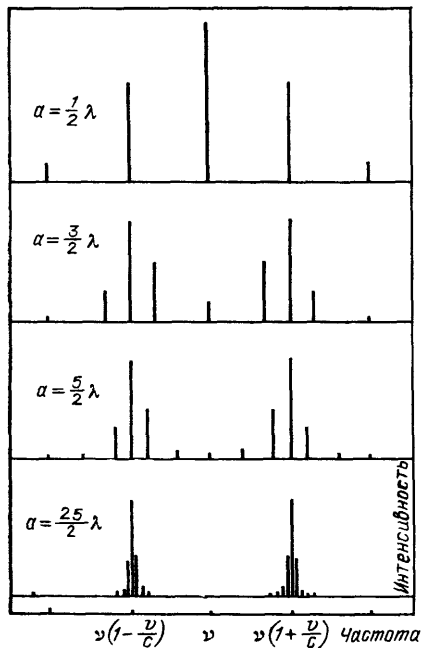


Рис. 19. Спектральный состав излучения (λ), испускаемого атомом, захваченным в одномерную потенциальную яму шириной a (из [2])

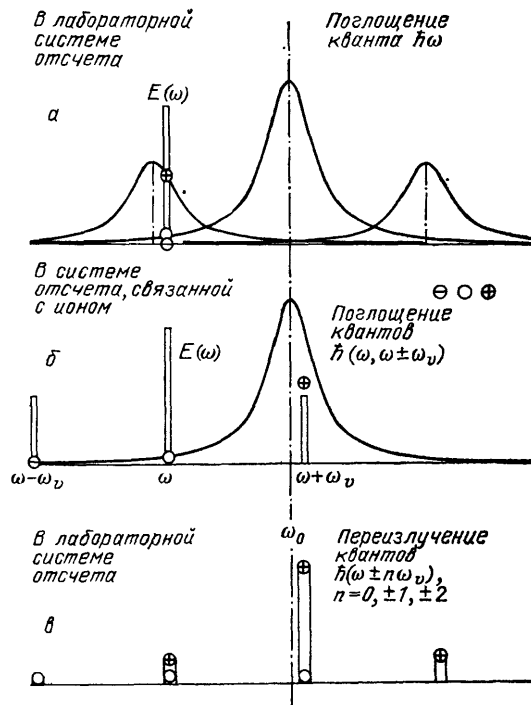


Рис. 20. Спектр излучения (вертикальные полосы), отклик ионов (сплошные кривые), мощность поглощения (кружки) в лабораторной системе отсчета (а) и в системе отсчета, связанной с ионом (б), спектр переизлучения в лабораторной системе отсчета (в) (из [20])

если ловушка сферически-симметричная. В этом случае частоты вырождены. Если в процессе колебаний максимальное отклонение иона существенно превосходит длину световой волны $\lambda/2\pi$, т. е. если $\beta \gg 1$, спектр имеет сложную полосатую структуру, обусловленную влиянием эффек-

том Допплера при периодическом движении, В предельном случае $\beta \rightarrow \infty$ спектр отражает непрерывное распределение скоростей классического осциллятора. В свою очередь, если $\xi_0 > \lambda$, то микродвижение приводит к появлению собственной структуры полос. Отдельные линии этой структуры, разнесенные по частоте на Ω , формируют полосатую структуру спектра векового движения, линии которого разнесены по частоте на ω_1 . При $\xi_0/\lambda \rightarrow \infty$ результирующий спектр напоминает доплеровски уширенную линию.

Количественную оценку мощности и предельных возможностей охлаждения осциллирующих частиц более удобно провести в обратном предельном случае $\beta \ll 1$. В этом случае спектр представляет собой основную линию с двумя боковыми, сдвинутыми на $\pm \omega_1$ (аналогом может служить выражение (2.38), которое, однако, описывает взаимодействие с высокочастотным полем). Структура, обусловленная микродвижением, несущественна. В этом предельном случае, известном как режим Лэмба — Дики, нетрудно качественно описать процесс охлаждения [20]. Пусть частота возбуждающего света смещена от резонансной частоты атома примерно на величину $-\omega_1$. Тогда в системе отсчета, связанной с ионом, взаимодействие осуществляется, главным образом, с боковой полосой, сдвинутой выше по частоте (рис. 20, б). Переизлучение в виде резонансной флуоресценции наблюдается на этой же частоте индуцированного диполя [59], а также на боковых полосах, смещенных по частоте выше и ниже на $\pm \omega_1$ (рис. 20, в); середина спектра переизлучения расположена приблизительно вблизи резонансной частоты атома. Таким образом, в каждом цикле «поглощение — излучение» ион охлаждается, теряя энергию $\hbar \omega_1$.

Предельный случай $\beta \ll 1$ аналогичен эффекту резонансного поглощения γ -квантов мессбауэровского типа. Поскольку остается только несущая частота, линия поглощения оказывается одиночной.

5.6. Мощность охлаждения и предельные возможности охлаждения. В одномерной модели [19] несущая и боковые полосы светового излучения возбуждают ион в его системе отсчета со скоростями

$$g_\omega = L(\omega - \omega_0), \quad g_\pm = L(\omega_\pm \omega_z - \omega_0). \quad (5.15)$$

Энергия колебаний иона равна

$$W_z = \frac{1}{2} M (\omega_z \beta \lambda)^2 = \left(v + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_z, \quad (5.16)$$

где v — колебательное квантовое число. Относительная мощность боковых полос по сравнению с несущей составляет

$$f_\pm = \left(\frac{\beta}{2} \right)^2 = \frac{v + (1/2)}{v_L}, \quad (5.17)$$

где $v_L = 2(\lambda_0/\lambda_c)(\omega_z/\omega_0)$ — среднее квантовое число, соответствующее классическим колебаниям с амплитудой λ_0 , а λ_c — комптоновская длина волны частицы. В процессе возбуждения иона световым излучением, частота которого либо ниже резонансного значения (но сдвинута вверх из-за эффекта Допплера), либо выше (но с отрицательным доплеровским сдвигом), состояние осциллятора изменяется на $\Delta v = \mp 1$. Заменим v на среднее значение квантовых чисел, взятых до и после возбуждения $v = (v_{\text{init}} + v_{\text{final}})/2$ и перепишем $f_\pm$ как

$$f_\pm = \frac{v + (1/2) \mp (1/2)}{v_L}. \quad (5.18)$$

Теперь мы учтем изменение энергии колебаний в одном цикле «погло-

шение — переизлучение». Высокочастотная боковая полоса падающего излучения дает (рис. 21, а)

$$\Delta W_z = -g_+ \hbar \omega_z (f_+ + f_+^2), \quad (5.19)$$

что соответствует охлаждению в процессе поглощения. Вклад от низко-частотной боковой полосы равен (рис. 21, б)

$$\Delta W_z = +g_- \hbar \omega_z (f_- + f_-^2), \quad (5.20)$$

что соответствует нагреву при поглощении. Излучение на несущей частоте дает (рис. 21, в)

$$\Delta W_z = \frac{1}{2} g_\omega \hbar \omega_z (f_- - f_+), \quad (5.21)$$

что можно идентифицировать как нагрев при переизлучении. Коэффициент $1/2$ (в $f_\pm/2$) записан, чтобы учесть тот факт, что в одномерной модели излучение на несущей частоте испускается в двух направлениях

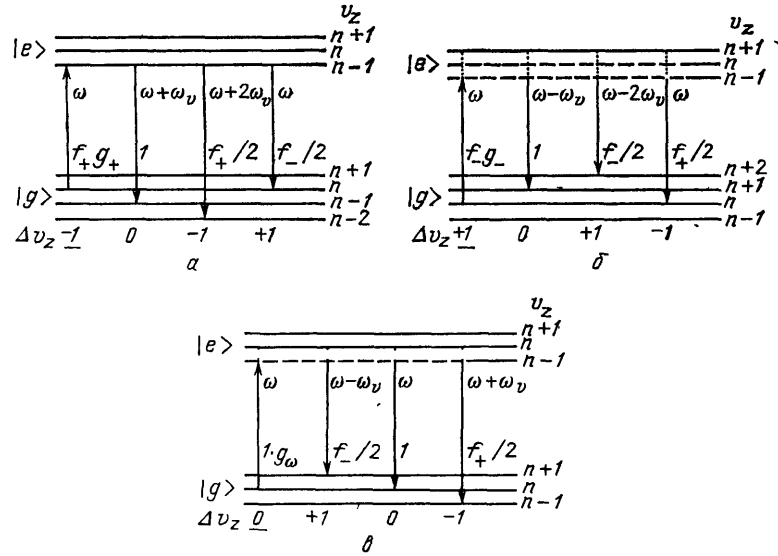


Рис. 21. Схемы переходов, соответствующих процессам охлаждения при поглощении (а), нагрева при поглощении (б) и нагрева при переизлучении (в)

(х и z). Пренебрегая членами порядка $f_\pm^3$, получим результирующую мощность охлаждения

$$P_c^{(1)} = \frac{\hbar \omega_z}{v_L} S \left[v g_+ + (v+1) g_- - \frac{g_\omega}{2} \right], \quad (5.22)$$

где S — плотность потока энергии возбуждающего светового излучения. Из соответствующей трехмерной модели, в которой в каждом из направлений излучается по $1/3$ интенсивности излучения со смещенной и несмещенной частотой, следует [60]

$$P_c^{(3)} = \frac{\hbar \omega_z}{3v_L} S [v g_+ - (v+1) g_- - g_\omega]. \quad (5.23)$$

Здесь, естественно, возникает вопрос о возможности термализации по всем пространственным степеням свободы. Облака захваченных ионов будут термализоваться за счет дальнедействующих кулоновских сил, причем этот процесс имеет большое сечение. Таким образом, для полно-

го охлаждения ансамбля достаточно одного светового пучка. Для охлаждения по всем трем степеням свободы одиночных ионов или облака атомов необходимы три световых пучка. Однако этого можно достичь и с одним световым пучком, если его волновой вектор $\mathbf{k}$ составляет косой угол с естественными осями ловушки и если все (вековые) собственные частоты ω_i являются *невыврожденными*. В противном случае движение частиц в световом пучке не будет охлаждаться в направлении, представляющем собой суперпозицию осей вырождения и перпендикуляра к направлению распространения света [58, 60]. Минимальный уровень осцилляции достигается, когда в уравнении (5.23) выполняется условие $P_c=0$, т. е. когда нагрев при поглощении и переизлучении компенсируется охлаждением при поглощении:

$$\langle v \rangle_{\min} = \frac{g_+ + g_-}{g_+ - g_-}. \quad (5.24)$$

В идеальном эксперименте необходимо, чтобы лазер был настроен на частоту (первой) боковой полосы $\omega = \omega_0 - \omega_z$ и выполнялось соотношение $\omega_z \gg \gamma$ («сильная связь» поля и осцилляции). В этом случае $\langle v \rangle_{\min} = (5/16)\gamma/\omega_z \ll 1$ и

$$\langle W \rangle_{\min} = \frac{5}{16} \hbar \gamma \frac{\gamma}{\omega_z} \ll \hbar \gamma. \quad (5.25)$$

На практике более часто реализуется условие слабой связи, $\gamma \gg \omega_z$, когда лучшее охлаждение достигается на самом крутом участке лоренцевской спектральной резонансной кривой ионов, т. е. при $\omega_0 - \omega = \gamma/2$. В этом случае $\langle v \rangle_{\min} = \gamma/2\omega_z$, и

$$\langle W \rangle_{\min} = \frac{1}{2} \hbar \Gamma. \quad (5.26)$$

Например, при ширине линии $\gamma/2\pi = 20$ МГц и $\omega_z/2\pi = 3$ МГц, получается $\langle v \rangle_{\min} = 3$, и минимальная температура $\langle W \rangle_{\min}/k \approx 6 \cdot 10^{-4}$ К.

5.7. Другие модели охлаждения. В случае слабой связи приведенную выше модель можно несколько обобщить, получив зависимость стационарной средней кинетической энергии частиц в ловушке и их температуры от резонансной отстройки [61]. Результат можно записать в виде

$$\langle W_z \rangle = \frac{M}{2} \langle v_z^2 \rangle = \frac{1}{16} \hbar \gamma (1 + \hat{q}_{sz}^2) \left(\frac{\gamma/2}{\Omega} + \frac{\Omega}{\gamma/2} \right), \quad (5.27)$$

где $\hat{q}_{sz}$ — z -компонента единичного вектора в направлении импульса рассеянного фотона, а $\Omega = \omega - \omega_0$. В случае изотропного рассеяния $\hat{q}_{sz}^2 = 1/3$. В трехмерном случае и при оптимальной настройке $\Omega = \gamma/2$ выражение (5.27) согласуется с полученным выше результатом (5.26).

Вайнленд и Итано рассчитали сечение, скорости и предельные возможности охлаждения при взаимодействии локализованных атомов (ионов) с лазерным излучением в терминах антистоксового рамановского рассеяния эмиссии [58]. Этот подход, результаты которого согласуются с результатами рассмотренных выше моделей, исключительно полезен с точки зрения единого взгляда на проблему охлаждения свободных и осциллирующих захваченных атомов и нахождения различных ограничивающих условий. Охлаждение захваченных частиц анализировалось также с помощью численных методов [62].

Для исследования *нестационарного* процесса охлаждения атомов (ионов) в световых пучках необходим анализ уравнения непрерывности для плотности частиц в фазовом пространстве $P(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. Разложение с

точностью до членов порядка $\partial^2 P / \partial p^2$ приводит к уравнению Фоккера — Планка, которое поддается решению. Стенхольм и Яванайнен [63—66] разработали на этой основе модель и с успехом применили ее к системам частиц, взаимодействующих со световым излучением при различных условиях. Кроме того, был рассмотрен целый ряд моделей охлаждения свободных атомов или охлаждения в комбинации с захватом в световых пучках [67—72]. Некоторые из этих расчетов были подвергнуты проверке методом молекулярных пучков [47, 48, 73, 74].

6. Спектроскопия локализованных охлажденных частиц. Применение охлаждения в спектроскопии обсуждалось в работе Кастлера [57]. По-видимому, какое-то охлаждение захваченных частиц необходимо, по крайней мере в высокочастотных ионных ловушках, где необходимо компенсировать паразитный нагрев. Испарение ионов из облака ведет к естественному охлаждению, но за счет потери частиц.

В Вашингтонском университете в исследованиях на захваченных электронах [37], в которых измерялась аномалия множителя Ланде, для локализации частиц в центре ловушки применялось электронное охлаждение на боковой полосе магнетронного движения электронов (см. раздел 3.1) [33].

Ниже мы хотим ограничиться обсуждением недавних спектроскопических экспериментов с оптическим охлаждением локализованных ионов, выполненных в Гейдельбергском университете (Ba^+) и Национальном бюро стандартов (Mg^+ и Be^+).

6.1. Облака ионов.

6.1.1. Эксперименты с Ba^+ [18—20, 60]. Для спектроскопических исследований одним из наиболее подходящих представляется однозарядный ион бария, поскольку он имеет конфигурацию электронных оболочек, сходную с атомами щелочных металлов, и резонансные линии, лежащие в видимой области спектра (рис. 22). Возбуждение и наблюдение

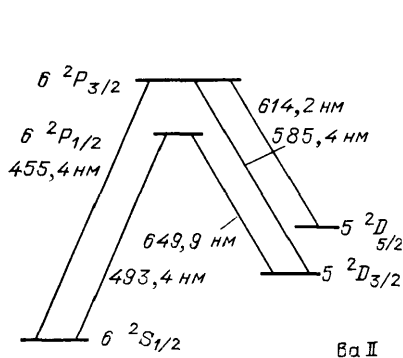


Рис. 22. Упрощенная схема энергетических уровней Ba^+ (BaII)

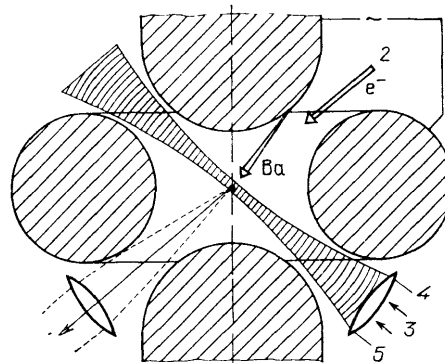


Рис. 23. Схематическое изображение поперечного сечения РЧ ловушки, а также ионизации Ba электронами, подсветки и регистрации излучения (из [76]). (1 — к микроскопу, 2 — пучок электронов из пушки, 3 — лазерное излучение, 4 — голубое, 5 — красное)

резонансной флуоресценции, как метод детектирования ионов, является привлекательной альтернативой использованию для этих целей перестраиваемого резонансного контура, поскольку интенсивность резонансных линий велика, и одиночная частица может рассеивать до 10^7 квантов в секунду. Однако у Ba^+ имеются два низколежащих метастабильных уровня 3D , которые населяются при распаде уровней 2P . Заполне-

ние этих уровней приводит к уменьшению интенсивности резонансной флуоресценции, что требует введения вспомогательного светового потока для повторного возбуждения. Таким образом, при возбуждении резонансного уровня $6^2P_{1/2}$ сине-зеленым светом (493 нм) необходимо дополнительное облучение ионов излучением с длиной волны 650 нм для «очистки» уровня $5^2D_{3/2}$.

В первой серии экспериментов в Гейдельберге в радиочастотной ловушке с расстоянием между электродами 3,4 мм было накоплено $5 \cdot 10^3$ ионов Ba^+ [18]. На рис. 7 приведена микрофотография резонансной флуоресценции из области пересечения лазерных пучков с ионным облаком. Схематическое сечение второго, миниатюризированного варианта ловушки с расстоянием между электродами 0,5 мм, показано на рис. 23 [19, 20]. Ловушка помещалась в пирексовую камеру, откачиваемую геттерно-ионным насосом до остаточного давления ниже 10^{-10} мбар. Через прогреваемый диффузионный натекаль впускался He, используемый в качестве буферного газа. Внутри устройства размещалась также печь для получения пучка атомов Ba и обычная небольшая электронная пушка. Атомный и электронный пучки пересекались в центре ловушки. Ионизация электронным ударом обеспечивала получение внутри потенциальной ямы ионов Ba^+ . Излучение генерировалось перестраиваемыми лазерами непрерывного действия на красителях кумарин 102 и сульфородамин В. Накачка осуществлялась соответственно фиолетовым излучением Kr^+ -лазера и зеленым излучением Ar^+ -лазера. Два сфокусированных световых пучка ($f=8$ см) пересекались под углом 3° в области

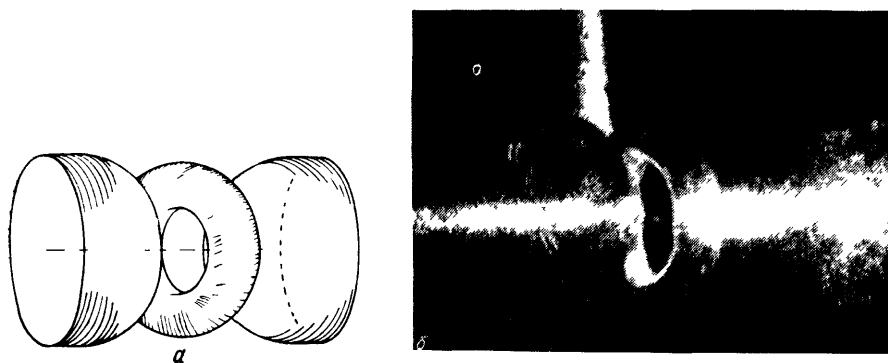


Рис. 24. Схема (а) и микрофотография (б) ионной ловушки. В центре нижнего рисунка видна резонансная флуоресценция ионов, образующих облако диаметром около 50 мкм (из [20])

ионного облака в центре ловушки. Облако ионов возникало только при напуске буферного газа, в качестве которого использовался He при давлении 10^{-5} мбар, обеспечивавший необходимое охлаждение за счет вязкостного торможения. Даже малых плотностей потока излучения 10^{-2} Вт/см² было достаточно для насыщения резонансной флуоресценции Ba^+ , которая регистрировалась через бинокулярный микроскоп (с увеличением от 10 до 40). Изображение всего облака или его центральной части формировалось на катоде фотоумножителя. Сигнал с фотоумножителя обрабатывался в счетчике фотонов, цифро-аналоговом преобразователе и записывался. Регистрация же ионов осуществлялась визуально или фотографически. На рис. 24 показана фотография резонансной флуоресценции облака в ловушке [20], состоящего примерно из 50 ионов. Это облако диаметром около 50 мкм целиком перекрывалось лазерным пучком, имевшим в перетяжке диаметр около 70 мкм. При перекрытии пучка красного излучения наблюдалось почти полное исчезновение голу-

бой флуоресценции из-за оптической перекачки всех ионов на метастабильный уровень $^2D_{3/2}$, лишь незначительная часть которых (~5%) переходила в основное состояние за счет столкновений. С другой стороны, интенсивность резонансной флуоресценции возрастала, если оставался включенным электронный пучок, обеспечивавший частичную нейтрализацию пространственного заряда ионов [20]. Для измерения частот аксиальных и радиальных вековых колебаний внутри ловушки с помощью простой антенны направлялось высокочастотное излучение. Резонансные частоты определялись по расширению облака вследствие нагрева и оказались равными: $\bar{\omega}_z = 1,3 \cdot 2\pi$ МГц, $\bar{\omega}_x \approx \bar{\omega}_y \approx 0,75 \cdot 2\pi$ МГц, при $(\bar{\omega}_x - \bar{\omega}_y)/\bar{\omega}_x < 1\%$.

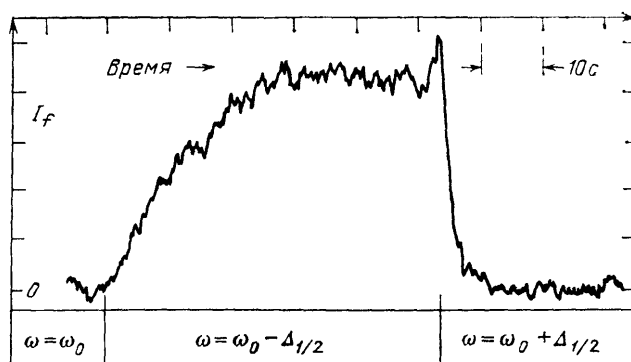


Рис. 25. Зависимость интенсивности флуоресценции Ba^+ от времени при остаточном давлении газа менее 10^{-8} мбар. Ловушка пуста, когда частота лазерного излучения ω совпадает с центром резонансной линии $\omega = \omega_0 = \omega_{SP}$, медленно заполняется при $\omega = \omega_0 - \Delta_{1/2}$ и опустошается при $\omega = \omega_0 + \Delta_{1/2}$ (из [19])

Существование радиационного охлаждения проверялось следующим образом. Частоты излучения лазеров настраивались на центры соответствующих линий, и осуществлялось визуальное наблюдение за облаком, показанным на рис. 24, при удалении буферного газа He. В отсутствие охлаждения облако исчезало за доли секунды из-за паразитного нагрева. Однако при уменьшении частоты синего излучения облако вновь возникало с постоянной времени порядка 10 с (рис. 25). Увеличение частоты лазера приводило к быстрому «испарению» облака. В работах [75, 76] исследовалось также влияние медленного адиабатического изменения частоты излучения на поведение облака.

6.1.2. Эксперименты с Mg^+ . В работах [77—79] для удержания, формирования и оптического охлаждения небольшого облака ионов Mg^+ применялась ловушка Пеннинга с внутренним диаметром около 1 см. Резонансная флуоресценция, возбуждаемая излучением лазера, регистрировалась с помощью фотоэлектронных преобразователей. Для того, чтобы определить частоты зеемановских переходов, постоянные сверхтонкого расщепления и относительные значения g с беспрецедентной точностью, применялась оптическая накачка и схемы двойного или многократного резонанса. Схема эксперимента показана на рис. 26. Параметры ловушки выбирались следующими: $R_0 = 1$ см, $Z_0 = 0,63$ см, $B_0 = 1$ Тл (остальные как в табл. I). Излучение лазера на красителе родамин 110, работающего в непрерывном режиме, преобразовывалось во вторую гармонику с длиной волны 280 нм в кристалле AD*P. Мощность излучения составляла до 30 мкВт, ширина полосы излучения 1 МГц. Основная частота излучения настраивалась на частоту одного из сверхтонких переходов в I_2 . Непрерывность настройки достигалась сдвигом резонансной частоты ионов за счет эффекта Зеемана.

Световой поток направлялся в центр ловушки и возбуждал резонансную флуоресценцию Mg^+ на переходе $3p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 3s\ ^2S_{1/2}$. Излучение собиралось эллипсоидальным зеркалом и регистрировалось с помощью фотоумножителей с полной эффективностью $2 \cdot 10^{-5}$. Частота лазерного излучения настраивалась ниже резонанса, а пучок направлялся на ионное облако под косым углом, составлявшим около 45° с осью ловушки. Таким образом достигалось охлаждение аксиального и циклотронного движений. Радиус неустойчивых магнетронных орбит уменьшался («охлаждался») при облучении ловушки более интенсивным световым потоком со стороны, где частицы удаляются от источников света.

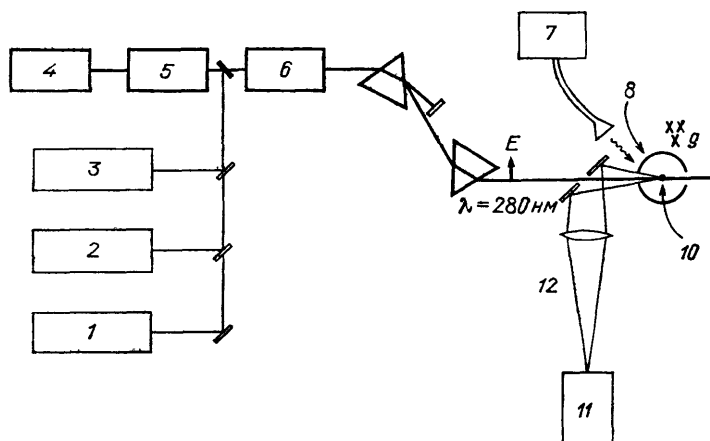


Рис. 26. Схема эксперимента по спектроскопии ионов Mg^+ , накопленных в ловушке Пеннинга (из [79]). (1 — I_2 ячейка, 2 — спектрометр, 3 — волномер, 4 — Ar^+ -лазер, 5 — лазер на красителе родамин 110, 6 — удвоитель частоты на кристалле AD^*P , 7 — высокочастотный генератор, 8 — ловушка Пеннинга, 9 — магнитное поле B , 10 — ионы Mg^+ , 11 — фотоумножитель, 12 — рассеянные фотоны)

Схема с использованием оптического резонанса была вначале опробована на ионах $^{24}\text{Mg}^+$. Когда излучение лазера настраивалось на частоту перехода ($^2S_{1/2}, m_J = -1/2$) $\rightarrow$ ($^2P_{3/2}, m_J = -3/2$), свет создавал эффективную двухуровневую систему. Паразитное возбуждение на крыльях линий других переходов накачивало 94% ионов, находившихся в основном $^2S_{1/2}$ состоянии, на уровень $-1/2$ («накачка переселением»). Возбуждение зеемановских переходов $-1/2 \rightarrow +1/2$ микроволновым излучением эффективно блокировало возбуждение резонансной флуоресценции, т. е. регистрация единичного акта поглощения микроволнового излучения осуществлялась по резкому уменьшению количества ультрафиолетовых фотонов. На это важное свойство указал Демельт [80].

Аналогичная схема оптической накачки использовалась для исследования сверхтонкого расщепления $^2S_{1/2}$ основного состояния ионов $^{25}\text{Mg}^+$. Как и ранее, почти все ионы переводились накачкой в низшее зеемановское состояние $^2S_{1/2}, m_I = -5/2, m_J = -1/2$. Переходы на любой другой подуровень основного состояния, которые могли быть индуцированы введением радиочастотного или микроволнового излучения в ловушку, обнаруживались по уменьшению интенсивности резонансной флуоресценции в ультрафиолетовой области. Ширина этих резонансов определялась степенью неоднородности магнитного поля. Поэтому такой подход представляет особый интерес для наблюдения сверхтонких переходов ($m_I = -3/2, m_J = +1/2$) $\rightarrow$ ($-1/2, +1/2$), которые при $B = 1,2398$ Тл в первом порядке не зависят от величины магнитного поля. Этот подвиг требует применения схемы четырехкратного резонанса: кроме лазерного излучения, ионы облучаются микроволновым излучением для накачки ($-5/2, +1/2$)-уровня, радиочастотным излучением для индуцирования

перехода $(-5/2, -1/2) \rightarrow (-3/2, +1/2)$ и зондирующим радиочастотным излучением для регистрации перехода. Микроволновое излучение с частотой 27,4 МГц непрерывно накачивало $(-5/2, 1/2)$ уровень, вызывая пренебрежимые сдвиги. С другой стороны, при включении радиочастотных полей световое излучение блокировалось, чтобы устранить появление динамического штарковского сдвига. Все это осуществлялось в импульсном режиме. Вначале в течение 1 с радиочастотным излучением накачивался $(-3/2, +1/2)$ -уровень. Затем, в течение периода времени t зондирующим излучением индуцировался интересующий переход $(-3/2, +1/2) \rightarrow (-1/2, +1/2)$ (метод Раби). Или же это делалось в течение двух коротких периодов включения длительностью $\tau \approx 1$ с, сдвинутых по времени включения на T (метод Рамзея). Фактически высокочастотный генератор в течение времени T работал при сильно уменьшенной мощности, чтобы не нарушить фазовую когерентность первого и второго импульсов. В дальнейшем радиочастотная накачка включалась вновь на 1 с, и в конце концов подавался световой поток, возбуждавший резонансную флуоресценцию. Если при взаимодействии с ионами зондирующее высокочастотное излучение индуцирует переход с уровня $(-3/2, +1/2)$ на уровень $(-1/2, +1/2)$, то вначале флуоресценция гасится. При постепенной перестройке частоты зондирующего излучения была обнаружена единственная резонансная линия шириной 40 МГц в методе Раби при $t=20$ с и линия осциллирующей формы с шириной центрального минимума 12 МГц в методе Рамзея при $T=41,4$ с. Таким образом, не зависящая от поля частота перехода, была определена с точностью 10^{-11} .

Зная эту величину и две, также измеряемые частоты переходов $[(-5/2, -1/2) \rightarrow (-5/2, +1/2) \text{ и } (-5/2, -1/2) \rightarrow (-3/2, -1/2)]$, зависящих от величины поля, находилось значение постоянной сверхтонкой структуры A и отношение ядерного и электронного множителей Ланде:

$$A = -596,254\,376(54) \text{ МГц},$$

$$\frac{g_I}{g_J} = 9,299\,484(75) \cdot 10^{-5}.$$

Следует отметить, что длительность периодов взаимодействия t или T нельзя увеличивать дальше и, соответственно, уменьшать ширину линии, поскольку интенсивность флуоресценции становится исключительно низкой из-за паразитного нагрева, ведущего к расширению облака. Этот процесс не компенсировался охлаждением, поскольку лазерный пучок был выключен.

6.1.3. Эксперименты с Be^+ [81]. Недавно такой метод многократного резонанса был использован для определения величин A и g_I/g_J ,

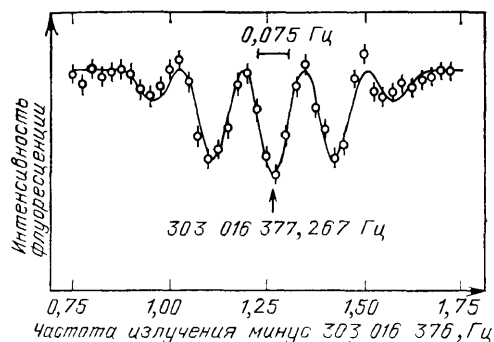


Рис 27. Резонансы Рамзея на не зависящем от поля переходе $(m_I, m_J) = (-3/2, 1/2) \rightarrow (-1/2, 1/2)$ в основном состоянии Be^+ . Магнитное поле $B \approx 8,2$ кГс (рисунок предоставлен В. Итано)

относящихся к основному $2s\ ^2S_{1/2}$ — состоянию ионов $^9\text{Be}^+$ по измерениям, не зависящим от поля частот переходов $(-3/2, +1/2) \rightarrow (-1/2, +1/2)$ и $(+3/2, -1/2) \rightarrow (+1/2, -1/2)$. Резонансная кривая, полученная методом отдельных импульсов, показана на рис. 27.

Во втором эксперименте с Be^+ были практически одновременно измерены зависящая от поля частота перехода с *переворотом спина* ядра ω_s ($\Delta m_I = 1$) в основном состоянии $2s^2S_{1/2}$ ионов $^9\text{Be}^+$ и *циклотронная* частота этих ионов. Частоту перехода с переворотом спина ω_s и полученные в первых экспериментах значения A и g_I/g_J можно подставить в формулу Брейта — Раби [26], описывающую влияние магнитного поля на сверхтонкую структуру ионов с $J = 1/2$, и найти $\omega_e(^9\text{Be}^+) = g_J(^9\text{Be}^+) e B_0 \times \times (4\pi m_e)^{-1}$, где g_J — электронный g -фактор для иона $^9\text{Be}^+$, e и m_e — соответственно заряд и масса электрона. Таким образом можно найти отношение

$$R = 2 \frac{\omega_e}{\omega_c} = g_J(^9\text{Be}^+) \frac{M(^9\text{Be}^+)}{m_e},$$

которое по теоретическому значению $g_J(^9\text{Be}^+)$ позволяет получить измеряемое отношение масс протона и электрона m_0/m_e . Наоборот, по известному из эксперимента значению m_0/m_e [39] из выражения для R можно найти точное экспериментальное значение для $g_J(^9\text{Be}^+)$.

Эксперименты выполнялись следующим образом. Для измерения частоты перехода с переворотом спина ядра ω_s (≈ 310 МГц) использовался двойной радиооптический резонанс на переходе $(m_I = -3/2, m_J = -1/2) \rightarrow (-1/2, -1/2)$. Величина ω_c' определялась по измерению спада интенсивности резонансной флуоресценции ионов при нагреве облака резонансным радиочастотным (≈ 2 МГц) излучением. Аналогичным образом измерялись частоты ω_s и ω_m , необходимые для определения ω_e (см. уравнения (2.7) и (2.8)). Ранее такая методика применялась для определения вековых частот ионов Ba^+ в радиочастотной ловушке [76]. Циклы соответствующих измерений ω_s и ω_c' повторялись с соответствующим увеличением частоты излучения. Квазиодновременная регистрация резонансов позволяла уменьшить влияние медленных флуктуаций магнитного поля. Наблюдаемая ширина резонансов на частотах ω_s и ω_c' составляла соответственно 5 и 0,5 Гц. Возможные систематические погрешности оценивались по данным, экстраполированным к нулевому значению поля, или были незначительны. Окончательно получено: $R = 32\,891,5710$ с точностью $1,5 \cdot 10^{-7}$.

Эти эксперименты четко продемонстрировали большие возможности спектроскопии сверхвысокого разрешения на захваченных ионах для определения различных атомных данных, включая массы ионов.

6.2. Одиночные ионы в ловушках. Интенсивность флуоресценции захваченных ионов, резонансные переходы в которых возбуждаются лазерным излучением, составляет от 10^7 до 10^8 фотонов/с. Это заметный световой поток, легко поддающийся регистрации, хотя он и излучается в телесный угол 4π . В настоящее время в двух успешных экспериментах продемонстрирована возможность регистрации даже отдельных частиц — ионов — с использованием фотографических и фотоэлектрических методов или даже визуально.

6.2.1. Эксперименты с Ba^+ . В экспериментах, выполненных в Гейдельберге [60, 75, 76], было относительно легко сформировано видимое облако из примерно 20 ионов Ba^+ . Для столкновительного охлаждения ионов применялся He при давлении 10^{-4} мбар. Если этот газ удалялся и остаточное давление составляло менее 10^{-9} мбар, то облако исчезало. При уменьшении энергии электронов, выходящих из электронной пушки, до ~ 200 эВ и уменьшении частоты излучения голубого излучения лазера, что необходимо для оптического охлаждения, появление отдельных ионов в пустой ловушке проявляло себя в виде скачкообразного изменения ин-

тенсивности резонансной флуоресценции (рис. 28) Если красное излучение отключалось, накопленные ионы переходили в метастабильное $^2D_{3/2}$ состояние и больше не принимали участия в повторных циклах возбуждения флуоресценции из-за большого времени жизни этого состояния, составляющего 17 с.



Рис. 28 Ступенчатое увеличение интенсивности резонансной флуоресценции Ba^+ при инъекции 1-го 2-го 3-го и 4-го ионов в ловушку. При отключении красного излучения (ω) ионы переходят в метастабильное состояние $^2D_{3/2}$ (из [60])

В соответствии с этими наблюдениями, представляется возможным создавать и наблюдать облака ионов, состоящие из вполне определенного небольшого числа ионов. На рис. 29, а показана фотография облака из трех ионов Ba^+ , находящегося в центре ловушки, контуры которого пре-

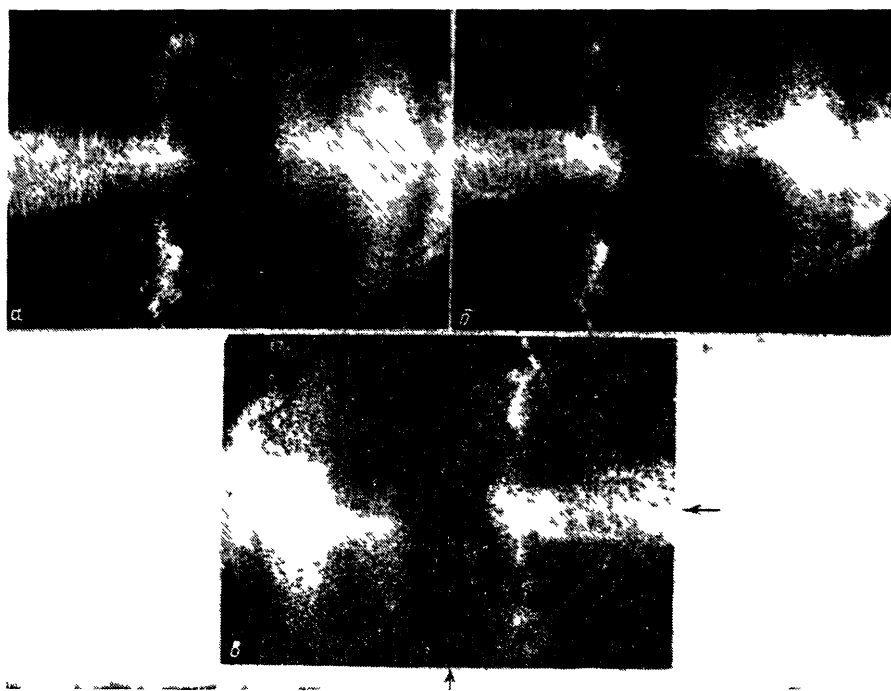


Рис. 29 Фотографии, показывающие излучение трех (а), двух (б) и одного иона (в) в центре ловушки. На фотографии рис. в стрелкой показано положение иона (по [60, 75, 76])

красно видны при лазерной подсветке. Ширина изображения облака составляет 9 мкм, что сравнимо с минимальным расстоянием между ионами, определяемым действующим потенциалом ловушки и силами электростатического расталкивания. На рис. 29, б показано изображение облака, состоящего из двух ионов, его наблюдаемый размер составляет от 4 до 5 мкм. В случае с *одиночным* ионом, показанном на рис. 29, в, ситуация несколько отличается. Диаметр «облака», составляющий около 2 мкм, определяется дифракционными эффектами в оптической системе

микроскопа, вследствие чего точечный источник представляется в виде диска диаметром 1,7 мкм. Небольшое превышение наблюдаемого размера объясняется тепловым движением иона. Можно найти верхнюю оценку значения его кинетической энергии. Его «температура» $T \lesssim 10$ мК соответствует колебательному квантовому числу $n \approx 70$ механического одно-ионного осциллятора. Пользуясь теоретической моделью, описанной выше (раздел 5), можно оценить, что такая величина конечной температуры получается при условии, что частота возбуждающего флуоресценцию и охлаждающего ионы голубого лазерного излучения лежит на 500 МГц ниже резонанса. При оптимальной низкочастотной расстройке $\omega - \omega_0 = -\Gamma$ предельное значение конечной температуры составляет $6 \cdot 10^{-4}$ К, что соответствует $n \approx 3$.

Спектр возбуждения одиночного иона Ba^+ был получен посредством сканирования частоты красного лазерного излучения (ω') вблизи линии $^2\text{P}_{1/2} - ^2\text{D}_{3/2}$ при постоянной низкочастотной отстройке голубого (ω) лазерного излучения. Спектр характеризуется присутствием двух пиков, один из которых соответствует максимальному возбуждению флуоресценции с $^2\text{D}_{3/2}$ уровня ($\omega' = \omega_{\text{PD}}$). Наличие другого можно объяснить антистоксовым рамановским рассеянием ($\omega_{\text{SP}} - \omega = \omega_{\text{PD}} - \omega'$). Этот резонанс существенно уже полос излучения обоих лазеров; его естественная ширина, определяемая временем распада уровня $^2\text{D}_{3/2}$, по порядку величины составляет всего 15 мГц. Именно поэтому он представляется серьезным кандидатом для создания оптического стандарта частоты.

6.2.2. Эксперименты с Mg^+ . В ходе экспериментов с ионами Mg^+ в электродинамической ловушке также наблюдались одиночные ионы [82]. В данном случае число ионов $^{24}\text{Mg}^+$ в облаке уменьшалось за счет столкновений с перезарядкой, когда пучок атомов ^{25}Mg пропусклся через ловушку, а образующиеся ионы ^{25}Mg удалялись с помощью резонансного радиочастотного возбуждения. При этом регистрируемая фотоэлектронным способом интенсивность резонансной флуоресценции ионов $^{24}\text{Mg}^+$ скачкообразно уменьшалась. Когда в ловушке остался лишь один ион $^{24}\text{Mg}^+$, был снят спектр возбуждения резонансной флуоресценции на переходе ($3s\ ^2\text{S}_{1/2}, m_j = -1/2 \rightarrow 3p\ ^2\text{P}_{3/2}, m_j = 1/2$). Ширина резонанса (на полувысоте), включающая в себя и остаточное доплеровское уширение, составила около 70 МГц. Это уширение позволяет вычислить температуру циклотронного и магнетронного движения, которая составила $T_{\text{cm}} \approx 50$ мК, в то время как аксиальному движению соответствовала температура $T_a \approx 600$ мК. Последнее значение было получено по измерениям протяженности «облака» с помощью второго лазера.

Доступность локализации одиночных атомных частиц и возможность их регистрации по излучению открывает путь к решению ряда проблем, относящихся к основам квантовой механики. Кроме того, последовательное объединение увеличивающегося числа заряженных частиц в ловушке может привести к возникновению энергетически выгодных конфигураций, соответствующих формированию конденсированного состояния вещества. Кроме того, для химии исключительный интерес представляет возможность исследования химических реакций отдельных частиц. Подобный подход может оказаться более плодотворным, чем эксперименты с пересекающимися молекулярными пучками.

Здесь мы обсудим лишь одно из конкретных применений локализованных частиц: создание на их основе фундаментальных стандартов времени и частоты.

7. Стандарты времени и частоты на основе локализованных охлажденных ионов. Беспрецедентная точность, с которой были выполнены спектроскопические измерения сверхтонких переходов в $^3\text{He}^+$ [11, 13] (см. раздел 3), послужила толчком к разработке стандартов времени и ча-

стоты на основе облаков различных захваченных ионов. Существенных успехов удалось добиться, используя ионы $^{199}\text{Hg}^+$, поскольку у них велико сверхтонкое расщепление уровней (≈ 40 ГГц), а доплеровский сдвиг второго порядка мал из-за большой массы [36, 83]. Стабильность экспериментального стандарта частоты на основе $^{199}\text{Hg}^+$ даже превосходит стабильность стандарта на пучке атомов Cs [83]. Однако точность этих стандартов ограничивается заметным доплеровским сдвигом второго порядка (10^{-10} – 10^{-11}), обусловленным движением ионов, и штарковскими сдвигами второго порядка, вызываемыми присутствием электрического поля во внешних частях высокочастотной ловушки и вдали от приосевой области в ловушке Пеннинга. Недавно эту проблему удалось решить применением оптического охлаждения, сопровождающегося уменьшением размеров облака, что подтверждается регистрацией узкополосных резонансов (см. раздел 6). С другой стороны, небольшое число локализованных ионов ($\lesssim 10^5$ – 10^6) в ранних экспериментах существенно ограничивало возможности регистрации флуоресценции. Однако, как уже упоминалось в предыдущем разделе, циклическое возбуждение и резонансная флуоресценция на определенном «накачиваемом» переходе может быть прервана однократным возбуждением или гашением микроволнового или оптического «сигнального» перехода [80]. Такое поведение подтверждается управлением с помощью красного излучения (см. рис. 28) интенсивностью синей флуоресценции в экспериментах с Ba^+ [19, 20, 60, 75, 76], и эквивалентно огромному увеличению эффективности регистрации: малая эффективность регистрации, обусловленная ограниченным углом приема излучения и вероятностью фотоотсчетов, компенсируется и более не ограничивает отношение сигнал/шум. Оно определяется только числом ионов, участвующих в сигнальных переходах. В качестве кандидатов для создания стандартов частоты были предложены различные ионы, позволяющие эффективно использовать такую схему контроля [5, 84]. Рассмотрим теперь некоторые из них.

7.1. Микроволновые стандарты частоты. В микроволновой области стандартные частоты вполне допускают применение обычных методов фазовых измерений. Поэтому, в отличие от оптического диапазона, создать стандарт времени на этих частотах нетрудно. Группа из Национального бюро стандартов (США) предложила создать микроволновой стандарт на основе локализованных охлажденных ионов $^{201}\text{Hg}^+$ [85]. О преимуществах применения ионов Hg^+ упоминалось выше. Этот изотоп имеет пять не зависящих в первом порядке от поля сверхтонких зеемановских переходов в основном состоянии, три из которых лежат в области приемлемых магнитных полей, меньших 4 Тл. В качестве базового был выбран переход ($F=2$, $m_F=1$) $\rightarrow$ (1 , 1) на частоте 25,9 ГГц, не зависящий от поля при значении 0,53 Тл.

Для охлаждения ионов, оптической накачки одного из сверхтонких уровней, переход с которого дает сигнал микроволнового диапазона, а также для возбуждения резонансной флуоресценции, которая и регистрируется, необходимо лазерное излучение на длине волны 194,2 нм. Если говорить более подробно, то последовательность действий должна быть следующей:

1) Ионы облучаются лазерным излучением, частота которого сдвинута на 53 МГц вниз от центра линии на переходе $6p \ ^2P_{1/2}$ ($F=1$, $m_F=-1$) $\rightarrow$ $6s \ ^2S_{1/2}$ (2 , -2). Населенность низшего уровня (2 , -2) основного состояния будет быстро переходить на соседние уровни, например (-1 , 1). Однако для охлаждения ионов и регистрации флуоресценции возбуждение должно быть циклическим. Перемешивание всех сверхтонких уровней основного состояния при облучении микроволнами позволяет осуществлять непрерывную оптическую накачку, хотя эффективность охлаж-

дения уменьшается по сравнению с двухуровневыми оптическими системами.

2) Накачка одного из сигнальных уровней ионов, например $(1, 1)$. Это достигается продолжительным перемешиванием уровней микроволновым излучением, *за исключением* данного уровня. Паразитное возбуждение на крыльях другого оптического резонанса, кроме наиболее близкого к частоте лазерного излучения, достаточно быстро накачивает уровень $(1, 1)$ основного состояния ионов. Возможно возбуждение оптического перехода $6s(2, -1) \rightarrow 6p(1, 0)$ с последующим распадом с эффективностью 4% на подуровень $(1, 1)$ основного состояния. Переход на метастабильный уровень 2D не дает существенных потерь в этой схеме. Прежде чем будет накачан уровень $(1, 1)$, на каждом ионе произойдет $6 \cdot 10^4$ актов рассеяния лазерного излучения. Этот факт отражает желаемое усиление регистрируемого сигнала.

3) Взаимодействие с сигнальным микроволновым излучением. В то время, когда лазерное и перемешивающее микроволновое излучения отключены, включается сигнальное излучение, взаимодействующее с ионами, находящимися в состоянии $(1, 1)$. Как упоминалось в разделе 6, можно использовать одиночный длинный импульс (схема Раби) или два коротких импульса, разделенных большим интервалом времени (порядка нескольких секунд; схема Рамзея).

4) После окончания сигнального импульса снова включается лазерное и перемешивающее микроволновое излучения и осуществляется запись сигнала флуоресцентного излучения и его сравнение с сигналом, полученным на первом этапе цикла. Если сигнальное микроволновое излучение было настроено в резонанс, в некоторых ионах индуцируются переходы $(1, 1) \rightarrow (2, 1)$, и они сразу же становятся объектом для повторного оптического возбуждения и флуоресценции. Таким образом, в этом случае интенсивность флуоресценции выше, чем при отстройке частоты сигнальной волны от резонанса. По оценкам, приведенным в работе [85], при взаимодействии одного иона с сигнальным микроволновым излучением можно дополнительно зарегистрировать примерно 60 фотонов флуоресцентного излучения.

Для точной настройки генератора на частоту сигнального перехода рассмотренный выше цикл измерений должен быть повторен дважды на частотах, соответствующих половинной интенсивности, выше и ниже центра линии. Сравнение полученных сигналов флуоресценции позволяет выработать сигнал ошибки для управления генератором, при условии, что в промежутках между измерениями его дрейф достаточно мал.

Были оценены различные возможные источники систематического сдвига частоты и проведено их сравнение с желаемым уровнем точности в 10^{-15} . Оказалось, что требуемая стабильность и однородность магнитного поля, которая должна составлять 10^{-7} , может представить собой проблему. Штарковский сдвиг второго порядка пренебрежимо мал, так же как и динамический зеемановский сдвиг в поле равновесного излучения. С другой стороны, динамический штарковский сдвиг за счет равновесного излучения можно устранить, уменьшая температуру окружения. Влияние эффекта Доплера второго порядка, связанного с аксиальным и циклотронным движением ионов в ловушке Пеннинга, можно подавить, охлаждая ионное облако до температуры ниже 1 К. Влияние магнетронного движения одиночного иона можно сделать достаточно малым, однако оказывается, что в облаке подходящих размеров число ионов ограничивается допустимым доплеровским сдвигом второго порядка. Чтобы достичь проектного предела точности, можно накопить около 10^5 ионов.

Флуктуации регистрируемого потока фотонов флуоресцентного излучения будут вызывать флуктуации частоты генератора, настроенного на

частоту сигнального перехода. В работе Вайнленда и др. дана следующая оценка [85]

$$\sigma_y(\tau) = (2T\omega_0 N_1^{1/2})^{-1} \left(\frac{2T}{\tau} \right)^{1/2},$$

где N_1 — число ионов, T — время между двумя импульсами сигнального излучения в схеме Рамзея, ω_0 — резонансная частота. При $N_1 \approx 10^5$ и $T \approx 50$ с, получаем $\sigma_y(\tau) \approx 2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, что вполне удовлетворяет проектному пределу, если период усреднения $\tau \geq 100$ с.

Конечно, возможность реализации этого перспективного стандарта частоты, как и ряда других, зависит от наличия источников излучения с длиной волны 194,2 нм, работающих в непрерывном режиме. Поскольку насыщение соответствующей резонансной линии достигается при мощности излучения всего в несколько микроватт, создание таких источников с использованием нелинейных преобразователей не должно представлять непреодолимых проблем в ближайшем будущем.

7.2. Оптические стандарты частоты. Для создания оптического стандарта частоты необходим перестраиваемый лазер с очень узкой линией излучения. Реально для получения указанного выше уровня точности в 10^{-15} требуется линия излучения субгерцовой ширины. Хотя на современном уровне развития недостает еще двух порядков, технический прогресс должен в ближайшем будущем подтвердить серьезность последних предложений.

7.2.1. Двухфотонные переходы в ионе $^{201}\text{Hg}^+$ [86]. Предполагается возбуждать одну сверхтонкую зеемановскую компоненту на переходе $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ в ионе $^{201}\text{Hg}^+$ за счет двухфотонного поглощения лазерного излучения с длиной волны 563,2 нм. При этом устраняется остаточное доплеровское уширение первого порядка. Поскольку время жизни метастабильного $^2D_{3/2}$ уровня составляет 0,11 с, полная естественная ширина линии равна 3 Гц при частоте светового излучения $5,33 \cdot 10^{14}$ Гц. Поглощение на сигнальном переходе можно регистрировать, контролируя с помощью резонансной флуоресценции либо уменьшение населенности подуровня основного состояния, либо увеличение населенности возбужденного D-уровня.

Наиболее существенный вклад в систематический сдвиг двухфотонного резонанса дает, по всей вероятности, эффект Штарка в поле лазерного излучения, обусловленный наличием уровней 2P , несмотря на то, что они очень далеки от резонанса. По оценкам, данным в работе [85], в условиях, когда интенсивность излучения лазера достаточна для насыщения ($\approx 2,2$ Вт/см², что соответствует одному процессу поглощения в секунду), $\delta\omega/\omega_0 \approx 2 \cdot 10^{-15}$. Вклад динамического штарковского сдвига в поле равновесного излучения при комнатной температуре оказывается на порядок меньше.

7.2.2. Резонансный рамановский переход в Ba^+ [75, 76]. Ba^+ является одним из немногих ионов, имеющих резонансные линии в видимом диапазоне. Как упоминалось выше, в присутствии резонансного (ω) лазерного излучения, можно с очень высокой чувствительностью регистрировать спонтанный распад на переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ (на частоте ω_{PD}), поскольку он гасит флуоресценцию на частоте ω_{SP} (см. рис. 28). Взаимодействие ионов с лазерным излучением с частотой ω' , близкой к ω_{PD} , вызывает реабсорбцию и снова «включает» флуоресценцию на частоте ω_{SP} . Если выполняется условие $\omega_{SP} - \omega = \omega_{PD} = \omega'$, то населенность уровня $^2D_{3/2}$ оказывается связанной с основным состоянием процессом антистоксового рамановского рассеяния, интерференция которого с переходом $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ изменяет регистрируемое световое излучение. Поскольку естественная ширина этого резонанса определяется исключительно временем

жизни уровня $^2D_{3/2}$ ($\tau = 17$ с [87]), по порядку величины она составляет всего несколько миллигерц! Этот резонанс наблюдался в экспериментах с одиночным захваченным ионом Ba^+ , хотя ширина его определялась шириной полосы излучения $\Delta\omega'$ второго лазера, равной ≈ 40 МГц [75, 76]. При использовании лазеров с существенно более узкой линией излучения стандарт частоты можно было бы реализовать следующим образом. Для оптимального охлаждения частота лазерного излучения накачки (ω) сдвигается на ≈ 50 МГц ниже центра резонансной линии (ω_{sp}). Сигнальное лазерное излучение с помощью активной системы обратной связи стабилизируется на частоте рамановского сигнала, и пучки обоих лазеров смешиваются в нелинейном кристалле. Добротность Q рамановского резонанса, который служит дискриминатором, определяет стабильность разностной частоты, которая чувствительна только к *относительному* дрейфу лазерного излучения.

Доминирующим систематическим эффектом является штарковский сдвиг в световом поле. Однако его можно устранить, если настроить излучение лазеров на центральные частоты соответствующих резонансов [88]. Таким образом, на первом этапе частоту излучения обоих лазеров можно сдвинуть ниже резонансных значений, чтобы обеспечить охлаждение ионов. А на втором этапе излучение обоих лазеров должно быть зафиксировано на частотах, соответствующих центрам соответствующих линий, чтобы получить невозмущенную разностную частоту. Отсутствие охлаждения в течение периода измерений не обязательно приведет к потерям ионов. Было показано, что одиночные ионы Ba^+ , охлажденные вначале до температуры 10 мК, продолжают существовать в радиочастотной ловушке без охлаждения в течение 30 с. Или же, первый лазер (ω) может быть настроен в резонанс (ω_{sp}), в то время как частота второго сдвигается выше на величину примерно равную ширине полосы его излучения. За счет этого обеспечивается некоторое охлаждение на рамановском переходе, а штарковский сдвиг в поле излучения второго лазера остается пренебрежимо малым.

7.2.3. Интеркомбинационные линии в ионах элементов III группы. Демельт [41, 80] предложил использовать для создания стандартов частоты ионы элементов группы III A: Tl^+ , In^+ , Ga^+ , Al^+ , B^+ . Все они имеют низкие метастабильные уровни 3P_0 с большим временем жизни. Сигнальным переходом (ω_0) служит запрещенный переход в основное состояние 1S_0 . Мы рассмотрим конкретно только один ион $^{205}Tl^+$ в радиочастотной ловушке. На диаграмме энергетических уровней этого иона (рис. 30) показан сильный интеркомбинационный резонанс (ω_1) на длине волны 190,9 нм, связанный с уровнем 6^3P_4 , время жизни которого составляет 20 нс. Лазерное излучение, частота которого сдвинута вниз от центра линии на несколько мегагерц, возбуждает резонансную флуоресценцию и охлаждает ион. Поглощение светового излучения с длиной волны 202,2 нм (ω_0) на запрещенном переходе на уровень 6^3P_0 с временем жизни 50 мс, прерывает возбуждение резонансной флуоресценции на частоте ω_1 на промежуток времени, равный времени жизни уровня 3P_0 . Таким образом, регистрация флуоресценции на частоте ω_1 в течение 50 мс сразу же после периода взаимодействия иона с излучением на частоте ω_0 позволяет установить, имеется ли сигнальный резонанс.

Штарковский сдвиг частоты резонансного перехода излучением на частоте ω_1 можно устранить, используя, как и в предыдущих предложе-

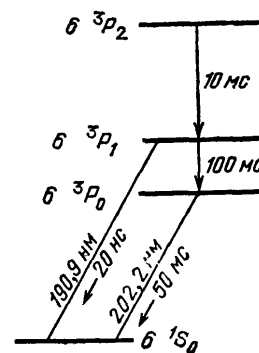


Рис. 30. Упрощенная диаграмма энергетических уровней Tl^+

ниях, импульсный режим. Оценки дают величину относительного доплеровского сдвига второго порядка менее 10^{-18} , а квадратичного штарковского сдвига — менее 10^{-19} при температуре 0,1 мК [41]. Было указано, однако, на необходимость контроля зеемановского расщепления компонент с $\Delta m_F = 0$ на частоте ω_0 , составляющего примерно 2 кГц/Гс.

Как видно из сказанного, идеи использовать локализованные холодные ионы для создания стандартов частоты с точностью лучше, чем 10^{-15} , приближаются к своему осуществлению. Для этого необходимо лишь улучшить характеристики лазеров как в смысле продвижения в УФ диапазон, так и в отношении ширины линии генерации. Можно надеяться, что это произойдет в ближайшем будущем.

Я очень обязан Стигу Стенхольму из Хельсинки за обсуждения и предоставление ряда неопубликованных материалов. Благодарю также Вернера Нойхаузера, Мартина Хоенштатта, Герхарда Гайду и особенно Томаса Заутера за прочтение рукописи и обсуждения, а также Карин Путфаркен за перепечатку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Wigner E P //Bull Am Phys Soc 1979. V 24 P 633
2. Dicke R. H //Phys Rev 1953. V 89 P 472 — (Явление, аналогичное «сужению Дики» спектральных линий, см также в разделе 5)
- 3 Penning F M //Physica 1936 V 3 P 873
- 4 Dehmelt H G //Adv At and Mol Phys 1967 V 3 P 53, 1969 V. 5 P 109
- 5 Wineland D J //Proc of the Conference on Precision Measurements and Fundamental Constants — Gaithersburg, Md, June 1981
- 6 Ландау Л, Лифшиц Е Квантовая механика — М Физматгиз, 1963
- 7 Соколов А А, Павленко Ю Г //Опт спектр 1967 Т 22 С 1
- 8 Paul W, Osberghaus O, Fischer E //Forschungsber Wirtsch und Verkehrsministeriums NRW 1958 Nr 415
- 9 Wuerker R F, Goldenberg H M, Langmuir R V //J App Phys 1959. V 30 P 342, 1959 V 30 P 441
- 10 Fischer E //Zs Phys 1959. Bd 156 S 1
- [11] Schuessler H A, Fortson E N, Dehmelt H G //Phys Rev 1969. V 187 P 5
- 12 Andre J, Vedel F, Vedel M //J de Phys 1979. T 40 P L-633, 1981. T 42 P 391, 1981. T 42 P 1611
- 13 Major F G, Dehmelt H G //Phys. Rev 1968. V 170 P 91.
- 14 Vedel M, Andre J, Chaillat Negrel S, Vedel F //J de Phys 1981. T 42 P 541
- 15 Vedel M //Ibidem 1976. T 37 P L-339
- 16 André J //Ibidem P 719
- 17 André J, Vedel F //Ibidem 1977. T 38 P 1381
- 18 Neuhauser W, Forster G, Toschek P E, Dehmelt H G //J Opt Soc Am 1978. V 68 P 623
- 19 Neuhauser W, Hohenstatt M, Toschek P E, Dehmelt H G //Phys Rev Lett 1978 V 41 P 233
- 20 Neuhauser W, Hohenstatt M, Toschek P E, Dehmelt H G //App Phys 1978 V 17 P 123
- [21] Ifflander R, Werth G //Metrologia 1977 V 13 P 167
- 22 Plumelle F, Desaintfuscien M, Duchene J L, Audoin C //Opt Commun 1980. V 34 P 71
- 23 Bennowitz H G, Paul W, Schlier Ch //Zs Phys 1955. Bd 141 S 6
- Schlier Ch //Fortscher Phys 1957 Bd 5 S 378
- 24 Wing W H //Phys Rev Lett 1980 V 45 P 631
- 25 Friedburg H, Paul W //Naturwissenschaften 1951 Bd 38 S 159, Zs Phys 1952. Bd 130 S 493
- 26 Ramsey N F Molecular Beams — Oxford Clarendon Press, 1956
- 27 Kugler K J, Paul W, Trinks U //Phys Lett Ser B 1978 V 72 P 442
- 28 Летохов В С, Миногоин В Г //Opt Commun 1980 V 35 P 199
- 29 Kingdon K H //Phys Rev 1923 V 21 P 408
- 30 Knight R D //App Phys Lett 1981 V 38 P 221
- [31] Prior M H, Wang E C //Phys Rev Lett 1975. V 35 P 29
- 32 Vane C R, Prior M H, Marrus R //Ibidem 1981. V 46 P 107
- 33 Van Dyck R S, Schwinberg P B, Dehmelt H //New Frontiers in High-Energy Physics/Ed by B M Kursunoglu, A Perlmutter, L F Scott — New York: Plenum, 1978

34. Major F. G., Werth G.//Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1155.
35. Major F. G., Werth G.//App. Phys. 1978. V. 15. P. 201.
36. McGuire M. D., Petsch R., Werth G.//Phys. Rev. Ser. A. 1978. V. 17. P. 1999.
37. Van Dyck R., Ekstrom P., Dehmelt H. G.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 310.
38. Schwinberg P. B., van Dyck R. S., Dehmelt H. G.//Ibidem. 1981. V. 47. P. 1679.
39. Van Dyck R. S., Schwinberg P. B., Bailey S. H.//Atomic Masses and Fundamental Constants/Ed. by J. A. Nolen, W. Berenson.—New York: Plenum, 1980.—V. 6. P. 173. Van Dyck R. S., Schwinberg P. B.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 395.
40. Dehmelt H.//Atomic Physics 7/Ed. by D. Kleppner, F. Pipkin.—New York: Plenum, 1981.—P. 337.
- [41] Dehmelt H.//Proc. of the Xth Course of the Europhysics School of Quantum Electronics.—San Minato, Italy, 1981.
42. Gärtner G., Klempt E.//Zs. Phys. Kl. A. 1978. Bd 287. S. 1.
43. Gräff G., Kallnowsky H., Traut J.//Ibidem. 1980. V. 297. S. 35.
44. Church D. A., Holzschneider H. M.//Chem. Phys. Lett. 1980. V. 76. P. 109.
45. Heppner R. A., Walls F. L., Armstrong W. T., Dunn G. H.//Phys. Rev. Ser. A. 1976. V. 13. P. 1000.
46. Stenholm S., Minogin V. G., Letokhov V. S.//Res. Inst. Theor. Physics/HU-TFT-77-24 —Helsinki, 1977.
47. Летохов В. С., Миногин В. Г.//App. Phys. 1978. V. 17. P. 99.
48. Bjorkholm J. E., Freeman R. R., Ashkin A., Pearson D. B.//Laser Spectroscopy IV/Ed. by H. Walther, K. W. Rothe.—Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1979.—P. 49.
49. Ashkin A.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 729.
50. Ashkin A., Gordon J. P.//Opt. Lett. 1979. V. 4. P. 161.
- [51] Letokhov V. S., Minogin V. G., Pavlik B. P.//Opt. Commun. 1976. V. 19. P. 72.
52. Minogin V. G., Javanainen J.//Opt. Commun. 1982. V. 43. P. 119.
53. Blatt R., Schmeling U., Werth G.//App. Phys. 1979. V. 20. P. 295.
54. Church D. A., Dehmelt H. G.//J. App. Phys. 1969. V. 40. P. 3421.
55. Wineland D. J., Dehmelt H.//Bull. Am. Phys. Soc. 1975. V. 20. P. 63, 637.
56. Hänsch T. W., Schawlow A. L.//Opt. Commun. 1975. V. 13. P. 68.
57. Kastler A.//J. Phys. et radium. 1950. T. 11. P. 255.
58. Wineland D. J., Itano W. M.//Phys. Rev. 1979. V. 20. P. 1521.
59. Weisskopf V.//Zs. Phys. 1933. Bd 85. S. 451.
60. Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P. E., Dehmelt H.//Phys. Rev. Ser. A. 1980. V. 22. P. 1137.
- [61] Itano W. M., Wineland D. J.//Ibidem. 1982. V. 25. P. 35.
62. Andre J., Teboul A., Vedel F., Vedel M.//J. de Phys. Suppl. 1981. T. 42. P. C8-315.
63. Javanainen J., Stenholm S.//Appl. Phys. 1980. V. 21. P. 283.
64. Javanainen J., Stenholm S.//Ibidem. V. 24. P. 71.
65. Javanainen J., Stenholm S.//Ibidem. 1981. V. 24. P. 151.
66. Javanainen J.//Ibidem. 1980. V. 23. P. 175.
67. Gordon J. P., Ashkin A.//Phys. Rev. Ser. A. 1980. V. 21. P. 1606.
68. Летохов В. С., Миногин В. Г.//ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 1318.
69. Cook R. J.//Phys. Rev. Ser. A. 1979. V. 20. P. 224; 1980. V. 21. P. 268; V. 22. P. 1078.
70. Cook R. J.//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 976.
- [71] Javanainen J., Stenholm S.//App. Phys. 1980. V. 21. P. 35.
72. Казанцев А. П.//УФН. 1978. Т. 124. С. 113.
73. Letokhov V. S., Minogin V. G.//Laser Spectroscopy V/Ed. by A. R. W. McKellar, T. Oka, B. P. Stoicheff.—Berlin, Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1981.—P. 377.
74. Arimondo E., Lew H., Oka T.//[48].—P. 56.
75. Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P. E., Dehmelt H. Spectral Line Shapes/Ed. by B. Wende.—Berlin: W. de Gruyter, 1981.
76. Toschek P. E., Neuhauser W.//[40].
77. Drullinger R. E., Wineland D. J., Bergquist J. C.//App. Phys. 1980. V. 22. P. 365.
78. Wineland D. J., Bergquist J. C., Itano W. M., Drullinger R. E.//Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 245.
79. Itano W. M., Wineland D. J.//Phys. Rev. Ser. A. 1981. V. p4. P. 1364; [73].
80. Dehmelt H. G.//Bull. Am. Phys. Soc. 1975. V. 20. P. 60.
- [81] Wineland D. J., Bollinger J. J., Itano W. M.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 628.
82. Wineland D. J., Itano W. M.//Phys. Lett. Ser. A. 1981. V. 82. P. 75.
83. Jardino M., Desaintfuscien M., Barillet R., Viennet J., Petit P., Audoin C.//App. Phys. 1981. V. 24. P. 107.

- 84 Wineland D J//Proc of the 13th Annual PTTI Application and Planning Meeting—Washington Naval Res Lab, 1981
- 85 Wineland D J, Itano W M, Bergquist J C, Walls F L//35th Annual Symposium on Frequency Control—Philadelphia, 1981
- 86 Bender P L, Hall J L, Garstang R H, Pichanick F M J, Smith W W, Barger R L, West J B//Bull Am Phys Soc 1976. V 21 P 599
- 87 Schneider R, Werth G//Zs Phys Ser A 1979 V 293 P 103
- 88 Salomaa R, Stenholm S//J Phys Ser B 1975 V 8 P 1795, 1976 V 9. P 1221
- 89 Ashkin A, Gordon J P//Opt Lett 1983 V 8 P 511

СПИСОК ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Wineland D J//Science 1984 V 226 P 395

Обзор, в котором рассмотрены также работы по захваченным электронам

Wineland D J, Itano W M, van Dyck R S//Advances in Atomic and Molecular Physics/Ed by B Bedarson, D Bates—New York Academic Press, 1983—V 19 P 136

Многие вопросы, связанные с рассматриваемой темой, обсуждаются в сборнике

Laser cooled and Trapped Atoms/Ed by W D Phillips//Prog Quantum Electron 1984 V 8 P 115

Современное состояние прецизионной радиоспектроскопии захваченных ионов изложено в обзорах Г Верса

Werth G//Acta Phys Polon Ser A 1982 V 61 P 213, Progress in Atomic Spectroscopy Ed by H J Beyer, H Kleinpoppen—New York Plenum, 1984—V C P 151, Laser und Optoelektronik 1984 Nr 4 S 271

К разделу 2

Metcalf H J//Laser cooled and Trapped Atoms/Ed by W D Phillips Prog Quantum Electron 1984 V 8 P 169

Wing W H//Ibidem P 181

Pritchard D E//Ibidem P 209

Countandin J, Werth G//App Phys Ser B 1982 V 29 P 89

Vedel F, Andre J, Vedel M, Briancourt G//Phys Rev Ser A 1983—V 27—P 2321

Lewis R R//Ibidem V 28 P 1228

Migdall A L, Prodan J V, Phillips W D//Phys Rev Lett 1985 V 54 P 2596

О динамике частиц в квадрупольных ловушках см

Todd J F J, Freer D A, Waldren R M//Intern J Mass Spectrom and Ion Phys 1980 V 36 P 371—См также и предыдущие выпуски этой серии

Охлаждение пучков атомов необходимое для захвата нейтральных частиц, рассмотрено, например, в работах

Prodan J V, Metcalf H J//Laser-cooled and Trapped Atoms/Ed by W D Phillips—Prog Quantum Electron 1984 V 8 P 119

Lubell M S, Rubin K//Ibidem P 223

Prodan J V, Phillips W D//Ibidem P 231

Blatt R, Ertmer W//Ibidem P 237

Prodan J V, Migdall A, Phillips W D, So I, Metcalf H, Dalibard J//Phys Rev Lett 1985 V 54 P 992

Ertmer W, Blatt R, Hall J L, Zhu M//Ibidem P 996

К разделу 3

Wineland D J//J App PPhys 1979 V 50 P 2528, Precision Measurements and Fundamental constants II/Ed by B N Taylor, W D Phillips—NBS, 1984—V 617. P 83, (Spec Publ)

Bergquist J C, Wineland D J//Proc of the 33rd Annual Symposium on Frequency Control—1979—P 494

Blatt R, Werth G//Zs Phys Kl A 1981 Bd 299 S 93

Knight R D//App Phys Lett 1981 V 38 P 221

Becker W, Blatt R, Werth G//J de Phys Ser C 1981 C 8 S 339

Blatt R, Schnatz H, Werth G//Phys Rev Lett 1982 V 48 P 1601, Zs Physl Kl A 1983 Bd 312 S 143

Blatt R, Werth G//Phys Rev Ser A 1982 V 25 P 1476

Becker W, Werth G//Zs Phys Kl A 1983 Bd 311 S 41

- Wing W H//Laser cooled and Trapped Atoms/Ed by W P Phillips — Prog Quantum Electron 1984 V 8 P 201
 Greene G L//Ibidem P 257
 Wineland D J, Bollinger J J, Itano W M//Phys Rev Lett 1983 V 50 P 628
 Prior M H, Marrus R, Vane C R//Phys Rev Ser A 1983 V 28 P 141
 Prior M H//Ibidem 1984 V 30 P 3051
 Videl M, Andre J, Briancourt G, Zerega Y, Werth G//App Phys Ser B 1984 V 34 P 229
 Itano W M, Bergquist J C, Wineland D J Measurements of the g_J Factors of the $6s^2S_{1/2}$ and $6p^2P_{1/2}$ States in $^{199}\text{Hg}^+$ //J Opt Soc Am Ser B (to be published)

К разделу 4

- Mittlemann M H//Laser cooled and Trapped Atoms/Ed by W D Phillips — Prog Quantum Electron 1984 V 8 P 165
 Gordon J P//Ibidem P 177
 Stwalley W C//Ibidem P 203
 Dalibard J, Reynaud S, Cohen-Nannoudji C//Opt Commun 1983 V 47 P 395
 Fiordilino E, Mittleman M H//Phys Rev Ser A 1984 V 30 P 177
 Dalibard J, Reynaud S, Cohen-Nannoudji C//J Phys Ser B 1984 V. 17. P 4577
 Ashkin A//Opt Lett 1984 V 9 P 454
 Dalibard J, Cohen Nannoudji C//J Phys Ser B 1985 V 28 P 1661

К разделу 5

- Giacobino E, Berman P. R//Laser-cooled and Trapped Atoms/Ed by W D Phillips//Prog Quantum Electron 1984. V. 8 P 215
 Pritchard D E//Phys Rev Lett 1983 V 51 P 1336
 Stenholm S//Phys Rev Ser A 1983 V 27 P 2513
 Lindberg M//J Phys Ser B 1984 V 17 P 2129
 Lindberg M, Stenholm S//Ibidem P 3375
 Javanainen J//Fundamentals of Laser Interactions/Ed F Ehlotzky Berlin a o Springer-Verlag, 1985.— P. 249 — (Lecture Notes in Physics V. 229); J Phys Ser B 1985 V 18 P 1549
 Cutler L S, Giffard R P, Guire M D//App Phys Ser B 1985 V 36 P 137.
 Neuhauser W, Rossmann A, Toschek P E//Verhand DPG (VI) 1985 Bd 20 S 827

К разделу 6

- Schaaf H, Schmeling U, Werth G//App Phys 1981 V 25 P 249
 Wineland D J, Itano W M, Wells J S//Laser Spectroscopy VI/Ed by H P Weber, W Luthy — Berlin a o Springer Verlag, 1983 — P 168
 Bollinger J J, Wineland D J//Phys Rev Lett 1984 V 53 P 348
 Minogin V G, Rozhdestvensky Yu V//App Phys Ser B 1984 V 34 P 161
 Toschek P E, Neuhauser W, Hohenstatt M//Coherence and Quantum Optics V/Ed by L Mandel, E Wolf — New York Plenum, 1984 P 1
 Sauter Th, Neuhauser W, Toschek P E//Ed by F Ehlotzky — Berlin a o Springer Verlag, 1985 — P 231 — (Lecture Notes in Physics V 229)
 Prestage J D, Bollinger J J, Itano W M//Phys Rev Lett 1985 V 54 P 2387
 Bollinger J J, Wells J S, Wineland D J, Itano W M//Phys Rev Ser A 1985 V 31 P 2711
 Janik G, Nagourney W, Dehmelt H//J Opt Soc Am Ser B 1985 V 2 1251
 Wineland D J, Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J, Prestage J D//Atomic Physics 9/Ed by R S Van Dyck, E N Fortson — Singapore World Scientific, 1985 — P 3

К разделу 7

- Stein S R//Laser cooled and Trapped Atoms/Ed by W Phillips//Prog Quantum Electron 1984 V 8 P 129
 Wineland D J, Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J, Hemmati H//Ibidem P 139
 Lewis L //Ibidem P 153
 Ertmer W, Blatt R, Hall J L//Ibidem P 249
 Knab H, Niesling K D, Werth G//IEEE Trans on Instrum and Meas 1985 V IM 34 P 242
 Bollinger J J, Prestage J D, Itano W N, Wineland D J//Phys Rev Lett 1985 V 54 P 1000