

ЯДЕРНЫЕ СТЕПЕНИЯ СВОБОДЫ В АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

Е.В. Грызлова

НИИЯФ МГУ
Весенний семестр 2020 г.

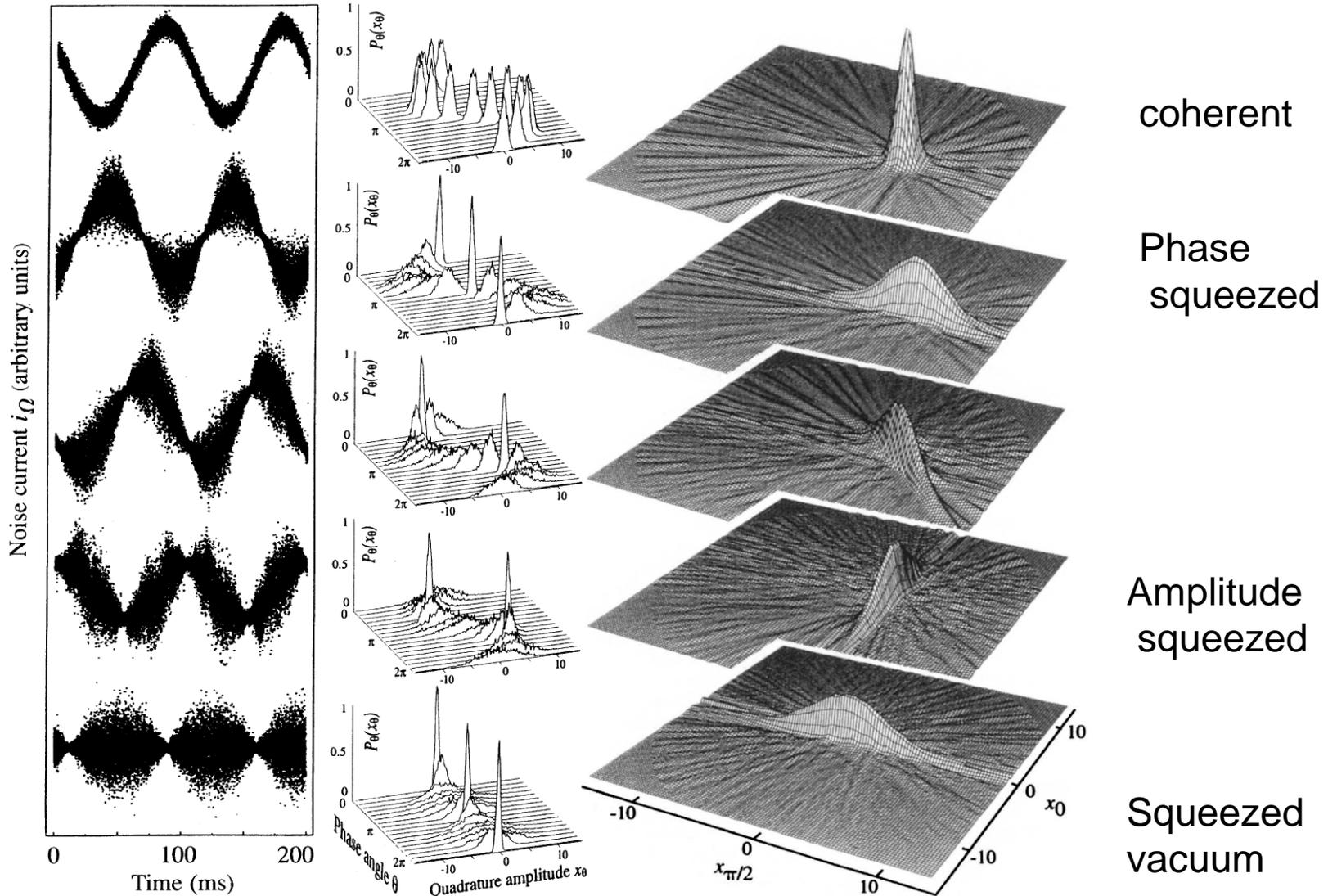
- «Разминка»
- Спектры систем со сферической симметрией
- **Сжатые атомы и резонансы формы**
- **Двухуровневая система с сильно связанными состояниями**
- **Атомная спектроскопия антипротония**
- **Поляризация излучения и дихроизм**
- **Плоская волна и волновой пакет – волна вещества.**
- **Нобелевская премия по физике 2012 года.**
Изучение одиночной квантовой системы
- **Когерентные и сжатые состояния волновых пакетов**
- **Приготовленные квантовые состояния, ионные ловушки**
- **Начала теории рассеяния**
- **Особенности резонансного рассеяния и неэкспоненциальный распад**

o Приготовленные квантовые состояния, ионные ловушки

- а) Реконструкция квантового состояния (QSR) (мода света, вибрационная мода диатомной молекулы или она в ловушке, состояние свободнодвижущейся частицы)
- б) Теорема Эрншоу
- в) Левитирующая лягушка Гейма
- г) Ионные ловушки Paul и Penning
- д) создание молекулы без электронов

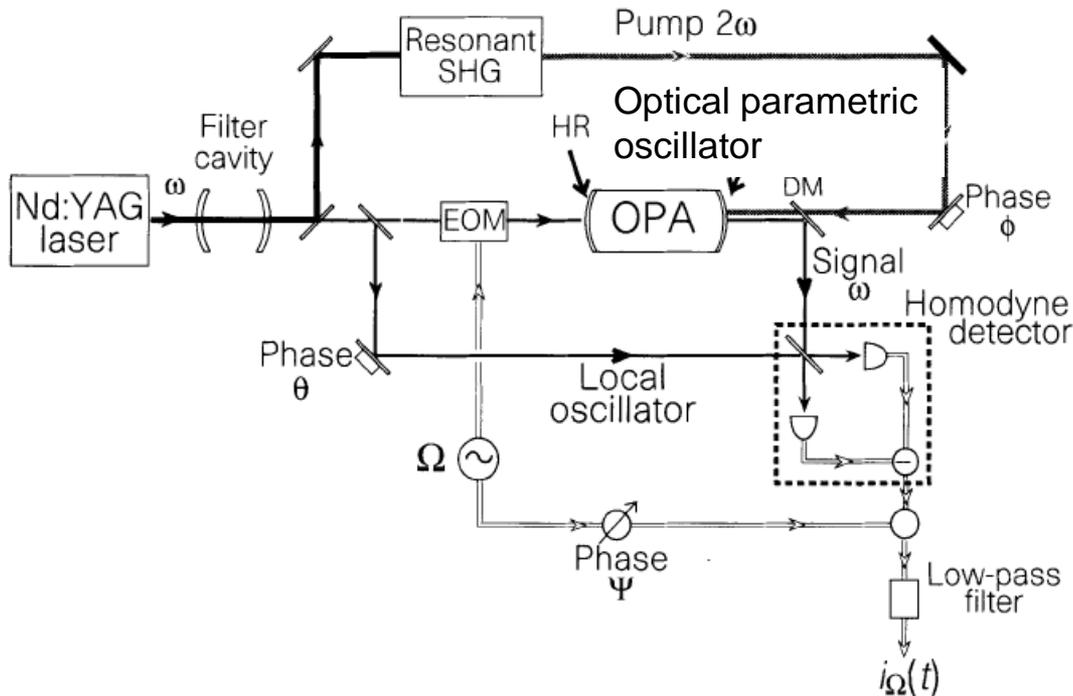
Волновой пакет

Реализация когерентного и сжатого состояния



Определение состояния пакета

Реализация когерентного и сжатого состояния



$$E(\theta) = X \cos \theta + Y \sin \theta$$

$$X \sim a + a^\dagger$$

$$Y \sim a - a^\dagger$$

Figure 1 Experimental scheme for generating bright squeezed light and squeezed vacuum with an optical parametric oscillator (OPA). The electric field quadratures are measured in the homodyne detector while scanning the phase θ . A computer performs the statistical analysis of the photocurrent i_Ω and reconstructs the quantum states. EOM, electro-optic modulator; DM, dichroic mirror; SHG, second harmonic generator; HR, high reflector.

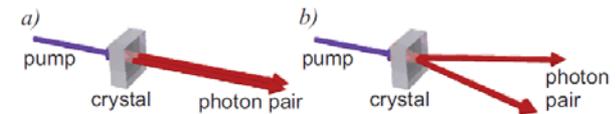


FIG. 2. Spontaneous parametric down-conversion. a) Degenerate configuration, leading to single-mode squeezed vacuum. b) Non-degenerate configuration, leading to two-mode squeezed vacuum.

Состояния нескольких фотонов

Когерентное состояние

Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence
S. Deleglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond & S. Haroche
Nature 455,510, (2008)

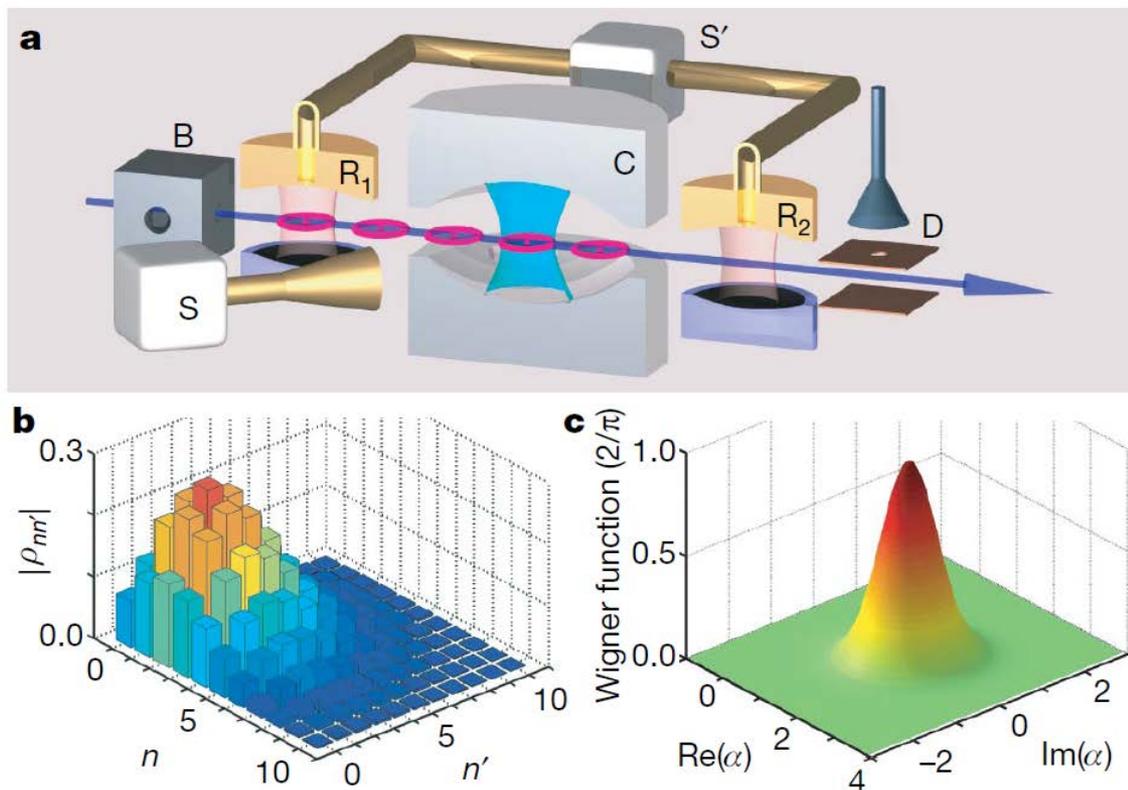


Figure 1 | Reconstructing a coherent state. a, The set-up, showing the

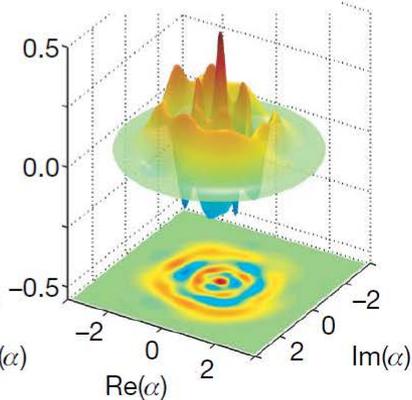
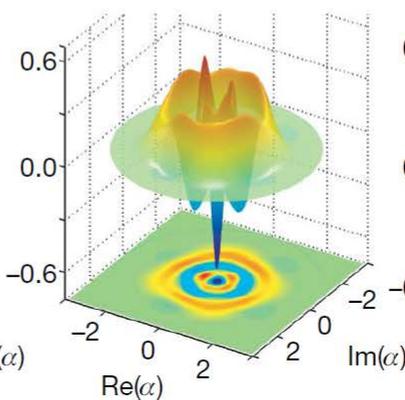
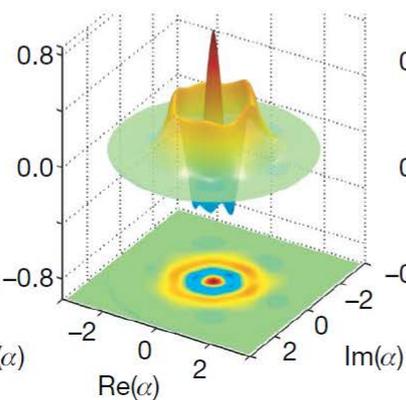
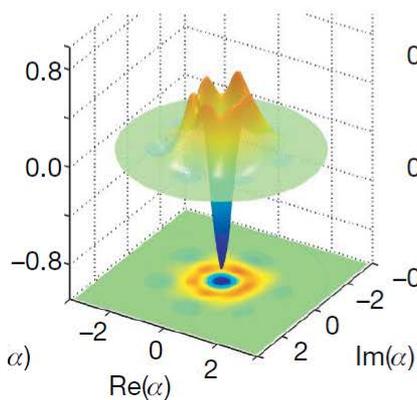
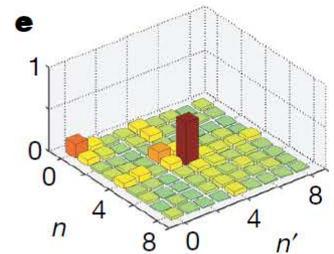
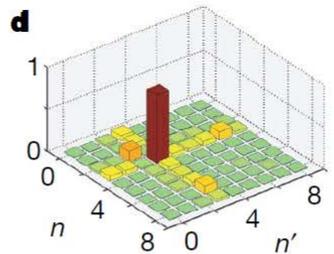
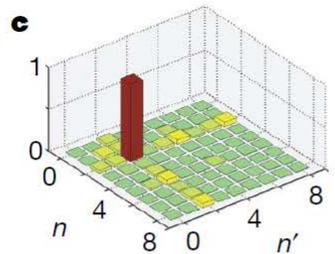
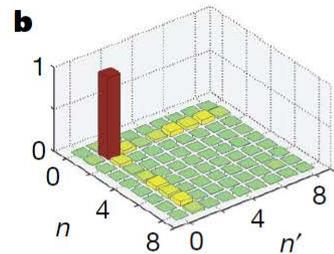
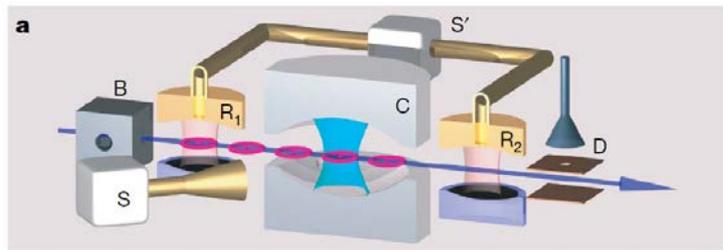
Состояния нескольких фотонов

Состояние с фиксированным числом фотонов

Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence

S. Deleglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond & S. Haroche

Nature 455,510, (2008)



Состояния нескольких фотонов

Состояние кота Шредингера

Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence
S. Deleglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond & S. Haroche
Nature 455,510, (2008)

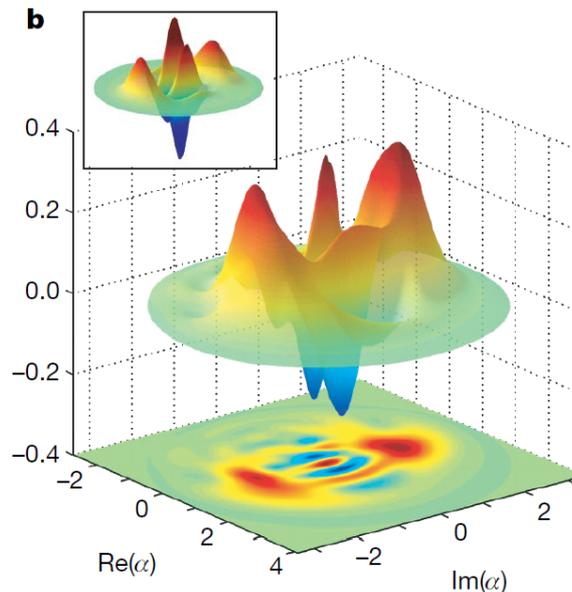
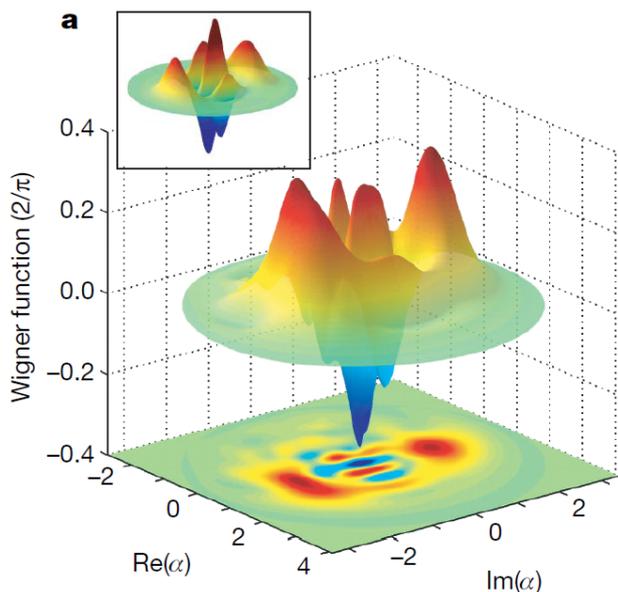
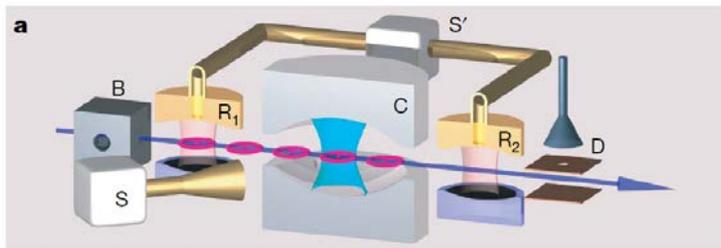


Figure 3 | Reconstructing Schrödinger cat states. a, b, The Wigner

the atomic state superpos

Обобщенный принцип неопределенности

примеры

P. Bosso, S. Das, and R. B. Mann

Planck scale corrections to the harmonic oscillator, coherent, and squeezed states

Phys. Rev. D 96, 066008 (2017)

TABLE I. Some relevant examples of HO are considered, including their mass, frequency, and levels at which GUP effects become dominant, as given by Eq. (14).

Type	Ref.	m (Kg)	$\omega/2\pi$ (Hz)	$n/\frac{\Delta}{\gamma_0^2 \delta^2-\epsilon }$
Optomechanical system	[16]	10^{-11}	10^5	3×10^{40}
Bar detector AURIGA	[15]	1.1×10^3	900	3×10^{28}
Mechanical oscillators	[14]	3.3×10^{-5}	5.64×10^3	2×10^{35}
		7.7×10^{-8}	1.29×10^5	3×10^{36}
		2×10^{-8}	1.42×10^5	10^{37}
		2×10^{-11}	7.47×10^5	2×10^{39}
LIGO detector	[27]	40	200	4×10^{30}

TABLE II. Period of oscillation of $(\Delta q)^2$ and $(\Delta p)^2$ for several systems, as given by Eq. (35).

Type	Ref.	m (Kg)	$\omega/2\pi$ (Hz)	$T\gamma_0^2 \delta^2-\epsilon (s)$
Optomechanical system	[16]	10^{-11}	10^5	1.61×10^{35}
Bar detector AURIGA	[15]	1.1×10^3	900	1.81×10^{25}
Mechanical oscillators	[14]	3.3×10^{-5}	5.64×10^3	1.53×10^{31}
		7.7×10^{-8}	1.29×10^5	1.26×10^{31}
		2×10^{-8}	1.42×10^5	3.99×10^{31}
		2×10^{-11}	7.47×10^5	1.44×10^{33}
LIGO detector	[27]	40	200	1.00×10^{28}

[14] M. Bawaj et al., Probing deformed commutators with macroscopic harmonic oscillators, Nat. Commun. 6, 7503 (2015).

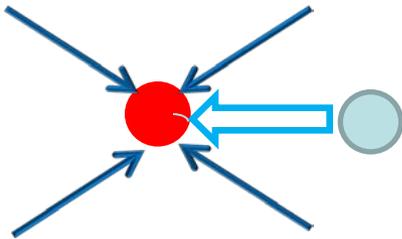
[15] F. Marin et al., Gravitational bar detectors set limits to Planck-scale physics on macroscopic variables, Nat. Phys.9, 71 (2013).

[16] I. Pikovski et al Probing Planck-scale physics with quantumoptics, Nat. Phys. 8, 393 (2012).

[27] B. P. Abbott et al., Observation of gravitational waves from a binary black hole merger, Phys. Rev. Lett. 116, 061102 (2016).

Теорема Эрншоу (Earnshaw)

Система точечных зарядов не может поддерживаться в состоянии устойчивого равновесия электростатическими полями.



Теорема верна для магнитостатики в случае постоянных диполей и токов; Теорема неприменима для наведенных зарядов в системах с отрицательной поляризуемостью, диамагнетиков и сверхпроводников, однако выполняется для систем с положительной поляризуемостью.

Левитирующая лягушка Гейма



Это первое наблюдение левитации живого объекта и первое наблюдение левитации при комнатной температуре

Молекулярный магнетизм очень слаб, как правило в миллион раз слабее, чем в ферромагнетиках, в результате бытует мнение, что материалы вокруг нас как правило немагнитны. Однако магнитные поля, необходимые для наблюдения левитации, как правило ~ 100 раз больше, чем для левитации сверхпроводников.

Magnet levitation at your fingertips



Figure 2 Levitation at your fingertips. A strong NdFeB magnet (1.4 tesla) levitates 2.5 metres below a powerful superconducting magnet. The field at the levitation point is about 500 Gauss.

Теорема Эрншоу, являющаяся следствием уравнений Максвелла, запрещает состояние устойчивого равновесия в магнитном поле, так как для устойчивого равновесия необходим максимум потенциальной энергии. Диамагнетики нарушают эту теорему, так как отрицательный знак магнитной восприимчивости приводит к требованию минимума, а не максимума амплитуды поля.

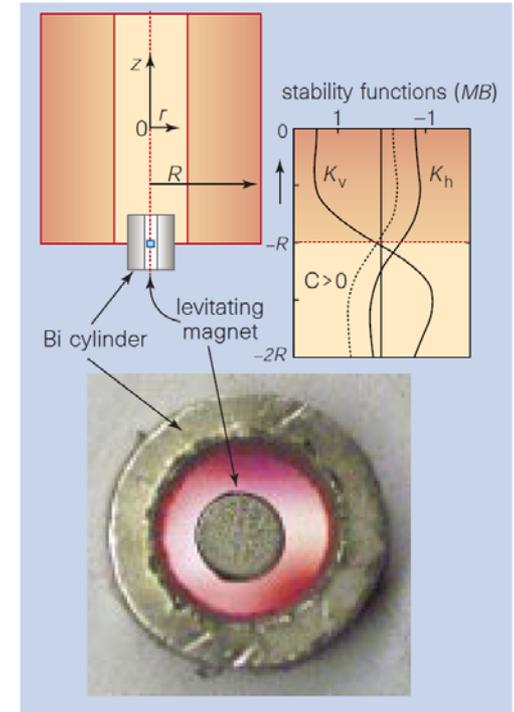


Figure 1 A NdFeB magnet (an alloy of neodymium, iron and boron; 4 mm high and 4 mm in diameter) levitating at the axis of a vertical solenoid of radius $R \approx 10$ cm and length $\approx 2R$ in a magnetic field of 100 gauss. The levitation is stabilized by a bismuth cylinder ($\chi = -1.5 \times 10^{-4}$) with inner diameter $D \approx 8$ mm. The photograph shows the top view of the levitating magnet. The right-hand plot shows the stability functions K_v and K_h calculated for a solenoid with a height of twice its radius (solid curves). Diamagnetic interaction C shifts the horizontal stability function K_h to the left (dashed curve) and a small region of positive ΔU emerges above the point where $K_v = 0$.

Ионные ловушки Paul' и Penning'

- Ловушка Paul' представляет из себя квадрупольное электрическое поле и переменное поле, осциллирующее на радиочастоте;
- Ловушка Penning' представляет из себя однородное аксиальное поле для удержания радиального движения заряженной частицы и квадрупольное электрическое поле для сдерживания продольного движения.

Для создания квадрупольного поля используется система из линейных и кольцевых электродов, идентичных полю двух гиперболоидов вращения. Результирующий потенциал это аксиально симметричный квадрупольный потенциал.

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{4d^2} (\rho^2 - 2z^2)$$

Уравнения для ловушки Penning'

Ловушка Penning' представляет из себя однородное аксиальное поле для удержания радиального движения заряженной частицы и квадрупольное электрическое поле для сдерживания продольного движения.

Изначальная идея Penning trap (1930) изменение ионизации в присутствии магнитного поля перпендикулярного моменту частицы. Однако в его установке не было электродов перпендикулярных магнитному полю, и электрон был ограничен (confinement) только в одном направлении. Риезе доб: улярные поля и описал поведение заряженной частицы.

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}, \quad \omega_c = \frac{q}{m} B$$

$$\Phi(z, r) = \frac{U_{dc}}{2d^2} \left(z^2 - \frac{1}{2}r^2 \right)$$

для создания квадрупольного поля используется система из линейных и кольцевых электродов, идентичных полю двух гиперboloидов вращения. Поверхность электродов идентична эквипотенциальной поверхности.

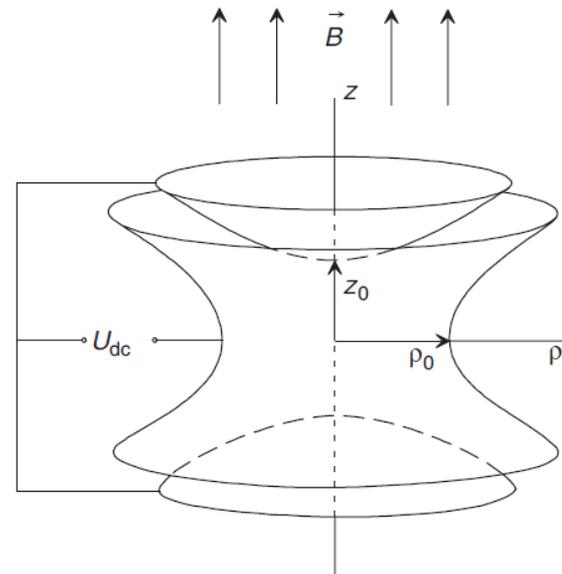
$$m\ddot{z} = qE_z$$

$$E_z = -\frac{U_{dc}}{d^2} z$$

and

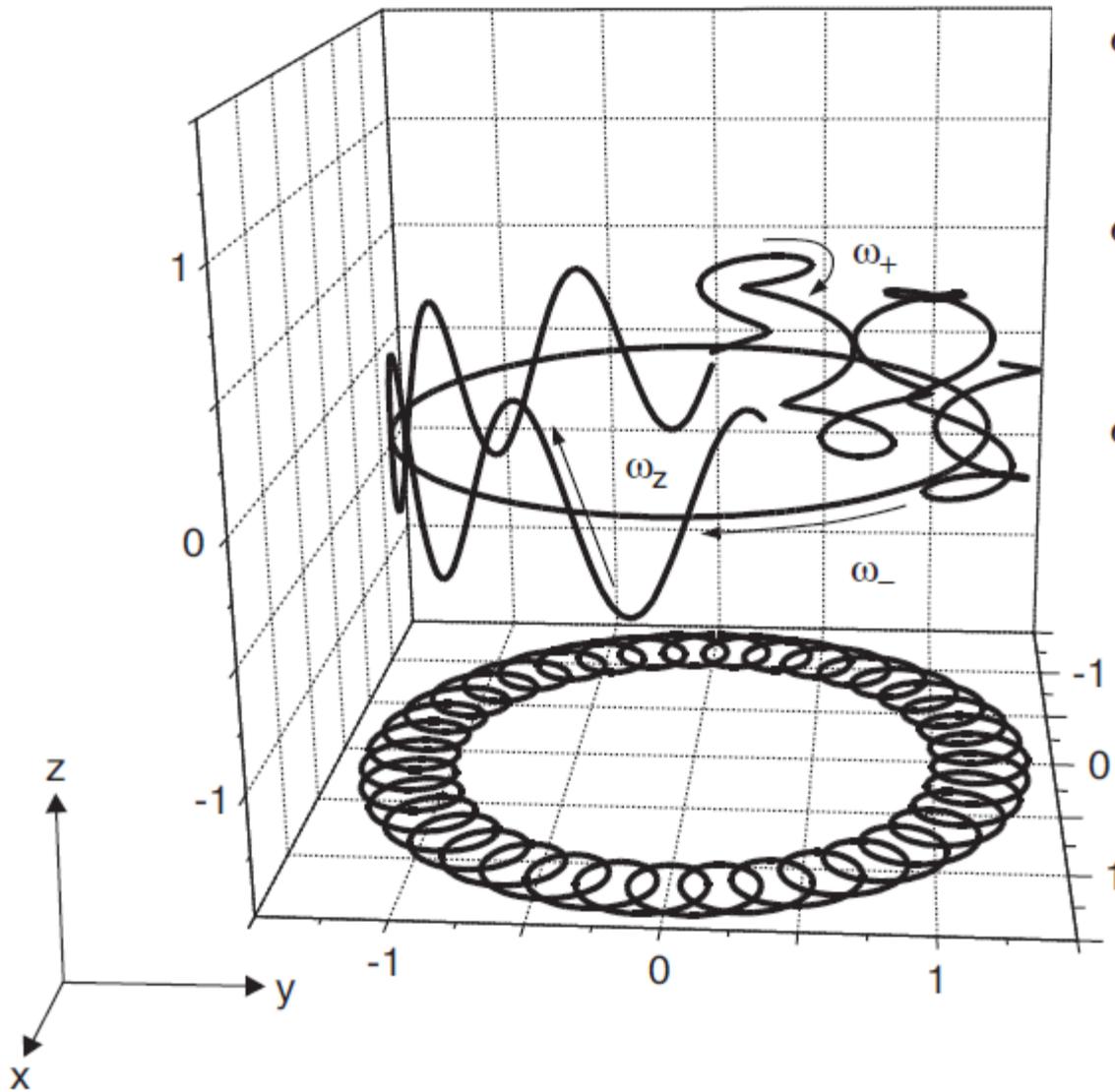
$$m\ddot{\vec{\rho}} = q(\vec{E}_\rho + \dot{\vec{\rho}} \times \vec{B}),$$

$$\vec{E}_\rho = \left(\frac{U_{dc}}{2d^2} \right) \vec{\rho},$$



(b)

Движение заряда в ловушке Пеннинга



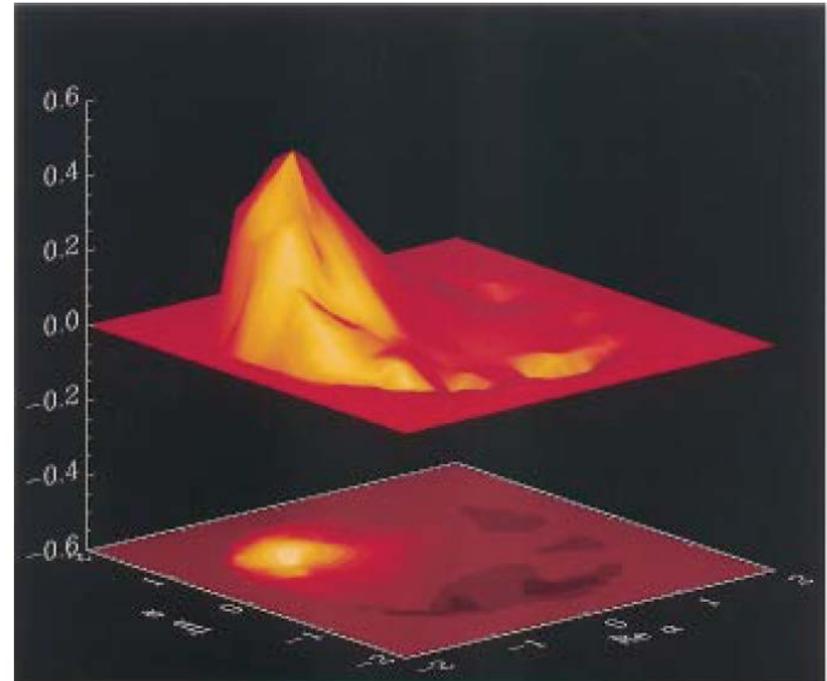
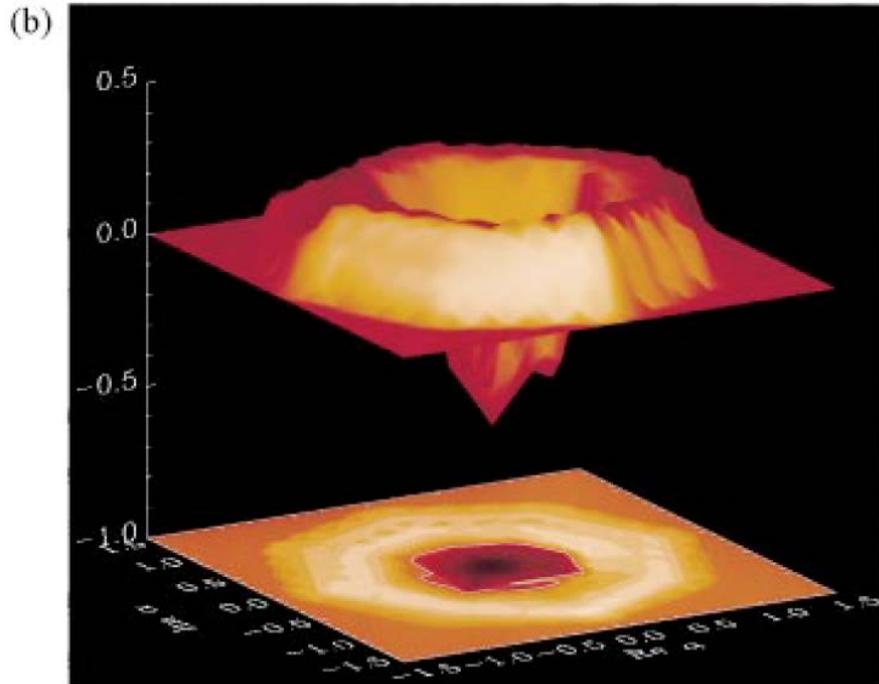
$$\omega_z = \sqrt{\frac{qU_{dc}}{md^2}},$$

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}},$$

$$\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}},$$

Реализация

D. Leibfried, D. M. Meekhof, B. E. King, C. Monroe, W. M. Itano, and D. J. Wineland
Experimental Determination of the Motional Quantum State of a Trapped Atom
PRL, 77, 4281 (1996)



Когерентное состояние

Создание молекулы без электронов

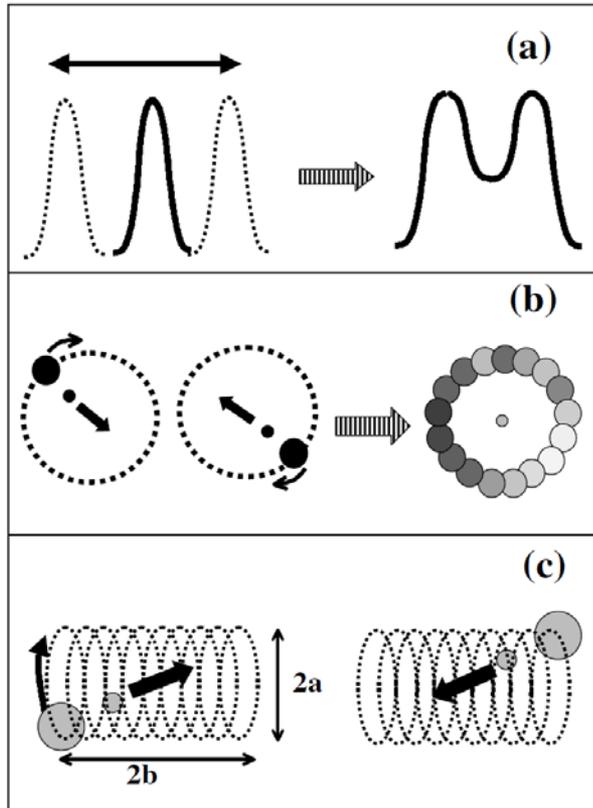


FIG. 1. Binding two same-sign charges with oscillating electric fields. (a) The 1D case requires a linearly polarized field; (b) the 2D case requires a circularly polarized field; (c) the 3D case requires circularly and linearly polarized fields, with a and b defining the laser-driven trajectory. Note that cycle-averaged potential alone cannot bind in 3D.

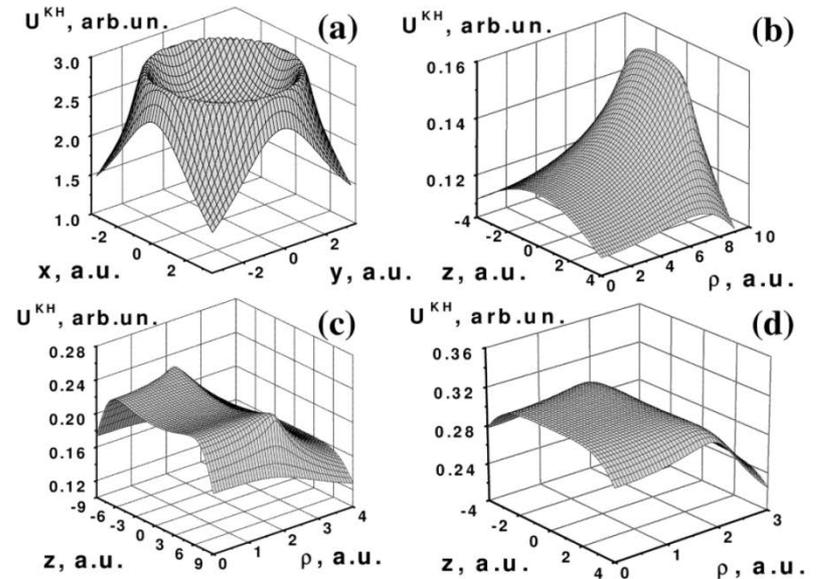


FIG. 2. Average potential U^{KH} : (a) binding in 2D ($a = 3$ a.u.); (b) “weak” linear field $b/a < \kappa_0$ ($b = 2$ a.u., $a = 8$ a.u.)—the repulsion is along the z axis; (c) “strong” linear field $b/a > \kappa_0$ ($b = 8$ a.u., $a = 2$ a.u.)—the repulsion is in the radial direction; (d) for $b/a = \kappa_0$ ($b \approx 4.36$ a.u., $a = 2$ a.u.) the potential is flat inside the cylinder.