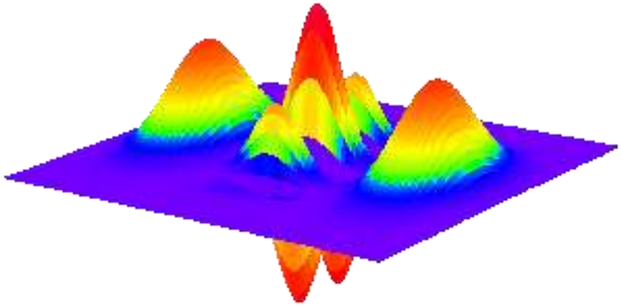
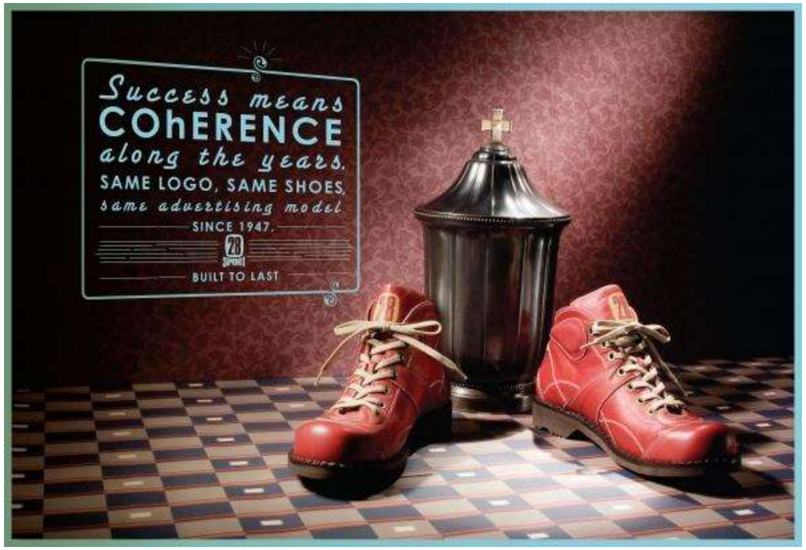
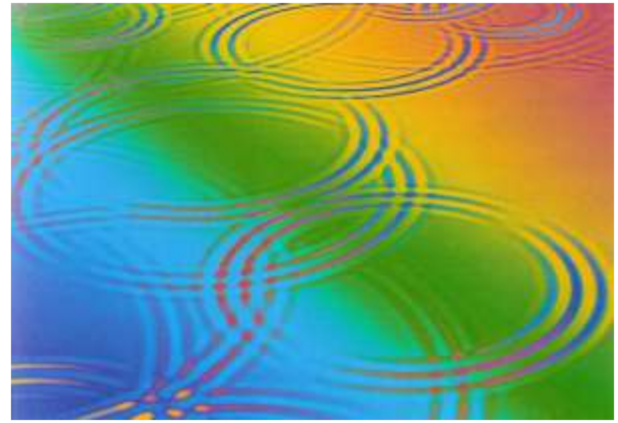
Шестьдесят лет методу когерентных состояний в квантовой оптике





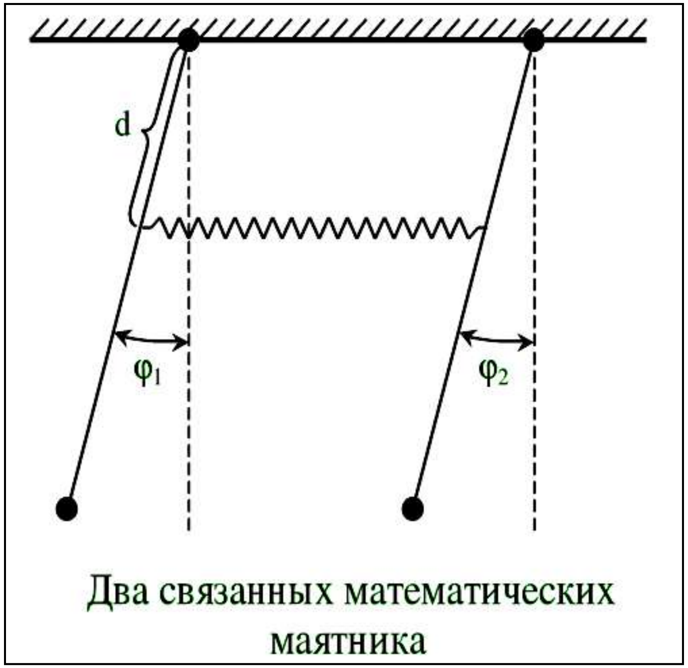
А.В. Горохов,
кафедра ОТФ,
Самарский ниверситет
gorokhov@ssau.ru

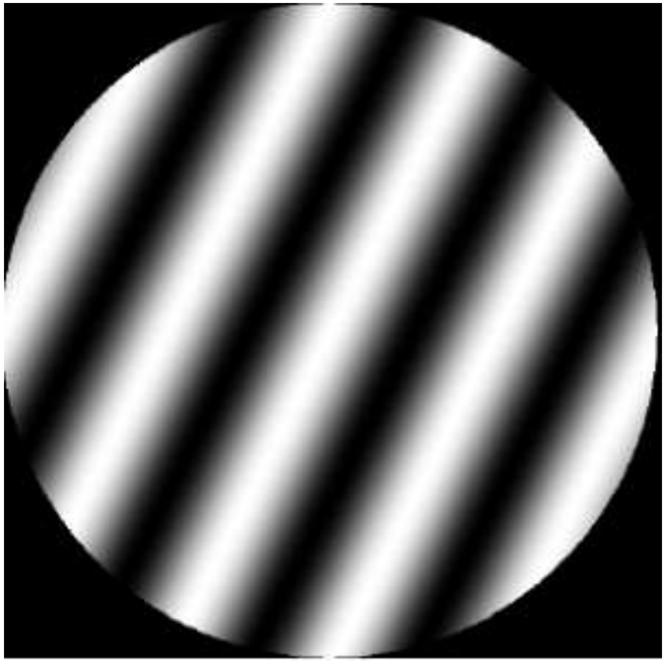
Содержание



- Когерентность в классической оптике
- Когерентные состояния в квантовой оптике
- Сжатый свет
- Квантовая оптика и группы Ли
- Квантовые ковры
- Запутанные состояния
- Квантовая информация
- Литература

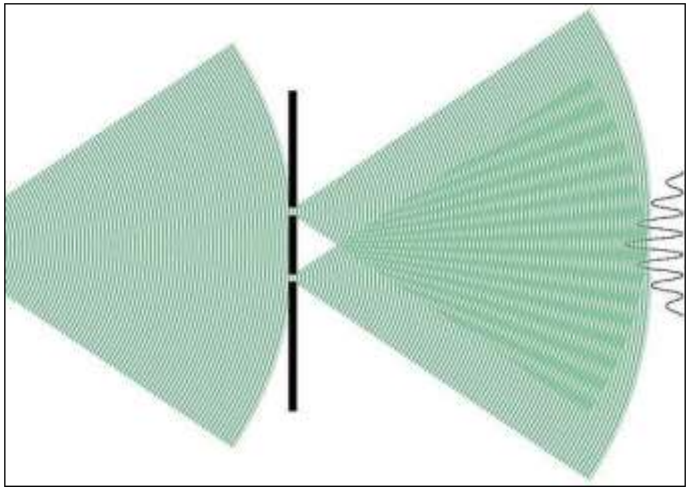
Когерентность в классической оптике





КОГЕРЕНТНОСТЬ (от лат. **cohaerens** - находящийся в связи) - согласованное протекание во времени нескольких колебательных или волновых процессов. Если разность фаз 2 колебаний остается постоянной во времени или меняется по строго определенному закону, то колебания называются когерентными. Колебания, у которых разность фаз изменяется беспорядочно и быстро по сравнению с их периодом, называются некогерентными.

Опыт Юнга



$$\boxed{I(\boldsymbol{r}) = I_1(\boldsymbol{r}) + I_2(\boldsymbol{r}) + 2[I_1(\boldsymbol{r})I_2(\boldsymbol{r})]^{1/2}\,\mathrm{Re}\,\gamma(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau)}$$

$$\Gamma(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau) = \langle U^*(\boldsymbol{r}_1, t)U(\boldsymbol{r}_2, t+\tau)\rangle$$ - комплексная степень когерентности

$$\gamma(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau)}{[I(\boldsymbol{r}_1)I(\boldsymbol{r}_2)]^{1/2}}$$ - взаимная функция когерентности

Для квазимонохроматической волны $\boxed{I(\boldsymbol{r}) = I_1(\boldsymbol{r}) + I_2(\boldsymbol{r}) + 2[I_1(\boldsymbol{r})I_2(\boldsymbol{r})]^{1/2}\cos(\alpha - \omega\tau)}$

$$\boxed{\mathcal{V} = (I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min}) = 2\left(\sqrt{\frac{I_1}{I_2}} + \sqrt{\frac{I_2}{I_1}}\right)^{-1} |\gamma(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau)|}$$

$$I_{max}(\boldsymbol{r}) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2}|\gamma|$$

$$I_{min}(\boldsymbol{r}) = I_1 + I_2 - 2(I_1 I_2)^{1/2}|\gamma|$$

$\mathcal{V}$ – контрастность интерференционных полос

при $I_1 = I_2$, $\mathcal{V} = |\gamma(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau)|$

Корреляционные тензоры поля

$\vec{E}(\mathbf{r},t),\ \vec{H}(\mathbf{r},t)$ - случайные поля

$$\overline{E_\alpha(\boldsymbol{r},t)} = 0$$

$$\overline{f}(t) = \frac{1}{\Delta t}\int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} f(t+t')dt'$$

$$J_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}_1,t_1;\boldsymbol{r}_2,t_2) = \overline{E_\alpha(\boldsymbol{r}_1,t_1)E^*_\beta(\boldsymbol{r}_2,t_2)}$$ корреляционный тензор

$$J_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}_1,t_1;\boldsymbol{r}_2,t_2) = \frac{1}{\Delta t}\int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} E_\alpha(\boldsymbol{r}_1,t_1+\tau)E^*_\beta(\boldsymbol{r}_2,t_2+\tau)d\tau$$

Emil Wolf

Для стационарных случайных полей $J_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}_1,t_1;\boldsymbol{r}_2,t_2) = J_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2,\tau),\ \tau = t_1 - t_2$

$$\tau_c = \left|\frac{1}{J_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r},0)}\int_0^\infty J_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r},\tau)d\tau\right|$$

- **время корреляции (когерентности)** компонент E_α и E_β

$$J_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r},\tau) = \overline{E_\alpha(\boldsymbol{r},t+\tau)E^*_\beta(\boldsymbol{r},t)}\,,\quad \boldsymbol{r}_1 = \boldsymbol{r}_2 = \boldsymbol{r}.$$

$$l_{||}, l_{\perp}.\ \ l_{||} = c\cdot\tau_c$$

$$\langle E_\alpha(\boldsymbol{r}_1,t_1)E^*_\beta(\boldsymbol{r}_2,t_2)\rangle = \lim_{N\to\infty}\frac{E'_\alpha(\boldsymbol{r}_1,t_1)E^{*\prime}_\beta(\boldsymbol{r}_2,t_2) + E''_\alpha(\boldsymbol{r}_1,t_1)E^{*\prime\prime}_\beta(\boldsymbol{r}_2,t_2) + \ldots}{N}$$

Усреднение по статистическому ансамблю

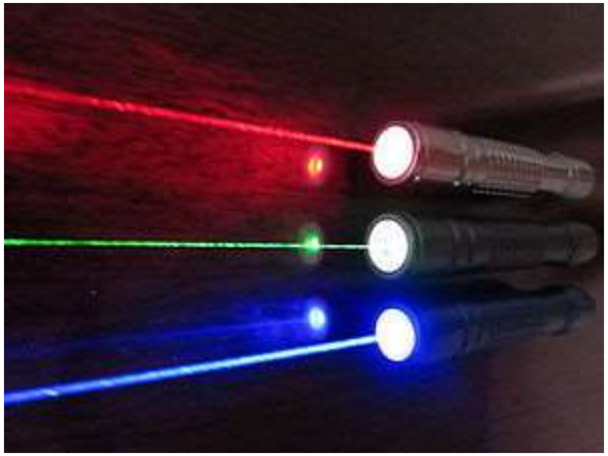
Эргодические системы

Формализм корреляционных тензоров Э. Вольфа позволяет последовательно описать большое количество интерференционных эффектов в оптике:

- Интерференционный опыт Юнга
- Интерферометр Майкельсона
- Кольца Ньютона
- Интерференция света на тонких пленках
- ...

Однако для описания эксперимента Хэнбери Брауна – Твисса по измерению угловых диаметров звезд (1957) и нелинейных оптических эффектов (генерация гармоник, вынужденное комбинационное рассеяние и др. необходимо вводить корреляционные тензоры более высоких рангов.

Как описать когерентное лазерное излучение на языке квантовой физики?



$$|n\rangle = (\hat{a}^{+})^{n} / \sqrt{n!}\,|0\rangle$$

n – фотонное состояние

$$\boxed{\Delta n \Delta \phi \geq 1}$$

П. Дирак, 1932

Когерентные состояния в квантовой оптике

Эта проблема была решена в 1963 г. Р. Глаубером, который построил квантовую теорию когерентности. Были использованы когерентные состояния моды поля (гармонического осциллятора) и введены квантовые корреляционные тензоры, обобщающие классические величины $J_{\alpha\beta}$

R. Glauber, J.R. Klauder, E.C.G. Sudarshan

the canonical 4-momentum or gives infinite results. In our case of point charges in circular motion, the right-

and, in the case of hydrogen, with small corrections for the motion of the nucleus.

PHYSICAL REVIEW VOLUME 131, NUMBER 6 15 SEPTEMBER 1963

Coherent and Incoherent States of the Radiation Field*

Roy J. Glauber
Lyman Laboratory of Physics, Harvard University, Cambridge, Massachusetts
(Received 29 April 1963)

Methods are developed for discussing the photon statistics of arbitrary radiation fields in fully quantum-mechanical terms. In order to keep the classical limit of quantum electrodynamics plainly in view, extensive use is made of the coherent states of the field. These states, which reduce the field correlation functions to factorized forms, are shown to offer a convenient basis for the description of fields of all types. Although they are not orthogonal to one another, the coherent states form a complete set. It is shown that any quantum state of the field may be expanded in terms of them in a unique way. Expansions are also developed for arbitrary operators in terms of products of the coherent state vectors. These expansions are discussed as a general method of representing the density operator for the field. A particular form is exhibited for the density operator which makes it possible to carry out many quantum-mechanical calculations by methods resembling those of classical theory. This representation permits clear insights into the essential distinction between the quantum and classical descriptions of the field. It leads, in addition, to a simple formulation of a superposition law for photon fields. Detailed discussions are given of the incoherent fields which are generated by superposing the outputs of many stationary sources. These fields are all shown to have intimately related properties, some of which have been known for the particular case of blackbody radiation.

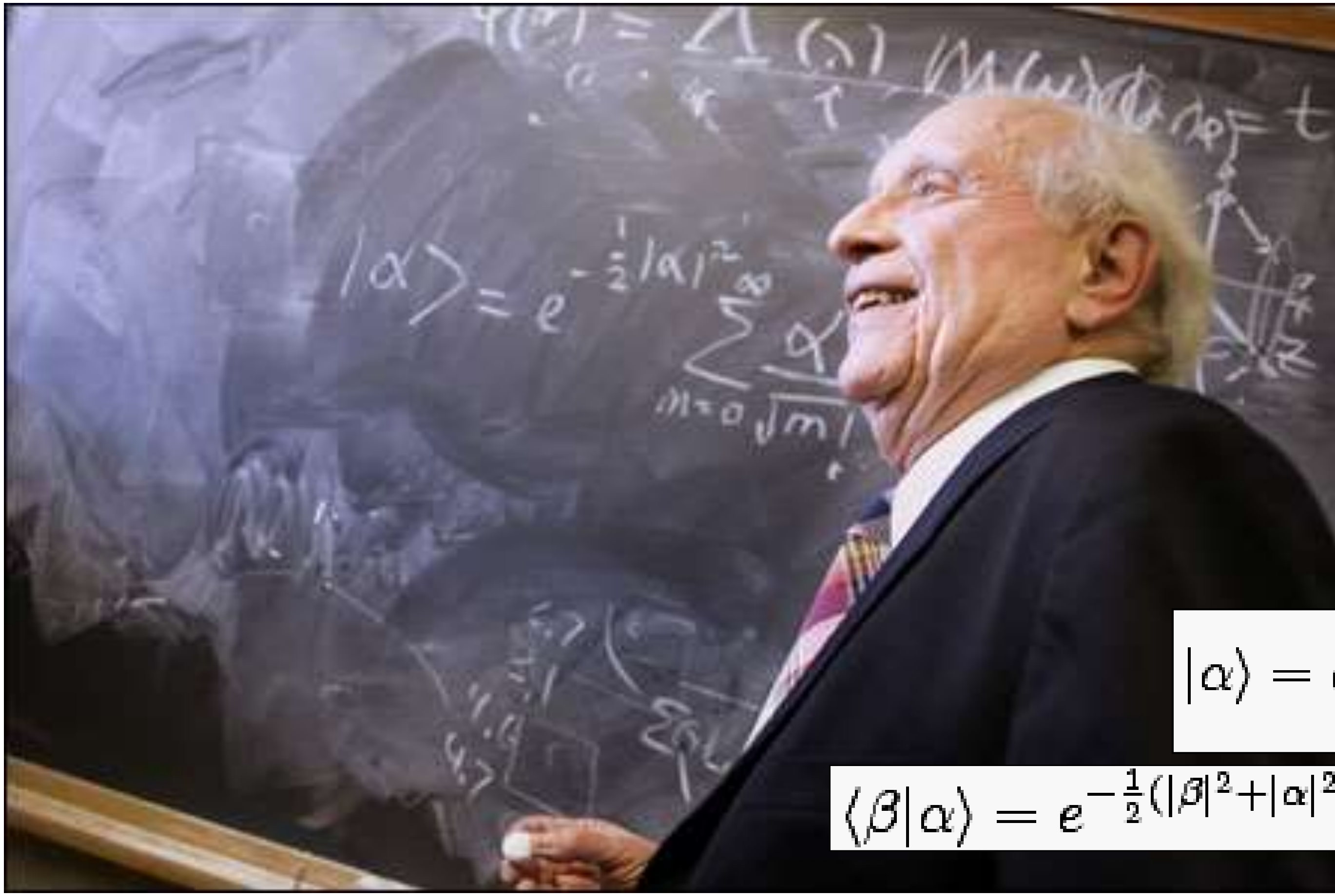
I. INTRODUCTION

FEW problems of physics have received more attention in the past than those posed by the dual wave-particle properties of light. The story of the solution of these problems is a familiar one. It has culminated in the development of a remarkably versatile quantum theory of the electromagnetic field. Yet, for reasons which are partly mathematical and partly, perhaps, the

to begin the development of a fully quantum-mechanical approach to the problems of photon statistics. We have quoted several of the results of this work in a recent note,[1] and shall devote much of the present paper to explaining the background of the material reported there.

Most of the mathematical development of quantum electrodynamics to date has been carried out through

R. Glauber, 5 октября 2005 г.



$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

$$\langle\beta|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}(|\beta|^2 + |\alpha|^2 - 2\beta^* \alpha)} \neq \delta(\alpha - \beta)$$

Когерентные состояния осциллятора (электромагнитного поля), **1963**

Осцилляторные (Глауберовские) КС

$$\hat{a}|\alpha> = \alpha|\alpha>, \quad \text{где } \alpha = |\alpha|e^{i\theta} \text{— любое комплексное число}$$

$$\boxed{|\alpha> = \exp\left(-|\alpha|^2/2\right) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n>}$$

$$\boxed{\hat{\vec{E}}(\vec{r},t) = \imath \sum_{\vec{k},\lambda} \sqrt{\frac{2\pi\omega_k \hbar c^2}{V}} (\hat{a}_{\vec{k},\lambda}(t)\vec{e}_{\vec{k},\lambda} e^{\imath\vec{k}\vec{r}} - \hat{a}^+_{\vec{k},\lambda}(t)\vec{e}_{\vec{k},\lambda} e^{-\imath\vec{k}\vec{r}})}$$

Для одномодового поля:

$$< \alpha|\hat{\vec{E}}|\alpha > = \sqrt{\frac{2\pi\omega\hbar c^2}{V}}\vec{e}\left(\alpha e^{-i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} + \alpha^* e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}\right) =$$

$$= 2\sqrt{\frac{2\pi\omega\hbar c^2}{V}}\,|\alpha|\,\vec{e}\,\sin\left(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi\right) = \vec{E}_0 \sin\left(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi\right)$$

$$\vec{E}_0 = 2\sqrt{\frac{2\pi\omega\hbar c^2}{V}}\,|\alpha|\,\vec{e}$$

- Скалярное произведение:

$$<\alpha|\beta>=\exp\left[-\frac{1}{2}\left(|\alpha|^2+|\beta|^2-2\,\alpha^*\beta\right)\right]$$

- Оператор сдвига:

КС $|\alpha>$ получается из вакуумного состояния $|0>$ действием унитарного оператора $\hat{D}(\alpha)=\exp(\alpha\hat{a}^+-\alpha^*\hat{a})$:

$$|\alpha>=\hat{D}(\alpha)|0>$$

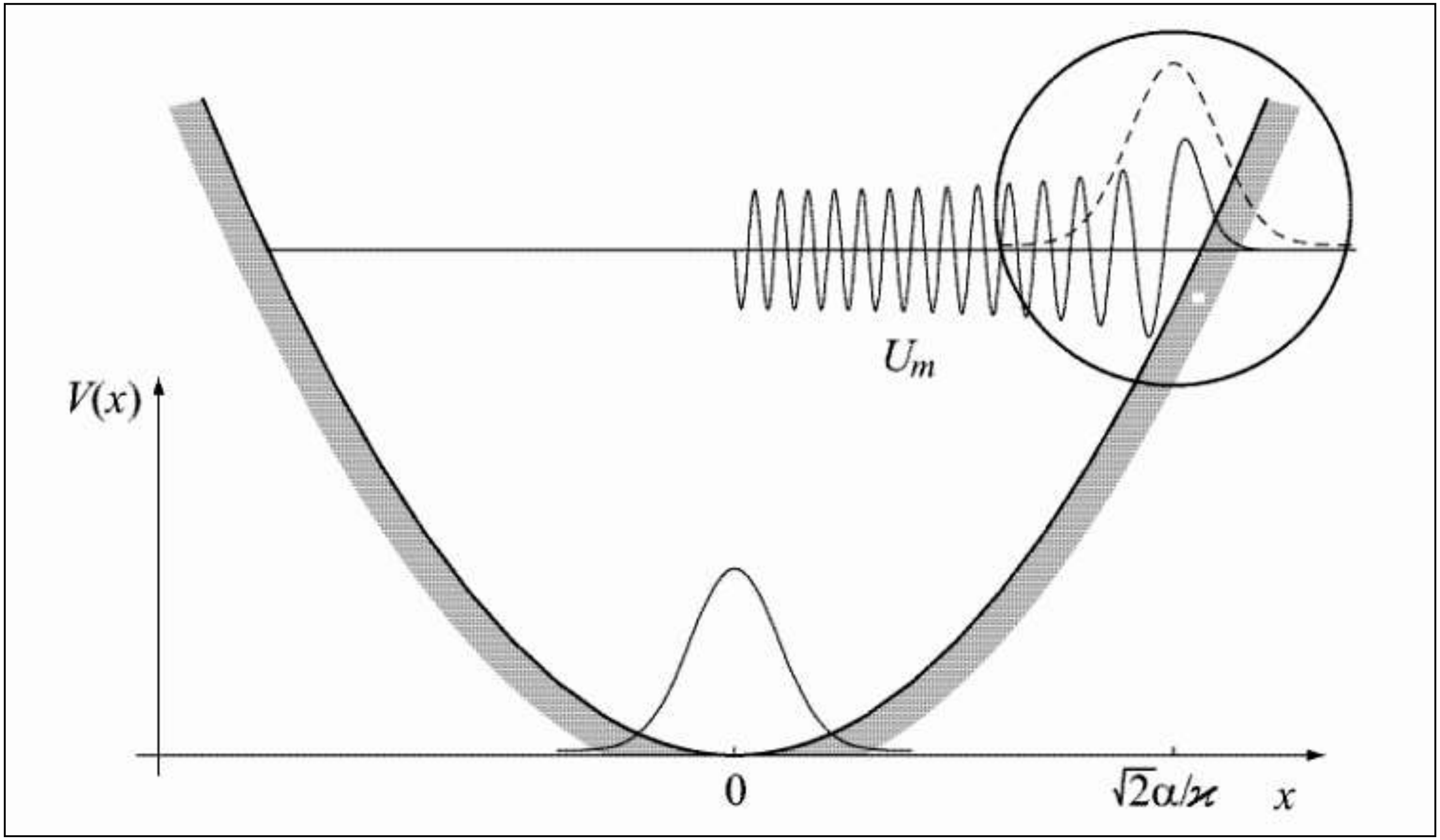
- Разложение единицы:

$$\hat{1}=\frac{1}{\pi}\int d^2\alpha|\alpha><\alpha|\equiv\frac{1}{\pi}\int d\mathrm{Re}(\alpha)d\mathrm{Im}(\alpha)|\alpha><\alpha|$$

- КС минимизируют соотношение неопределенности осциллятора поля: $(\Delta x\cdot\Delta p=\hbar/2)$. Здесь $\Delta F=\sqrt{<\hat{F}^2>-<\hat{F}>^2}$ Операторы координаты и импульса $\hat{x}$, $\hat{p}$ связаны с модовыми операторами $\hat{a}$, $\hat{a}^+$ соотношениями:

$$\hat{a}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\hat{\xi}+i\hat{\pi}\right),\quad \hat{a}^+=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\hat{\xi}-i\hat{\pi}\right),\hat{\xi}=\sqrt{\frac{\omega}{\hbar}}\hat{x},\quad \hat{\pi}=\sqrt{\frac{1}{\hbar\omega}}\hat{p}.$$

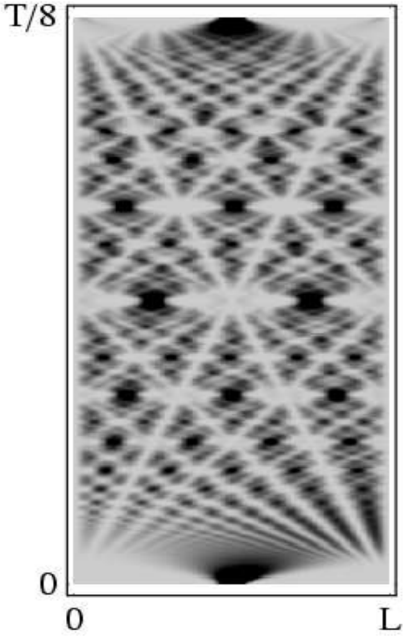
Осцилляторное (Глауберовское) когерентное состояние



Нерасплывающийся волновой пакет Шредингера

Когерентные состояния и квантовые ковры

W. P. Schleich, 1998



Ковер появляется при построении пространственно – временн’ой развертки плотности вероятности

$|\Psi(x,t)|^2$

Смешанное состояние, ρ

Функция Вигнера

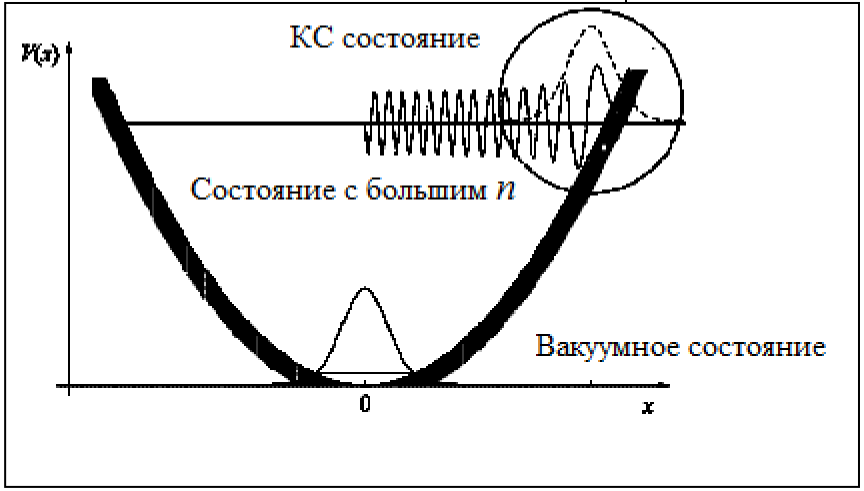
Квантовый нестационарный осциллятор

$$\hat{H}(t) = \frac{1}{2M}\hat{P}^2 + \frac{M\omega_0^2}{2}x^2 - \alpha \mathrm{E}(t)x,$$

$$\hat{a} = \sqrt{\frac{M\omega_0}{2}}\left(\hat{x} + i\frac{\hat{p}}{M\omega_0}\right), \quad \hat{a}^+ = \sqrt{\frac{M\omega_0}{2}}\left(\hat{x} - i\frac{\hat{p}}{M\omega_0}\right)$$

$$\hat{H}(t) = \omega_0\left(\hat{a}^+\hat{a} + 1/2\right) - \frac{\alpha \mathrm{E}(t)}{\sqrt{2\omega_0 M}}\left(\hat{a}^+ + \hat{a}\right)$$

$$i\frac{\partial|\Psi(t)\rangle}{\partial t} = \hat{H}(t)|\Psi(t)\rangle, \quad |\Psi(t)\rangle = e^{i\phi(t)}|z(t)\rangle$$



$$\hat{a}|z\rangle = z|z\rangle \qquad \dot{z} + i\omega_0 z = -i\,f(t)$$

$$z(t) = e^{-i\omega_0 t}z(0) - i\int_0^t e^{-i\omega_0(t-t')}f(t')\,dt'$$

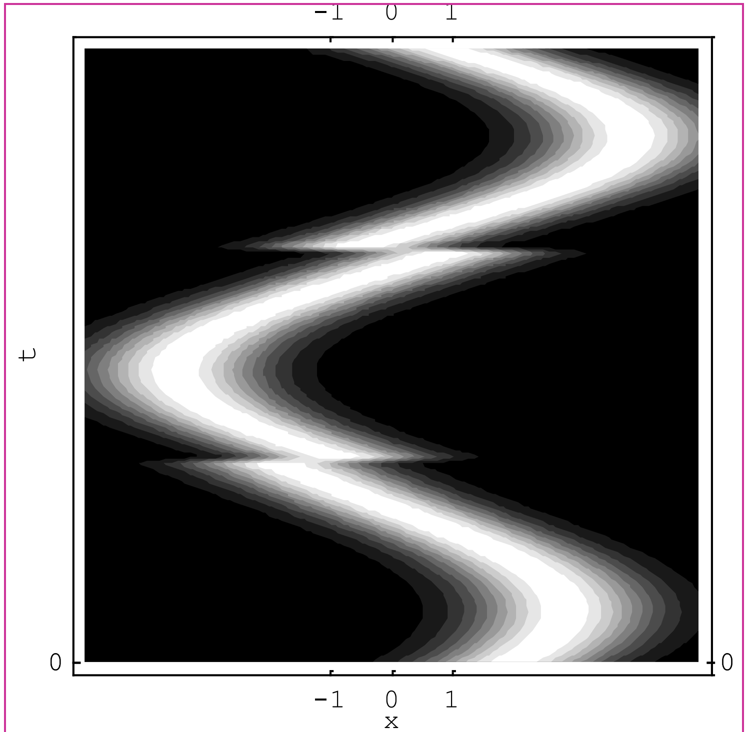
$$f(t) = -\frac{\alpha}{\sqrt{2\omega_0 M}}\mathrm{E}(t)$$

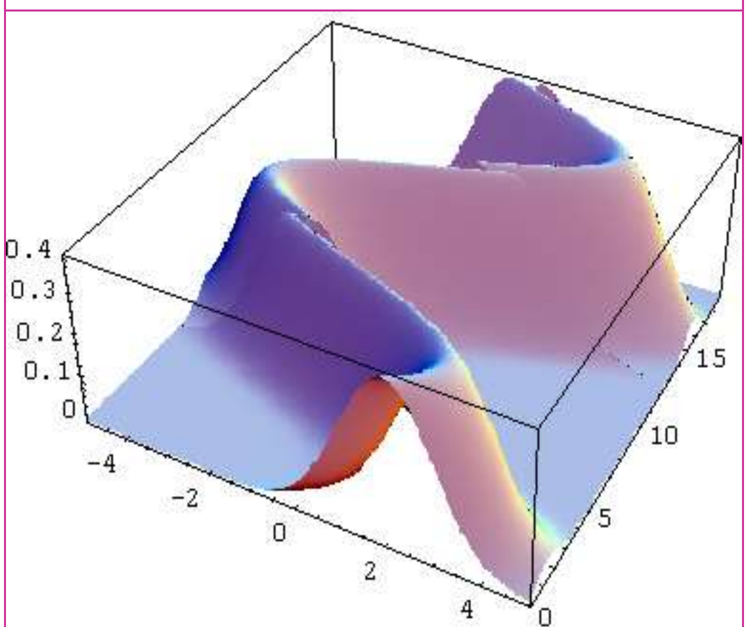
$$|z\rangle = \exp\left(-\frac{|z|^2}{2}\right)\sum_{n=0}^{\infty}\frac{z^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle$$

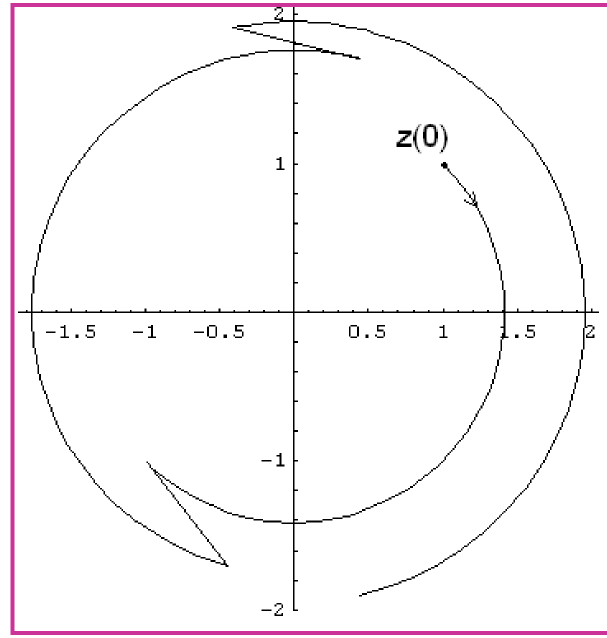
$$\langle x|z(t)\rangle = \psi_z(x,t) = \left(\frac{M\omega_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}}\exp\left[-\left(\sqrt{\frac{M\omega_0}{2}}x - z(t)\right)^2 - \frac{|z(t)|^2}{2} + \frac{z^2(t)}{2}\right]$$

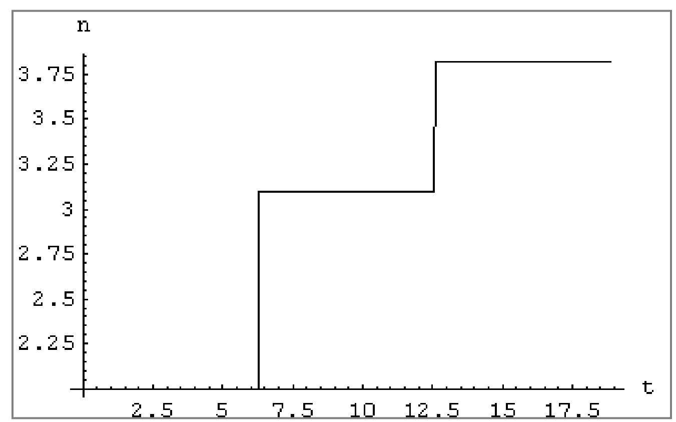
$$P(x,t) = |\langle \mathbf{x}|z(t)\rangle|^2$$

$$E(t) = E_0 \sum_{l=1}^{\infty} \delta(t - lT), \quad T \neq T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

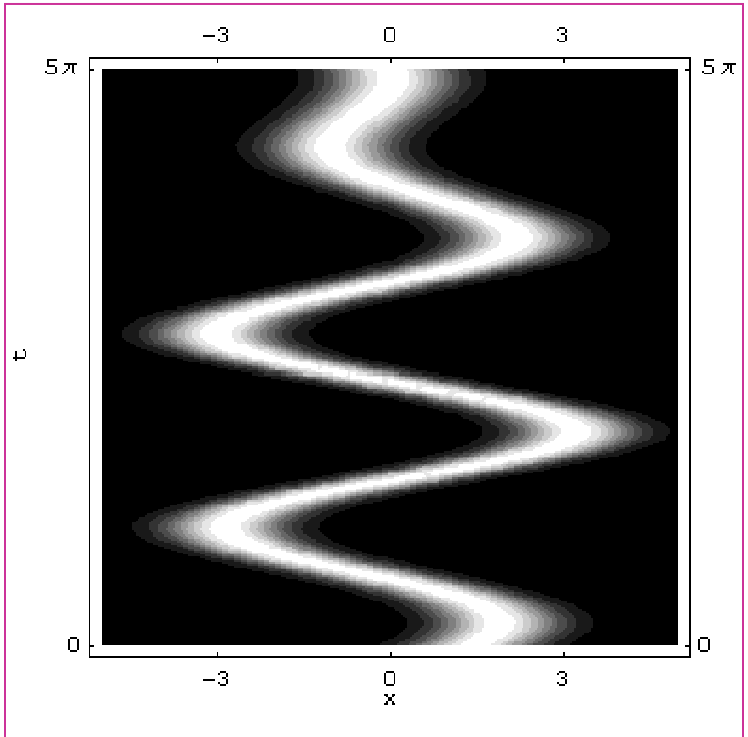


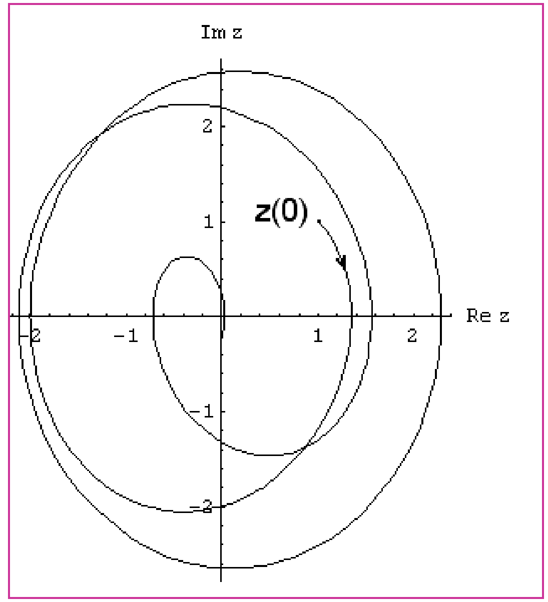


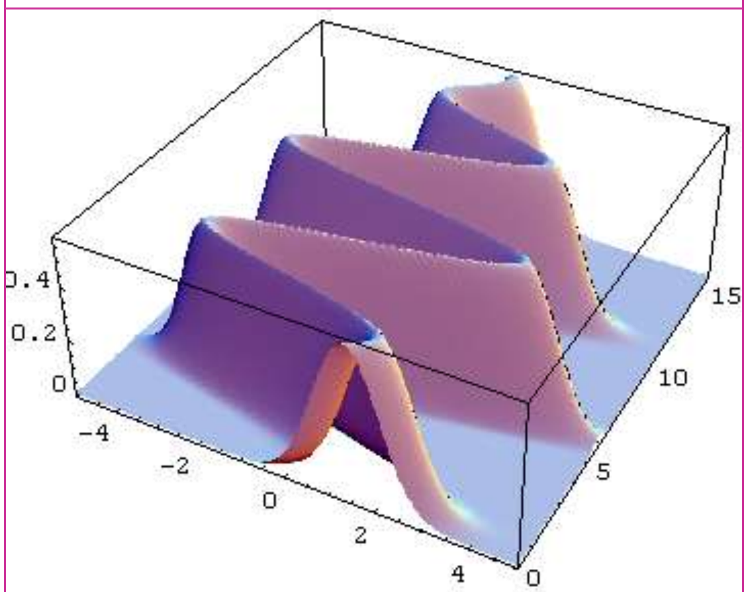


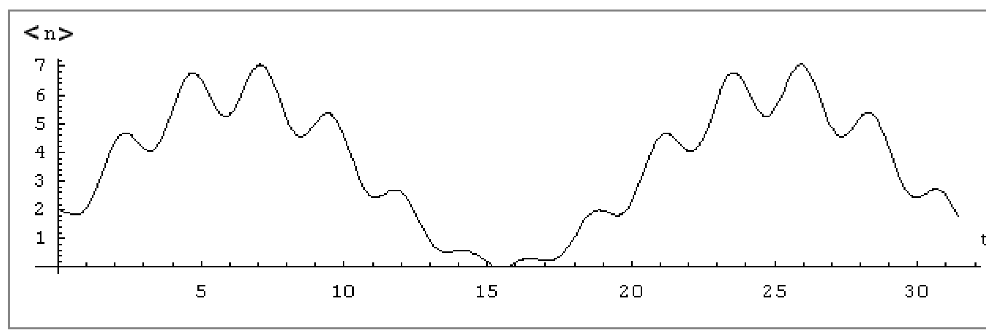


$$f(t) = A \sin(\omega t)$$







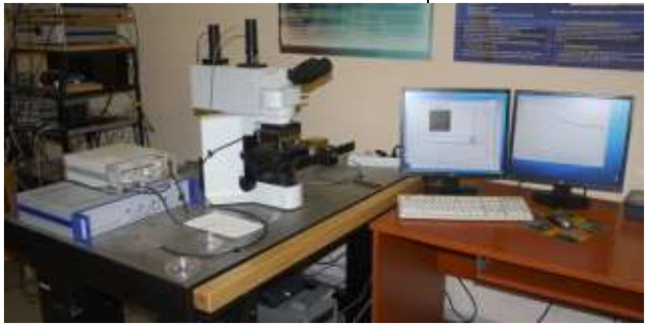


Квантовые корреляционные функции и статистика фотоотсчетов

$$G^{(n)}(x_1 \ldots x_{2n}) = \mathrm{Tr}\left\{\rho \boldsymbol{E}^{(-)}(x_1)\ldots\boldsymbol{E}^{(-)}(x_n)\boldsymbol{E}^{(+)}(x_{n+1})\ldots\boldsymbol{E}^{(+)}(x_{2n})\right\}$$

$$x_j = \{\boldsymbol{r}_j, t\}$$

Здесь ρ - статистический оператор (матрица плотности)



$$\hat{\rho}(t) = \int_C P(\alpha,\alpha^*)\left|\alpha\right\rangle\left\langle\alpha\right| d^2\alpha,$$

$$d^2\alpha = d\,\mathrm{Re}\,\alpha\, d\,\mathrm{Im}\,\alpha$$

$$Tr\hat{\rho} = \int_C P(\alpha,\alpha^*) d^2\alpha = 1$$

PHYSICAL REVIEW VOLUME 130, NUMBER 6 15 JUNE 1963

The Quantum Theory of Optical Coherence*

Roy J. Glauber
Lyman Laboratory of Physics, Harvard University, Cambridge, Massachusetts

(Received 11 February 1963)

The concept of coherence which has conventionally been used in optics is found to be inadequate to the needs of recently opened areas of experiment. To provide a fuller discussion of coherence, a succession of correlation functions for the complex field strengths is defined. The nth order function expresses the correlation of values of the fields at $2n$ different points of space and time. Certain values of these functions are measurable by means of n-fold delayed coincidence detection of photons. A fully coherent field is defined as one whose correlation functions satisfy an infinite succession of stated conditions. Various orders of incomplete coherence are distinguished, according to the number of coherence conditions actually satisfied. It is noted that the fields historically described as coherent in optics have only first-order coherence. On the other hand, the existence, in principle, of fields coherent to all orders is shown both in quantum theory and classical theory. The methods used in these discussions apply to fields of arbitrary time dependence. It is shown, as a result, that coherence does not require monochromaticity. Coherent fields can be generated with arbitrary spectra.

I. INTRODUCTION

CORRELATION, it has long been recognized, plays a fundamental role in the concept of optical coherence. Techniques for both the generation and detection of various types of correlations in optical fields have advanced rapidly in recent years. The development of the optical maser, in particular, has led to the generation of fields with a range of correlation unprecedented at optical frequencies. The use of techniques of coincidence detection of photons[1,2] has, in the same period, shown the existence of unanticipated correlations in the arrival times of light quanta. The new approaches to optics, which such developments will allow us to explore, suggest the need for a fundamental discussion of the meaning of coherence. have also attempted to develop the discussion in a fully quantum theoretical way.

It would hardly seem that any justification is necessary for discussing the theory of light quanta in quantum theoretical terms. Yet, as we all know, the successes of classical theory in dealing with optical experiments have been so great that we feel no hesitation in introducing optics as a sophomore course. The quantum theory, in other words, has had only a fraction of the influence upon optics that optics has historically had upon quantum theory. The explanation, no doubt, lies in the fact that optical experiments to date have paid very little attention to individual photons. To the extent that observations in optics have been confined to the measurement of ordinary light intensities, it is not

Фотон интерферирует сам с собой…

Наблюдение интерференции двух фотонов, испущенных разными атомами рубидия.

J. Beugnot, et al Nature, **440**, 779 (2006)

Сжатые состояния и сжатый свет, D. Stoler, 1970

$$|\alpha, \zeta >= \hat{D}(\alpha)\hat{S}(\zeta)|0>$$

$$\hat{S}(\zeta) = \exp\left[\frac{1}{2}(\zeta^*\hat{a}^2 - \zeta\hat{a}^{+2})\right]$$

Преобразование Боголюбова, SU(1,1)

$$\hat{S}^+(\zeta)\hat{a}\hat{S}(\zeta) = \hat{a}\cosh r - \hat{a}^+e^{-i2\phi}\sinh r$$
$$\hat{S}^+(\zeta)\hat{a}^+\hat{S}(\zeta) = \hat{a}^+\cosh r - \hat{a}e^{i2\phi}\sinh r$$

$$\zeta = re^{-i2\phi}$$

Н.Н. Боголюбов

$$\hat{X}_1 = \hat{\xi}\cos\phi - \hat{\pi}\sin\phi,\ \hat{X}_2 = \hat{\pi}\cos\phi + \hat{\xi}\sin\phi$$

$$\hat{S}^+(\zeta)(\hat{X}_1 + i\hat{X}_2)\hat{S}(\zeta) = \hat{X}_1e^{-r} + i\hat{X}_2e^r$$

$$\Delta X_1 = e^{-r}/\sqrt{2}, \quad \Delta X_2 = e^r/\sqrt{2}$$

Сжатие (squeezing)

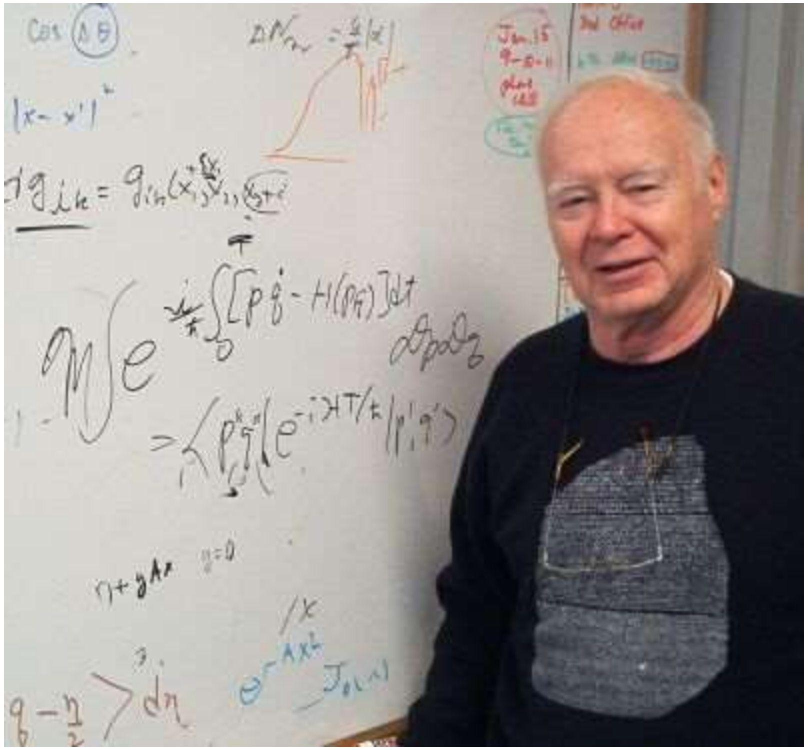
$$\begin{pmatrix} u & v \\ v* & u^* \end{pmatrix}, \ |u|^2 - |v|^2 = 1.$$

$$u = \cosh r, \quad v = e^{-i2\phi}\sinh r$$

Квантовый параметрический усилитель

Когерентные состояния и группы Ли

А.М. Переломов, ИТЭФ, 1972



J.R. Klauder, J. Math. Phys., 1963
Departments of Physics and Mathematics, University of Florida, Gainesville

Теория групп и квантовая оптика

- Симметрии в теории элементарных частиц, ядер, атомов и молекул
- Нелинейная оптика
- Сверхизлучение
- Сжатый свет
- Квантовый хаос
- Двух- и многоуровневые атомы
- Cavity QED, micromaser
- Диссипативные квантовые системы

В.А. Фок

Я.А. Смородинский

Ю.Н. Демков

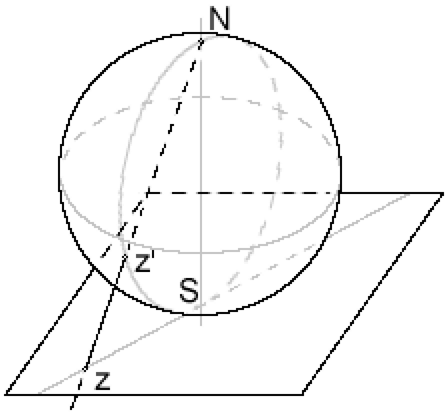
В.И. Манько

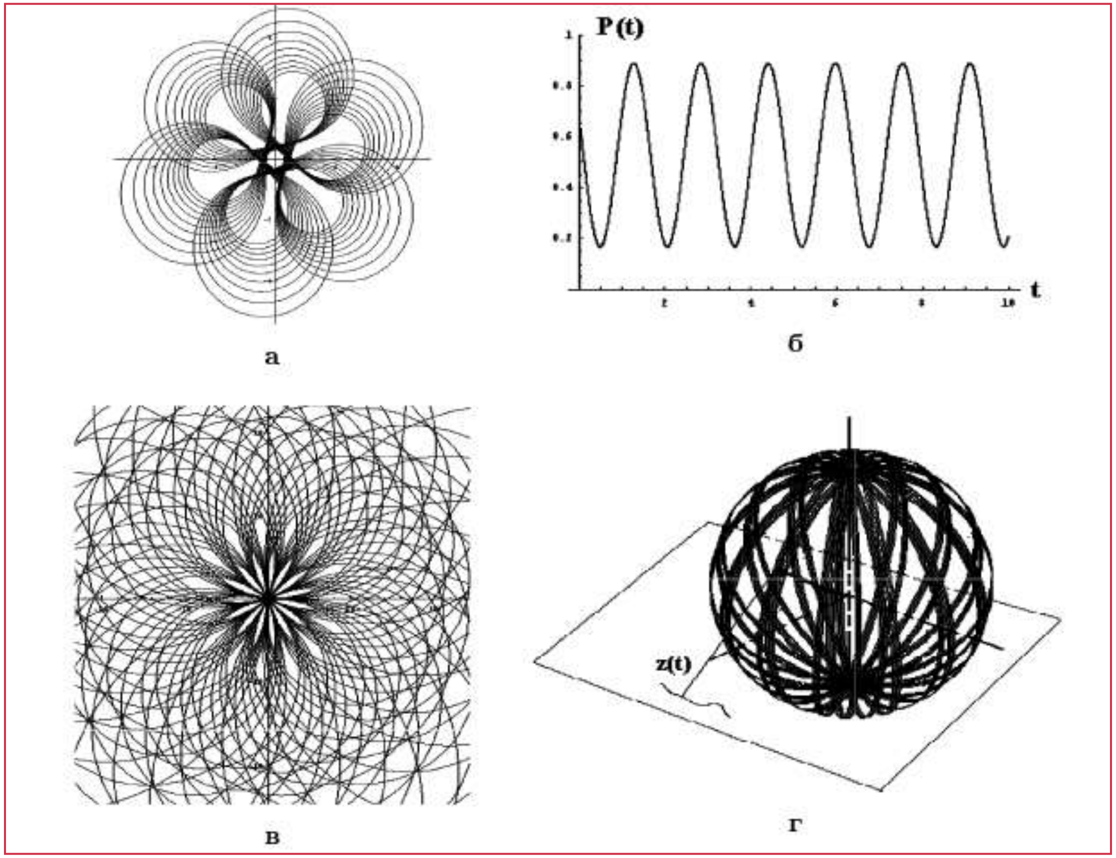
Л.А. Шелепин

У.Х. Копвиллем

Квантовая оптика и многоуровневые атомы

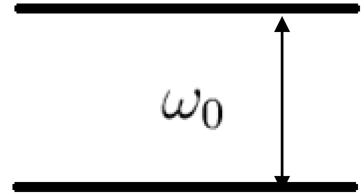
Ф. Блох





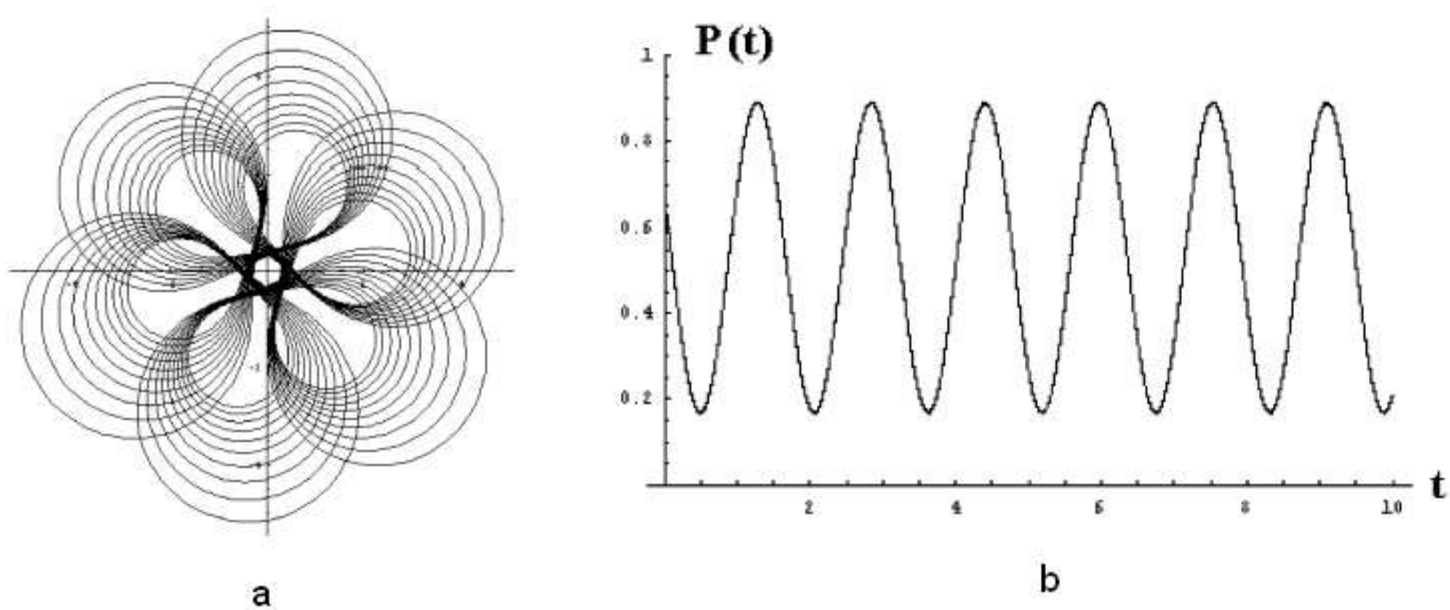
Двухуровневый атом и сфера Блоха, стереографическое отображение

Двухуровневый атом,   G= SU(2)



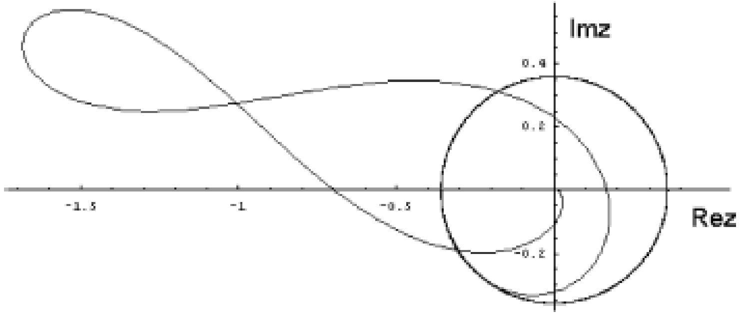
$$i\dot{z} = A(t) + \omega_0\, z - \bar{A}(t)\, z^2,$$

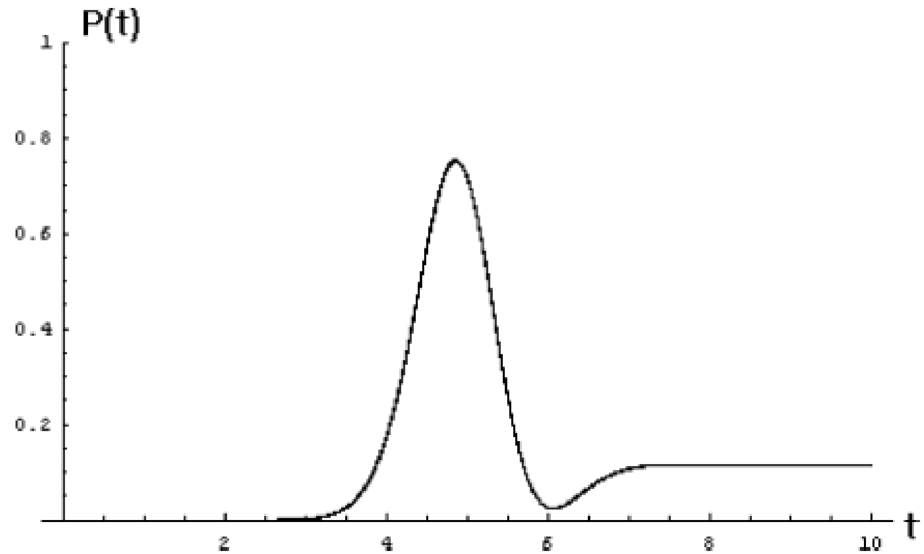
$$P(t) = \frac{A^2 \sin^2 \Omega\, t}{(\omega - \omega_0)^2 + A^2}$$



Динамика КС для двухуровневого атома. (a) – траектория, (b) – вероятность нахождения на верхнем уровне P(t). ($z(0) = 1+i$, $\omega_0 = 1$, $\omega = 2/3$, $A = 2$)

$$A(t) = A\,\exp\left[-i\omega\,t - (t-t_0)^2/\tau^2\right]$$



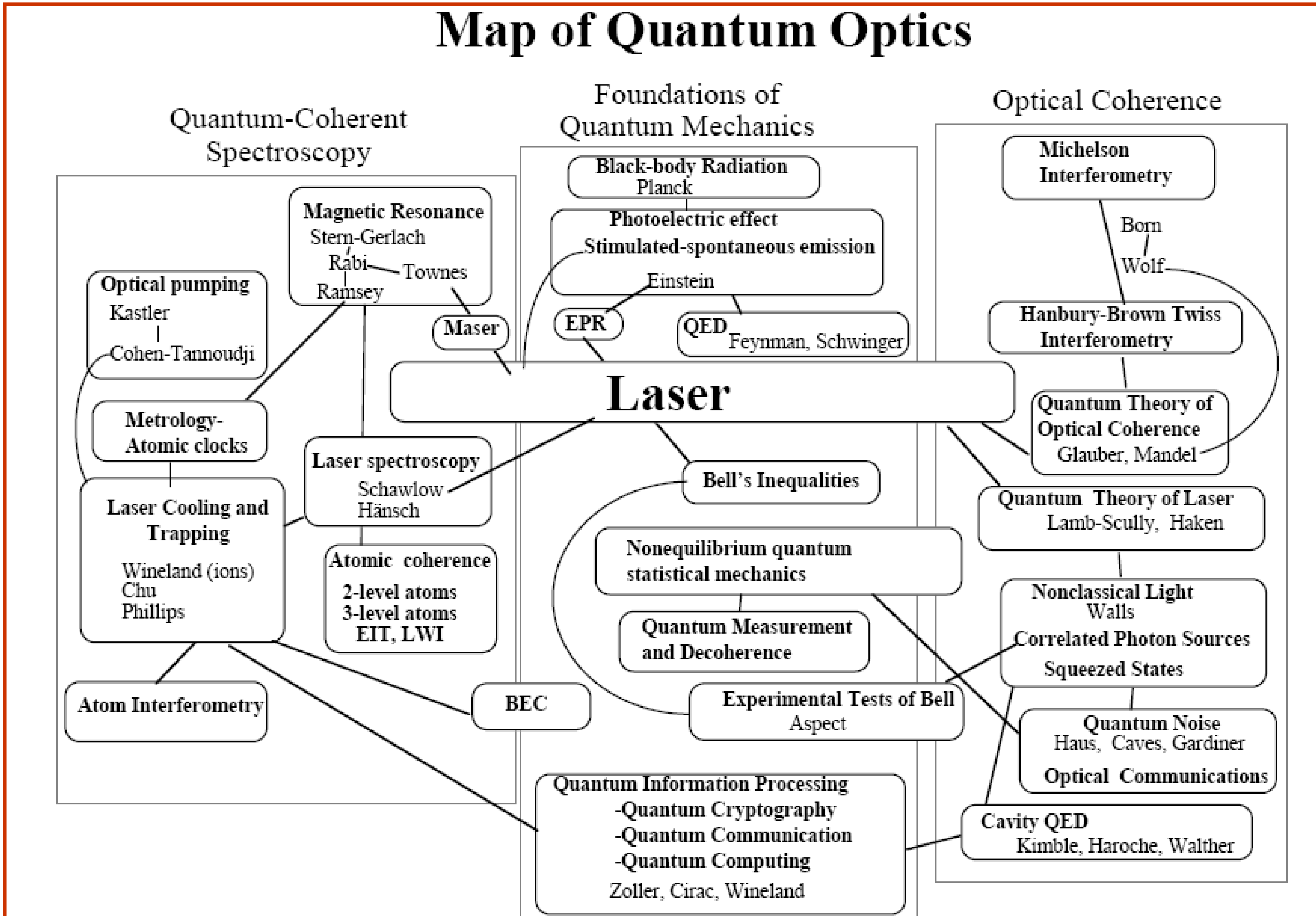


а

б

Генерация когерентного состояния для двухуровневого атома: **а** - траектория на комплексной плоскости $z = x + iy$, $|z_0| \approx 0,358$; **б** - вероятность $P(t)$ нахождения атома на верхнем уровне ($z(0) = 0$, $\omega_0 = 1$, $\omega = 2$, $A = 1,5$, $\tau = \sqrt{3/5}$, $t_0 = 5$)

Проф. Дейч


Map of Quantum Optics
Quantum-Coherent Spectroscopy
Foundations of Quantum Mechanics
Optical Coherence
Magnetic Resonance
Stern-Gerlach
Rabi
Townes
Ramsey
Optical pumping
Kastler
Cohen-Tannoudji
Maser
Metrology-Atomic clocks
Laser spectroscopy
Schawlow
Hänsch
Laser Cooling and Trapping
Wineland (ions)
Chu
Phillips
Atomic coherence
2-level atoms
3-level atoms
EIT, LWI
Atom Interferometry
BEC
Black-body Radiation
Planck
Photoelectric effect
Stimulated-spontaneous emission
Einstein
EPR
QED
Feynman, Schwinger
Laser
Bell's Inequalities
Nonequilibrium quantum statistical mechanics
Quantum Measurement and Decoherence
Experimental Tests of Bell
Aspect
Quantum Information Processing
-Quantum Cryptography
-Quantum Communication
-Quantum Computing
Zoller, Cirac, Wineland
Michelson Interferometry
Born
Wolf
Hanbury-Brown Twiss Interferometry
Quantum Theory of Optical Coherence
Glauber, Mandel
Quantum Theory of Laser
Lamb-Scully, Haken
Nonclassical Light
Walls
Correlated Photon Sources
Squeezed States
Quantum Noise
Haus, Caves, Gardiner
Optical Communications
Cavity QED
Kimble, Haroche, Walther

Новые явления и новые проблемы

- Атомные пучки и квантовая электродинамика резонаторов
- Атомные конденсаты, атомный лазер
- Лазерное охлаждение
- **Квантовая теория информации**
- Запутанные состояния, декогеренция
- Квантовые вычисления и квантовые компьютеры
- Квантовая криптография
- Квантовая телепортация, парадокс ЭПР
- Вновь актуальна интерпретация квантовой механики?!
- Квантовые неразрушающие (nondemolition) измерения
- Квантовые чипы

В.С. Летохов

Институт спектроскопии РАН,

г. Троицк, Моск. обл.

Квантовая информация

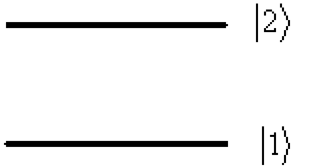
- **Квантовые состояния, матрица плотности (чистые и смешанные состояния)**

$$\hat{\rho} = |\Psi\rangle\langle\Psi|, \ \hat{\rho} = \sum_s w_s |\psi_s\rangle\langle\psi_s|$$

- **Квантовая энтропия**

$$S(\rho) = -Sp\,\rho \log \rho$$

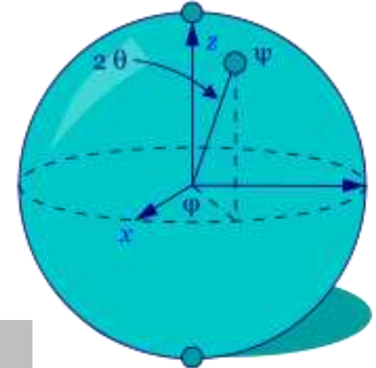
- **Кубиты** $|\Psi\rangle = c_1|1\rangle + c_2|2\rangle, \quad |c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$



- **Вычисление как физический процесс**, **квантовый параллелизм**

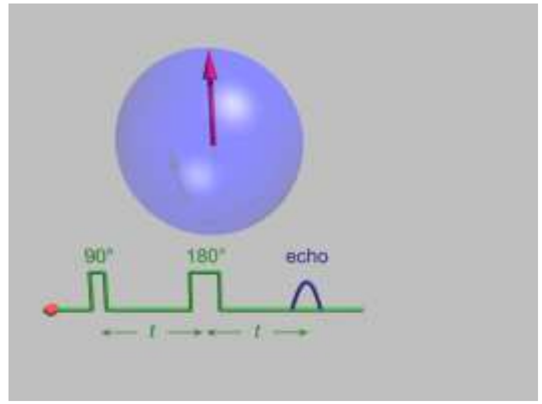
$$|\Psi(t)\rangle = \hat{U}(t)|\Psi(0)\rangle$$

Квантовые вычисления



$$|\Psi\rangle = e^{i\alpha}\left(\cos\left(\vartheta/2\right)|0\rangle + e^{i\varphi}\sin\left(\vartheta/2\right)|1\rangle\right)$$

$SU(2),\ SU(N) \otimes P_N$



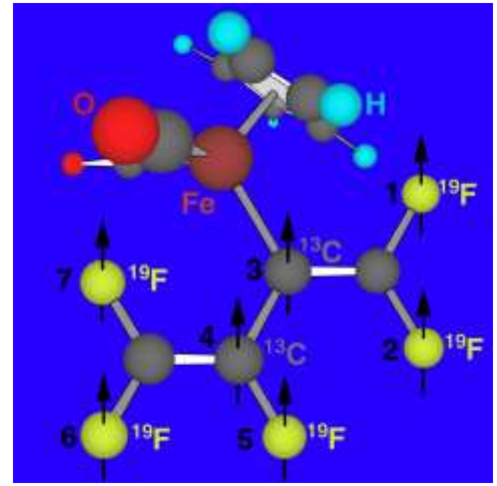
- Кубит, курегистры
- Квантовые вентили
- Квантовые алгоритмы
  - Алгоритм Дейча
  - Алгоритм Шора, 1994
  - Алгоритм Китаева, анионы
- Квантовая криптография
- Декогеренция

David Deutsch, Israel

А. Китаев, Россия

Peter Shor, USA

Любая квантово механическая когерентная система может быть использована для реализации идей квантовых вычислений.



одиночные фотоны

ядерные спины

ионы в ловушках

электроны в квантовых точках

сверхпроводящие квантовые цепи

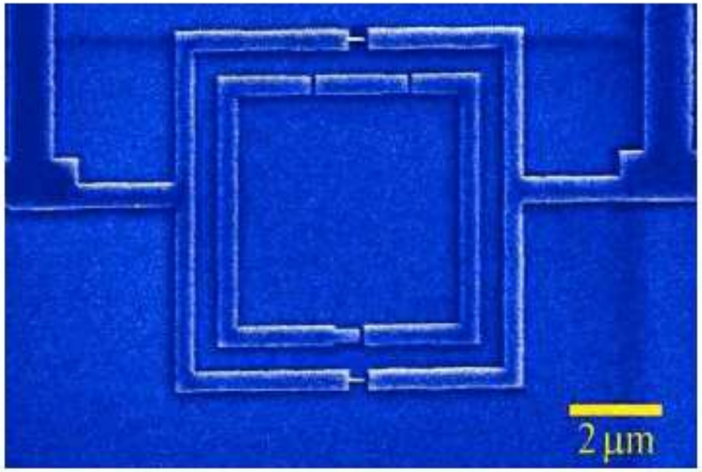
Преимущества твердотельных реализаций

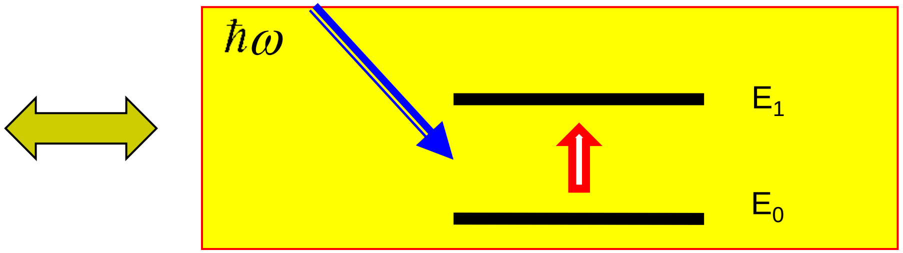
- масштабируемость
- использование современной литографии

ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ КУБИТЫ

Джозефсоновский кубит – макроскопический “атом”,

к которому можно присоединить провода





Запутанные (entangled) состояния и квантовая телепортация

$$|\Psi\rangle = |\phi_1\rangle|\phi_2\rangle$$

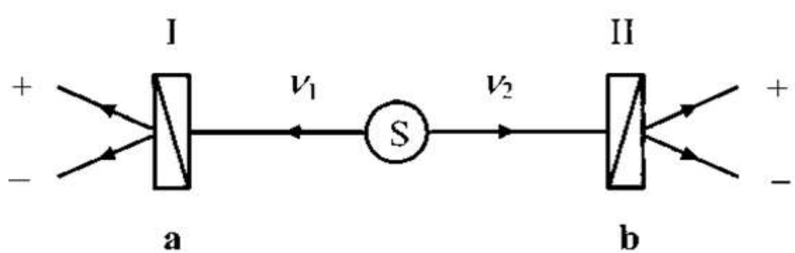
факторизованное состояние

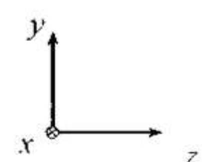
$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\psi_1\rangle|\varphi_1\rangle + |\psi_2\rangle|\varphi_2\rangle\right)$$

Запутанное состояние: состояние всей системы не может быть выражено через состояния отдельных подсистем

Существует **корреляция** между состояниями подсистем

Парадокс Эйнштейна, Подольского, Розена, 1935 г.

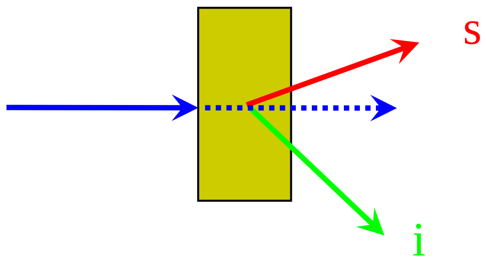




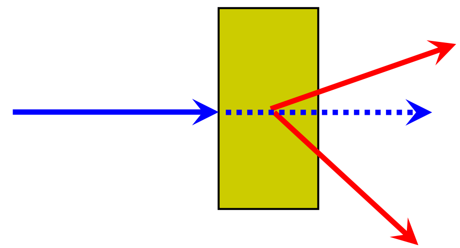
Спонтанное параметрическое рассеяние света (1966 г., **Д.Н. Клышко**)

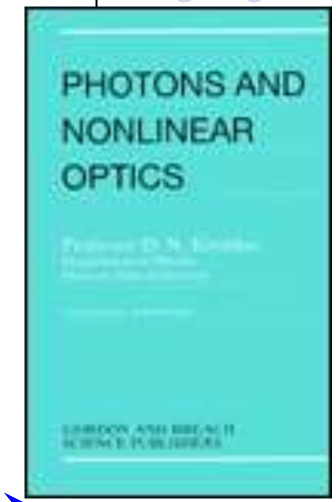
$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \quad \vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$$

1. невырожденный

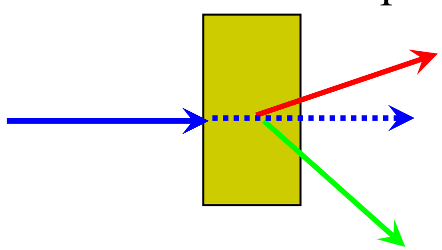


вырожденный

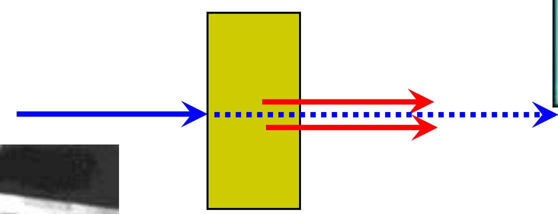




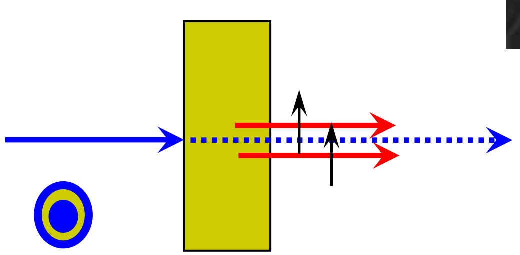
2. неколлинеарный



коллинеарный

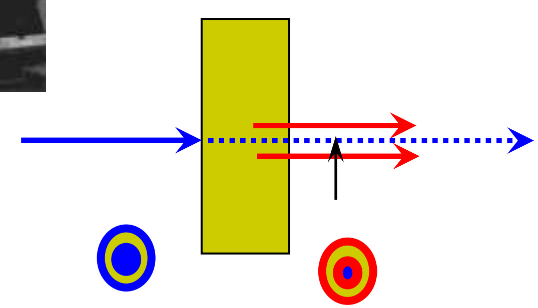


3. синхронизм: тип I



С.А. Ахманов
1967
Кафедра нелинейных процессов МГУ

тип II



Принципиальные проблемы квантовой оптики

Сентябрь 1998 г. Том 168, № 9

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Основные понятия квантовой физики с операциональной точки зрения

Д.Н. Клышко

Смысл основных понятий нерелятивистской квантовой физики — волновая функция, редукция, приготовление и измерение состояния, проекционный постулат, соотношение неопределенностей — поясняется с помощью реалистических экспериментальных процедур. По мере возможности привлекаются классические аналогии. В качестве примеров рассматриваются измерения поляризации фотонов, координаты и импульса частиц, а также корреляции Эйнштейна – Подольского – Розена, эффекты Ааронова – Бома, "квантовой телепортации" и др. Обсуждаются различные признаки неклассичности квантовых моделей типа антигруппировки фотонов и нарушения неравенств Белла.

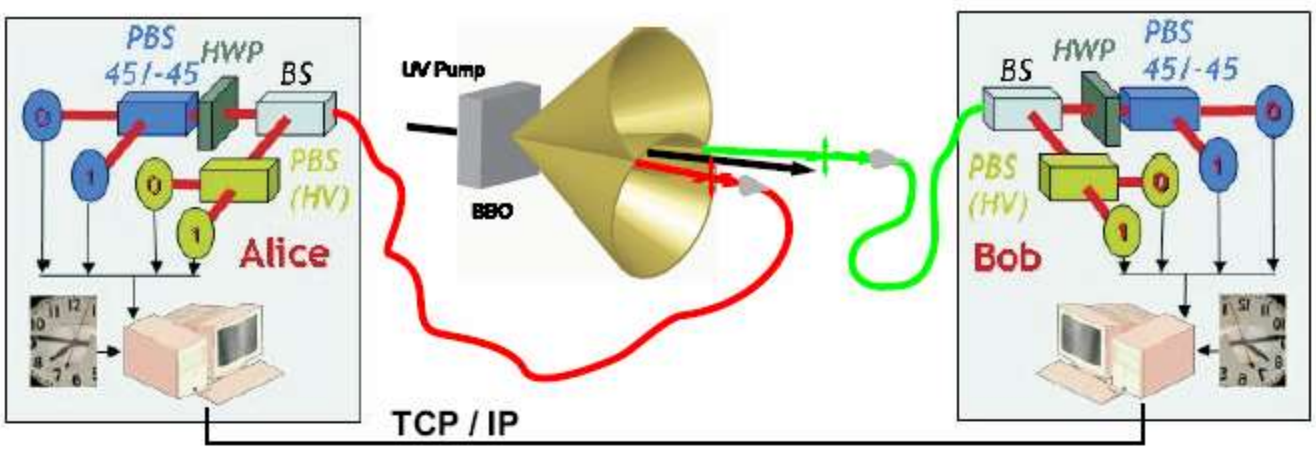
PACS number: 03.65.Bz

Содержание

Д.Н. Клышко

1929-2000

Квантовая телепортация запутанных фотонов



Alice		Bob	
H/V	0	H/V	0
+/-	1	+/-	1
+/-	1	H/V	0
H/V	1	H/V	1
+/-	0	H/V	1
H/V	1	+/-	1
:	:	:	:

Key: 011...

1. Polarization-entangled photon pairs are created
2. Alice and Bob measure the polarization state of the photons randomly in either the 0°/90° (H/V) or the 45°/-45° (+/-) basis.
3. Public comparison of the measurement bases. Only detection events measured in the same basis are correlated and therefore kept as key bits.
4. Parts of the keys are compared -> are they not identical, an eavesdroper may be present.

A. Zeilinger

Квантовая криптография

Литература

- М. Франсон, С. Сланский. *Когерентность в оптике*, М.: Наука, 1967
- А.С. Ахманов, С.Ю. Никитин. *Физическая оптика*, М.: Наука, 2004
- Р. Глаубер. *Оптическая когерентность и статистика фотонов.* Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М.: Мир, 1966
- Ulf Leonhardt. *Measuring the quantum state of light*, Cambridge, 1997
- Л. Мандель, Э. Вольф. *Оптическая когерентность и квантовая оптика.* М.: Физматлит, 2000
- A.V. Gorokhov. *Generation and Destruction of Atomic Coherence*. Nuclei and Particles Letters. 2007. V.4. P. 306-311
- Ф.Кайе, Р. Лафламм, М. Моска. *Введение в квантовые вычисления*. Ижевск: РХД, 2009
- А.В. Горохов. *Принципы симметрии и квантовая динамика*. Самара, 2015.