O Modelo de Jaynes-Cummings.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física de São Carlos

Seminário apresentado na disciplina de pós-graduação em
Física Teórica e Experimental do **Instituto de Física de São Carlos** da
Universidade de São Paulo:
SFI-5814 **Física Atômica e Molecular** ministrada pelo
Prof. Dr. Philippe Wilhelm Courteille

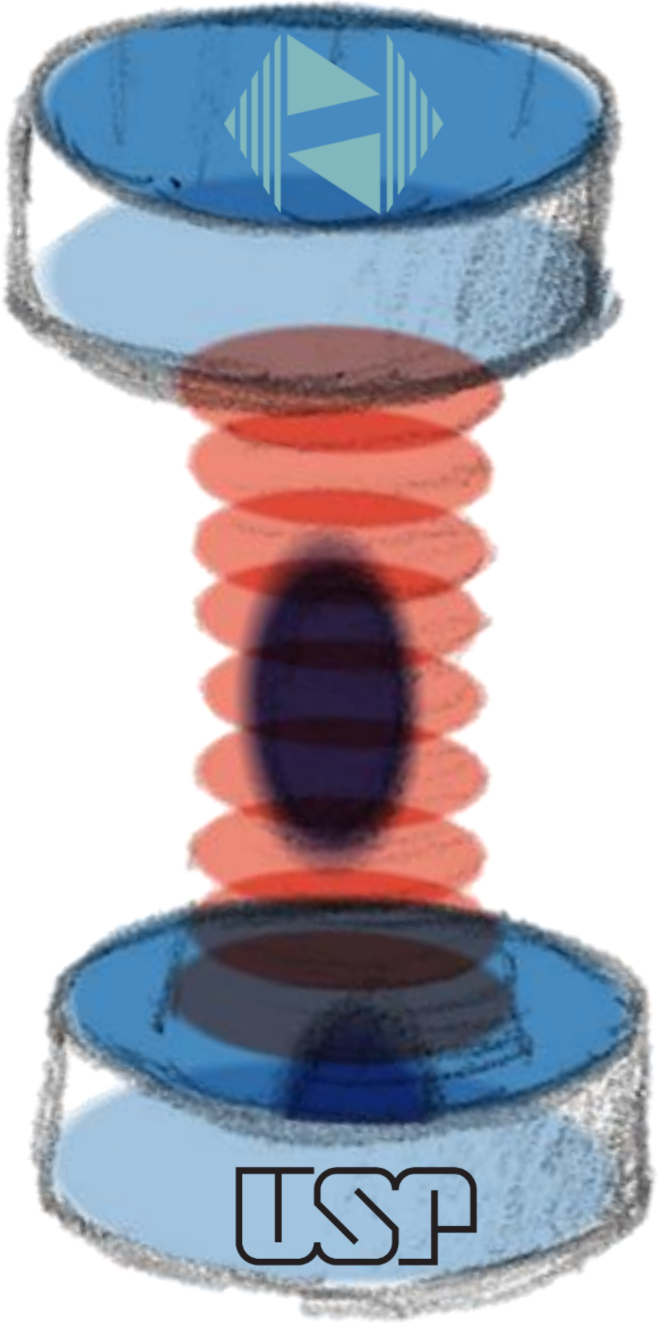


Imagem adaptada de https://www.quantumoptics.ethz.ch/cavity/research.php

O Modelo de Jaynes-Cummings.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

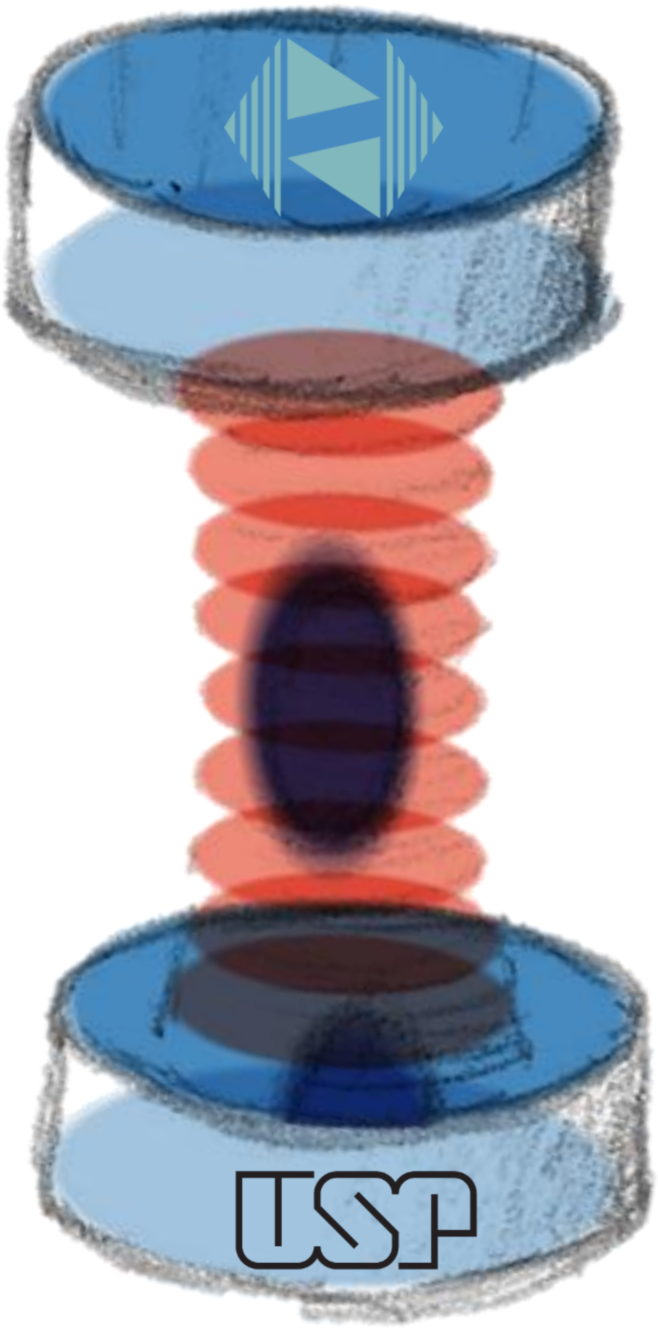
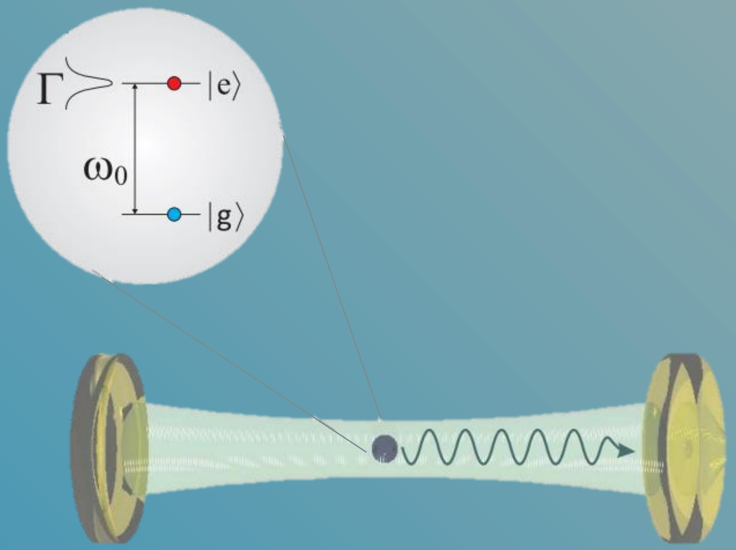


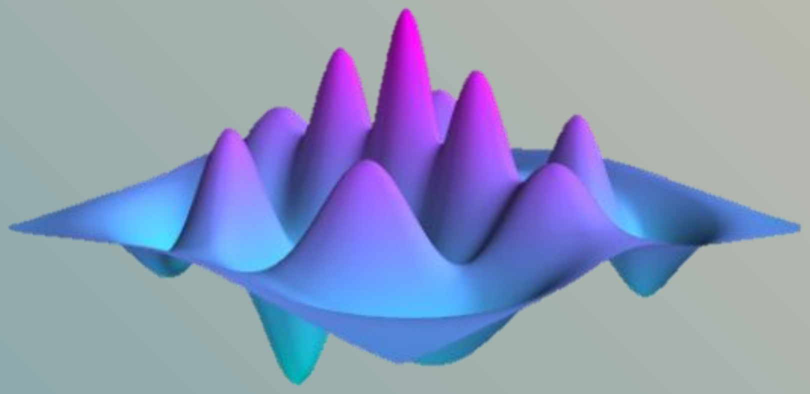
Imagem adaptada de https://www.quantumoptics.ethz.ch/cavity/research.php

Presentado por:
José Yitzhak Aarón Chacaliaza Ricaldi
Nro. USP: 12617445
jchacaliaza@usp.br

Seção Teórica

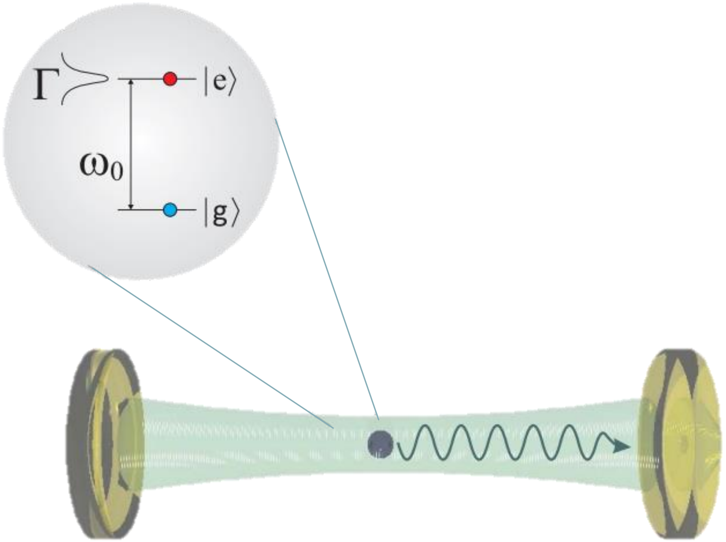


Seção Pratica



QuTip: Quantum Toolbox in Python

Tabela de Contenidos



Seção Teorica

Introdução

Comparison of Quantum and Semiclassical Radiation Theories with Application to the Beam Maser*

E. T. JAYNES† AND F. W. CUMMINGS‡

Summary—This paper has two purposes: 1) to clarify the relationship between the quantum theory of radiation, where the electromagnetic field-expansion coefficients satisfy commutation relations, and the semiclassical theory, where the electromagnetic field is considered as a definite function of time rather than as an operator; and 2) to apply some of the results in a study of amplitude and frequency stability in a molecular beam maser.

In 1), it is shown that the semiclassical theory, when extended to take into account both the effect of the field on the molecules and the effect of the molecules on the field, reproduces almost quantitatively the same laws of energy exchange and coherence properties as the quantized field theory, even in the limit of one or a few quanta in the field mode. In particular, the semiclassical theory is shown to lead to a prediction of spontaneous emission, with the same decay rate as given by quantum electrodynamics, described by the Einstein A coefficients.

In 2), the semiclassical theory is applied to the molecular beam maser. Equilibrium amplitude and frequency of oscillation are obtained for an arbitrary velocity distribution of focused molecules, generalizing the results obtained previously by Gordon, Zeiger, and Townes for a singel-velocity beam, and by Lamb and Helmer for a Maxwellian beam. A somewhat surprising result is obtained; which is that the measurable properties of the maser, such as starting current, effective molecular Q, etc., depend mostly on the slowest 5 to 10 per cent of the molecules.

Next we calculate the effect of amplitude and frequency of oscillation, of small systematic perturbations. We obtain a prediction

* Received September 28, 1962.
† Washington University, St. Louis, Mo.
‡ Aeronutronic, Division of Ford Motor Co., Newport Beach, Calif.

[1] Jaynes & Cummings, 1963. https://doi.org/10.1109 / Proc.1963.1664

Introdução

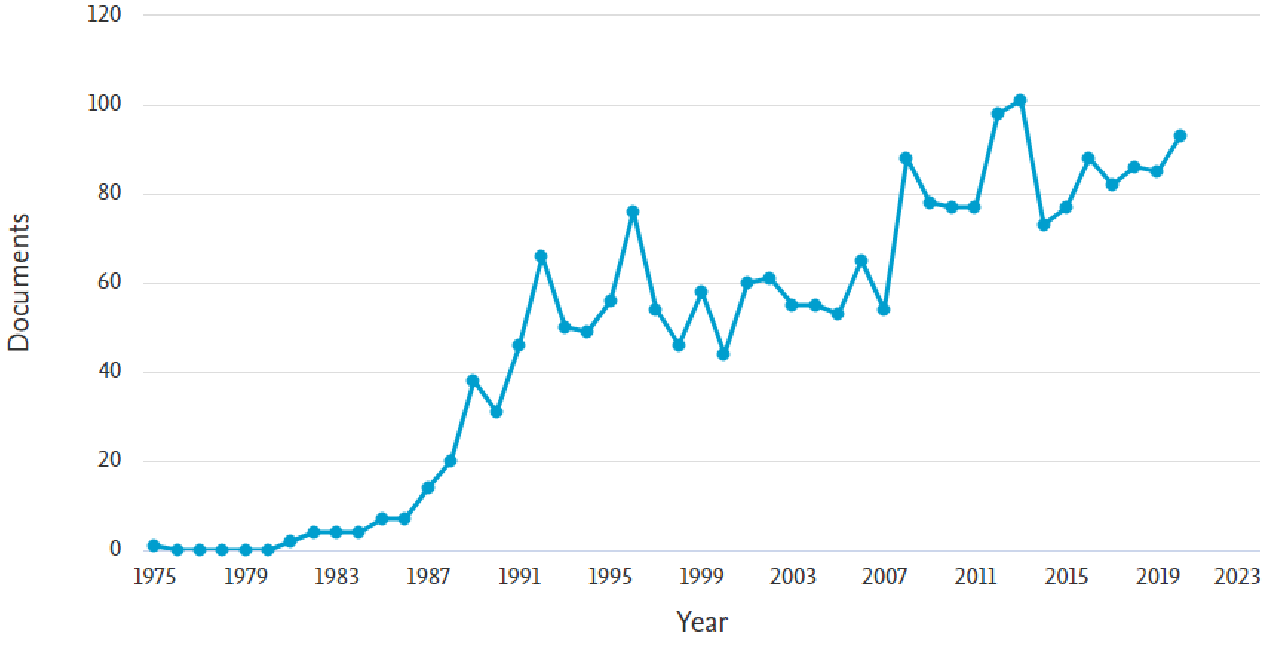
TITLE-ABS-KEY (jaynes AND cummings)

2.183 document results

Select year range to analyze: 1975 to 2020 Analyze

Year ↓	Documents ↑
2020	93
2019	85
2018	86
2017	82
2016	88
2015	77
2014	73
2013	101
2012	98
2011	77

Documents by year



Adaptado de Scopus.com

Introdução

IOP Publishing — Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics

J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **46** (2013) 220201 (2pp) doi:10.1088/0953-4075/46/22/220201

EDITORIAL

Fifty years of Jaynes–Cummings physics

Andrew D Greentree
Applied Physics, School of Applied Sciences, RMIT University, Victoria 3001, Australia

Jens Koch
Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, Evanston, IL 60208, USA

Jonas Larson
Department of Physics, Stockholm University, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden

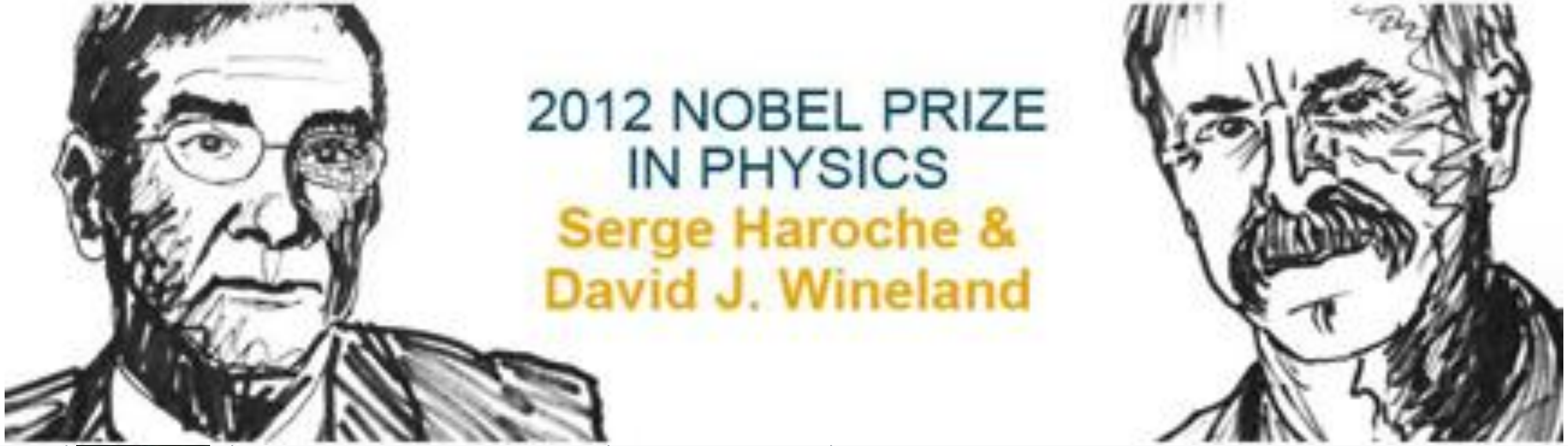
This special issue commemorates the 50th anniversary of the seminal paper published by E T Jaynes and F W Cummings [1], the fundamental model which they introduced and now carries their names, and celebrates the remarkable host of exciting research on Jaynes–Cummings physics throughout the last five decades.

The Jaynes–Cummings model has been taking the prominent stance as the 'hydrogen atom of quantum optics' [2]. Generally speaking, it provides a fundamental quantum description of the simplest form of coherent radiation–matter interaction. The Jaynes–Cummings model describes the interaction between a single electromagnetic mode confined to a cavity, and a two-level atom. Energy is exchanged between the field and the atom, which leads directly to coherent population oscillations (Rabi oscillations) and superposition states (dressed states). Being exactly solvable, the Jaynes–Cummings model serves as a most useful toy model, and as such it is a textbook example of the physicists' popular strategy of simplifying a complex problem to its most elementary constituents.

Thanks to the simplicity of the Jaynes–Cummings model, this caricature of coherent light–matter interactions has never lost its appeal. The Jaynes–Cummings model is essential when discussing experiments in quantum electrodynamics (indeed the experimental

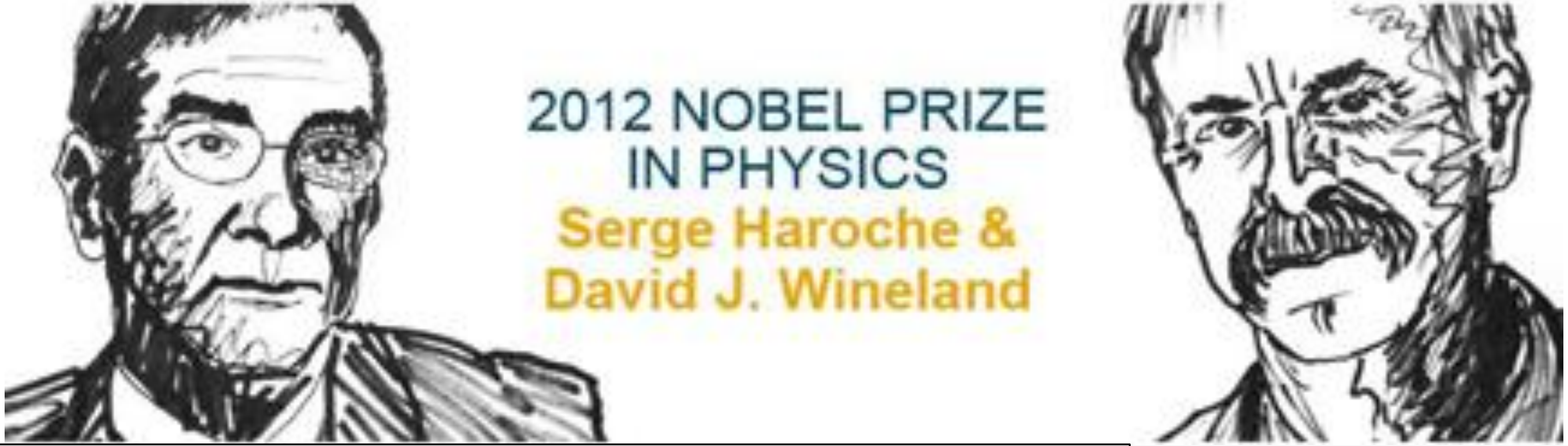
[1] Greentree, Koch & Larson, 2013. https://doi.org/10.1088/0953-4075/46/22/220201

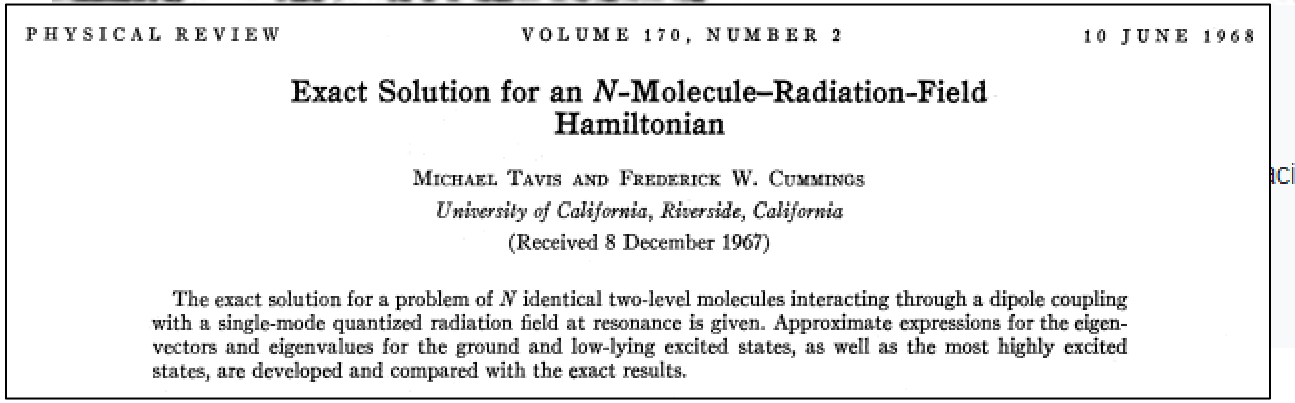
Introdução



2012		Serge Haroche	Francia	«por la medida y manipulación de sistemas cuánticos individuales».
		David Wineland	Estados Unidos	

Introdução





PHYSICAL REVIEW VOLUME 170, NUMBER 2 10 JUNE 1968

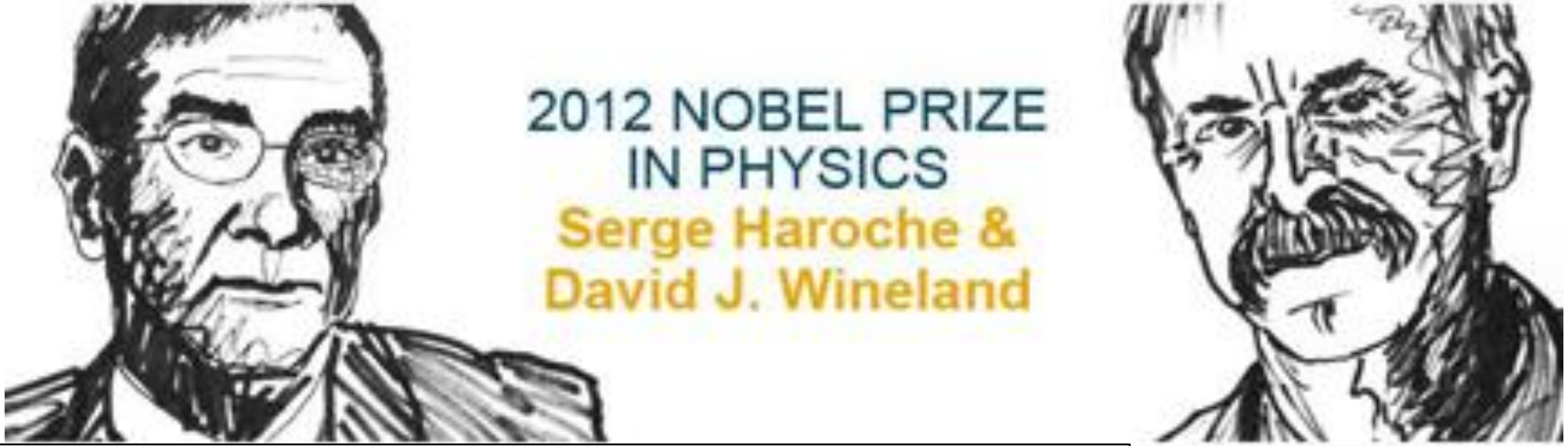
Exact Solution for an N-Molecule–Radiation-Field Hamiltonian

MICHAEL TAVIS AND FREDERICK W. CUMMINGS
University of California, Riverside, California
(Received 8 December 1967)

The exact solution for a problem of N identical two-level molecules interacting through a dipole coupling with a single-mode quantized radiation field at resonance is given. Approximate expressions for the eigenvectors and eigenvalues for the ground and low-lying excited states, as well as the most highly excited states, are developed and compared with the exact results.

ación de sistemas cuánticos individuales».

Introdução



PHYSICAL REVIEW VOLUME 170, NUMBER 2 10 JUNE 1968

Exact Solution for an N-Molecule–Radiation-Field Hamiltonian

The exa[...]
with a sing[...]
vectors an[...]
states, are [...]

[...]uánticos individuales».

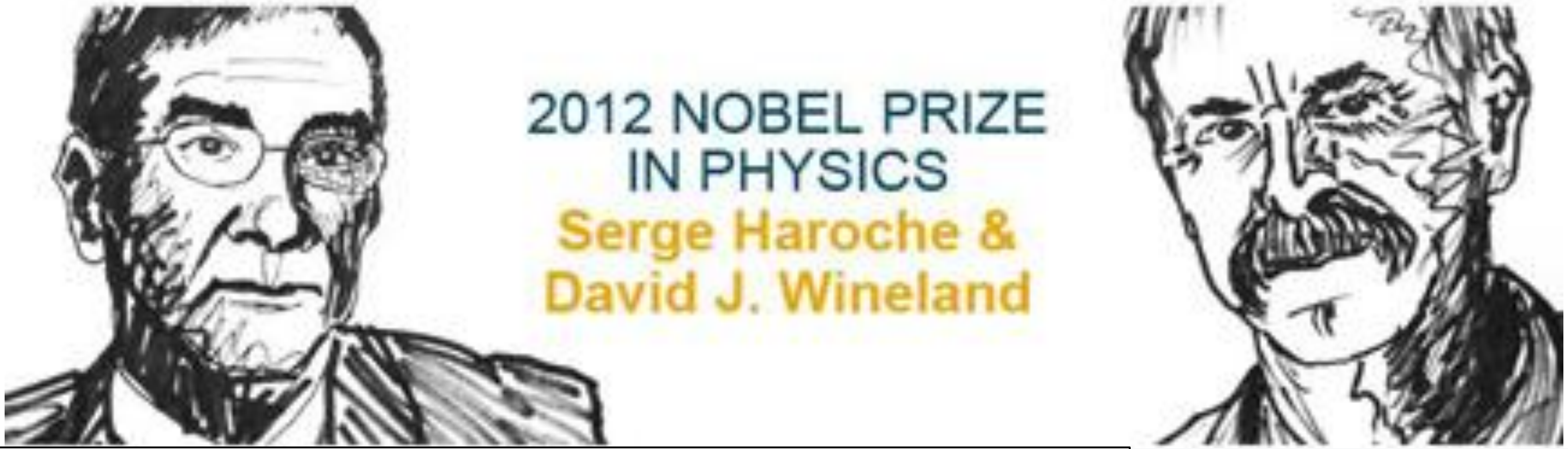
PHYSICAL REVIEW VOLUME 188, NUMBER 2 10 DECEMBER 1969

Approximate Solutions for an N-Molecule–Radiation-Field Hamiltonian

MICHAEL TAVIS* AND FREDERICK W. CUMMINGS
Department of Physics, University of California, Riverside, California 92507
(Received 26 May 1969)

Three approximation schemes are discussed and compared with the exact solutions for a Hamiltonian describing the interaction of a single-mode quantized radiation field and N two-level "molecules," each resonant with the mode frequency. In particular, the approximation of treating the molecules as uncorrelated is found to be accurate when the system energy is several times larger than the cooperation number of the molecular system.

Introdução



PHYSICAL REVIEW VOLUME 170, NUMBER 2 10 JUNE 1968

Exact Solution for an N-Molecule–Radiation-Field Hamiltonian

The exa[…]
with a sing[…]
vectors an[…]
states, are[…]

ánticos individuales».

PHYSICAL REVIEW VOLUME 188, NUMBER 2 10 DECEMBER 1969

Approximate Solutions for an N-Molecule–Radiation-Field Hamiltonian

Thre[…]
describ[…]
resonan[…]
related[…]
of the[…]

nature physics

Published: 26 November 2006

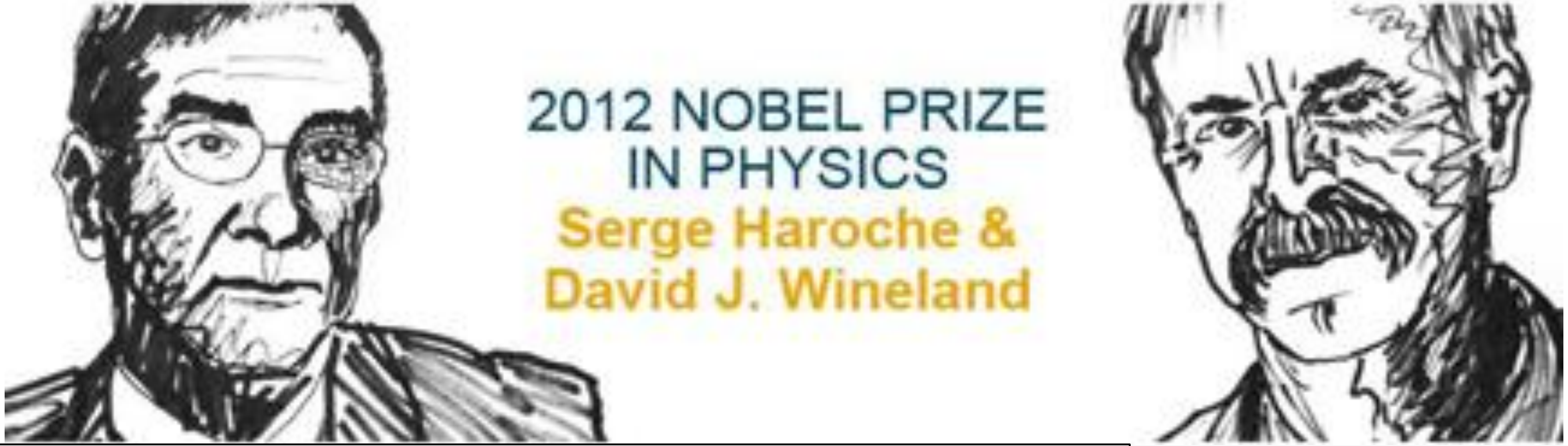
Strongly interacting polaritons in coupled arrays of cavities

Michael J. Hartmann, Fernando G. S. L. Brandão & Martin B. Plenio

Nature Physics **2**, 849–855 (2006) | Cite this article

5027 Accesses | **728** Citations | **12** Altmetric | Metrics

Introdução



PHYSICAL REVIEW VOLUME 170, NUMBER 2 10 JUNE 1968

Exact Solution for an *N*-Molecule–Radiation-Field Hamiltonian

The exa… with a sing… vectors an… states, are…

PHYSICAL REVIEW VOLUME 188, NUMBER 2 10 DECEMBER 1969

Approximate Solutions for an *N*-Molecule–Radiation-Field Hamiltonian

Thre… describ… resonan… related… of the…

…uánticos individuales».

nature physics

Published: 26 November 2006

Strongly interacting polaritons in coupled arrays of cavities

Michael J. Hartmann, Fe…

Nature Physics 2, 849–855…

nature physics

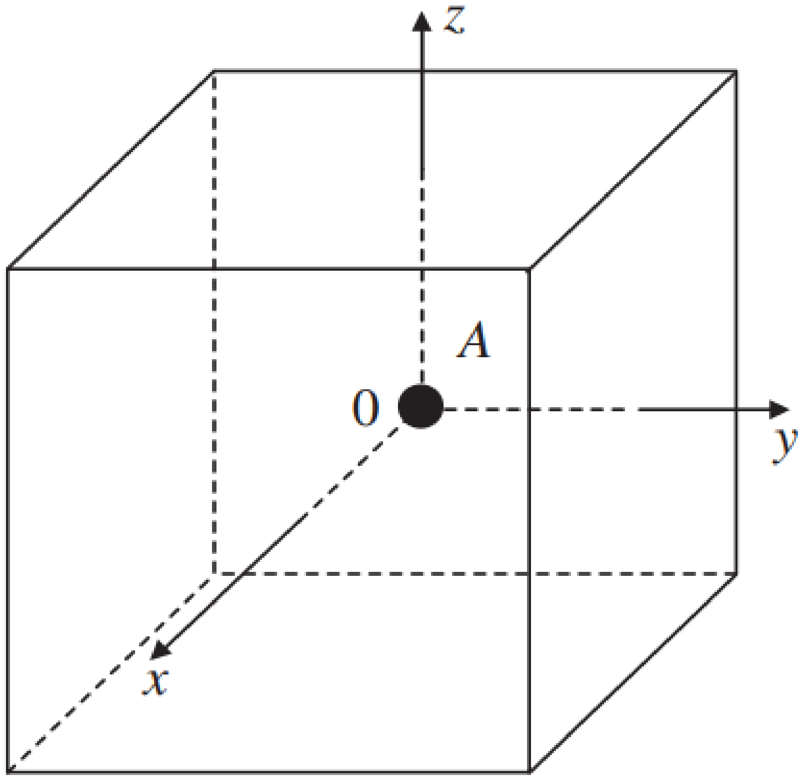
Published: 26 November 2006

Quantum phase transitions of light

Andrew D. Greentree, Charles Tahan, Jared H. Cole & Lloyd C. L. Hollenberg

Nature Physics 2, 856–861 (2006) | Cite this article

Cavity Quantum Electrodynamics – QED

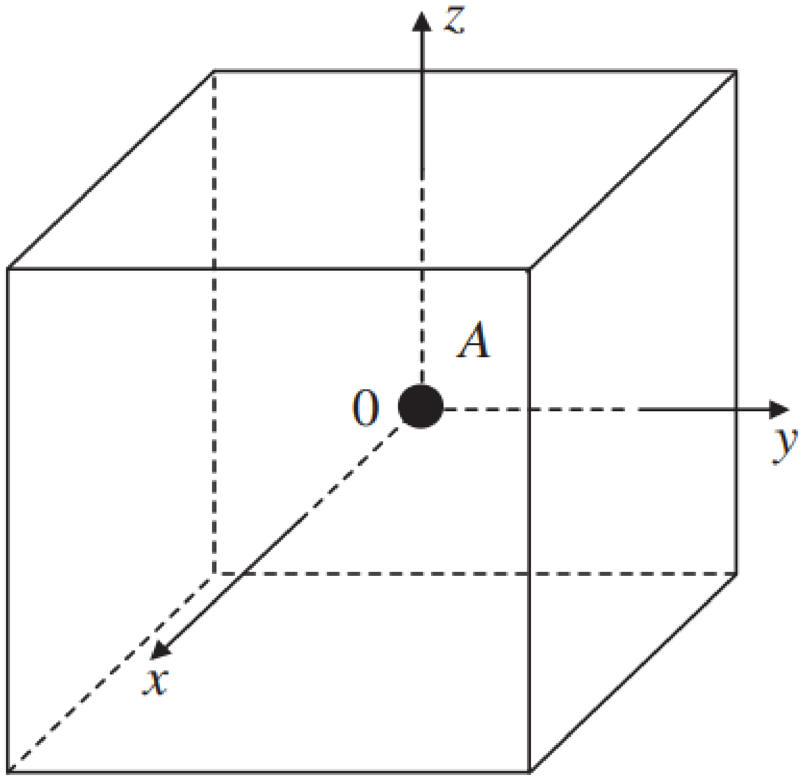


Sistema composto por um átomo em repouso de dois níveis no origem de coordenadas encerradas em uma cavidade rômbica de volume V com paredes perfeitamente refletoras.

Atomo confinado numa cavidade

Para a geometria rômbica da Figura, os modos correspondem a ondas estacionárias planas paralelas aos eixos cartesianos e as frequências permitidas são determinadas pelo requisito de que o campo deve desaparecer nas paredes limites.

Cavity Quantum Electrodynamics – QED



Sistema composto por um átomo em repouso de dois níveis no origem de coordenadas encerradas em uma cavidade rômbica de volume V com paredes perfeitamente refletoras.

Atomo confinado numa cavidade

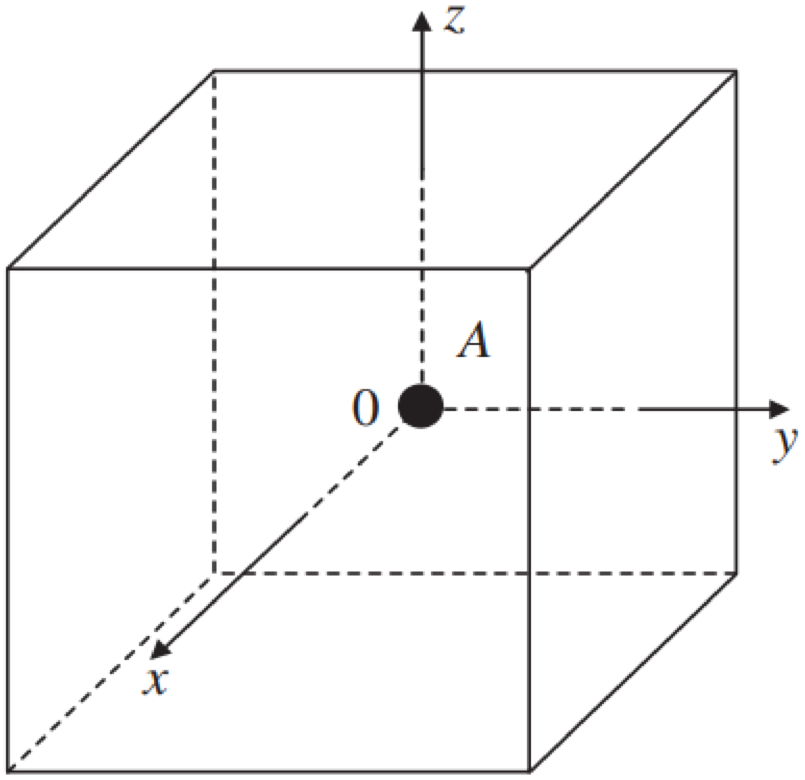
Para a geometria rômbica da Figura, os modos correspondem a ondas estacionárias planas paralelas aos eixos cartesianos e as frequências permitidas são determinadas pelo requisito de que o campo deve desaparecer nas paredes limites.

Um modo que é quase ressonante com a transição do estado fundamental

$$|f\rangle \longrightarrow |e\rangle$$

Frequência de Bohr: ω_0

Cavity Quantum Electrodynamics – QED



Sistema composto por um átomo em repouso de dois níveis no origem de coordenadas encerradas em uma cavidade rômbica de volume V com paredes perfeitamente refletoras.

Atomo confinado numa cavidade

Para a geometria rômbica da Figura, os modos correspondem a ondas estacionárias planas paralelas aos eixos cartesianos e as frequências permitidas são determinadas pelo requisito de que o campo deve desaparecer nas paredes limites.

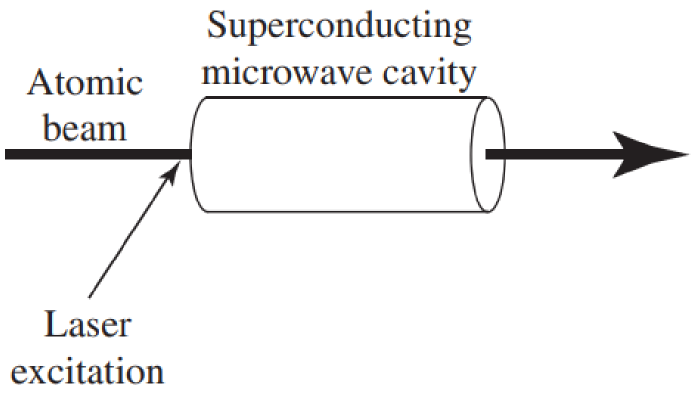
Um modo que é quase ressonante com a transição do estado fundamental

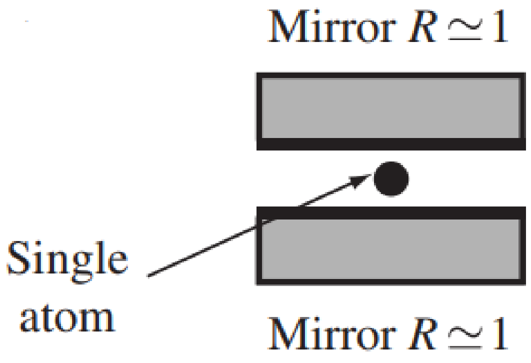
$$|g\rangle \longrightarrow |e\rangle$$

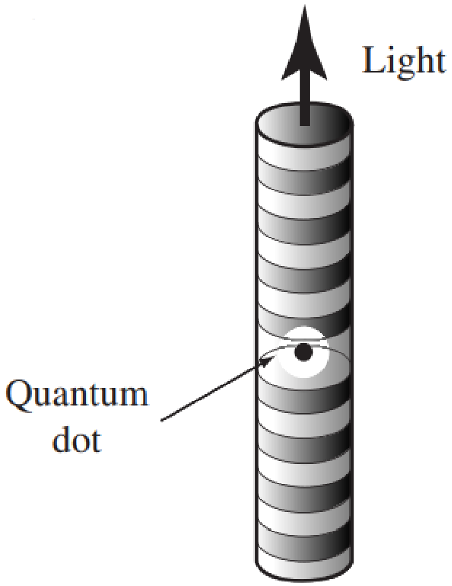
Frequência de Bohr: ω_0

Portanto, para determinar a evolução do sistema, precisamos apenas considerar o subsistema composto pelo átomo de dois níveis com os estados $|g\rangle$ e $|e\rangle$ acoplados a um único modo do campo de radiação.

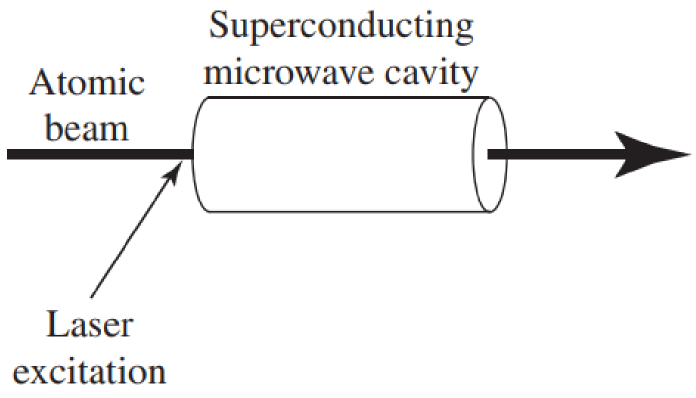
Cavity Quantum Electrodynamics – QED

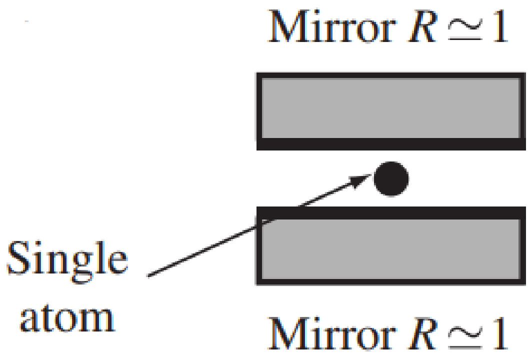


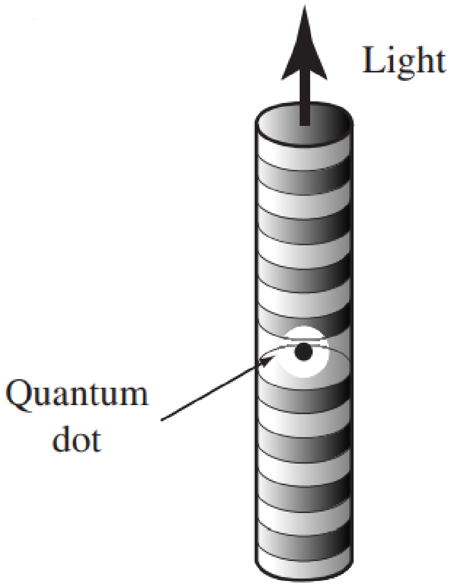




Cavity Quantum Electrodynamics – QED







Cavidade Supercondutora

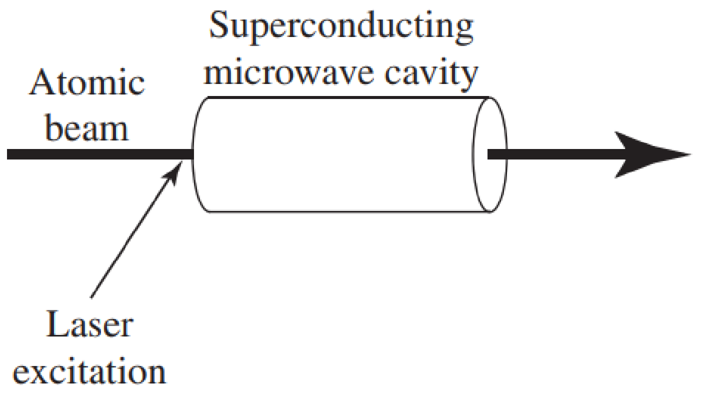
Cavidade de Fabry-Perot

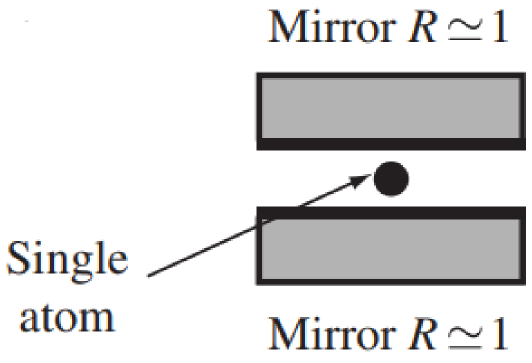
Cavidade de Espelios de Bragg

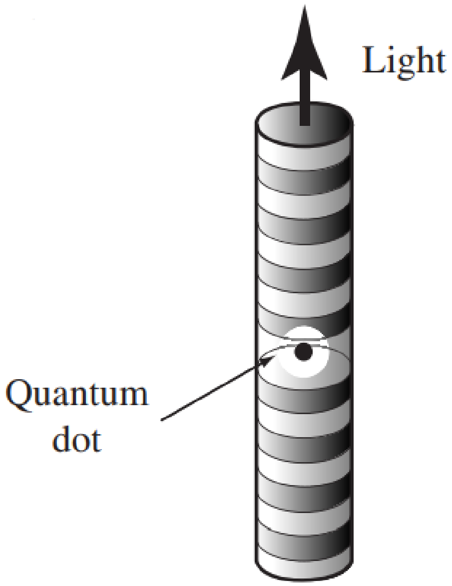
Uma cavidade com dimensões da ordem de 1 cm formada de metal supercondutor pode ser usada. Seus modos próprios têm frequências não inferiores a algumas dezenas de GHz.

Pequenos orifícios nas paredes da cavidade permitem a passagem de um feixe de átomos preparados em um estado altamente excitado (*Rydberg*).

Cavity Quantum Electrodynamics – QED







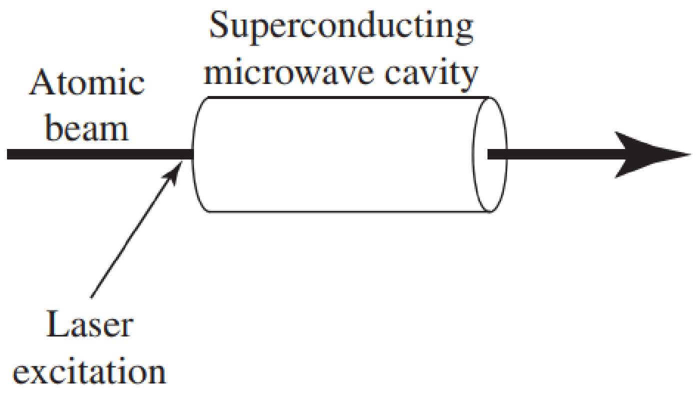
Cavidade Supercondutora	Cavidade de Fabry-Perot	Cavidade de Espelios de Bragg

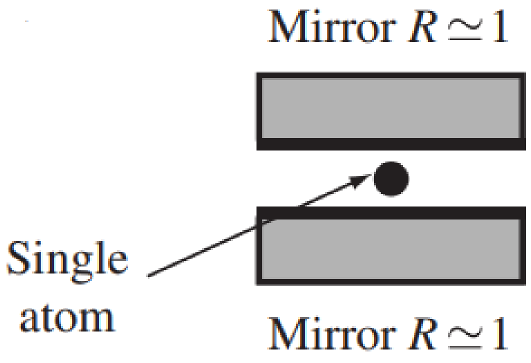
Uma cavidade com dimensões da ordem de 1 cm formada de metal supercondutor pode ser usada. Seus modos próprios têm frequências não inferiores a algumas dezenas de GHz.

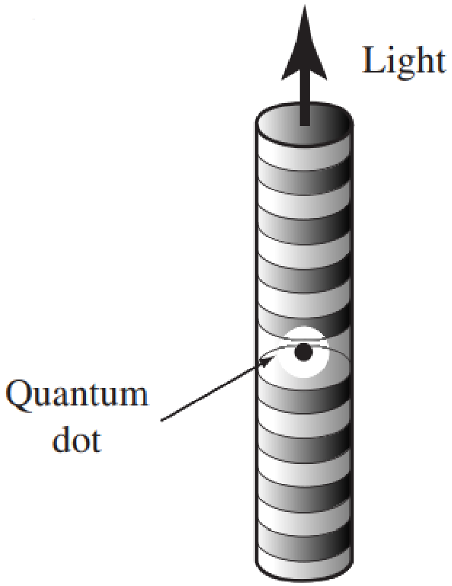
Pequenos orifícios nas paredes da cavidade permitem a passagem de um feixe de átomos preparados em um estado altamente excitado (*Rydberg*).

Assim, um modo de cavidade é quase ressonante com uma transição entre níveis com número quântico principal n e $n + 1$ com n na ordem de 50, correspondendo a uma frequência de Bohr de cerca de 50 GHz.

Cavity Quantum Electrodynamics – QED







Cavidade Supercondutora

Uma cavidade com dimensões da ordem de 1 cm formada de metal supercondutor pode ser usada. Seus modos próprios têm frequências não inferiores a algumas dezenas de GHz.

Pequenos orifícios nas paredes da cavidade permitem a passagem de um feixe de átomos preparados em um estado altamente excitado (*Rydberg*).

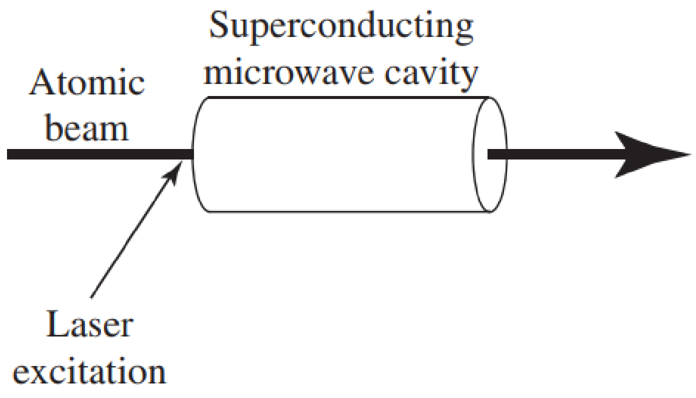
Assim, um modo de cavidade é quase ressonante com uma transição entre níveis com número quântico principal n e $n + 1$ com n na ordem de 50, correspondendo a uma frequência de Bohr de cerca de 50 GHz.

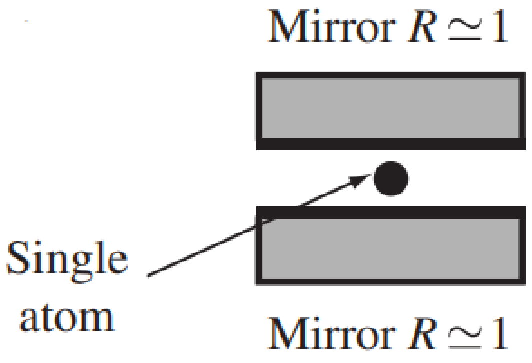
Cavidade de Fabry-Perot

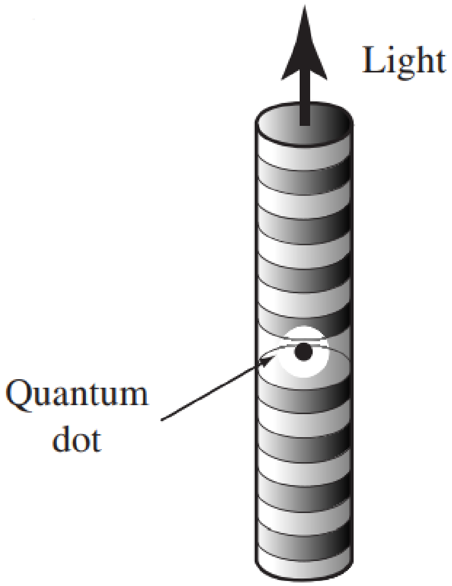
Uma cavidade Fabry-Perot de menos de 1 mm composta de dois espelhos altamente reflexivos em comprimentos de onda ópticos pode ser usada.

Cavidade de Espelios de Bragg

Cavity Quantum Electrodynamics – QED







Introdução

Cavidade Supercondutora

Uma cavidade com dimensões da ordem de 1 cm formada de metal supercondutor pode ser usada. Seus modos próprios têm frequências não inferiores a algumas dezenas de GHz.

Pequenos orifícios nas paredes da cavidade permitem a passagem de um feixe de átomos preparados em um estado altamente excitado (*Rydberg*).

Assim, um modo de cavidade é quase ressonante com uma transição entre níveis com número quântico principal n e $n + 1$ com n na ordem de 50, correspondendo a uma frequência de Bohr de cerca de 50 GHz.

Cavidade de Fabry-Perot

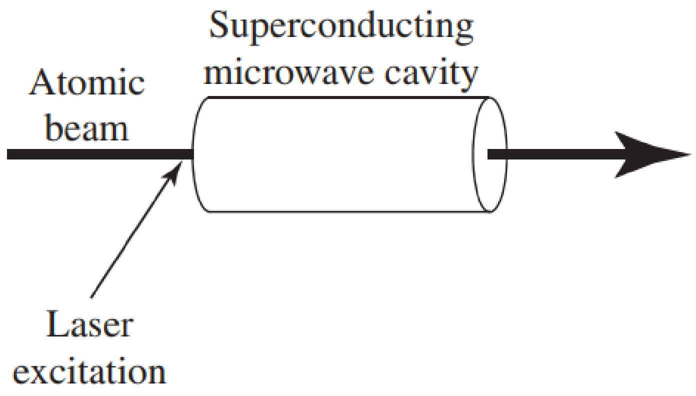
Uma cavidade Fabry-Perot de menos de 1 mm composta de dois espelhos altamente reflexivos em comprimentos de onda ópticos pode ser usada.

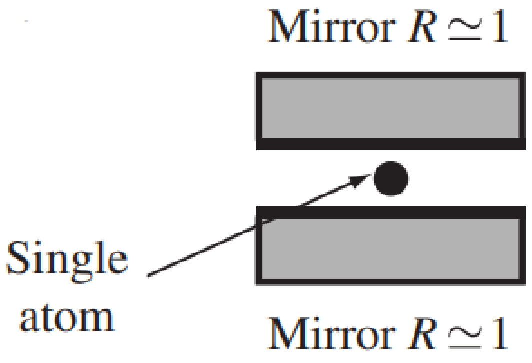
Um único átomo de uma amostra ultrafria pode ser colocado quase no repouso numa cavidade.

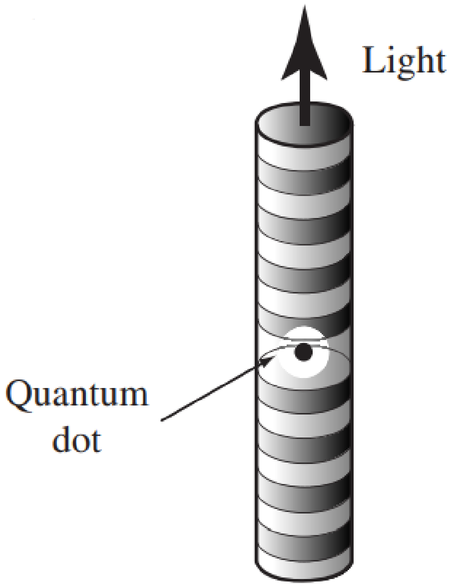
A cavidade é configurada para ter um modo de ressonância com uma transição atômica na faixa ótica.

Cavidade de Espelios de Bragg

Cavity Quantum Electrodynamics – QED







Cavidade Supercondutora

Uma cavidade com dimensões da ordem de 1 cm formada de metal supercondutor pode ser usada. Seus modos próprios têm frequências não inferiores a algumas dezenas de GHz.

Pequenos orifícios nas paredes da cavidade permitem a passagem de um feixe de átomos preparados em um estado altamente excitado (*Rydberg*).

Assim, um modo de cavidade é quase ressonante com uma transição entre níveis com número quântico principal n e $n + 1$ com n na ordem de 50, correspondendo a uma frequência de Bohr de cerca de 50 GHz.

Cavidade de Fabry-Perot

Uma cavidade Fabry-Perot de menos de 1 mm composta de dois espelhos altamente reflexivos em comprimentos de onda ópticos pode ser usada.

Um único átomo de uma amostra ultrafria pode ser colocado quase no repouso numa cavidade.

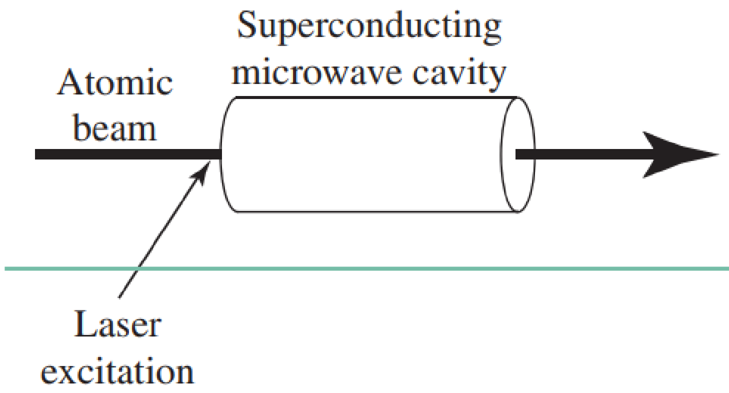
A cavidade é configurada para ter um modo de ressonância com uma transição atômica na faixa ótica.

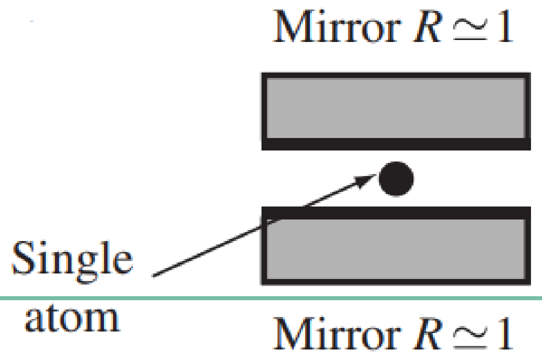
Cavidade de Espelios de Bragg

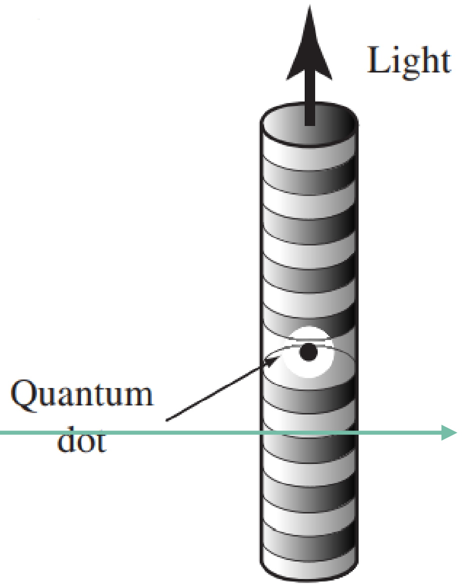
Esta opção, possibilitada por desenvolvimentos recentes em nanotecnologia, é usar técnicas epitaxiais para fazer uma microcavidade com espelhos de Bragg de alguns mícrons de comprimento

Introdução

Cavity Quantum Electrodynamics – QED







Cavidade Supercondutora

Uma cavidade com dimensões da ordem de 1 cm formada de metal supercondutor pode ser usada. Seus modos próprios têm frequências não inferiores a algumas dezenas de GHz.

Pequenos orifícios nas paredes da cavidade permitem a passagem de um feixe de átomos preparados em um estado altamente excitado (*Rydberg*).

Assim, um modo de cavidade é quase ressonante com uma transição entre níveis com número quântico principal n e $n + 1$ com n na ordem de 50, correspondendo a uma frequência de Bohr de cerca de 50 GHz.

Cavidade de Fabry-Perot

Uma cavidade Fabry-Perot de menos de 1 mm composta de dois espelhos altamente reflexivos em comprimentos de onda ópticos pode ser usada.

Um único átomo de uma amostra ultrafria pode ser colocado quase no repouso numa cavidade.

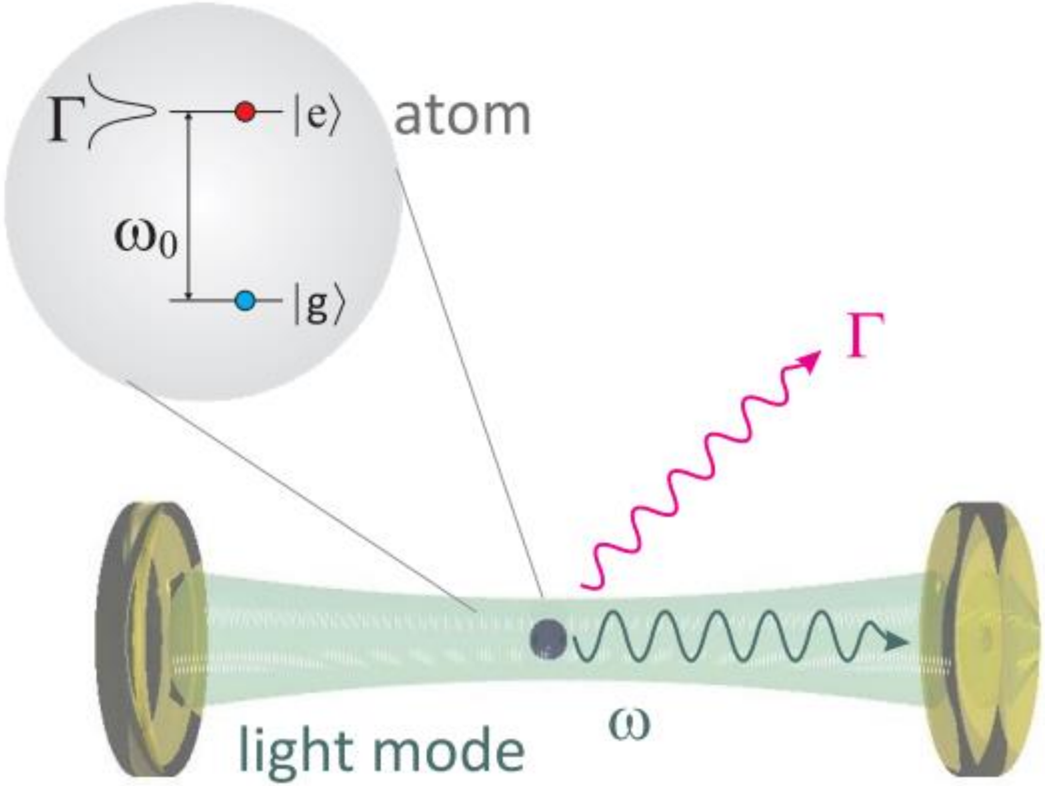
A cavidade é configurada para ter um modo de ressonância com uma transição atômica na faixa ótica.

Cavidade de Espelios de Bragg

Esta opção, possibilitada por desenvolvimentos recentes em nanotecnologia, é usar técnicas epitaxiais para fazer uma microcavidade com espelhos de Bragg de alguns mícrons de comprimento

Mediante técnicas epitaxiais, se pode fazer uma microcavidade com espelhos de Bragg de alguns mícrons de comprimento, contendo poços quânticos ou pontos quânticos, que fornecem uma boa aproximação para sistemas de dois níveis

O modelo de Jaynes – Cummings



O modelo Jaynes-Cummings descreve a dinâmica de um único átomo revestido de dois níveis em um único modo de laser monocromático na ausência de processos de emissão espontânea.

O Hamiltoniano de Jaynes – Cummings

$$\hat{H}_T = \hat{H}_{camp} + \hat{H}_{atomo} + \hat{H}_{int}$$

hamiltoniano de campo livre

hamiltoniano de excitação atômica

hamiltoniano de interação Jaynes-Cummings

O Hamiltoniano do campo

$$\hat{H}_{campo} = \hbar\omega_c(\hat{a}^\dagger\hat{a})$$

$\hbar$ é a constante de Planck reduzida

$\hat{a}^\dagger$ é o operador de criação

$\hat{a}$ é o operador de aniquilação

Fundamentos Teoricos

O Hamiltoniano do campo

$$\hat{H}_{campo} = \hbar\omega_c(\hat{a}^\dagger\hat{a})$$

$\hbar$ é a constante de Planck reduzida
$\hat{a}^\dagger$ é o operador de criação
$\hat{a}$ é o operador de aniquilação

O Hamiltoniano de excitação atômica

$$\hat{H}_{atomo} = \hbar\omega_a\hat{\sigma}^+\hat{\sigma}^-$$

$\hat{\sigma}^+ = |e\rangle\langle f|$ é o operador atômico de transição do estado fundamental $\langle f|$ ao estado excitado $|e\rangle$
$\hat{\sigma}^- = |f\rangle\langle e|$ é o operador atômico de transição do estado excitado $\langle f|$ ao estado fundamental
ω_a é a frequencia de ressonancia atomica

O Hamiltoniano do campo

$$\hat{H}_{campo} = \hbar\omega_c(\hat{a}^\dagger\hat{a})$$

$\hbar$ é a constante de Planck reduzida
$\hat{a}^\dagger$ é o operador de criação
$\hat{a}$ é o operador de aniquilação

O Hamiltoniano de excitação atômica

$$\hat{H}_{atomo} = \hbar\omega_a\hat{\sigma}^+\hat{\sigma}^-$$

$$\hat{\sigma}_z = [\hat{\sigma}^+, \hat{\sigma}^-] = |e\rangle\langle e| - |f\rangle\langle f|$$

$\hat{\sigma}^+ = |e\rangle\langle f|$ é o operador atômico de transição do estado fundamental $\langle f|$ ao estado excitado $|e\rangle$
$\hat{\sigma}^- = |f\rangle\langle e|$ é o operador atômico de transição do estado excitado $\langle f|$ ao estado fundamental
ω_a é a frequencia de ressonancia atomica

Fundamentos Teoricos

O Hamiltoniano do campo

$$\hat{H}_{campo} = \hbar\omega_c(\hat{a}^\dagger\hat{a})$$

$\hbar$ é a constante de Planck reduzida
$\hat{a}^\dagger$ é o operador de criação
$\hat{a}$ é o operador de aniquilação

O Hamiltoniano de excitação atômica

$$\hat{H}_{atomo} = \hbar\omega_a\hat{\sigma}^+\hat{\sigma}^-$$

$$\hat{\sigma}_z = [\hat{\sigma}^+, \hat{\sigma}^-] = |e\rangle\langle e| - |f\rangle\langle f|$$

$$\hat{H}_{atomo} = \hbar\omega_a\frac{\hat{\sigma}_z}{2}$$

$\hat{\sigma}^+ = |e\rangle\langle f|$ é o operador atômico de transição do estado fundamental $\langle f|$ ao estado excitado $|e\rangle$

$\hat{\sigma}^- = |f\rangle\langle e|$ é o operador atômico de transição do estado excitado $\langle f|$ ao estado fundamental

ω_a é a frequencia de ressonancia atomica

Fundamentos Teoricos

O Hamiltoniano do campo

$$\hat{H}_{campo} = \hbar\omega_c(\hat{a}^\dagger \hat{a})$$

$\hbar$ é a constante de Planck reduzida
$\hat{a}^\dagger$ é o operador de criação
$\hat{a}$ é o operador de aniquilação

O Hamiltoniano de excitação atômica

$$\hat{H}_{atomo} = \hbar\omega_a \hat{\sigma}^+ \hat{\sigma}^-$$

$$\hat{\sigma}_z = [\hat{\sigma}^+, \hat{\sigma}^-] = |e\rangle\langle e| - |f\rangle\langle f|$$

$$\hat{H}_{atomo} = \hbar\omega_a \frac{\hat{\sigma}_z}{2}$$

$\hat{\sigma}^+ = |e\rangle\langle f|$ é o operador atômico de transição do estado fundamental $\langle f|$ ao estado excitado $|e\rangle$
$\hat{\sigma}^- = |f\rangle\langle e|$ é o operador atômico de transição do estado excitado $\langle f|$ ao estado fundamental
ω_a é a frequencia de ressonancia atomica

O Hamiltoniano de interação

$$\hat{H}_{int} = \frac{\hbar\Omega}{2}\hat{E}\hat{S}$$

$\hat{E} = \hat{a} + \hat{a}^\dagger$ e o operador do campo
$\hat{S} = \hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-$ e o operador de polarização

O Hamiltoniano de interação: Aproximação de Onda Giratória no modelo

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(\mathrm{t})$$

Fundamentos Teoricos

O Hamiltoniano de interação: Aproximação de Onda Giratória no modelo

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E(t)}$$

Esta quantificação nos obriga a levar em consideração um modelo puramente quântico

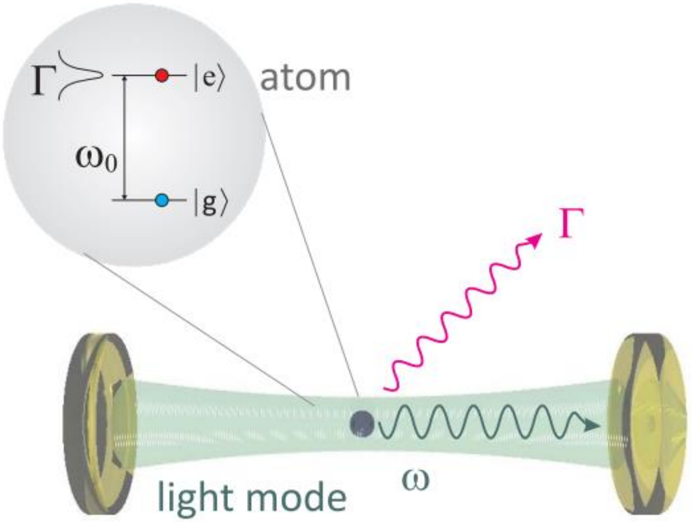
$$\mathbf{E(t)} = E_0 \cos \omega t \longleftrightarrow \hat{\mathbf{E}}$$

O Hamiltoniano de interação: Aproximação de Onda Giratória no modelo

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E(t)}$$

Esta quantificação nos obriga a levar em consideração um modelo puramente quântico

$$\mathbf{E(t)} = E_0 \cos \omega t \longleftrightarrow \hat{\mathbf{E}}$$



Considere que o campo não está mais se propagando livremente, mas em uma cavidade óptica.

Fundamentos Teoricos

Expresse o operador para o momento dipolar do átomo em termos de seus elementos de matriz: $\langle x| \hat{\mathbf{d}} |y\rangle$ onde x e y podem assumir os valores de $|f\rangle$ e $|e\rangle$, definemos $\hat{\mathbf{d}}_{ef} = \langle e| \hat{\mathbf{d}} |f\rangle$, então é possivel escrever o operador dipolo da seguinte forma:

$$\hat{\mathbf{d}} = \hat{\mathbf{d}}_{ef} |e\rangle \langle f| + \hat{\mathbf{d}}^{*}_{ef} |f\rangle \langle e|$$

O átomo não tem um momento de dipolo quando está em seu próprio estado de energia, então $\langle e| \hat{\mathbf{d}} |e\rangle = \langle f| \hat{\mathbf{d}} |f\rangle = 0$

Fundamentos Teoricos

Expresse o operador para o momento dipolar do átomo em termos de seus elementos de matriz: $\langle x|\,\hat{\mathbf{d}}\,|y\rangle$ onde x e y podem assumir os valores de $|f\rangle$ e $|e\rangle$, definemos $\hat{\mathbf{d}}_{ef} = \langle e|\,\hat{\mathbf{d}}\,|f\rangle$, então é possivel escrever o operador dipolo da seguinte forma:

$$\hat{\mathbf{d}} = \hat{\mathbf{d}}_{ef}\,|e\rangle\langle f| + \hat{\mathbf{d}}^*_{ef}\,|f\rangle\langle e|$$

O átomo não tem um momento de dipolo quando está em seu próprio estado de energia, então $\langle e|\,\hat{\mathbf{d}}\,|e\rangle = \langle f|\,\hat{\mathbf{d}}\,|f\rangle = 0$

$$\hat{H}_{int} = \hbar g(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}^- + \hat{\sigma}^+\hat{a})$$

Onde a constante $g > 0, \in R$ representa a intensidade do acoplamento.

Diagonalização do Hamiltoniano

$$|i,n\rangle = |f\rangle \otimes |n\rangle \; ou \; |e\rangle \otimes |n\rangle \;\; com \; i = f, e; n = 0, 1, ...$$

Diagonalização do Hamiltoniano

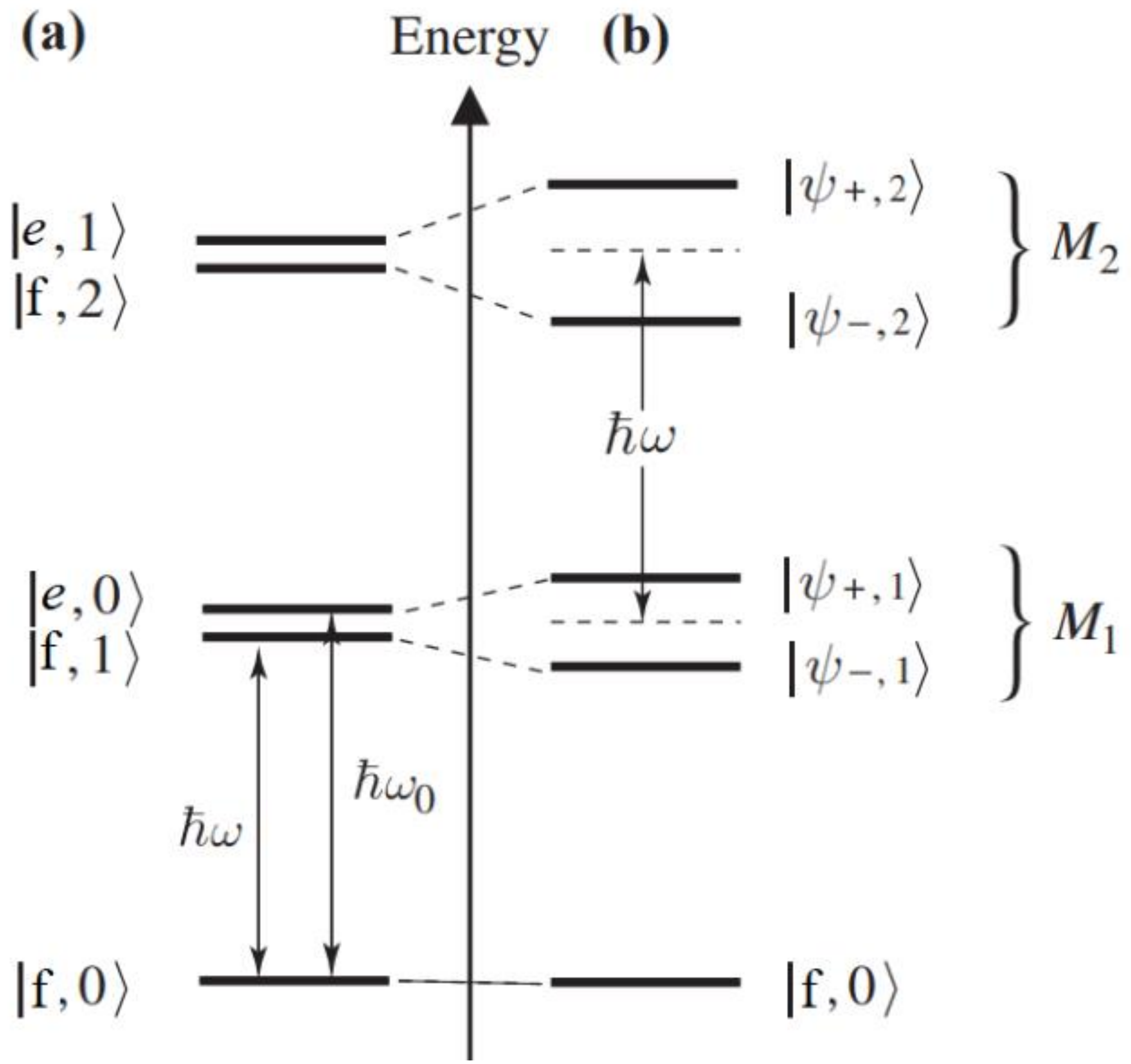
$$|i,n\rangle = |f\rangle \otimes |n\rangle \, ou \, |e\rangle \otimes |n\rangle \;\; com \; i = f,e; n = 0,1,...$$

$$(\hat{H}_{atom} + \hat{H}_{camp}) = |f,n\rangle = \hbar n\omega \, |f,n\rangle$$

$$(\hat{H}_{atom} + \hat{H}_{camp}) = |e,n\rangle = \hbar(n\omega_0 + n\omega) \, |e,n\rangle$$

$$|i,n\rangle; \quad i = f, e$$
$$n = 0,1,2,...$$

Fundamentos Teoricos



Níveis de energia (a) na ausência e (b) na presença do acoplamento átomo-campo.

$$\hat{H}_{int} = \hbar g(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}^- + \hat{\sigma}^+\hat{a})$$

$$\boxed{\hat{H}_{int} = \hbar\Omega_1^{(1)}(|f\rangle\langle e| + |e\rangle\langle f|)(\hat{a}^\dagger + \hat{a})}$$

Onde $\Omega_1^{(1)}$ é a *single photon Rabi frequency*:

$$\Omega_1^{(1)} = -\frac{2q}{m}\frac{1}{\sqrt{2\hbar\epsilon_0\omega V}}\langle f|\,\hat{\mathbf{p}}\cdot\epsilon\,|e\rangle$$

Fundamentos Teoricos

$$\hat{H}_{int} = \hbar g(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}^- + \hat{\sigma}^+ \hat{a})$$

$$\boxed{\hat{H}_{int} = \hbar\Omega_1^{(1)}(|f\rangle\langle e| + |e\rangle\langle f|)(\hat{a}^\dagger + \hat{a})}$$

Onde $\Omega_1^{(1)}$ é a *single photon Rabi frequency*:

$$\Omega_1^{(1)} = -\frac{2q}{m}\frac{1}{\sqrt{2\hbar\epsilon_0\omega V}}\langle f|\,\hat{\mathbf{p}}\cdot\epsilon\,|e\rangle$$

$$\boxed{\langle f,n|\,\hat{H}_{int}\,|e,n'\rangle = \frac{\hbar\Omega_1^{(1)}}{2}[\langle f|f\rangle\langle e|e\rangle + \langle f|e\rangle\langle e|f\rangle]\,\langle n|\,(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)\,|n'\rangle}$$

$$\boxed{n' = n \pm 1}$$

$$\langle f,n|\,\hat{H}_{int}\,|e,n-1\rangle = \frac{\sqrt{n}}{2}\hbar\Omega_1^{(1)}$$

$|f,n\rangle$ $\quad$ $|e,n-1\rangle$ $\longrightarrow$

$$\langle f,n|\,\hat{H}_{int}\,|e,n+1\rangle = \frac{\sqrt{n+1}}{2}\hbar\Omega_1^{(1)}$$

$$\hat{H}_{int} = \frac{\hbar\Omega_1^{(1)}}{2}\left(|f\rangle\langle e|\,\hat{a}^\dagger + |e\rangle\langle f|\,\hat{a}\right)$$

Neste subespaço, o hamiltoniano total assume a forma:

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} n\omega & \frac{\Omega_1^{(1)}\sqrt{n}}{2} \\ \frac{\Omega_1^{(1)}\sqrt{n}}{2} & n\omega - \delta \end{bmatrix}$$

$$\hat{H}_{int} = \frac{\hbar\Omega_1^{(1)}}{2}\left(|f\rangle\langle e|\,\hat{a}^\dagger + |e\rangle\langle f|\,\hat{a}\right)$$

Neste subespaço, o hamiltoniano total assume a forma:

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} n\omega & \frac{\Omega_1^{(1)}\sqrt{n}}{2} \\ \frac{\Omega_1^{(1)}\sqrt{n}}{2} & n\omega - \delta \end{bmatrix}$$

Os autovalores e autovetores resultantes da diagonalização de tal matriz 2×2 são:

$$E_{\pm,n} = \hbar\left(n\omega - \frac{\delta}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{n[\Omega_1^{(1)}]^2 + \delta^2}\right)$$

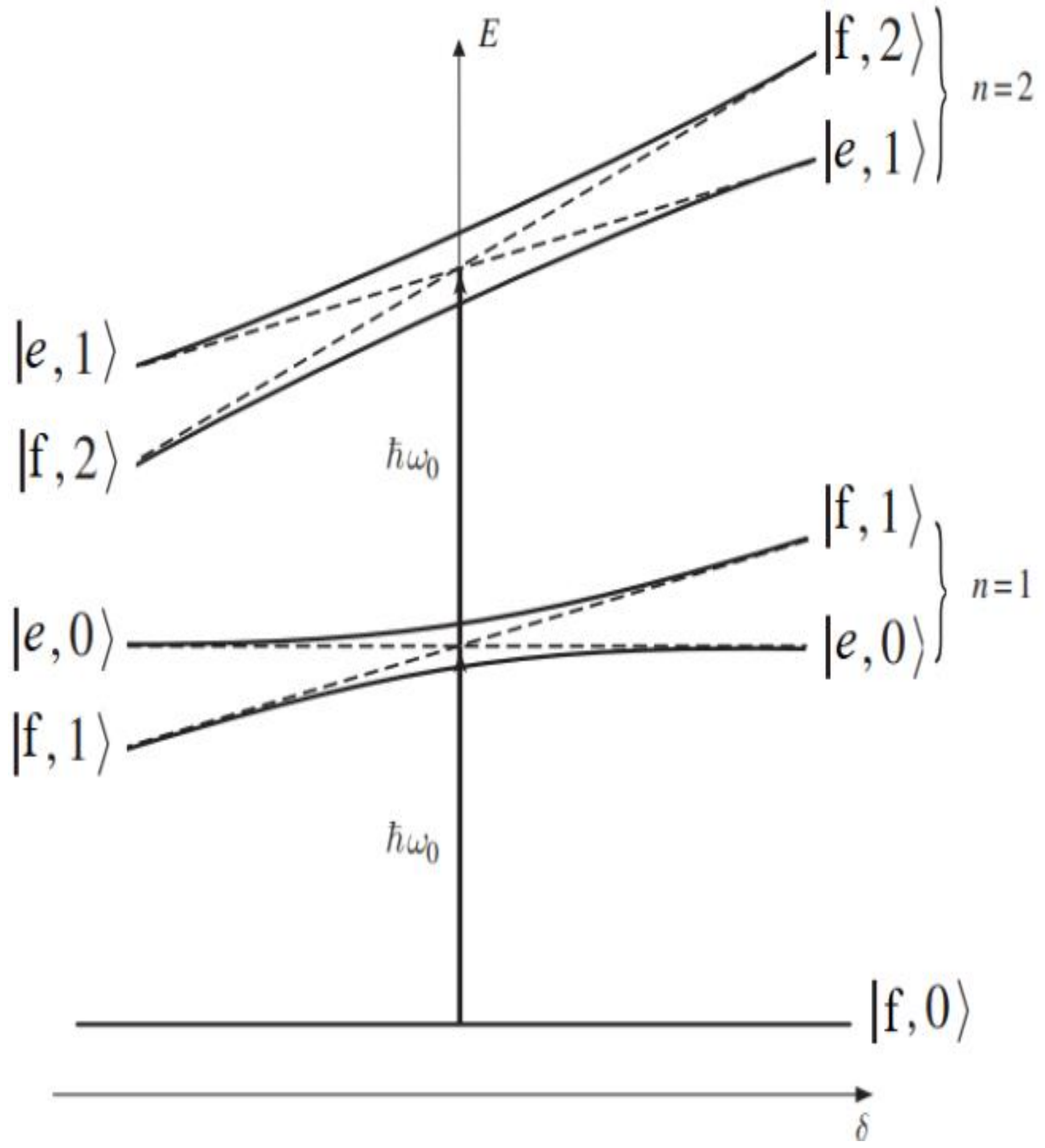
Os correspondentes autovetores são $\psi_{\pm,n}$:

$$|\psi_{+,n}\rangle = \cos\theta\,|f, n\rangle + \sin\theta_n\,|e, n-1\rangle$$

$$|\psi_{-,n}\rangle = -\sin\theta\,|f, n\rangle + \cos\theta_n\,|e, n-1\rangle$$

E com:

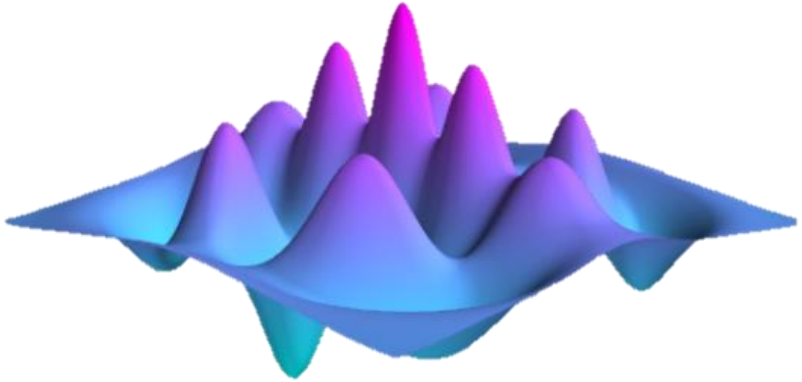
$$\tan 2\theta_n = \frac{\Omega_1^{(1)}\sqrt{n}}{\delta}$$



Mostra a forma dos níveis de energia do sistema de cavidade de átomo acoplado como uma função da dessintonização δ. Em cada dupleto, há um cruzamento evitado em torno de $\delta = 0$. Na ressonância ($\delta = 0$) a separação de energia dos dois níveis é $\sqrt{n}\hbar\Omega_1^{(1)}$, e o parâmetro θ_n tem o valor $\pi/4$, então os estados próprios $|\psi_{\pm,n}\rangle$ tome a forma simples:

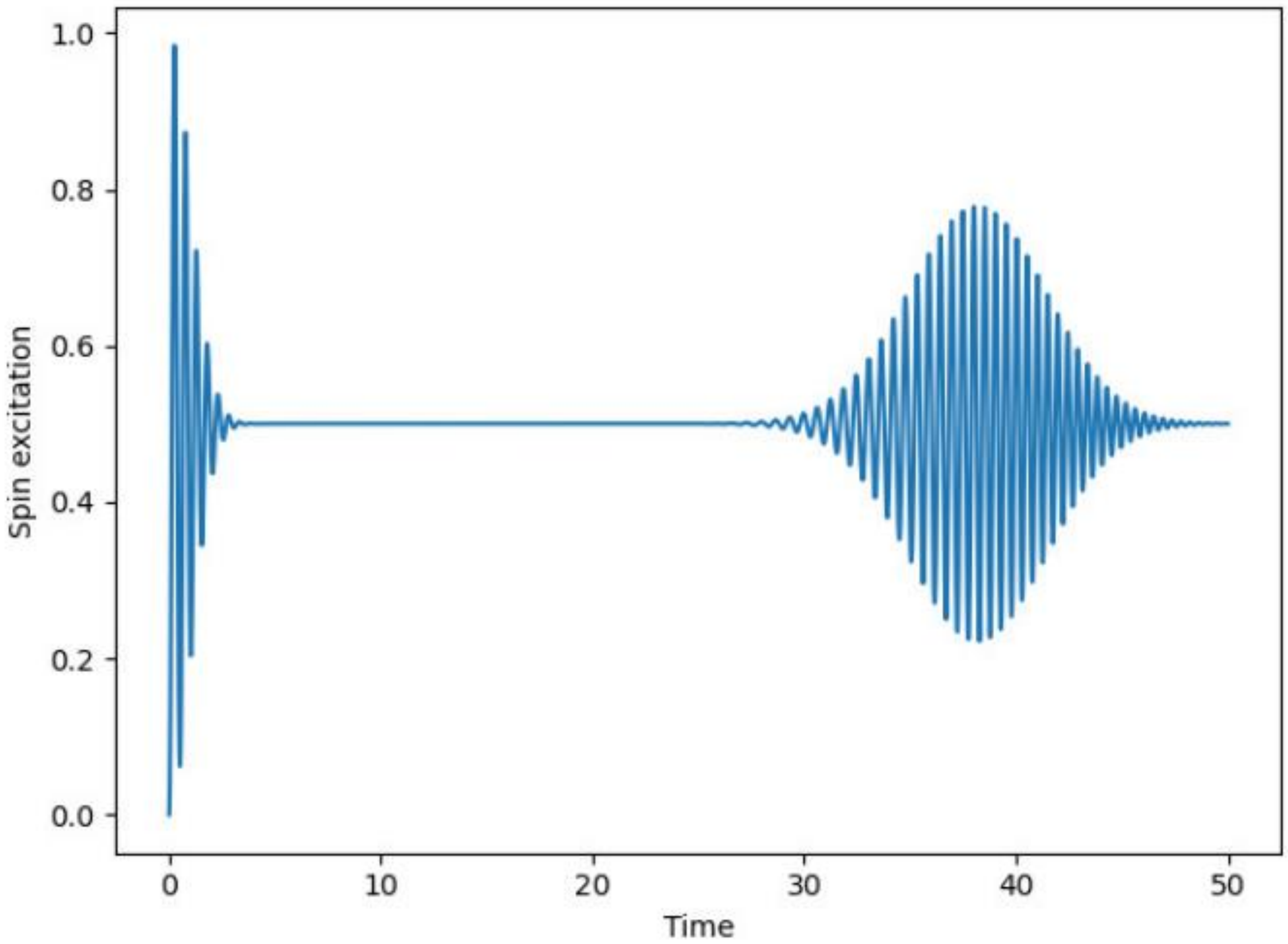
$$|\psi_{\pm,n}(\delta = 0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\pm\,|f,n\rangle + |e,n-1\rangle\right)$$

Parte inferior do diagrama de nível de energia para o sistema átomo-cavidade acoplado, em função da dessintonização do modo de cavidade a partir da ressonância do átomo livre. As linhas pontilhadas correspondem aos níveis de energia na ausência do termo de interação $\hat{H}_{int}$.



Seção Pratica

Quantum collapse and revival

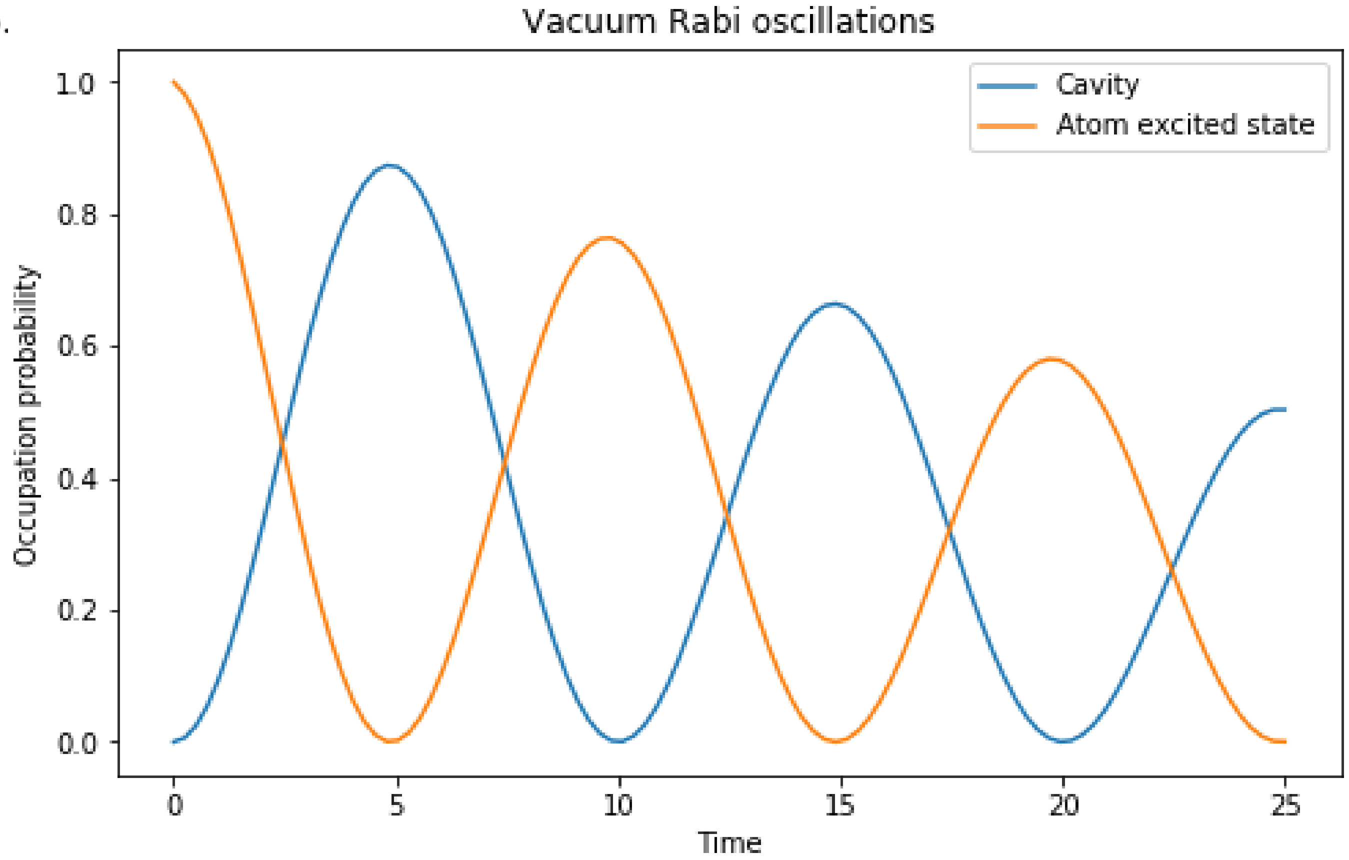


O hamiltoniano de Jaynes-Cummings mostra que a coerência quântica entre os dois níveis atômicos pode desaparecer completamente por longos períodos e reaparecer depois.

Aplicações

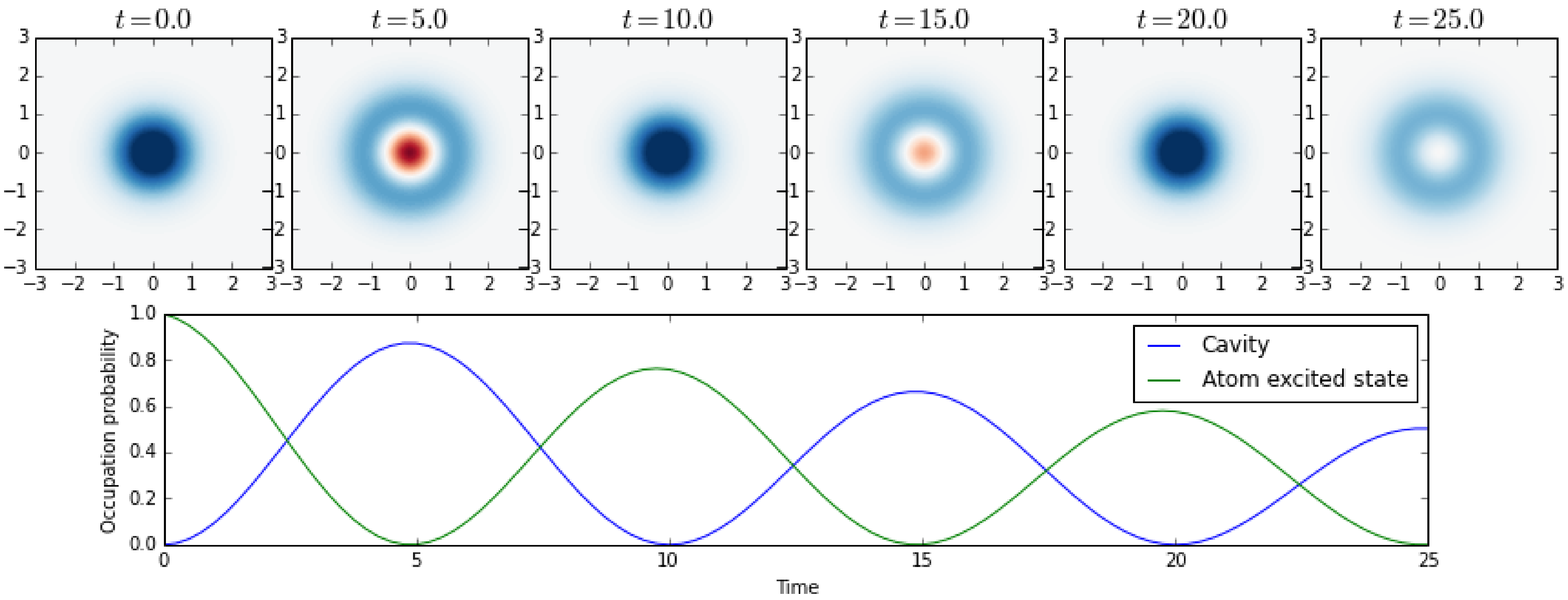
Oscilação de Rabi no vacuo

As probabilidades de ocupação dos níveis do sistema JC oscilam com a frequência Ω. Esse processo é chamado de oscilações de Rabi a vácuo. O significado físico é que a emissão espontânea de um fóton pelo átomo no interior de uma cavidade passa a ser um processo reversível, com comportamento oscilatório no tempo, que contrasta fortemente com a emissão espontânea irreversível no espaço livre, com decadência exponencial no tempo.



Aplicações

Oscilação de Rabi no vácuo



Conclusões

Neste artigo fornecer os elementos básicos para a compreensão do modelo Jaynes-Cummings, O significado físico dos componentes do hamiltoniano foi explicado, o hamiltoniano foi derivado de afirmações gerais e os autovalores e autovetores do espaço de Hibert que descreve o sistema foram calculados. Usamos a ferramenta QuTiP para simulações de fenômenos físicos para melhor compreender o modelo de Jaynes-Cummings.

Muito Obrigado!

Does anyone have any questions?

jchacaliaza@usp.br
+55 16 99437 0778

Referencias

1. Jaynes, E. T., & Cummings, F. W. (1963). Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IEEE*, *51*(1), 89–109.
2. Greentree, A. D., Koch, J., & Larson, J. (2013). Fifty years of Jaynes–Cummings physics. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, *46*(22), 220201.
3. Zhao, Q. Y. et al.A nanocryotron compara-tor can connect single-flux-quantum circuits toconventional electronics.Superconductor Sci-ence and Technology 30.4 (2017).
4. Niemczyk, T. et al.Circuit quantum electro-dynamics in the ultrastrong-coupling regimes.Nature Physics 6.10 (2010).
5. Lee, J. et al.Demonstration of the Jaynes-Cummings ladder with Rydberg-dressed atoms.Physical Review A 95.4 (2017).