

Átomos de Rydberg interactuando dentro de una cavidad óptica

Andrea Fernanda Rodríguez Rojas

«Universidad Nacional Autónoma de México»

Índice general

I	HERRAMIENTAS Y FUNDAMENTOS TEÓRICOS	3
1	Introducción	4
1.1.	Motivación	4
1.2.	Objetivo	4
1.3.	Estructura de la tesis	4
2	Formalismo para sistemas cuánticos abiertos	5
2.1.	Operador densidad (Cohen)	5
2.2.	Evolución temporal	6
2.2.1.	Ecuación de Von Neumann para sistemas cerrados	6
2.2.2.	Introducción a los sistemas cuánticos abiertos	6
2.2.3.	Derivación conceptual de la Ecuación Maestra de Lindblad	6
II	INTERACCIÓN ÁTOMO-LUZ	7
1	Sistema atómico y su interacción con campos clásicos	8
1.1.	Átomo libre	8
1.2.	Interacción semiclásica átomo-campo	8
1.2.1.	Átomo en presencia de campo externo (Gerry-Knight)	8
1.2.2.	Átomo de dos niveles interactuando con campo clásico (Orszag) ...	10
1.2.3.	Simulación: átomo de 2 niveles interactuando con luz clásica	13
1.3.	Átomo como sistema abierto: Decaimiento espontáneo	13
1.4.	Simulación: Átomo de cuatro niveles con láseres de control y prueba	13
2	Cavidad óptica y cuantización del campo	14
2.1.	Cuantización del campo externo (Scully o Gerry-Knight o Orszag)	14
2.2.	Oscilador armónico cuántico (Cohen)	14
2.3.	Cavidad como sistema abierto	15
2.3.1.	Disipación: pérdida de fotones	15
2.3.2.	Bombeo: inyección de fotones	15
2.4.	Simulación: Oscilador armónico cuántico bombeado y con disipación	16
3	Interacción cuántica átomo-cavidad	17
3.1.	Modelo de Jaynes-Cummings	17
	BIBLIOGRAFÍA	18

Parte I

HERRAMIENTAS Y FUNDAMENTOS TEÓRICOS

1 | INTRODUCCIÓN

1.1. MOTIVACIÓN

1.2. OBJETIVO

1.3. ESTRUCTURA DE LA TESIS

2

FORMALISMO PARA SISTEMAS CUÁNTICOS ABIERTOS

algún texto...

2.1. OPERADOR DENSIDAD (COHEN)

Descripción de porqué es importante el operador densidad, y porqué es necesario para describir sistemas disipativos y estados mezclados.

Si consideramos un sistema cuyo vector de estado en el instante t es

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t)|n\rangle \quad (2.1)$$

los coeficientes $c_n(t)$ satisfacen

$$\sum_n |c_n(t)|^2 = 1 \quad (2.2)$$

lo cual implica que $\Psi(t)$ está normalizada.

Sea \hat{H} en Hamiltoniano del sistema, que es un observable, sus elementos de matriz están dados por

$$\langle m|\hat{H}|n\rangle = H_{mn} \quad (2.3)$$

y el valor promedio de \hat{H} en el instante t es

$$\langle \hat{H} \rangle (t) = \langle \Psi(t)|\hat{H}|\Psi(t)\rangle = \sum_{m,n} c_m^*(t)c_n(t)H_{mn} \quad (2.4)$$

lo cual introduce el concepto del operador densidad, definido como

$$\rho(t) = |\Psi(t)\rangle\langle\Psi(t)| \quad (2.5)$$

cuya matriz, llamada **matriz de densidad**, está representada en la base $\{|n\rangle\}$ y sus elementos son

$$\rho_{mn}(t) = \langle m|\rho(t)|n\rangle = c_m^*(t)c_n(t) \quad (2.6)$$

Con esta nueva definición, podemos expresar las ecuaciones (2.2) y (2.4) en términos del operador $\rho(t)$, tales que

$$\begin{aligned} \sum_n |c_n(t)|^2 &= \sum_n \rho_{nn}(t) = \text{Tr } \rho(t) = 1 \\ \langle \hat{H} \rangle (t) &= \text{Tr}(\rho(t)\hat{H}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

y, finalmente, la evolución temporal del operador $\rho(t)$ conocida como ecuación de Von Neumann, es

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}(t), \rho(t)] \quad (2.8)$$

Por lo tanto, para determinar la evolución temporal de $\rho(t)$, basta con conocer la evolución de sus elementos de matriz expresados en (2.6), lo que nos lleva a trabajar con un sistema de $(2n^2)^1$ ecuaciones diferenciales acopladas.

$$\frac{d}{dt}\rho_{mn}(t) = \langle m | [\hat{H}, \rho(t)] | n \rangle \quad (2.9)$$

2.2. EVOLUCIÓN TEMPORAL

2.2.1. Ecuación de Von Neumann para sistemas cerrados

2.2.2. Introducción a los sistemas cuánticos abiertos

2.2.3. Derivación conceptual de la Ecuación Maestra de Lindblad

¹En general, tendríamos n^2 ecuaciones que se duplican a $2n^2$ al considerar números complejos.

Parte II

INTERACCIÓN ÁTOMO-LUZ

1

SISTEMA ATÓMICO Y SU INTERACCIÓN CON CAMPOS CLÁSICOS

algún texto...

1.1. ÁTOMO LIBRE

Partimos del sistema más sencillo al suponer un átomo en ausencia de campos externos, cuyo Hamiltoniano está dado por

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m} \hat{\mathbf{P}}^2 + V(r) \quad (1.1)$$

donde $V(r)$ es la interacción coulombiana del electrón con el núcleo, y en la representación de espacio $\hat{\mathbf{P}} = -i\nabla$ y $r = |\mathbf{r}|$. Además, como se trata de un átomo libre, podemos describir el sistema mediante la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}_0 \Psi \quad (1.2)$$

cuyas soluciones son los estados estacionarios

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-\frac{iE_n t}{\hbar}} |n\rangle \quad (1.3)$$

o, expresados en la representación de espacio

$$\langle \mathbf{r} | \Psi \rangle = \Psi(\mathbf{r}, t) = \psi_n(\mathbf{r}) e^{-\frac{iE_n t}{\hbar}} \quad (1.4)$$

donde $\langle \mathbf{r} | n \rangle = \psi_n(\mathbf{r})$ es la parte espacial y representa a un átomo que se encuentra en un nivel de energía bien definido, llamada función de onda del estado $|n\rangle$, $e^{-\frac{iE_n t}{\hbar}}$ es un factor de fase y E_n la energía del estado $|n\rangle$.

$|n\rangle$, $\psi_n(\mathbf{r})$ y E_n son los eigenestados, las eigenfunciones y los eigenvalores de H_0 , respectivamente

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 \psi_n(\mathbf{r}) &= E_n \psi_n(\mathbf{r}) \\ \hat{H}_0 |n\rangle &= E_n |n\rangle \end{aligned} \quad (1.5)$$

Y además las funciones de onda $\psi_n(\mathbf{r})$ y los estados $|n\rangle$ cumplen con la condición de ortonormalidad

$$\int d^3\mathbf{r} \psi_m^*(\mathbf{r}) \psi_n(\mathbf{r}) = \langle m | n \rangle = \delta_{nm} \quad (1.6)$$

por lo que son una base en el espacio de Hilbert.

1.2. INTERACCIÓN SEMICLÁSICA ÁTOMO-CAMPO

1.2.1. Átomo en presencia de campo externo (Gerry-Knight)

En presencia de un campo electromagnético externo, el Hamiltoniano de una partícula con carga e y masa m está dado por

$$\hat{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2m} [\hat{\mathbf{P}} + e\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)]^2 - e\Phi(\mathbf{r}, t) + V(r) \quad (1.7)$$

donde $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ y $\Phi(\mathbf{r}, t)$ son los potenciales vectorial y escalar, respectivamente, tales que definen a los campos como

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= -\nabla\Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (1.8)$$

que son invariantes ante las transformaciones de gauge

$$\begin{aligned} \Phi'(\mathbf{r}, t) &= \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial\chi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \\ \mathbf{A}'(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \nabla\chi(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (1.9)$$

donde $\chi(\mathbf{r}, t)$ es una función escalar arbitraria. Por lo tanto, podemos definir el Hamiltoniano

$$\hat{H}' = \frac{1}{2m} [\hat{\mathbf{P}} + e\mathbf{A}'(\mathbf{r}, t)]^2 - e\Phi'(\mathbf{r}, t) + V(r) \quad (1.10)$$

que deja invariante el comportamiento del átomo en el campo.

Consideremos ahora una transformación de gauge muy particular, llamada transformación de Coulomb, con la cual se cumple $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ y $\Phi = 0$. Con esto hemos establecido que el potencial vectorial \mathbf{A} es puramente transversal (pues su divergencia es cero), y además podemos expresar \hat{H}' como

$$\hat{H}' = \frac{1}{2m} [\hat{\mathbf{P}} + e(\mathbf{A} + \nabla\chi)]^2 + e\frac{\partial\chi}{\partial t} + V(r) \quad (1.11)$$

Partiendo ahora de la ecuación de Ampere-Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.12)$$

sustituimos \mathbf{B} y \mathbf{E} por sus expresiones en (1.8), y aplicamos la transformación de Coulomb

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) &= \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \\ \Rightarrow \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} &= \mu_0 \mathbf{J} - \mu_0 \epsilon_0 \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \\ \Rightarrow \nabla^2 \mathbf{A} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\mu_0 \mathbf{J} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Como estamos suponiendo que no hay fuentes cerca, entonces no hay densidad de corriente $\mathbf{J} = 0$, y lo que queda es la ecuación de onda homogénea

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.14)$$

cuya solución general es $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + \mathbf{A}_0^* e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$.

Luego, de la expresión anterior consideremos a \mathbf{k} , el vector de propagación de la onda con longitud λ , cuya magnitud es $|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$; en óptica, λ tiene típicamente valores de orden 10^{-7}m (la luz visible se encuentra entre 380-750 nm) y $|\mathbf{r}|$ tiene dimensiones atómicas de orden 10^{-10}m , entonces $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \ll 1$, esto es, asumimos que la longitud de onda de la luz es mucho mayor que el tamaño del átomo, lo que se conoce como aproximación dipolar, provocando que el potencial vectorial sea uniforme en el espacio alrededor del átomo, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \approx \mathbf{A}(t)$.

Si ahora consideramos otra transformación de gauge, dada por $\chi(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{r}$, entonces

$$\begin{aligned}\nabla\chi(\mathbf{r}, t) &= -\mathbf{A}(t) \\ \frac{\partial}{\partial t}\chi(\mathbf{r}, t) &= -\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t)\end{aligned}\tag{1.15}$$

por lo tanto

$$\hat{H}' = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2m} + V(r) + e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t)\tag{1.16}$$

Y finalmente, después de considerar la expresión del momento dipolar $\mathbf{d} = -e\mathbf{r}$, causado por la separación entre el electrón y el núcleo del átomo, obtenemos el siguiente Hamiltoniano

$$\hat{H}' = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t)\tag{1.17}$$

En general, para una representación no especificada, el momento dipolar es un operador $\hat{\mathbf{d}}$. Para simplificar la notación, realizaremos un cambio de etiqueta a \hat{H}' y lo llamaremos simplemente \hat{H} , y al término $-\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t)$ le vamos a asociar el Hamiltoniano de interacción denotado por $\hat{H}_I(t)$.

$$\hat{H}_I(t) = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t)\tag{1.18}$$

Así, la expresión (1.17) queda reescrita como

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I(t)\tag{1.19}$$

1.2.2. Átomo de dos niveles interactuando con campo clásico (Orszag)

El planteamiento y desarrollo del contenido de esta sección fue tomado del capítulo 2 del libro *Quantum optics: including noise reduction, trapped ions, quantum trajectories, and decoherence* (Orszag, 2008).

Hasta ahora no hemos hablado nada acerca de la naturaleza del campo electromagnético, si es considerado clásico o cuántico, y la expresión (1.17) es válida para ambos casos. En el modelo semiclásico de interacción, es decir aquel que considera al campo electromagnético clásico con un átomo cuántico, queremos explorar las consecuencias de que la frecuencia del campo casi coincida con la diferencia de energía entre un par de niveles atómicos (fenómeno de cuasirresonancia), al que llamaremos **átomo de 2 niveles**.

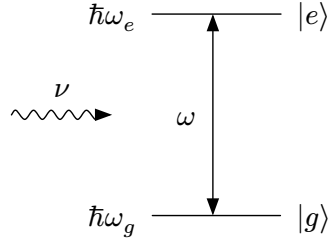


Figura 1.1

Diagrama de la interacción de un átomo de dos niveles con un campo eléctrico de frecuencia ν .

El átomo de 2 niveles se caracteriza por un estado base $|g\rangle$ y el estado excitado $|e\rangle$, con energías $\hbar\omega_g$ y $\hbar\omega_e$, respectivamente. Exploraremos el caso donde el átomo interactúa con un campo eléctrico dado por una onda senoidal

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos(\nu t) \quad (1.20)$$

siendo ν la frecuencia de la radiación del campo y $\mathbf{E}_0 = \hat{e}E_0$, donde \hat{e} es el vector unitario de polarización del campo.

Para simplificar la derivación, procederemos utilizando los estados sin considerar ninguna representación. Tomamos el Hamiltoniano (1.19) para la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo de la interacción

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = [\hat{H}_0 + \hat{H}_I(t)] |\Psi(t)\rangle \quad (1.21)$$

y usamos las soluciones (1.3) de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo del átomo libre como base conveniente para descomponer a la función de onda de la interacción

$$|\Psi(t)\rangle = C_e(t)e^{-i\omega_e t}|e\rangle + C_g(t)e^{-i\omega_g t}|g\rangle \quad (1.22)$$

con $\omega_i = \frac{E_i}{\hbar}$. Al sustituir (1.22) en (1.21) obtenemos del lado izquierdo

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle &= i\hbar \frac{d}{dt} (C_e(t)e^{-i\omega_e t}|e\rangle + C_g(t)e^{-i\omega_g t}|g\rangle) \\ &= i\hbar \left[\left(\frac{dC_e}{dt} - i\omega_e C_e \right) e^{-i\omega_e t}|e\rangle + \left(\frac{dC_g}{dt} - i\omega_g C_g \right) e^{-i\omega_g t}|g\rangle \right] \end{aligned} \quad (1.23)$$

Y del lado derecho, como \hat{H}_0 es un operador lineal que actúa solamente sobre los estados $|n\rangle$ y no sobre funciones de tiempo, entonces no afecta a los términos $C_n(t)$ ni $e^{-i\omega_n t}$. Además, $|e\rangle$ y $|g\rangle$ cumplen con la ecuación de eigenvalores de \hat{H}_0 (1.5), entonces

$$\begin{aligned} &[\hat{H}_0 + \hat{H}_I(t)] |\Psi(t)\rangle \\ &= \hat{H}_0 (C_e e^{-i\omega_e t}|e\rangle + C_g e^{-i\omega_g t}|g\rangle) + \hat{H}_I(t) (C_e e^{-i\omega_e t}|e\rangle + C_g e^{-i\omega_g t}|g\rangle) \\ &= E_e C_e e^{-i\omega_e t}|e\rangle + E_g C_g e^{-i\omega_g t}|g\rangle + \hat{H}_I(t) (C_e e^{-i\omega_e t}|e\rangle + C_g e^{-i\omega_g t}|g\rangle) \end{aligned} \quad (1.24)$$

Considerando que $E_n = \hbar\omega_n$, el término $i\hbar(-i\omega_n C_n)$ de (1.23) se convierte en $\hbar\omega_n C_n = E_n C_n$ y se cancela con los dos primeros términos de (1.24), dejándonos con

$$i\hbar \left(\frac{dC_e}{dt} e^{-i\omega_e t}|e\rangle + \frac{dC_g}{dt} e^{-i\omega_g t}|g\rangle \right) = \hat{H}_I(t) (C_e e^{-i\omega_e t}|e\rangle + C_g e^{-i\omega_g t}|g\rangle) \quad (1.25)$$

Ahora bien, si proyectamos sobre el estado $|e\rangle$ es decir, multiplicamos toda la ecuación por $\langle a|$, tenemos

$$i\hbar \frac{dC_e}{dt} e^{-i\omega_e t} = C_e e^{-i\omega_e t} \langle e | \hat{H}_I(t) | e \rangle + C_g e^{-i\omega_g t} \langle e | \hat{H}_I(t) | g \rangle \quad (1.26)$$

Recordemos que

$$\hat{H}_I(t) = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t) = -eE_0(\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{e}}) \cos \nu t \quad (1.27)$$

y, además, por paridad de las funciones de onda, el elemento diagonal $\langle e | \hat{H}_I(t) | e \rangle$ es cero. Por lo tanto

$$i\hbar \frac{dC_e}{dt} e^{-i\omega_e t} = C_g e^{-i\omega_g t} \langle e | \hat{H}_I(t) | g \rangle \quad (1.28)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow i\hbar \frac{dC_e}{dt} &= C_g e^{i\omega_e t} e^{-i\omega_g t} \langle e | \hat{H}_I(t) | g \rangle = C_g e^{-(\omega_e - \omega_g)t} \langle e | \hat{H}_I(t) | g \rangle \\ &= C_g e^{-i\omega t} (-E_0 \cos \nu t) e \langle a | \mathbf{r} | b \rangle \cdot \hat{\mathbf{e}} \\ &\equiv C_g e^{i\nu t} (-d_{eg} E_0 \cos \nu t) \end{aligned} \quad (1.29)$$

Donde definimos el elemento de matriz dipolar $d_{eg} = e \langle e | \mathbf{r} | g \rangle \cdot \hat{\mathbf{e}} = d_{ge}^*$. Finalmente, aplicamos la expansión del coseno $\cos \nu t = \frac{e^{i\nu t} + e^{-i\nu t}}{2}$

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dC_e}{dt} &= -\frac{d_{eg} E_0}{2} C_g(t) e^{-i\omega t} (e^{i\nu t} + e^{-i\nu t}) \\ &= -\frac{d_{eg} E_0}{2} C_g(t) [e^{i(\omega+\nu)t} + e^{i(\omega-\nu)t}] \end{aligned} \quad (1.30)$$

Realizando un procedimiento análogo en donde proyectamos la ecuación (1.25) sobre el estado $|g\rangle$, obtenemos el siguiente par de ecuaciones diferenciales acopladas

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dC_g}{dt} &= -\frac{d_{eg} E_0}{2} C_e(t) [e^{-i(\omega+\nu)t} + e^{-i(\omega-\nu)t}] \\ i\hbar \frac{dC_e}{dt} &= -\frac{d_{eg} E_0}{2} C_g(t) [e^{i(\omega+\nu)t} + e^{i(\omega-\nu)t}] \end{aligned} \quad (1.31)$$

en donde aparecen términos que oscilan muy rápido (a frecuencias $\omega + \nu$) y términos que oscilan lentamente (a frecuencias $\omega - \nu$). La **Aproximación de Onda Rotante (RWA)** consiste en ignorar los términos que oscilan rápidamente, ya que su efecto promedio sobre largos periodos de tiempo es casi nulo, y nos quedamos solo con los términos de oscilación lenta.

Bajo esta aproximación, definimos

$$\begin{aligned} c_g(t) &= \frac{C_g(t)}{2} e^{-i\Delta t} \\ c_e(t) &= \frac{C_e(t)}{2} e^{i\Delta t} \end{aligned} \quad (1.32)$$

donde

$$\Delta \equiv (\omega_e - \omega_g) - \nu = \omega - \nu \quad (1.33)$$

es la **desintonía** entre la diferencia de energía entre los niveles, y la frecuencia de radiación del campo; y la **Frecuencia de Rabi**,

$$\Omega_R = \left| \frac{-d_{eg}E_0}{2} \right| \quad (1.34)$$

obteniendo

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}c_g(t) &= -\frac{i}{2}[-\Delta c_e(t) + \Omega_R c_e(t)] \\ \frac{d}{dt}c_e(t) &= -\frac{i}{2}[\Delta c_e(t) + \Omega_R c_g(t)] \end{aligned} \quad (1.35)$$

1.2.3. Simulación: átomo de 2 niveles interactuando con luz clásica

1.3. ÁTOMO COMO SISTEMA ABIERTO: DECAIMIENTO ESPONTÁNEO

Explicar cómo el decaimiento espontáneo (emisión de un fotón al vacío) se modela con la Ecuación Maestra

1.4. SIMULACIÓN: ÁTOMO DE CUATRO NIVELES CON LÁSERES DE CONTROL Y PRUEBA

Simular la dinámica de poblaciones del átomo bajo la influencia de los láseres clásicos

2

CAVIDAD ÓPTICA Y CUANTIZACIÓN DEL CAMPO

En el tratamiento semiclásico de la interacción luz-materia, hemos modelado al átomo como un sistema cuántico discreto, pero hemos tratado al campo electromagnético como una onda clásica externa $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos(\nu t)$. Si bien este enfoque nos ha permitido observar resultados como las oscilaciones de Rabi, no es capaz de explicar fenómenos como la emisión espontánea, donde un átomo excitado decae emitiendo un fotón incluso en ausencia de un campo externo.

Para ello, nuestro siguiente paso es la cuantización del campo externo. Discutiremos la interacción de un campo de radiación cuántica con el sistema del átomo de dos niveles, descrito por el Hamiltoniano con aproximación dipolar, expresado en la ecuación (1.19).

2.1. CUANTIZACIÓN DEL CAMPO EXTERNO (SCULLY O GERRY-KNIGHT O ORSZAG)

2.2. OSCILADOR ARMÓNICO CUÁNTICO (COHEN)

Como la idea central de la cuantización del campo electromagnético es que en cada modo éste se comporta exactamente como un oscilador armónico cuántico independiente, comenzaremos con explicar algunos conceptos importantes de este sistema.

Partimos del Hamiltoniano de un oscilador armónico clásico unidimensional de masa m y frecuencia ω ,

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 \quad (2.1)$$

que puede ser cuantizado simplemente *convirtiendo* la posición x y momento p en operadores hermitianos, \hat{X}' y \hat{P}' , y estableciendo la relación de conmutación $[\hat{X}', \hat{P}'] = i\hbar$. Así, tenemos que el Hamiltoniano cuántico es

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}'^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 \hat{X}'^2 \quad (2.2)$$

o, escrito de otra forma,

$$\hat{H} = \frac{\hbar\omega}{2}(\hat{X}^2 + \hat{P}^2) \quad (2.3)$$

donde $\hat{X} = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \hat{X}'$ y $\hat{P} = \frac{1}{\sqrt{m\omega\hbar}} \hat{P}'$ son los operadores adimensionales asociados. Como \hat{H} no depende del tiempo, la solución se reduce a simplemente resolver la ecuación de eigenvalores $\hat{H}|\varphi\rangle = E|\varphi\rangle$.

Para resolverla, se introducen los operadores (no hermitianos) \hat{a} y \hat{a}^\dagger , como combinaciones lineales de \hat{X} y \hat{P}

$$\begin{aligned}\hat{a} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{X} + i\hat{P}) \\ \hat{a}^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{X} - i\hat{P})\end{aligned}\tag{2.4}$$

cuyo conmutador es $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ y además se satisface que $\hat{a}^\dagger \hat{a} = \frac{1}{2}(\hat{X}^2 + \hat{P}^2 - 1)$, por lo tanto, el Hamiltoniano queda escrito como

$$\hat{H} = \hbar\omega\left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2}\right)\tag{2.5}$$

Esta forma notablemente simple del Hamiltoniano nos va a permitir encontrar el espectro de energía. Si ahora definimos el operador hermitiano $\hat{N} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$, entonces

$$\hat{H} = \hbar\omega\left(\hat{N} + \frac{1}{2}\right)\tag{2.6}$$

Se puede demostrar que los eigenestados del operador \hat{N} son los estados de Fock denotados por $|n\rangle$, y sus eigenvalores son los enteros no negativos $n = 0, 1, 2, \dots$. Por lo tanto, los niveles de energía permitidos del oscilador armónico cuántico son

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega\tag{2.7}$$

y la separación entre niveles es simplemente $\Delta E = \hbar\omega$. Con esto, hemos expresado que en la mecánica cuántica, la energía del oscilador armónico está cuantizado y no puede tomar valores arbitrarios.

Una propiedad importante de los operadores \hat{a}^\dagger y \hat{a} , es que actúan como una *escalera*, esto es, conectan los niveles de energía mediante las propiedades

$$\begin{aligned}\hat{a}^\dagger|n\rangle &= \sqrt{n+1}|n+1\rangle \\ \hat{a}|n\rangle &= \sqrt{n}|n-1\rangle\end{aligned}\tag{2.8}$$

y es por eso que \hat{a}^\dagger recibe el nombre de operador **creación** y \hat{a} de operador **aniquilación**, pues su acción sobre un eigenestado de \hat{N} hace a un cuanto de energía $\hbar\omega$ aparecer o desaparecer.

2.3. CAVIDAD COMO SISTEMA ABIERTO

Debido a que la cavidad experimental no se encuentra aislada e interactúa con el exterior, encontramos dos distintas maneras en que ocurre esta interacción: disipación y bombeo. En las siguientes secciones discutiremos sobre cómo ambos conceptos se aplican al caso del oscilador armónico cuántico como un modo en la cavidad.

2.3.1. Disipación: pérdida de fotones

2.3.2. Bombeo: inyección de fotones

2.4. SIMULACIÓN: OSCILADOR ARMÓNICO CUÁNTICO BOMBEADO Y CON DISIPACIÓN

Simular la evolución del número de fotones dentro de la cavidad

3

INTERACCIÓN CUÁNTICA ÁTOMO-CAVIDAD

3.1. MODELO DE JAYNES-CUMMINGS

Parte 2.3.1

BIBLIOGRAFÍA

- [1] M. Orszag, *Quantum Optics: Including Noise Reduction, Trapped Ions, Quantum Trajectories, and Decoherence*, 2nd ed. Berlin ; New York: Springer, 2008.