

РЕЗОНАНСНА ПЕРЕДАЧА КВАНТОВОЇ ІНФОРМАЦІЇ НА ДАЛЕКІ ВІДСТАНІ ВІД ОДНОГО АТОМА-КУБІТА ДО ІНШОГО

С.І. Мигалина

Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул. Волошина 54

Доведено можливість резонансної передачі квантової інформації від одного дворівневого атома до іншого, розташованого на довільній відстані від першого атома. Розглянуто симетричну і антисиметричну комбінацію хвильових функцій окремих атомів, кожній з яких відповідає певна енергія при врахуванні міжатомної диполь-дипольної взаємодії. Отримано розв'язок системи рівнянь для амплітуд ймовірності при поглинанні резонансного фотона одним із атомів системи. Досліджено три типи розв'язків цієї системи при резонансному і нерезонансному поглинанні фотонів і при різних міжатомних відстанях. Показано, що при нескінченному віддаленні атомів один від одного можлива передача квантової інформації від одного атома-кубіта до іншого через канал квантової телепортації.

Вступ

Базовим елементом квантового комп'ютера (носієм квантової інформації) є квантовий біт – кубіт, який є суперпозицією двох ортонормованих базисних функцій квантової системи [1]. У роботі [2] показано принципову можливість запису квантової інформації на окремих дворівневих атомах зосередженої системи за допомогою зміни кута падіння зовнішньої світлової хвилі. Важливе значення в цьому способі запису, а також зчитування інформації набуває резонансна передача квантової інформації від одного атома-кубіта до іншого. З іншого боку, передача квантової інформації на довільні відстані відіграє важливу роль для створення систем квантової комунікації. У зв'язку з цим особливого значення набувають дослідження процесів резонансної передачі квантової інформації від одного дворівневого атома до іншого на довільні, в тому числі як завгодно великі міжатомні відстані.

В даній праці буде проведено докладне вивчення однієї простої двоатомної моделі для опису резонансної передачі квантової інформації на довільні міжатомні відстані,

включаючи ефект квантової телепортації [3].

1. Резонансна взаємодія двох тотожних атомів на великих між'ядерних відстанях

Резонансні взаємодії виникають між збудженим атомом і атомом, що знаходиться в основному стані, якщо енергія переходу в збуджений стан в атомах однакова (атоми знаходяться в резонансі). Подібна ситуація завжди має місце при взаємодії двох однакових дворівневих атомів. Методами КЕД взаємодія двох нейтральних атомів розглядалася в працях [4-6]. У праці [6] з урахуванням тільки орбітальних степеней вільності електрона було отримано оператор електричної диполь-дипольної взаємодії двох атомних електронів. У працях [2, 5], а потім в [4] проведено більш загальний у порівнянні з [6] розгляд і на основі ефектів другого порядку КЕД було отримано в електричному дипольному наближенні наступний оператор взаємодії двох нейтральних атомів на довільній відстані один від одного:

$$V_{\text{дип}}^{(\pm)} = \exp\left(\frac{i}{c} |\omega_{fi}| R\right) \left\{ \frac{\vec{d}_1 \vec{d}_2 - 3(\vec{n}_R \vec{d}_1)(\vec{n}_R \vec{d}_2)}{R^3} \pm \frac{e}{2mc} \left[\frac{\vec{d}_1 \vec{p}_2 - 3(\vec{n}_R \vec{d}_1)(\vec{n}_R \vec{p}_2)}{R^2} - \frac{\vec{d}_2 \vec{p}_1 - 3(\vec{n}_R \vec{d}_2)(\vec{n}_R \vec{p}_1)}{R^2} - \frac{e^2}{m^2 c^2} \frac{\vec{p}_1 \vec{p}_2 - 3(\vec{n}_R \vec{p}_1)(\vec{n}_R \vec{p}_2)}{R} \right] \right\}. \quad (1)$$

Тут \vec{n}_R – одиничний вектор в напрямку \vec{R} ; $\vec{d}_1 = e\vec{r}_1$ і $\vec{d}_2 = e\vec{r}_2$ – оператори електричних дипольних моментів окремих атомів; R – відстань між атомами; \vec{p}_1 і \vec{p}_2 – оператори імпульсів 1-го та 2-го атомних електронів відповідно; $\omega_0 = (E_n - E_0)/\hbar$ – резонансна частота в спектрі ізольованих дворівневих атомів. Знак “+” в (1) відповідає випадку $\omega_{fi}^{(1)} = -\omega_{fi}^{(2)} = \omega_0 = (E_n - E_0)/\hbar > 0$, а знак “-” – випадку $\omega_{fi}^{(2)} = -\omega_{fi}^{(1)} = \omega_0 = (E_n - E_0)/\hbar > 0$.

Позначимо далі через $|00\rangle$ хвильову функцію стану системи, в якому обидва не-взаємодіючі атоми знаходяться в основному стані

$$|00\rangle = \varphi_0(1)\varphi_0(2)\exp(-iE_0t_1/\hbar)\exp(-iE_0t_2/\hbar) = \tilde{\varphi}_0(1)\tilde{\varphi}_0(2). \quad (2)$$

Тут E_0 – енергія початкових станів першого і другого атомів, індекси 1 та 2 біля t відповідають локальному часу атомів 1 і 2; цифра в аргументі хвильової функції вказує номер електрона, до якого вона відноситься. Для нейтральних атомів, що не мають сталих дипольних моментів, в першому наближенні теорії збурень поправка до енергії системи дорівнює нулю, оскільки $\langle 00|V_{\text{дип}}^{(\pm)}|00\rangle = 0$. Симетрична за обома атомами диполь-дипольна взаємодія (1) певним чином спотворює хвильові функції станів атомів і їх енергетичний спектр. Так, в першому наближенні за взаємодією (1) збурена хвильова функція системи двох атомів в основному стані має вигляд [7]:

$$\Psi_0(1)\Psi_0(2) = \tilde{\varphi}_0(1)\tilde{\varphi}_0(2) + \sum_{l,l'} \frac{\langle \tilde{\varphi}_l(1)\tilde{\varphi}_{l'}(2) | V_{\text{дип}}^{(\pm)} | \tilde{\varphi}_0(1)\tilde{\varphi}_0(2) \rangle}{2E_0 - E_l - E_{l'}} \tilde{\varphi}_l(1)\tilde{\varphi}_{l'}(2). \quad (3)$$

Тут сума за l і l' включає всі можливі проміжні стани атомів. Стан $\Psi_0(1)\Psi_0(2)$ надалі розглядатимемо як початковий стан пари атомів при взаємодії їх з полем реальних фотонів. Нехай кінцевий стан $|n0\rangle$ двох резонансних атомів відповідає збудженому стану $|n\rangle$ атома “1” (атом А(1)) з хвильовою функцією $\tilde{\varphi}_n(1) = \varphi_n(1)\exp(-iE_n^{(0)}t_1/\hbar)$ і енергією $E_n^{(0)}$ і незбудженому стану $|0\rangle$ атома “2” (атом А(2)) з хвильовою функцією $\tilde{\varphi}_n(2) = \varphi_n(2)\exp(-iE_n^{(0)}t_2/\hbar)$ і енергією $E_0^{(0)}$. Стан такої системи за відсутності диполь-дипольної взаємодії (1) описується хвильовою функцією $\tilde{\varphi}_n(1)\tilde{\varphi}_0(2)$ і енергією $E_n^{(0)} + E_0^{(0)}$. За умови резонансу такої же енергії відповідає стан, що описується хвильовою функцією $\tilde{\varphi}_0(1)\tilde{\varphi}_n(2)$. Отже, незбурена система (два ізольовані тотожні атоми) володіє тут додатковим виродженням, пов'язаним з можливістю перестановки станів між атомами. Відповідно цьому, в першому наближенні теорії збурень маємо енергетичну матрицю другого порядку. Во-

на діагоналізується при утворенні з початкових функцій нульового наближення симетричної та антисиметричної лінійних комбінацій:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_s(1,2) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\tilde{\varphi}_n(1)\tilde{\varphi}_0(2) + \tilde{\varphi}_0(1)\tilde{\varphi}_n(2)], \\ \Phi_a(1,2) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\tilde{\varphi}_n(1)\tilde{\varphi}_0(2) - \tilde{\varphi}_0(1)\tilde{\varphi}_n(2)]. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Тут і далі індексами 1 і 2 позначено координати електронів атомів А(1) і А(2) відносно своїх ядер. Для отримання поправок до енергії симетричного $\Phi_s(1,2)$ і антисиметричного $\Phi_a(1,2)$ станів пари тотожних атомів досить обчислити середні значення оператора збурення (1) в цих станах, тобто

$$\begin{aligned} V_{ss}^{(1)} &= \langle \Phi_s | V_{\text{дип}}^{(\pm)} | \Phi_s \rangle, \\ V_{aa}^{(1)} &= \langle \Phi_a | V_{\text{дип}}^{(\pm)} | \Phi_a \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

Підставляючи в (5) значення (1) і (4), знаходимо

$$V_{ss}^{(1)} = -V_{aa}^{(1)} = V_{12}^{(1)} = e^2 \omega_0^3 e^{i\omega_0 R/c} |\langle n | \vec{r} | 0 \rangle|^2 \left[\left(\frac{1}{\omega_0^3 R^3} - \frac{i}{c \omega_0^2 R^2} \right) \Phi(1, 2) - \frac{\Phi'(1, 2)}{c^2 \omega_0 R} \right], \quad (6)$$

де $\omega_0 = \omega_{n0} = (E_n - E_0)/\hbar$ – частота атомного переходу із збудженого стану в основний, а

$$\begin{aligned} \Phi(1, 2) &= \cos \theta_1^x \cos \theta_2^x + \cos \theta_1^y \cos \theta_2^y - \\ &\quad - 2 \cos \theta_1^z \cos \theta_2^z, \\ \Phi'(1, 2) &= \cos \theta_1^x \cos \theta_2^x + \cos \theta_1^y \cos \theta_2^y \end{aligned} \quad (7)$$

– геометричні фактори, залежні від орієнтації дипольних переходів в обох атомах. При цьому $\theta_1^x, \theta_1^y, \theta_1^z$ – кути, утворені з осями x, y, z напрямком дипольного переходу в першому атомі А(1); $\theta_2^x, \theta_2^y, \theta_2^z$ – відповідні величини для другого атома А(2). При запису (6) і (7) враховано, що $|(\vec{d}_1)_{0n}| = |(\vec{d}_2)_{0n}| = |(\vec{d})_{0n}|$. Поправкам до енергії симетричного і антисиметричного станів двоатомної системи відповідає лише дійсна частина матричного елемента (6), тобто

$$\begin{aligned} E_s^{(1)}(R) &= -E_a^{(1)}(R) = \text{Re} V_{12}^{(1)} = \\ &= e^2 |\langle n | \vec{r} | 0 \rangle|^2 F(1, 2; R), \end{aligned} \quad (8)$$

де

$$\begin{aligned} F(1, 2; R) &= \left[\frac{\Phi(1, 2)}{R^3} - \frac{\omega_0^2 \Phi'(1, 2)}{c^2 R} \right] \cos \left(\frac{\omega_0 R}{c} \right) + \\ &\quad + \frac{\omega_0 \Phi(1, 2)}{c R^2} \sin \left(\frac{\omega_0 R}{c} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Як легко переконатися, отриманий вираз (8) для $E_{s(a)}^{(1)}(R)$ переходить при $c \rightarrow \infty$ в добре відомий результат [7] для енергії резонансного обміну збудженнями між двома нейтральними атомами:

$$\tilde{E}_s^{(1)} = -\tilde{E}_a^{(1)} = \frac{e^2}{R^3} |\langle n | \vec{r} | 0 \rangle \Phi(1, 2), \quad (10)$$

Наявність дійсної $\cos(|\omega_{n0}| R/c)$ і уявної $\sin(|\omega_{n0}| R/c)$ частин фактора запізнювання $\exp(|\omega_{n0}| R/c)$ в різних членах виразу (9) вказує на періодичну залежність матрично-

го елемента передачі збудження $E_{s(a)}^{(1)}(R)$ від між'ядерної відстані R . Саме ця властивість осцилюючої поведінки $E_{s(a)}^{(1)}(R)$ на фоні більш повільного, ніж (10), степеневого спадання ($\sim 1/R^n$ з $n=1, 2$) із зростанням R є найбільш характерною особливістю отриманого виразу (8) для енергії резонансного обміну збудженнями між двома атомами, що знаходяться на великій відстані один від одного. Квадрати модуля матричних елементів дипольних переходів $|\langle n | \vec{r} | 0 \rangle|^2$ пов'язані з експериментально спостережуваними силами осциляторів відповідних переходів f_{n0} співвідношенням [8]

$$|\langle n | \vec{r} | 0 \rangle|^2 = \frac{\hbar f_{n0}}{2m\omega_{n0}}, \quad (11)$$

де m – маса електрона. Детальні таблиці експериментально виміряних сил осциляторів атомних переходів наведено в [9]. Існує багато робіт, присвячених напівемпіричним і чисто теоретичним розрахункам сил осциляторів. Огляд використовуваних при цьому методів і результатів розрахунків можна знайти в [8]. Скориставшись співвідношенням (11), формулу (8) можна подати у вигляді

$$E_s^{(1)}(R) = -E_a^{(1)}(R) = \frac{e^2 \hbar f_{n0}}{2m\omega_{n0}} F(1, 2; R). \quad (12)$$

Таким чином, при врахуванні диполь-дипольної взаємодії (1) симетричний і антисиметричний стани пари атомів мають різні значення енергій:

$$\begin{aligned} E_s &= E_n^{(0)} + E_0^{(0)} + E_s^{(1)} = \\ &= E_n^{(0)} + E_0^{(0)} + \frac{e^2 \hbar f_{n0}}{2m\omega_{n0}} F(1, 2; R), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} E_a &= E_n^{(0)} + E_0^{(0)} - E_a^{(1)} = \\ &= E_n^{(0)} + E_0^{(0)} - \frac{e^2 \hbar f_{n0}}{2m\omega_{n0}} F(1, 2; R). \end{aligned} \quad (14)$$

Двом можливим станам системи відповідають дві координатні хвильові функції (4), які з урахуванням (13), (14) можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} \Psi_s &= \Phi_s(1,2) \exp(-iE_s^{(1)}t_1/\hbar), \\ \Psi_a &= \Phi_a(1,2) \exp(-iE_a^{(1)}t_1/\hbar). \end{aligned} \quad (15)$$

Тут t_1 – локальний час для пари атомів, пов'язаний з місцезрештанням першого атома. З вигляду функцій Ψ_s і Ψ_a (див. (4) і (15)) випливає, що обидва стани взаємодіючої системи характеризуються тим, що в кожному з них енергія збудження у будь-який момент часу з рівною імовірністю розподілена між обома атомами. Якщо припустити, що в даний момент часу збуджений тільки один атом, то подібний стан буде нестационарним, і в результаті резонансної взаємодії атоми обмінюються збудженням з частотою, пропорційною дійсній частині матричного елемента $V_{12}^{(1)}$ (8). Іншими словами, в цих станах окремий атом не має певної енергії.

Врахування часу життя симетричного Ψ_s і антисиметричного Ψ_a станів системи можна здійснити формальним переходом в (15) до комплексних енергій

$$E_s^{(1)} \rightarrow E_s^{(1)} - \frac{i}{2} \hbar \Gamma_s = E_s^{(1)} - \frac{i}{2} \hbar (\gamma_0 - \gamma_{int}), \quad (16)$$

$$E_a^{(1)} \rightarrow E_a^{(1)} - \frac{i}{2} \hbar \Gamma_a = E_a^{(1)} - \frac{i}{2} \hbar (\gamma_0 + \gamma_{int}), \quad (17)$$

де Γ_s і Γ_a – повна ширина симетричного і антисиметричного станів пари атомів, а

$$\gamma_0 = \frac{4}{3} \frac{\omega_0^3 e^2}{c^2 \hbar} \langle n | \vec{r} | 0 \rangle^2$$

– природна ширина збуджених рівнів ізольованих атомів. Вклад в Γ_s і Γ_a від між-атомної диполь-дипольної взаємодії визна-

чається уявною частиною подвоєного матричного елемента $V_{12}^{(1)}$ (8):

$$\gamma_{int} = 2 \operatorname{Im} V_{12}^{(1)} = 2e^2 \omega_0^3 \langle n | \vec{r} | 0 \rangle^2 \tilde{F}(1,2; R), \quad (18)$$

$$\tilde{F}(1,2; R) = \left[\frac{\Phi(1,2)}{\omega_0^3 R^3} - \frac{\Phi'(1,2)}{c \omega_0 R} \right] \sin\left(\frac{\omega_0 R}{c}\right) - \frac{\Phi(1,2)}{c \omega_0^2 R^2} \cos\left(\frac{\omega_0 R}{c}\right). \quad (19)$$

3. Квантова телепортація і резонансна передача квантової інформації від одного атома-кубіта до іншого

На відміну від результатів попереднього розділу, врахуємо окрім взаємодії атомів між собою також взаємодію їх з полем реальних фотонів. Припустимо, що в початковий момент часу $t_1 = 0$ система з двох розглядуваних атомів знаходиться в стані $\Psi_m^{(0)} = \Psi_0(1)\Psi_0(2)$. Розглянемо квантовий перехід $\Psi_m^{(0)} \rightarrow \Psi_n^{(0)} = \Psi_{s(a)}$, де хвильові функції $\Psi_{s(a)}$ мають вигляд (15). Енергію переходу в цьому випадку означимо таким чином

$$E_m^{(0)} - E_n^{(0)} = E_0 - E_n \mp E_s = -\hbar(\omega + \Delta), \quad (20)$$

де верхній знак відповідає симетричному стану Ψ_s пари атомів, а нижній знак – антисиметричному стану Ψ_a , ω – частота реального фотона; Δ – дефект резонансу. Нехай квантовий перехід $\Psi_m^{(0)} \rightarrow \Psi_{s(a)}$ відповідає акту зникнення фотона. При цьому переходи $\Psi_m^{(0)} \rightarrow \Psi_a$ і $\Psi_m^{(0)} \rightarrow \Psi_s$ розглядатимемо окремо один від одного. Для симетричного каналу $\Psi_m^{(0)} \rightarrow \Psi_s$ маємо систему рівнянь, що визначають амплітуди ймовірності a_m і a_n при виконанні умови $\Gamma_{s(a)} t_1 \rightarrow 0$:

$$\left. \begin{aligned} i\hbar \frac{da_m}{dt_1} &= F_{nm}^* \exp[i(\omega_{nm} + \omega)t_1] a_n = F_{nm}^* \exp(i\varepsilon_+ t_1) a_n, \\ i\hbar \frac{da_n}{dt_1} &= F_{nm}^* \exp(-i\varepsilon_+ t_1) a_m, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

де $\varepsilon_+ = (E_s - \hbar\Delta)/\hbar$; матричний елемент переходу

$$F_{nm} = -i\omega_0 \bar{A}_0 \bar{d}'_{n0} \exp(i\vec{k}\bar{R})/c, \quad (22)$$

\bar{A}_0 – амплітуда векторного потенціалу, \vec{k} – хвильовий вектор реального фотона, який поглинається в місцерозташуванні атома 2 з радіус-вектором \bar{R} . У матричному елементі \bar{d}'_{n0} (22) враховано всі доданки функції початкового стану (3). Система рівнянь (21) відповідає дворівневному наближенню для системи атомів, коли найбільш суттєвий ефект виникає від тих членів в хвильовому рівнянні Шредінгера, в яких залежність від часу визначається малою частотою $(\omega_0 - \omega)$. Аналогічна система рівнянь має місце і для антисиметричного каналу, якщо в (21) зробити заміну ε_+ на ε_- , де $\varepsilon_- = -(E_s + \hbar\Delta)/\hbar$. Зробимо наступну підстановку в рівняннях (21):

$$a_n \exp(i\varepsilon_+ t_1) = b_n \quad (23)$$

і виключимо a_m з отриманих рівнянь. Тоді отримаємо наступне рівняння:

$$\ddot{b}_n - i\varepsilon_+ \dot{b}_n + b_n |F_{nm}|^2 / \hbar^2 = 0, \quad (24)$$

де коефіцієнти є заданими функціями локального часу t_1 .

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_s(t_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(i\varepsilon_+ t_1 / 2) \left[\cos(\Omega_+ t_1) - \frac{i\varepsilon_+}{2\Omega_+} \sin(\Omega_+ t_1) \right] \tilde{\varphi}_0(1) \tilde{\varphi}_0(2) - \\ - \frac{iF_{nm}}{\hbar\Omega_+} \exp(i\varepsilon_+ t_1 / 2) \sin(\Omega_+ t_1) \frac{1}{\sqrt{2}} [\tilde{\varphi}_n(1) \tilde{\varphi}_0(2) + \tilde{\varphi}_0(1) \tilde{\varphi}_n(2)] \exp(-iE_s^{(1)} t_1 / \hbar). \end{aligned} \quad (26)$$

Для антисиметричного каналу взаємодії хвильова функція $\tilde{\Psi}_a(t_1)$ може бути отримана з (26) заміною ε_+ на ε_- та Ω_+ на Ω_- . Тут

Відомо, що обмін збудженнями між атомами за рахунок резонансної взаємодії атомів визначається характерним часом обміну (\hbar/E_s) [7], де E'_s може бути отримана з (12), якщо покласти в (16), (17) $\Gamma_{s(a)}$ рівним нулю. Якщо, в деякий момент часу система, що складається з двох однакових дипольних атомів, знаходиться в стані, в якому збуджено один атом, то це збудження, як показано в [7], внаслідок резонансної взаємодії через час $\tau' = \hbar/E'_s$ буде передано іншому атому. Чим ближче атоми один до одного, тим швидше відбувається перехід енергії збудження від одного атома до іншого. При цьому час τ' передачі збудження буде значно меншим часу життя $\Gamma_{s(a)}^{-1}$ атома в стані E_n , а тому в [7] енергія E'_n від часу не залежить. У даній статті розглянемо ситуацію, в якій час t_1 , протягом якого спостерігається система з двох взаємодіючих атомів, також малий у порівнянні з $\Gamma_{s(a)}^{-1}$. Проте, на відміну від [7], ми врахуємо окрім взаємодії атомів між собою також і взаємодію їх з полем реальних фотонів.

Так, нехай в рівнянні (24) виконується умова:

$$dE_s/dt_1 = 0. \quad (25)$$

Тоді, згідно [10], отримаємо наступну хвильову функцію, яка відповідає симетричному каналу взаємодії пари атомів з полем реальних фотонів:

$$\varepsilon_{\pm} = (\pm E_s - \hbar\Delta)/\hbar, \quad \Omega_{\pm} = \sqrt{\varepsilon_{\pm}^2/4 + |F_{nm}|^2 / \hbar^2}. \quad (27)$$

В результаті хвильова функція кінцевого стану пари атомів $\tilde{\Psi}(t_1) = [\tilde{\Psi}_a(t_1) + \tilde{\Psi}_s(t_1)]/\sqrt{2}$ набуде наступного вигляду:

$$\tilde{\Psi}(t_1) = A_1 \tilde{\varphi}_0(1) \tilde{\varphi}_0(2) + A_2 \tilde{\varphi}_n(1) \tilde{\varphi}_0(2) + A_3 \tilde{\varphi}_0(1) \tilde{\varphi}_n(2), \quad (28)$$

де амплітуди ймовірності можливих станів системи

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{1}{2} \left\{ \exp(i\varepsilon_+ t_1/2) \left[\cos(\Omega_+ t_1) - \frac{i\varepsilon_+}{2\Omega_+} \sin(\Omega_+ t_1) \right] + \exp(i\varepsilon_- t_1/2) \left[\cos(\Omega_- t_1) - \frac{i\varepsilon_-}{2\Omega_-} \sin(\Omega_- t_1) \right] \right\}, \\
 A_2 &= -\frac{iF_{nm}}{2\hbar} \left[\frac{1}{\Omega_+} \exp(-i\varepsilon_+ t_1/2) \sin(\Omega_+ t_1) \exp(-iE_s^{(1)} t_1/\hbar) + \frac{1}{\Omega_-} \exp(-i\varepsilon_- t_1/2) \sin(\Omega_- t_1) \exp(iE_s^{(1)} t_1/\hbar) \right], \\
 A_3 &= \frac{iF_{nm}}{2\hbar} \left[-\frac{1}{\Omega_+} \exp(-i\varepsilon_+ t_1/2) \sin(\Omega_+ t_1) \exp(-iE_s^{(1)} t_1/\hbar) + \frac{1}{\Omega_-} \exp(-i\varepsilon_- t_1/2) \sin(\Omega_- t_1) \exp(iE_s^{(1)} t_1/\hbar) \right]. \quad (29)
 \end{aligned}$$

Амплітуди ймовірності (10) нормовані умовою: $|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2 = 1$. Як впливає з (29), при $t_1 = 0$ система з двох атомів знаходиться в стані, в якому обидва атоми мають енергію E_0 , тобто $A_1 = 1$, $A_2 = A_3 = 0$. Розглянемо поведінку функції $\tilde{\Psi}(t_1)$ у наступні моменти часу.

А. Випадок точного резонансу. Малі міжатомні відстані.

У випадку точного резонансу ($\Delta = 0$) впродовж малого у порівнянні з $\Gamma_{s(a)}^{-1}$ інтервалу часу отримаємо наступні значення для амплітуд ймовірності:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \cos(E_s^{(1)} t_1/2\hbar) \cos(\Omega t_1) + \\
 &\quad + E_s^{(1)} \sin(\Omega t_1) \sin(E_s^{(1)} t_1/2\hbar)/2\hbar\Omega, \\
 A_2 &= -\frac{iF_{nm}}{\hbar\Omega} \sin(\Omega t_1) \cos(3E_s^{(1)} t_1/2\hbar), \\
 A_3 &= -\frac{F_{nm}}{\hbar\Omega} \sin(\Omega t_1) \cos(3E_s^{(1)} t_1/2\hbar), \quad (30)
 \end{aligned}$$

де $\Omega_{\pm} = \Omega$. Амплітуда A_2 , як видно з (30), досягає максимуму у момент часу

$$t'_1 = 2\pi\hbar/3E_s^{(1)}. \quad (31)$$

При цьому амплітуда A_3 набуває мінімального значення.

Б. Нерезонансне поглинання фотона. Малі міжатомні відстані.

Розглянемо випадок, коли $\Delta \neq 0$, тобто частота реального фотона не співпадає з

частотою переходу $(E_m^{(0)} - E_n^{(0)})/\hbar$. Більш того, ми вважатимемо, що виконується умова

$$\Delta \gg E_s^{(1)}/\hbar. \quad (32)$$

В цьому випадку, згідно (27), маємо $\Omega_{\pm} = \Omega = \sqrt{(\Delta^2/4) + |F_{nm}|^2/\hbar^2}$ і амплітуди (29) набувають наступних значень:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \exp(-i\Delta t_1/2) \left[\cos(\Omega t_1) + \frac{i\Delta}{2\Omega} \sin(\Omega t_1) \right], \\
 A_2 &= -\frac{iF_{nm}}{\hbar\Omega} \exp(i\Delta t_1/2) \sin(\Omega t_1), \quad A_3 = 0. \quad (33)
 \end{aligned}$$

Таким чином, при нерезонансному поглинанні фотона реалізуються два з трьох можливих станів. Стан з амплітудою A_2 реалізується в результаті поглинання фотона в місцерозташуванні атома 2 (атом-поляризатор) і переходу атома 1 (атом-спостерігач) в збуджений стан (див. діаграму на рис. 1). Максимального значення цей стан набуває у момент часу $t''_1 = \pi/2\Omega$.

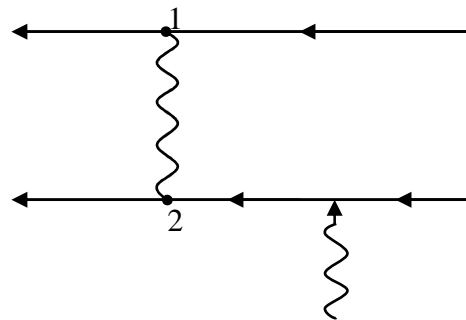


Рис. 1

В. Резонансне поглинання фотона. Великі міжатомні відстані.

При виконанні умов $\Delta = 0$ і $E_s^{(1)} = 0$ амплітуди (29) набувають наступних значень:

$$A_1 = \cos(|F_{nm}| t_1 / \hbar), \\ A_2 = -\exp(i\vec{k}\vec{R}) \sin(|F_{nm}| t_1 / \hbar), \quad A_3 = 0. \quad (34)$$

У початковий момент часу $t_1 = 0$, як випливає з (34), обидва атоми знаходяться в основному стані. Проте вже навіть в нескінченно близький наступний момент часу починає реалізовуватися стан $\tilde{\Phi}_n(1)\tilde{\Phi}_0(2)$ із суперпозиції (28). У момент часу $t_1''' = \pi\hbar/2|F_{nm}|$ ймовірність $|A_2|^2 = 1$, а ймовірність $|A_1|^2 = 0$, тобто відбувається передача одного кубіта інформації за час t_1''' від одного атома до іншого при нескінченно великій міжатомній відстані. Цей ефект будемо називати ефектом квантової телепортації в системі двох резонансних атомів. Він має чисто квантову природу, пов'язану з принципом суперпозиції квантової механіки, і відповідає квантовому способу передачі інформації з характерним часом

$t_1''' = \hbar/|F_{nm}|$, на відміну від класичного способу передачі інформації, що визначається характерним часом t_p – часом прольоту фотоном міжатомної відстані R . Відповідно до змісту отриманого розв'язку рівняння (24) повинна виконуватися умова $\Gamma_{s(a)} t_1''' \rightarrow 0$. Ця умова виконується тим краще, чим більша амплітуда векторного потенціалу в (22). Використовуючи поняття частоти Рабі [8], отримаємо $t_1''' = \hbar/\sqrt{2}|\vec{d}_{n0}|E_0$, де E_0 – амплітуда напруженості електричного поля світлової хвилі, що діє на атом 2.

Отже, припустимо, що нам вдалося створити переплутані стани (4) для двох резонансних атомів, що знаходяться на великій віддалі один від одного. У праці [3] це вдалося зробити за допомогою одного фотонного джерела, що розподіляє випадковим чином фотони з випадковою поляризацією у двох різних напрямках. У праці [11] з цією ж метою використовується джерело електронів. У нашому випадку в якості одного з можливих способів створення переплутаних станів можна використовувати два пучки дворівневих атомів, що опромінюються випадковим чином світловим полем.

Література

1. Валиев К.В. // УФН. – 2005. – Т. 175. – С. 4.
2. Гадомский О.Н., Воронов Ю.Ю. // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 69. – С. 750.
3. Bouwmeester D., Pan J.-W., Mattle K. et al. // Nature. – 1997. – V. 390. – P. 575.
4. Лазур В.Ю., Мигалина С.И., Рейтий А.К. // ТМФ. – 2009. – Т. 158. – С. 391.
5. Гадомский О.Н. // УФН. – 2000. – Т. 11. – С. 1145.
6. Chang C.S., Stehle P. // Phys. Rev. A. – 1971. – V. 2. – С. 630.
7. Давыдов А.С.. Квантовая механика. – М.: ФМ, 1963.
8. Sobel'man I.I. Atomic Spectra and Radiative Transitions. – Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1992.
9. Корлисс Ч., Бозман У.. Вероятности переходов и силы осцилляторов элементов. – М.: Мир, 1968.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – М.: Наука, 1989.
11. Krenn G., Zeilinger A. // Phys. Rev. A. – 1996. – V. 54. – P. 1793.

RESONANT TRANSMISSION OF THE QUANTUM INFORMATION FROM ONE ATOM-QUBIT TO ANOTHER AT LARGE DISTANCES

S.I. Myhalyna

Uzhhorod National University, 88000 Uzhhorod, Voloshyna St., 54

The feasibility of resonance transfer of quantum information from one double-level atom to another that is at an arbitrary distance from the former one has been proved. Symmetric and antisymmetric combinations of the wave functions of individual atoms are considered. When taking into account the interatomic dipole-dipole interaction, a certain energy corresponds to each wave function. A solution has been found to a system of equations for the amplitudes of the probability that a resonance photon will be absorbed by one of the system atoms. Three types of solution to the system of equations have been investigated for the resonance and nonresonance absorption of photons and different interatomic distances. It has been shown that when atoms are at an infinite distance from one another, so that there is no dipole-dipole interaction of atoms, quantum information can be transferred from one atom to another via the quantum teleportation channel.

РЕЗОНАНСНАЯ ПЕРЕДАЧА КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ НА ДАЛЕКИЕ РАССТОЯНИЯ ОТ ОДНОГО АТОМА-КУБИТА К ДРУГОМУ

С.И. Мигалина

Ужгородский национальный университет, 88000, Ужгород, ул. Волошина 54

Доказана возможность резонансной передачи квантовой информации от одного двухуровневого атома к другому, расположенному на произвольном расстоянии от первого атома. Рассмотрены симметричная и антисимметричная комбинации волновых функций отдельных атомов, каждой из которых соответствует определенная энергия при учете межатомного диполь-дипольного взаимодействия. Получено решение системы уравнений для амплитуд вероятности при поглощении резонансного фотона одним из атомов системы. Исследованы три типа решений этой системы при резонансном и нерезонансном поглощении фотонов и при различных межатомных расстояниях. Показано, что при бесконечном удалении атомов друг от друга возможна передача квантовой информации от одного атома-кубита к другому через канал квантовой телепортации.