

Non-Markovian dynamics에 기초한 양자게이트 모델

안 도열

서울 동대문구 전농동 90 서울시립대학교 전자전기공학부 및 양자정보처리연구단

* 본논문은 과학기술부 창의적 연구진흥사업에 의하여 지원되었습니다.

I 서론

양자 computer[1,2]를 구현하기 위하여서는 고전적인 computer에서 쓰이는 게이트(gate)에 해당하는 양자 게이트가 먼저 실현되어야 한다. 양자 게이트는 고전적인 게이트와 달라서, 0과 1을 구별하는 것 이외에도 몇가지 특별한 조건을 만족시켜야 한다. 이들은 대부분 양자역학에 기초를 두고 있어서 쉽게 이해하기 어렵지만, spin을 이용하여 설명하면 다음과 같이 요약된다[3]. spin은 ↑과 ↓, 두가지 상태가 있어서 이를 고전 computer에서의 0과 1에 대응시킬 수 있다. 이와 같이 양자게이트 역시 0과 1 상태를 정확히 정의할 수 있어야 한다. 둘째, single bit operation이 가능해야 한다. 이는 고전적인 computer에서는 어떤 operation을 가하여 0을 1로, 또는 1을 0으로 변환시킬 수 있어야 하는 것을 의미하지만, 양자 게이트에서는 $a|\downarrow\rangle + b|\uparrow\rangle$ 상태를 다른 상태로 변환시킬 수 있다는 것을 의미한다. 세 번째는 two-bit operation이 가능해야 한다. 만약 $|i, j\rangle$ 를 두 양자 게이트의 상태라 하면, two-bit operation은 이를 자유로이 변화시키는 작용을 말한다. 대표적인 것이 swap operation U_{swap} 이다. 이 operation에서는 두 양자 게이트의 spin을 서로 바꾸어 주는 역할을 한다; $U_{swap}|i, j\rangle = |j, i\rangle$. 네 번째로 요구되는 양자 게이트의 조건은 이렇게 준비한 양자 상태를 측정할 수 있어야 한다는 것이다. 이런 조건을 만족시키는 시스템은 여러 종류가 있다. 그 중 대표적인 것이 원자핵의 spin을 이용한 NMR[4], Cooper pair[5]을 이용하는 양자 게이트, 양자점에 갇힌 전자의 spin을 이용하는 방법[2], 그리고 전자의 상호작용과 빛을 이용하는 방법등이다. 현재 이러한 방법들은 이론적으로나 실험적으로 모두 검증중에 있으며, 어느 방법이나 장점과 단점을 가지고 있기 때문에 새로운 개념의 양자 게이트 대한 연구는 앞으로 계속되어야 할 것이다. 이러한 양자 게이트의 실험적인 실현에 대한 연구뿐만 아니라, 중요하게 병행되어야 할 연구분야중의 하나가 양자게이트와 그것을 둘러싸고 있는 주위환경과의 상호작용이다. 이러한 상호작용 때문에 초기에 준비된 양자적인 상태(BIT)가 시간에 따라 없어지는 현상이 나타나게 되는데 이를 양자상태의 decoherence라고 한다. 양자 게이트를 구현하기 위해서는 계산시간동안 decoherence가 무시할 수 있을 만큼 작아야 하기 때문에, 이를 극복할 수 있는 방법에 대한 연구는 아주 중요하다. 이 장은 주요내용은 이러한 양자상태의 decoherence를 연구하기 위하여 최근 본연구단에서 행한 이론적인 계산을 모은 것이다. 시스템(양자 게이트), 주위환경, 그들간의 상호 작용등 일반적인 상황에서, 양자상태의 decoherence를 연구할 수 있는 결과들을 Liouville방정식을 정확히 풀어 유도하였다. 그리고 이 결과들을 실제 시스템에 적용하여, 주위환경이 양자 게이트에 어떻게 작용하는지 예측하였다. 단락 II에서는 Liouville 방정식으로부터 일반적인 density operator의 시간에 따른 변화를 예측할 수 있는 해를 유도한다. 그리고 단락 III에서는 이를 양자점에 있는 전자의 spin을 이용한 양자 게이트에 적용하기 위해 알맞은 근사를 소개하고, 단락 IV에서는 수치해석을 통한 결과와 그에 대한 토의한다. 마지막으로 단락 V에서 이번엔 한 일을 정리하고 앞으로의 연구할 과제에 대해서 간단히 기술한다.

II Time-convolutionless density-operator theory

우리는 일반적인 실험조건인 시스템을 고려하였다; 즉, 양자게이트, 주위환경(heat bath), 그리고 둘 사이의 상호작용으로 이루어진 시스템이다. 이를 Hamiltonian으로 표시하면,

$$H_T(t) = H_S(t) + H_B + H_{int}$$

이다. 여기서 $H_S(t)$ 는 양자 게이트(시스템)를 나타내는 식이고, H_B 는 주위환경의 평형상태를 나타내는 Hamiltonian으로서 H_{int} 를 통해서 시스템과 상호작용한다. 시간이 지나감에 따라 시스템의 상태들은 변화하게 되는데, 우리는 Liouville 방정식을 통하여 총 시스템의 운동을 예측할 수 있다. 총 시스템의 density operator를 $\rho_T(t)$ 라 하면 Liouville 방정식은 다음과 같이 쓰여진다,

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_T}{dt} &= -i[H_T, \rho_T] \\ &= -iL_T\rho_T \end{aligned}$$

여기서,

$$L_T(t) = L_S(t) + L_B + L_{int}$$

이며, 각 Hamiltonian에 해당하는 Liouville superoperator에 해당한다. 이 Liouville 방정식을 풀기 위해서는 주위환경의 상태만 제거하는 operator를 정의하여 쓰면 편리하다. 우리는 그 projection operator, P와 Q를 다음과 같이 정의하였다;

$$PX = \rho_B tr_B(X), \quad Q = 1 - P.$$

여기서 tr_B 는 주위환경에 대하여 trace를 취한다는 의미이다. 따라서 시스템에 대한 정보는 reduced density operator $\rho(t)$ 에 모두 들어가 있게 되는데, 다음과 같이 총 density operator에 대하여 주위환경의 trace를 적용하여 얻을 수 있다;

$$\begin{aligned}\rho(t) &= \text{tr}_B \rho_T(t) \\ &= \text{tr}_B P \rho_T(t).\end{aligned}$$

time-convolutionless 방정식을 얻기 위한 절차로, 우리는 먼저 $P\rho_T(t)$ 와 $Q\rho_T(t)$ 를 계산하면,

$$\begin{aligned}-\frac{d}{dt} P\rho_T(t) &= -i P\rho_T P\rho_T(t) + i PL_T Q\rho_T(t), \\ -\frac{d}{dt} Q\rho_T(t) &= -i Q\rho_T Q\rho_T(t) + i QL_T P\rho_T(t)\end{aligned}$$

와 같은 방정식을 얻을 수 있다. 여기서, 우리는 $t=0$ 에서 처음 상태가 주위환경으로부터 완전히 독립적이라고 가정한다, 즉 $Q\rho_T(0)=0$. 이 수식을 이용하면,

$$Q\rho_T(t) = -i \int_0^t \tau H(t, \tau) QL_T(\tau) P\rho_T(0),$$

를 얻을 수 있다. 시스템에 대한 projection operator H 는

$$H(t, \tau) = T \exp \left\{ -i \int_{\tau}^t ds QL_T(s) Q \right\}.$$

처럼 정의되었고 T 는 time-ordering operator이다. 그러나 아직 time-convolutionless 형태의 해를 얻지 못했기 때문에 우리는 다시한번을 처음 Liouville 방정식의 다른 형태의 해인 $\rho_T(t) = G(t, \tau) \rho_T(\tau)$ 를 이용하여 $Q\rho_T(t)$ 를 간단히 할 수 있다; 여기서

$$G(t, \tau) = T^c \exp \left\{ I \int_{\tau}^t ds L_T(s) \right\} \text{이며, } T^c \text{는 anti-time-ordering operator이다.}$$

따라서 우리는 $Q\rho_T(t) = \{\theta(t) - 1\} P\rho_T(t)$ 을 얻는다. 단,

$$\begin{aligned}\theta^{-1}(t) &= g(t) \\ &= 1 + i \int_0^t d\tau H(t, \tau) QL_T(\tau) G(t, \tau)\end{aligned}$$

이다.

이와 같이 우리는 $Q\rho_T(t)$ 에 대한 해를 얻었으며 time-convolutionless 방정식은 처음 짝지워진 미분 방정식에 대입함으로써 얻을 수 있다. 즉,

$$-\frac{d}{dt} P\rho_T(t) = -i PL_T(t) P\rho_T(t) - i PL_T(t) \{\theta(t) - 1\} P\rho_T(t).$$

이 일차 미분방정식은 쉽게 풀려서 그 해는 다음과 같이 나타내진다;

$$P\rho_T(t) = U(t, 0) P\rho_T(0) - i \int_0^t ds U(t, s) PL_T(s) \{\theta(s) - 1\} P\rho_T(s).$$

여기서 새로운 operator U 는 $U(t, \tau) = T \exp \left\{ -i \int_0^t ds PL_T(s) P \right\}$ 로 정의 되었다. 다시

$\rho_T(s) = G(t, s) \rho_T(t)$ 를 이용하면 위의 해는 보다 간단히 쓰여진다;

$$\begin{aligned}P\rho_T(t) &= U(t, 0) P\rho_T(0) - i \int_0^t ds U(t, s) PL_T(s) \{\theta(s) - 1\} P G(t, s) \rho_T(t) \\ &= U(t, 0) P\rho_T(0) - i \int_0^t ds U(t, s) PL_T(s) \{\theta(s) - 1\} P G(t, s) \theta(t) P\rho_T(t).\end{aligned}$$

그런데 $P\rho_T(t) = \rho_B \text{tr}_B(\rho_T(t))$ 이고 $PL_T(t) P = P(L_S(t) + L_B + L_{\text{int}})P = L_S(t) P$ 이므로

$$\begin{aligned}U(t, 0) P\rho_T(0) &= T \exp \left\{ -i \int_0^t ds PL_T(s) P \right\} P\rho_T(0) \\ &= U_S(t, 0) P\rho_T(0) = U_S(t, 0) \rho_B \rho(t)\end{aligned}$$

를 얻는다. 비슷한 방법으로,

$$\begin{aligned}U(t, s) PL_T(s) \{\theta(s) - 1\} P G(t, s) \theta(t) P\rho_T(t) \\ = U_S(t, s) \rho_B \text{tr}_B[L_T(s) \{\theta(s) - 1\} \rho_B] \text{tr}_B[G(t, s) \theta(t)] \rho(t)\end{aligned}$$

를 이용하면 density operator는 다음과 같다;

$$\rho(t) = U_S(t, 0) \rho(0) - i \int_0^t ds U_S(t, s) \text{tr}_B[L_T(s) \{\theta(s) - 1\} \rho_B] \text{tr}_B[G(t, s) \theta(t) \rho_B] \rho(t).$$

이는 다시 간단히

$$\rho(t) = E(t) \rho(0) = W^{-1}(t) U_S(t, 0) \rho(0)$$

로 쓸 수 있다. 여기서 W 는 다음과 같이 정의된 양이다.

$$\begin{aligned} W(t) &= 1 + i \int_0^t ds \underline{U}_S(t, s) \text{tr}_B[L_{\tau}(s) \{ \theta(s) - 1 \} \rho_B] \text{tr}_B[\underline{G}(t, s) \theta(t) \rho_B] \rho(t) \\ &= 1 + i \int_0^t ds \underline{U}_S(t, s) \text{tr}_B[L_{\text{int}} \Sigma(s) \{ 1 - \theta(s) \}^{-1} \rho_B] \\ &\quad \times \text{tr}_B[\underline{U}_0(s) R(t, s) \underline{U}_0^{-1}(t) \{ 1 - \Sigma(t) \}^{-1} \rho_B] \rho(t). \end{aligned}$$

그리고 $\Sigma(t) = 1 - \theta^{-1}(t)$, $\underline{U}_0(t) = e^{-iU_B} \underline{U}_S(t)$,

$$R(t, \tau) = \mathcal{T} \exp \left\{ i \int_{\tau}^t ds \underline{U}_0^{-1}(s) L_{\text{int}} \underline{U}_0(s) \right\}$$

처럼 정의했다. 여기서 projected operator인 \underline{S} 는 다음과 같이 정의된 양이다,

$$\underline{S}(t, \tau) = \mathcal{T} \exp \left\{ -i \int_{\tau}^t ds Q \underline{U}_0^{-1}(s) L_{\text{int}} \underline{U}_0(s) Q \right\}$$

이렇게 하여 시스템과 주위환경이 있을 때 시간에 따른 성질을 예측할 수 있는 density operator의 완벽한 해를 time-convolutionless 형태로 구해졌다.

III Two-bit 양자 게이트의 decoherence

우리는 two-bit 양자 게이트로서 양자점안에 있는 전자의 spin을 이용한 방법을 고려하였다. 이 시스템은 전자들 사이의 터널링에 의하여 spin의 상태를 조절할 수 있다. 전자의 파동함수에서 공간적인 부분을 제거하면 Hamiltonian은 다음과 같은 모양으로 나타내진다.

$$H_S(t) = J(t) \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

여기서 $J(t)$ 는 시간에 의존하는 하이젠베르크 커플링이고 그 크기는 spin singlet과 spin triplet의 에너지 차이로 계산 되어진다. 만약 $\int dt J(t) = J_0 \tau_s = \pi g$ 되게 $J(t)$ 를 조절하면 위의 Hamiltonian에 의

해서 기술되는 작용은, 우리가 양자계산 (quantum computation)을 할 때 중요하게 쓰이는 swap operation이 된다. 즉, $|i, j\rangle$ 를 두 전자의 spin 상태를 나타낸다고 하면 (i, j 는 두 전자의 \uparrow 또는 \downarrow 를 나타낸다) swap operation U_{swap} 은 $U_{\text{swap}}|i, j\rangle = |j, i\rangle$ 와 같은 작용을 한다. Heat bath인 주위환경은 보통 수 많은 harmonic oscillator들의 모음으로 표현한다; $H_B(t) = \sum_{\alpha} \omega_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}$. 여기서 ω_{α} 는 harmonic oscillator들의 진동수를 나타내고 그 분포는 $A(\omega) = \pi \sum_{\alpha} g_{\alpha}^2 \delta(\omega - \omega_{\alpha})$ 로 표시된다. 또 주

위환경과 시스템간의 상호작용은 일차적이라고 가정한다. 즉, $H_{\text{int}} = \lambda(\vec{S}_1 \cdot \vec{b}_1 + \vec{S}_2 \cdot \vec{b}_2)$ 로 표시된다. 여기서 b_i^j 는 fluctuating quantum fields로써 $b_i^j = \sum_{\alpha} g_{\alpha} (a_{\alpha}^j + a_{\alpha}^{\dagger})$ 이다. 그러면 이들 Hamiltonian들로부터 앞 단락에서 얻은 reduced density operator에 대한 식을 정리하면, 다음과 같이 전자의 spin들로부터 나타내어지는 수식을 얻을 수 있다;

$$\begin{aligned} E^{(2)}(t) &= \underline{U}_S(t, 0) - i \underline{U}_S(t, 0) \int_0^t ds \int_0^s d\tau \sum_{ij} \{ [S_i^j(s), S_j^i(\tau) \rho(0)] \{ \Gamma(\tau-s) - i\mathcal{A}(\tau-s) \} \\ &\quad + [\rho(0) S_j^i(\tau), S_i^j(s)] \{ \Gamma(\tau-s) + i\mathcal{A}(\tau-s) \} \} \end{aligned}$$

이제 이식을 이용하여 어떻게 density operator의 시간적 변화를 수치적으로 계산할 수 있는가를 이야기한다. 이를 위해 먼저 density operator를 적당한 basis를 전개하자. multiplets basis를 사용하면 우리는 간단한 형태의 계산을 할 수 있는데, 그 basis는 $e_{\alpha\beta} = |\alpha\rangle\langle\beta|$ 로 정의된다; $\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4$ 이고

$$|1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle, \quad |2\rangle = \frac{|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}, \quad |3\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle, \quad |4\rangle = \frac{|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}$$

이다. 이제 이 basis들의 inner product를 $(e_{\alpha\beta}, e_{\gamma\delta}) = \text{Tr}\{e_{\alpha\beta}^{\dagger} e_{\gamma\delta}\} = \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta}$ 로 정의 하고, 이를 이용하여 density operator의 시간에 따른 변화를 계산하면 다음과 같이 형렬 형태로 쓸 수 있다;

$$\begin{aligned} \underline{E}^{(2)}_{\alpha\beta\gamma\delta}(t) &= e^{-i t \omega_{\alpha\beta}} \left[\delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} - \delta_{\beta\delta} \sum_x M_{\alpha x \gamma} p_{x \beta \gamma}(t) - \delta_{\alpha\gamma} \sum_x M_{\delta x \beta} p_{x \alpha \gamma}^*(t) \right. \\ &\quad \left. + M_{\alpha\beta\gamma\delta} (p_{x \alpha \gamma}^*(t) + p_{x \beta \delta}(t)) \right] \end{aligned}$$

여기서 $M_{\alpha\beta\gamma\delta} = \sum_{ij} \langle \alpha | S_i^j | \beta \rangle \langle \gamma | S_j^i | \delta \rangle$, $\omega_{\alpha\beta} = E_{\alpha} - E_{\beta}$ 로 쓰여진 양이고, $p_{\alpha\beta\gamma\delta}$ 는

$$p_{\alpha\beta\gamma\delta} = \int_0^t ds e^{-i s \omega_{\alpha\beta}} \int_0^s d\tau e^{i \tau \omega_{\alpha\beta}} [\Gamma(\tau-s) - i\mathcal{A}(\tau-s)].$$

이다 ($E_{1,2,3} = J_0/4$, $E_4 = -3J_0/4$). $\overline{\tau}(s)$ 에서 overline은 이들 값이 τ_s 보다 작으면 각각 $\tau(s)$ 이고, 그렇지 않으면 τ_s 라는 것을 의미한다. 시스템과 주위환경사이의 상호작용에 해당하는 양들은 $\Gamma(t), \mathcal{A}(t)$ 에

$$\Gamma(t) + i\Delta(t) = \lambda^2 \text{Tr}_B \{ b_i^j(t) b_i^j \rho_B \},$$

$$\text{Tr}_B \{ b_k^i(t) b_j^i \rho_B \} = \delta_{ik} \delta_{jl} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty A(\omega) \left[e^{-i\omega t} + \frac{2\cos(\omega t)}{e^{\frac{\omega}{k_B T}} - 1} \right] d\omega$$

포함되게 된다.

IV 수치적인 결과와 토의

이제 이와 같이 유도된 수식을 실제로 양자 게이트에 적용하여 그 결과를 알아보자. 그 첫 번째 예로 다음과 initial density operator를 생각하고 그의 시간에 따른 변화를 보자;

$$\rho(0) = \frac{1}{2} |1\rangle\langle 1| + \frac{1}{4} |2\rangle\langle 2| - \frac{1}{4} |2\rangle\langle 4| - \frac{1}{4} |4\rangle\langle 2| + \frac{1}{4} |4\rangle\langle 4|.$$

이는 첫 번째 전자는 spin이 unpolarized된 상태이고 두 번째 전자의 spin은 up-polarized 된 상태를 기술한다. 따라서 swap operation을 가하면 두 전자의 polarization상태가 뒤 바뀔 것이다.

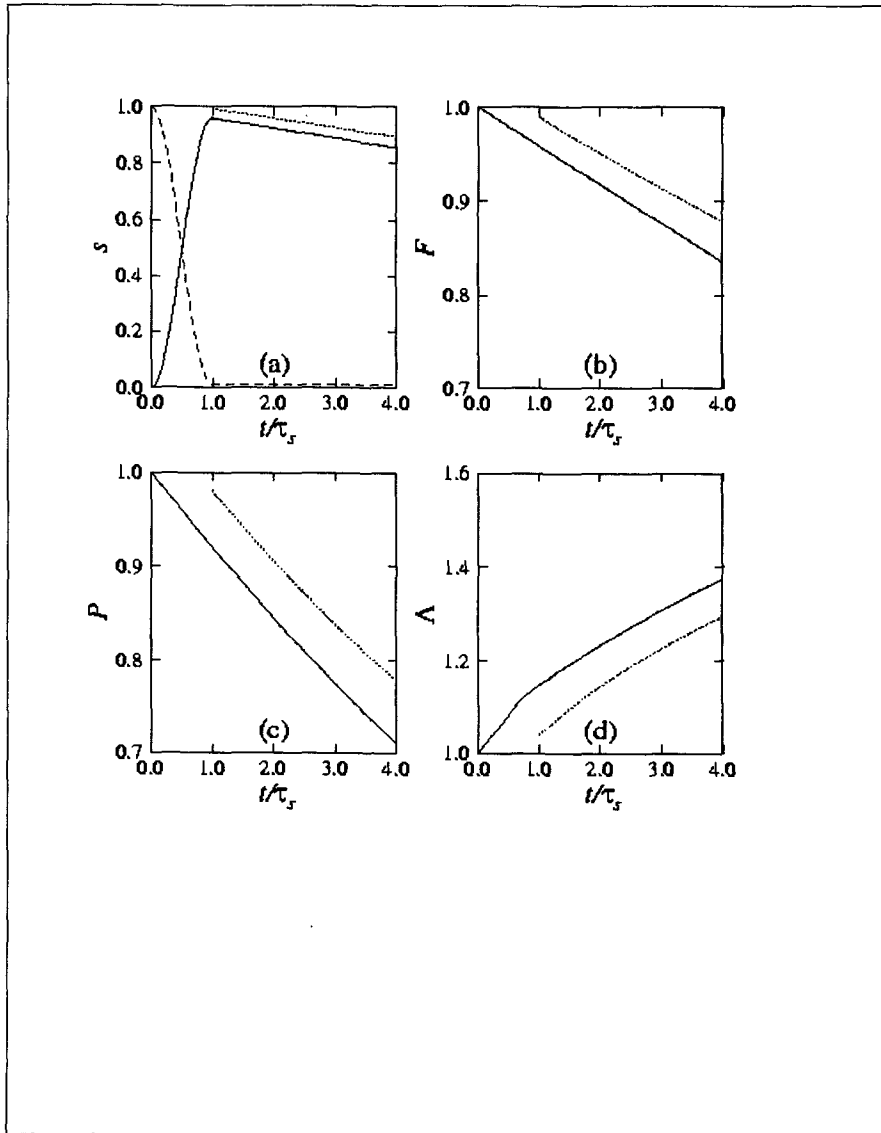


그림 1

그림 1은 $\lambda^2\eta = 1.8 \times 10^{-5}$, $k_B T = 300\text{K}$, $\omega_c = 400\text{K}$, $J_0 = 1\text{K}$ 의 매개변수를 사용하여 계산한 결과이다. 그림 1-(a)에 보여진 것과 같이 첫 번째 전자의 spin polarization $s = 2\langle S_z^1 \rangle = 2\text{Tr}(\rho(t)S_z^1)$ (실선)은 0에서 1로 변화하고 두 번째 전자의 것(파선)은 1에서 0으로 변화한다. 그러나 decoherence 때문에 완전히 1또는 0에 도달하지 못하는 것을 알 수 있었다. 이 decoherence 문제는 실험에서 양자 게이트를 만드는 데 근본적인 장애물로 작용한다 것을 말해준다. 그림 1-(a)의 점선은 Loss와 DiVincenzo[2]에 의해 최근 계산된 것인데 $t \geq \tau_s$ 에서 두 결과가 같은 비율로 감소하는 것을 알 수 있다. 다만 $t = \tau_s$ 에서 두 계산의 값이 많이 다르는데 이는 Loss와 DiVincenzo에 의해서 행해진 계산에서 사용한 수식이 너무 간소화 되었기 때문이다. 그림 1-(b)와 (c)는 양자 게이트의 근본적인 성질을 알 수 있는 또 하나의 양인 게이트 fidelity와 purity을 그린 것이다. 게이트 fidelity와 purity는 다음과 같이 정의된 양이다.

$$F = \langle \psi_0 | U_S^\dagger(t) \rho(t) | \psi_0 \rangle = \frac{1}{6} + \frac{1}{24} \left[\sum_{\alpha} E^{(2)}_{\alpha\alpha\alpha\alpha} + \sum_{\alpha\beta} E^{(2)}_{\alpha\beta\alpha\beta} e^{i\omega_{\alpha\beta} t} \right]$$

$$P = \overline{\text{Tr}[\rho(t)]^2} = \frac{1}{24} \sum_{\alpha,\beta,\gamma} \left[|E^{(2)}_{\alpha\beta\gamma\gamma}|^2 + \sum_{\delta} \left(E^{(2)}_{\alpha\beta\gamma\gamma} E^{(2)*}_{\alpha\beta\delta\delta} + |E^{(2)}_{\alpha\beta\gamma\delta}|^2 \right) \right]$$

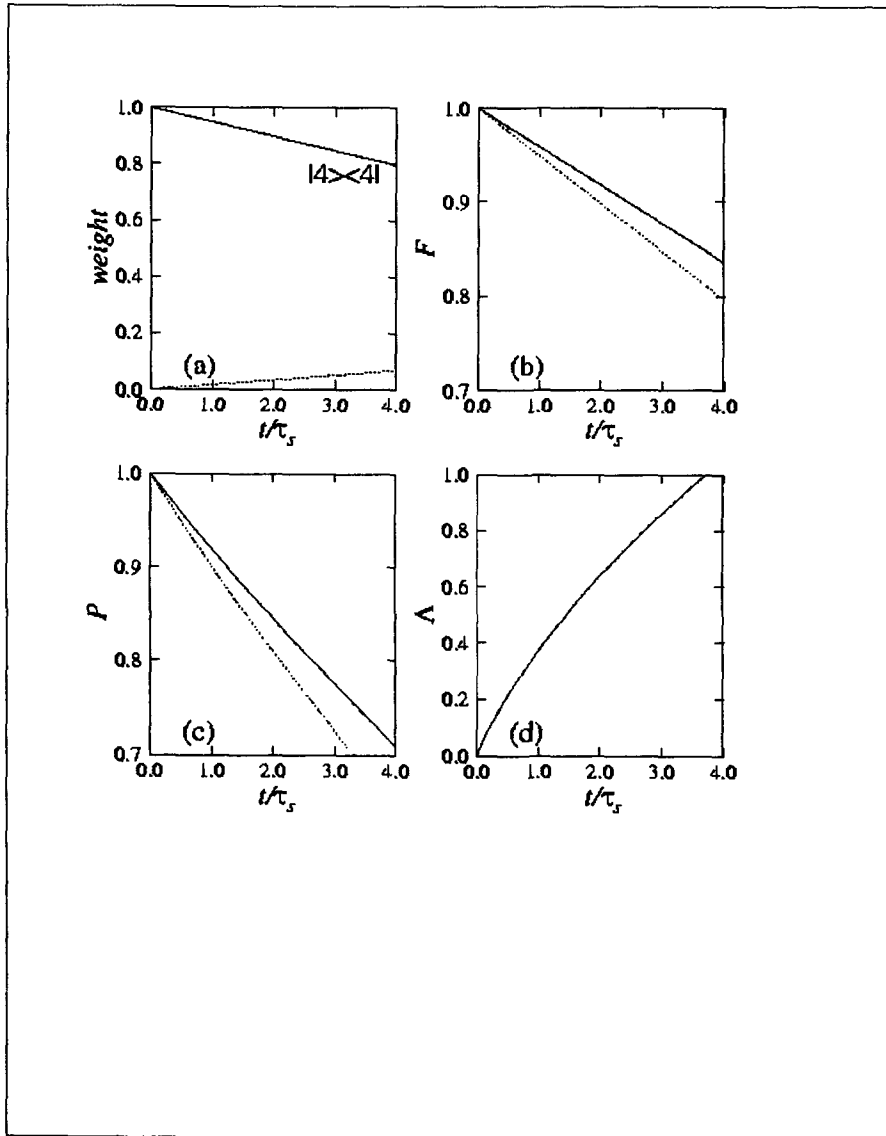


그림2

여기서, overline들은 이 값을 계산할 때 모든 가능한 initial states에 대하여 평균되었다는 의미이다. 이 값에 대해서도 우리 계산은 시간에 따라 그 크기가 직선적으로 1에서부터 감소하는 것을 보여 준다. 즉 decoherence에 의해, 그 값들이 1이 아닌 값을 나타내고 있는 것이다.

또 하나의 재미있는 양은 폰 노이만 엔트로피 $\Lambda = -Tr\{\rho(t) \log_2 \rho(t)\}$ 이다. 우리는 계산한 폰 노이만 엔트로피를 그림 1-(d)에 그렸다. $t=0$ 에서 density operator의 eigenvalues는 $\{0,0,0.5,0.5\}$ 이기 때문에, 엔트로피는 $\Lambda = 1$ 이다. 시간이 지나가면서, 주위환경의 영향을 받아서 시스템이 혼동스러워지기 때문에 폰 노이만 엔트로피는 점점 증가하는 것을 알 수 있었다. 그러나 결국 시간이 충분히 지나면, 모든 상태가 같은 정도로 채워질 것이므로 최대의 엔트로피는 2(BITS)가 될 것으로 예상된다. 다음은 entangled state에 대한 주위환경의 영향을 알아보기 위하여 다른 initial density operator를 고려한 결과이다. 그 initial density operator로는 순수한 spin singlet state, 즉 $\rho_0(t) = |4\rangle\langle 4|$, ($|\psi_0\rangle = |4\rangle$)를 선택하였다. 그림 2-(a)는 density operator의 대각화 성분을 그린 것이다. 시간이 지나면서 초기 성분이었던 $\rho_{44} = |4\rangle\langle 4|$ 는 점점 줄어들고 다른 성분 $\rho_{aa} = |a\rangle\langle a|$ 들은 점점 늘어나는 것을 볼 수 있다. 이런 현상 때문에 폰 노이만 엔트로피도 조금씩 시간에 따라 증가되는 것을 알 수 있다(그림 2-(d)).

그림 2-(c)와 (d)에서는 게이트 fidelity와 purity를 초기 상태에 대하여 평균했을 때 (직선)와 하지 않았을 때(점선)를 비교한 것이다. 양 쪽 모두에서 약간의 차이가 있는 것이 발견되었는데, 이는 게이트 purity와 fidelity가 게이트 성능을 정의하는 보편적인 양이라 할지라도, 특별한 input에 대하여 그 양이 달라질 수 있다는 것을 말해준다.

V 요약

양자 게이트의 실험적인 실현을 위해 해결해야 할 한가지 문제인 양자상태의 decoherence를 연구하였다. 첫째로, 우리는 quantum Liouville 방정식을 풀어서 time-convolutionless 형태로 된 reduced density operator의 정확한 식을 유도하였다. 이때, 우리는 아주 일반적인 시스템으로부터 출발하여 수식을 유도하였기 때문에 얻어진 결과는 앞으로 quantum computer를 구현하는데 부딪치게 될 여러문제를 해결하는데 도움이 될것이라 생각한다. 두 번째로, 우리가 유도한 수식을 이용해서 전자의 spin을 이용한 양자 게이트에서 decoherence를 연구하였다. 계산결과, 우리가 얻은 수식은 양자 게이트의 decoherence 문제를 잘 설명하였으며, 주위환경에 따라 얼마나 민감한지를 잘 보여 주었다. 앞으로 이 수식들을 이용하여 전자의 spin를 이용한 양자 게이트 이외의 시스템에 대하여 decoherence의 연구를 확장해 볼 필요가 있다. 왜냐하면, 현재 전자의 상호작용을 이용한 양자 게이트는 decoherence가 너무 심해 여러 가지 장점에도 불구하고 그 실현가능성이 작기 때문이다. 이와 병행하여 새로운 양자 게이트에 대한 연구를 계속할 예정이다. 현재까지 제안된 양자 게이트는 나름대로 장단점을 포함하고 있어서 좀 더 많은 장점을 갖는 모델은 quantum computer의 구현에 중요한 요인이 되기 때문이다.

References

[1] S. Lloyd, science 261, 1589 (1993); C. H. Bennett, Phys. Today 48, 24 (1995); R. Jozsa and B. Schumacher, J. Mod. Opt. 41, 2343 (1994); B. Schumacher, Phys. Rev. A 51, 2738 (1995).
 [2] D. Loss and D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. A 57, 120 (1998).
 [3] Y. Makhlin, G. Schon, and A. Shnirman, Nature 398, 305 (1999).
 [4] I. L. Chuang, N. A. Gershenfeld, M. Kubinec, Phys. Rev. Lett. 80, 3408 (1988).
 [5] Y. Nakamura, Y. A. Pashkin, and J. S. Tsai, Nature 398, 786 (1999).