

광자쌍의 비국소적 상관관계와 빛의 진공상태

홍 정 기

포항공과대학 물리학과

김 태 수

울산대학교 물리학과

(1993년 12월 16일 받음)

자발적 매개하향변환과정에서 발생하는 광자쌍의 상관관계에 관한 실험을 소개하고 관찰된 결과를 분석하는 과정에서 양자광학에 대한 이해를 깊이한다. 고전적인 파동광학이나 나아가서 국소적 현실성에 입각한 어떠한 이론으로도 설명할 수 없는 이러한 상관관계가 나타나는 데에는 빛의 진공상태가 중요한 역할을 한다는 것을 보인다.

I. 서 론

광학은 빛의 생성, 전달, 검출과 관련된 현상들에 대하여 연구하는 학문이다. 이러한 현상들은 빛과 물질의 상호작용에 의하여 일어나는 상태변화로써 나타난다. 광학은 이 빛과 물질의 상태를 기술하는 방법에 따라서 고전, 준고전, 양자광학 등으로 구별된다. 고전광학에서는 빛과 물질의 상태를 모두 고전역학적으로 다루고, 준고전광학에서는 빛의 상태는 고전적으로 다루지만 물질의 상태는 양자역학적으로 다루며, 양자광학에 있어서는 빛과 물질의 상태를 모두 양자역학적으로 다룬다.^[1-6] 따라서 빛에 관한 한 준고전광학도 고전적인 파동광학이라고 할 수 있다.

빛 에너지의 양자화에 대한 필요성은 흑체복사,^[7] 광전효과,^[8] Compton 산란^[9]과 관련하여 이미 금세기 초부터 알려져 있었지만,^[10] 빛의 입자성 이상의 양자역학적인 개념을 요구하는 광학적 현상들은 20여년 전까지만 하여도 실험적으로 관찰되지 않아서 양자광학은 큰 관심을 끌지 못하였다. 그러나 레이저의 출현에 의하여 비선형광학이 발전된 후에 광자들 사이의 특이한 시간적 상관관계를 보여주는 광자 antibunching,^[11] 광자수의 요동정도가 고전적인 상태보다 작은 subpoissonian 분포,^[12] 전자장 진폭의 요동정도가 위상에 따라 아주 작아질 수 있는 빛의 쥘상태(squeezed state),^[13] 광자쌍 동시계수시 나타나는 간섭효과^[14] 등 고전광학으로는 설명할 수 없는 현상들이 속속 예측되고 또한 실험적으로 관

측되자 양자광학은 주목받는, 광학의 한 분야가 되기 시작하였다.^[15]

양자광학의 주된 관심사는 이와 같이 고전광학으로는 설명할 수 없는 광학적 현상에 있다. 따라서 고전광학과 양자광학의 차이점을 이해하는 것은 양자광학을 공부하는데 있어서 매우 중요한 사항이다. 본 논문에서는 이와 같은 차이점이 분명하게 나타나는 광학적 현상중의 하나인 광자쌍의 상관관계 현상을 소개하고자 한다. 아울러 비국소적, 비고전적인 이 상관관계가 나타나는 데에 빛의 진공상태가 매우 중요한 역할을 하는 것을 보임과 동시에 이 과정에서 양자광학에 대한 이해를 깊게 하고자 한다.

제2장에서는 자발적 매개하향변환과정, 광자쌍 상태, 광자계수 등을 양자광학적으로 기술한다. 다음에 제3장에서는 광자쌍을 이루는 두 광자를 각기 다른 간섭계를 통과시킨 다음 동시광자계수할 때에 나타나는 간섭효과와 크기가 고전광학적으로는 설명할 수 없음을 보이고, 제4장에서는 이 광자쌍의 상관관계가 국소적 현실성에 입각한 어떠한 이론으로도 설명될 수 없음을 보인다.

II. 자발적 매개하향변환과 광자쌍 상태

매개하향변환은 비선형 매질에 입사하는 펌프광자들 중 일부가 신호광자와 idler광자로 갈라지는 광학적 현상으로, 신호광과 idler광의 초기상태가 진공상태일 경우에 자발적 매개하향변환이 된다.^[16-23] 매개하향변환은 위상조화(phase-matching) 조건이라고 불리는 관계식

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1)$$

와

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (2)$$

이 만족될 때에 잘 일어난다. 식 (1)의 w_p, w_s, w_i 와 식 (2)의 $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i$ 는 각기 펌프광자, 신호광자, idler광자의 각진동수와 전파벡터들이며 식 (1, 2)는 각각 에너지 보존법칙과 운동량 보존법칙을 의미한다.

매개하향변환은 비선형성이 큰 단축 결정들을 이용하여 효과적으로 일으킬 수 있는데, 위상조화 조건은 이 결정들의 분산과 복굴절성을 이용하여 만족시킬 수가 있다.^[24] 이 경우에 위상조화 조건은 펌프광의 진행방향을 대칭축으로 하여 성립하므로 신호광과 idler광은 원추형으로 발생되고, 원추의 꼭지각은 신호광이나 idler광의 각진동수에 의하여 결정된다.

비선형 결정으로부터 멀리 떨어진 지점의 작은 면에 입사하는 신호광자를 검출할 때, 검출되는 신호광자의 각진동수는 어떠한 범위의 값을 가지며, 이 신호광자와 쌍을 이루는 idler광자는 위상조화 조건을 만족시키는 방향에서, 대응되는 각진동수를 갖고 검출된다. 본 논문에서는 논의를 간단히 하기 위하여 신호광자와 idler광자의 중심 각진동수가 같은, 즉 축퇴되는 경우를 다루기로 한다. 이 경우 두 광자는 펌프광의 양쪽으로 대칭되는 지점에서 검출된다.

매개하향변환은 양자광학적으로 볼 때에 펌프, 신호, idler의 세 광자장,^[25] 또는

$$\hat{E}_\alpha^{(+)}(t) = \frac{1}{\sqrt{T_n}} \sum_\omega \hat{a}_{\alpha,\omega} e^{-i\omega t} \quad (\alpha=p, s \text{ 또는 } i) \quad (3)$$

들이 비선형 매질내에서 현상학적 상호작용 Hamiltonian 연산자,

$$\begin{aligned} \hat{H}_I(t) = & \frac{-1}{\sqrt{T_n^3}} \sum_\omega \sum_{\omega'} \sum_{\omega''} \chi(\omega, \omega', \omega'') \hat{a}_{p,\omega} \hat{a}_{s,\omega'}^\dagger \hat{a}_{i,\omega''}^\dagger \\ & e^{-i(\omega-\omega'-\omega'')t} \\ & - \frac{1}{\sqrt{T_n^3}} \sum_\omega \sum_{\omega'} \sum_{\omega''} \chi(\omega, \omega', \omega'') \hat{a}_{p,\omega}^\dagger \hat{a}_{s,\omega'} \hat{a}_{i,\omega''} \\ & e^{i(\omega-\omega'-\omega'')t} \end{aligned} \quad (4)$$

의 첫째항에 의하여 결합하는 과정이다.^[21-23] $\chi(\omega, \omega', \omega'')$ 는 비선형 매질의 특성과 위상조화 조건에 의하여 결정되는 결합상수이며, 매질이 비흡수성일 경우 실수이

다.^[23] 식 (3)의 $\hat{a}_{\alpha,\omega}$ 는 α -광자장의, 각진동수가 ω 인 모우드의 소멸연산자이고, T_n 은 규격화 시간으로서 각진동수 분해능의 역수에 해당한다. 광자장의 모우드들은 일반적으로 전파벡터에 의하여 구분되는데, 각기 다르지만 일정한 방향으로 진행하는 펌프, 신호, idler광자들을 고려할 경우에 각진동수 ω 만으로 모우드를 구분할 수 있다. 가능한 ω 의 값은 직교조건

$$\frac{1}{T_n} \int_{-T_n/2}^{T_n/2} e^{i(\omega - \omega')t} dt = \delta_{\omega\omega'} \quad (5)$$

에 의하여 결정된다. T_n 을 펌프광의 간섭성 시간과 같이 놓으면 펌프광은 단일모우드로 표시할 수 있다. 이후에는 이러한 가정들을 전제로 한다.

식 (4)와 같은 상호작용을 하고 있는 광자장의 시간에 따른 상태변화는, 상호작용묘사에 있어서

$$\hat{U}(t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t \hat{H}_I(t) dt\right\} \quad (6)$$

에 의하여 결정된다.

펌프광으로 간섭성이 좋은 레이저광선을 이용하는 자발적 매개하향변환에 있어서 신호장과 idler장의 초기상태는 진공상태이고 펌프장의 초기상태는 단일모우드의 간섭성 상태 $|v_{p,\omega_p}\rangle$ 이므로, 충분한 시간이 흐른 후의 광자장의 상태는

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int_{-T_n/2}^{T_n/2} \hat{H}_I(t) dt\right\} |v_{p,\omega_p}\rangle \\ &\approx \left\{1 - \frac{i}{\hbar\sqrt{T_n}} \sum_\omega \chi(\omega_p, \omega_p/2 + \omega, \omega_p/2 - \omega) \right. \\ &\quad \left. \hat{a}_{p,\omega_p} \hat{a}_{s,\omega_p/2+\omega}^\dagger \hat{a}_{i,\omega_p/2-\omega}^\dagger\right\} |v_{p,\omega_p}\rangle \\ &= |v_{p,\omega_p}\rangle - \frac{i}{\hbar\sqrt{T_n}} \sum_\omega \chi(\omega_p, \omega_p/2 + \omega, \omega_p/2 - \omega) \\ &\quad |v_{p,\omega_p}, 1_{s,\omega_p/2+\omega}, 1_{i,\omega_p/2-\omega}\rangle \end{aligned} \quad (7)$$

가 된다.

식 (7)에서 광자를 검출할 수 있는 신호장과 idler장의 상태만을 고려하면

$$|\psi\rangle = \sum_\omega \phi(\omega) |1_{s,\omega_p/2-\omega}, 1_{i,\omega_p/2+\omega}\rangle \quad (8)$$

라 놓을 수 있다. 여기에서 $|1_{s,\omega_p/2-\omega}, 1_{i,\omega_p/2+\omega}\rangle$ 는 각진동수가 각각 $\omega_p/2 + \omega, \omega_p/2 - \omega$ 인 신호모우드와 idler모우드에 광자가 하나씩 있는 광자쌍 상태를 표시한다. 식

(8)에서 $\phi(\omega)$ 는 $\omega=0$ 을 중심으로하여, $\omega_p/2$ 보다 아주 작은 영역 $\Delta\omega$ 에 대해서만 0이 아닌 값을 갖는 규격화 실수함수이며

$$\sum_{\omega} \phi^2(\omega) = 1 \quad (9)$$

이다. 또한 신호광과 idler광의 대칭성으로 인하여

$$\phi(\omega) = \phi(-\omega) \quad (10)$$

이다.

광자쌍의 상관관계에 대한 실험에 있어서 측정되는 것은 단일광자계수와 동시광자계수이다. 광자계수는 일반적으로 광전효과를 이용한 검출기를 사용하여 이루어 지는데, 시간 t 에 신호광자가 계수될 확률밀도 $P_s(t)$ 와, 시간 t 에 신호광자가 계수되고 시간 t' 에 idler광자가 계수될 확률밀도 $P_{s,i}(t, t')$ 는 각각

$$P_s(t) = \langle \psi | \hat{E}_s^{(-)}(t) \hat{E}_s^{(+)}(t) | \psi \rangle \quad (11)$$

와

$$P_{s,i}(t, t') = \langle \psi | \hat{E}_s^{(-)}(t) \hat{E}_i^{(-)}(t') \hat{E}_i^{(+)}(t') \hat{E}_s^{(+)}(t) | \psi \rangle \quad (12)$$

로 주어진다.^[26]

식 (11, 12)의 확률밀도들을 식 (8)의 광자쌍 상태에 대하여 계산하면,

$$\hat{a}_{s,\omega} |1_{s,\omega p/2+\omega} 1_{i,\omega p/2-\omega}\rangle = \delta_{\omega',\omega p/2+\omega} |1_{i,\omega p/2-\omega}\rangle \quad (13)$$

과

$$\hat{a}_{i,\omega'} \hat{a}_{s,\omega} |1_{s,\omega p/2+\omega} 1_{i,\omega p/2-\omega}\rangle = \delta_{\omega',\omega p/2+\omega} \delta_{\omega,\omega p/2-\omega} |vac\rangle \quad (14)$$

로부터

$$P_s(t) = \frac{1}{T_n} \quad (15)$$

과

$$P_{s,i}(t, t') = \frac{1}{T_n^2} \sum_{\omega} \sum_{\omega'} \phi(\omega') \phi(\omega) e^{-i(\omega-\omega')(t-t')} \quad (16)$$

이 된다.

시간 t 에 신호광자가 하나 계수될 때에 시간 $t-T_R/2$ 에서 $t+T_R/2$ 사이에 idler광자가 동시계수될 조건확률 $P_{i/s}$ 는

$$P_{i/s} = \frac{\int_{-T_R/2}^{T_R/2} P_{s,i}(t, t') dt'}{P_s(t)} \quad (17)$$

로부터 구하여진다. 그런데 식 (16)의 확률밀도는 $|t-t'|$ 이 $1/\Delta\omega$ 정도의 크기 이내일 때에만 어느 정도의 값을 가지므로, 동시분해능시간 T_R 이 $1/\Delta\omega$ 보다 충분히 크면

$$\int_{-T_R/2}^{T_R/2} P_{s,i}(t, t') dt' \approx \int_{-T_R/2}^{T_R/2} P_{s,i}(t, t') dt' \quad (18)$$

가 되어

$$P_{i/s} = 1 \quad (19)$$

이 된다. 신호광자나 idler광자는 시간 T_n 에 걸쳐서 균일한 확률밀도로 검출되지만, 신호광자를 하나 검출하면 $1/\Delta\omega$ 정도의 짧은 시간 이내에 idler광자 하나를 반드시 검출할 수 있다는 이 결과는 실험적으로도 확인되었다.^[27]

III. 광자쌍의 간섭효과

자발적 매개하향변환에 의하여 발생하는 광자쌍들의 특이한 상관관계와 그에 의한 비고전적 간섭현상은 여러 실험에 의하여 확인되었으나,^[14,19,27-58] 본 논문에서는 한 가지만을^[53-58] 소개하고 이를 분석하는 과정에서 비고전적이며 비국소적인 상관관계가 왜 그리고 어떻게 일어나는가를 살펴보기로 한다.

Franson에 의하여 제안된^[59] 광자쌍의 상관관계 실험은 그림 1과 같이 신호광자와 idler광자를 각기 다른 Mach-Zender 간섭계를 통과시킨 다음 네 개의 검출기를 이용하여 동시광자계수하면서 각 간섭계의 경로차이에 따른 변화를 측정하는 것이다.

그림 1의 네 개의 검출기 $D_{a,a}(\alpha$ 는 s 또는 i , a 는 1 또는 2)에 입사하는 광자장 연산자는

$$\hat{E}_{a,1}^{(+)}(t) = T\hat{E}_a^{(+)}(t) - R\hat{E}_a^{(+)}(t - \tau_a) \quad (20)$$

$$\hat{E}_{a,2}^{(+)}(t) = i\sqrt{RT}\hat{E}_a^{(+)}(t) + i\sqrt{RT}\hat{E}_a^{(+)}(t - \tau_a) \quad (21)$$

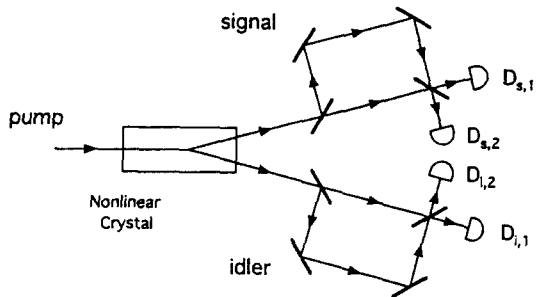


그림 1. 광자쌍의 상관관계를 측정하는 실험장치의 개략도.

로 주어진다. 여기에서 R 과 T 는 간섭계를 구성하는 빔가르개의 반사도와 투과도이며, τ_a 는 각 간섭계내의 짧은 경로와 긴 경로의 길이 s_a 와 l_a 의 차이에 의한 지연시간 $(s_a - l_a)/c$ 이다.

광자쌍 상태로부터 검출기 $D_{a,1}$ 이 광자 하나를 검출할 확률은

$$P_{a,1}(\tau_a) = \int_{-T_n/2}^{T_n/2} \langle \psi | \hat{E}_{a,1}^{(-)}(t) \hat{E}_{a,1}^{(+)}(t) | \psi \rangle dt \quad (22)$$

이므로, 식 (8)과 (20)으로부터

$$P_{a,1}(\tau_a) = R^2 + T^2 - 2RT \sum_{\omega} \phi^2(\omega) \cos(\omega\tau_a/2 + \omega)\tau_a \quad (23)$$

이 된다. 식 (23)의 셋째 항은 광자장의 2차에 비례하는 간섭효과를 나타내는 항이다. 만일 τ_a 와 τ_b 가 T_n 보다는 아주 작지만 $1/\Delta\omega$ 보다는 충분히 크면

$$\sum_{\omega} \phi^2(\omega) e^{\pm i\omega\tau_a} \approx 0 \quad (24)$$

에 의하여 식 (23)은

$$P_{a,1}(\tau_a) = R^2 + T^2 \quad (25)$$

이 되고, 같은 조건에 대하여

$$P_{a,2}(\tau_a) = 2RT \quad (26)$$

가 되어 2차 간섭효과는 사라지게 된다.

신호광자와 idler광자의 상관관계는 각 광자가 검출기 $D_{s,a}$ 와 $D_{i,b}$ 에 의하여 동시분해능시간 T_R 이내에 같이 계수되는 확률

$$P_{s,a; i,b}(\tau_s, \tau_i) = \int_{-T_n/2}^{T_n/2} \int_{t-T_R/2}^{t+T_R/2} \langle \psi | \hat{E}_{s,a}^{(-)}(t) \hat{E}_{i,b}^{(-)}(t') \hat{E}_{i,b}^{(+)}(t') \hat{E}_{s,a}^{(+)}(t) | \psi \rangle dt dt' \quad (27)$$

에 나타난다. 먼저 $P_{s,1; i,1}$ 을 구하기 위하여

$$\begin{aligned} \hat{E}_{s,1}^{(+)}(t') \hat{E}_{s,1}^{(+)}(t) | \psi \rangle &= \frac{1}{T_n} \sum_{\omega} \phi(\omega) (T^2 - RT e^{i(\omega\tau/2 + \omega)\tau_s} \\ &\quad - RT e^{i(\omega\tau/2 - \omega)\tau_i} + R^2 e^{i\omega\tau(\tau_s + \tau_i)/2} e^{i\omega(\tau_s - \tau_i)}) \\ &\quad e^{-i(\omega\tau/2 + \omega)t} e^{-i(\omega\tau/2 - \omega)t'} | \text{vac} \rangle \end{aligned} \quad (28)$$

를 식 (27)에 대입하면, T_R 이 τ_s 와 τ_i 보다 충분히 클 때에

$$P_{s,1; i,1}(\tau_s, \tau_i) = R^4 + T^4 + 2R^2 T^2 + 2R^2 T^2 \cos\{\omega_b(\tau_s + \tau_i)/2\} \quad (29)$$

이 된다.

그러나 $\tau_a \gg T_R \gg 1/\Delta\omega$ 일 경우에, 식 (27)의 적분구간 내의 t' 에 대하여 $\tau_a \pm (t-t') \gg 1/\Delta\omega$ 이므로 식 (24)와 마찬가지로

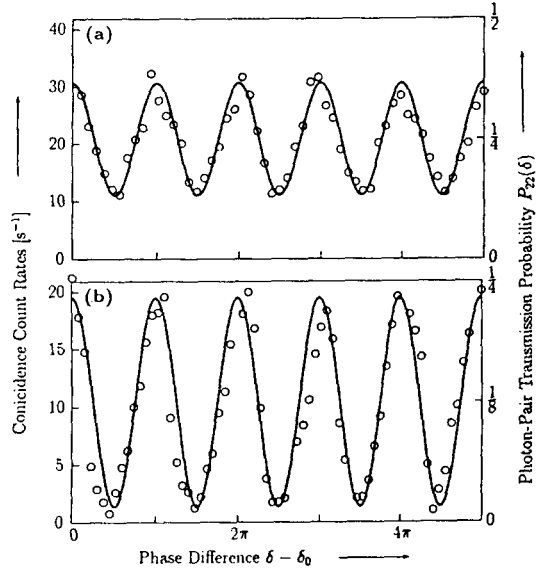


그림 2 간섭계의 경로차이에 의한 위상차이에 따른 동시광자계수율의 변화. $\tau_s = \tau_i \approx 1.8$ ns, $1/\Delta\omega \approx 4.4$ fs. (a) $T_R = 5$ ns, (b) $T_R = 330$ ps. (참고문헌 (56)으로부터 전재함.)

$$\sum_{\omega} \phi(\omega) e^{i\omega(\pm\tau_a + t - t')} \approx 0 \quad (30)$$

이 된다. 따라서 식 (28)에서 괄호안의 가운데 두 항이 무시될 수 있으므로

$$\begin{aligned} \hat{E}_{s,1}^{(+)}(t') \hat{E}_{s,1}^{(+)}(t) | \psi \rangle &= \frac{1}{T_n} \sum_{\omega} \phi(\omega) (T^2 - R^2 e^{i\omega\tau(\tau_s + \tau_i)/2} e^{i\omega(\tau_s - \tau_i)}) \\ &\quad \times e^{-i(\omega\tau/2 + \omega)t} e^{-i(\omega\tau/2 - \omega)t'} | \text{vac} \rangle \end{aligned} \quad (31)$$

이 되고, 다시 $|\tau_s - \tau_i|$ 이 $1/\Delta\omega$ 보다 아주 작으면 식 (27)은

$$P_{s,1; i,1}(\tau_s, \tau_i) = R^4 + T^4 + 2R^2 T^2 \cos\{\omega_b(\tau_s + \tau_i)/2\} \quad (32)$$

이 된다. 같은 조건에 대하여 마찬가지로

$$\begin{aligned} P_{s,1; i,2}(\tau_s, \tau_i) &= P_{s,2; i,1}(\tau_s, \tau_i) \\ &= RT[R^2 + T^2 - 2RT \cos\{\omega_b(\tau_s + \tau_i)/2\}] \end{aligned} \quad (33)$$

$$P_{s,2; i,2}(\tau_s, \tau_i) = 2R^2 T^2 [1 + \cos\{\omega_b(\tau_s + \tau_i)/2\}] \quad (34)$$

이 된다.

식 (32-34)에 있어서 cosine항은 광자장의 4차에 비례하는 간섭효과를 나타내는 항이다. 일반적으로 양자역학에 있어서 간섭효과는 구별이 불가능한 가능성이 여러 개 있을 때에 나타난다. 동시광자계수확률에 나타나는

4차 간섭효과는 신호광자와 idler광자가 모두 간섭계의 짧은 경로를 통하여 동시계수될 가능성과 모두 긴 경로를 통하여 동시계수될 가능성이 구별되지 않아서 나타나는 것임을 식 (31)로부터 살펴볼 수 있다.

간섭효과와 상대적인 크기는 간섭항의 최대치와 비간섭항의 비에서 나타나는데, 식 (32-34)에 있어서 $R=T=1/2$ 일 때 최대인 1이 된다. 식 (29)에 있어서는 최대가 1/2인데, 그 이유는 동시분해능시간이 길어서 짧은 경로를 통과하는 신호광자와 긴 경로를 통과하는 idler광자, 또는 그 반대의 경우가 모두 동시계수로 계수되기 때문이다. 이러한 동시계수들은 원칙적으로는 다른 동시계수들과 구별이 가능하여 비간섭항에 포함된다. 이와 같은 동시계수확률의 변화는 실제로 실험적으로 관측되었다.^[53-58] 그림 2(a)는 식 (29)에 해당하는 경우이고 그림 2(b)는 식 (32)에 해당하는 경우이다.^[56]

식 (25, 26)에서와 같이 2차 간섭효과는 나타나지 않지만, 식 (32-34)에서와 같이 커다란 4차 간섭효과가 나타나는 것은 고전적인 파동광학으로는 설명할 수 없는 것이다. 고전광학적으로 그림 1의 실험을 설명하기 위하여는 특별한 상관관계를 만족시키는 파동의 앙상블을 가정하고 이로부터 전자장의 세기상관함수를 계산하여야 한다. 그러나 광자쌍의 간섭성상태를 이용하면 고전광학의 결과를 쉽게 예측할 수 있다.

간섭성 상태는 광자소멸 연산자의 고유상태로써 광자 수 상태와는 달리 소멸연산자를 작용시켜도 상태가 변하지 않는다. 따라서 피측정체의 상태에 영향을 미치지 않는 측정이 항상 가능하다는 고전적인 개념을 적용할 수 있는 상태이다. 그러므로 광자쌍 상태에 대응되는 고전광학적인 상태를^[35]

$$|\psi\rangle = \sum_{\omega} \alpha(\omega) |V_{s, \omega p/2 + \omega}, V_{i, \omega p/2 - \omega}\rangle \quad (35)$$

라 놓으면,

$$\begin{aligned} \hat{a}_{s, \omega} |V_{s, \omega p/2 + \omega}, V_{i, \omega p/2 - \omega}\rangle &= \hat{a}_{s, \omega} |V_{s, \omega p/2 + \omega}, V_{i, \omega p/2 - \omega}\rangle \\ &= v \delta_{\omega, \omega p/2 - \omega} |V_{s, \omega p/2 + \omega}, V_{i, \omega p/2 - \omega}\rangle \end{aligned} \quad (36)$$

로부터

$$\begin{aligned} \hat{E}_{s1}^{(+)}(t) \hat{E}_{s1}^{(-)}(t) |\psi\rangle &= \frac{v^2}{T_n} \sum_{\omega} \alpha(\omega) \\ & (T^2 - RT e^{i(\omega p/2 + \omega)\tau_s} - RT e^{i(\omega p/2 - \omega)\tau_s} \\ & + R^2 e^{i\omega p\tau_s} \cdot \tau/2 e^{i\omega p\tau_s} \cdot \tau) e^{-i(\omega p/2 + \omega)t} e^{-i(\omega p/2 - \omega)t} \\ & \times |V_{s, \omega p/2 + \omega}, V_{i, \omega p/2 - \omega}\rangle \end{aligned} \quad (37)$$

가 된다. 또한 식 (32-34)의 결과를 얻을 때와 마찬가지로의 조건, 즉 $T_n \gg \tau_s \gg T_R \gg 1/\Delta\omega \gg |\tau_s - \tau|$ 일 때에 식 (37)로부터

$$P_{s,1;1}(\tau_s, \tau) = \frac{|v|^4 T_R}{T_n} [R^4 + T^4 + 2R^2 T^2 + 2R^2 T^2 \cos\{\omega_p(\tau_s + \tau)/2\}] \quad (38)$$

가 된다. 이 식은 4차 간섭항의 최대치가 비간섭항의 1/2에 불과하다는 것을 보여준다.

식 (32)와 식 (38)에서 나타나는 광자쌍 상태와 고전광학적 상태의 차이점은 식 (28)과 식 (37)의 차이에서 기인한다. 즉, 광자쌍 상태에 있어서는 중첩한 모든 모우드들이 광자쌍이 소멸된 후에 하나의 진공상태가 되는데 비하여, 고전광학적인 상태는 광자쌍이 소멸하여도 여전히 여러 모우드들이 중첩한 상태로 남기 때문이다. 따라서 양자광학적인 상태는 식 (30)을 적용하여 식 (31)과 같이 표현될 수 있는데 반하여, 고전광학적인 상태는 그렇지 못하여 간섭효과의 크기가 달라지게 되는 것이다. 이런 점과 애초에 자발적 매개하향변환이 진공상태로부터 일어났다는 것을 상기할 때에 비고전적인 상관관계는 진공상태를 매개로 하여 나타난다고 생각할 수 있으며, 따라서 양자광학에 있어서 진공상태의 중요성이 매우 크다는 것을 알 수 있다.

IV. 비국소적 상관관계

앞 장에서 설명된 광자쌍의 상관관계는 비선형 결정에서 일단 발생된 광자쌍이 공간적으로 분리된 후에 다른 간섭계를 통과하여 다른 위치에 놓인 검출기에 의하여 계수될 때에 나타나는 비국소적 상관관계이다. 만일 간섭계들과 검출기들의 위치가 충분히 떨어져 있어서, 신호광자의 간섭계와 계수에 대한 정보가 동시분해능시간 이내에 idler광자쪽에 도달하지 못한다고 한다면 두 광자의 계수는 서로 어떠한 인과적인 영향을 미칠 수 없게 된다.

Einstein은 이렇게 인과적으로 영향을 미칠 수 없는 지점 사이에 나타나는 상관관계는 두 지점의 측정조건과는 무관한 객관적인 현실성(reality)을 갖고 있다고 생각하였다. 이러한 국소적 현실성에 입각한 세계관은 측정조건이 물리계의 현상을 결정한다고 하는 양자역학적인 관점과는 정면으로 배치되는 것이다. Einstein은 이러한 이유로 양자역학이 불완전한 이론이라고 생각하였으며, 그가 Podolsky, Rosen과 함께 1935년에 발표한 논문은 물리학에 있어서 현실성의 의미라고 하는 매우

근본적인 문제에 관한 논쟁을 불러 일으키게 되었다.(60)

Einstein의 고전적 세계관을 지지하는 물리학자들과 Bohr에 의하여 대변되는 양자역학적 세계관을 옹호하는 물리학자들 사이의 논쟁은 물리적인 현실과는 동떨어진 끝이 없는 추상적인 논쟁으로 인식됐었으나, 1964년 Bell이 하나의 부등식을 증명함으로써 새로운 국면을 맞이하게 되었다.^[61] 국소적 현실성에 입각한 이론으로 설명되는 모든 상관관계가 만족해야 할 Bell의 부등식은 다시 Bohm에 의하여 실험적으로 검증이 가능한 형태로 바뀌어졌다.^[62,63] Aspect, Grangier, Roger 등은 1981년에 원자의 연속천이시 발생하는 광자쌍의 편광사이에 있는 상관관계가 이 변형된 부등식을 만족시키지 않는다는 것을 처음으로 실험적으로 확인하였으며,^[64] 그 후에도 비슷한 결과가 다른 많은 그룹들에 의하여 확인되었다.^[65-70] 따라서 국소적인 현실성에 입각한 이론은 물리계를 정확히 기술하지 못한다는 것이 증명되었다.^[71,72]

이 장에서는 제3장에서 설명된 광자쌍의 상관관계 역시 Bell의 부등식을 만족시키지 않는다는 것을 보이고 이러한 비국소적인 상관관계가 무엇에서 비롯되는가를 살펴보기로 한다.

식 (32-34)는 짧은 동시분해능시간 T_R 이내에 신호광자와 idler광자가 동시에 계수될 확률들이다. 이들의 합은 1/2로 간섭계들의 경로차이에 관계없이 일정하다. 나머지 1/2의 확률은, 한 광자는 긴 경로, 다른 한 광자는 짧은 경로를 통과하여 T_R 보다 긴 시간 간격을 두고 계수되는 경우에 해당한다. 만일 식 (32-34)에 의하여 주어지는 확률을 T_R 이내에 동시계수되는 확률로 규격화하여 $P'_{s,a,i,b}(\tau_s, \tau_i)$ 를

$$P'_{s,a,i,b}(\tau_s, \tau_i) = \frac{P_{s,a,i,b}(\tau_s, \tau_i)}{P_{s,1;i,1}(\tau_s, \tau_i) + P_{s,2;i,2}(\tau_s, \tau_i) + P_{s,1;i,2}(\tau_s, \tau_i) + P_{s,2;i,1}(\tau_s, \tau_i)} \quad (39)$$

와 같이 정의하고, 이 것들로부터

$$E(\tau_s, \tau_i) = P'_{s,1;i,1}(\tau_s, \tau_i) + P'_{s,2;i,2}(\tau_s, \tau_i) - P'_{s,1;i,2}(\tau_s, \tau_i) - P'_{s,2;i,1}(\tau_s, \tau_i) \quad (40)$$

를 정의하면 $E(\tau_s, \tau_i)$ 는 광자쌍 사이의 상관관계를 나타내는 또 하나의 지표가 된다.

Clauser, Horne, Shimony, Holt 등은 국소적 현실성에 입각하여 설명할 수 있는 상관관계가 만족해야 할 또 하나의 부등식을 유도하였는데,^[73,74] 이들의 방법을 따라서 국소적 현실성에 입각한 $E(\tau_s, \tau_i)$ 가 임의의 지연시간

$\tau_s, \tau_i, \tau'_s, \tau'_i$ 에 대하여

$$|E(\tau_s, \tau_i) + E(\tau_s, \tau'_i) + E(\tau'_s, \tau_i) - E(\tau'_s, \tau'_i)| \leq 2 \quad (41)$$

를 만족시켜야 함을 증명할 수 있다. (증명은 부록을 참조)

부등식 (41)은 그러나 신호광자와 idler광자의 동시계수에 나타나는 상관관계에 의하여 깨어지게 된다. 양자광학적으로 계산한 식 (32-34)에 의하면 $E(\tau_s, \tau_i)$ 는 $R = T = 1/2$ 일 경우

$$E(\tau_s, \tau_i) = \cos\{\omega_p(\tau_s + \tau_i)/2\} \quad (42)$$

가 된다. 만일 $\tau_s, \tau_i, \tau'_s, \tau'_i$ 를

$$\tau_s = 0, \tau_i = \frac{-\pi\omega_p}{2}, \tau'_s = \pi\omega_p, \tau'_i = \frac{\pi\omega_p}{2} \quad (43)$$

와 같이 정하면

$$E(\tau_s, \tau_i) + E(\tau_s, \tau'_i) + E(\tau'_s, \tau_i) - E(\tau'_s, \tau'_i) = 3\cos\frac{\pi}{4} - \cos\frac{3\pi}{4} = 2\sqrt{2} \quad (44)$$

가 되어 부등식 (41)이 만족되지 않는다. 따라서 국소적인 현실성에 입각한 이론으로는 제3장에서 다루어진 광자쌍의 상관관계를 설명할 수 없다는 것이 증명된다.

식 (44)에 의하여 부등식 (41)이 성립되지 않는 이유는 식 (32-34)에 나타나는 광자쌍 상태의 간섭효과가 비간섭효과와 같은 크기를 갖기 때문이다. 그러나 식 (35)의 고전적인 상태로부터 나타나는 간섭효과는 비간섭효과의 1/2에 불과하여 부등식 (41)을 만족시킨다. 광자쌍 상태의 간섭효과가 고전적인 상태의 간섭효과보다 큰 것은 앞장에서도 보았듯이 여러 모우드가 진공상태를 매개로 하여 긴밀하게 연결되어 있기 때문이다. 따라서 비고전적이며 비국소적인 상관관계를 나타내는데 있어서도 진공상태가 중요한 역할을 하는 것을 알 수 있다.

식 (44)의 결과는 아직 실험적으로는 얻어지지 않았지만 비국소적 상관관계와 관련된 비슷한 많은 실험들은 국소적 현실성에 의한 부등식이 양자역학적인 상관관계에 의하여 깨어지는 것을 확인하였다.^[64-70] 따라서 일부 학자들은 이미 실험적으로 확인된 식 (32)의 결과만으로도, 본 논문에서 논의된 광자쌍의 상관관계가 순수한 양자역학적인 상관관계라는 것을 입증하기에 충분하다고 주장하기도 한다.^[58]

V. 결 론

지금까지 자발적 매개하향변환과정에서 발생하는 광자쌍의 동시계수에 나타나는 상관관계를 살펴보았다. 우리는 이 상관관계가 고전적인 파동광학이나 나아가서 국소적 현실성에 바탕을 둔 어떠한 이론으로도 설명할 수 없는 것임을 확인하였고, 이 현상을 양자광학적으로 분석하는 과정에서 광자쌍의 진공상태가 공간적으로 분리되어 있는 광자들의 상관관계를 매개하는데 매우 중요한 역할을 하는 것을 보았다.

본 논문에서 논의된 광자쌍의 상관관계가 나타나는 과정을 양자광학적인 개념을 사용하여 다시 한번 정리하면 다음과 같다. 즉, 이 상관관계는 광자쌍이 진공상태에서 매개하향변환의 상호작용 연산자의 작용에 의하여 광자쌍 상태로 여기된 후에, 광자쌍 연산자의 작용을 받아서 다시 진공상태로 돌아가는 과정에서 나타나는 것이다. 그리고 이 과정이 간섭계를 통하여 두 가지 경로로 일어나기 때문에 나타나는 간섭효과는 초기상태와 최종상태가 진공상태이어서 고전적으로는 설명할 수 없는 크기를 갖게 되었으며, 광자쌍의 상태는 국소성이 없는, Hilbert 공간의 상태벡터에 의하여 표시되므로 비국소적인 상관관계가 자연스럽게 나타나게 되는 것이다.

양자광학은 이와 같이 양자역학적인 개념을 적용시켜야만 설명될 수 있는 빛의 현상을 그 연구의 대상으로 하고 있다. 또한 이러한 현상들의 존재를 이론적으로 예측하고 실험적으로 확인하며 다시 분석하는 과정에서 고전광학 나아가서 고전물리의 한계를 확인하고 양자역학이 어떻게 이를 극복하는가를 이해할 수 있게 하여 주는 것이 바로 양자광학인 것이다.

부 록

만일 공간적으로 멀리 떨어져 있는 신호광자와 idler 광자를 동시계수할 때에 나타나는 상관관계가 상대방 광자의 검출 방법에 영향을 받지 않는, 즉 국소적인 현실성이 있는 것이라면, 동시계수확률 $P'_{s,a,i,b}(\tau, \tau')$ 는

$$P'_{s,a,i,b}(\tau, \tau, \lambda) = P'_{s,a}(\tau, \lambda) P'_{i,b}(\tau, \lambda) \tag{45}$$

와 같이 각 광자가 통과하는 간섭계의 구성에만 영향을 받는 두 인자의 곱으로 표시되어야 한다. 식 (45)에서 λ 는 상관관계를 결정하는 그러나 측정되지 않는 감춰진 인자(hidden variable)이다. 이 인자가 어떠한 확률 $f(\lambda)$ 에 따라서 분포되어 있다고 가정하면, 최종적인 상관관계는

$$P'_{s,a,i,b}(\tau, \tau) = \int f(\lambda) P'_{s,a,i,b}(\tau, \tau, \lambda) d\lambda \tag{46}$$

에 의하여 주어지는데, 식 (40, 45, 46)으로부터

$$\begin{aligned} E(\tau, \tau) &= \int f(\lambda) \{P'_{s,1}(\tau, \lambda) - P'_{s,2}(\tau, \lambda)\} \\ &\quad \{P'_{i,1}(\tau, \lambda) - P'_{i,2}(\tau, \lambda)\} d\lambda \\ &= \int f(\lambda) \bar{S}(\tau, \lambda) \bar{I}(\tau, \lambda) d\lambda \end{aligned} \tag{47}$$

가 된다. \bar{S} 와 \bar{I} 는 각각 적분의 첫째와 둘째 괄호에 대응한다.

식 (45)의 $P'_{s,a}(\tau, \lambda)$ 와 $P'_{i,b}(\tau, \lambda)$ 는 확률이므로

$$0 \leq P'_{s,a}(\tau, \lambda) \leq 1, \quad 0 \leq P'_{i,b}(\tau, \lambda) \leq 1 \tag{48}$$

이며, 따라서

$$|\bar{S}(\tau, \lambda)| < 1, \quad |\bar{I}(\tau, \lambda)| \leq 1 \tag{49}$$

이 된다.

식 (47)로부터

$$E(\tau, \tau) \pm E(\tau, \tau') \leq \int f(\lambda) \bar{S}(\tau, \lambda) [\bar{I}(\tau, \lambda) \pm \bar{I}(\tau', \lambda)] d\lambda \tag{50}$$

이 되고, 이것은 다시 부등식 (49)로부터

$$|E(\tau, \tau) \pm E(\tau, \tau')| \leq \int f(\lambda) |\bar{I}(\tau, \lambda) \pm \bar{I}(\tau', \lambda)| d\lambda \tag{51}$$

이 된다. 마찬가지로

$$|E(\tau', \tau) \pm E(\tau', \tau')| \leq \int f(\lambda) |\bar{I}(\tau, \lambda) \pm \bar{I}(\tau', \lambda)| d\lambda \tag{52}$$

이다.

부등식 (49)로부터

$$|\bar{I}(\tau, \lambda) \pm \bar{I}(\tau', \lambda)| + |\bar{I}(\tau, \lambda) \pm \bar{I}(\tau', \lambda)| \leq 2 \tag{53}$$

가 되는데

$$\int f(\lambda) d\lambda = 1 \tag{54}$$

이므로, 부등식 (51-53)과 식 (54)로부터

$$|E(\tau, \tau) \pm E(\tau, \tau')| + |E(\tau', \tau) \pm E(\tau', \tau')| \leq 2 \tag{55}$$

이 된다.

부등식 (41)은 부등식 (55)에 포함된다.

참 고 문 헌

[1] P. L. Knight and L. Allen, *Concepts of Quantum Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1983).
 [2] H. M. Nussenzveig, *Introduction to Quantum Op-*

- tics (Gordon and Breach, London, 1973).
- [3] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light, 2nd ed.* (Oxford University Press, Oxford, 1983).
- [4] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed. (Oxford University Press, Oxford, 1954).
- [5] D. Marcuse, *Principles of Quantum Electronics* (Academic Press, Orlando, 1980).
- [6] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, New York, 1989).
- [7] M. Planck, Verh. dt. phys. Ges., **2**, 202 and 237 (1900).
- [8] A. Einstein, Annln Phys., **17**, 132(1905).
- [9] A. H. Compton, Phys. Rev., **21**, 483 and 715(1923).
- [10] (7-9)에 관하여는 D. ter Haar, *The Old Quantum Theory* (Pergamon Press, Oxford, 1967)에 자세히 논의되어 있음.
- [11] H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **39**, 691 (1977).
- [12] R. Short and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **51**, 384 (1983).
- [13] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valley, Phys. Rev. Lett., **55**, 2409 (1985).
- [14] R. Ghosh and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **59**, 1903(1987).
- [15] (11-14)는 그 종류의 현상을 최초로 실험적으로 확인한 경우이며 관련된 참고문헌들이 *Nonclassical Effects in Quantum Optics*, edited by P. Meystre and D. F. Walls (American Institute of Physics, New York, 1991)에 재채되어 있음.
- [16] D. N. Klyshko, Sov. Phys. JETP Lett., **6**, 23(1967).
- [17] S. E. Harris, K. Oshman, and R. L. Beyer, Phys. Rev. Lett., **18**, 732(1967).
- [18] O. Magde and H. Mahr, Phys. Rev. Lett., **18**, 905 (1967).
- [19] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, Phys. Rev. Lett., **25**, 84(1970).
- [20] T. G. Giallorenzi and C. L. Tang, Phys. Rev., **166**, 905(1968).
- [21] B. R. Mollow, Phys. Rev., **A8**, 2684(1973).
- [22] C. K. Hong and L. Mandel, Phys. Rev., **A 31**, 2409 (1985).
- [23] D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics* (Gordon and Breach, New York, 1988).
- [24] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
- [25] L. Mandel, Phys. Rev., **144**, 1071(1966).
- [26] R. J. Glauber, in *Quantum Optics and Electronics*, edited by C. de Witt, A. Blandin, and C. Cohen-Tannoudji (Gordon and Breach, New York, 1965).
- [27] C. K. Hong and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **56**, 58(1986).
- [28] S. Friberg, C. K. Hong, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **54**, 2011(1985).
- [29] S. Friberg, C. K. Hong, and L. Mandel, Opt. Commun., **54**, 311(1985).
- [30] I. Abram, R. K. Raj, J. L. Oudar, and G. Dolique, Phys. Rev. Lett., **57**, 2516(1986).
- [31] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, Phys. Rev., Lett., **59**, 2044(1987).
- [32] J. Rarity, P. Tapster, and E. Jakeman, Opt. Commun., **62**, 201(1987).
- [33] P. Tapster, J. Rarity, and J. Satchell, Phys. Rev., **A 37**, 2963(1988).
- [34] J. G. Rarity and P. R. Tapster, J. Opt. Soc. Am., **B, 6**, 1221(1989).
- [35] Z. Y. Ou and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **61**, 54 (1988).
- [36] Z. Y. Ou, E. C. Gage, B. E. Magill, and L. Mandel, Opt. Commun., **69**, 1(1988).
- [37] Z. Y. Ou and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **62**, 2941 (1989).
- [38] Z. Y. Ou, L. J. Wang, X. Y. Zou, and L. Mandel, Phys. Rev., **A 41**, 566(1990).
- [39] J. G. Rarity and P. R. Tapster, Phys. Rev., **A 41**, 5139(1990).
- [40] Z. Y. Ou, X. Y. Zou, L. J. Wang, and L. Mandel, Phys. Rev., **A 42**, 2957(1990).
- [41] P. G. Kwiat and R. Y. Chiao, Phys. Rev. Lett., **66**, 588(1991).
- [42] L. J. Wang, X. Y. Zou, and L. Mandel, Phys. Rev., Lett. **66**, 1111(1991).
- [43] X. Y. Zou, L. J. Wang, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **67**, 318 (1991).
- [44] X. Y. Zou, L. J. Wang, and L. Mandel, Opt. Commun., **84**, 351 (1991).
- [45] A. G. Zajonc, L. J. Wang, X. Y. Zou, and L. Mandel, Nature, **353**, 507(1991).
- [46] R. Y. Chiao, P. G. Kwiat, and A. M. Steinberg, Physica B, **175**, 257(1991).
- [47] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, Phys. Rev. Lett., **68**, 2421(1992).
- [48] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, Phys. Rev., **A 45**, 6659(1992).
- [49] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, and R. Y. Chiao, Phys. Rev., **A 45**, 7729(1992).
- [50] 박정권, 박구동, 김태수, 홍순철, 나상권, 홍정기,

- 새물리 33, 37 (1993).
- [51] X. Y. Zou, T. Grayson, G. A. Barbosa, and L. Mandel, *Phys. Rev., A* **47**, 2293(1993).
- [52] R. Y. Chiao, P. G. Kwiat, and A. M. Steinberg, *Sci. Am.*, 268, August, 38 (1993).
- [53] P. G. Kwiat, W. A. Vareka, C. K. Hong, H. Nathel, and R. Chiao, *Phys. Rev., A* **41**, 2910(1990).
- [54] Z. Y. Ou, X. Y. Zou, L. J. Wang, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 321(1990).
- [55] J. G. Rarity, P. R. Tapster, E. Jakeman, T. Larchuk, R. A. Campos, M. C. Teich, and B. E. A. Saleh, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1348(1990).
- [56] J. Brendel, E. Mohler, and W. Martienssen, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1142(1991).
- [57] J. G. Rarity and P. R. Tapster, *Phys. Rev., A* **45**, 2052 (1992).
- [58] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, and R. Y. Chiao, *Phys. Rev., A* **47**, R2472(1993).
- [59] J. D. Franson, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2205 (1989).
- [60] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.*, **47**, 777(1935).
- [61] J. S. Bell, *Physics*, **1**, 195(1964).
- [62] D. Bohm, *Quantum Theory* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1951).
- [63] J. F. Clauser and A. Shimony, *Rep. Prog. Phys.*, **41**, 1881(1978).
- [64] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 460(1981).
- [65] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 91(1982).
- [66] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1804(1982).
- [67] C. O. Alley and Y. H. Shih, in *Proceedings of the Fifteenth International Quantum Electronics Conference* (Optical Society of America, Washington, DC, 1987).
- [68] Z. Y. Ou and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 50 (1988).
- [69] Y. H. Shih and C. O. Alley, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2921(1988).
- [70] J. G. Rarity and P. R. Tapster, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2495(1990).
- [71] N. D. Mermin, *Phys. Today*, 38, April, 38 (1985).
- [72] J. Horgan, *Sci. Am.*, **267**, July, 72 (1992).
- [73] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 880(1969).
- [74] J. F. Clauser and M. A. Horne, *Phys. Rev., D* **10**, 526(1974).

The Nonlocal Correlation of a Photon Pair and the Vacuum State of Light

Chung Ki Hong

Department of Physics, Pohang Institute of Science and Technology, Pohang 790-784, Korea

Taesoo Kim

Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan 680-749, Korea

(Received: December 16, 1993)

An experiment on the correlation of a photon pair is introduced. The results are analyzed in the framework of quantum optics. It is shown that the vacuum state of light plays an important role for the manifestation of the nonlocal correlation. The correlation can be explained neither by classical wave optics nor by any theory based on the idea of local reality.