

빛의 거시적 중첩 상태의 구현과 양자 이론의 검증

정현석*

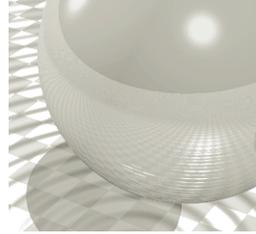
1. 서론

양자역학의 발전은 지난 세기의 고전적 세계관을 크게 바꾸어 놓았으며 많은 과학자들로 하여금 다양한 양자 효과들의 실험적 검증에 많은 노력을 기울이게 했다. 특별히 양자 역학의 근본적 검증은 양자역학에서 가장 잘 알려진 두 역설 - 슈뢰딩거의 고양이 역설[1]과 아인슈타인-포돌스키-로젠(Einstein-Podolsky-Rosen)의 역설[2] - 과 밀접한 관계를 가지고 있다. 1935년 제안된 슈뢰딩거의 고양이 역설은 양자 중첩 원리의 기묘함을 드러내어 주는 잘 알려진 묘사이다[1]. 이는 고양이와 같은 거시적 물리계의 양자적 중첩을 과연 어떠한 의미로 이해해야 하는가라는 의문을 던짐과 동시에 물리학자들에게 이러한 거시적 중첩 상태의 실험적 구현을 통하여 양자 현상이 잘 관측되지 않는 거시적 세계에서까지 양자역학을 검증해 내고자 하는 강한 동기를 부여해 왔다. 같은 해 아인슈타인 등은 국소적 실재론(local realism)에 기반한 가정들로부터 출발하여 양자역학의 완전성에 대한 근본적 의문을 제기하였다[2]. 이후 벨(J. S. Bell)은 어떠한 국소적 실재론도 따라야 하지만 양자역학에 의하면 위배가 가능한 부등식이 구성될 수 있음을 발견하였다[3]. 벨의 부등식은 양자역학과 국소적 실재론 사이의 논쟁을 실험적 검증의 영역으로 이끌어 왔다는 데에 큰 의미를 가진다고 할 수 있으며[4], 벨 부등식 위배의 완전한 실험적 증명이 현대 물리학의 중요 문제가 되어 왔음은 물론이다. 그 밖에 고전적 이론으로는 잘 설명되지 않는 다양한

양자 상태들을 만들어 내고 양자적 효과들을 관찰하는 것은 물리학자들의 주된 관심사들 중 하나였다.

지난 수십 년간 양자광학의 이론적 및 실험적 진보는 양자 효과의 검증에 대한 매우 효율적인 시험대를 제공해 왔다. 양자광학의 발전은 다른 계들에서 쉽게 보이기 어려운 양자 효과들을 비교적 용이하게 보일 수 있게 했다. 중요한 예들로 두 광자들 간의 간섭 실험[5]이나 양자 공간이동(quantum teleportation)[6]의 최초 실험적 구현[7] 등을 들 수 있으며, 또 다른 예로 두 측정 장치의 공간적으로 충분히 떨어져 있어야 한다는 요구조건을 충족시키는 벨 부등식 위배 검증 실험은 모두 광자들을 이용하여 수행되어 왔다는 점을 지적할 수 있다[4]. 또한 최근 슈뢰딩거 고양이 상태의 초기 단계 실험적 구현[8]은 양자광학의 도구들을 이용해 양자역학의 거시적 검증을 수행할 수 있게 될 것이라는 기대를 불러 일으켰다. 또한 양자 컴퓨터와 양자 암호를 이용한 장거리 양자 통신 등 최근 관심을 모으고 있는 양자정보기술(quantum information technology)을 효율적으로 구현할 수 있는 후보 중의 하나로 양자광학의 도구들을 이용한 접근이 연구되기도 했다[9-11]. 이 글에서 필자는 위상공간(phase space)에서 양자 상태들을 시각화하고 분석하는 잘 알려진 도구인 유사확률분포함수를 간략히 도입하고 거시적 중첩 상태의 구현과 양자 역학의 검증 등에 관하여 최근에 이루어진 연구의 진보를 몇 가지 예와 함께 소개하고자 한다.

* 서울대학교 물리천문학부



2. 위상 공간에서 표현되는 빛의 양자 상태들과 양자광학의 기본적 도구들

전형적인 양자광학 교과서는 복사장(radiation field)의 양자화로부터 그 논의를 시작한다[12,13]. 임의의 폭 - 얼마든지 크게 가정할 수 있는 - 을 가진 무한 포텐셜 안에 갇혀 있는 복사장의 해밀토니안은 수많은 가능한 진동수들을 가지는 역학적 조화진동자의 고전적 해밀토니안들의 합과 동력학적으로 동등하다. 따라서 전자기장과 관련되어 있는 적절한 해당 변수들 - 역학적 조화진동자에서 위치와 운동량에 해당하는 - 을 양자역학적 연산자들로 대치함으로써 복사장의 양자화가 이루어질 수 있다. 편의를 위해 이 연산자들 X 와 P 를 차원 없는 양으로 도입하면, 플랑크 상수가 생략된 위치와 운동량의 교환관계(commutation relation)인 $[X, P] = i$ 을 만족하게 된다. 이 과정에서 역학적 조화진동자 문제에서 X 와 P 의 선형결합으로 나타나는 소멸연산자(a)와 생성연산자(a^\dagger) 또한 자연스럽게 도입된다. X 와 P 는 a 와 a^\dagger 로 다음과 같이 나타낼 수 있으며

$$X = \frac{1}{\sqrt{2}}(a + a^\dagger), \quad (1)$$

$$P = -\frac{i}{\sqrt{2}}(a - a^\dagger) \quad (2)$$

소멸연산자와 생성연산자 사이에는 다음과 같은 잘 알려진 보존 교환 관계(bosonic commutation relation)가 성립한다.

$$[a, a^\dagger] = 1 \quad (3)$$

전자기장을 양자화할 경우 역학적 조화진동자 문제와 마찬가지로 주어진 진동수의 모드(mode)에서 불연속적으로 증가하는 에너지의 최소 단위가 존재하는데 이것을 빛 알갱이(광자, photon) 1개가 가지는 에너지로 이해할 수 있다. 따라서 조화진동자의 에너지 고유상태에 해당하는 상태 $|n\rangle$ 은 정확히 광자 n 개가 존재하는 상태라고 할 수 있으며, 이를 광자 수 상태(number state) 혹은 Fock 상태라고 부른다. a 와 a^\dagger 가 고전 조화진동자의 광자 수 상태에 적용되면 그 상태를 다음과 같이 바꿔계 한다.

$$a|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle, \quad (4)$$

$$a^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle \quad (5)$$

즉 a 와 a^\dagger 는 각각 주어진 진동수의 빛에서 에너지의 최소단위인 광자 하나를 빼거나 더하는 작용을 하는 연산자이다. a 와 a^\dagger 는 에르미트 연산자(Hermitian operator)들이 아니기 때문에 측정 가능한 가관측량(observables)에 해당되지 않으며, 하나로운 연산자(unitary operator)들이 아니므로 결정론적인(deterministic) 구현도 가능하지 않다. 그러나 최근의 광자 제어 기술은 a 와 a^\dagger 에 해당하는 단일 광자를 더하고 빼는 작용을 상당히 정확한 수준까지 가능하게 한다. 어떻게 이러한 기술이 구현될 수 있으며, 특별히 식 (3)의 보존 교환관계를 실험적으로 입증하는데 사용될 수 있는지는 6장에서 기술할 것이다. a 와 a^\dagger 는 달리 X 와 P 는 에르미트 연산자(Hermitian operator)들로서 측정이 가능한 가관측량들이다. X 와 P , 혹은 X 와 P 의 선형 결합인 보다 일반적인 위상 변수

$$X_\theta = \frac{1}{\sqrt{2}}(ae^{-i\theta} + a^\dagger e^{i\theta}) \quad (6)$$

를 측정하는 것은 5장에서 기술할 호모다이인 측정(homodyne detection)이라고 불리는 기술을 통하여 가능하다.

광자 수 상태와 더불어 양자광학에서 매우 중요한 역할을 하는 상태는 다음과 같이 정의되는 결맞음 상태(coherent state)이다.

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (7)$$

여기서 α 는 결맞음 상태의 진폭(amplitude)으로 일반적으로 복소수이다. 결맞음 상태는 위상공간에서 고전적 점입자에 가장 가까운 상태로서 슈뢰딩거에 의해 도입되었다[14]. 결맞음 상태는 소멸연산자 a 의 고유상태이며 불확정성 관계의 하한(lower limit)에 해당하는 상태, 즉 (1)과 (2)의 정의에 따르면 $\Delta X \Delta P = 1/2$ 이며 $\Delta X = \Delta P$ 인 상태이다. 따라서 위상공간에서 점으로 나타낼 수 있는 고전 입자에 가장 가까운 상태라고 할 수 있으며 순수한 상태(pure state)들 중 가장 “고전적인” 상태로 이해된다. 결맞음 상태는 또한 위상공간의 위치를 옮겨주는 역할을 하는 전치연산자 $D(\alpha) = \exp[aa^\dagger - \alpha^*a]$ 를 진공상태 $|0\rangle$ ($n=0$ 인 수 상태)에 적용함으로써 얻어질 수도 있다. 레이저 광이 결맞음 상태의 좋은 근사로 알려

빛의 거시적 중첩 상태의 구현과 양자 이론의 검증

져 있다.

결맞음 상태와 더불어 실험적 구현이 가능하면서 많은 유용성을 가진 조여진 상태(squeezed state)[12,13]는 진공 상태에 조여짐의 정도와 방향을 정해주는 변수 r 의 함수인 조임 연산자

$$S(r) = \exp\left[\frac{1}{2}(r^*a^2 - ra^{\dagger 2})\right] \quad (8)$$

를 적용하여 $s(r)|0\rangle$ 로 정의할 수 있다. 조여진 상태는 결맞음 상태와 같이 불확정성 관계를 최소로 만족하는 상태이나 Δx 와 Δp 가 서로 다른 상태이다. 빛의 위상 변수들 간의 조임은 고전적인 대응을 찾을 수 없는 비고전적인 성질이라고 할 수 있다. 비선형 결정 비선형 매질과 레이저를 이용하여 현재 기술로 $r = 0.7$ ($\approx 6\text{dB}$) 정도의 조임은 어렵지 않게 실험적 구현이 가능하다[15]. 조여진 상태는 양자 이론의 기초적 검증과 양자 통신 등의 응용에 유용하다.

벨 부등식 검증이나 양자 공간이동 등 서로 공간적으로 떨어진 두 장소를 필요로 하는 많은 기초 및 응용 실험을 위하여서는 이중 모드의 얽힌 상태(entangled state)가 필요하다. 이러한 얽힌 양자 상태의 대표적인 예들 중 하나가 이중 모드의 조여진 상태(two-mode squeezed state)인데 이는 이중 모드의 조임 연산자(two-mode squeezing operator) $S_{12}(r) = \exp[-ra_1a_2 + r^*a_2^\dagger a_1^\dagger]$ 를 1과 2의 아래 첨자로 표현된 이중 모드의 진공 상태 $|0\rangle_1 \otimes |0\rangle_2$ 에 적용하여 얻어낼 수 있다. 이러한 이중 모드 조여진 상태는 두 개의 단일 모드 조여진 상태를 하나의 빛 나누개에 모

아서 통과시키는 방법으로 얻을 수 있다[15,16].

위상 공간에서 표현되는 유사확률분포들(quasi-probability functions)은 추상적인 빛의 양자 상태들을 시각화하는데 매우 유용한 도구이다[12,13]. 두 가관측량 X 와 P 는 고전적인 경우와는 달리 서로 교환 가능하지 않기 때문에 동시에 정확히 결정된 값들을 가질 수 없으며 따라서 x 와 p (연산자 X 와 P 에 해당되는 변수들)의 함수인 고전 확률분포를 정의하는 것이 불가능하다. 몇 가지 잘 알려진 유사확률분포함수들 중 하나인 위그너 함수(Wigner function)는 다음과 같이 특성함수 $C(\eta)$ 의 푸리에 변환으로 정의될 수 있다.

$$W(x, p) = \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[2i(\eta_r x_i - \eta_i x_r)] C(\eta) d\eta \quad (9)$$

$$C(\eta) = \text{Tr}[\hat{\rho} e^{\eta a^\dagger - \eta^* a}] \quad (10)$$

여기서 η_r 과 η_i 는 각각 η 의 실수부와 허수부 값들이며 $\hat{\rho}$ 는 주어진 상태의 밀도 연산자(density operator)이다. 고전확률분포와 달리 유사확률분포인 위그너 함수는 음의 값을 가질 수 있으며 위그너 함수의 음의 값은 앞서 기술한 조임과 같이 빛의 비고전성의 표시들 중 하나로 잘 알려져 있다. 그림 1(a)-1(d)는 각각 $n=1$ 과 $n=2$ 인 수 상태, 결맞음 상태, 그리고 조여진 상태의 위상공간에서의 위그너 함수 표현들이다. 고전적인 성질의 상태인 결맞음 상태는 양의 값을 가지는 정규 함수(Gaussian function)이나, 수 상태들은 그 위그너 함수가 음의 값을 가지는 비고전성을 나타냄을 볼 수 있다.

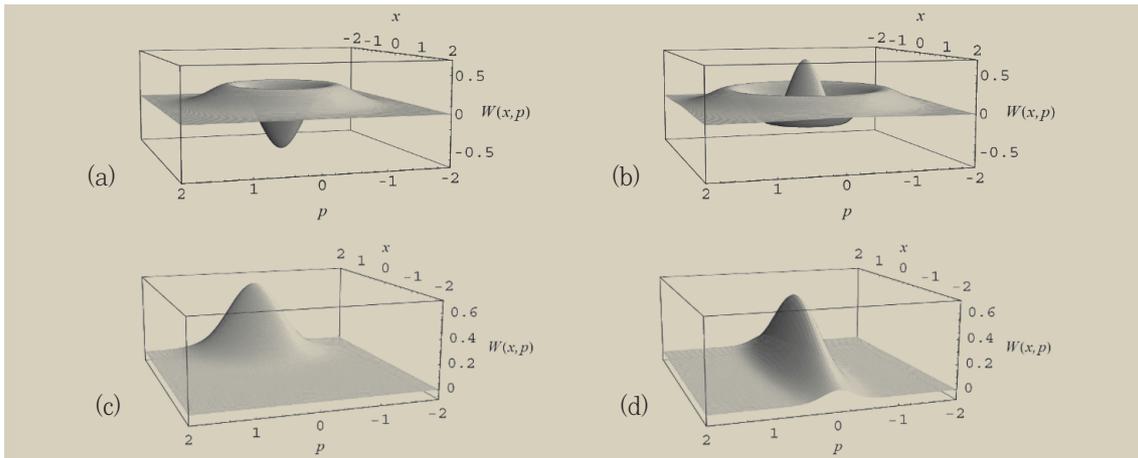
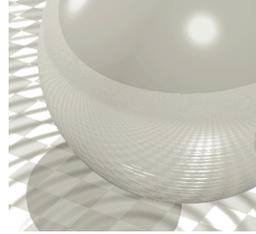


그림 1. 몇 가지 주요 양자 상태의 위그너 함수들. (a) $n=1$ 인 수 상태. (b) $n=2$ 인 수 상태. (c) $r=1$ 인 결맞음 상태. (d) $r=0.7$ 인 조여진 상태.



3. 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태와 그 실험적 구현

슈뢰딩거의 유명한 역설에서 비롯된 “슈뢰딩거 고양이 상태”(Schrödinger cat state)라는 용어는 흔히 거시적으로 구별 가능한 상태들의 양자 중첩을 지칭하는데 사용된다. 물론 고양이와 같은 수준의 거시성에 이르는 못할 지라도, 양자효과를 관찰하는 전형적 실험에서 이루어지는 정도에 비하여 거시적 한계에 가까운 양자 중첩 상태를 실험적으로 구현하고 이를 통하여 양자이론을 거시적 수준에서 검증하는 것은 물리학자들의 큰 관심사였다. 이러한 상태를 실험적으로 만들어내는 것은 지극히 어려운데 그 이유 중 하나는 보다 거시적인 양자 중첩 상태일수록 환경과의 상호작용으로 인한 영향에 의해서 쉽게 그 양자적 성질을 잃어버리기 때문이다. 이러한 현상은 양자적 성질을 지닌 물리계에서 매우 보편적인 것으로 결괏어짐(decoherence)이라는 이름으로 잘 알려져 있다[17].

최근 양자역학의 근본 문제[18-23]와 양자 정보기술에의 적용[24-29]에 있어서 자유공간에서 진행되는 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태(Schrodinger cat state of light)가 가지고 있는 특별한 유용성은 해당 분야 학자들의 주목을 받아 왔다. 광자들은 자유공간에서 많은 상호작용을 하지 않기 때문에 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태는 다른 형태의 거시적 중첩상태에 비해 결괏어짐에 강하다는 장점을 가지고 있다. 이런 상태를 만들어 내는 것은 지난 20년간 매우 어려운 일로 알려져 왔다. Yurke와 Stoler에 의해 Kerr 비선형성을 이용하여 이러한 상태를 만들 수 있다는 것이 알려졌으나[30], 사용 가능한 비선형 매질의 비선형성은 극히 작은 수준이라서 이는 실제 실험으로는 구현하기 가능한 방법은 아니었다. 최근 양자 상태 제어를 위한 이론의 발전은 이 주제에 주목할 만한 진보를 가져왔고 [31-35], 보다 최근에는 최초로 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태의 초기 단계 실험적 구현이 가능하게 되었다[8].

빛의 슈뢰딩거 고양이 상태는 흔히 다음과 같이 정의된다.

$$N_{\theta}(|\alpha\rangle + e^{i\theta}|- \alpha\rangle) \quad (11)$$

여기서 N_{θ} 은 규격화 요소, θ 는 실수의 상대적 위상 요소, $|\alpha\rangle$ 와 $|- \alpha\rangle$ 는 각각 진폭 α 와 $- \alpha$ 를 가지는 광학적 결맞음 상태들이며 진폭 α 는 1보다 어느 정도 크다고($\alpha \gg 1$) 가정된다. 광학적 결맞음 상태들은 비교적 고전적인 성질을 보이는 기본적인 광학 상태들이다. 진폭이 충분한 값을 가질 경우 두 결맞음 상태 $|\alpha\rangle$ 와 $|- \alpha\rangle$ 를 거시적 측정의 성질을 가지는 효율이 이상적이지 않은 호모다인 측정으로 구별하는 것이 가능하다. 예를 들어 $\alpha = 1.6$ 인 경우 70%의 효율을 가지는 호모다인 측정으로 99% 이상의 확률로 구별이 가능하고 100% 효율의 호모다인 측정이라면 99.9% 이상의 확률로 구별이 가능하다. 따라서 식 (11)의 중첩 상태는 그 크기가 커짐에 따라 거시적으로 구별 가능한 상태들의 중첩에 접근하게 되는 것이다.

특별히 $N_{\pm}(|\alpha\rangle \pm |- \alpha\rangle)$ 와 같은 형태의 슈뢰딩거 고양이 상태를 짝수(even) 슈뢰딩거 고양이 상태(+ 부호의 경우)와 홀수(odd) 슈뢰딩거 고양이 상태(- 부호의 경우)라고 부르는데 이는 각각 짝수 혹은 홀수의 광자들만을 포함하고 있기 때문이다. 그림 2는 $\alpha = 1.6$ 인 짝수 슈뢰딩거 고양이 상태와 홀수 슈뢰딩거 고양이 상태의 위그너 함수들이다. 또한 이러한 슈뢰딩거 고양이 상태를 빛 나누개(beam splitter)로 나누어 주면 벨의 부등식 실험이나 양자 정보처리 등에 직접적으로 이용할 수 있는 두 모드의 얽힌 결맞음 상태(entangled coherent state)를 간단히 만들어낼 수 있다. 최근 Lund와 Ralph는 효율적인 양자 전산의 구현을 위하여 최소한 $\alpha > 1.2$ 정도 수준의 얽힌 결맞음 상태가 필요함을 지적하였다[36].

그림 3은 최근 Ourjoumtsev 등에 의해 실험이 이루어진 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태의 생성 방법의 개념도이다 [8]. 그림 3에 보여진 대로 먼저 N 개의 광자 수 상태를 만들어 낸 후 이를 반사율 R 이 50%인 빛 나누개로 나눈다. 그 후 한 쪽에서 호모다인 측정을 행한 후 그 결과가 적절

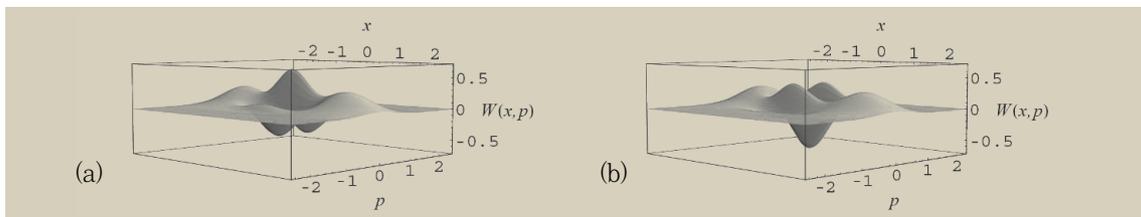


그림 2. $\alpha = 1.6$ 의 값을 가지는 이상적인 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태들. (a) 짝수 슈뢰딩거 고양이 상태와 (b) 홀수 슈뢰딩거 고양이 상태.

빛의 거시적 중첩 상태의 구현과 양자 이론의 검증

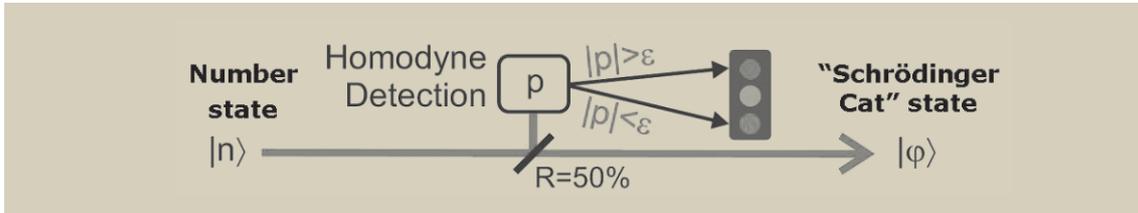


그림 3. 참고문헌 [8]에서 구현된 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태 생성 방법의 개념도

한 값인 ϵ 과 $-\epsilon$ 사이에 있으면 다른 한 쪽에서 나오는 상태를 선택하는 것이다. 실제 실험에서는 약 8% 정도의 결과가 선택되도록 ϵ 값을 조정하였는데, 이 경우 다른 조건이 이상적이라면 98%의 신뢰도를 가지는 슈뢰딩거 고양이 상태를 만들어낼 수 있다.

이 방법은 빛의 위상 변수를 측정하는 호모다인 측정을 통해 위상 공간에서 대칭적인 모양(그림 1 참조)을 보이는 광자 수 상태의 대칭을 깨뜨리고 위상공간의 두 부분 $-\alpha$ 와 $-\alpha$ 에 해당되는 - 에만 확률 분포가 물리게 하는 아이디어에 근거한 것이다. 이러한 방법을 사용하면 임의의 광자 수 상태를 (엄밀히는 위상공간에서 그 전체적인 형태가 다소 조여진) 슈뢰딩거 고양이 상태로 전환할 수 있다. 초기의 광자 수 상태의 n 이 클수록 보다 큰 슈뢰딩거 고양이 상태가 생성되며 그 관계는 n 이 충분히 큰 경우에는 대략 $|\alpha|^2 = n$ 이다. 현재의 기술로 $n=3$ 이상의 수 상태를 높은 신뢰도로 만들어 내는 것은 쉽지 않으며, 50% 이상의 신뢰도를 가진 $n=2$ 까지의 광자 수 상태를 만들어 내는 것은 가능하다. $n=2$ 인 광자 수 상태를 가지고 위의 방법을 사용해서 만들 수 있는 (3.5dB 정도로 조여진) 슈뢰딩거 고양이 상태의 진폭은 $\alpha=1.6$ 이며 이러한 정도 크기의 슈뢰딩거 고양이 상태는 벨 부등식 위배 실험과 양자정보 처리에 유용하게 사용될 수 있다[18-29].

실제 실험[8]에서는 물론 주로 두 가지 기술적 한계로 인하여 이런 이상적인 상태가 만들어지지는 않는다. 첫째로 실험에 사용할 수 있는 상태의 신뢰도는 55% 내외이다. 즉 통계적으로 55% 가량의 상태가 $n=2$ 인 상태이며 나머지 45%는 $n=0$, $n=1$ 등의 다른 상태들이 섞여 있다는 것이다. 두 번째로 그림 3에서 보여진 호모다인 측정의 실제 실험에서의 효율은 약 70% 정도였다. 실험적으로 생성된 슈뢰딩거 고양이 상태는 또 다른 호모다인 측정을 통해 위상 변수 X_θ 를 여러 각도에서 측정함으로써 그 위그너 함수를 재현할 수 있고, 실제 실험에서 이렇게 재현된 위그너 함수가 그림 4에 나타나 있다. 실험을 통해 재현된

위그너 함수는 이상적인 실험을 가정했을 경우만큼 그 음의 부분이 깊지는 않지만 위상공간에서 뚜렷이 떨어져 있는 두 결맞음 상태 요소들과 함께 그 두 요소들 사이의 양자 간섭이 일어났음을 증명하는 음의 부분이 명백히 나타나 있음을 볼 수 있다.

이렇게 최근에 만들어진 슈뢰딩거 고양이 상태는 위상 공간에서 뚜렷하게 구별되는 상태들의 양자 중첩을 분명히 보여 주었지만 벨의 부등식 실험이나 양자 정보처리, 더 거시적인 수준의 양자 간섭 등 보다 전진된 응용을 위해서는 그 크기(진폭)와 신뢰도(fidelity)에 있어서 아직 개선이 필요한 수준이라고 할 수 있다. 벨 부등식 실험을 위해서는 빛 나누개를 한 번 더 사용하여서 얽힌 결맞음 상태를 만들어 주어야 하는데 그럴 경우 그림 4의 위그너 함수는 음의 값이 충분히 크지 않기 때문에 벨 부등식의 위배를 보일 수가 없게 된다. 또한 두 양자비트 게이트 등 본격적인 양자정보처리 실험을 위해서도 더 큰 신뢰도의 슈뢰딩거 고양이 상태가 필요하다. 그러나 본격적인 양자 정보처리 실험을 위한 첫걸음이라고 할 수 있는 양자 공간이동의 구현을 위해서는 10% 정도의 신뢰도의 향상으로 고전적으로 성취 가능한 한계를 넘는 전송 효율을 보여주는 실험이 가능할 것으로 기대하고 있다. 효율적인 벨 부등식 위배 실험을 위해서는 현재보다 30% 이상의 신뢰도의 향상이 필요하다.

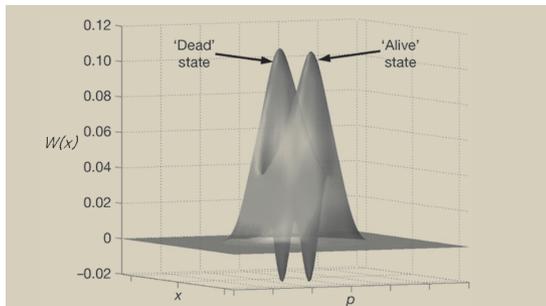
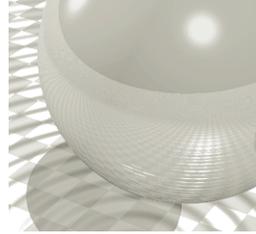


그림 4. 실제 실험[8]에서 그림 3의 방법을 통해 구현된 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태의 위그너 함수. 위상공간에서 뚜렷하게 분리되어 있는 두 상태들과 그 사이의 양자 간섭(음의 부분)이 나타난다.



4. 빛의 슈뢰딩거 고양이 상태를 이용한 양자 정보처리

양자 정보처리의 최소 단위는 입자의 중첩 상태에 있는 두 준위 양자계(two-level quantum system)인 양자 비트(qubit)이다. 양자 광학을 기반으로 한 양자정보처리를 위해서는 보통 단일 광자의 양자 비트가 가정되었다[9]. 흔히 빛의 수평 편광상태 $|H\rangle$ 와 수직 편광상태 $|V\rangle$ 를 그 기저 상태로 이용하여 $d|H\rangle + d|V\rangle$ 와 같은 형태(c 와 d 는 규격화 조건을 만족시키는 입자의 복소수들)의 양자 비트가 정의된다.

효율적 양자정보처리를 위해 매우 핵심적인 도구로 벨 측정이라는 요소가 있다. 벨 측정은 벨 상태들이라고 불리는 네 개의 상태들을 구별하는 측정이다. 이 네 개의 상태들은 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |H\rangle \pm |V\rangle + |V\rangle)$ 와 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle \pm |V\rangle + |H\rangle)$ 의 형태들을 가진다. 이 네 상태들을 구별하는 것은 양자 공간이동을 가능하게 하고[6], 이를 기반으로 하여 양자 컴퓨터의 중요 요소인 두 양자 비트의 양자 게이트를 구현 가능하게 한다[9]. 그런데 단일 광자 양자비트를 이용할 경우 네 개의 상태들을 한꺼번에 구별하는 벨 측정을 하기는 극히 어렵다는 단점이 있다[37]. 이것은 근본적으로 양자 게이트와 양자 컴퓨터를 확률적으로 작동하게 만들고[9] 처리해야 할 양자비트들의 숫자가 드러날수록 그 효율이 급격히 떨어지게 된다. 이는 많은 양자 비트를 처리해야 하는 양자 컴퓨터의 구현에 심각한 결점이 아닐 수 없다[38].

빛의 슈뢰딩거 고양이 상태를 이용한 접근법에서는 두 개의 결맞음 상태의 중첩인 $d|\alpha\rangle + d|-\alpha\rangle$ 를 양자비트로 사용하며 마찬가지로 벨 상태들도 다음과 같이 정의된다.

$$|\Phi_{\pm}\rangle = N_{\pm}(|\alpha\rangle + |\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle + |-\alpha\rangle), \quad (12)$$

$$|\Psi_{\pm}\rangle = N_{\pm}(|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle + |\alpha\rangle) \quad (13)$$

슈뢰딩거 고양이 상태를 이용한 양자정보처리의 핵심적 아이디어는 이 네 개의 벨 상태를 비교적 간단히 100%에 가까운 확률로 구별해 낼 수 있다는 것이다[24,25]. 그림 5에서 보듯 이는 50%의 반사율을 가진 1개의 빛 나누개(BS)와 두 개의 광자 수 상태들을 구별해 낼 수 있는 검출기(photon number resolving detector) A와 B로 이루어진다. 먼저 측정되어야 a 와 b 의 두 모드 상태가 빛 나누개로 입사된다. 빛 나누개를 통과한 두 모드 상태는 f 와

g 의 모드들로 나와서 광자 검출기 A와 광자 검출기 B에 도달한다. 빛 나누개를 통해 식 (12)와 (13)의 벨 상태들은 (규격화 요소를 생략하면) 다음과 같이 변환되는 것을 간단히 증명할 수 있다[24,25].

$$|\Phi_{\pm}\rangle_{ab} \rightarrow (|\sqrt{2}\alpha\rangle \pm |-\sqrt{2}\alpha\rangle)_f |0\rangle_g, \quad (14)$$

$$|\Psi_{\pm}\rangle_{ab} \rightarrow |0\rangle_f (|\sqrt{2}\alpha\rangle \pm |-\sqrt{2}\alpha\rangle)_g \quad (15)$$

그런데 여기서 $|\sqrt{2}\alpha\rangle \pm |-\sqrt{2}\alpha\rangle$ 는 (부호 +와 -에 해당하는 상태들이 각각) 진폭만 커진 짝수 슈뢰딩거 고양이 상태와 홀수 슈뢰딩거 고양이 상태에 해당된다. 따라서 광자 검출기 A가 짝수(홀수)의 광자를 검출해 내고 광자 검출기 B에 아무것도 검출되지 않을 경우에는 $|\Phi_{+}\rangle$ ($|\Phi_{-}\rangle$)가 측정되고, 광자 검출기 B가 짝수(홀수)의 광자를 검출해 내고 광자 검출기 A에 아무것도 검출되지 않을 경우에는 $|\Psi_{+}\rangle$ ($|\Psi_{-}\rangle$)가 측정되는 것을 확인할 수 있다. 따라서 한 번의 측정으로 4개의 벨 상태를 구별하는 것이 가능하다.

다만 위의 방법에서 α 가 작은 경우에는 광자 검출기 A와 B가 동시에 아무것도 검출하지 못할 가능성이 생기게 되는데 이는 $\alpha=1.2$ 일 경우 6% 미만, $\alpha=2$ 이상일 경우 $\sim 10^{-4}$ 정도로 줄어든다. 이렇게 벨 측정이 100%에 가까운 확률로 가능하게 되면 양자 공간이동과 주요 양자비트 게이트들 또한 100%에 가까운 확률로 구현하는 것이 가능해진다. 여기서 기술적으로 어려운 문제는 광자의 수 상태를 구별해 낼 수 있는 광자 검출기의 구현이 매우 어렵다는 것이다. 그러나 빠른 시일 내에 어느 정도의 효율로 "0", "1", "2 이상"의 세 가지 결과들을 구별하는 광자 검출기를 사용하는 것이 가능해질 것으로 보고 있으며 $\alpha \approx 1.2$ 정도의 수준에서 참고문헌 [25,26]에서 제안된 초기 단계의 양자 텔레포테이션 실험이 가능해질 것이다.

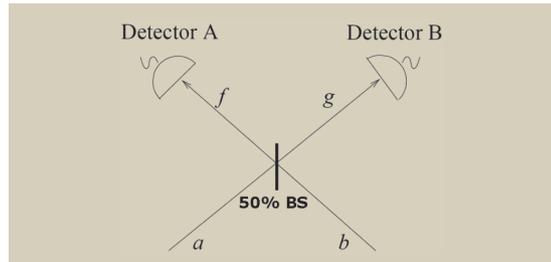


그림 5. 참고문헌 [25]에서 제안된 네 개의 벨 상태를 모두 구별해 내는 방법. 예를 들어 광자 검출기 A에 홀수개의 광자들이 검출되고 광자 검출기 B에 아무것도 검출되지 않을 경우 측정된 상태는 $|\Phi_{-}\rangle$ 이다.

빛의 거시적 중첩 상태의 구현과 양자 이론의 검증

5. 얽힘 상태와 호모다인 측정을 이용한 벨 부등식의 효율적 검증

미시적인 물리계, 특히 단일 광자쌍(photon pair)을 이용한 많은 실험 결과들과 이론적 연구에 근거하여 이제 다수의 물리학자들은 벨의 부등식이 위배될 수 있으며 따라서 국소적 실재론에 근거한 자연관도 폐기되어야 한다고 생각하고 있다. 그러나 부인할 수 없는 것은 현재까지의 실험들을 비롯한 모든 연구결과는 공통적으로 아직 해결되어야 할 결정적인 문제들을 남겨두고 있다는 것이다.

현재까지 벨의 부등식 검증 실험에서 가장 큰 문제로 지적되는 허점(loophole)은 측정의 효율에 관한 허점(detection loophole)이다[39]. 벨의 부등식 검증을 위해서 공간적으로 충분히 떨어져 있지만 양자역학적으로 서로 얽혀(entangled) 있는 두 개의 물리계가 필요하다. 이렇게 공간적으로 떨어져 있는 얽힌 상태를 이용한 실험을 할 수 있는 현재까지 알려진 가장 효율적인 방법은 얽힌 광자쌍과 양 쪽에서 각각 하나씩 두 개의 광자 검출기를 이용하는 것이다. 그런데 광자검출기의 효율은 100%가 아니므로 많은 경우 적어도 하나의 광자검출기가 광자를 측정하지 못한다. 따라서 상당 부분의 측정 결과를 버리고 두개의 검출기에서 모두 광자가 검출된 경우의 데이터만을 사용하게 된다. 이것은 중대한 허점을 남기는데, 국소적 실재론은 가정 이외에 선택된 부분이 전체를 잘 대표하는 공정한 샘플이라는 부가적인 가정(공정한 표본 가정, fair sampling assumption)이 필요하게 되는 것이다. 만일 이러한 공정한 표본 가정을 배재하게 되면 지금까지의 모든 실험 결과는 국소적 실재론을 배재하지 못하며, 기존의 단일광자와 단일광자 검출기를 이용한 접근 방법과 현재의 측정 기술로는 국소적 실재론을 완전히 배재하는 것이 사실상 가능하지 않다 (예를 들어 최대로 얽힌(maximally entangled) 두 준위의 양자 상태를 이용할 경우 다른 요소들을 모두 이상적으로 가정한다고 하더라도 82.8% 이상의 효율을 가지는 광자 검출기가 필요한데[39] 이는 현재 기술과는 거리가 매우 크다.). 허점 없는(loophole-free) 벨 부등식 검증은 양자역학의 기초를 연구하는 연구자들에게 매우 중요한 미해결 문제로 남아 있다.

최근 현재 기술로도 높은 효율의 구현이 가능한 호모다인 측정을 이용하여 이러한 한계에 도전하려는 시도가 있어 왔다. 호모다인 측정[12,13]은 그 실험 결과를 버리지

않는 방식이면서도 상대적으로 높은 효율을 보일 수 있으므로 허점 없는 벨 부등식 검증에 유용한 도구라고 할 수 있다. 균형 호모다인 측정(balanced homodyne detection)을 위해서는 그림 6에서 보여진 바와 같이 50%의 반사율을 가진 한 개의 빛 나누개와 두 개의 광자 검출기, 그리고 강한 결맞음 장(strong coherent field)이 필요하다. 빛 나누개에서의 간섭 효과로 인해 두 개의 광자 검출기들에서 측정되는 광전류(photo-current)의 차이를 보는 것이 근사적으로 위상 변수 X_θ 를 측정하는 것과 같은 효과를 나타낼 수 있다.

물론 문제는 이러한 측정을 통해서 벨 부등식 위배를 가능하게 하는 적절한 양자 상태를 찾아내는 것이다. 최근 이중 모드 조여진 상태의 각각의 모드에서 한 개씩의 광자를 빼는 방법을 통해 이러한 목적에 유용한 상태를 만들 수 있음이 보여졌다[40,41]. 그러나 이러한 방법으로 생성된 상태들을 통해 보일 수 있는 벨 부등식의 위배 정도는 너무 작아서 실제 다양한 실험의 효과를 고려할 경우 실험적으로 벨 부등식 위배를 보이기는 극히 어렵다. 4개의 결맞음 상태들이 중첩된 형태의 슈뢰딩거 고양이 상태를 이용하는 방법[42]이나 비선형적 상호작용을 보조적으로 이용하는 방법[43,44] 등이 제안되었으나 이 역시 현재 기술로 당장 구현 가능한 방법들은 아니다. 보다 효율적이며 실험적으로 구현이 가능한 양자 상태들을 찾아내어 벨 부등식 위배를 허점 없이 검증해내는 방법을 찾아내는 것은 매우 중요한 문제라고 할 수 있다.

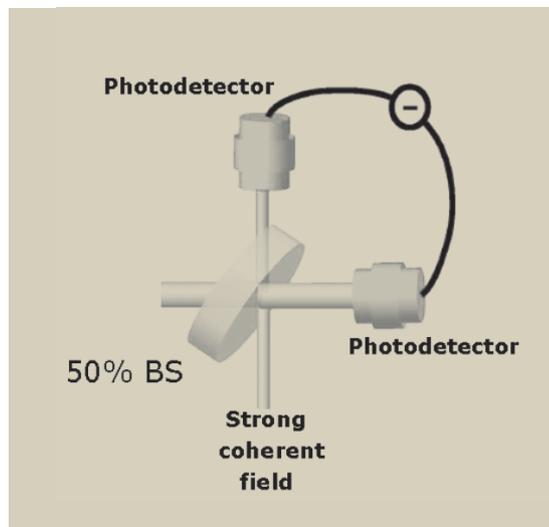
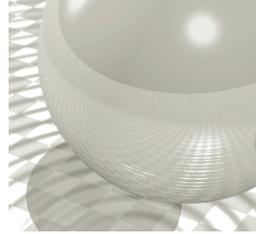


그림 6. 50% 반사율의 빛 나누개를 이용한 균형 호모다인 측정의 개념도.



6. “슈뢰딩거 고양이” 작용과 보존 교환 관계의 실험적 검증

고전 물리학과 달리 양자역학에서는 관측 가능한 물리량들에 대응되는 연산자들 사이에는 0이 아닌 교환 관계가 존재한다. 이러한 교환 관계들은 고전 물리학으로 설명할 수 없는 다양한 양자 현상들의 근본적 원인이라고 할 수 있으며 위치 연산자와 운동량 연산자의 교환 관계가 그 대표적인 예이다. 2장에서 기술한 생성 연산자와 소멸 연산자 사이의 교환 관계는 위치 연산자와 운동량 연산자 사이의 교환 관계와 직접적으로 연계되어 있으며 양자 이론에 있어서 매우 중요한 역할을 하는 근본적인 관계이다. 최근 광자를 더하는 기술과 빼는 기술을 사용하여 보존 교환관계를 입증하려는 노력이 있었다[45,46].

광자를 더하는 것과 빼는 기술은 광자 검출기와 반사율이 큰 빛 나누개를 이용하여 비교적 간단히 구현이 가능하다[47-49]. 입사하는 빛을 빛 나누개를 이용하여 아주 작은 부분만을 반사시킨 후 광자 검출기에서 광자가 검출될 경우 원래 입사하던 빛에서 광자 하나가 빠지는 a 의 작용이 높은 근사로 구현된다. 반면 비선형 매질을 통해 입사되는 광자를 더 낮은 에너지의 광자쌍으로 나누는 기술(parametric down conversion)[12,13]을 통해 생성된 광자쌍의 한 부분을 입사하는 빛과 합해지게 하고, 생성된 광자쌍의 다른 부분을 광자 검출기에서 검출해서 광자쌍이 생성되었음을 확인하는 방법으로 단일 광자 더하기(a^\dagger)를 근사할 수 있다. 최근 Parigi 등에 의해 aa^\dagger 와

$a^\dagger a$, 즉 광자를 “빼고 더하는” 작용과 “더하고 빼는” 작용을 따로 구현하여 그 결과가 서로 다르다는 것을 보인 실험이 행해졌다[45]. 그러나 이는 aa^\dagger 와 $a^\dagger a$ 의 양자적 중첩 작용이 구현된 것은 아니었다.

보존 교환관계의 증명을 위해서는 그 형태인 $aa^\dagger - a^\dagger a = 1$ 에서 보듯이 aa^\dagger 라는 작용(operation)과 $a^\dagger a$ 라는 작용의 중첩을 구현하여 임의의 상태에 적용될 수 있게 해야 한다. 이는 “서로 구별되는 두 작용의 양자 중첩”(quantum superposition of distinct operations)으로 슈뢰딩거의 고양이 역설에서 서로 다른 작용(“죽이는” 작용과 “살려 두는” 작용)들을 중첩시키는 것과 비교할 수 있는 작용이라고 할 수 있다[46]. 이는 또한 임의의 작용을 양자적으로 중첩시켜서 빛의 양자적 성질을 제어한다는 점에서도 큰 의미를 가질 수 있다. 이러한 목적을 위해 Kim 등에 의해 최근 제안된 방법은 다음과 같다[46]. 그림 7의 광자 간섭계에 입사되는 빛은 먼저 반사율이 작은 빛 나누개(BS1)를 통과한 후 a 경로로 나오는 부분은 단일 광자를 더할 수 있는 장치를 통과하게 된다(단일 광자가 분명히 더해진 것은 광자검출기 PD0에서 광자가 검출됨에 의해 확인된다.). 단일 광자를 더하는 부분을 통과한 후 a 경로의 빛은 반사율이 작은 또 다른 빛 나누개(BS2)를 통과하고 BS1에서 반사된 b 경로의 빛과 BS2에서 반사된 c 의 경로의 빛이 50%의 반사율을 가진 빛 나누개에서 합쳐진 후 마지막 광자 검출기 PD1과 PD2에 도달하게 된다.

먼저 그림 6에서 BS3가 없다고 가정해 보자. 광자검출

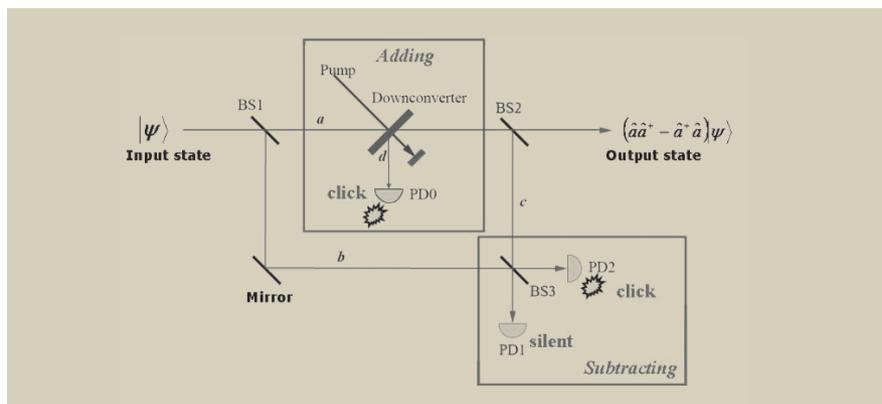


그림 7. 참고문헌 [46]에서 제안된 광자 간섭계를 이용한 보존 교환관계의 증명 방법. 그림과 같이 PD2에서 광자가 검출되고 PD1에서 아무 것도 검출되지 않을 경우 $aa^\dagger - a^\dagger a$ 작용이 구현되어 보존 교환관계에 따라 입력 상태와 같은 상태가 출력 상태로 나온다. 반대의 경우(PD1만 광자를 검출하는 경우) $aa^\dagger + a^\dagger a$ 의 작용이 구현되며 비교전적 빛의 생성에 이용될 수 있다. 빛 나누개 BS3가 검출된 광자의 경로에 대한 정보(which-path information)를 지워버림으로써 두 개의 서로 다른 작용들을 양자적으로 중첩시키는 역할을 한다.

빛의 거시적 중첩 상태의 구현과 양자 이론의 검증

기 PD2가 단일 광자를 검출하고 광자검출기 PD1가 아무 것도 검출하지 못할 경우 검출된 광자는 b 의 경로에서 온 것이므로 광자가 먼저 빠진 후에 더해진 것이 틀림없을 것이다. 반면에 광자검출기 PD1가 단일 광자를 검출하고 광자검출기 PD2가 광자를 검출하지 못한다면 검출된 광자는 c 의 경로에서 온 것이므로 광자가 먼저 더해진 후에 빠진 것으로 단정할 수 있다. 여기서 두 사건(event)을 중첩시키는 핵심적 역할을 하는 도구는 빛 나누개 BS3이다. 50%의 반사율을 가진 빛 나누개 BS3는 검출된 광자의 경로에 대한 정보(which-path information)를 지워버림으로써 광자가 검출기 B 혹은 C에서 검출되더라도 광자가 먼저 빠진 후에 더해졌는지, 아니면 더해진 후에 빠졌는지 알지 못하게 되고, 이 두 개의 작용(광자를 빼고 더하는 작용과 광자를 더하고 빼는 작용)은 양자적으로 중첩되게 되는 것이다. 즉 이 장치는 간섭계에 입력되는 임의의 광학적 상태에 “단일 광자를 더한 후에 빼는 작용”과 “단일 광자를 뺀 후에 더하는 작용”이 결맞게 중첩되게 고안된 것이다.

보다 구체적인 계산[46]에 의하면 PD2에서 광자가 검출되고 PD1에서 아무 것도 검출되지 않을 경우 $aa^\dagger - a^\dagger a$ 의 작용이 구현되어 보존 교환관계에 따라 입력 상태와 같은 상태가 출력 상태로 나오게 된다. 반대의 경우 (PD1만 광자를 검출하는 경우) $aa^\dagger + a^\dagger a$ 의 작용이 구현되며 입력상태와는 다른 빛이 출력 상태로 나오게 된다. 또한 BS3의 위상과 반사율을 조절함으로써 임의의 중첩 작용을 구현할 수 있다. 실제 실험에서는 입력 상태로 결맞음 상태 혹은 열상태(thermal state)를 이용하여 현재의 기술로 보존 교환관계를 증명할 수 있을 것으로 예상되며, 이 경우 $aa^\dagger + a^\dagger a$ 의 작용은 입력된 고전적 상태를 강한 비고전성을 가지는 상태 - 위그너 함수에 분명한 음의 값이 보이는 - 로 바꾸게 된다. 이 제안의 실험적 구현[50]은 양자 이론의 기본 원리를 규명할 뿐 아니라 양자 연산자들의 중첩을 구현하고 제어하는 실험의 첫 단계로도 매우 의미 있는 결과가 될 것이다.

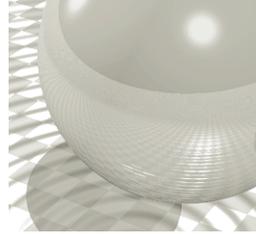
7. 결론

양자광학이 현대물리학의 발전에 가장 큰 기여를 한 부

분 중 하나는 양자이론의 검증 분야라고 할 수 있을 것이다. 양자광학의 이론적, 실험적 진보가 제공한 효율적인 “양자 시험대”를 통한 양자 이론의 검증은 양자 간섭, 벨 부등식의 위배, 양자 이론의 초기 단계의 거시적 검증, 보존 교환 관계의 검증에까지 미쳐 왔다. 양자 이론의 검증은 그 주목할 만한 진보에도 불구하고 아직 벨 부등식의 허점 없는 완전한 검증이나 (보다 본격적인 의미에서) 거시적 수준에서의 양자 간섭, 허점 없는 벨 부등식 위배 실험 등의 미해결 문제를 남겨두고 있다. 다양한 상태의 비고전적 빛을 만들어 내고 제어하며 측정하기 위한 이론적 제안과 실험 기술의 지속적인 발전은 이러한 미해결 문제들의 해결을 위하여 중추적인 역할을 할 것이며 양자 정보기술의 발전에도 크게 기여할 것이다.

참고문헌

- (1) E. Schrödinger, *Naturwissenschaften*, 23, 807-812; 823-828; 844-849 (1935).
- (2) A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys.Rev.* 47, 777 (1935).
- (3) J. S. Bell, *Physics* 1, 195 (1964).
- (4) S. J. Freedman and J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* 28, 938 (1972) A. Aspect, Ph. Grangier and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* 47, 460 (1981); G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* 81, 5039 (1998); W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Phys. Rev. Lett.* 81, 3563 (1998).
- (5) C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* 59, 2044 (1987).
- (6) C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* 70, 1895 (1993).
- (7) D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger, *Nature* 390, 6660, 575-579 (1997).
- (8) A. Ourjoumtsev, H. Jeong, R. Tualle-Broui, and Ph. Grangier, *Nature* 448, 784 (2007).
- (9) E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn, *Nature* 409, 46 (2001).
- (10) C. H. Bennett and G. Brassard, *Proc. IEEE Intl. Conf. on Computers, Systems, and Signal Processing*, 175 (1984).
- (11) A. K. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* 67, 661 (1991).
- (12) D. F. Walls and G. J. Milburn, *Quantum Optics* (Springer, Berlin, 1994).
- (13) C. C. Gerry and P. L. Knight, *Introductory Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- (14) E. Schrödinger, *Naturwissenschaften* 14, 664 (1926).
- (15) M. Yukawa, H. Benichi, and A. Furusawa, *Phys. Rev. A* 77, 022314 (2008).
- (16) A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, E. S. Polzik, *Science* 282, 5389 (1998).
- (17) W. H. Zurek, *Reviews of Modern Physics*, 75, 715-765 (2003).
- (18) D. Wilson, H. Jeong, and M. S. Kim, *J. Mod Opt* 49 851 (2002).
- (19) H. Jeong, W. Son, M. S. Kim, D. Ahn, and C. Brukner, *Phys. Rev. A* 67, 012106 (2003).



(20) H. Jeong and Nguyen Ba An Phys. Rev. A 74, 022104, (2006).
 (21) M. Stobinska, H. Jeong, T. C. Ralph, Phys. Rev. A 75, 052105 (2007).
 (22) H. Jeong, Phys. Rev. A 78, 042101 (2008).
 (23) H. Jeong, M. Paternostro, and T. C. Ralph, Phys. Rev. Lett. 102, 060403 (2009).
 (24) S. J. van Enk and O. Hirota, Phys. Rev. A. 64, 022313, (2001).
 (25) H. Jeong, M. S. Kim, and J. Lee, Phys. Rev. A. 64, 052308 (2001).
 (26) H. Jeong and M. S. Kim, Quantum Information and Computation 2, 208 (2002).
 (27) H. Jeong and M. S. Kim Phys. Rev. A 65, 042305 (2002).
 (28) T. C. Ralph, A. Gilchrist, G. J. Milburn, W. J. Munro, and S. Glancy, Phys. Rev. A 68, 042319 (2003).
 (29) W. J. Munro, K. Nemoto, G. J. Milburn, and S. L. Braunstein, Phys. Rev. A 66, 023819 (2002).
 (30) B. Yurke and D. Stoler, Phys. Rev. Lett. 57, 13 (1986).
 (31) M. Dakna, T. Anhut, T. Opatrny, L. Knöll, and D.-G. Welsch, Phys. Rev. A. 55, 3184 (1997); M. Dakna, J. Clausen, L. Knöll, and D.-G. Welsch, Phys. Rev. A 59, 1658 (1999).
 (32) A. P. Lund, H. Jeong, T. C. Ralph, and M. S. Kim, Phys. Rev. A 70, 020101(R) (2004); H. Jeong, A. P. Lund, and T. C. Ralph, Phys. Rev. A 72, 013801 (2005).
 (33) H. Jeong, M.S. Kim, T.C. Ralph, and B.S. Ham, Phys. Rev. A 70, 061801(R) (2004).
 (33) A. Ourjoumtsev, R. Tualle-Brouri, J. Laurat, and Ph. Grangier, Science 312, 83 (2006).
 (35) J. S. Neergaard-Nielsen, B. M. Nielsen, C. Hettich, K. Mølmer, and E. S. Polzik, Phys. Rev. Lett. 97, 083604 (2006).
 (36) A. P. Lund and T. C. Ralph, Phys. Rev. Lett. 100, 030503 (2008).
 (37) N. Lütkenhaus, J. Calsamiglia and K.-A. Suominen, Phys. Rev. A 59, 3295 (1999).
 (38) D. P. DiVincenzo, preprint quant-ph/0002077.

(39) A. Garg and D. Mermin, Phys. Rev. D 35, 3831 (1987).
 (40) H. Nha, H. J. Carmichael, Phys. Rev. Lett. 93, 020401 (2004).
 (41) R. Garcia-Patron Sanchez, J. Fiurasek, N.J. Cerf, J. Wenger, R. Tualle-Brouri, and Ph. Grangier, Phys. Rev. Lett. 93, 130409 (2004).
 (42) J. Wenger, M. Hafezi, F. Grosshans, R. Tualle-Brouri, and Ph. Grangier, Phys. Rev. A 67, 012105 (2003).
 (43) M. Stobińska, H. Jeong, T. C. Ralph Phys. Rev. A 75, 052105 (2007).
 (44) M. Paternostro, H. Jeong, T. C. Ralph Phys. Rev. A 79, 012101 (2009).
 (45) V. Parigi, A. Zavatta, M. S. Kim, M. Bellini, Science 317, 1890 (2007).
 (46) M. S. Kim, H. Jeong, A. Zavatta, V. Parigi, M. Bellini, Phys. Rev. Lett. 101, 260401 (2008).
 (47) G. S. Agarwal, K. Tara, Phys. Rev. A 43, 492 (1991).
 (48) A. Zavatta, S. Viciani, M. Bellini, Science 306, 660 (2004).
 (49) J. Wenger, R. Tualle-Brouri, P. Grangier, Phys. Rev. Lett. 92, 153601 (2004).
 (50) A. Zavatta, V. Parigi, M. S. Kim, H. Jeong, and M. Bellini, submitted.

약 력



정현석

• 약 력 :
 2008년 3월 ~ 현재
 서울대학교 물리천문학부 조교수
 2003년 9월 ~ 2008년 2월
 University of Queensland 연구원
 2000년 9월 ~ 2003년 12월
 Queen's University Belfast, 이학 박사
 2000년 2월
 서강대학교 물리학과, 이학석사
 1996년 2월
 서강대학교 물리학과, 이학사