



## 1. 서론 : 고전광학에서 양자광학까지

빛에 대한 개념은 상당히 직관적인 것으로 주로 밝고 어두움, 즉 우리 주변의 물체를 볼 수 있다 또는 볼 수 없다는 실질적인 문제와 관련이 있다. 지구에서 볼 때 빛을 내는 가장 자연적인 물체는 태양 또는 달이라고 할 수 있으며 이러한 자연적인 광원 외에 빛을 만들어 내는 가장 흔한 원시적인 방법으로는 횡불, 호롱불 등의 열광원, 즉 불을 간접적으로 이용하는 방법이다. 현재 우리가 흔히 사용하는 백열등과 같은 전기를 이용하는 광원은 1879년 Thomas Edison에 의해 처음 개발되었으므로 현대적인 광원의 역사는 그리 길지 않다.

광원 개발의 역사와는 별개로 빛의 무엇인가에 대한 철학적인 질문은 상당히 오래된 것으로 Issac Newton에 의한 입자론 및 Thomas Young에 의한 파동론을 예로 들 수

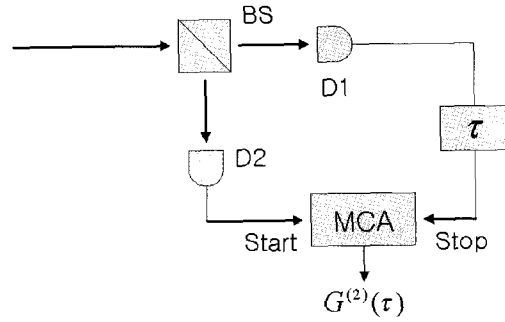


그림 1. Hanbury-Brown Twiss 실험장치. BS는 빔살가르개이며 D1, D2는 단광자 검출기이다. Multi-Channel Analyzer (MCA)에 기록된 광자검출시간의 분포는 Glauber의  $G^{(2)}(\tau)$  함수와 비례한다.

비록 빛의 입자로서의 광자개념이 20세기 초반 물리학에 도입되었지만 양자광학의 실질적인 시작점은 대개

# 특집 ┃ 양자광학 특집

## 엄밀상태 광자쌍을 이용한 양자광학 연구

김윤호\*, 홍정기\*

있다. 이 후 James Maxwell이 빛이 전자기파 현상이라는 것을 제안하고 또 Heinrich Hertz가 이를 실험적으로 보임으로써 빛의 전자기파 이론이 현재와 같이 확립되었다.

빛의 전자기파 이론은 1800년도 후반 흑체복사 및 광전 효과 실험들의 결과로 인해 수정의 필요성이 조금씩 인식되기 시작했고 1900년대 초 Max Planck, Albert Einstein, Arthur Compton 등의 연구에 의해서 빛의 입자로서의 광자(photon)개념이 물리학에 서서히 도입되기 시작했으며 제 2 양자화(second quantization)를 통한 전자장 양자화가 1920년대 후반 Paul Dirac<sup>1)</sup>에 의해 확립되었다.

1956년 Hanbury-Brown과 Twiss의 빔살가르개를 사용한 빛의 2차 상관관계 측정에 관한 실험<sup>2)</sup>과 1963년 Roy Glauber의 빛의 결맞음에 관한 양자이론<sup>3)</sup>으로 본다. 그 이유는 먼저 Hanbury-Brown Twiss 실험장치가 여러 고전광원과 양자광원간의 정성적 및 정량적 차이를 손쉽게 실험적으로 측정할 수 있는 장치이기 때문이며 또 Glauber의 양자결맞음 이론이 Hanbury-Brown Twiss의 실험을 포함한 많은 양자광학현상들을 (즉, 고전 전자기론으로는 설명이 불가능한 현상들을) 잘 설명하기 때문이다.

하지만 양자광학분야의 연구를 위해서는 먼저 완전한 양자역학적인 빛의 상태, 즉 비고전광(nonclassical light)

\* 포항공과대학교 물리학과

을 만들 수 있어야 한다. 비고전광의 예로는 단광자상태 (single-photon state), 얽힘상태 (entangled state), 압축 상태 (squeezed state)등을 들 수 있는데 이러한 비고전광을 실험적으로 구현하려는 노력은 1960년 Theodore Maiman에 의해 레이저가 처음 개발된 이후 20여 년이 지나야 성과를 볼 수 있었다.

특히 자발매개하향변환 (spontaneous parametric down-conversion: SPDC) 과정을 통해 얽힘상태 광자쌍 (entangled photon pair)의 생성이 확인된 1980년대부터 양자광학 분야의 실험 및 이론 연구가 본격적으로 시작되었으며 얽힘상태 광자쌍을 이용한 양자광학 연구는 현재 양자정보 분야의 실험연구에는 없어서는 안되는 중요한 부분으로 자리 잡고 있다.

## 2 자발매개하향변환을 통한 얽힘상태의 생성

현재 양자광학 및 양자정보 연구에 필수적으로 사용되는 자발매개하향변환 (SPDC)은 2차 비선형현상으로써 BBO, KTP, LN 등과 같은 non-centrosymmetric crystal에서 발생한다. 먼저 pump laser가 비선형결정의 광축과 특정 각도를 가지고 입사하면 pump laser의 펌프광자가 자발적으로 signal 및 idler라고 흔히 불리는 두 개의 낮은 에너지 광자로 나누어지는 확률이 생기게 된다. 또 SPDC 과정에서 세 개의 광자들은 아래 그림 2와 같이 위상정합 조건이라고 불리는 에너지 보존 및 모멘텀 보존 관계를 만족해야만 한다.

이 과정은 고전적인 비선형 과정인 Difference

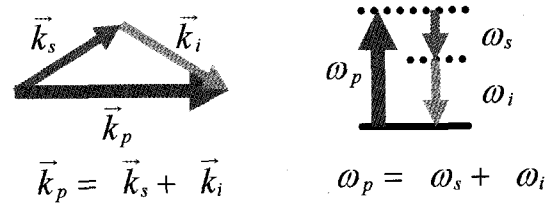


그림 2. 펌프광자 및 SPDC 광자들의 위상정합조건.

frequency generation과 비슷하게 볼 수 있으나 SPDC 과정이 자발적으로 이루어지기 때문에 양자역학의 1차 섭동론을 이용해서 광자쌍의 양자상태를 계산해야 하며 두 SPDC 광자의 양자상태는 간단히 아래와 같이 간단히 나타낼 수 있다.

$$|\Psi\rangle = \sum_{s,i} \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \delta(\vec{k}_s + \vec{k}_i - \vec{k}_p) a_s^\dagger a_i^\dagger |0\rangle$$

여기서  $|0\rangle$ 는 양자역학에서의 진공을 나타내며  $a_s^\dagger$ 는 signal 광자의 생성연산자를 나타낸다<sup>9)</sup>. 위 식에서 볼 수 있는 두 개의 Dirac delta function은 위에서 언급한 SPDC 과정에서의 에너지 및 모멘텀 보존을 나타낸다. 여기서 중요한 점은 signal 및 idler 광자 각각의 에너지 및 모멘텀은 위 식에서 전혀 결정되지 않지만 광자쌍 전체로 보았을 때 에너지의 합 및 모멘텀의 합은 항상 정확히 정해진 값을 갖는 특징을 갖는다. 그림 3에는 type-I SPDC를 이용해 광자쌍을 생성하는 방법의 개념도 및 생성된 광자쌍의 공간적 스펙트럼 분포의 사진을 보여준다.

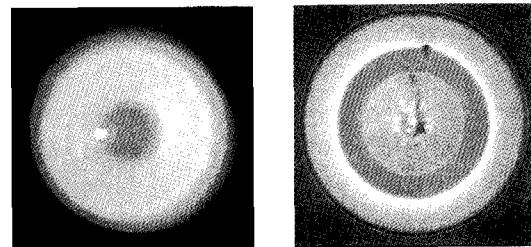
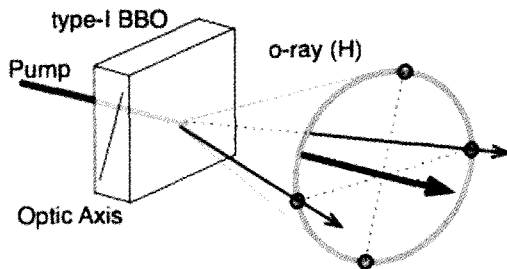
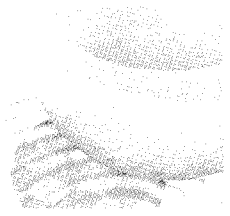


그림 3. 왼쪽: Type-I SPDC를 통한 얽힘상태 광자쌍의 생성 개념도. 오른쪽: Type-I SPDC를 통해 생성된 광자쌍을 직접 찍은 사진. Pump laser는 관측된 SPDC 스펙트럼의 중앙에 위치하고 있지만 UV filter를 이용하여 제거하였다.



SPDC 광자쌍의 양자상태는 위 식의  $\sum_{s,j}$ 를 통해서 알 수 있듯이 광자쌍의 에너지 및 모멘텀 분포를 나타내는 모든 확률 진폭의 선형중첩으로 주어진다. 따라서 SPDC 광자쌍은 양자역학적으로 두 광자간의 에너지 및 모멘텀이 얽힘상태(entangled state)<sup>9)</sup>에 있음을 알 수 있다. 즉 SPDC 광자쌍의 양자상태는 양자역학적으로 pure state이다. 따라서 위의 에너지-모멘텀(energy-momentum)에 관해 나타난 SPDC 광자쌍의 양자상태를 푸리에 변환(Fourier Transform)을 통해서 시간-공간(time-space)의 함수로 변환할 수 있으며 이 경우 광자쌍의 양자상태는 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$|\Psi\rangle = \sum_{s,j} \delta(t_s - t_j) \delta(x_s - x_j) a_s^\dagger a_j^\dagger |0\rangle$$

여기서  $t_s$  및  $t_j$ 는 각각 signal 광자 및 idler 광자의 생성 시간을 의미하며  $x_s$  및  $x_j$ 는 각각 signal 광자 및 idler 광자의 생성위치를 의미한다. 따라서 위 식의 Dirac delta function 들은 SPDC 광자쌍이 항상 동시에 생성되며 또 이 두개의 광자는 항상 같은 곳에서 생성됨을 의미한다. 또 SPDC 광자쌍의 양자상태는 이러한 여러 확률 진폭들의 선형중첩으로 주어지므로 SPDC를 통해 생성된 광자쌍은 항상 두 광자간의 에너지-시간 및 모멘텀-위치에 대해 각각 얽힘상태에 있음을 알 수 있다. SPDC 광자쌍이 에너지-시간 및 모멘텀-위치에 대해 각각 얽힘상태에 있다는 특이한 성질은 양자광학 및 양자정보의 실험 연구에 많이 이용되고 있다.

### 3. 얽힘상태의 양자광학: 양자정보

양자정보(quantum information)에서는 0과 1로 표시되는 고전적인 정보표시의 기본단위인 비트(bit) 대신에 0과 1의 선형중첩인  $|\Psi\rangle = \cos(\theta/2)|0\rangle + \sin(\theta/2)\exp(i\phi)|1\rangle$  상태의 구현이 가능한 양자비트 또는 큐비트(qubit)이라고 불리는 기본단위를 사용한다. 여기서  $|0\rangle$  및  $|1\rangle$ 은 서로 정규 직교하므로 2차원의 Hilbert space를 구성하는 기저벡터(basis vector)이다.

고전적인 비트와는 달리 큐비트는 양자역학의 기본원리인 wave function collapse<sup>6)</sup>에 따라 일반적인 Projection measurement를 통해서 그 상태를 알아낼 수 없을 뿐

만 아니라 No-cloning theorem<sup>7)</sup>에 의하면 임의의 큐비트 상태를 완벽하게 복사하는 것도 불가능하다. 이러한 어려움에도 불구하고 최근 양자정보의 연구가 미국, 유럽, 일본 등지에서 활발하게 진행되고 있는 이유는 소인수분해, 데이터베이스 Searching, 양자전송, Dense coding 등 고전적으로는 불가능하거나 매우 어렵다고 알려진 정보처리과정의 중요한 문제들을 양자컴퓨터를 통해 큐비트로 구현하였을 경우 쉽게 해결할 수 있음이 수학적으로 증명되었기 때문이다.

양자정보의 회로모델(circuit model)에 따르면 단일 큐비트 양자게이트 및 Controlled-NOT (CNOT) 양자게이트의 조합만으로 일반적인 양자정보처리장치를 구현할 수 있다고 알려져 있다<sup>8)</sup>. 가장 일반적인 단일 큐비트 양자게이트로는 흔히 X-gate라고 표시되는 quantum NOT gate, 기저벡터 사이에 180도의 위상차를 주는 Z-gate, 그리고 특정 기저벡터를 기저벡터인  $|0\rangle$ 과  $|1\rangle$ 의 중첩으로 변환시키는 Hadamard gate를 들 수 있다. 아래의 그림 4는 X-gate, Z-gate, 및 Hadamard gate를 나타낸다.

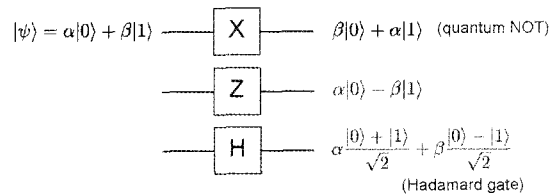


그림 4. 흔히 사용되는 세 가지 단일 큐비트 양자게이트 및 양자정보의 변환.

CNOT 양자게이트로 흔히 불리는 Controlled-NOT 양자게이트의 경우 그림 5에 나타낸 바와 같이 위쪽 큐비트의 양자상태 (0 또는 1)가 아래쪽 큐비트의 양자상태를 바꾸게 된다.

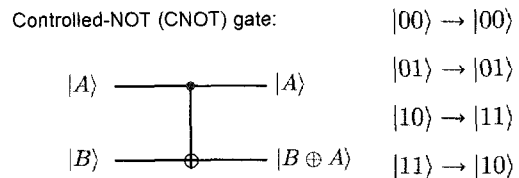


그림 5. CNOT 양자게이트. 위쪽 큐비트의 양자상태에 따라 아래쪽 큐비트의 상태가 바뀌게 된다. 오른쪽은 CNOT 양자게이트의 진리표.

## 얽힘상태 광자쌍을 이용한 양자광학 연구

위의 단일 큐비트 양자게이트 및 CNOT 양자게이트의 가장 잘 알려진 사용 예는 그림 6에 나타난 얽힘상태 생성을 위한 양자회로이다. 아래 그림에서 보듯이 두개의 큐비트 A와 B는 모두  $|0\rangle$ 로 초기화 되어 있으므로 큐비트 A와 B 사이에는 아무런 얽힘(entanglement)이 없다. 먼저 Hadamard 양자게이트를 큐비트 A에 적용하면 A의 양자상태는 중첩상태인  $(|0\rangle_A + |1\rangle_A)/\sqrt{2}$ 로 바뀌게 된다. 이 후 CNOT 양자게이트를 적용하면 큐비트 A와 B의 상태는  $(|0\rangle_A|0\rangle_B + |1\rangle_A|1\rangle_A)/\sqrt{2}$ 로 주어지며 이 양자상태는 더 이상 큐비트 A의 양자상태 및 큐비트 B의 양자상태의 곱인  $|\Psi\rangle_A \otimes |\Psi\rangle_B$ 로 나타낼 수 없는 얽힘상태이다. 이렇게 큐비트간의 양자얽힘을 만들고 또 제어하는 기술은 양자정보 처리의 실험적 구현에 가장 핵심적인 요소이다.

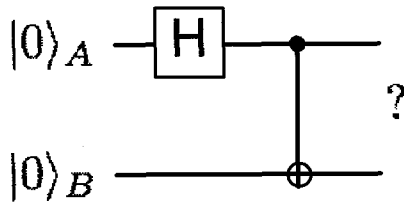


그림 6. Hadamard 및 CNOT 양자게이트를 이용해 큐비트 A와 B의 얽힘상태를 생성할 수 있다.

양자정보의 실험연구를 위해서는 먼저 큐비트를 구현하기 위한 적절한 물리계(physical system)를 찾아야 하며 또 이 큐비트에 적용가능한 단일 큐비트 양자게이트 및 CNOT 양자게이트를 구현할 수 있어야 한다.

양자광학에서는 광자의 여러 자유도(degree of freedom)를 이용하여 큐비트를 구현하며 특히 광자의 편광상태는 양자광학계를 이용한 양자정보 연구에서 큐비트로 가장 많이 사용된다. 그 이유는 먼저 광자의 임의의 편광상태가 서로 수직인  $|H\rangle$  (수평) 와  $|V\rangle$  (수직) 편광의 임의의 중첩으로 표현될 수 있어서 임의의 단일 큐비트의 양자상태, 즉  $|\Psi\rangle = \cos(\theta/2)|0\rangle + \sin(\theta/2)\exp(i\phi)|1\rangle$ 를 단일 광자의 임의의 편광상태인  $|\Psi\rangle = \cos(\theta/2)|H\rangle + \sin(\theta/2)\exp(i\phi)|V\rangle$ 로 손쉽게 표현할 수 있기 때문이다. 뿐만 아니라 단일 광자의 편광상태, 즉 편광 큐비트는 반파장판, 1/4 파장판 등의 선형광학재료를 이용해서 다른 상태로 쉽게 전환할 수 있기 때문에 단일 큐비트 양자게이트를 손쉽게 구현할 수 있다.

CNOT 양자게이트의 경우 문제는 좀 더 복잡하다. 두

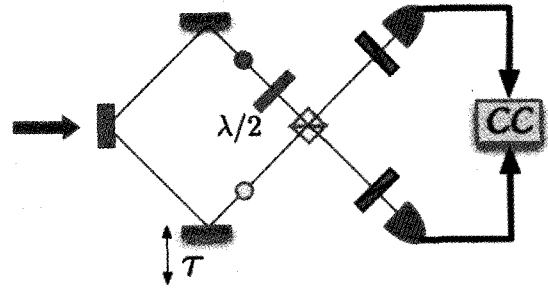
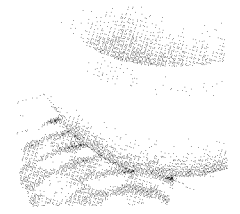


그림 7. Type-I SPDC, 반파장판, 빛살가르개 및 CC (Coincidence circuit)를 이용한 두개의 편광 큐비트간의 CNOT 양자게이트의 구현.

개의 편광 큐비트에 작동하는 CNOT 양자 게이트를 구현하기 위해서는 단일 광자의 편광상태에 반응하는 비선형 물질이 필요하기 때문에 현재의 기술로는 직접적인 구현이 어렵다. 하지만 CNOT 양자 게이트의 주 기능이 두개의 큐비트간의 얽힘상태 생성이라는 것을 이해한다면 두개의 편광 큐비트간의 얽힘상태를 생성시키는 방법을 이용함으로써 두개의 편광 큐비트간의 CNOT 양자게이트의 효과를 구현할 수 있다.

이를 위해서는 먼저 그림 7에 나타난 바와 같이 type-I SPDC 과정을 이용해 편광상태가 같은 두개의 광자를 만들어 낸다. 여기서 주의할 점은 비록 광자쌍이 에너지-시간 및 모멘텀-위치에 대해 얽힘상태에 있지만 광자의 편광상태는 그렇지 않다는 것이다. 광자쌍이 생성된 후 이 중 하나의 편광을 90도 회전시켜 편광상태가 서로 수직인 두개의 광자를 50/50 빛살가르개에 입사시킨다. 빛살가르개의 두 출구로 광자가 각각 하나씩 진행되는 확률만이 CC (coincidence circuit)에 의해 측정되므로 실제 실험에서 측정되는 확률 진폭만을 고려할 경우<sup>9)</sup> 빛살가르개의 두 출구에서 발견되는 광자쌍의 편광상태는  $(|H\rangle_A|V\rangle_B - |V\rangle_A|H\rangle_B)/\sqrt{2}$ , 즉 편광 큐비트 A와 편광 큐비트 B의 얽힘상태로 주어진다<sup>10)</sup>.

이와 같이 편광 큐비트 두개에 직접적으로 작용하는 CNOT 양자게이트를 현재 기술로 만들지는 못하지만 편광 큐비트 두개의 얽힘상태 생성이라는 CNOT 양자게이트의 목적은 SPDC 광원, 빛살가르개, Coincidence circuit 등을 이용해서 실험적으로 구현이 가능하다. 이러한 편광 큐비트 얽힘상태는 양자전송, 선형광학 양자전산, 양자암호 등 양자정보 분야의 실험연구의 발전에 핵심이 되고 있다.



#### 4. 얽힘상태의 양자광학 양자이미징

물체의 영상을 만들어 내기 위한 가장 간단한 방법으로는 그림 8에 나타낸 것과 같은 광학에서 잘 알려진 Gaussian thin lens equation을 이용하는 이미징 시스템을 생각해 볼 수 있다. 물체에서 렌즈까지의 거리  $S_o$ , 렌즈의 초점거리  $f$ , 그리고 렌즈에서 생성된 영상까지의 거리  $S_i$ 가 Gaussian thin lens equation,  $1/S_o + 1/S_i = 1/f$  을 만족할 경우 영상면(image plane)에는 물체의 확대 또는 축소된 영상이 맺히게 된다.

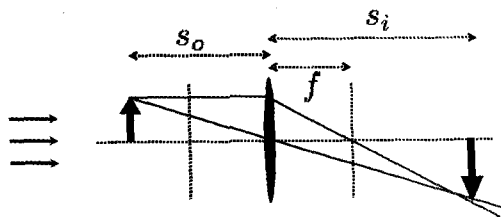


그림 8. Gaussian thin lens equation을 이용한 고전이미징 시스템.

얽힘상태를 이용하지 않는 고전이미징과는 달리 양자 이미징에서는 SPDC 광자쌍의 모멘텀-위치 얽힘상태를 이용하며 고전이미징과는 정성적 및 정량적으로 구별이 가능한 이미징 시스템을 구현할 수 있다. 그렇다면 양자이미징 (quantum imaging)은 위에 언급한 고전적인 이미징 방법과 어떻게 다른지 간단히 살펴보도록 하자.

먼저 양자이미징 시스템은 광자쌍의 모멘텀-위치 얽힘상태를 이용하므로 비국소적(nonlocal) ghost imaging 또는 interference 현상의 관측이 가능하다. 특히 이러한 ghost imaging 및 interference를 이용하면 Einstein-Podolsky-Rosen이 처음 제안한 것과 같은 형태의 비고전성 조건 (non-classicality condition)을 실험적으로 테스트해 볼 수 있다.

그림 9는 얽힘상태 광자쌍을 이용한 ghost imaging 및 interference 실험장치를 보여준다<sup>11)</sup>. BBO에서 생성된 모멘텀-위치 얽힘상태 광자쌍은 서로 다른 방향으로 진행하며 이 중 signal 광자는 이중슬릿을 지나서 광검출기인  $D_1$ 에서 측정된다. 그리고 idler 광자는 렌즈를 지나 빛살가르개를 만나며 빛살가르개에서 반사된 광자는  $D_2$ 에서, 투과된 광자는  $D_3$ 에서 측정된다. 여기서 유의할 점은  $D_2$ 가 렌

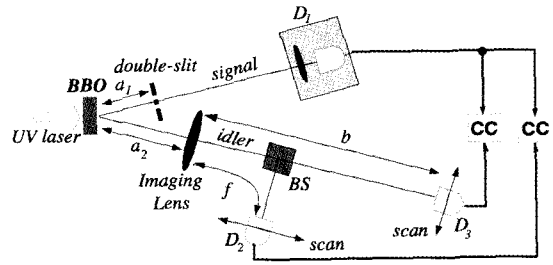


그림 9. 얽힘상태 광자쌍을 이용한 Ghost Imaging 및 Interference 실험 장치.

즈의 초점거리에 놓여있다는 것과  $D_3$ 의 위치가 quantum Gaussian thin lens equation이라고 불리는 식,  $1/(a_1 + a_2) + 1/b = 1/f$ 을 만족한다는 것이다.

Signal 광자를 측정하는  $D_1$ 을 고정하고 idler 광자를 측정하는  $D_2$  및  $D_3$ 를 idler 광자의 진행방향에 수직으로 움직이면 idler 광자의 경로에는 아무런 물체(이중슬릿)가 없음에도  $D_1$ - $D_2$ 의 CC (Coincidence counter)에는 signal 광자의 경로에 위치한 이중슬릿의 간섭무늬가 나타나며  $D_1$ - $D_3$ 의 CC에는 이중슬릿의 이미지를 볼 수 있다<sup>2)</sup>.

또 SPDC 얽힘상태 광자쌍을 이용하면 같은 파장의 고전적인 경우보다 분해능이 2배 향상된 간섭무늬 및 영상을 얻을 수 있다. 얽힘상태를 이용해 이미지의 분해능을 높이는 이러한 방법을 quantum lithography<sup>19)</sup>라고 하며 그림 10과 같은 실험장치를 이용해서 quantum lithography 구현할 수 있다<sup>4)</sup>.

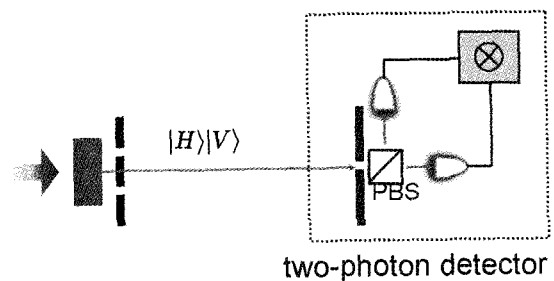


그림 10. 얽힘상태 광자쌍을 이용해 2배의 분해능을 보여주는 quantum lithography 실험 장치.

그림 10과 같은 실험장치를 이용해 quantum lithography를 구현하려면 먼저 필요한 얽힘상태인  $(|2\rangle_A |0\rangle_B + |0\rangle_A |2\rangle_B) / \sqrt{2}$ 를 생성해야만 한다. 여기서

$|2\rangle_A$ 는 이중슬릿의 슬릿 A로 광자 2개가 동시에 투과한 상태,  $|2\rangle_B$ 는 슬릿 B로 광자 2개가 동시에 투과한 상태를 나타내며 이 두 가지 확률진폭은 양자역학적으로 중첩상태에 있어야 한다. 이러한 실험 조건을 만족하려면 이중슬릿을 SPDC 광자쌍을 생성하는 결정에 아주 가까이 위치하게 하여야 한다. 또 quantum lithography를 통해 2배 향상된 분해능을 얻을 수 있음을 보여주기 위해서는 two-photon detector를 이용해 광자쌍의 far-zone에서 이중슬릿에 의한 2차 양자간섭무늬를 관측해야한다. Ref.[14]의 실험에서는 얽힘상태 광자쌍의 간섭무늬가 고전적인 간섭무늬보다 2배 조밀함을 관측하였으며 이 결과는 quantum lithography의 분해능이 고전적인 분해능보다 2배 이상 높을 수 있음을 의미한다.

## 4. 결론

이 글에서는 먼저 현재 양자정보 연구에 많이 사용되는 SPDC를 이용한 얽힘상태 광자쌍의 생성 및 성질에 대해 간단히 알아보았다. 그리고 SPDC 얽힘상태 광자쌍을 이용하는 양자광학 분야의 실험 연구, 특히 양자정보 및 양자이미징 분야의 연구내용에 대해서 간략히 살펴보았다.

최근까지 얽힘상태 광자쌍을 이용한 연구는 광자의 편광을 이용한 양자정보 분야의 연구가 주를 이루었으나 수 년 전부터는 광자쌍의 여러 다른 얽힘상태, 즉 에너지-시

간, 모멘텀-위치 얽힘상태 등을 적극적으로 이용하려는 연구도 활발하게 진행되고 있다. 특히 Quantum imaging 분야의 새로운 연구 결과들은 quantum metrology 및 quantum lithography의 개발에 큰 영향을 미치리라고 생각한다.

## 참고문헌

- 1) P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A 114, 243 (1927).
- 2) Hanbury Brown and Twiss, Nature 177, 27 (1956).
- 3) R. Glauber, Physical Review 130, 2529 (1963).
- 4) M.O. Scully and M.S. Zubairy, Quantum Optics, (Cambridge University Press, 1997).
- 5) Signal 광자의 양자상태를  $|\Psi\rangle_s$ , idler 광자의 양자상태를  $|\Psi\rangle_i$  라고 할 때, 만약 이 두 광자가 얽힘상태에 있다면 광자쌍 전체의 양자상태  $|\Psi\rangle$ 는 각 광자의 양자상태의 곱(tensor product)으로 나타내어지지 않는다. 즉,  $|\Psi\rangle \neq |\Psi\rangle_s \otimes |\Psi\rangle_i$
- 6) Collapse of wave function 또는 Reduction of wave function 이라고도 불린다.
- 7) W.K. Wootters and W.H. Zurek, Nature 299, 802 (1982).
- 8) M.A. Nielson and I. Chuang, Quantum computation and quantum information (Cambridge Univ. Press, 2000).
- 9) 이를 state post-selection이라고 부른다.
- 10) Y.-H. Shih and C.O. Alley, Phys. Rev. Lett. 61, 2921 (1988).
- 11) M. D'Angelo, Y.-H. Kim, S.P. Kulik, and Y.-H. Shih, Phys. Rev. Lett. 92, 233601 (2004).
- 12) 이러한 현상을 ghost image 및 interference라고 부른다.
- 13) Boto et al, Phys. Rev. Lett. 85, 2733 (2000).
- 14) M. D'Angelo, M.V. Chekhova, and Y.-H. Shih Phys. Rev. Lett. 87, 013602 (2001).

## 약 력

### 김윤호

경력  
2001년 University of Maryland, Baltimore County에서 양자광학 분야의 연구로 박사학위를 취득하였다. 이후 2004년 까지 Oak Ridge National Laboratory (미국)에서 Eugene P. Wigner Fellow로 근무하였고 현재 포항공과대학교 물리학과에 재직 중이다. 현재 양자광학, 양자정보, 양자암호, 양자계측학 등 얽힘상태에 관한 기초 및 응용 연구를 진행하고 있다.

E-mail: yoonho@postech.ac.kr

### 홍정기

경력  
University of Rochester에서 양자광학 연구로 박사학위를 취득하였으며 Lawrence Livermore National Laboratory (미국) 연구원을 거쳐 1990년부터 포항공과대학교에 재직 중이다. 현재 디지털 홀로그래피, 위상이동 간섭계 등을 이용한 초정밀 측정방법의 개발에 관한 연구를 수행하고 있다.