



양자 광학 계측

1. 서론

계측(metrology)이란 정보를 얻기 위해 물리량을 측정하고 추정하는 과정을 뜻한다. 너무나 당연해서 잘 느끼진 못하지만 우리는 이미 수많은 종류의 계측을 매 순간 수행하고 있다. 우리는 빛을 통해 사물의 위치를 파악하고, 공기의 진동을 통해 음악을 감상한다. 더 나아가 계측 장비를 활용하여 체중, 체온, 혈압을 측정하는 등 다양한 분야에서 계측은 우리의 실생활 깊숙이 들어와있다. 반대로 말하면 우리가 매일 사용하는 계측이 정밀(precise)하지 못하다면 많은 문제를 일으킬 것이다. 그만큼 계측이란 실생활에서 아주 중요한 위치를 차지한다고 말할 수 있다.

계측에서 가장 중요한 점은 계측의 정확도(accuracy)와 정밀도(precision)이다. 정확도란 계측된 값이 실제(true) 값과 얼마나 가까운지를 뜻하고 정밀도란 여러 번 계측하였을 때 결과 값들이 서로 얼마나 가까운지, 즉 편차를 뜻한다. 정확도는 계측 장치의 보정과 관련되어 있으므로 이 글에서는 계측 장치의 정밀도에 대하여 다룰 것이다.

다양한 분야에서 가장 많이 사용되고 있는 계측의 매개체는 빛이다. 이는 빛이 가진 다양한 장점들(예: 제작 및 측정의 용이함, 빠른 전송 속도 등) 때문이다. 예를 들면, 빛의 방향과 진동수를 측정하여 물체의 위치와 속도를 계측하고, 빛의 편광 변화를 통해 설탕 시럽의 농도를 계측한다. 뿐만 아니라 중력과 검출과 같은 최첨단 연구에서도 빛이 사용된다. 이러한 계측 장치들의 정밀도는 결과적으로 빛 측정의 정밀도에 의해 결정된다. 하지만 빛은 다른 입자들과 마찬가지로 본질적으로 양자 역학 법칙을 따르므로 빛의 상태를 정밀하게 측정하는데 근본적인 한계가 발생한다. 이러한 이유로 레이저와 같은 고전 광원(classical light)은 표준 양자 한계(standard quantum limit)라 불리는 계측한계를 보인다. 하지만 양자 얽힘(entanglement)이나 양자 압축(squeezing) 현상을 기반으로 하는 양자 광원(quantum light)은 표준 양자 한계를 넘어선 보다 정밀한 계측을 가능하게 한다. 이러한 방법을 양자 계측(quantum metrology)이라 하며, 이 글을 통하여 빛을 이용한 양자 계측의 원리와 적용 방법에 대해 소개하려고 한다. 먼저 계측 이론을 통해 고전 광원을 기반으로 하는 계측 장치의 정밀도 한계가 발생하는 원인을 알아볼 것이다. 그 후 양자 광

원을 사용하여 고전 광원의 계측 한계를 극복할 수 있는 방법들을 소개한다. 마지막으로 양자 계측의 연구 동향과 전망에 대해서 간단히 소개하면서 글을 마칠 것이다.

2. 고전 광원 (classical light)을 이용한 계측

광학 계측방법의 간단한 예제를 생각해 보자. 광학 계측방법에서의 대표적인 계측 매개변수(parameter)는 두 가지가 있다. 하나는 빛의 세기, 다른 하나는 빛의 위상이다. 계측대상 물리량이 빛의 세기를 변화시키거나, 또는 위상을 변화시키거나에 따라서 아래의 두 가지 방법으로 크게 구분된다.

1) 빛의 위상매개변수(phase parameter)의 계측

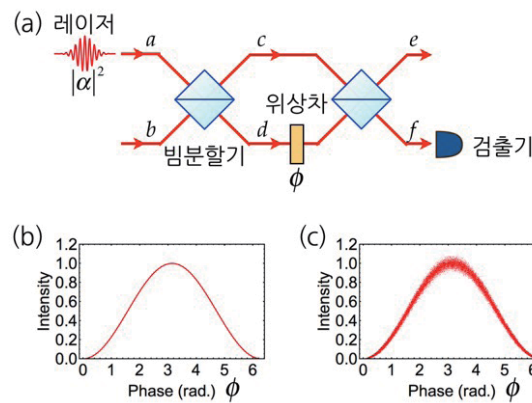


그림1. (a) Mach-Zehnder 간섭계의 위상차 계측 장치. 위상차 ϕ 에 따라 검출기에서 측정되는 빛의 세기는 (b) 고전 광학이론에 의하면 정확한 값을 나타내지만 (c) 실제로는 양자 현상에 따른 측정 오차가 발생한다.

빛의 위상은 간섭계를 통해 계측된다. 그림 1(a)에 나타난 Mach-Zehnder 간섭계를 생각해 보자. 간섭계 내의 위상차(ϕ)를 계측하기 위해 간섭계 입구 a로 고전 광원(레이저, $|\alpha|^2$: 빛의 세기)을 입사하고 출구 f로 부터 나오는 빛을 관측한다. 간섭 현상에 의해 빛의 세기는 위상차에 따라 진동하는 형태로 나타나므로 ($I_f = |\alpha|^2 \sin^2(\frac{\phi}{2})$), 그림 1(b) 참조), 빛의 세기 측정을 통해 위상차를 알 수 있다. 빛을 파동으로만 설명하는 고전 광학 이론은 빛의 세기가 정밀히 측정될 수 있고 따라서 위상차를 정밀하게 알 수 있다고 예측하나 [그림 1(b)], 실제로는 고전 광원을 포함한 모든 빛은 근본적으로 양자 역학 법칙에

지배받으며, 따라서 빛의 세기에 불확정성(uncertainty)이 일반적으로 존재한다 [그림 1(c)]. 다시 말하면, 동일한 상태의 빛이라도 계측을 수행할 때마다 빛의 세기가 다른 값으로 나타난다. 그렇다면, 양자 광학의 관점에서 위에서 설명한 위상 계측은 얼마나 정밀할 수 있을까? 보다 명확한 이해를 위해 양자 광학을 토대로 같은 실험을 기술해 보자.

레이저에서 발생하는 빛은 결맞음 상태(coherent state, $|\alpha\rangle$)로 기술되며, 이는 여러가지 개수의 광자들(광자 n개: $|n\rangle$)이 양자 중첩되어 있는 상태이다:

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

빛의 세기를 측정하면 양자 측정 법칙에 따라 특정한 개수의 광자 수 상태로 붕괴(quantum collapse)하며, 이는 레이저에 포함된 빛의 세기(광자 개수)가 측정할 때마다 다른 값을 나타냄을 의미한다. 광자 수의 측정 결과는 푸아송(Poisson) 분포를 따르며, 평균 값 (N)은 $|\alpha|^2$ 이고 표준 편차는 \sqrt{N} 이다. 이러한 표준 편차는 샷-노이즈(shot noise)라 불리며 계측 정밀도의 한계를 설정한다.

그림 1(a)의 간섭계 입구 a와 b의 빛은 각각 레이저(coherent state)와 진공상태(vacuum state, 광자가 없는 상태 $|0\rangle$)에 해당하므로 초기 상태는 $|\psi_0\rangle = |\alpha\rangle_s |0\rangle_v$ 로 기술된다. 위상 ϕ 를 지닌 간섭계를 통과하고 나면 출구 e와 f에서의 빛의 최종 상태는 $|\psi\rangle = |\alpha_e(\phi)\rangle_e |\alpha_f(\phi)\rangle_f$ 로 나타나며, 이 때 $\alpha_e(\phi) = \alpha \cos(\frac{\phi}{2})$, $\alpha_f(\phi) = i\alpha \sin(\frac{\phi}{2})$ 이다. 따라서, 출구 f에서 빛을 측정하면 빛의 세기의 평균은 고전 광학 이론과 동일하게 $|\alpha_f(\phi)|^2 = |\alpha|^2 \sin^2(\frac{\phi}{2})$ 로 나타나지만, 추가적으로 $\sqrt{|\alpha_f(\phi)|^2}$ 만큼의 측정 편차가 존재한다. 이러한 빛 세기 측정 편차 때문에 위상차 계측에도 편차가 발생한다. 위상 계측오차 ($\Delta\phi$)는 선형 오차 전파 방법(linear error propagation method)에 따라 정량화 할 수 있다.

$$\Delta\phi|_{\phi=\phi_0} = \frac{\langle \Delta \hat{M} \rangle_{\phi=\phi_0}}{\left| \frac{\partial \langle \hat{M} \rangle}{\partial \phi} \right|_{\phi=\phi_0}} = \frac{1}{|\alpha \cos(\frac{\phi_0}{2})|}, \quad \Delta\phi|_{\phi=0} = \frac{1}{|\alpha|} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

이때 ϕ_0 는 위상의 초기값이고, \hat{M} 은 측정연산자 (본 예제에서는, 광자 수 측정 연산자), 그리고 $\langle \Delta \hat{M} \rangle$ 는 빛의 측정 편차를 의미한다. 계

측오차가 작을수록 더 정밀한 계측을 의미하며, 이 간섭계 예제에서는 $\phi_0=0$ 일 때 계측오차 $\Delta\phi$ 가 가장 작은 값 $\Delta\phi=1/\sqrt{N}$ 을 나타낸다. 고전 광원의 경우 계측오차를 $\Delta\phi=1/\sqrt{N}$ 이하로 줄이는 것은 불가능하며, 이를 표준 양자 한계라고 한다.

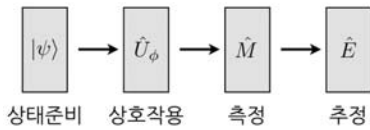


그림2. 계측과정

계측 과정은 크게 (i) 초기 상태준비, (ii) 상호작용, (iii) 측정, (iv) 추정의 네 가지 단계로 나눌 수 있다 [그림 2]. 앞의 예제에서 초기상태는 빛의 결맞음 상태이고 상호작용은 간섭계 내에서의 위상변화, 그리고 측정은 빛의 세기(=광자 수) 측정에 해당한다. 다양한 종류의 추정방법과 측정방법이 존재하며, 이에 따라 계측오차 $\Delta\phi$ 값은 달라진다. 따라서, 계측오차를 낮추기 위해서는 좋은 추정방법과 측정방법을 선택해야 한다. 가장 좋은 추정방법과 측정방법을 선택했을 때, 계측오차 $\Delta\phi$ 의 궁극적인 최소값을 알 수 있을까?

일반적인 형식적(formal) 이론에 따르면, 주어진 측정방법에 대해서 가장 좋은 추정방법을 사용하였을 경우 $\Delta\phi$ 의 최소값은 Cramér-Rao bound값으로 주어진다 [1]. 이를 부등식으로 나타내면 아래와 같다.

$$\Delta\phi \geq \frac{1}{\sqrt{\nu F_C(\phi)}}$$

이 부등식을 Cramér-Rao부등식이라 부르고, 여기서 ν 는 측정 횟수이며, 피셔정보(Fisher information)이라 불리는 $F_C(\phi)$ 는 측정결과가 내포하고 있는 매개변수 ϕ 값에 대한 정보의 양을 뜻하고, 아래와 같이 정의된다.

$$F_C(\phi) = \sum_y \frac{1}{P(y|\phi)} \left[\frac{\partial P(y|\phi)}{\partial \phi} \right]^2$$

여기서 $P(y|\phi)$ 은 측정값 y 에 대한 확률 분포이다. 만약 측정값 y 가 연속적인 값을 가질 경우, 확률 $P(y|\phi)$ 을 확률밀도함수 $p(y|\phi)$ 변환하

고, $\sum_y \rightarrow \int dy$ 로부터 피셔정보가 계산가능하다. 피셔정보는 측정값 확률분포에 의존하므로, 측정 종류에 따라 다른 값을 가질 수 있다. Cramér-Rao 부등식이 말하는 바는, 측정 방법이 정해져있을 때, 계측오차의 최소값은 피셔정보에 의해서 정해진다는 것이다. 이때 측정방법까지도 최적화를 하게 되면 $\Delta\phi$ 값을 더 낮출 수 있는데, 이 경우 $\Delta\phi$ 의 최소값은 양자 Cramér-Rao bound값으로 구할 수 있게 된다. 위와 마찬가지로 부등식을 사용해서 표현하면 다음과 같으며

$$\Delta\phi \geq \frac{1}{\sqrt{\nu F_C(\phi)}} \geq \frac{1}{\sqrt{\nu F_Q(\phi)}}$$

여기서 두번째 부등식을 양자 Cramér-Rao부등식이라 부르고, $F_Q(\phi)$ 를 양자 피셔정보라 부른다 [2]. 양자 Cramér-Rao부등식을 사용해서 위의 예제에서 구할 수 있는 계측오차 $\Delta\phi$ 의 궁극적 최소값을 구하면 다음과 같다.

$$\Delta\phi_{\min} = \frac{1}{\sqrt{\nu N}}$$

여기서 N 은 빛의 평균 광자 수를 뜻한다. 이 결과는 계측오차 $\Delta\phi$ 가 $1/\sqrt{N}$ 보다 더 작은 값을 가질 수가 없음을 뜻하며, 앞선 예제에서 살펴본 표준 양자 한계와 일치한다.

최소 계측오차 $\Delta\phi_{\min}$ 와 평균 광자 수 N 의 관계에 따르면, 빛의 세기를 높이면 계측오차가 줄어들고, 빛의 세기를 낮추면 계측오차가 증가한다. 단순히 생각할 때 아주 센 빛을 사용하면 매우 정밀한 계측이 가능하고, 실제로 많은 경우에 그렇게 계측오차를 줄인다. 그러나 때로는 센 빛으로부터 야기된 열에 의해서 측정하려는 시료나 광학 장비들을 구성하는 물질의 분자 구조들이 파괴되기도 한다. 그러므로 빛의 세기를 높이는 방법은 계측오차를 줄이는 항상 좋은 방법이 아니다. 빛의 세기를 높일 수 없는 상황에서 계측오차를 줄일 수 있는 방법은 있을까? 그 대답을 3장에서 소개하도록 하겠다.

2) 빛의 세기 매개변수(intensity parameter)의 계측
빛의 위상변화 계측 외에도 빛의 세기 변화 계측도 많이 사용된다. 이는 아주 작은 크기의 물체의 모양을 파악하기 위해 사용되는 이미징(imaging)기술이나, 물질의 흡수율 혹은 투과율을 정확히 알아내

고자 할 때 흔히 사용된다. 빛의 세기변화의 계측을 위해서는 간섭계가 원리적인 측면에서 필수요소는 아니다. 예를 들어, 그림3과 같은 단순한 상황을 생각해보자.

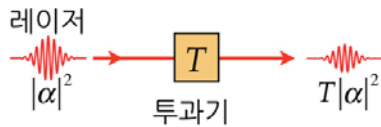


그림3. 고전광원을 이용한 투과율 계측

보통의 경우 2차원 구조나 3차원 구조를 파악하는 것이 이미징의 주된 목표이지만, 논의를 간결성을 위해 그림3과 같은 1차원의 상황을 생각해보자. 투과기는 T라는 빛의 에너지 투과율을 가지고 있으며, T는 0과 1사이의 값을 가진다. 레이저를 이 투과기에 입사시키면 투과된 빛의 진폭은 T의 비율로 줄어들지만 그 상태는 여전히 동일한 종류의 결맞음 상태의 빛이다. 출력된 빛의 세기를 측정해서 평균값을 구하면 우리는 T값을 알아낼 수 있지만, 마찬가지로 빛의 세기 측정에 오차가 발생한다. 잡음-대-신호(noise-to-signal) 비율은 아래와 같이 주어진다.

$$NSR_c = \sqrt{\frac{T}{vN}}$$

따라서, 기술적인 모든 전기적 잡음을 제거한 후에도 여전히 남아 있는 잡음은 존재하며, 고전광을 사용해서는 잡음-대-신호 비율을 NSR_c 이하로 낮출 수가 없다. 이는 고전광을 사용할 때 발생하는 근본적인 한계이며, 이 역시 표준 양자 한계라 부른다. 빛의 세기매개변수의 계측의 경우에도 표준 양자 한계 이하의 계측이 가능할까? 그 대답을 다음 장에서 소개하도록 하겠다.

3. 양자 광원 (quantum light)을 이용한 계측

1) 빛의 위상 매개변수(phase parameter)의 계측

표준 양자 한계 이하의 계측오차를 달성하기 위해 양자광원을 사용한 다양한 방법들이 현재까지 제안되었다 [3]. 본 글에서는 그 중에서 가장 대표적인 예제 두 가지를 살펴보고자 한다.

(1) NOON state의 사용

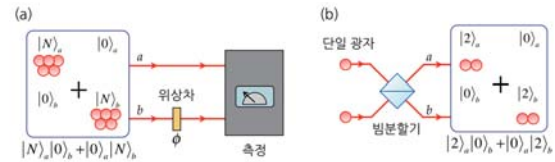


그림4. (a) NOON state를 이용한 양자 계측 장치도. (b) 광자 2개의 NOON state 구현 장치도.

광자를 기반으로 한 양자 광원은 광자 N개의 양자 얽힘 상태 (quantum entanglement)인 NOON state를 사용한다.

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|N\rangle_a|0\rangle_b + |0\rangle_a|N\rangle_b)$$

이 상태는 N개의 광자가 경로 a에 모두 모여있는 상태 $(|N\rangle_a|0\rangle_b)$ 와 N개의 광자가 경로 b에 모두 모여 있는 상태 $(|0\rangle_a|N\rangle_b)$ 의 양자 중첩 상태(quantum superposition)를 의미한다 [그림 4(a) 참조]. NOON state는 위상차 ϕ 를 가진 간섭계를 통과할 때 위상 정보를 획득하며 이 과정을 통해 변화된 양자 상태가 처음 양자상태 $(|\psi\rangle)$ 와 같은 상태에 있을 확률이 측정된다. 이 확률은 $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(N\phi)$ 에 해당하며 고전적인 빛의 경우 $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(N\phi)$ 인 것과 비교할 때 간섭 주기가 N배 감소하고 위상 계측오차 ($\Delta\phi$) 또한 표준 양자 한계($1/\sqrt{N}$)보다 작은 $1/N$ 이다 [4]. 계측오차 $1/N$ 는 Heisenberg limit이라 불리는 양자 역학이 허용하는 가장 높은 측정 정밀도에 해당한다. 이와 같이 NOON state의 간섭 신호는 고전적인 빛보다 위상차에 더욱 민감하게 반응하여 표준 계측방법의 정밀도 한계를 넘어선 양자 계측을 가능케 한다.

NOON state는 어떻게 제작할 수 있을까? 광자 2개로 이루어진 NOON state를 구현하는 방법이 그림(b)에 소개되어 있다. 빔분할기의 두 입구 각각에 단일 광자를 입사시키면, 양자 간섭에 의해 두 개의 광자는 항상 같은 출구 (a또는 b)로 나오게 된다 [5]. 이 두 가지 경우는 양자 중첩 상태로 존재하므로 NOON state에 해당한다. 비슷한 원리로 광자 5개까지 이루어진 NOON state가 실험적으로 구현되었다 [6]. NOON state는 가장 이상적인 측정 정밀도를 보여주지만 광학적 손실 (optical loss)에 매우 취약하고 양자 상태를 제작 및 측정

하는 효율이 매우 낮다는 단점 때문에 응용으로 이어지는데 한계가 있다.

(2) Squeezed vacuum상태 사용

다른 방법은 전자기장을 기반으로 한 양자 광원이다. 빛을 양자 수준에서 관찰하면 빛의 전자기장은 고정된 값을 갖는 것이 아니라 양자 측정 법칙에 의해 어떤 분포 내에서 무작위 값을 나타낸다. 빛이 없는 진공상태(vacuum)에서도 전자기장은 0이 아니라 vacuum noise라고 불리는 분포를 보인다 [그림 5(a)]. 고전 광원은 이러한 vacuum noise보다 더 좁은 분포를 보일 수가 없고, 이로 인해서 광학 측정 장치의 측정 한계, 즉 표준 양자 한계가 발생한다. 하지만 squeezed vacuum이라 불리는 양자 광원은 특정 방향에 대해서 vacuum noise보다 좁은 전자기장 분포를 가지며 [그림 5(a)], 이를 이용하면 고전 광원의 측정 한계를 극복할 수 있다. 그림5(a) 나타난 vacuum과 squeezed vacuum의 분포를 비교해보자. squeezed vacuum의 경우 p 축 방향으로의 분포가 vacuum 보다 좁은 것을 확인할 수 있다.

이러한 squeezed vacuum의 특성을 광학 계측기에서 어떻게 이용할 수 있을까? 그림1(a)에서 다루었던 Mach-Zehnder 간섭계를 빛의 전자기장 측정 관점에서 살펴보자. 입구 a에는 레이저 빛이, 입구 b에는 vacuum 상태가 입사되고 간섭계 출구 f에서 출력되는 빛의 전자기장을 측정한다. 간섭계의 위상이 0일때는 모든 빛이 출구 e쪽으로 빠져나가고 출구 f쪽에는 빛이 없으므로 vacuum noise가 측정

된다. 이때 간섭계 내의 위상을 조금 변화시키면 ($\phi \ll 1$) vacuum 상태가 p축 방향으로 $\alpha\phi$ 만큼 이동하며 [그림 5(b)], 이를 측정하면 위상변화의 정도를 계측할 수 있다. 이 경우 계측 값의 오차는 vacuum noise에 해당한다.

이제 간섭계의 입구 b에 vacuum 대신 squeezed vacuum을 입사시켜 동일한 실험을 해보자. 위상이 0일 때는 위의 경우와 동일하게 출구 e쪽으로 모든 레이저 빛이 출력되지만, 출구 f쪽으로는 vacuum 대신 squeezed vacuum이 출력된다. 이 때 간섭계의 위상을 조금 변화시키면 squeezed vacuum이 이전 경우와 동일하게 p축 방향으로 이동한다. squeezed vacuum은 vacuum보다 분포가 좁으므로 이동 전후의 상태가 더 쉽게 구분되는 것을 그림에서 확인해 보자 [그림 5(b)]. 즉, 위상변화에 따라 이동하는 신호의 크기는 동일하지만 잡음이 감소하므로 신호-대-잡음 비율(signal-to-noise ratio)이 증가한다. 간섭계에 임의의 위상변화를 가했을 때 두 경우 어떤 측정 결과가 나타날지 살펴보자 [그림 5(c)]. 두 경우 모두 신호의 크기 변화는 동일하지만, squeezed vacuum의 경우 noise가 작기 때문에 위상변화가 더 뚜렷이 계측된다. 이 예시에서 사용된squeezed vacuum의 빛의 세기, 즉 평균 광자 수는 1개에 불과하다.

이러한 원리로 squeezed vacuum을 이용하면 표준 계측방법의 정밀도 한계를 극복할 수 있으며, 이 방법은 양자 계측 분야의 선구자인 C. Caves가 처음 제안하였다 [7]. 현재까지 noise 감쇄가 -15 dB인 squeezed vacuum이 실험으로 구현되었으며 [8], 이 경우의 squeezed vacuum은 광자 100개 보다 약한 빛이지만 고전 광원의

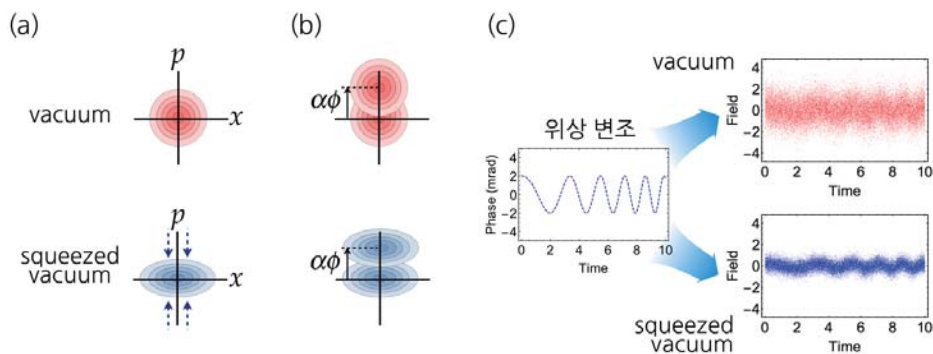


그림5. (a) 위상공간에서의vacuum과 squeezed vacuum. (b) 그림 1의 Mach-Zehnder 간섭계 입구 b에 (위) vacuum 또는 (아래) squeezed vacuum을 넣은 경우 간섭계의 출구 f에서 나오는 빛의 상태. (c) 간섭계 내부의 위상을 임의로 변조 시킬 때 squeezed vacuum은 vacuum보다 정밀한 계측 결과를 보여준다.

세기를 30배 이상 증가시키는 것과 같은 효과를 준다. Squeezed vacuum은 NOON state와 비교했을 때 광학적 손실에 덜 영향 받고, 양자 상태를 제작하고 측정하는 효율이 100%라는 장점이 있다. 이와 같은 이유로 squeezed vacuum은 기초 연구뿐만 아니라 실제 계측 분야의 응용 연구로 이어질 가능성이 높다.

2) 빛의 세기매개변수(intensity parameter)의 계측

그림3에서 일반적인 레이저 대신 양자 광원인 N개의 광자 수 상태 $|N\rangle$ 를 입사하는 경우를 생각해보자. N개의 광자가 투과기를 통과할 때, 각각의 광자들은 투과 확률 T로 투과되거나 1-T의 확률로 반사 또는 흡수된다. 최종적으로 투과된 양자상태는 아래와 같이 혼합상태(mixed state)로 주어진다.

$$\rho_{\text{out}} = \sum_{n=0}^N \binom{N}{n} T^n (1-T)^{N-n} |n\rangle\langle n|$$

이 상태의 광자 수 분포($P(n) = \langle n | \rho_{\text{out}} | n \rangle$)는 Binomial분포를 따른다. 일반적으로 Binomial분포는 Sub-Poisson분포 (푸아송 분포보다 좁은 분포도)로 알려져 있으며, 이 경우의 잡음-대-신호 비율은 다음과 같다.

$$NSR_Q = \sqrt{\frac{T(1-T)}{vN}}$$

레이저를 사용한 경우의 NSR_Q값과 비교해보면, 광자 수 상태 $|N\rangle$ 는 잡음-대-신호 비율을 $\sqrt{(1-T)}$ 만큼 감소시킬 수 있다. 현재 광자 수 상태는 빛의 세기매개변수 계측방법에서 가장 좋은 양자상태로 알려져 있다 [9].

기술적인 잡음을 제거하기 위해 고전광원을 사용하는 계측방법에서 종종 다중모드 계측방법이 사용되기도 하는데, 이에 대응되는 가장 좋은 양자광원상태는 다중모드간에 광자 수가 강하게 얽혀있는 상태임이 알려져 있다 [10]. 예를 들면, 이중 모드 빛의 세기매개변수 계측방법에서는 쌍둥이 광자 수 상태 $|N\rangle|N\rangle$ 가 가장 좋은 상태이다. 현실적으로는 쌍둥이 광자 수 상태의 생성이 어려우므로 많은 경우에 이중 모드(two mode) 광자 수 얽힘 상태를 사용하며, 이 상태는 아래와 같이 표현된다.

$$|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n e^{in\phi} \tanh^n r}{\cosh r} |n\rangle|n\rangle$$

이 양자 상태가 가진 재미있는 특징은 한쪽 모드에서 n개의 광자가 측정될 때 다른 모드에서도 동일하게 n개의 광자가 측정된다는 것이다. 이는 두 개 모드 간의 광자 수 분포가 강하게 얽혀있음을 뜻한다. 이러한 양자상태는 앞서 설명한 squeezed vacuum상태 두 개를 1:1 빔분할기(beam splitter)에서 중첩시킴으로써 제작할 수 있다. 이 상태를 그림6에 나타난 장치에 입사시킨 후 투과된 빛의 광량 차이를 측정하면 잡음-대-신호 비율을 표준 양자 한계 이하로 낮출 수 있다 [10].

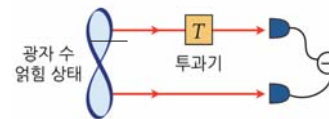


그림6. 광자 수 얽힘 상태를 사용한 투과율 계측방법.

4. 연구 동향 및 전망

양자 계측방법이 등장하기 전까지는 빛을 이용한 계측은 고전 광원을 기반으로 이루어져 왔다. 최근 양자 광학기술의 발달로 안정적이며 높은 성능의 양자 광원이 개발되고 있으며 이를 이용하면 높은 정밀도의 계측장치를 제작할 수 있다. 양자 계측장치는 특히 에너지가 큰 빛에 의해 시료(예: 세포, 분자, 박막 등)나 광학 장치에 열적 손상(thermal damage)이 발생할 가능성이 높은 경우에, 고전광의 빛의 세기를 높이는 대신 사용할 수 있는 계측방법론으로서 매우 유용하다. 예를 들면, 최근 큰 이슈가 된 중력파 검출 장치에서는 중력파의 검출 가능 거리를 늘리기 위해 squeezed vacuum상태의 사용을 도입 중에 있다 [11]. 뿐만 아니라, 본 글에서 소개된 양자 계측방법을 응용하여 다양한 양자 센서(sensor)들(imaging, spectroscopy, time-of-flight measure)도 개발되고 있다 [12] (예: 양자 플라즈모닉 센서의 개발 [13]).

양자 계측방법을 실생활에 사용되기 위해서는 반드시 극복해야 할 중요한 문제가 있다. 바로 결어긋남(decoherence) 혹은 에너지 손

실(dissipation) 과정에 대한 양자상태의 취약성이다. 양자 계측방법을 통해 계측오차를 효과적으로 줄이기 위해서는 양자상태의 양자적 특성들을 계측장치 내에서 잘 보호해야한다. 그러나 양자상태는 일반적으로 결플림 및 에너지 손실과정에 의해 양자적 특성을 빠르게 잃는 경향을 보인다. 이러한 특징은 우리가 실생활에서 양자현상을 직접 눈으로 보지 못하는 이유 중의 하나가 된다. 빛의 양자상태도 마찬가지이다. 빛의 양자적 특성은 쉽게 깨지고, 광자 수 분포가 결과적으로 푸아송 분포에 가까워지면서 양자적 효능(quantum enhancement)이 미미하거나, 고전 광학 계측방법보다 더 나쁜 결과를 초래하기도 한다. 이러한 이유로 인해, 결플림과 에너지 손실에 강한 양자 계측방법에 관한 연구가 현재 활발히 진행 중이다 [14].

하이젠베르크 한계는 계측오차의 궁극적인 최소값이다. 그러나 궁극 한계에 도달하기 위해서는, 측정장치와 추정방법을 모두 최적화 해야 하며, 이는 결코 단순하지 않다. 즉, 가장 좋은 측정장치를 사용하고, 가장 좋은 추정방법을 사용해야한다. 이들을 어떻게 찾을 수 있을까? Maximum-Likelihood방법은 근사적인 최적화된 추정방법으로 사용할 수 있다. 그러나 가장 좋은 측정장치는 현재로서는 잘 알려져 있지 않고, 수학적으로 알려져있다 하더라도 그 물리적 구현에 원리적인 어려움이 많이 존재한다. 따라서, 현재 물리적으로 구현 가능한 범주내에서 측정장치를 최적화하거나, 수학적으로만 알려진 측정장치를 물리적으로 구현하는 문제에 관한 연구가 활발히 진행 중이다 [15].

또 다른 다른 중요한 연구 방향은 빛의 다중 모드 (multiple modes)에서 작동하는 양자 광원을 개발하는 것이다. 이 글에서 소개한 예는 주로 단일 모드 (single mode)에서 작동하는 양자 광원이지만, 최근 들어 다중 모드에서 동시에 작동하는 양자 광원에 대한 연구가 주목 받고 있다 [16]. 양자 계측 측면에서 볼 때 다중 모드 양자 광원은 위상 정보뿐만 아니라 빛의 다른 복잡한 변수들 (central wavelength, beam position, arrival time)의 정보를 동시에 포함하므로 보다 많은 양의 정보를 효율적으로 계측하는데 활용될 수 있다.

양자 계측기술은 그 유용성 및 응용성을 학계와 산업계에 널리 인정 받아, 핵심 양자기술들 [17] 중의 하나로 채택되어, 미국, 캐나다, 영국, 호주, 중국, 유럽연합 등의 국가에서 대규모 연구가 현재 진행 중이다. 전 세계 선진국들에서 앞 다투어 이뤄지고 있는 유례없는 대규

모 투자에 힘입어, 향후 10년은 양자기술개발연구 및 사용에 큰 변화가 일어날 것으로 기대한다.

5. 참고 문헌

- [1] H. Cramér, *Mathematical Methods of Statistics* (Princeton University Press, Princeton, 1946).
- [2] S. L. Braunstein and C. M. Caves, *Statistical Distance and the Geometry of Quantum States*, *Physical Review Letters* 72, 3439 (1994); S. L. Braunstein, C. M. Caves, and G. J. Milburn, *Generalized Uncertainty Relations: Theory, Examples, and Lorentz Invariance*, *Annals of Physics* 247, 135 (1996).
- [3] R. Demkowicz-Dobrzański, M. Jarzyna, and J. Kołodyński, *Quantum limits in optical interferometry*, *Progress in Optics* 60, 345 (2015).
- [4] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, *Advances in quantum metrology*, *Nature Photonics* 5, 222 (2011).
- [5] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, *Physical Review Letters* 59, 2044 (1987); Y.-S. Ra, H.-T., Lim, J.-E. Oh, and Y.-H. Kim, *Optics Express* 23, 30807 (2015).
- [6] I. Afek, O. Ambar, and Y. Silberberg, *High-NOON states by mixing quantum and classical light*, *Science* 328, 879 (2010).
- [7] C. M. Caves, *Quantum-Mechanical Radiation-Pressure Fluctuations in an Interferometer*, *Physical Review Letters* 45, 75 (1980); C. M. Caves, *Quantum-mechanical noise in an interferometer*, *Physical Review D* 23, 1693 (1981).
- [8] H. Vahlbruch, M. Mehmet, K. Danzmann, and R. Schnabel, *Detection of 15 dB Squeezed States of Light and their Application for the Absolute Calibration of Photoelectric Quantum Efficiency*, *Physical Review Letters* 117, 110801 (2016).
- [9] G. Adesso, F. Dell'Anno, S. De Siena, F. Illuminati, and L.

- A. M. Souza, Optimal estimation of losses at the ultimate quantum limit with non-Gaussian states, *Physical Review A* 79, 040305(R) (2009); R. Whittaker, C. Erven, A. Neville, M. Berry, J. L. O'Brien, H. Cable, and J. C. F. Matthews, Absorption spectroscopy at the ultimate quantum limit from single-photon states, *New Journal of Physics* 19, 023013 (2017).
- [10] E. Brambilla, L. Caspani, O. Jedrkiewicz, L. A. Lugiato, and A. Gatti, High-sensitivity imaging with multi-mode twin beams, *Physical Review A* 77, 053807 (2008); A. Meda, E. Losero, N. Samantaray, F. Scafirimuto, S. Pradyumna, A. Avella, I. Ruo-Berchera, and M. Genovese, Photon-number correlation for quantum enhanced imaging and sensing, *Journal of Optics* 19, 094002 (2017).
- [11] The LIGO Scientific Collaboration, Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light, *Nature Photonics* 7, 613 (2013); L. Barsotti, J. Harms, and R. Schnabel, Squeezed vacuum states of light for gravitational wave detectors, to appear in *Reports on Progress in Physics* (2018).
- [12] C. L. Degen, F. Reinhard, and P. Cappellaro, Quantum sensing, *Review of Modern Physics* 89, 035002 (2017).
- [13] C. Lee, et al, Quantum plasmonic sensing: beyond the shot-noise and diffraction limit, *ACS Photonics* 3, 992 (2016); J.-S. Lee, et al, Quantum noise reduction in intensity-sensitive surface plasmon resonance sensors, *Physical Review A* 96, 033822 (2017); Y. Chen, et al, Quantum plasmonic NOON state in a silver nanowire and its use for quantum sensing, arXiv:1805.06764; J.-S. Lee, et al, Quantum plasmonic sensing using single photons, arXiv:1806.10300 (to appear in *Optics Express*).
- [14] M. Kacprowicz, R. Demkowicz-Dobrzański, W. Wasilewski, K. Banaszek, and I. A. Walmsley, Experimental quantum-enhanced estimation of a lossy phase shift, *Nature Photonics* 4, 357 (2010); B. T. Gard, C. You, D. K. Mishra, R. Singh, H. Lee, T. R. Corbitt, and J. P. Dowling, Nearly optimal measurements schemes in a noisy Mach-Zehnder interferometer with coherent and squeezed vacuum, *EPJ Quantum Technology* 4, 4 (2017).
- [15] C. Oh, C. Lee, C. Rockstuhl, H. Jeong, J. Kim, H. Nha, and S.-Y. Lee, Optimal Gaussian measurements for phase estimation in single-mode Gaussian metrology, arXiv:1805.08495.
- [16] J. Roslund, R. M. de Araújo, S. Jiang, C. Fabre, and N. Treps, Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs, *Nature Photonics*, 8, 109 (2014); L. Pezzé, M. A. Ciampini, N. Spagnolo, P. C. Humphreys, A. Datta, I. A. Walmsley, M. Barbieri, F. Sciarrino, and A. Smerzi, Optimal Measurements for Simultaneous Quantum Estimation of Multiple Phases, *Physical Review Letters* 119, 130504 (2017)
- [17] A. Acín, et al., The quantum technologies roadmap: a European community view, *New Journal of Physics* 20, 080201 (2018).

저자 약력

이창협 박사는 한양대학교에서 물리학 박사학위(2011년)를 취득한 뒤, 한양대학교 자연과학연구소(2011~2012), 싱가포르 국립 대학의 Centre for Quantum Technologies(2012~2015), 고려대학교 스마트양자통신센터(2015)에서 연구원으로 근무하였다. 2016년부터 독일의 Karlsruhe Institute of Technology에서 양자계측 및 이미징, 초전도 광자 검출기, 3차원 광자 산란, 온칩(on-chip) 양자상태 생성 및 측정에 대한 연구를 하고 있다.

E-mail: changhyouplee@gmail.com

라영식 박사는 2014년 포항공과대학교에서 광자 기반의 양자광학 실험으로 박사학위를 취득하였다. 이 후, 프랑스의 Laboratoire Kastler Brossel에서 박사 후 연구원으로 있으며 전자기장을 기반으로 한 양자 광원(squeezed vacuum) 실험 연구를 수행하였다. 2018년 11월부터 KAIST 물리학과에 재직 중이다.

Email: youngsikra@gmail.com