고전 빛과 단일 광자 사이의 양자 얽힘 만들기

DOI: 10.3938/PhiT.23.053

정현석·강민수·이승우·권혁준

Generating Entanglement Between a Single Photon and Classical Light

Hyunseok JEONG, Minsu KANG, Seung-Woo LEE and Hyukjoon KWON

In Schrödinger's *Gedankenexperiment*, a "cat," as a classical object, is supposed to be entangled with a microscopic atom in a quantum state. In quantum optics, single photons are treated as light quanta while coherent states are considered to be the most classical among all pure states. Recently, entanglement between a single photon and a coherent state in free-traveling fields was experimentally demonstrated [H. Jeong *et al.*, *Nature Photonics* **8**, 564-569 (2014)]. This type of hybrid entanglement has been found to be an exceptionally useful resource for efficient quantum information processing and for loophole-free Bell inequality tests. The recent progress, thus, opens a way to develop efficient optical quantum information processing by using hybrid qubits and to explore entanglement between different types of states. In this article, we review and discuss, in Korean language, this recent achievement and future prospects.

서론

양자역학은 고전과학의 영역에서는 설명할 수 없는 양자 얽

저자약력

정현석 교수는 2003년 영국 벨파스트 퀸즈대학교에서 빛을 이용한 양자정보처리에 대한 연구로 박사학위를 취득하였고 2003년부터 호주 퀸즐랜드대학교 연구원을 거쳐 2008년부터 현재까지 서울대학교 물리천문학부 교수로 재직하고 있다. 2010년부터 거시양자제어 창의연구단을 이끌고 있다. (jeongh@snu.ac.kr)

강민수 연구원은 서울대학교 물리천문학부 박사과정 중으로 거시양자상태의 특성 및 정량화에 대한 연구를 수행하고 있다.

이승우 교수는 2009년 영국 옥스퍼드대학교에서 벨 부등식과 양자 얽힘에 대한 연구로 박사학위를 취득하였고 서울대학교(청암펠로우)와 님스대 학교 연구원을 거쳐 현재 서울대학교 물리학과 BK조교수로 재직 중이다.

권혁준 연구원은 서울대학교 물리천문학부 박사과정 중으로 양자 얽힘의 성질과 구현 및 응용에 대한 연구를 수행하고 있다.

힘이라는 현상을 가능하게 한다. 양자 얽힘은 양자역학의 근본적 검증과 양자정보처리에 있어서 매우 중요한 의미를 가진다. 특히 양자 얽힘은 양자정보처리의 자원이라는 면에서 현대 양자정보이론에서 새롭게 조명되고 있다. 거시적인 고전 물리계와 미시적인 양자 물리계 사이의 얽힘에 대한 아이디어는 슈뢰딩거가 제안한 사고 실험^[1]에까지 거슬러 올라간다. 슈뢰딩거의 사고 실험에서는 고전적 거시 물리체인 고양이와 양자 상태에 있는 미시 물리체인 원자가 서로 양자역학적으로 얽히게 되는 상황이 발생한다. 양자광학에서 결맞음 상태는 순수한 상태들 중에서 가장 고전적인 상태로 여겨진다.^[2] 많은 상황에서 결맞음 상태는 준고전적으로 다룰 수 있으며 결맞음(decoherence)에도 쉽게 그 성질을 잃어버리지 않는 경향을 보인다. 반면에 단일광자 상태는 매우 비고전적인 양자상태로 여겨진다. 기본적으로 단일광자는 빛의 진동수가 주어졌을 때 더 이상 쪼개질 수 없는 빛 에너지의 기본 단위, 즉 빛의 에너지 양자(量子)로 이해되어 왔다. 또한 위그너 함수와 같이 잘 알려진 유사 확률분포를 구했을 경우 단일광자상태는 음수 값을 포함하는 비고전적인 분포를 나타낸다. 이러한 관점에서 단일광자와 고전 결맞음 상태 사이의 얽힘은 근본적인 흥미를 불러일으킨다.

최근의 연구 결과를 통해 단일광자 상태와 결맞음 상태 사이의 얽힘은 양자정보처리에 특별히 유용한 자원이 될 수 있다는 점이 알려지게 되었다.^[3] 양자정보처리에 흔히 쓰이는 단일광자들 사이의 얽힘과 선형광학을 이용할 경우, 양자 공간 이동의 확률이 50% 이상 될 수 없다는 것이 잘 알려져 있다.^[4] 그러나 단일광자 상태와 결맞음 상태 사이의 이종(異種) 얽힘을 이용할 경우 양자 공간이동의 확률을 원하는 대로 100%에 가깝게 높일 수 있음이 밝혀졌다.^[3] 이러한 상태를 양자컴퓨터의 구현에 이용할 경우, 자원을 적게 사용하면서도 오류 허용의 한계치(fault tolerance limit)가 높은 효율적인 양자 전산이 가능하다.^[3] 또한 이종 얽힘은 양자역학의 남아있는 난제 중 하나인 허점 없는 벨 부등식 위반 검증 실험에도 유용

REFERENCES

- [1] E. Schrödinger, *Naturwissenschaften* **23**, 823 (1935).
- [2] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- [3] S.-W. Lee and H. Jeong, *Phys. Rev. A* **87**, 022326 (2013).
- [4] J. Calsamiglia and N. Lütkenhaus, *Appl. Phys. B* **72**, 67 (2001).

하게 사용될 수 있다.^[5]

그러나 빛의 이중 얽힘이 가진 이러한 근본적인 관점에서의 흥미와 실제적인 유용성에도 불구하고 그 실험적 구현은 매우 어렵다. 이상적인 교차 커(cross Kerr) 비선형성을 이용하면 이러한 이중 얽힘을 만들 수 있다는 것이 이론적으로 오랫동안 알려져 있었다.^[6-8] 그러나 최근의 연구 결과는 교차 커 비선형 효과가 가지고 있는 근본적인 한계 때문에 높은 신뢰도(fidelity)를 가진 이중 얽힘을 만드는 것이 극히 어렵다는 점을 지적한다.^[9-12] 따라서 실험적으로 교차 커 비선형성 없이 단일 광자와 결맞음 상태 사이의 이중 얽힘을 구현하는 것은 중요하고 시급한 문제라고 할 수 있다. 최근의 연구^[13,14]에서 이러한 방법의 제안과 작은 규모의 이중 얽힘을 만들어내는 실험적 구현이 이루어졌다. 또한 보다 큰 이중 얽힘을 만들어내는 방법이 제안되었다.^[13] 본 논문에서는 최근의 연구^[13]에서 이루어진 진보를 알아보고 앞으로의 전망을 제시하고자 한다.

빛의 이중 얽힘

우리가 다루는 빛의 이중 얽힘 상태는 다음과 같이 기술된다.

$$|\Psi(\alpha)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|\alpha\rangle + |1\rangle|-\alpha\rangle). \quad (1)$$

여기서 $|0\rangle$ 와 $|1\rangle$ 은 각각 진공과 단일광자상태, 그리고 $|\pm\alpha\rangle$ 는 $\pm\alpha$ 의 진폭을 가지는 빛의 결맞음 상태를 의미한다. 불연속(discrete) 양자 상태와 연속(continuous) 양자 상태 사이의 이중 얽힘의 유형들과 자세한 특성은 Kreis와 van Loock^[15]에 의하여 연구된 바 있다. 결맞음 상태의 고전적 특성을 고려하면 식 (1)의 상태는 α 가 클 경우에 슈뢰딩거 고양이 사고실험의 광학적 구현이라고 볼 수 있다. 또한, 이 상태는 $\alpha \rightarrow 0$ 일 때는 양자 얽힘이 없으며, $\alpha \gg 1$ 의 경우에는 최대의 양자 얽힘을 가진다. 즉, '고전적' 상태가 보다 커질수록 이중 얽힘 상태는 더 큰 양자 얽힘을 가진다. 이 상태의 거시적 중첩의 크기^[16] 역시 α 가 커질수록 증가하여 가질 수 있는 최대값(평균 광자 수)에 도달하게 된다. 이러한 경향은 비고전적인 특성을 강하게 보이는 결맞음 상태의 중첩 $|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle$ ^[17] 혹은 광자 수의 양자 얽힘 상태인 'NOON' 상태^[18]에서도 확인할 수 있다. 반면에, 단일광자 얽힘 상태에 변위(displacement) 연산을 수행하여 만든 상태^[19-21]의 경우에는 이러한 특성이 나타나지 않는데, 이는 보손(boson)의 거시 중첩의 크기는 변위 연산자에 대하여 불변이기 때문이다.^[16] 그러나 양자 상태의 거시적 중첩을 정의하고 정량화하는 문제는 여전히 논란이 있기 때문에, 현재 이 주제에 대해서는 활발한 토론이 진행 중에 있

다.^[16,19-24]

빛의 이중 얽힘 상태를 구현하기 위해서는 먼저 결맞음 상태에 n 개의 광자를 더할 경우, 근사적으로 더 큰 결맞음 상태

$$N^{-\frac{1}{2}}(a^\dagger)^n|\alpha\rangle \approx |g\alpha\rangle \quad (2)$$

가 된다는 사실을 이용한다. 여기에서 $N = n!L_n(-|\alpha|^2)$ 이며 L_n 은 n 번째 라게르(Laguerre) 다항식이다. 이러한 근사는 α 가 너무 작지 않은 적당한 g 값에 대하여 성립한다. (2)의 상태와 이상적인 결맞음 상태 $|g\alpha\rangle$ 와의 신뢰도는 다음과 같이 주어지며,

$$F = N^{-1}g^{2n}|\alpha|^{2n}e^{-|\alpha|^2(g-1)^2} \quad (3)$$

$g = g_{\text{opt}}$ 일 때, 최댓값을 가진다:

$$g_{\text{opt}} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{n}{|\alpha|^2}}. \quad (4)$$

$n=1$ 인 경우, 즉 하나의 광자를 결맞음 상태에 더한 것을 생각했을 때, $\alpha=2$ 일 때 $F \approx 0.98$ 와 $g_{\text{opt}}\alpha = 2.414$, $\alpha=4$ 일 때 $F \approx 0.998$ 와 $g_{\text{opt}}\alpha = 4.236$ 의 값을 가진다. 단일광자를 더하는 것은 단일 광학 모드에서의 광매개 하향변환(parametric down

REFERENCES

- [5] H. Kwon and H. Jeong, Phys. Rev. A **88**, 052127 (2013).
- [6] C. Gerry, Phys. Rev. A **59**, 4095 (1999).
- [7] K. Nemoto and W. J. Munro, Phys. Rev. Lett. **93**, 250502 (2004).
- [8] H. Jeong, Phys. Rev. A **72**, 034305 (2005).
- [9] J. H. Shapiro, Phys. Rev. A **73**, 062305 (2006).
- [10] J. H. Shapiro and M. Razavi, New J. Phys. **9**, 16 (2007).
- [11] J. Gea-Banacloche, Phys. Rev. A **81**, 043823 (2010).
- [12] B. He and A. Scherer, Phys. Rev. A **85**, 033814 (2012).
- [13] H. Jeong, *et al.*, Nat. Photonics **8**, 564 (2014).
- [14] O. Morin, *et al.*, Nat. Photonics **8**, 570 (2014).
- [15] K. Kreis and P. van Loock, Phys. Rev. A **85**, 032307 (2012).
- [16] C.-W. Lee and H. Jeong, Phys. Rev. Lett. **106**, 220401 (2011).
- [17] A. Ourjoumtsev and H. Jeong, Nature **448**, 784 (2007).
- [18] I. Afek, O. Ambar and Y. Silberberg, Science **328**, 879 (2010).
- [19] P. Sekatski, *et al.*, Phys. Rev. A **86**, 060301 (2012).
- [20] N. Bruno, *et al.*, Nature Phys. **9**, 545 (2013).
- [21] A. I. Lvovsky, R. Ghobadi, A. Chandra, A. S. Prasad and C. Simon, Nature Phys. **9**, 541 (2013).
- [22] F. Marquardt, B. Abel and J. von Delft, Phys. Rev. A **78**, 012109 (2008).
- [23] S. Nimmrichter and K. Hornberger, Phys. Rev. Lett. **110**, 160403 (2013).
- [24] P. Sekatski, N. Sangouard and N. Gisin, Phys. Rev. A **89**, 012116 (2014).

converter)을 통해 아이들러 광자(idler photon)를 검출하는 것을 통해서 실험적으로 구현가능하며,^[25] 이 방식은 양자역학의 근본적인 법칙을 검증하는데 이미 사용되고 있다.^[25-28]

다음으로 생각해야 할 부분은 아래와 같은 양자 연산의 중첩을 구현하는 것이다.

$$ra_1^\dagger + ta_2^\dagger. \quad (5)$$

여기서 $r = \sqrt{1-t^2}$ 이며 1과 2는 서로 다른 두 광학 모드를 나타낸다. 이러한 종류의 ‘중첩’ 연산은 두 개의 광자 추가 장치와 r 의 반사율을 가지는 빔 가르개(beam splitter) 그리고 두 개의 단일광자 검출기(single-photon detector)를 이용하여 구현할 수 있다[그림 1(A)]. 여기에서 핵심은 각 광학 모드에서 광자가 더해졌음을 확인시켜주는 아이들러 광자가 빔 가르개를 통과하면서 $a_1^\dagger$ 와 $a_2^\dagger$ 중 어느 쪽 연산이 일어났는지에 대한 정보를 알 수 없게 만드는 것이다. 이와 비슷한 방식으로 다른 양자 연산의 중첩을 하나의 광학 모드에서 만드는 방법은 최근에 양자 교환관계(commutation rule)의 직접적 검증을 하는데 사용되었다.^[28] 식 (5)의 연산이 초기상태 $|0\rangle_1 \otimes |\alpha_i\rangle_2$ 에 작용하게 되면, 광자는 첫 번째 모드에 더해져서 단일광자 상태 $|1\rangle_1$ 을 만들 수도 있고(이때 $|\alpha_i\rangle_2$ 는 그대로 변화가 없다), 두 번째 모드에 더해져서 모드 1의 진공상태 $|0\rangle_1$ 과 모드 2의 광자가 더해진 결맞음 상태를 만들 수도 있다. 이때, $t = \{\alpha_i^2 + 2\}^{-1/2}$ 로 두게 되면, 두 사건이 일어나게 될 확률을 조정하여 최종적인 상태를 다음과 같이 만들 수 있게 된다.

$$\begin{aligned} |\Psi_O\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|1\rangle_1 |\alpha_i\rangle_2 + |0\rangle_1 \frac{a^\dagger |\alpha_i\rangle_2}{\sqrt{|\alpha_i|^2 + 1}} \right) \\ &\approx \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_1 |\alpha_i\rangle_2 + |0\rangle_1 |g\alpha_i\rangle_2). \end{aligned} \quad (6)$$

이 상태 자체로도 단일광자 상태와 결맞음 상태간의 이중 얽힘 상태가 되지만, 양자정보처리^[3]에 이용될 수 있는 (1)의 식과 같은 대칭적인 형태로 만들기 위해서는 결맞음 상태 부분에 대한 추가적인 변위 연산이 필요하다. 이때, 최종적인 형태는

$$\begin{aligned} |\Psi_S\rangle_{12} &= D_2 \left(-\frac{\alpha_i + g\alpha_i}{2} \right) |\Psi_O\rangle_{12} \\ &\approx |\Psi(\alpha_f)\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1 |\alpha_f\rangle_2 + |1\rangle_1 |-\alpha_f\rangle_2) \end{aligned} \quad (7)$$

이며 $\alpha_f = (g\alpha_i - \alpha_i)/2$ 이다. 이러한 변위 연산은 양자 얽힘^[29-31]과 거시적 양자 중첩의 정도^[16]를 변화시키지 않는다. $|\Psi_S\rangle$ 와 이상적인 상태 $|\Psi(\alpha_f)\rangle$ 간의 신뢰도는 그림 1(B)에서 처럼 α_i 와 α_f 의 진폭을 조절하여 크게 만들 수 있다. 가령

Fig. 1. (A) Conceptual schematic for generating small-scale hybrid entanglement and (B) contour plot for fidelity between the ideal hybrid entangled state. [Jeong, H. *et al.*, Nat. Photonics **8**, 564-569 (2014)] ©2014 Nature Photonics.

$\alpha_i = 2$ 와 $\alpha_f \approx 0.21$ 의 값에서는 $F \approx 0.991$ 의 값을 얻게 된다. 초기 상태 α_i 의 값을 작게 하면, 양자 얽힘 상태의 크기 α_f 를 키울 수 있지만 이 경우 이상적인 상태와의 신뢰도는 떨어지게 된다($\alpha_f \approx 0.31$, $\alpha_i = 1$ 일 때 $F \approx 0.946$). 아주 최근에 (1)의 식과 같은 이중 얽힘을 만드는 다른 방법이 Andersen과 Neergaard-Nielsen^[32]에 의해서 제안되었지만, 그 경우에는 양자 중첩된 결맞음 상태와 $|0\rangle$ 와 $|1\rangle$ 상태의 하다마드 변환(Hadamard transform)이 추가적으로 필요하다.

REFERENCES

- [25] A. Zavatta, S. Viciani and M. Bellini, Science **306**, 660 (2004).
- [26] A. Lamas-Linares, C. Simon, J. C. Howell and D. Bouwmeester, Science **296**, 712 (2002).
- [27] V. Parigi, A. Zavatta, M. S. Kim and M. Bellini, Science **317**, 1890 (2007).
- [28] A. Zavatta, V. Parigi, M. S. Kim, H. Jeong and M. Bellini, Phys. Rev. Lett. **103**, 140406 (2009).
- [29] A. Peres, Phys. Rev. Lett. **77**, 1413 (1996).
- [30] M. Horodecki, P. Horodecki and R. Horodecki, Phys. Lett. A **223**, 1 (1996).
- [31] J. Lee, M. S. Kim, Y. J. Park and S. J. Lee, Mod. Opt. **47**, 2151 (2000).
- [32] U. L. Andersen and J. S. Neergaard-Nielsen, Phys. Rev. A **88**, 022337 (2013).

Fig. 2. (A) Temporal-mode version of the proposed scheme. (B) Reconstructed density matrix for the experimentally generated hybrid entanglement. [Jeong, H. *et al.*, Nat. Photonics **8**, 564-569 (2014)] ©2014 Nature Photonics.

실험적 구현

앞서 보았듯 빛의 이중 얽힘을 생성하는 이론적 방법에서는 두 개의 독립적인 광자 더하기 장치와 두 개의 호모다인 측정 장치들을 필요로 했다. 그러나 한 개의 광학 모드에 시간차를 두고 우리가 원하는 양자 상태를 인코딩하게 되면 실질적으로 두 개의 광학 모드를 다루는 효과를 낼 수 있고, 이 경우 각각 하나의 광자 더하기 장치와 호모다인 측정 장치만으로 이중 얽힘을 구현할 수 있다. 그림 2(A)에서 보듯, 우선 광자 더하기 장치에 서로 $t_2 - t_1$ 만큼의 시간차를 갖도록 인코딩된 진공 상태 $|0\rangle_{t_1}$ 와 결맞음 상태 $|\alpha\rangle_{t_2}$ 가 입력된다. 이후, 광자 더하기 장치에서 나온 광자 하나가 광자 검출기 D_1 혹은 D_2 에서 검출되면 이는 입력된 빛의 상태에 광자가 하나 더해졌음을 의미한다. 그러나 이때, 측정된 광자가 마흐-젠더(Mach-Zehnder) 간섭계의 두 경로 중 짧은 경로를 거쳐 왔는지 혹은 긴 경로를 거쳐 왔는지 여부를 원리적으로 구분할 수 없기 때문에 결과적으로 이는 두 연산의 중첩에 해당하는 연산 $\hat{r}a_{t_1}^\dagger + t\hat{a}_{t_2}^\dagger$ 에 해당되게 된다. 이때 계수 r 과 t 는 간섭계의 투과율과 상대 위상을 조절함으로써 결정지을 수 있다. 이런 방식으로 이론적

방법에서 논의된 것과 동일한 빛의 이중 얽힘을 생성할 수 있으며 출력 부분에서 시간 영역을 구분하는 하나의 호모다인 측정 장치를 이용하여 결과를 분석할 수 있다. 전체 양자 상태를 재구성하기 위해서는 호모다인 측정 결과에 반복적 최대우사도(iterative maximum-likelihood) 알고리즘을 적용하게 된다.^[33,34]

그림 2(B)는 실험결과로부터 재구성된 양자 상태를 나타낸 것이다. 간략히 살펴보면, 대각선 위치의 블록들은 첫 번째 모드가 진공 상태일 때, 두 번째 모드는 광자 하나가 더해진 결맞음 상태에 있고, 반대로 두 번째 모드가 단일광자 상태일 때, 두 번째 모드는 결맞음 상태에 남아있음을 나타낸다. 비대각선 위치의 블록들은 결과적으로 생성된 양자상태가 단순히 통계적 혼합(statistical mixture)이 아닌 양자 중첩 상태에 있음을 보여준다. 여기에 추가적으로 이중 얽힘을 대칭적으로 만들기 위해서 두 번째 시간 모드에 높은 진폭의 결맞음 상태 $|\beta\rangle$ 를 보조적으로 혼합하여 변위 연산을 가할 수 있다. 실제 실험상에서, 초기 결맞음 상태의 진폭 $\alpha_i = 1$ 에 대해 광자 더하기 장치를 통해 얻어진 대칭적 이중 얽힘의 결맞음 상태 진폭은 $\alpha_f = 0.31$ 으로 나타나고, 여기에 초기 상태 준비와 관련된 양자 상태의 혼합도를 보정하여 최종적으로 $|\psi_s\rangle$ 와 $F \approx 0.92$ 의 신뢰도를 갖는 상태가 얻어졌다.

증폭 전송을 통한 이중 얽힘 상태의 크기 향상

더 큰 이중 얽힘 상태를 높은 신뢰도로 얻기 위해서는 증폭 전송(tele-amplification) 방법^[35,36]을 사용할 수 있다. 그림 3(B)와 같이 이중 얽힘 상태 $|\psi(\alpha_f)\rangle_{12}$ 의 결맞음 상태(광학 모드 2)는 다음과 같은 얽힌 결맞음 상태(entangled coherent state)를 매개체로 하여 양자 공간이동이 가능하다.

$$|ECS\rangle_{32'} = N' (|\alpha_f\rangle_3 |\alpha'_f\rangle_{2'} - |-\alpha_f\rangle_3 |-\alpha'_f\rangle_{2'}) \quad (8)$$

여기서 N' 은 규격화 요소이고, $\alpha'_f > \alpha_f$ 이다.

$|\psi_s\rangle_{12}$ 가 $|ECS\rangle_{32'}$ 를 통해서 양자 공간이동이 되는 상황은 50:50 빔 가르개를 $|\psi_s\rangle_{12}$ 의 광학 모드 2와 $|ECS\rangle_{32'}$ 의 광

REFERENCES

- [33] A. I. Lvovsky, J. Opt. B **6**, S556 (2004).
- [34] Z. Hradil, J. Řeháček, E. Knill and A. I. Lvovsky, Phys. Rev. A **75**, 042108 (2007).
- [35] T. C. Ralph, A. Gilchrist, G. J. Milburn, W. J. Munro and S. Glancy, Phys. Rev. A **68**, 042319 (2003).
- [36] J. S. Neergaard-Nielsen, Y. Eto, C.-W. Lee, H. Jeong and M. Sasaki, Nat. Photonics **7**, 439 (2013).

Fig. 3. (A) Fidelity for small-size hybrid entanglement against the output amplitude α_f . (B) Conceptual scheme of tele-amplification. (C) Fidelity for larger-size hybrid entanglement against the amplified amplitude α'_f for initial amplitudes $\alpha_i = 1$ (dashed) and $\alpha_i = 2$ (solid). (D) Success probability of the tele-amplification process. [Jeong, H. *et al.*, Nat. Photonics **8**, 564-569 (2014)] ©2014 Nature Photonics

학 모드 3을 통과시킨 후에 검출기 D_{T2} 와 D_{T3} 를 통한 벨 상태 측정(Bell-state measurement)으로 가능한데, 이때 네 가지의 벨 상태는 $|\alpha_f\rangle|\alpha_f\rangle \pm |-\alpha_f\rangle|-\alpha_f\rangle$ 과 $|\alpha_f\rangle|-\alpha_f\rangle \pm |-\alpha_f\rangle|\alpha_f\rangle$ 으로 주어진다. 원리적으로는 네 가지 벨 상태를 모두 구별할 수 있으나,^[37,38] 실험적 용이성을 위하여 D_{T2} 혹은 D_{T3} 중 하나의 검출기에서 단일광자가 검출된 경우에 성공으로 간주하고 이를 각각 (1, 0)과 (0, 1)로 표기하기로 한다. 이때 공간이동이 완료된 후 이중 얽힘 상태는 최적화된 신뢰도 F' 가 그림 3(C)에 제시되어 있다.

주목할 만한 점은 이러한 원격 증폭 방식이 이상적인 상태와의 신뢰도를 높인다는 점인데, 그림 3(C)에서 나타나듯이 α'_f 의 값에 관계없이 초기 상태 $\alpha_i = 2$ ($\alpha_i = 1$)에 따라 $F' > 0.9999$ ($F' > 0.999$)까지 매우 높은 신뢰도를 얻을 수 있다. 그 이유는 단일광자 검출 과정이 $|\psi_s\rangle$ 를 $|\text{ECS}\rangle$ 의 벨 상태로 사영(projection)시킴으로 인하여 $a^\dagger|\alpha\rangle \approx |g\alpha\rangle$ 의 근사에서 발생하는 오차를 정제해낼 수 있기 때문이다. 원칙적으로 α_i 를 더 크게 키울 경우 성공확률이 작아지는 대신에 더 큰 신뢰도를 얻을 수 있다.

이러한 증폭 전송의 성공확률은 광자 검출기 D_{T2} 과 D_{T3} 가 (1, 0)과 (0, 1)로 검출될 경우를 더한 것이 되며 $P = P_{(1,0)} + P_{(0,1)}$ 로 나타낼 수 있다(그림 3(C)). 실제 실험에서는 단일 광자와 두 개의 광자를 구별할 수 있는 검출기 대신에 광자가 들어왔는지 아닌지만을 검출하는 검출기를 사용하게 되는데,

이는 이중 얽힘 상태의 신뢰도가 감소시킬 수 있다. 하지만, α_f 가 작다고 가정하였기 때문에, 실제로 두 개 이상의 광자를 검출하게 될 확률은 적으므로 전체 신뢰도에는 제한적인 영향만을 미치게 된다. 구체적으로 벨 상태 측정에서 두 개 이상의 광자가 검출될 확률은 $P_f = 1 - P_{(0,0)}$ 로 주어지는 매우 작은 값이며, $\alpha_i = 2$ 와 $\alpha'_f > 1$ 일 때, $P_f \leq 0.01$ 정도가 된다.

결론 및 전망

이번 연구에서는 빛의 단일광자 상태와 결맞음 상태 사이의 이중 얽힘을 구현하는 이론을 제시하고 실험적으로 구현하였다. 제시된 방법은 최근에 개발된 단일광자 처리 기술을 응용한 방법으로, 결맞음 상태 또는 진공상태에 단일광자를 추가하

는 처리 과정을 중첩시킴으로써 빛의 이중 얽힘을 생성하게 한다. 이는 기존에 알려진 교차 커 비선형성을 이용한 방법과는 달리 현재의 광학 기술로 충분히 구현이 가능한 방법으로서, 실험적으로 초기 결맞음 상태의 진폭 $\alpha_i = 1$ 를 통해 최종적으로 $\alpha_f = 0.31$ 의 진폭을 갖는 대칭적 이중 얽힘을 만들어냈다. 이는 실험상 발생하는 초기 양자상태의 혼합도를 보정했을 때, 모형상태 $|\psi_s\rangle$ 와 $F \approx 0.92$ 의 신뢰도를 갖는 결과이다. 또한 증폭 전송의 방법을 이용하여 이중 얽힘의 크기를 키우는 동시에 신뢰도까지 비약적으로 높일 수 있다는 사실을 이론적으로 보였다.

본 연구는 단일광자와 결맞음 상태 사이의 양자 얽힘을 처음으로 구현한 결과로서 서로 다른 성질을 가진 상태들 사이의 이중 얽힘 및 그 응용에 대한 연구의 길을 열었다고 할 수 있다. 빛의 이중 얽힘은 양자정보처리와 양자역학의 근본적 검증에 위한 연구에 유용하다는 사실이 밝혀져 왔으므로 이번 연구 성과를 기반으로 가까운 미래에는 이중 얽힘 채널을 이용한 효율적인 양자 전송 등의 실험적 구현이 기대된다. 또한 좀 더 먼 목표인 확장성(scalability)을 가진 양자 컴퓨터의 개발을 위한 이론적, 실험적 연구도 활성화될 것이다.

REFERENCES

- [37] H. Jeong, M. S. Kim and J. Lee, Phys. Rev. A **64**, 052308 (2001).
- [38] H. Jeong and M. S. Kim, Quant. Inf. Comp. **2**, 208 (2002).