

## 고체 전자 간섭계를 이용한 전자양자광학

강기천\*

### 1. 서론

반도체 기술의 비약적인 발전으로 인류는 나노미터 크기의 물질을 만들고, 제어하고, 활용할 수 있는 단계에 이르렀다. 나노기술은 기본적으로 디지털 문명의 기초인 반도체 단위 소자 작동 및 집적의 한계를 극복하거나, 혹은 대안을 모색하기 위해 발전하고 있는 분야이다. 한편, 나노기술의 발전은 전혀 새로운 영역의 물리학 분야를 열어가고 있다. 계의 크기가 작아지고 물질의 전도 특성이 향상됨에 따라 전자의 양자역학적 결맞음 길이(coherence length)가 계의 크기보다 작아지게 되면 전자의 양자역학적 효과가 중요해진다. 이에 따라 태동한 응집 물리학의 새로운 분야가 중간보기 물리학(mesoscopic physics)이다 [1, 2].

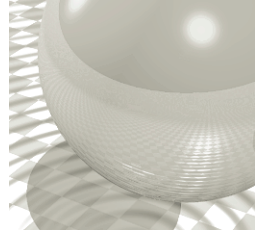
중간보기 물리학은 대체적으로 1980년대부터 발전되기 시작하였다. 최근에는 점점 더 결맞음 길이가 길어지고 전자의 제어가 단일 전자에 이를 만큼 기술이 개발되고 있다. 중간보기 물리학의 중요한 이정표는 전자 양자 간섭계의 개발이며, 양자 간섭계의 개발과 활용은 양자역학의 근본적인 문제를 탐구하고 양자정보를 쓸모 있게 사용하기 위한 중요한 도구가 된다. 최근 전자 양자 간섭계 기술의 개발로 전자를 이용한 양자광학 연구가 가능하게 되었다.

구체적인 내용을 기술하기에 앞서, 전자 양자 간섭계 기술의 발전이 갖는 중요한 의의에 대한 필자의 견해를 펴려하고자 한다. 실용적인 관점에서 보면 다음 사항이 중요하다. 정보화 문명의 하드웨어 발전은 기본적으로 전자공학

(electronics)과 광전자공학(photronics)의 쌍두마차에 의해 견인되어 왔다고 볼 수 있다. 기존 하드웨어 체계에서의 새로운 양자정보 제어 기술의 개발을 위해서는 광자를 이용한 양자광학뿐만 아니라, 고체상태 내의 전자를 이용한 전자양자광학의 발전이 필수적으로 요구된다. 광자 및 전자의 양자역학적 제어 및 정보 활용은 향후 양자정보 기술 개발에 가장 핵심적인 요소가 될 것이 자명하다. 학문적인 관점에서는 다음과 같은 사실들이 중요하게 지적된다. 전자는 광자와는 달리 퍼울리의 배타원리의 지배를 받는 페르미온(fermion)이다. 따라서 보존(boson)인 광자를 이용한 양자광학에서 발견할 수 없는 새로운 현상의 발견이 가능하다. 또한 고체 내에서의 전자는 전자들 간의 상호작용 혹은 상관관계(correlation)에 의해 새로운 물질의 상태가 나타난다. 이는 응집물리학에서 매우 중요한 주제인데, 예를 들어 콘도 효과 [3, 4], 분수 양자홀 효과에서 보이는 anyon 통계 분포 등을 꼽을 수 있다[5]. 양자 간섭계의 개발은 이들 상호작용이 강한 계의 특성을 전혀 새로운 측면에서 다루는 유용한 도구가 된다.

본 글은 다음과 같이 구성된다. 2절에서는 고체 전자회로를 이용하여 구현된 다양한 종류의 양자 간섭계를 소개한다. 또한 이를 이용하여 양자역학의 중요한 원리인 상보성(3절), 얽힘 및 비국소성(4절)을 연구할 수 있는 방법에 관해 몇 가지 예를 통해 서술한다. 5절에서는 이를 응용하여 정밀하게 전하를 측정하는 방법을 소개하고 6절에서 마무리한다.

\* 전남대학교 물리학과



## 2. 전자 양자 간섭계의 구현

고체 기반의 전자 간섭계를 구현하기에 가장 이상적인 물질은 GaAs-AlGaAs 화합물의 이중 접합(heterojunction)을 이용한 2차원 전자기체이다. 매우 긴 결맞음 길이 및 평균 자유 거리(mean free path)를 갖기 때문에 정수 및 분수 양자 홀 효과, 탄도 양자 수송(ballistic quantum transport) 및 양자 간섭을 연구하기에 대단히 유용하다 (예를 들어 참고문헌 [1]를 참고). 그림 2.1, 2.2는 2차원 전자기체 위에 금속 게이트를 얹어 간섭계를 구현한 예를 보여주고 있다 [6, 7]. 그림 2.1, 2.2에서 회색으로 표시된 영역이 금속 게이트를 나타낸다. 금속 게이트에 음의 전압을 가하면 쿨롱 척력(repulsive Coulomb force)에 의해 전자들의 운동이 화살표로 표시된 바와 같이 한정된다. 간섭계의 크기가 결맞음 길이보다 작은 경우, 전자는 파동길(wave guide)로 기술될 수 있다. 간섭계의 위상은 수직으로 걸려 있는 외부 자기장에 의해 아하로노프-봄 자속(Aharonov-Bohm flux)의 변화로 조절된다. 두 외부 단자에 전압을 가해 전류를 측정하면, 전류가 외부 자기장에 대하여 진동하는 아하로노프-봄 간섭 패턴을 보인다. 그림 2.1과 그림 2.2는 조금 다른 형태의 간섭을 갖는다. 그림 2.1의 경우는 광학계의 영의 이중슬릿에 해당하는 이중경로 간섭계이다 [6, 8]. 그림 2.2는 오직 두 개의 입출력 단자만을 갖는 닫힌 고리 모양 간섭계로서 [7, 9], 정성적으로는 파브리-페롯 광학 간섭계와 유사하다고 할 수 있다. 이중 경로 간섭계는 출력 단자 부근에서 반사되는 전자가

다시 입력 단자로 되돌아가는 것을 방지하기 위해 추가로 여러 개의 단자를 만들어 놓은 것이 주요 특징이다. 이중 경로 간섭계는 전자의 손실이 생기는 대신 이중 경로 간섭만을 보이므로 출력 전류가 단순히 1차 조화 간섭만을 보인다. 반면 닫힌 고리 모양 간섭계의 경우에는 외부 단자가 입출력 단자 2개만이 존재하므로 출력단자 근처에서 반사된 전자들이 다시 입력단자로 돌아가거나 여러 차례 반복하여 반사되는 경로가 가능하다. 따라서 그림 2.2의 간섭계는 전자의 손실이 없는 반면, 다중반사에 의한 고차의 조화간섭 무늬를 보인다. 이중 경로 간섭계와 닫힌 고리 모양 간섭계는 각각의 장단점을 갖고 있어, 상호 보완적인 연구가 가능하다. 3절에서는 서로 다른 간섭계를 이용한 상보성 연구가 어떻게 수행될 수 있는가를 예를 통해서 살펴볼 것이다.

두 가지 간섭계의 단점을 모두 극복한 간섭계가 고자기장의 테두리 상태(edge state)를 이용하여 구현되었다 [10]. 즉, 이중 경로 간섭만을 가지면서도 전자의 손실이 없는 전자 마하젠더 간섭계이다 (그림 2.3(a)). 고자기장 하에서 전자는 로렌츠 자기력을 받는다. 이 로렌츠 자기력에 의해 테두리 상태(edge state)가 형성되는데, 테두리 상태에서 전자의 진행은 방향성을 갖게 된다. 이 전자 빔을 적절히 가르는 quantum point contact을 이용하면 광학적 빔 가르개 (beam splitter)와 동일한 전자 빔 가르개 (electronic beam splitter)를 구성할 수 있다. 와이즈만 연구소의 Moty Heiblum 연구팀에서는 단일 채널의 테두리 상태와 quantum point contact에 의한 전자 빔 가르개를

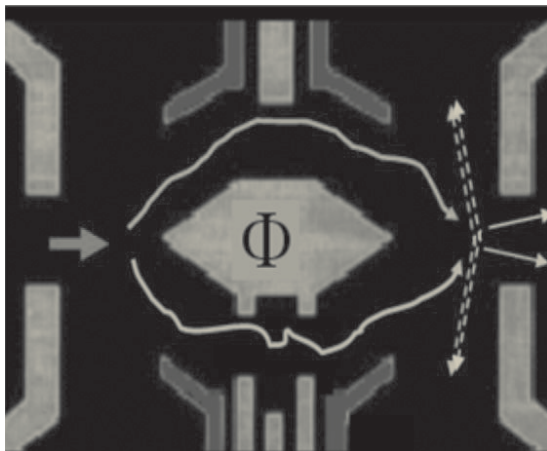


그림 2.1. 이중 경로 아하로노프-봄 간섭계의 개략도 [6].

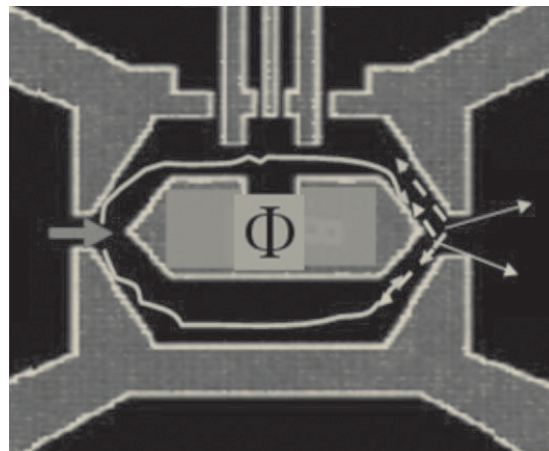


그림 2.2. 닫힌 고리 모양 아하로노프-봄 간섭계의 개략도 [7].

고체 전자 간섭계를 이용한 전자양자광학

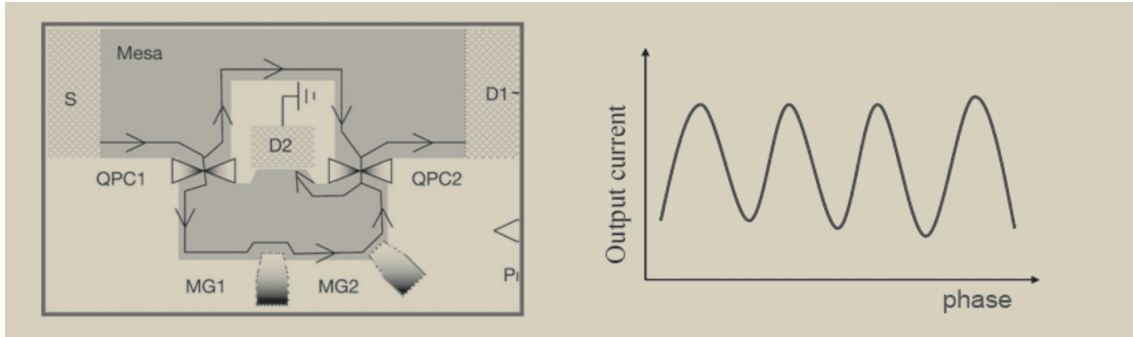


그림 2.3 (a) 양자홀 테두리 상태를 이용한 전자 마하젠더 간섭계의 개략도 [10]. (b) 전자 마하젠더 간섭계의 아하로노프-봄 진동.

이용하여 그림 2.3(a)와 같은 이중 경로 간섭계를 구현하는데 성공하였다 [10]. 그림의 화살표는 테두리 상태에서의 전자 진행을 나타낸다. S는 입력전자, D1과 D2는 각각 출력전자, QPC1과 QPC2는 광학의 빔 가르개 역할을 하는 quantum point contact을 의미한다. MG1, MG2는 전자의 궤적을 제어할 수 있는 modulation gate를 나타낸다. 두 경로의 위상차는 modulation gate 혹은 자기장의 크기를 변화시켜 아하로노프-봄 위상을 제어하여 조절할 수 있다. 이 간섭계는 마하젠더 광학 간섭계 [11]와 동일하다. 전류 관측의 결과는 정성적으로 그림 2.3(b)와 같이 나타난다. 이미 최초의 실험[10]에서 간섭무늬의 선명도(visibility)는 60%를 넘어 매우 정밀한 간섭계로 사용될 수 있음을 보였다. 이는 그림 2.1의 이중 경로 간섭계와는 달리 전자의 손실이 실질적으로 전혀 없기 때문에 가능하다. 좀 더 최근의 실험 결과에 의하면 전류의 간섭 선명도는 90%까지 도달한다는 것이 확인되었다[12]. 이와 같이 높은 선명도는 전자간섭계를 이용한 두 입자 간섭(two-particle interference) [12, 13], 얽힘 및 비국소성[13, 14], 상보성 원리[30] 등 양자역학의 근본적인 문제에 대한 접근을 가능하게 하는 원동력이다.

한편 전자는 전하  $e$ 를 갖고 있어서 전자들 간의 쿨롱 상호작용을 무시할 수 없다. 즉 간섭계에서의 전자들은 광자의 경우와는 달리 쉽게 외부환경에 노출된다. 이로 인해 정밀한 전자 간섭계를 구현하기가 기술적으로 매우 어려운 반면에, 전자 상호작용에 의한 새로운 물리학 현상이 발견되기도 한다. 비평형 환경에서의 전자 간섭의 특이성 [15, 16, 17] 및 분수 양자 홀 영역에서의 전자 간섭[18] 등은 이에 관한 매우 흥미로운 주제들이나, 여기에서는 언급을 생략하기로 한다.

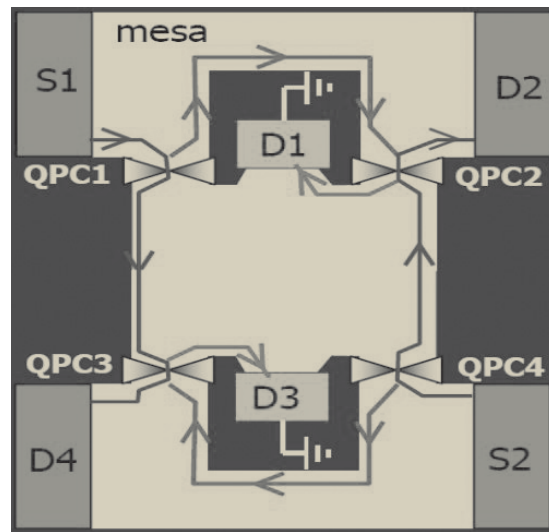
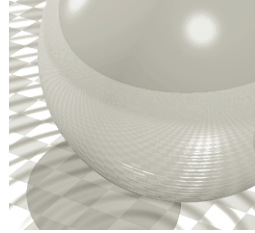


그림 2.4 양자 홀 테두리 상태를 이용한 이중 입자 아하로노프-봄 간섭계의 개략도 [12].

단일 입자가 그 자신과만 간섭을 일으키듯이 [19], 두개 혹은 그 이상의 독립된 입자들도 스스로 간섭을 일으킬 수 있다. 단일 입자의 경우 양자 간섭은 입자의 파동함수 중첩으로 이해될 수 있는 반면, 두개 이상의 입자의 간섭은 입자의 양자역학적 교환 통계법칙(exchange statistics)과 직접적으로 연관된다. 두 입자 이상의 간섭은 서로 독립적인 입력 단자에서 주입된 두 개 이상의 입자를 역시 같은 수의 출력 단자에서 입자들을 동시에 발견할 확률에서 나타난다. 두 입자 간섭은 광자[20] 혹은 전자[13]를 이용한 간섭계에서 관측 가능하며, 양자 얽힘[21]의 직접적인 지표로 해석될 수 있다. 광학 간섭계에서는 광자의 물러다니기(bunching) 현상 때문에 서로 독립적인 광자쌍을 생성하기가 쉽지 않다[22, 23].



반면 전자는 페르미온이므로 상대적으로 독립적인 전자 및 전자쌍을 쉽게 얻을 수 있다. 전자 회로에서 두 입자를 동시에 발견할 확률은 서로 다른 출력 단자들의 전류들 간의 교차 상관 잡음(cross-correlation noise)으로부터 알아낼 수 있다(24). 참고문헌 [13]에서 제안된 이중 전자 아하로노프-봄 간섭계는 양자 홀 테두리 상태를 이용하여 구현되었다(그림 2.4)(12). 전자 마하젠더 간섭계와 같은 원리로 구성되나, 두 개의 독립된 입력 단자 (S1, S2)와 네 개의 출력 단자(D1-D4)로 구성되어 있다. 이는 Hanbury Brown-Twiss 간섭계(25)와 동일한 구성이라 할 수 있다. 그림 2.4에서 보듯 입력 단자 S1, S2에서 주입된 전자들은 닫힌 고리의 궤적을 갖지 않고 출력 단자에서 흡수되므로 단일 전자들은 간섭을 보이지 않는다. 이는 각각의 출력 단자에 흐르는 평균 전류가 외부 위상에 무관하다는 측정 결과로 나타났다.

반면 출력 단자 2개, 가령 D2와 D4에서 동시에 전자를 발견할 확률은 아하로노프-봄 간섭 현상을 보인다. 이는 다음과 같이 이중 입자 경로의 구별 불가능성으로부터 설명된다. 즉, D2와 D4에서 동시에 발견된 입자는 배위 공간(configuration space)에서 S1→D2, S2→D4와, S1→D4, S2→D2의 두 가지 이중입자경로의 간섭으로 이루어진다. 보존 입자와의 차이점은 입자 교환에 대해 파동함수가 반 대칭(antisymmetric)이어야 하는 조건 때문에 위상차가 추가로  $\pi$  만큼 발생한다.

실제로 이와 같은 이중 입자 아하로노프-봄 효과는 교차 상관잡음의 측정을 통해 확인되었다 [12]. 또, 이중 입자 아하로노프-봄 현상은 궤도 얽힘(orbital entanglement)의 지표가 되며, 벨의 정리(26)를 조사하는 데에도 유용하다. 이에 관한 논의는 4절에서 다시 하도록 한다.

### 3. 전자 간섭계를 이용한 상보성 연구

이중경로 간섭계에서의 파동-입자 이중성은 아마도 양자역학적 상보성을 가장 잘 나타내 보여주는 예라고 할 수 있을 것이다. 양자역학적 상보성에 따르면, 입자는 그 입자가 가질 수 있는 경로가 (원칙적으로) 구별 불가능할 경우에만 파동성을 갖는다. 고체 전자 간섭계에서의 상보성에 관한 최초의 실험은 1998년에 보고되었다(그림 3.1)(8). 간섭계는 이중경로 아하로노프-봄 간섭계로 구성되어 있다(그림 3.1의 왼쪽). 한 쪽 경로에는 양자점(quantum dot)을 전자가 통과하도록 설계되어 있는데, 이는 양자점을 통과하는 전자가 검출기의 전자들과 상호작용을 할 수 있도록 하기 위해서이다. 양자점 근처에는 양자점의 전자를 검출하는 quantum point contact(QPC) 전도체가 설계되어 있다. 양자점 내부의 잉여전자의 존재 여부에 따라 QPC의 전기적 포텐셜이 달라지고, 따라서 QPC를 통과하는 전류가 달라짐에 따라 양자점의 전하를 검출기에서 검출한다.

측정 결과는 양자역학적 전자의 파동-입자 이중성을 잘 나타내 보여 준다(그림 3.1의 오른쪽). 검출기에 바이어스 전압을 가하지 않았을 때, 즉 검출기를 작동하지 않을 경우 간섭계의 출력 전류는 1차 조화 아하로노프-봄 간섭 패턴을 보인다. 여기에 외부 검출기를 작동하기 시작하면 간섭무늬의 진폭은 줄어들는다. 이러한 “조절가능한 결잃음”의 특성은 검출기 바이어스 전압 및 QPC 전도도의 함수 등으로 다각도로 분석되어, 이론적인 예측(27)과 정성적으로 잘 들어맞음이 입증되었다 [8].

실험 [8]은 고체 전자소자를 이용하여 전자의 상보성을 입증한 최초의 실험이지만 다음과 같은 한계를 동시에 갖

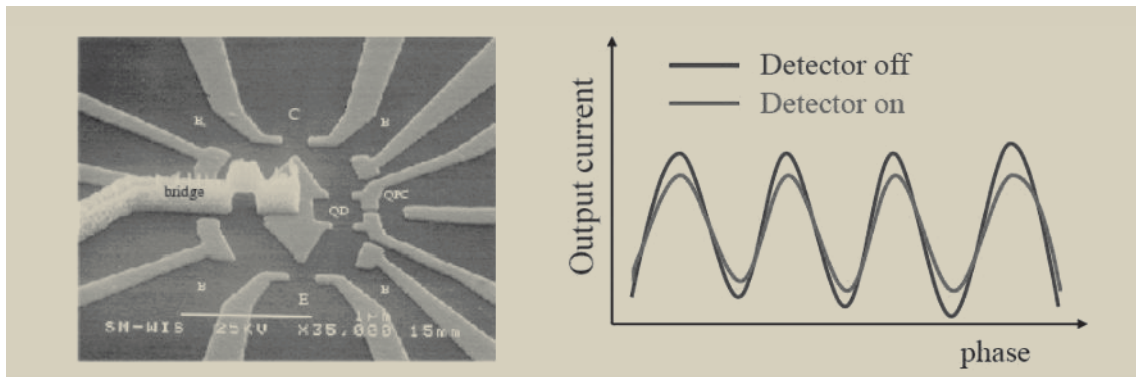


그림 3.1 (왼쪽) 이중 경로 아하로노프-봄 간섭계와 quantum point contact 검출기의 개략도 [8]. (오른쪽) 출력 전류에서 확인되는 전자의 파동-입자 이중성.

## 고체 전자 간섭계를 이용한 전자양자광학

고 있다. 첫째, 외부 환경에 의한 조절 불가능한 결잃음 및 잡음 등에 의하여 간섭무늬의 선명도는 실험 [8]의 경우 그리 높지 않았다(~5%). 다만 외부환경 요인은 검출기의 작동 여부와는 거의 무관하므로 검출기에 의한 전자의 입자성 발현을 관측하는 데에는 크게 무리가 없었다. 둘째, 간섭계와 검출기 사이의 상호작용이 별로 크지 않아 얽힘의 정도가 약하였다. 따라서 전하 검출에 의해 파동성이 완전히 사라지는 완전 검출 영역에는 이르지 못하였다. 셋째, 검출기의 양자효율에 관한 체계적인 연구가 이루어지지 않았다.

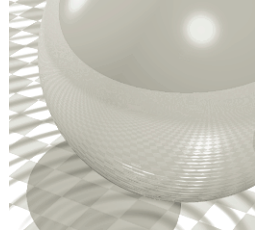
첫 번째와 두 번째 이슈에 관련하여, 2007년도에 2개의 테두리 상태를 갖는 전자 마하젠더 간섭계에서 향상된 실험 결과가 발표되었다[28]. 앞서 2절에서 기술하였듯이 고자기장에서의 전자 마하젠더 간섭계는 매우 큰 진폭의 간섭무늬를 가지므로 전자의 손실 등으로 낮은 간섭 진폭을 갖는 이중경로 아하로노프-봄 간섭계의 단점이 극복된다. 또한 두 테두리 상태 간의 강한 쿨롱 상호작용으로, 전자 경로의 완전 검출도 가능함을 보였다. 세 번째 이슈인 양자효율에 관한 논의가 중요한 이유는, 그림 3.1의 실험 [8]에서 전하검출기인 QPC가 전자의 양자 수송을 보이는 양자계이기 때문이다. 즉, 간섭계 경로 한쪽에 놓여 있는 양자점의 잉여 전자는 QPC에서의 전자 충돌에 영향을 주는데, 단지 전류에만 영향을 주는 것이 아니라, 충돌 위상에도 영향을 주게 된다. 단 위상 형태로 전환된 전하의 정보는 검출기에서 관측되지 않으며, 이로 인해 전하 측정의 효율이 낮아진다. QPC 검출기의 위상 정보와 양자 측정 효율의 문제는 이후 필자 및 공동연구자들에 의해 심도 있게 논의된 바 있다[29, 30, 9]. 이 문제는 5절에서 다시 논의한다.

한편 양자역학적 상보성은 전통적으로 경로측정에 따른 운동량의 전달에 의한 것이라는 견해가 지배적이었다. 즉 이중경로 간섭계에서의 입자의 경로를 알아내려 시도하면, 바로 그러한 시도가 입자에 영향을 주어 (back action) 입자의 파동위상에 대한 불확정성을 주고, 바로 이 불확정성 때문에 간섭이 사라지게 된다는 원리이다(예를 들어 R. Feynman의 광자와 충돌하는 이중 경로 전자 간섭계의 사고실험 참조 [31]). 이러한 견해는 20세기 후반에 이르러 도전장을 받게 된다. 즉 어떤 경우에는 운동량의 전달 없이도 단지 양자역학적 상관관계(quantum correlation) 혹은 얽힘(entanglement)에 의해서도 경로의 정보를 얻

을 (혹은 얻을 가능성이 있을) 수 있으며, 이로 인해 양자 간섭이 사라진다는 것이다(여기에서 한 가지 주의할 점은, 이러한 견해가 상당 부분 “운동량 전달” 혹은 “영향을 준다”의 정의가 무엇이나에 따라 다른 결론에 이르게 된다는 점이다).

필자의 연구팀은 2006년도에 전자간섭계를 이용하여 양자역학적 상보성의 원인에 대한 단서를 제공할 수 있는 실험을 제안하였다[32]. 또한 제안된 실험은 부산대 정윤철, 포항공대의 이후종 교수 실험팀과의 공동연구로 구현되고 분석되었다[9]. 제안, 구현된 실험구조는 실험 [8]의 구조와 비슷하나, 이중 경로 간섭계 대신 닫힌 고리 구조의 간섭계를 이용한다(그림 3.2(a)). 2절에서 설명한 바와 같이 이중경로 간섭계와의 중요한 차이점은 단 2개의 입출력 단자만을 갖는 고리 구조라는 점이다. 따라서 매우 다양한 종류의 전자수송 경로가 원칙적으로 가능하다. 이중경로 전자 간섭계의 경우, 전하 검출에 의한 간섭의 줄어들 현상이 과연 운동량의 전달에 의한 것인지, 아니면 단순히 양자 얽힘에 의한 것인지를 구분할 수가 없다. 반면 닫힌 고리 구조에서는 경로의 종류에 따라 전하 검출이 경로를 구별할 수 있는 경우도 있지만 그렇지 못한 경우도 있다. 즉 그림 3.2(b)의 경우는 오른쪽 경로를 통한 전자만을 검출기가 검출하게 되므로 전하검출이 경로를 구별할 수 있다. 그러나 그림 3.2(c)의 경우는 사정이 다르다. 두 경로 모두 양자점을 한 번씩 지나가므로 전하 검출로 경로를 구분할 수가 없다. 그림 3.2(b, c)의 경로들은 각각 1차, 2차의 조화간섭을 보이므로 아하로노프-봄 간섭의 푸리에 변환을 통하여 그 특성을 구분하여 분석할 수 있다. 만약에 운동량의 전달과 무관하게 경로의 정보만이 전자의 파동성이 사라지는 원인이라면, 전하 검출에 의해 그림 3.2(b)의 간섭은 줄어들게 되지만, 그림 3.2(c)의 간섭을 줄어들지 않을 것이라는 것을 예측할 수 있다. 반면 온전히 전하검출이 간섭계에 주는 운동량 전달이 파동성이 사라지는 원인이라면, 1차, 2차 진동 모두 비슷한 경향으로 간섭이 줄어들어야 한다.

실험에서는 전하검출기의 바이어스 전압에 따라서 1차 및 2차 조화진동의 간섭무늬의 크기가 어떻게 변화하는지를 관측하였다(그림 3.2(d)). 관측 결과, 1차 조화진동은 바이어스 전압에 따라 선형적으로 감소하였다. 반면 2차 진동의 크기는 바이어스 전압이 작은 영역에서 전압에 거의 무관하였다. 이와 같은 관측 결과는 상보성에 있어서



정보의 역할이 가장 필수적이라는 것을 나타낸다. 즉 전자 검출에 의한 운동량의 전달이 있었는가에 무관하게, 과연 전자검출이 간섭계 전자의 경로를 구분할 수 있는가(혹은 구분할 가능성이 있는가) 하는 것이 전자의 입자성 혹은 파동성을 결정짓는 핵심적인 요소라는 점을 잘 보여준다. 바이어스 전압이 증가함에 따라 2차 조화진동의 간섭도 약간 줄어드는 것을 볼 수 있는데, 이는 그림 3.2(c)의 두 경로 간의 시간 차에 기인하는 것으로 해석된다. 즉 바이어스 전압이 커지면 전자가 양자점에 도달하는 시간의 차이가 부분적으로 구별 가능하므로 경로에 구별가능성이 생긴다[9].

상보성에 있어서 정보의 중요성을 보여주는 잘 알려진 예는 양자지우개[33]이다. 이중경로 간섭계에서 경로검출에 의해 간섭이 사라지는 성질은 경로정보의 획득 가능성, 혹은 검출기에 의해 간섭계의 입자가 영향을 받아서 생기는 현상으로 이해가 될 수 있다. 그런데, 어떤 경우에는 간섭의 상실이 단순히 간섭계와 검출기의 양자역학적 상관

관계(quantum correlation) 혹은 얽힘(entanglement)에 기인하는 것으로 해석할 수 있다. 양자 지우개 문제는 얽힌 양자계의 비국소성과도 밀접한 관련이 있다. 얽힌 양자계에서 검출기에 적당한 양자측정을 가함으로써 간섭계에서의 경로 정보를 지우는 것이 가능하다. 필자는 2007년도에 전자 마하젠더 간섭계를 이용하여 양자 지우개를 구현할 수 있는 방법을 제안하였다(그림 3.3)[30]. 두 가지 서로 다른 형태의 양자지우개가 제안되었다.

첫 번째 형태(그림 3.3(a))에서는 이중경로 간섭계와 하나의 quantum point contact 빔 가르개 (BS-3)를 갖는 검출기가 정전기적으로 상호작용하도록 설계된다. 이 상호작용에 의해 간섭계 전자의 경로 정보는 검출기의 위상에 저장된다. 이는 간섭계 전자와 검출기 전자가 상호작용하는 영역에서 만날 때 쿨롱 상호작용에 의해 그 레도가 약간 수정되기 때문에 생기는 현상이다. 만약에 검출기와 상호작용이 없다면, 간섭계에서의 전류는 이중 경로에 의해 위상차의 함수로 아하로노프-봄 진동을 보일 것이다.

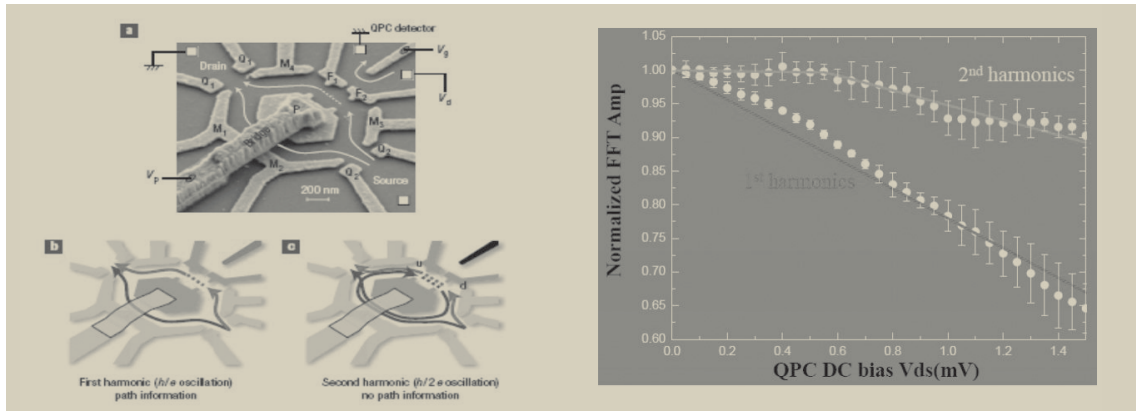


그림 3.2 (a) 고리 모양의 아하로노프-봄 간섭계와 전자 검출기의 개략도 [9]. (b) 1차 조화 간섭을 주는 개략도. (c) 2차 조화 간섭을 주는 개략도. (d) 관측된 1차 및 2차 조화 진동 간섭의 바이어스 전압에 따른 크기 변화.

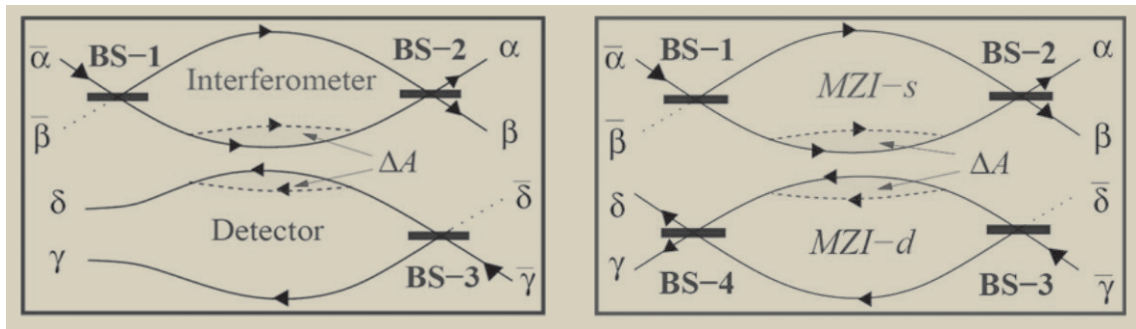


그림 3.3 (a) 전자 마하젠더 간섭계를 이용한 양자지우개의 개략도 [30]. (b) 양자역학적 상보성[30] 및 벨의 부등식 연구[14]를 위한 이중 마하젠더 간섭계의 개략도.

## 고체 전자 간섭계를 이용한 전자양자광학

위상차는 외부자기장 혹은 간섭계 한쪽 경로의 전자 궤도를 조절하는 게이트 전압에 의해 조절할 수 있다. 만약에 간섭계 및 검출기의 입력 전자들 모두 투과된다면 두 전자는 상호작용 영역에서 만나게 될 것이고, 이 상호작용에 의해 전자들의 궤도는 수정된다. 달라진 궤도는 면적의 변화  $\Delta A$ 를 일으키고, 이 면적의 변화는 다음과 같이 위상의 형태로 저장된다.

$$\Delta\phi = 2\pi H\Delta A/\Phi_0 \quad (3.1)$$

여기서  $H$ 는 외부 자기장,  $\Phi_0 (=hc/e)$ 는 단일 지속 양자(single flux quantum)를 의미한다. 이 위상 차이 때문에 두 간섭계에서 독립적으로 주입되는 두 전자는 얽힌 상태가 된다. 즉 동시에 주입된 두 전자의 상태는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$|\Psi\rangle = (r_1 b_\alpha^\dagger \chi_r^\dagger + t_1 b_\beta^\dagger \chi_l^\dagger)|0\rangle. \quad (3.2)$$

여기에서  $b_\alpha^\dagger, b_\beta^\dagger$ 는 각각 간섭계의 위쪽 경로와 아래쪽 경로의 전자를 생성하는 연산자이며,  $\chi_r^\dagger, \chi_l^\dagger$ 는 각각에 해당하는 검출기 전자의 전자를 생성하는 연산자로, 다음과 같이 주어진다.

$$\chi_r^\dagger = r_3 c_\gamma^\dagger + t_3 c_\delta^\dagger, \quad (3.3)$$

$$\chi_l^\dagger = r_3 c_\gamma^\dagger + t_3 e^{i\Delta\phi} c_\delta^\dagger.$$

관계식 (3.2, 3.3)에서  $r_i, t_i$ 는 각각 BS- $i$ 에서의 반사 및 투과 계수이다. 관계식 (3.3)에서 볼 수 있듯이  $\chi_r^\dagger \neq \chi_l^\dagger$ 이며, 이 때문에 두 개의 전자가 얽힌 상태가 되어 간섭계의 경로 정보가 검출기에 저장된다.

경로 정보의 구별 불가능한 정도는 물리량  $\nu = \langle 0 | \chi_l \chi_r^\dagger | 0 \rangle$ 에 의해 정의된다. 특히 50/50의 대칭적인 2개의 빔 가르개 (BS-1과 BS-3)와 위상차가  $\Delta\phi = \pi$ 일 경우에는 완전한 얽힘 상태를 갖는다( $\nu=0$ ). 이러한 얽힘 때문에 간섭계 전류의 간섭은 줄어든다. 간섭진폭이 줄어드는 정도는 정확히 검출기로 저장되는 경로 정보의 양에 비례하며, 완전하게 얽힌 경우에 전류의 아하로노프-봄 간섭효과는 사라진다. 이 현상은 참고 문헌 [8]의 실험에서 보인 파동입자 이중성 실험과 원리적으로 동일하다.

한편 검출기 자체도 양자계이므로 검출기에 적절한 양자 측정을 가하게 되면 간섭계의 경로 정보를 지울 수 있다. 그림 3.3(a)의 경우 검출기의 출력단자  $\gamma$  또는  $\delta$ 로 검출기

전자 상태를 투사(projection)하면 위상  $\Delta\phi$ 에 저장되어 있는 간섭계의 경로 정보는 사라지게 된다. 이러한 양자 지우개 현상은 출력단자 ( $\alpha$ 와 또는  $\beta$ )와 ( $\gamma$  또는  $\delta$ )에 동시에 전자가 발견될 확률을 구하면 관측할 수 있다. 가령, 출력단자  $\alpha$ 와  $\gamma$ 에서 전자들이 동시에 발견될 확률은

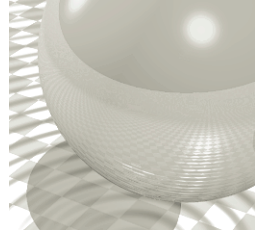
$$P_{\alpha\gamma} = R_3[1 + \cos \varphi]/2, \quad (3.4)$$

로 주어진다. 이 계산에서 BS-1, BS-2는 대칭적인 빔 가르개로 가정하였고,  $\varphi$ 는 간섭계 고리의 아하로노프-봄 위상, 그리고  $R_3$ 는 BS-3의 반사율을 의미한다. 이 결과는 두 입자를 동시에 발견할 확률은 양자 간섭을 그대로 유지한다는 의미이다. 즉 전류에서 관측되는 간섭계의 경로 정보는 여기에서는 사라지고 없는 것이다. 실제 전자회로 실험에서  $P_{\alpha\gamma}$ 는 교차상관 잡음(cross-correlation noise)의 측정을 통해 얻을 수 있다. 그림 8에서 제안된 양자 지우개는 독립적으로 실험에서 검증된 바 있다[28].

그림 3.3(a)의 실험 디자인에서, 검출기에 저장된 간섭계의 경로 정보가 두 전자를 동시에 발견될 확률을 측정함으로써 지워진다는 것을 보였다. 그림 3.3(b)의 약간 변화된 디자인에서는 좀 더 다양한 연구를 할 수 있다. 그림 3.3(a)의 실험과 다른 점은 검출기 자체도 또 하나의 이중 경로 간섭계로 구성된다는 점이다. 논의상의 편의를 위해 위의 간섭계를 MZI-s, 아래의 간섭계를 MZI-d라고 하자. 이 실험에서는 검출기(MZI-d)에 저장된 간섭계 MZI-s 전자의 경로정보가 적절한 검출기의 제어에 따라서 지워지거나, 그대로 보존되거나, 혹은 일부만 지워질 수 있다. 즉  $P_{\alpha\gamma}$ 의 간섭무늬 선명도(visibility)는  $0 \leq \nu \leq 1$ 의 값을 가질 수 있으며 그 크기는 MZI-d의 아하로노프-봄 위상에 의해 조절된다. 또한 MZI-s에서의 경로 구별 가능성을 정량적으로 정의할 수 있다. 즉 MZI-s의 위쪽 경로로 지나갈 확률과 아래쪽 경로로 지나갈 확률의 차이  $D$ 를 구별 가능성도(distinguishability)로 정의한다. 이때 흥미롭게도 다음과 같은 관계식이 만족함을 보일 수 있다:

$$D^2 + \nu^2 = 1 \quad (3.5)$$

이 성립한다. 이 관계식은 상보성을 나타내는 정량적인 공식이라 할 수 있다. 즉, 경로가 완전히 구별 가능할 경우 ( $D=1$ )에 양자 간섭은 사라지며( $\nu=0$ ), 경로를 전혀 알 수 없을 경우( $D=0$ )에는 간섭무늬의 진폭이 최대 ( $\nu=1$ )가 된다. 일반적인 경우에는 부분적으로 경로가 구별 가능하고( $0 < D < 1$ ) 간섭무늬도 부분적으로 살아남는다( $0 < \nu$



(1). 이러한 입자-파동 이중성은 실험적으로 검증 가능하다. 간섭무늬의 선명도는  $P_{\alpha\gamma}$ 의 간섭패턴을 측정함으로써 바로 볼 수 있다. 반면에  $D$ 는 BS-1에서의 전자빔을 완전히 반사시키거나, 혹은 완전히 투과시킨 상태의  $P_{\alpha\gamma}$ 값을 측정함으로써 유추한다.

방정식 (3.5)는 계 전체가 외부환경과 완전히 고립된 양자계인 경우, 즉 두 전자의 상태가 순수상태(pure state)에 있는 경우에 성립한다. 그러나 실제로는 여러 가지 이유로 두 간섭계가 완전히 순수상태로 존재하기는 어렵다. 외부환경과 상호작용하는 일반적인 경우 방정식 (3.5)는  $D^2 + V^2 \leq 1$  와 같이 부등식으로 수정된다.

#### 4. 전자 간섭계를 이용한 얽힘 및 비국소성 연구

양자역학 이론의 가장 놀랄 만한 특성 중의 하나는 공간적으로 떨어져 있는 입자들 간의 강한 비국소적 상관관계를 주는 양자 얽힘이라고 할 수 있다. 양자 얽힘의 기묘한 특성은 모든 종류의 국소적이고(local) 사실적인(realistic) 이론으로 설명될 수 없으며, 이는 벨의 정리를 통하여 정량적으로 검증 가능하다[26]. 얽힌 광자쌍 등을 이용한 여러 실험들에서 벨의 부등식은 깨어지는 것으로 관측되었다[34]. 실험적인 한계 때문에 일반적으로 벨의 정리에 관한 실험은 두 가지 탐구 가치가 있는 결함을 지니게 된다. 즉 국소성 결함(locality loophole) 및 검출 결함(detection loophole)이 그것이다. 국소성 결함은 실험 구성이 원칙적으로 빛의 속도보다 작은 알 수 없는 영향력으로부터 원천적으로 자유롭지 못한 상황에서 존재한다. 즉 벨의 부등식이 깨어진다고 하더라도, 그것이 정말로 국소성이 깨어졌는지 아니면 다른 알 수 없는 영향력 때문에 생겼는지에 대해 말할 수 없는 상황이다. 검출 결함은 검출기의 효율 한계 때문에 생기는 것으로, 검출된 입자들만을 갖고 벨의 부등식이 깨어지는 결과를 관측하더라도, 검출되지 않은 입자들이 어떤 특성을 보일지를 원칙적으로 알 수 없기 때문에 존재하는 한계이다. 몇몇 실험에서는 국소성 결함[35, 36, 37] 및 검출 결함[38, 39]이 각각 극복되었다(단 두 가지 결함을 동시에 극복한 실험은 아직 보고된 바가 없다).

전자를 이용한 벨의 정리에 대한 실험은 아직까지 성공

적으로 수행된 적이 없다. 양자 전도체를 이용한 간섭계는 벨의 정리를 다루기 위한 매우 유용한 구조라고 생각된다. 전자의 스핀 등 측정하기 어려운 물리량이 아니라, 전자의 궤적, 혹은 위치 등의 검출이 용이한 전하 자유도를 측정함으로써 벨의 정리를 다룰 수 있기 때문이다. 상보성을 검증하기 위해 논의했던 그림 3.3(b)의 상호작용하는 이중 전자 마하젠더 간섭계는 벨의 정리를 실험적으로 검증하기 위한 좋은 예이다[14]. 단, 고체 전자소자에서 비국소성 결함은 소자의 작은 크기 및 측정 방법의 제약 등으로 기술적으로 극복하기가 매우 어렵다. 반면 검출 결함은 전자소자에서는 자동적으로 극복될 수 있다. 즉 그림 3.3(b)와 같은 마하젠더 간섭계의 경우 입력 단에서 주입된 전자들은 사실상 100% 출력 단자 두 곳에서 검출이 된다. 이는 전자회로의 경우 광자와는 달리 완벽한 파동길(wave guide) 및 전류 검출이 가능하기 때문이다.

그림 3.3(b)의 구조에서 두 간섭계 간의 양자 얽힘을 주는 원인은 3절에서도 논의하였듯이 상호작용에 의한 위상의 변화  $\Delta\phi$ 이다. 논의를 간단하게 하기 위해 BS-1, BS-2, BS-3는 모두 대칭적인 빔 가르개라고 가정한다. 그리고 두 변수  $\phi_1, \theta$ 를 변화시켜 가면서 두 전자가 동시에 출력단자에서 발견될 확률을 계산할 수 있다. 이 과정은 3절에서의 논의와 같다. 변수  $\phi_1$ 은 MZI-s에서의 아하로노프-봄 위상이며  $\theta$ 는 다음과 같이 BS-4의 투과율과 관련이 있다:

$$T_4 = \sin^2(\theta/2) \quad (4.1)$$

벨의 부등식은 다음과 같이 쓸 수 있다 [40].

$$S = |E(\phi_1, \theta) - E(\phi'_1, \theta) + E(\phi_1, \theta') + E(\phi'_1, \theta')| \leq 2 \quad (4.2)$$

이 부등식은 참고문헌 [40]의 저자 4인의 이니셜을 따서 CHSH 부등식이라 하기도 한다. 단 여기에서  $E$ 는 다음과 같이 유사 스핀의 기댓값으로 정의된다:

$$E(\phi_1, \theta) = P_{\alpha\gamma} + P_{\beta\delta} - P_{\alpha\delta} - P_{\beta\gamma} = \cos(\phi_1 - \theta) \quad (4.3)$$

임의의 얽힌 정도를 갖는 경우, 즉 임의의 값  $\Delta\phi$ 에 대해서, 최대의 벨 파라미터 값은 다음과 같이 주어짐을 발견하였다[14].

$$S_{\max} = 2\sqrt{1 + \sin^2(\Delta\phi/2)}. \quad (4.4)$$



## 고체 전자 간섭계를 이용한 전자양자광학

즉, 입자의 상호작용을 하는 두 간섭계에 대해서 벨의 부등식은 항상 깨어진다. 이러한 성질은 입자의 크기의 얇은 순수상태에 대해 항상 벨 부등식이 깨어진다는 기존의 예측에 부합된다[41]. 그러나 외부환경과의 상호작용에 의해 두 입자 간섭의 선명도가 줄어드는 경우에는 벨 부등식이 깨어지지 않을 수 있다는 점에 유의하여야 한다.

양자 전도체에서의 벨의 부등식에 관한 연구는 다른 구조에서도 가능하다[42, 43, 13]. 예를 들어 독립적인 두 입력 단자에서 주입되는 전자들 간의 이중 입자 아하로노프-봄 간섭계는 벨의 정리를 조사하기 위한 좋은 구조라 할 수 있다[13, 12]. 실제로, 2절에서 논의한 바와 같이 양자 홀 테두리 상태를 이용하여 (그림 2.4) 이중 전자 간섭계가 구현되었다[12]. 그림 2.4의 구조에서 교차상관잡음의 아하로노프-봄 진동은 양자 얽힘을 나타내는 지표가 된다. 따라서 벨의 정리를 연구할 수 있는 필요조건은 충족된다. 그러나 실제 실험에서는 교차상관잡음의 비교적 작은 간섭 선명도 (~25%)로 인해 벨의 부등식이 깨어지는 것은 관측할 수 없었다. 외부 환경과의 상호작용 및 유한한 전자 온도에 기인한 선명도의 감소 문제는 벨의 정리 조사를 위해 해결되어야 할 기술적인 과제이다. 전자회로에서의 벨 부등식 연구가 갖는 한 가지 중요한 의의는 전자 회로는 검출 결함(detection loophole)이 자동적으로 극복될 수 있는 구조라는 점이다.

### 5. 정밀 전하 측정

3, 4절에서는 얽힌 양자 간섭계를 이용하여 양자역학의 근본적인 문제들, 즉 상보성, 비국소성 등의 문제를 연구하는 방법을 논의하였다. 이 문제를 역으로 바라보면 매우 쓸모 있는 양자정보 기술 개발에 응용할 수 있다. 그 한 가지 예는 양자역학적인 정밀 측정이다. 전자 회로에서의 단일 전하 측정은 최근에 양자 정보 응용의 관점에서 많은 연구자들의 관심의 대상이 되고 있다. Quantum point contact[44] 혹은 단일 전자 트랜지스터[45] 등은 전하 검출기로서 광범위하게 쓰이고 있다. 이 검출기들은 즉각적인 측정을 수행하는 대신 연속적인 약한 측정(continuous weak measurement)에 의해 전자 한 개를 검출한다. 이러한 검출기들의 성능은 (1) 양자효율(eficiency)과 (2) 정밀도(sensitivity)의 두 가지 특성에

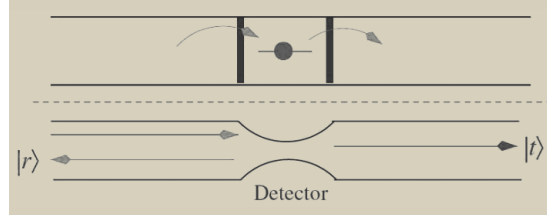


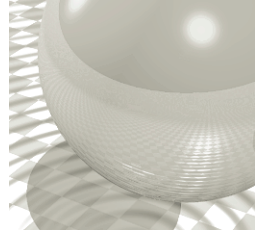
그림 5.1 Quantum point contact을 이용한 전하 검출의 개념도.

의해 결정된다. 양자효율의 문제는 검출기에 의한 되돌림 잡음(back-action noise)과 밀접한 관련이 있다. 양자역학적 상보성이 말해 주는 바는 정보의 습득을 위해서는 항상 되돌림 결잃음(back-action dephasing)이라는 댓가를 지불해야 한다는 것을 의미한다. 가장 이상적인 경우는 되돌림 결잃음의 댓가가 모두 양자상태 정보 획득에 쓰이는 경우이다. 이 경우를 우리는 100% 양자 효율의 검출이라고 말할 수 있다. 정밀도는 얼마나 빠른 속도의 측정을 할 수 있는가에 대한 지표이다. 또한, 좀 더 정밀한 측정을 추구하다 보면 종종 우리는 새로운 물리학적 발견을 이루는 예가 있다[46]. 고효율, 고정밀의 양자극한 전하검출기는 양자측정에서 중요한 의의를 갖는다. 아래에서 살펴볼 바와 같이 양자측정의 개선은 새로운 검출기의 디자인 또는 양자 얽힘 및 상관관계 등과 같은 물리적 성질에 의해서 이루어질 수 있다.

우선 가장 기본적인 형태의 전하 검출은 그림 5.1과 같이 전하를 갖는 양자점 (혹은 전하 큐비트) 근처에 quantum point contact로 구성된 검출기를 상호작용 시키는 방법이다 [44]. 고전적인 전하검출과 다른 점은 양자점의 전하와 quantum point contact 회로에서의 충돌이 양자역학적으로 이루어지는 과정이라는 점이다. 양자역학적 상호작용에 의해 검출기가 전하의 양자상태에 주는 영향은 결잃음율(dephasing rate)  $\Gamma_d$ 에 의해 결정되며, 다음과 같이 주어진다[27, 47, 29].

$$\begin{aligned} \Gamma_d &= \Gamma_T + \Gamma_\phi, \\ \Gamma_T &= \frac{eV}{h} \frac{(\Delta T)^2}{4T_0(1 - T_0)}, \\ \Gamma_\phi &= \frac{eV}{h} T_0(1 - T_0)(\Delta\phi)^2 \end{aligned} \tag{5.1}$$

여기에서  $V$ 는 검출기의 바이어스 전압,  $T_0$ 는 검출기 quantum point contact에서의 투과율,  $\Delta T$ ,  $\Delta\phi$ 는 각각 양자점의 잉여 전자에 따른 투과율의 변화 및 위상의



변화이다. 관계식 (5.1)에서 보이는 바와 같이 결잃음율은 두 개의 성분을 갖는다. 즉 검출기의 투과율 변화에 의한 결잃음( $\Gamma_T$ )과 위상 변화에 의한 결잃음( $\Gamma_\phi$ )이다. 이 중 검출기에서 검출 가능한 것은 출력단자의 전류를 통해 검출할 수 있는  $\Gamma_T$  성분이다.  $\Gamma_T$ 는 측정률로 정의되기도 한다. 위상 변화 성분( $\Gamma_\phi$ )은 결잃음에 기여하지만 회로를 통해 검출이 불가능하다. 즉, 이 검출기의 양자 측정 효율은 다른 외부환경을 무시하면  $\Gamma_T / \Gamma_d$ 로 정의할 수 있다. 산란행렬을 통한 분석에서 이론적으로 100% 검출 효율은 검출기의 전기적 포텐셜 및 포텐셜의 변화가 공간적으로 좌우 대칭일 때만 가능하다는 것이 밝혀졌다 [48, 49]. 그러나 실제 상황에서, 양자점의 잉여전자가 미치는 포텐셜의 변화가 공간적으로 대칭적일 이유는 없다. 그리고 그것이 비대칭인 상황에서는  $\Gamma_T$ 가  $\Gamma_\phi$ 보다 훨씬 작아 측정 효율이 매우 낮을 것으로 예측되었고[29, 50], 이는 그림 최근 실험에서 입증된 바 있다[9]. 분석된 양자 측정 효율은 약 3% 정도인 것으로 보고되었다.

이와 같은 양자 측정 효율의 난점을 극복하기 위한 가장 좋은, 아마도 유일한, 방법은 위상차  $\Delta\phi$ 를 측정에 이용하는 방법일 것이다. 위상차  $\Delta\phi$ 를 측정에 사용하기 위해서는 2절에서 논의했던 이중 경로 마하젠더 간섭계를 사용할 수 있다[10]. 실제로 이중 경로 간섭계를 전하 측정에 사용하면 간섭계 파라미터의 적절한 조절을 통해 100% 양자 효율을 얻을 수 있다는 것이 이론적으로 예측되었다[51].

전하측정에 있어서의 또 하나의 중요한 이슈인 고정밀 측정을 위해 필자의 연구팀은 최근에 그림 5.2(a)와 같이 고자기장에서의 양자 홀 테두리 상태를 이용한 전자

파브리-페롯 간섭계를 제안하였다[52]. 전하 큐비트와 상호작용하는 검출기는 빔 가르게 역할을 하는 두 개의 quantum point contact(QPC<sub>a</sub>, QPC<sub>b</sub>)을 갖는 구조이다. 경로 한 쪽에서는 큐비트의 전하와 상호작용이 간섭계 전자의 궤적에 영향을 주어 아하로노프-봄 위상에 변화를 준다. 이 위상 변화는 검출기 출력 단자의 전류 변화로 나타나게 된다. 이중 경로 간섭계와의 중요한 차이점은 다음과 같다. 입력 단자  $\alpha$ 에서 주입된 전자는 QPC<sub>a</sub>에서 두 갈래로 나뉘어져 일부는 반사되어 출력 단자  $\beta$ 에서 흡수된다. 투과된 빔은 QPC<sub>b</sub>에서 다시 두 갈래로 나누어진다. 일부는 투과하여 출력단자  $\delta$ 에서 흡수되지만 나머지는 되반사하여 QPC<sub>a</sub>로 돌아온다. 이 전자빔은 또 다시 갈라질 수 있고, 이와 같은 과정은 여러 차례의 반사를 통하여 반복될 수 있다. 즉 그림 5.2(a)의 구조는 광학계의 파브리-페롯 간섭계에 해당된다. 바로 이러한 다중 반사가 고정밀 전하측정을 가능하게 하는 원인이다.

이론적 분석에 따르면 전하측정의 정밀도는 비슷한 투과율을 갖는 두 개의 quantum point contact의 경우 이중 경로 간섭계와 비교하면  $T_a^{3/2}$ 에 비례하는 것으로 나타났다[52]. 여기서  $T_a$ 는 QPC<sub>a</sub>의 투과율을 의미한다. 즉 작은 투과율을 갖는 quantum point contact의 경우에 정밀도를 높일 수 있다는 의미이다. 투과율을 줄이는 데에는 제한이 없으므로  $T_a$ 를 작게 하면 무한정 정밀도를 높일 수 있을 것처럼 보이지만 실제로는 그렇지 않다. 즉 검출기를 작동하게 하려면 검출기에 바이어스 전압을 가해야 하고, 이 경우 서로 다른 운동량을 갖는 전자들의 전류성분의 총합에 의해 전류가 결정된다. 이 경우 아하로노프-간섭은 줄어들게 되고 이 줄어든 간섭에 의해 전하측정의

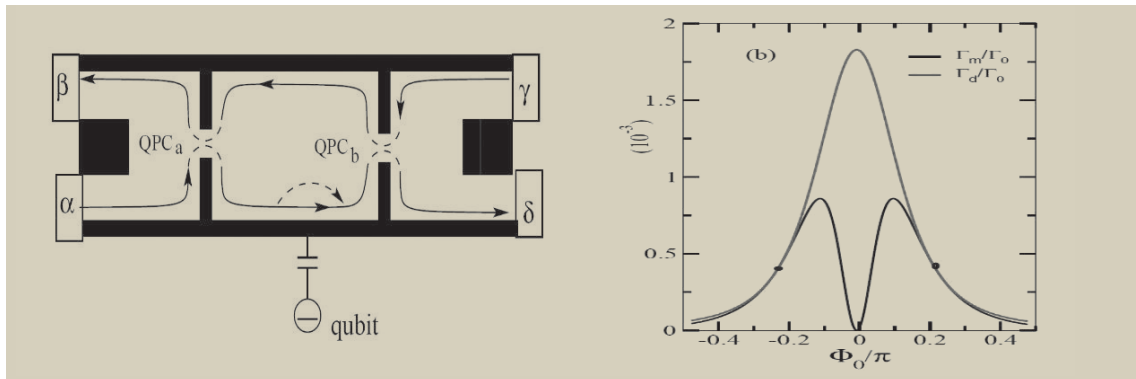


그림 5.2 (a)의 구조는 광학계의 파브리-페롯 간섭계에 해당된다. 바로 이러한 다중 반사가 고정밀 전하측정을 가능하게 하는 원인이다. (b) 계산된 결잃음율 (회색 실선) 및 측정율 (검은 실선). 두 개의 검은 점은 양자극한측정이 이루어지는 경우를 나타낸다.

## 고체 전자 간섭계를 이용한 전자양자광학

정밀도는 제약을 받는다[52].

전자 파브리-간섭계를 이용한 측정에 있어서의 양자 효율 문제는 그림 5.2(b)에 잘 나타난다[52]. 그림 5.2(b)는 아하로노프-봄 위상  $\Phi_0$ 의 변화에 따른 결잃음률 및 측정률을 보여준다. 그림에서 윗쪽 실선의 곡선은 결잃음을, 아랫쪽 실선은 측정률을 나타낸다. 대부분의 구간에서 측정률은 결잃음률보다 작으나 위상이  $\Phi_0 = \pm \cos^{-1} \sqrt{R_a/R_b}$ 의 조건을 만족하는 경우에 두 물리량은 일치함을 보였다 (여기에서  $R_a, R_b$ 는 각각  $QPC_a$ 와  $QPC_b$ 의 반사율이다). 즉 100% 측정 효율을 갖도록 설계가 가능하다는 의미이다.

위의 예는 양자 간섭을 이용한 고정밀 고효율 전하측정 방법에 대한 한 가지 소개이다. 한편 양자 얽힘은 고정밀 전하 측정을 위한 또 다른 중요한 특성이다[46, 53, 54]. 독립적인 입자들을 이용한 측정은 항상 산탄잡음 극한 (shot-noise limit)을 벗어날 수 없다 [46]. 즉, 위상 측정의 정밀도는  $1/\sqrt{N}$ 의 한계를 갖는데( $N$ 은 검출에 사용되는 검출기의 입자 수), 이는 입자들이 갖는 기본 산탄잡음에 의한 것이다. 반면, 하이젠베르크의 불확정성 원리에 의하면 위상 측정 정밀도의 궁극적인 한계는  $1/N$ 에 비례한다. 이를 하이젠베르크 측정 극한(Heisenberg limit of measurement)이라 한다. 바꾸어 말하면, 원리적으로 산탄 잡음의 한계를 극복할 수 있다는 뜻이다. 이러한 정밀도의 개선은 양자 얽힘을 이용하여 가능하다는 것이 알려져 있다[46]. 고체 전자 간섭계에서도 양자 얽힘을 이용하여 이러한 방향으로 정밀도의 개선이 가능하다[54]. 그러나 기술적인 한계로 많은 전자를 얽힌 상태로 만들기는 현실적으로 매우 어려우며 이는 향후의 과제이다.

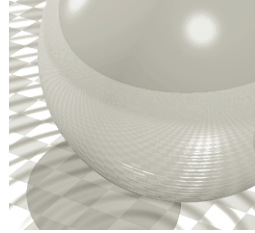
## 6. 결론

지금까지 고체 전자회로를 이용한 양자 간섭계의 구현, 또한 이를 통해 양자역학의 근본문제들을 연구하는 방법에 대해 논의하였다. 전자를 이용한 양자 간섭계에서는 아하로노프-봄 효과를 통해 간섭을 확인한다. 이중 슬릿 형태의 간섭계, 고리 모양의 간섭계, 이중 경로 마하젠더 간섭계 및 Hanbury Brown-Twiss 이중 입자 간섭계가 아하로노프-봄 간섭을 통하여 실험적으로 구현되었다. 이러한 실험의 진보는 양자역학의 근본 문제들, 즉 상보성, 얽힘,

비국소성 등을 연구할 수 있는 바탕이 된다. 실제로 상보성 및 양자지우개, 이중 전자 아하로노프-봄 간섭 등이 입증되었다. 또한 양자 정보 제어에 있어서 필수적인 고정밀, 고효율 전하측정 방법에 관해서 논의하였다. 이러한 많은 발전에도 불구하고 전자 간섭계의 성능을 제약하는 한 가지 중요하고 원천적인 요인을 빼먹을 수는 없다. 즉, 전자는 광자 및 다른 중성의 입자들과는 달리 음의 전하를 갖고 있는 대전 입자(charged particle)이다. 따라서 매우 강한 쿨롱 상호작용이 존재한다. 온도가 매우 낮고 외부 잡음이 매우 작은 경우, 그리고 다체계가 페르미 액체(Fermi liquid)[55]로 기술될 수 있는 특별한 상황에서만 양자 간섭계는 우리가 원하는 대로 작동한다. 이러한 측면에서 보면 전자의 상호작용은 양자정보 제어의 걸림돌이라 할 수 있다. 반면에 전자 상호작용은 때로 새로운 물질의 상태를 만들어 낸다. 양자 간섭계는 새로운 물질의 상태를 연구하는 새로운 도구가 된다. 새로운 물질 상태의 양자 역학적 결맞음 성질을 연구할 수 있는 거의 유일한 수단이기 때문이다. 콘도 효과[3, 4], 분수 양자홀 효과[5, 18], 및 비교적 최근에 발견된 비평형 상태의 간섭계에서의 상호작용 효과[15, 16, 17]는 앞으로 발견될 수 있는 새로운 물리 현상의 극히 적은 일부라고 여겨진다. 새로운 물리현상을 양자 간섭계를 통해 발견할 수 있는 연구, 그리고 그 현상들을 양자정보 기술에 활용할 수 있는 지혜가 필요하다. 끝으로 본 글이 양자광학 연구자들과 중간보기 물리학 연구자들의 상호 이해를 돕는 데에 조금이라도 도움이 되기를 바라며 글을 맺는다.

## 참고문헌

- (1) S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- (2) Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, 2nd ed., (Oxford University Press, Oxford, 2002).
- (3) W.G. van der Wiel et al., *Science* 289, 2105 (2000).
- (4) Y. Ji et al., *Science* 290, 779 (2000).
- (5) M. Heiblum, *Phys. Stat. Sol. (b)* 243, 3604 (2006).
- (6) R. Schuster et al., *Nature (London)* 385, 417 (1997).
- (7) A. Yacoby et al., *Phys. Rev. Lett.* 74, 4047 (1995).
- (8) E. Buks, R. Schuster, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, *Nature (London)*, 391, 871 (1998).
- (9) D.-I. Chang, G.L. Khym, K. Kang Y. Chung, H.-J. Lee, M. Seo, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, *Nature Physics* 4, 205-209 (2008).
- (10) Y. Ji, Y. Chung, D. Sprinzak, M. Heiblum, D. Mahalu, H. Shtrikman, *Nature*



(London) 422, 415 (2003).

[11] J.R. Meyer-Arendt, *Introduction to Classical and Modern Optics*, 2nd ed. (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1984).

[12] I. Neder, N. Ofek, Y. Chung, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, *Nature* 448, 333 (2007).

[13] P. Samuelsson, E.V. Sukhorukov, and M. Buttiker, *Phys. Rev. Lett.* 92, 026805 (2004).

[14] K. Kang and K.H. Lee, *Physica E* 40, 1395 (2008).

[15] I. Neder et al., *Phys. Rev. Lett.* 96, 017804 (2006).

[16] I. Neder and E. Ginossar, *Phys. Rev. Lett.* 100, 196806 (2008).

[17] S.-C. Youn, H.-W. Lee, and H.-S. Sim, *Phys. Rev. Lett.* 100, 196807 (2008).

[18] V.V. Ponomarenko and D.V. Averin, *Phys. Rev. Lett.* 99, 066803 (2007).

[19] P.A.M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics* (Oxford University Press, London, 1958), 4th ed.

[20] B. Yurke and D. Stoler, *Phys. Rev. A* 46, 2229 (1992).

[21] E. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev. Lett.* 47, 777 (1935).

[22] L. Mandel, *Rev. Mod. Phys.* 71, S274 (1999).

[23] R. Kaltenbaek, B. Blauensteiner, M. Zukowski, M. Aspelmeyer, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* 96, 240502 (2006).

[24] Ya.M. Blanter and M. Buttiker, *Phys. Rep.* 336, 1 (2000).

[25] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, *Phil. Mag.* 45, 663 (1954); *Nature* (London) 177, 27 (1956).

[26] J. S. Bell, *Physics* 1, 195 (1964).

[27] I.L. Aleiner, N.S. Wingreen, and Y. Meir, *Phys. Rev. Lett.* 79, 3740 (1997).

[28] I. Neder, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* 98, 036803 (2007).

[29] K. Kang, *Phys. Rev. Lett.* 95, 206808 (2005).

[30] K. Kang, *Phys. Rev. B* 75, 125326 (2007).

[31] R. Feynman, R. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics III* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1965).

[32] G. L. Khym and K. Kang, *Phys. Rev. B* 74, 153309 (2006).

[33] M. O. Scully and K. Druhl, *Phys. Rev. A* 25, 2208 (1982); A.G. Zajonc, L. Wang, X. Ou, and L. Mandel, *Nature* 353, 507 (1991); P.G. Kwiat, A.M. Steinberg, and R.Y. Chiao, *Phys. Rev. A* 45, 7729 (1992); T.J. Herzog, P.G. Kwiat, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3034 (1995); T.-G. Noh and C.K. Hong, *J. Korean Phys. Soc.* 33, 383 (1998); Y.-H. Kim, R. Yu, S.P. Kulik, Y. Shih, and M.O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* 84, 1 (2000).

[34] A. Aspect, *Nature* (London) 398, 198 (1999).

[35] A. Aspect et al., *Phys. Rev. Lett.* 49, 91 (1982).

[36] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Phys. Rev. Lett.* 81, 3563 (1998).

[37] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* 81, 5039 (1998).

[38] M. A. Rowe et al., *Nature* (London) 409, 791 (2001).

[39] D. N. Matsukevich et al., *Phys. Rev. Lett.* 100, 150404 (2008).

[40] J.F. Clauser, M.A. Home, A. Shimony, and R.A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* 23, 880 (1969).

[41] N. Gisin, *Phys. Lett. A* 154, 201 (1991).

[42] P. Samuelsson, E.V. Sukhorukov, and M. Buttiker, *Phys. Rev. Lett.* 91, 157002 (2003).

[43] C.W.J. Beenakker, C. Emary, M. Kindermann, J.L. van Velsen, *Phys. Rev. Lett.* 91, 147901 (2003).

[44] M. Field et al., *Phys. Rev. Lett.* 70, 1311 (1993).

[45] M.H. Devoret and R.J. Schoelkopf, *Nature* (London) 406, 1039 (2000).

[46] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, *Science* 306, 1330 (2004).

[47] L. Stodolsky, *Phys. Lett. B* 459, 193 (1999).

[48] A.N. Korotkov and D.V. Averin, *Phys. Rev. B* 64, 165310 (2001).

[49] S. Pilgram and M. Buttiker, *Phys. Rev. Lett.* 89, 200401 (2003).

[50] K. Kang and G.L. Khym, *New. J. Phys.* 9, 121 (2007).

[51] D.V. Averin and E.V. Sukhorukov, *Phys. Rev. Lett.* 95, 126803 (2005).

[52] P.K. Pathak and K. Kang, *Phys. Rev. B* 79, 233302 (2009).

[53] B. Yurke, *Phys. Rev. Lett.* 56, 1515 (1986).

[54] Y. Lee, G.L. Khym, and K. Kang, *J. Phys.: Condens. Matter* 20, 395212 (2008).

[55] D. Pines and P. Nozières, *The Theory of Quantum Liquids*, Vol. I (Benjamin, New York, 1966).

## 약력



### 강기천

#### • 약력 :

1996 이학박사, 포항공대, 전공: 응집물리 이론  
 1998 ~ 1999 포스트닥 연구원, 복잡계 막스플랑크 연구소  
 2000 ~ 2001 연구교수, 전북대 물리학과  
 2001 ~ 2003 선임연구원, 한국전자통신연구원  
 2003.08 ~ 현재, 조교수, 부교수, 전남대학교 물리학과

• 연구분야 : 중시계 물리학