QCD 상전이와 상대론적 중이온 충돌

DOI: 10.3938/PhiT.19.001

신기량·이강석·이수형

QCD Phase Transition and Relativistic Heavy Ion Collisions

Ghi Ryang SHIN, Kang Seog LEE and Su Hounng LEE

We start by discussing the theoretical basis for QCD phase transition: qualitative arguments based on asymptotic freedom and accumulated lattice results on phase transition at finite temperature. We then discuss theoretical models to describe the initial state, the collision dynamics and hadronizations.

들어가는 말

물질의 근본은 무엇일까? 초기우주에는 어떠한 세계가 있었을까? 우리는 과연 이러한 상태를 재현시킬 수 있는 것일까? 이러한 질문은 비단 물리학자들뿐 아니라 일반인들도 한번쯤 가져볼 직하다. 본 특집은 이에 대한 해답을 얻기 위해 경주되고 있는 최신 실험 및 이론을 소개하고자 한다.

자연계에 존재하는 중력, 전자기력, 약한 상호작용(약력), 강한 상호작용(강력)은 각각 원자, 원자핵 그리고 더 나아가 우주를 만드는 힘들이다. 이 가운데 아주 가까운 거리에서 작용하지만 그 세기가 가장 큰 힘이 강력이다. 강력은 양성자, 중성자 등 바리온들 사이에 작용하여 핵을 이루게 하는 힘으로써 현상론적으로 메존(중간자)에 의하여 매개된다는 것이 20세기 초반 유가와(H. Yukawa)에 의하여 알려졌다.

하지만 현재 받아들여지고 있는 표준모형에 의하면 물질은 쿼크라는 기본입자로 이루어져 있으며 쿼크는 색소전하(color charge)라는 양자수를 갖고 있다. 그리고 각각 red, blue,

green 양자수를 갖는 세 개의 쿼크가 모여 바리온이 형성되고, 색소전하와 반색소전하를 갖는 쿼크들이 모여 메존을 형성한다. 이때 바리온과 메존을 통틀어 강입자(hadron)라고 부르는데 이들의 색소전하가 전체적으로 0이 된다는 사실이 경험적으로 알려져 있다. 현재 이 쿼크들 사이에 작용하는 상호작용에 대한 이론이 바로 양자색소역학(Quantum Chromodynamics: QCD)이다.

QCD는 up (u), down (d), strange (s)의 가벼운 쿼크와 charm (c), bottom (b), top (t)¹⁾의 무거운 쿼크 또한 이들 사이의 힘을 매개하는 글루온으로 이루어져 있다. 바닥상태의 강입자는 up, down으로 이루어져 있으므로 자연계에서 흔히 발견되는 보통의 핵은 핵자라고 특별히 분류되는 양성자(uud)와 중성자(udd)로 이루어져 있다. 그러나 QCD는 우리에게 익숙한 섭동이론만으로는 잘 표현되지 않는 이론이다. 쿼크들 사이의 힘은 가까운 거리에서 매우 약하지만 거리가 멀어질수록 점점 커지므로 강입자 내의 쿼크를 분리할 수 없다. QCD의 “구속현상”(confinement)이라 불리는 이 현상을 통하여 강입자의 색소전하가 0이 됨을 이해할 수 있다. 한편 u와 d 쿼크들은 질량이 매우 작지만 그들로 이루어진 바리온은 원자핵의 질량 대부분을 차지하는 큰 질량을 갖게 된다. 이러한 현상을 QCD의 “손지기 대칭성(chiral symmetry) 깨짐”이라 한다. 이상의 두 가지 현상은 간단하게 설명이 가능할 것 같지만 이론적으로 그 이유를 명확하게 설명하지 못하므로 21세기 물리학이 해결해야 하는 중요한 문제들로 꼽히고 있다.

그러나 초기 우주와 같이 아주 높은 온도나 높은 바리온 밀도 하에서는 구속현상도 없고 손지기 대칭성도 회복되는 쿼크-글루온 플라즈마(Quark-Gluon Plasma: QGP)라 불리는 새로운 상태의 물질이 존재할 것으로 예상된다. 이러한 상태는 바리온과 메존으로 이루어진 물질의 세계에서 쿼크와 글루온으로 이루어진 물질 상태로의 상전이 현상을 통하여 생겨난다고 예상하고 있다. 따라서 QGP로의 상전이 현상을 이해하게 되면 QCD의 구속현상 및 손지기 대칭성 깨짐 현상도 이해할 수 있으리라 기대하고 있다. 물론 2008년 노벨 물

저자약력

신기량 교수는 1993년 Arizona 대학교에서 박사학위를 취득한 후 현재 안동대학교 물리학과에 재직 중이다. (gshin@andong.ac.kr)

이강석 교수는 1987년 SUNY Stony Brook에서 박사학위를 취득하였으며, 현재 전남대학교 물리학과에 재직 중이다. (kslee@chonnam.ac.kr)

이수형 교수는 1988년 SUNY Stony Brook에서 박사학위를 취득하였고, 현재 연세대 언더우드 특훈교수로 재직 중이다. (suhoung@yonsei.ac.kr)

1) 이들은 각각 위(u), 아래(d), 기묘(s), 맵시(c), 바닥(b), 꼭대기(t) 쿼크라고도 함.

Fig. 1. Atom, nucleus, nucleons and quarks. A is the mass number (number of protons + number of neutrons inside a nucleus).

리학상을 수상한 Nambu의 공헌으로 현재 손지기 대칭성 깨짐 현상을 어느 정도 이해하고 있다. 하지만 이 현상이 강입자의 성질과 어떻게 연결되어 있는지는 구속 현상과 맞물려 아직도 모르는 상태이다. 이러한 궁금증을 해결하고 실험실에서 초기 우주 상태를 재현하려는 일련의 연구가 바로 상대론적 중이온 충돌 실험을 통한 QGP 연구이다.

본 특집에서는 모두 6개의 중이온 충돌에 관한 특집 글을 통하여 QGP 연구와 관련된 지금까지의 실험 및 이론 결과와 함께 국내연구진의 연구결과를 소개하고자 한다. 특히 본 글에서는 우선 QCD에서 상전이가 일어나리라는 이론적 근거를 먼저 소개한 후 상대론적 중이온 충돌에서 발생하는 충돌 현상과 그 진화과정을 이론적으로 이해해 보려는 접근방법을 소개하고자 한다.

QCD 상전이의 이론적 근거

QCD에서 상전이 현상을 예측할 수 있는 이론적인 근거는 바로 2004년 노벨물리학상의 주제인 점근 자유성(asymptotic freedom) 때문이다. 즉, 쿼크 사이의 거리가 아주 짧아지면 그들 사이의 상호작용의 크기를 결정짓는 결합인자(coupling constant)가 아주 작아진다. 또한 온도가 충분히 높아 메존들이 많이 생성되거나 쿼크의 밀도가 증가하여 바리온들이 많아지면 쿼크들 사이의 평균거리가 강입자의 크기보다 짧아진다. 그렇게 되면 쿼크들은 구속현상을 보지 못하고 단지 짧은 거리에서 약해진 상호작용만 보게 된다. 따라서 바리온과 메존으로 표현되는 보통의 핵물질 상태 대신 약하게 상호작용하는 쿼크와 글루온들로 이루어진 쿼크-글루온 플라즈마 상태가 나타날 것이다.

Fig. 2. Lattice results: (1) Thermal Wilson Line L vs. T for different lattice sizes N_t ; (2) Heavy quark potential at different temperatures vs. distance between quarks.^[1]

이와 같은 핵물질의 상전이 현상은 격자 양자색소역학(Lattice QCD) 이론을 통해 컴퓨터 전산시뮬레이션으로 QCD의 여러 가지 물리량을 온도변화에 대하여 계산함으로써 확인되었다. 아직 격자 양자색소역학의 계산결과를 이론적으로 증명할 수는 없지만 현재 QCD 상전이의 존재에 대한 유일한 이론적 증거이며 동시에 그 의미와 새로운 물질의 상태를 가늠해 볼 수 있는 방편이기도 하다. 본 절에서는 우선 상전이의 유력한 증거라고 할 수 있는 대표적인 격자이론의 결과를 소개하려 한다.^[1] 특히 상대론적 중이온 충돌에서 QGP를 확인하려는 몇 가지 서로 다른 신호들이 여기서 소개할 대표적인 격자이론 결과와 어떻게 현상론적으로 연결되어 있는지가 확립되어 있어야 한다.

구속현상 관련: 격자이론을 통하여 무거운 쿼크를 하나 분리해 내는데 필요한 에너지(F)를 계산해 보면 낮은 온도에서는 무한히 크지만 임계온도 T_c 를 넘어서면 유한한 값으로 변한다. 이 사실은 열적 윌슨선(Thermal Wilson Line: $L = e^{-F}$)을

Fig. 3. Lattice result for the temperature dependence of (1) the Chiral order parameter and (2) the equation of state.

격자이론으로 계산함으로써 알 수 있다 (그림 2-(1)). 또한 쿼크와 반쿼크 사이의 퍼텐셜을 계산하면 낮은 온도에서는 $F(r)$ 가 r 이 증가함에 따라 계속 커지지만 임계온도를 넘으면 쿨롱 형태($\sim -1/r$)로 변함을 알 수 있다 (그림 2-(2)). 이상의 두 가지 예는 “탈 구속현상(deconfinement)”이 예측된다는 대표적인 계산 결과이다. 한편 이 결과에 근거하여 J/ψ 와 같은 무거운 쿼크계가 높은 온도에서 해체될 가능성이 예측되었다.^[2] 그리고 실제로 스위스 유럽핵입자물리연구소(CERN)의 초양성자 싱크로트론(SPS)과 미국 브룩헤이븐 국립연구소(BNL)의 상대론적 중이온 충돌기(Relativistic Heavy Ion Collider: RHIC) 실험에서 J/ψ 의 생성량이 억제되는 현상을 발견하기도 하였다.^[2] 그러나 임계온도에서도 무거운 쿼크계가 쿨롱 결합 상태(Coulomb bound state)를 이룰 수 있다는 사실과 함께 보통의 핵물질도 J/ψ 생성을 어느 정도 감쇄시킨다는 사실을 충분히 고려하여야 하는 상황이다.

손지기 대칭성 관련: 그림 3-(1)에서 볼 수 있듯이 손지기 대칭성의 대표적인 질서매개변수(order parameter)인 쿼크-반쿼크 응축($\langle \bar{q}q \rangle$)이 임계온도 근처에서 갑자기 0으로 접근함으로써 낮은 온도에서 깨어져 있는 손지기 대칭성이 임계온도에서 회복된다는 사실을 알 수 있다. 손지기 대칭성 회복과 관련된 QGP 신호로는 경입자쌍의 불변질량 분포에서 나타날 수 있는 가벼운 벡터메존 관련 신호이다.^[3] 상대론적 중이온 충돌에서 나오는 벡터메존의 신호는 예상과 많이 달라 매우 흥미롭지만, 입자가 전 충돌 과정에서 생성되므로 여러 가지 해석이 가능한 상태이다.

상태방정식(Equation of State) 관련: 그림 3-(2)에서 보면 낮은 온도에서는 에너지밀도(e)와 압력(p)이 낮은 무거운 강입자들로 이루어진 계가 임계온도를 넘으면서 가벼운 쿼크로 바뀌

Fig. 4. QCD phase diagram.

어져 갑자기 T^4 에 비례하는 Stefan-Boltzman 형식으로 변한다는 것을 알 수 있다. 상대론적 중이온 충돌에서 측정된 강입자들의 큰 타원 흐름의 크기 (v_2)가 이와 관련된 신호로 여겨지고 있다.^[4]

높은 핵자밀도: 핵자밀도(혹은 쿼크밀도)가 높은 물질에 대해 격자이론을 적용하는 것은 아직 불가능하다. 하지만 섭동이론을 적용하면 높은 핵자 밀도에서 궁극적으로 색소초전도(color superconductivity) 상태가 나타날 것으로 기대된다. 아주 높은 밀도에서는 색-맛깁-잠김(CFL: Color Flavor Locking)으로 표시되는 u, d, s 쿼크가 최대 반대칭(maximally antisymmetric)한 상태로 짝지어질(Cooper pairing) 것으로 예상된다.

양자색소역학의 상태도(QCD phase diagram): 이렇듯 어느 임계온도를 넘으면 깨진 손지기 대칭성이 회복되며 구속 현상이 없어지는 상전이가 일어날 것으로 예상된다. 상전이의 실제 차수(order of phase transition)는 u, d 쿼크의 질량이 없으면 1차이지만, 실제의 질량을 주면 특별한 징후 없이 갑자기 상전이(rapid cross over)가 일어날 수 있다는 것이 격자이론으로 증명되었다. 또한 낮은 온도이면서 쿼크 밀도가 높으면 색 초전도 상태로 1차 상전이가 일어날 수도 있다는 것이 증명되었다. 따라서 특정한 온도와 쿼크 밀도에서 1차 상전이가 없어지는 임계점(CEP: critical end point)이 존재하리라 예상할 수 있다. 이러한 정보를 종합하여 보면 물의 기체, 액체, 고체 상태의 상태도를 그릴 수 있듯이 QCD에서도 그림 4와 같은 상태도를 작성할 수 있다. 그림 4의 QCD 상태도에서 볼 수 있듯이 초기 우주 상태는 핵자밀도가 거의

2) 본 특집기사의 실험 결과 참조.

3) 본 특집기사 실험 결과 중 경입자쌍 불변질량 결과 참조.

4) 본 특집기사 실험 결과 참조.

Fig. 5. Illustration of Heavy Ion Collisions.

영이고 온도가 높은 상태였을 것이고 중성자별의 내부는 온도는 낮지만 핵자밀도는 매우 높아서 거의 상 경계선 근처가 될 것으로 예상된다. 보통 핵의 내부는 x-축의 한 점(그림 4에 nuclear matter 점)으로 표현될 수 있다. 그러나 상대론적 중이온 충돌은 무거운 핵을 아주 높은 에너지에서 충돌시켜 잠시나마 QCD 상 경계를 넘어 쿼크-글루온 플라즈마를 생성시킬 것으로 기대된다. 그리하여 그림 4에 나타난 QCD의 여러 상태를 확인하고 정밀하게 연구하고자 하는 것을 목적으로 한다. 현재 진행 중인 RHIC 실험이나 앞으로 행해질 CERN의 대형 강입자 충돌기(Large Hadron Collider: LHC)의 중이온 충돌실험에서는 핵물질이 그림 4에서 빨간 곡선으로 표현된 경로를 거칠 것으로 예상하고 있으며, 독일 중이온 연구소(GSI)의 차세대 프로젝트(FAIR)는 초록색으로 표현된 높은 핵자밀도 상태를 연구할 수 있도록 설계되어 있다.

중이온 충돌과 쪽입자 다단계반응(Parton Cascade)

앞 절에서 설명한 바와 같이 쿼크-글루온 플라즈마를 연구하기 위하여 제안된 것이 고에너지 중이온 충돌 실험이다. 그 이유는 많은 핵자들이 하나로 묶여 있는 무거운 원자핵(중이온)들이 고에너지로 충돌할 경우에만 고온 고밀도의 거대 시스템을 만들 수 있기 때문이다. 이 충돌 과정들은 그림 5와 같이 개략적으로 생각해 볼 수 있다. 이 과정의 주요 사건을 자세히 살펴보면 다음과 같다: 먼저 충분한 충돌에너지를 얻기 위하여 중이온을 가속시켜야 하는데, 가속된 중이온의 핵자당 에너지를 E 라고 하면 이 중이온은 $\gamma = E/mc^2$ 의 감마인자를 가지므로 그 운동방향의 핵 길이는 $2R/\gamma$ 로 수축되며, 진행방향에 수직인 횡방향의 크기는 중핵의 반지름 R 그대로이다. 따라서 RHIC 에너지(100 GeV/핵자)에서 금핵은 약 0.07 fm ,⁵⁾ LHC 에너지(2700 GeV/핵자)에서 납 핵의 크기는 약 0.0026 fm 까지 수축될 것으로 예상된다. 즉 그림 5(a)와 같이 두 중이온은 충돌 당시 마치 납작한 원반을 세운 모양과 같은 형태를 가지게 되며, 그 충돌의 시간은 0.1

fm/c보다 작기 때문에 그림 5(b)와 같이 모든 충돌은 충돌 평면(핵의 운동방향에 대한 횡평면)에서 거의 동시에 일어난다고 볼 수 있다.

이미 잘 알려진 바에 의하면 핵자의 충돌 단면적은 에너지가 증가함에 따라 비례하는 것이 아니라 로그 함수의 제곱에 비례하므로 에너지가 높아질수록 두 충돌 핵자는 상대적으로 투명해진다고 볼 수 있다. 즉 핵자의 에너지가 높아짐에 따라서 핵자 내에 분포되어 있는 쿼크 및 반쿼크, 글루온들로 구성된 쪽입자(parton)들 중에서 고에너지의 쪽입자들은 대부분 그대로 통과하므로 그 핵자는 약간의 손상만 받으면서 그대로 지나가게 된다. (그림 5의 두 번째에서 양쪽 끝에 거의 손상되지 않은 핵자들이 그대로 존재한다.) 반면 충돌 중심 지역(그림 5(c)의 가운데 영역)에서는 상대적으로 낮은 에너지의 쪽입자들이 충돌의 잔여물로 생성된다. 이렇게 충돌 중심 지역에 생성된 계는 바리온 밀도가 거의 0이며, 초기에는 비평형 상태이나 결국 쿼크-글루온 플라즈마로 진화할 것으로 예상된다(그림 5(c)). 이렇게 충돌 중심지역에 형성된 쿼크-글루온 플라즈마는 급격히 팽창하는데 이 과정에서 온도와 밀도가 한계 온도 혹은 한계 밀도 이하로 감소하게 되면 하드론으로 변환되어(그림 5(d)) 결국 검출기에서 검출된다. 본 절에서는 이러한 중이온이 충돌할 때 충돌 중심지역에서 일어나는 여러 가지 현상을 짚어보고자 한다.

1. 중이온의 양자상태

중이온은 Z 개의 양성자와 N 개의 중성자가 핵자당 수십 MeV의 결합에너지로 강하게 결합된 상태이며, 그 크기는 대략 $R = 1.2A^{1/3} \text{ fm}$ 이다. 이때 핵자 수 A 는 N 과 Z 의 합이다. 한편 각 핵자는 3개의 알짜 쿼크와 여러 개의 바탕 쿼크(sea quark), 바탕 반쿼크(sea antiquark) 및 글루온들이 서로 결합되어 있다. 중이온 충돌실험에서는 빔으로 무거운 이온들을

5) 1 fm 는 10^{-15} m 이다.

사용하므로 충돌 직전에 원자핵들의 양자상태를 먼저 이해하여야 한다. 그러므로 본 글에서는 핵자의 쪽입자 분포함수를 이해하는 것이 첫 걸음이 된다. 현재 핵자의 쪽입자 분포함수는 이론적으로 QCD를 주차수(Leading Order: LO), 버금차수(Next to Leading Order: NLO), NNLO, NNNLO까지 계산하여 사용하며, 실험적으로는 심층 비탄성 충돌(Deep Inelastic Scattering: DIS) 등을 이용하여 측정하고자 노력하여 왔다. 그 결과 현재 핵자의 쪽입자 분포함수를 계산하여 주는 여러 가지 프로그램들이 개발되어 있다. (대표적으로 CTEQ, GRV, MRST, MSTW, ALEKHIN, NNPDF 등을 꼽을 수 있다.) 이제 원자핵의 쪽입자 분포를 얻기 위해서는 핵자의 쪽입자 분포와 함께 원자핵 내부의 핵자 분포를 고려해야 하므로 EKS 또는 nDS 등과 같은 핵자 분포함수 모델을 이용해야 한다.

한편 이러한 전통적인 접근과는 달리 중이온의 쪽입자 분포를 알짜 쿼크들이 그 주위에 만드는 고전적인 색소전자기장으로 해석하려는 노력이 진행되고 있으며 이에 대한 대표적인 예가 색유리응축(Color Glass Condensate: CGC) 모델이다. 이 모델에서는 알짜 쿼크의 색소전류밀도를 넣은 장(field) 운동방정식을 풀어 색소전자기장을 얻고, 이 색소전자기장에 대한 진동수 분석을 이용하여 쪽입자 분포함수를 유도할 수 있다.

2. 중이온 충돌사건

현재 중이온의 충돌사건을 두 가지 관점에서 살펴볼 수 있다. 먼저 위에서 언급한 중이온의 쪽입자 분포함수가 주어지면 이 분포함수를 로렌츠 변환을 이용하여 γ 인자를 가지는 좌표계에서의 분포함수로 변환시킨다. 이렇게 변환된 분포함수를 쪽입자 간의 산란단면적과 결합시켜 충돌에서 생성되는 쪽입자를 계산할 수 있다. 단 이렇게 생성되는 쪽입자는 충돌하는 원자핵에서 분리되어야 하므로 충돌 시 횡운동량 전달이 흔히 Q_0 라 불리는 특정한 한계값 이상이 되어야 한다. 또한 충돌 전후에 계의 모든 쪽입자들은 운동량과 에너지가 독립적이므로 이 점을 계산에 고려해 주어야 한다.

한편, CGC를 이용한 충돌 이론이 최근 활발히 개발되고 있는데, 이 이론에 따르면 각 원자핵은 이미 앞에서 언급한 바와 같이 고에너지 쪽입자들과 그 쪽입자들에 의해 발생된 색소전자기장으로 이루어져 있다. 이 분포를 로렌츠 변환을 이용하여 높은 에너지에서 원자핵 내의 분포함수로 바꾸면 마치 Weizsacker-Williams 장과 같아진다. 이 경우 두 원자핵의 충돌은 두 Weizsacker-Williams 장의 충돌로 볼 수 있다. 즉 두 원자핵의 고에너지 쪽입자를 한꺼번에 색소전자기장을 발생시키는 원천으로 취급하여 방정식을 풀되 초기조건

은 충돌 직전 각 원자핵이 가지는 CGC를 사용한다.

이와 같이 충돌 중심지역에서 생성된 색소전자기장은 고전적인 취급이 가능하고 진동수 분석에 의하여 글루온 분포로 이해될 수 있다. 그리고 이것이 쪽입자 다단계 반응의 연구대상인 고밀도 고에너지 상태이며 동시에 바리온 밀도가 0인 쪽입자계가 된다 (그림 5(c)의 중심영역).

3. 충돌사건 직후의 쪽입자계

충돌사건 후 입사 중이온과 표적 중이온 사이의 공간, 즉 충돌 중심지역에 충돌의 잔여물들이 생성된다. 이를 위에서 언급한 쪽입자계의 충돌사건으로 해석하면 많은 수의 쿼크와 반쿼크 그리고 글루온들이 최소한 Q_0 의 횡운동량을 갖고 있는 것으로 이해할 수 있다. 물론 이들은 상당히 큰 빔 방향의 종운동량도 가지고 있다. 이 입자들은 다시 서로 간에 2차 충돌을 일으키게 되고 그 과정에서 계는 화학적, 열적 평형 상태에 도달된 쿼크-글루온 플라즈마가 형성될 것으로 기대한다. 이 과정은 RHIC 에너지에서 약 0.6 fm/c 이내에 일어날 것으로 예측되는데, 이는 근본적으로 비평형 과정이므로 양자 색소역학을 근간으로 하는 양자운송이론(Quantum Transport Theory)에 의하여 기술되어야 한다. 이 방정식은 Elze와 Heinz, Geiger 등 여러 사람에게 의하여 개발되어 왔으나 색소공간 및 스핀공간에서의 복잡성 때문에 해석적 해를 얻는 것은 요원한 것으로 보이며 심지어는 몬테 칼로 방법을 이용한 전산시뮬레이션도 불가능한 것으로 보인다. 그 대신 중요한 양자효과 혹은 QCD 효과를 가미한 볼츠만 방정식을 세우고 이를 풀어 그 과정을 기술하려는 노력이 경주되고 있다. 이 부분은 쪽입자 다단계반응에서 다시 설명하기로 한다. 여기서 언급해 두고 싶은 것은 지금까지 알려진 모든 종류의 원자핵 내의 쪽입자 분포를 이용하여 쪽입자를 생성시킨 후 볼츠만 방정식을 적용하여 비평형 과정을 거쳐 나올 수 있는 모든 결과들을 체계적으로 분류하여 비교 검토하는 연구가 필요하다는 점이다.

한편 CGC 이론에 따라 충돌 중심지역에 형성된 고전 색소전자기장을 글라즈마(Glasma)라고 하며, 이 색소전자기장은 여러 종류의 불안정성(instability) 과정 때문에 빠른 시간 내에 열평형을 이룰 수 있다는 이론이 제시되고 있다.

4. 쪽입자 다단계반응

위에서 언급한 볼츠만 방정식을 몬테 칼로 전산시뮬레이션을 이용하여 그 해를 얻는 것을 쪽입자 다단계반응이라고 한다. 쪽입자 다단계반응을 이용한 볼츠만 방정식의 풀이 과정은 크게 두 부분으로 이루어져 있다. 즉 계에 속해 있는 모든 입자가 간단한 고전운동방정식에 의해 주어지는 궤적을 따라

시간의 함수로 이동하는 자유이동(free streaming)이 한 부분이고 그 궤적이 다른 입자의 궤적과 한계 거리 이내에 접근할 경우 두 입자가 서로 충돌하는 과정이 또 다른 부분이다. 충돌 후 생성되는 입자의 종류는 분할비율에 따라 결정되고 생성된 입자의 운동량은 미분 산란단면적에 따라 몬테 카를로 방법에 의해 결정된다. 따라서 모든 동역학적 특성은 이 두 쪽입자 사이의 양자산란단면적에 의하여 결정된다.

이 충돌메커니즘을 구현하기 위하여 대체로 두 가지 알고리즘이 이용되고 있다. 그 하나는 모든 입자들의 (산란이 없을 경우에 해당하는) 궤적을 결정한 후 한 궤적이 다른 궤적과 그 입자들의 총산란단면적 이내에 접근하는지를 모두 조사하여 리스트로 만들고 시간 순서에 따라 충돌시켜 가는 방법이다. 이때 모든 입자들의 에너지가 수 GeV 정도로 상당히 높으므로 상대론적인 취급이 필요하며 이는 필연적으로 두 가지 문제점이 동반된다. 즉 충돌 시각과 충돌 지점을 결정할 때 시간지연(retarded) 효과를 반드시 고려하여야 한다. 또한 로런츠 변환에 의하여 충돌 순서가 좌표계에 따라 달라질 수 있으므로 모든 시간의 순서는 실험실 좌표계에서 이루어지도록 해야 한다. 일반적으로 두 입자의 충돌을 결정하기 위해서는 두 입자만의 질량중심 좌표계로 변환한 후, 그 좌표계에서 최근접거리(또는 충격매개변수 b)에 도달할 때의 위치와 시각이 충돌사건의 정보에 해당한다. 그리고 이 시각을 원래의 실험실 좌표계로 변환하면 각 입자의 충돌 시각이 서로 다르게 되는데 그 평균값을 충돌시각으로 본다. 한편 그 충돌 시각의 차이가 평균자유거리보다 큰 경우 다른 제 3의 입자가 충돌 도중에 개입될 수 있으므로 이 경우에는 충돌에서 제외시켜야 한다. 충돌메커니즘의 또 다른 구현 방법은 전체 공간을 작은 상자로 나누고 (이때 각 상자의 한 변의 크기는 평균자유거리보다 크게 선택) 이 상자 안에 들어있는 모든 입자에 대하여 운송산란단면적(transport cross section)에 의한 총 충돌 횟수를 결정한 후 인위적으로 그 횟수만큼 충돌시키면서 시간을 진행시켜 가는 방법이 있다.

두 알고리즘에는 각각의 장단점이 있다. 첫 번째 방법의 경우 충돌횟수가 이론적으로 계산한 횟수보다 작은 단점이 있지만 모든 계산에는 상대론을 적용해야 하므로 일반적으로 나타나는 초광속정보전달(superlumina) 현상⁶⁾이 비교적 적다는 점과 좀 더 복잡한 궤적(예를 들면, 외부 힘이 작용하는 경우)에 쉽게 적용시킬 수 있다는 장점이 있다. 한편 두 번째 알고리즘은 계의 입자수가 많은 경우 컴퓨터 계산시간을 줄일 수 있다는 점과 충돌 횟수가 산란단면적을 이용하여 계산한 횟수와 같다는 점 등이 장점으로 꼽히지만 정확한 궤적의 계산이 어렵고 각 상자의 크기를 결정하기 어려운 단점도 있다.

마지막으로 이와 같이 얻은 불췌만 방정식의 해인 위상상

태방정식(phase space distribution)을 분석하여 그 계의 물리량을 시간의 함수로 얻을 수 있다. 아울러 이 상태방정식은 다음 절에서 설명하는 유체역학의 초기 조건인 상태함수로도 이용될 수 있다.

중이온 충돌의 유체역학적 기술

1. 유체역학

양성자 간의 충돌과정을 유체역학으로 기술하는 시도는 1957년경 Landau에 의해 처음 시도되었으며 여러 물리량들을 잘 설명하였다. 그리고 Fermi는 입자들이 열적평형 분포를 따른다고 가정하여 이러한 충돌에서의 물리량들을 설명하였다.

계가 유체역학적으로 기술이 되기 위해서는 매 순간 모든 곳에서 열적 및 화학적 평형이 유지되어야 한다. 여러 종류의 입자들이 서로 충돌을 하며 소멸 또는 생성이 되는데 이 과정에서 각 종류의 입자수가 일정하게 유지되면 화학적 평형 상태에 있다고 한다. 그리고 같거나 다른 종류의 입자들 사이에 탄성충돌이 빈번하여 그들의 운동량 분포가 통계역학적 분포를 따름으로써 온도가 정의되는 상태를 열적 평형상태라고 한다. 입자충돌의 과정에서 만들어지는 수많은 입자들의 변화과정이 매 순간 열적 또는 화학적 평형상태인지를 밝히려면 충돌시간과 팽창시간의 크기를 비교해 보아야 한다. 이론적으로 중이온 충돌에서 이를 계산하는 것은 매우 어려운 작업이므로 유체역학이 얼마나 정당하게 적용될 수 있는지에 대해서는 아직 이론의 여지가 있다. 그러나 충돌에너지가 높을수록 더 많은 수의 글루온들이 상호작용에 관여하므로 열적 평형을 이루기 쉬울 것으로 예상된다. 따라서 이후의 변화를 유체역학적으로 기술할 수 있으며, 더욱이 쿼크-글루온 플라즈마가 생성된다면 유체역학의 적용은 정당하다고 할 수 있다. 또한 이후 만들어지는 강입자계에 대한 유체역학의 적용은 다소 문제가 있을 수도 있으나, 강입자계의 초기 에너지 밀도, 바리온 밀도 등을 잘 선택하여 유체역학 방정식을 풀면 입자들의 비율이나 여러 종류 입자들의 운동량 스펙트럼들을 동시에 잘 기술할 수 있다.

중이온 충돌의 과정은 유체역학적 관점에서 다음과 같이 기술될 수 있다. 고에너지의 중이온 충돌 직후 순 바리온 수가 영인 이 충돌의 중간영역 (그림 5 세 번째 그림의 중심부분)은 유체역학적으로 팽창한다. 이때 빔 방향으로 거의 광속으로 팽창하지만 수직방향으로는 초기에 팽창이 매우 작거나 수축하다가 나중에 급격히 팽창을 하며 냉각된다. 마침내

6) 몇 회 충돌 후 정보가 광속보다 빨리 전달되는 현상.

Fig. 6. Particle yield ratios. The horizontal lines represent results from statistical model [A. Andronic, P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Nucl. Phys. A **772**, 167 (2006)].

계가 임계온도에 도달하면 강입자화(hadronization)가 일어나 강입자들이 생성된다. 만약 강입자계의 팽창의 속도가 크면 입자들 간의 충돌이 잘 일어나지 않으므로 각 입자들의 운동 상태는 변하지 않은 채 결국 계로부터 빠져나오게 되고 이를 동결(freeze-out)이라고 부른다. 따라서 실험적으로 강입자의 측정으로부터 얻을 수 있는 것은 강입자화가 일어날 때의 계의 정보뿐임을 알 수 있다. 반면 경입자들이 만들어진 이들은 계와의 상호작용 확률이 작으므로 즉시 계로부터 빠져나올 수 있다. 따라서 경입자를 시간대별로 관측하면 계의 각 시각별 상태 함수에 대한 정보를 얻을 수 있다.

동결 당시 입자들의 수 또는 수의 비율은 온도, 바리온 그리고 기묘도(strangeness) 화학 퍼텐셜로부터 추정할 수 있다. 그림 6은 이들 세 양을 변수로 택할 경우 실험적으로 측정된 여러 종류 입자들의 생성비율을 잘 설명할 수 있음을 보여주고 있다. 입자들의 수, 특히 기묘 입자들을 포함한 입자들의 수가 통계 물리적 분포를 따른다는 것은 낮은 에너지 중이온 충돌에서는 볼 수 없었던 결과이다. 이와 같은 방법으로 얻은 온도와 바리온 화학퍼텐셜을 각각 ($T_{ch}, \mu_{B, ch}$)라고 나타낸다.

한편 입자들이 계의 일정 지점에서 열적 평형상태에 있고 각 지점이 팽창을 하고 있으면, 실험실 계에서는 열적분포가 로렌츠 변환되어 보일 것이다. 즉 입자들의 운동량 분포함수는 u^μ 를 각 지점에서의 팽창속도 벡터라고 할 때 $dN/dp_t \sim e^{-p_\mu u^\mu/T}$ 와 같이 표현된다. 실험적으로 측정된 여러 입자들의 횡운동량 분포의 기울기는 계의 온도 T 와 표면에서의 수직방향 팽창속도 v , 화학 퍼텐셜 μ_{th} 를 동시에 이용하여 맞출 수 있으며 이렇게 얻은 온도와 바리온 화학퍼텐셜을 각각 ($T_{th}, \mu_{B, th}$)로 나타낸다.

모든 에너지에서의 중이온 충돌실험 결과를 분석한 결과 항상 $T_{ch} > T_{th}$ 임이 알려졌다. 따라서 처음에 열적, 화학적으로 평형상태에 있던 강입자 계는 팽창에 의해 냉각되면서 온도가

T_{ch} 에 도달하며 화학적 평형이 깨진다. 즉 화학적 평형 상태에서 예를 들어 $A+B \leftrightarrow C+D$ 와 같은 반응이 양방향으로 평형을 이루고 있다면 이 과정에서 순 바리온의 수가 보존되지만, 평형이 깨지면 이러한 반응이 더 이상 일어나지 않으므로 각 입자들의 수는 고정된다. 화학적 평형이 깨진 후에도 계는 계속 팽창을 하며 입자 간의 탄성충돌에 의한 열적 평형상태가 유지되며 냉각된다. 그리하여 온도가 충분히 낮아지면 언젠가는 팽창속도가 입자들 간의 충돌율보다 커지게 되어 열적 평형이 깨진다. 이후로는 더 이상의 온도변화는 없으며 실험적으로 측정되는 입자들은 이때의 열적 운동량분포를 갖는다. 그러므로 이때를 열적 (정보의) 동결이라고 부른다.

중이온 충돌에서 만들어진 계의 시간적 변화과정을 3차원 상대론적 유체역학을 풀어 이해할 수 있으며 실험적으로 측정된 총 입자들의 분포, 각 입자들의 개수, 급속도 분포, 횡운동량 분포 등 여러 가지 물리량들을 잘 맞출 수 있다. 그리고 이로부터 충돌 초기 상태와 상태방정식 등에 관한 정보를 알 수 있다.

2. 타원흐름계수(elliptic flow coefficient)

이 계수는 빔에 수직인 평면에서 입자계의 집단적 팽창에 대한 비등방성 정도를 알려준다. (중요한 실험결과 관련 기사 참조) RHIC에서의 측정결과 여러 입자들에 대한 타원흐름의 크기와 횡운동량 의존성이 완전유체를 가정한 계산의 결과와 잘 일치하였다. 이로부터 RHIC의 중이온 충돌에 의해 강하게 상호작용하는 완전유체(strongly interacting perfect fluid)가 생성되었음을 알 수 있었고 쿼크-글루온 플라즈마의 존재에 대한 중요한 증거로 여겨진다.

측정된 타원계수는 입자별로 다르고 특히 바리온과 메존의 경우 그 크기가 다르다. 그러나 그림 7과 같이 강입자 내의 쿼크 당 타원흐름계수를 쿼크 당 횡에너지의 함수로 그려보면 모든 입자의 결과들이 한 곡선을 이룬다. 이를 구성쿼크 수 축척(constituent quark number scaling) 현상이라고 한다. 이 축척현상은 쿼크-글루온 플라즈마에서 쿼크들끼리 짝을 이루며 강입자화하는 재결합 모형(recombination 또는 coalescence model)을 이용하여 쉽게 설명 가능하므로 또 다른 QGP의 생성의 증거가 된다. 강입자화에 대한 재결합 모형은 다음 절에서 다시 자세히 언급하도록 하겠다.

한편 강력으로 상호작용하는 완전유체의 총 엔트로피 당 점성이 0인데 반하여, Son은 이 값이 0이 아닌 최소값이 존재한다고 주장하여 현재 이에 대한 논의가 활발히 진행되고 있다. 또한 점성이 있는 상대론적 유체역학을 풀고 이로부터 앞에 언급한 물리량들을 잘 설명할 수 있는지에 대한 연구도 활발히 이루어지고 있다.

Fig. 7. Quark number scaling in v_2 .

재결합과 강입자화

강입자 충돌에 있어 강입자화의 문제는 매우 어렵고 원리적인 이해도 되어있지 않으므로 모형들에 의존할 수밖에 없다. 개념적으로는 두 쿼크가 가까이 왔다가 멀어지면 그들 사이의 형성되는 강력장에서 쿼크-반쿼크 쌍이 만들어질 수 있고 쿼크들이 두 개나 세 개씩 짝을 이루며 갈라지면 메존이나 바리온이 만들어진다. 이 과정에서 에너지와 운동량이 보존되어야 하며 이를 고려한 입자생성 모델의 대표적인 것이 Lund 모형과 Fritiof 모형이다. 에너지가 더 큰 경우 충돌하는 두 핵 내의 글루온 밀도가 현저히 증가하고 충돌 시 글루온 응축이 생기는데 이로부터의 강입자 생성에 대한 모형은 아직 연구과제이다.

양성자-양성자 또는 중이온 충돌에서 강입자화에 대한 미시적 메커니즘이 없는 상태에서 가장 편리한 모형이 바로 통계적 모형이다. 예를 들어 RHIC의 핵자 당 200 GeV 금핵간의 충돌에서는 만 개 이상의 강입자들이 만들어지고 종류별 생성비율은 이미 언급한 바와 같이 통계적 분포를 따른다. 특히 기묘도가 큰 무거운 입자들도 이러한 분포를 따른다. 그런데 충돌초기에 만들어진 입자들 사이에 계속되는 충돌로 인해 이러한 화학적 평형이 이루어질 것으로 믿기는 어렵다. 따라서 이러한 열역학적 분포는 다음과 같이 두 가지로 해석 가능하다. 첫째는 고에너지 입자충돌에서는 어떤 이유에서든 강입자가 생성될 때부터 평형에너지 분포를 따른다는 해석이다. 이는 에너지가 높아질수록 또 핵자의 수가 증가할수록 평형분포에 접근하는 실험적 경향이 있으므로 제안된 해석이다. 둘째는 입자들의 열적 분포가 쿼크-글루온 플라즈마 생성의 결과라는 것이다. 즉 여러 종류의 쿼크 및 글루온들이 열적 평형상태에 있는 쿼크-글루온 플라즈마가 만들어져야만 강입자들이 평형 통계적 분포를 따른다는 것이다. 이 경우 실험적으로 빔 에너지를 증가시키며 강입자의 개수 및 운동량 분포

를 측정할 경우 쿼크-글루온 플라즈마가 생성되는 특정한 에너지 이상에서만 통계적 분포가 나타날 것으로 예측된다. 따라서 두 가지의 서로 다른 해석을 구별하기 위해서는 빔 에너지를 증가시키며 측정하는 체계적 실험이 요구된다.

그런데 쿼크-글루온 플라즈마가 상전이 온도에 이르면 쿼크들이 서로 짝을 지어 강입자를 형성하는 한편 많은 수의 글루온들도 쿼크-반쿼크 쌍을 만들며 강입자화될 것으로 예상되는데 이를 재결합 모형이라 부른다. 이 모형은 쿼크-글루온 플라즈마의 개념이 나온 직후 제기되었는데 최근 RHIC 실험의 중요한 몇 가지 결과들을 자연스럽게 설명할 수 있으므로 최근 재부각되고 있다. 재결합 모형은 앞에서 언급한 타원 흐름계수의 구성쿼크 수 축척현상 외에도 파이온의 횡운동량 스펙트럼이 5 GeV/c 근처에서 편평해지고 파이온과 양성자 생성량의 비율이 3 GeV/c 근처에서 거의 같아지는 결과들도 쉽게 설명할 수 있다. 재결합 모형은 쿼크-글루온 플라즈마를 전제한 것이므로 이 실험결과들은 쿼크-글루온 플라즈마 생성에 대한 증거로 볼 수 있다. 다양한 실험결과에 대한 좀 더 자세한 설명은 주요실험결과 기사를 참조하기 바란다.

맺음말

본 글에서는 QCD 상전이 현상의 물리적 의미와 그 이론적 근거를 간략히 다루어 보았다. 또한 QCD 상전이 현상을 확인하기 위한 상대론적 중이온 충돌과정을 기술하는 기본 모형들을 몇 가지 소개해 보았다.

여러 번 강조하였듯이 상대론적 중이온 충돌을 이론적으로 기술하기란 매우 복잡하고 힘든 일이다. 더구나 그 충돌 과정에서 나오는 많은 입자들을 이용하여 상전이 신호와 관련된 다양한 물리적 증거를 밝힌다는 것은 언뜻 보기에 불가능한 일로 받아들여지기도 한다. 하지만 이어서 게재되는 여러 기사로부터 알 수 있듯이 지난 20여 년간 이 분야는 눈부신 발전을 거듭해 왔고 이를 통하여 많은 것을 이해할 수 있게 되었다. 또한 국내 연구진은 나름대로 우리 고유의 아이디어를 고안하여 쿼크-글루온 플라즈마를 규명하기 위한 경쟁에 참여하고 있다. 아직 QCD 상전이에 대한 결정적인 단서가 없는 가운데 국내연구진들의 노력이 조만간 결실을 맺어 쿼크-글루온 플라즈마의 성질을 규명하는 데 크게 기여하기를 기대해 본다.

REFERENCES

- [1] F. Karsch, PoS LAT2007:015,2007 (arXiv:0711.0661), PoS CPOD07:026,207 (arXiv:0711.0656).
- [2] T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1986).
- [3] Proceedings of QM 2009, Nucl. Phys. A **830** (2009); References there in.