중력파와 천문학

GRAVITATIONAL WAVES AND ASTRONOMY

이형목¹, 이창환², 강궁원³, 오정근⁴, 김정리⁵, 오상훈⁴¹ 서울대학교 물리천문학부, ² 부산대학교 물리학과, ³ 한국과학기술정보연구원,⁴ 국가수리과학연구소, ⁵ West Virginia UniversityHYUNG MOK LEE¹, CHANG-HWAN LEE², GUNG-WON KANG³, JOHN J. OH⁴,
CHUNGLEE KIM⁵, AND SANG HOON OH⁴¹Department of Physics and Astronomy, Seoul National University, Seoul 151-747, Korea

E-mail: hmlee@snu.ac.kr

²Department of Physics, Pusan National University, Pusan 609-735, Korea³Korea Institute for Science and Technology Information, 245 Daehangno, Yuseong-Gu, Daejeon 305-806, Korea⁴National Institute for Mathematical Sciences, KT Daeduck Research Center 2, 483-1 Jeonmin-Dong,
Yuseong-Gu, 305-390, Korea⁵Department of Physics, West Virginia University, Morgantown, WV 26506-6315, USA

(Received June 14, 2011; Accepted June 27, 2011)

ABSTRACT

Gravitational waves are predicted by the Einstein's theory of General Relativity. The direct detection of gravitational waves is one of the most challenging tasks in modern science and engineering due to the 'weak' nature of gravity. Recent development of the laser interferometer technology, however, makes it possible to build a detector on Earth that is sensitive up to 100-1000 Mpc for strong sources. It implies an expected detection rate of neutron star mergers, which are one of the most important targets for ground-based detectors, ranges between a few to a few hundred per year. Therefore, we expect that the gravitational-wave observation will be routine within several years. Strongest gravitational-wave sources include tight binaries composed of compact objects, supernova explosions, gamma-ray bursts, mergers of supermassive black holes, etc. Together with the electromagnetic waves, the gravitational wave observation will allow us to explore the most exotic nature of astrophysical objects as well as the very early evolution of the universe. This review provides a comprehensive overview of the theory of gravitational waves, principles of detections, gravitational-wave detectors, astrophysical sources of gravitational waves, and future prospects.

Key words: gravitation; gravitational waves; relativity; black hole physics; instrumentation, interferometers; stars, neutron; stars, binaries; pulsars, general; supernovae, general

1. 서론

아인슈타인의 일반 상대성 이론에 의하면 전자가 진동할 때 전자기파가 발생되는 것과 비슷하게 중력장의 요동은 빛의 속도로 전파되는 중력파를 만들어낸다. 이러한 중력파의 존재는 이론적으로는 잘 알려져 있지만 측정이 매우 어려워 아직도 직접적인 검출을 하지 못하고 있다. 다만 Hulse & Taylor(1975)에 의해 발견된 펄사 쌍성계인 PSR B1913+16을 오랫동안 세밀히 관측한 결과 궤도 변화가 측정되었고 그 변화 양상은 중력파에 의한 궤도 에너지 손실량이 예측하는 것과 정확히 일치한다는 사실이 알려지면서 간접적인

검출은 이루어졌다고 말할 수 있다. Taylor와 Hulse는 이 펄사 쌍성계 발견에 대한 공로로 1994년에 노벨 물리학상을 받았다. PSR B1913+16은 두 개의 중성자별로 이루어진 쌍성계이며 그 중 하나는 빠른 속도로 회전하면서 주기적인 전파를 내는 펄사이다.

중력파를 직접 검출하려는 노력은 매우 긴 역사를 가지고 있다. 전자기파가 지나갈 때 전기장과 자기장이 진동하듯이 중력파가 지나가면 시공간에 미세한 섭동이 일어나게 된다. 중력파를 검출하기 위해서는 이러한 시공간의 진동을 측정해야 한다. 실제로 검출기의 크기가 중력파의 진동 주기동안 빛이 진행하는 거리보다 훨씬 작은 경우에는 두 개의 고정된 점

사이의 거리 변화 양상이 중력파의 파형이 된다.

중력파 검출이 어려운 이유는 파동의 크기가 매우 작기 때문이다. 천체물리학적 파원에 의한 중력파는 파동의 진폭이 10^{-22} 이하일 것으로 추정하고 있다. 여기서 진폭이란 길이 L 의 상대적인 변화량, 즉 $\Delta L/L$ 을 의미한다. 지름이 12,800 km 정도인 지구의 크기가 약 1.28×10^{11} cm 정도 변한다는 뜻이다. 이 거리는 핵자 크기보다 100배 정도 크지만 수소 원자의 크기와 비교하면 1/1000 정도로 작다.

이러한 미세한 거리의 변화를 측정하기 위해 최근에 사용되는 대부분의 검출기는 빛의 간섭 현상을 이용한다. 기본적으로 마이켈슨 간섭계의 원리에 바탕을 둔 이들은 기존의 어떤 검출기보다 높은 측정 감도를 가지고 있다. 물론 현존하는 검출기들은 천체로부터 오는 중력파를 검출할 정도의 감도에 도달하지 않았지만 앞으로 수년 내에 직접적인 발견이 이루어질 것으로 보인다.

중력파의 검출은 천체를 보는 새로운 창이 열림을 의미한다. 천문학자들은 전통적으로 빛을 관측함으로써 천체를 연구해 왔다. 주로 가시광선에 국한되어 있던 관측 파장대는 전파, 적외선, 자외선, X-선, 그리고 감마선 등으로 관측 파장 영역이 넓혀졌다. 또 우주선(cosmic-rays)과 중성미자 등 빛이 아닌 입자들을 직접 검출하는 것도 관측의 새로운 지평을 열 수 있게 해 주는 방법이 되었다. 이런 면에서 중력파는 천체의 특성을 간직하고 전파되는 또 하나의 정보 전달자로서 천문학 및 천체물리 연구의 새로운 도구가 될 것이다. 특히 빛으로 알 수 없는 강한 중력장 부근에서 일어나는 현상을 볼 수 있게 해 주는 새로운 관측 수단으로 활용될 날이 멀지 않았다.

이 논문은 중력파의 발생 기작, 중력파 검출기, 중력파를 내는 천체 등을 포함한 개괄적인 해설을 목표로 한다. 주로 중력파를 처음으로 접하게 되는 학생이나 연구자를 대상으로 삼아, 중력파에 관련된 대부분의 주제를 다루었다. 따라서 지나치게 기술적이고 전문적인 내용은 피하였다. 특히 이번 논문에서는 복잡한 잡음 속에 숨어 있는 중력파 신호를 검출하는 까다로운 작업인 자료 처리에 대해서는 너무 구체적이고 기술적인 문제라고 판단되어 전혀 다루지 않았다. 앞으로 다른 기회에 중력파를 비롯한 미세한 시계열 신호를 검출하는 기법에 대한 소개를 할 수 있게 되기를 바란다.

2장에서는 중력파 이론을 간단히 소개하고 3장에서는 중력파 검출기의 원리와 구조를 설명한다. 4장에서는 중력파를 낼 것으로 예상되는 천체들과 이들로부터 나오는 중력파의 특성에 대해 논한다. 5장에서는 앞으로의 전망을 살펴볼 것이다.

2. 중력파 이론

중력파는 아인슈타인의 상대성 이론에서 예측되는 현상으로서 막스웰에 의해 밝혀진 전자기파와 매우 유사한 성질을 가지고 있다. 즉 전기장이 진동할 때 나오는 것이 전자기파로서 빛의 속도로 전파되는

횡파이고 중력파는 중력장이 진동할 때 발생해 역시 빛의 속도로 전파되는 횡파라는 점에서 매우 비슷하다. 반면 전자기파가 서로 수직인 두개의 선형 편광을 가지고 있는 대신 중력파는 서로 45도의 각도 차이를 가진 편광을 가지고 있다. 이제 아인슈타인 이론에 바탕을 둔 중력파의 발생과 전달에 대해 상세히 살펴보자.

2.1. 선형 섭동 이론(Linearized Perturbation Theory)

중력파의 이론적 배경은 아인슈타인의 일반 상대론에 의해 뒷받침 된다. 빛의 속도 c 를 1이라 하면, 아인슈타인 장 방정식은

$$G_{ab} = 8\pi G T_{ab} \quad (1)$$

의 형태로 씌여지며, 이 식은 중력장에 의해 시공간이 휘어지는 정도를 나타내는 좌변과 그 시공간의 왜곡을 일으키는 물질간의 관계를 나타내는 방정식이다. 여기서 G_{ab} 는 아인슈타인 텐서로 시공간의 기하학적 특성을 나타내고 T_{ab} 는 에너지-스트레스 텐서이며 G 는 중력상수이다. 민코프스키 메트릭 η_{ab} 로 기술되는 평평한 공간에 중력에 의한 작은 섭동을 가정한다면 이는 시공간의 메트릭 텐서가

$$g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab} \quad (2)$$

와 같이 되어야 함을 의미한다. 이때 섭동의 크기 h_{ab} 는 매우 작다고 가정한다. 이 식을 아인슈타인 장 방정식에 대입하면 좌변은

$$G_{ab} \approx \frac{1}{2} (\partial_a \partial_b \bar{h}_c^c + \partial_a \partial^c \bar{h}_{bc} - \square \bar{h}_{ab} - \eta_{ab} \partial_c \partial^c \bar{h}_d^d) \quad (3)$$

와 같이 된다. 이때 $\bar{h}_{ab} = h_{ab} - \frac{1}{2} \eta_{ab} h$ 로 정의된다. 여기에서 $\partial^a \bar{h}_{ab} = 0$ 과 같은 로렌츠 게이지(Lorentz gauge) 선택을 하면 아인슈타인 텐서는 다음과 같이 간단해진다.

$$G_{ab} = -\frac{1}{2} \square \bar{h}_{ab} \quad (4)$$

만일 진공중의 장 방정식을 다룬다면 아인슈타인 장 방정식의 우변이 사라지게 된다. 따라서 로렌츠 게이지 선택에 의한 진공중의 선형화된 아인슈타인 장 방정식은

$$\square \bar{h}_{ab} = 0 \quad (5)$$

로 주어진다. 섭동 장에 대한 클라인-고든(Klein-Gordon) 형태의 방정식은 잘 알려져 있는 것처럼 평면파해가 존재한다. 따라서

$$\bar{h}_{ab}(\vec{x}, t) = \text{Re} \int d^3k A_{ab}(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \quad (6)$$

의 형태로 쓸 수 있다. 여기에서 전자기이론에서의 유추로 $\omega = |\vec{k}|$ 로 주어진다. 이 해를 섭동 장에 대한 장방정식에 대입하면,

$$k^a k_a = 0 \quad (7)$$

이 주어지는데, 이는(벡터 k^a 가 null 벡터이므로) 평면파가 빛의 속도로 전파됨을 의미한다. 이 조건에 의해서 만일 파동벡터를 $k^a = (\omega, \vec{k})$ 로 잡으면 $\omega =$

$|\vec{k}|$ 로도 주어진다. 한편, 로렌즈 게이지 조건

$$A_{ab}k^a = 0 \quad (8)$$

으로부터 파동벡터 k^a 와 텐서 A_{ab} 는 수직이다. 일반적으로 텐서 A_{ab} 는 여섯개의 자유도를 가지고 있다.¹ 그러나 추가적인 게이지 선택인 Transverse-Traceless 게이지 조건을 통해 최종적으로 두개의 자유도만이 존재하게 되며 이는 평면파의 두개의 편광이 있음을 의미한다. 이 두개의 모드는 열십자 편광(plus polarization)과 사십자 편광(cross polarization)을 의미한다.

만약 파동의 진행방향이 z 방향으로 주어진다면 즉, 파동벡터가 $k^a = (\omega, 0, 0, k_z)$ 로 주어지면 식 (7)에 의해 $\omega^2 = k_z^2$ 로 주어진다. 그리고 식 (8)과 Traceless-Symmetric 조건에 의해 유효한 텐서의 성분은 $A_{11} = -A_{22}$ 와 $A_{12} = A_{21}$ 로 한정된다. 이 텐서를 편광 텐서라 부르고 다음과 같이 편광을 정의한다.

$$A_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

여기에서 $h_+ \equiv A_{11}$, $h_\times \equiv A_{12}$ 로 정의 된다. 이 두 성분은 z 방향으로 전파되는 중력파의 두 편광 모드를 결정한다.

2.2. 중력파의 효과와 편광

입자들이 중력파에 의해 받는 영향을 알아보기 위해서는 측지선 방정식(geodesic equation)을 이용할 수 있다. 두 입자의 위치가 s^a 만큼 떨어져 있다면 두 입자에 대한 측지선 방정식은

$$\frac{D^2 s^a}{D\tau^2} = R^a{}_{bcd} v^b v^c s^d \quad (10)$$

로 주어진다. 여기에서 v^a 는 timelike 측지선의 접선방향의 벡터이고 R_{abcd} 는 리만 텐서이다. 접선 벡터는 $v^a = (1, 0, 0, 0)$ 으로 주어지고, 느리게 움직이는 입자에 대해 $\frac{D^2 s^a}{D\tau^2} \simeq \frac{\partial^2 s^a}{\partial t^2}$ 으로 근사할 수 있으며, 이때 식 (10)으로부터

$$\frac{\partial^2 s^a}{\partial t^2} = R^a{}_{00d} s^d \quad (11)$$

로 주어진다. 한편 리만텐서의 선형화 방정식으로부터 Transverse-Traceless 조건 하에서 $R^a{}_{00d} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} h^a{}_d{}^{TT}$ 을 얻는다. 따라서 두 입자가 중력파의 영향을 받는 측지선의 방정식은

$$\frac{\partial^2 s^a}{\partial t^2} = \frac{1}{2} s^d \frac{\partial^2}{\partial t^2} h^a{}_d{}^{TT} \quad (12)$$

¹ 메트릭 텐서와 마찬가지로 이 텐서 A_{ab} 역시 16개의 자유도를 가지고 있다. 메트릭 텐서의 symmetric성질 때문에 10개의 자유도로 주어지며, diffeomorphism 대칭성에 의해 6개의 자유도로 귀결된다.

Plus Polarization of Gravitational-Waves

Cross Polarization of Gravitational-Waves

그림 1. 둥근 모양의 고리를 통과하는 중력파의 두 편광모드에 의한 고리 모양의 변화. 위의 그림은 열십자 편광에 의한 것이고 아래 그림은 사십자 편광에 의한 것이다.

가 된다. 만일 열십자 편광을 고려한다면 $h_\times = 0$ 이므로

$$\frac{\partial^2 s^1}{\partial t^2} = \frac{1}{2} s^1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (h_+ e^{ik_c x^c}) \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 s^2}{\partial t^2} = -\frac{1}{2} s^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (h_+ e^{ik_c x^c}) \quad (14)$$

로 주어진다. 만일 입자의 위치 변화가 원래 위치보다 매우 미약하다면, 즉, $s^1(t) = s^1(0) + \delta s^1(t)$ 이고 $||s^1(0)|| \gg ||\delta s^1(t)||$ 이면 식 (13)과 (14)의 해는

$$s^1(t) = s^1(0) \left(1 + \frac{1}{2} h_+ e^{ik_c x^c} \right) \quad (15)$$

$$s^1(t) = s^1(0) \left(1 - \frac{1}{2} h_+ e^{ik_c x^c} \right) \quad (16)$$

로 주어진다. 이는 두 입자의 거리가 중력파의 영향을 받아 어떻게 변화하는지를 보여준다. 마찬가지로 사십자 편광을 고려한다면 유사한 방식으로

$$s^1(t) = s^1(0) + \frac{1}{2} s^2(0) h_\times e^{ik_c x^c} \quad (17)$$

$$s^2(t) = s^2(0) + \frac{1}{2} s^1(0) h_\times e^{ik_c x^c} \quad (18)$$

와 같이 주어진다. 이 두 편광모드의 해는 그림 1에서 보는 것처럼 상하좌우, 45도 기울인 방향으로 진동하는 해로 주어진다.

2.3. 중력파의 발생

질량을 가진 물질이 가속운동을 하면 중력파가 발생하여 시공간을 전파해 나간다. 그러나 질량이 매우 작다면 발생하는 파동의 크기가 매우 작아 그것을 감지해 내는 것이 쉽지 않다. 이론적으로 중력파의 발생은 식 (5)에 파동의 원인이 되는 에너지-모멘텀 항을 추가함으로써 얻어질 수 있다. 즉,

$$\square \bar{h}_{ab} = -16\pi G T_{ab} \quad (19)$$

이 되며 이 식의 해는

$$\bar{h}_{ab}(x^c) = -16\pi G \int d^4 y G(x^c - y^c) T_{ab}(y^c) \quad (20)$$

로 주어진다. 이 때 $G(x^c - y^c)$ 는

$$\square_x G(x^c - y^c) = \delta^{(4)}(x^c - y^c) \quad (21)$$

를 만족하는 그린함수(Green's function)이며 지연된

그린함수(retarded Green's function)의 해를 택한다.

$$G(x^c - y^c) = -\frac{1}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} \delta(|\vec{x} - \vec{y}| - (x^0 - y^0)) \times \Theta(x^0 - y^0)$$

여기에서 Θ 는 계단 함수(step function)로서

$$\Theta(x^0 - y^0) = \begin{cases} 1, & x^0 > y^0 \\ 0, & x^0 < y^0 \end{cases}$$

로 주어진다. 이 때 식 (20)의 해는

$$\bar{h}_{ab}(x^c) = 4G \int d^4y \frac{1}{|\vec{x} - \vec{y}|} T_{ab}(t_r, \vec{y}) \quad (22)$$

이며 $t_r \equiv x^0 - |\vec{x} - \vec{y}|$ 은 지연시간(retarded time)으로 정의된다.

만일 고립된 중력파원이 충분히 멀리 떨어져 있고, 상대적으로 느리게 움직이고 있다고 가정하면 식 (22)는 사중극자 모멘트(quadrupole moment)의 형으로 변환할 수 있다.

$$\bar{h}_{ab}(t, \vec{x}) = \frac{2G}{r} \frac{d^2}{dt^2} I_{ab}(t_r) \quad (23)$$

여기에서 사중극자 모멘텀 텐서의 정의는

$$I_{ab}(t) \equiv \int y_a y_b T^{00}(t, \vec{y}) d^3y \quad (24)$$

이다. 이는 중력파는 물질장에 비례하는 사중극자 모멘트의 시간에 대한 변화량으로 주어짐을 의미한다.

실질적으로 중력파 신호의 세기는 에너지-모멘텀 텐서에 비례하며 직관적으로 이는 큰 질량-에너지 값을 가질수록 그리고 그 변화폭이 클수록 세다고 유추할 수 있다. 따라서 관측 가능한 정도의 중력파 신호를 감지하기 위해서는 천체물리학적 사건들, 예를 들면, 쌍성병합, 감마선 폭발, 초신성 폭발, 빅뱅 인플레이션과 같은 사건들로부터 오는 중력파들이 관측에 있어서 가장 유망한 파원이 된다.

2.4. 중력파로부터의 에너지 손실

중력파에 의한 에너지 손실을 유도하기 위해서는 약한 장 근사(weak field approximation) $g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab}$, $|h| \ll 1$ 를 사용한다. 여기에 로렌츠 게이지 및 TT-게이지 조건(Transverse-Traceless gauge condition) $\partial^a h_{ab} = 0$, $h^a_a = 0$ 을 사용한다. 진공중의 아인슈타인 방정식은 $R_{ab} = 0$ 으로 주어지며 h_{ab} 에 대한 2차 전개를 고려하면,

$$R_{ab} = R_{ab}^{(0)} + R_{ab}^{(1)} + R_{ab}^{(2)} = 0 \quad (25)$$

가 된다. $R_{ab}^{(0)}$ 은 진공중의 장 방정식이므로 자동으로 0이 되므로,

$$R_{ab}^{(1)} = -R_{ab}^{(2)} \equiv 8\pi G t_{ab} \quad (26)$$

로 정의해서 쓸 수 있다. 정의된 에너지-모멘텀 텐서 t_{ab} 는 일반적으로 게이지 변환에 불변량이 아니므로 물리량으로 정의될 수 없다. 그러나 모든 파장대의 값을 평균값으로 취하게 되면 게이지 불변량이 되도록 하는 어떤 영역에서의 물리량을 정의할 수 있게 된다. 이런 관점에서 평균 브라켓(averaged bracket)은 $\langle \partial_a A \rangle = 0$ 이며, 이는 부분적분에 의해 $\langle A \partial_a B \rangle = -\langle (\partial_a A) B \rangle$ 로 주어진다. 이를 이용하면 평균화된

에너지-모멘텀 텐서는

$$\begin{aligned} \tau_{ab} &\equiv \langle t_{ab} \rangle = -\frac{1}{8\pi G} \langle R_{ab}^{(2)} \rangle \\ &= \frac{1}{32\pi G} \langle \partial_a h^{ij} \partial_b h_{ij} \rangle \end{aligned} \quad (27)$$

가 되고 표면 Σ 위에서 중력파가 담고 있는 총 에너지는

$$E = \int d^3x \tau_{00} \quad (28)$$

로 정의되며 무한대까지 퍼져나가는 총 에너지는

$$\Delta E = \int d^3x P \quad (29)$$

이다. 이때 파워(power)는

$$P = \int d\Omega n^a r^2 \tau_{0a} \quad (30)$$

로 정의한다. 식 (27)로부터 이 파워는

$$P = -\frac{G}{5} \langle \ddot{J}_{ab} \ddot{J}^{ab} \rangle \quad (31)$$

로 계산되며, 이때 변형된 사중극자 모멘트(reduced quadrupole moment) J_{ab} 는

$$J_{ab} \equiv I_{ab} - \frac{1}{3} \delta_{ab} \delta^{ij} I_{ij} \quad (32)$$

로 주어진다.

2.5. 단평면파(Single Plane Wave)

단평면파의 경우 메트릭의 해는 단순히

$$h_{ab} = A_{ab} \sin k_c x^c \quad (33)$$

로 생각할 수 있다. 만약 이 단평면파가 z-방향으로부터 입사된다고 가정하면 파동벡터는 $k_a = (-\omega, 0, 0, \omega)$ 로 주어지며 편광텐서는

$$A_{ab} A^{ab} = 2(h_+^2 + h_\times^2) \quad (34)$$

로 주어진다. 평균에너지-모멘텀 텐서 τ_{ab} 는 식 (33)으로부터

$$\begin{aligned} \tau_{ab} &= \frac{1}{32\pi G} k_a k_b A_{cd} A^{cd} \langle \cos^2 k_m x^m \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi G} k_a k_b A_{cd} A^{cd} \end{aligned} \quad (35)$$

따라서 식 (34)에 의해서 식 (35)는

$$\tau_{ab} = \frac{\pi}{8G} f^2 (h_+^2 + h_\times^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (36)$$

로 주어진다. 이때 $f = \omega/2\pi$ 가 중력파의 진동수가 된다. 일반적으로 지구에서 관측하고자 하는 중력파원은 $10^{-4} \sim 10^4$ Hz 의 주파수대와 $h \sim 10^{-22}$ 정도의 세기를 가진다.

그림 2. 중력파 검출기에서 본 중력파원.

2.6. 쌍성계 중력파원(Binary Inspirational GW Source)

우주에는 여러 종류의 중력파원이 존재한다. 이러한 중력파원에 대해서는 4장에서 자세히 다룰 것이다. 이들 중력파 발생 천체중 가장 먼저 발견될 가능성이 높은 것이 근접 쌍성계이다. 중성자별이나 블랙홀과 같이 아주 작은 천체들이 서로 가까이 접근할 때 막대한 양의 중력파를 낼 수 있기 때문이다.

그림 2에서 보듯 두 별의 거리가 R 만큼 떨어져 있고 지구에서 r 만큼 떨어진 곳에서 기울임각(inclination angle)이 i 만큼 기울어져 반지름 R 인 원궤도를 따라 회전하고 있는 쌍성계를 생각하자. 이때 두 별의 총 질량은 $M = m_1 + m_2$ 이고 환산질량(reduced mass)는 $\mu = \frac{m_1 m_2}{M}$ 이다. 쌍성계의 질량분포는 아래와 같은 에너지 밀도로 주어진다.

$$\rho(\vec{x}) = m_1 \delta(x - x_1) \delta(y - y_1) \delta(z) + m_2 \delta(x - x_2) \delta(y - y_2) \delta(z) \quad (37)$$

여기에서

$$x_1 = \frac{m_2}{M} R \cos \Omega t, \quad y_1 = \frac{m_2}{M} R \sin \Omega t$$

$$x_2 = -\frac{m_1}{M} R \cos \Omega t, \quad y_2 = -\frac{m_1}{M} R \sin \Omega t$$

이다. 이를 식 (24)에 대입하면

$$\begin{aligned} \ddot{I}_{xx} &= -2\mu\Omega^2 R^2 \cos 2\Omega t, \\ \ddot{I}_{yy} &= 2\mu\Omega^2 R^2 \cos 2\Omega t, \\ \ddot{I}_{xy} &= \ddot{I}_{yx} = -2\mu\Omega^2 R^2 \sin 2\Omega t, \end{aligned} \quad (38)$$

이 된다. 지구에서 이 쌍성계를 관측하는 관찰자 기준좌표계 (r, i, ϕ) 를 도입하면 이들에 대한 기본 벡터는

$$\begin{aligned} \hat{e}_i &= \cos i \cos \phi \hat{e}_x + \cos i \sin \phi \hat{e}_y - \sin i \hat{e}_z \\ \hat{e}_\phi &= -\sin \phi \hat{e}_x + \cos \phi \hat{e}_y \end{aligned}$$

가 되고 식 (38)은

그림 3. 쌍성 중력파원으로부터 나오는 중력파형. 시간이 지남에 따라 진폭과 진동수가 모두 높아지고 이를 ‘chirp signal’이라 부른다.

$$\begin{aligned} \ddot{I}_{ii} &= -2\mu\Omega^2 R^2 \cos^2 i \cos 2(\Omega t - \phi), \\ \ddot{I}_{\phi\phi} &= 2\mu\Omega^2 R^2 \cos^2 i \cos 2(\Omega t - \phi), \\ \ddot{I}_{i\phi} &= \ddot{I}_{\phi i} = -2\mu\Omega^2 R^2 \cos i \sin 2(\Omega t - \phi), \end{aligned} \quad (39)$$

로 주어진다. 따라서 TT 게이지 조건을 이용하여 정리하면 사중극자모멘트의 세기 텐서는

$$\begin{aligned} h_+(t) &= -\frac{2G}{c^4 r} \mu (GM\pi f_{GW})^{\frac{2}{3}} (1 + \cos^2 i) \cos 2(\pi f_{GW} t - \phi) \\ h_\times(t) &= -\frac{4G}{c^4 r} \mu (GM\pi f_{GW})^{\frac{2}{3}} \cos i \sin 2(\pi f_{GW} t - \phi) \end{aligned}$$

와 같이 된다. 여기에서 중력파 진동수는 회전 진동수의 두배로 $f_{GW} = \Omega/\pi$ 로 주어진다. 만약 기울임각이 0이 된다면 이때 검출기에서 관측된 중력파의 세기는 최대가 되며,

$$h_0 \equiv \sqrt{h_+^2 + h_\times^2}|_{i=0} = \frac{4G}{c^4 r} \mu (GM\pi f_{GW})^{\frac{2}{3}} \quad (40)$$

가 된다.

한편, 중력파가 방출하는 에너지 손실은 궤도 에너지의 시간 변화량으로 주어지며 그 값은

$$L = \dot{E} = -\frac{32\mu^2 G^4 M^3}{5c^5 R^5} \quad (41)$$

으로 주어지며, 두 별 사이의 시간에 따른 궤도 변화는 단순히 식 (41)을 적분함으로써 얻어진다.

$$R(t) = \left(\frac{256G^3 \mu M^2}{5c^5} \right)^{\frac{1}{4}} (t_c - t)^{\frac{1}{4}} \quad (42)$$

여기에서 t_c 는 병합이 이루어지는 시간을 의미한다. 중력파는 일반 상대론적 현상이지만 궤도 반지름이 슈바르츠 반지름보다 훨씬 크다면 궤도 주기는 뉴턴 역학의 결과인 케플러 법칙(Kepler's law)을 이용해 구할 수 있고 그 결과를 식 (42)에 적용하면 중력파 세기의 파형을 계산할 수 있는데, 그 모양은

$$h_c \equiv A(t) \cos 2\Omega(t) t, \quad h_s \equiv A(t) \sin 2\Omega(t) t \quad (43)$$

로 주어지며 진폭과 위상은 각각

$$A(t) = \frac{4G\mu}{D} \Omega^2(t) R^2(t) = \frac{(5c^5 G)^{\frac{1}{4}}}{D} M^{\frac{5}{4}} (t_c - t)^{-\frac{1}{4}} \quad (44)$$

$$\Phi(t) = \int \Omega(t) dt = \Phi_0 - \left(\frac{c^5}{G^{5/3}} \right)^{3/8} \left(\frac{t_c - t}{5M} \right)^{5/8} \quad (45)$$

이 된다. 여기에서 M 은 처프 질량(chirp mass)으로서

$$M \equiv \left(\frac{\mu}{M}\right)^{3/5} M$$

으로 정의된다. 중력파에 의한 에너지 손실을 적용함으로써 궤도 반지름이 시간에 대해 변하는 양상을 구하고 이를 식 (43)에 적용하면 파형이 시간에 대해 어떻게 변하는지 알 수 있다. 물론 더 정확한 계산을 위해서는 상대론적 보정을 해 주어야 한다.

그림 3에는 원궤도를 유지하는 쌍성에서 기대되는 파형의 개략적 모양을 보여준다. 시간이 지나면서 궤도 반지름이 작아지기 때문에 궤도 진동수의 두배에 해당하는 중력과 진동수가 점차 증가하고 진폭도 같이 증가하는 모습을 볼 수 있다. 만약 이런 진화를 하는 음파를 생성해 들어보면 마치 새가 지저귀는 소리가 연상된다고 해서 ‘chirp signal’이란 말을 붙였다. 궤도가 어느 정도 가까워질 때까지의 모습이 그림 3에 보여 있지만 실제 신호는 두 별이 충돌하는 양상에 따라 그 이후의 신호 모양이 달라진다. 일반적으로 강한 중력파를 내는 천체가 근접 궤도 운동을 하면서 서로 충돌하면 블랙홀로 만들어지고, 그 과정에서 나오는 파형은 4장에서 다시 다룬다.

2.7. 수치 모의 실험 결과

위에서 설명한 중력파를 계산하는 방법은 i) 중력파원을 특징짓는 속도가 느리다($v/c \ll 1$), ii) 중력장의 세기가 약하다는 가정하에 아인슈타인의 장방정식을 섭동전개해서 그 해를 구한 것이다. 이러한 섭동전개 방식은 쌍성계가 병합되는 과정이나 우주 초기 대폭발과 같은 경우에는 더 이상 타당하지 않게 된다. 매우 동적이고 강한 중력장이 개입되는 상황에서의 중력파는 컴퓨터를 사용해 수치적으로 아인슈타인 방정식을 풀어 계산해야 한다. 일반적으로 아인슈타인 방정식을 수치적으로 풀어 중력계의 현상을 연구하는 학문분야를 수치상대론이라 하는데, 아래에서는 수치상대론을 통해 얻은 중력파의 파형, 방출 에너지 등에 대해 간략히 요약한다.

1960년대부터 시작한 수치상대론이 다루는 대표적인 문제는 블랙홀 쌍성계이다. Hahn & Lindquist (1964)가 시도한 최초의 시뮬레이션 이래로 1970 ~ 1990년대 많은 노력과 발전이 있었지만 블랙홀 쌍성계에 대한 수치모의 계산을 처음 성공적으로 수행한 것은 2005년경이 되어서이다(Baker et al., 2006; Campanelli et al., 2006; Pretorius, 2005). 최초로 성공한 Pretorius(2005)의 수치계산에서는 초기 조건으로 동일질량(M_0)에 자전이 없는 두 블랙홀을 약 $16.6 M_0$ (블랙홀 사건의지평선의 약 8배) 거리의 준원궤도(quasi-circular orbit)에 두고 수치모의 실험을 수행하였다. 그 결과 약 1회의 궤도 운동 후 단일 블랙홀로 병합되었으며, 초기 에너지의 약 5%가 중력파의 형태로 방출되었다. 이 후 블랙홀 쌍성 시뮬레이션 연구는 급격히 발전하였고, 서로 다른 질량, 여러 가지 다른 스핀 방향과 값 등 다양한 파라미터 공간에서의 연구가 수행되고 있다.

그림 4. 블랙홀 쌍성이 단일 블랙홀로 병합되는 과정(Pretorius, 2007). 이 그림에서 여러 색깔로 표시된 닫힌 타원, 또는 땅콩 모양의 폐쇄선은 겉보기 지평선(Apparent Horizon, AH)이다.

그림 4는 두 블랙홀이 병합하는 궤적과 사건 지평선의 모양이 어떻게 변화하고 있는지를 보여주고 있다. 그림 5는 방출되는 중력파의 파형과 Post-Newtonian 근사와의 비교를 보여준다. 블랙홀이 병합되기 전까지는 두 방법이 동일한 결과를 주지만 점점 가까워져 병합되면서부터는 차이가 점점 커지고, 결국 병합과정에 대해서는 수치시뮬레이션만이 결과를 주는 것을 볼 수 있다.

중력파의 파형을 정확히 그리고 빠르게 계산하는 것은 중력과 검출과 관련하여 매우 중요하다. 지구상에 도달하는 중력파의 세기는 위에서 언급한 것처럼 매우 약하기 때문에 검출기의 중력파 신호는 실제로는 다양한 노이즈 속에 묻혀있다. 이러한 상황에서 중력파 신호를 검출하는 분석기법으로 쌍성계의 경우 소위 ‘Matched Filtering Method’를 사용한다. 미리 예상되는 중력파원에 대해 다양한 파형을 준비해 노이즈 속에 숨어있는 실제 중력파 신호와의 일치성(correlation)을 살펴 검출여부를 판단하는 것이다. 한 번의 데이터 분석에 보통 수천 개의 다른 파라미터 조합 값에 대한 파형을 사용하게 되는데, 그 때마다 한 파라미터 조합 값에 대해 슈퍼컴퓨터로 수일이 걸리는 수치시뮬레이션을 이용해 중력파 파형을 구할 수는 없는 일이다. 실제로는 Post-Newtonian 근사와 수치상대론의 결과를 조합해서 일종의 실험식을 만들어 다양한 파라미터 조합에 대한 파형을 만들어 사용하고 있다(Ajith et al., 2008).

그림 5. 중력과 파형에 대한 수치계산 결과와 Post-Newtonian 근사 결과와의 비교(실선: 수치계산, 점선: 2.5PN(진폭), 3.5PN(위상); Baker et al., 2007).

위에서 살펴본 블랙홀 쌍성계와 더불어 가장 기대되는 강력한 중력파원으로 중성자별 쌍성과 블랙홀-중성자별 쌍성계가 있다. 그림 6은 중성자별 쌍성의 수치시뮬레이션 결과인데, 왼쪽에는 중력과 파형을 보여주고 오른쪽에는 주파수에 따른 스펙트럼을 보여준다(Hotokezaka et al., 2011). 중성자별의 초기질량이 크면(태양질량의 2.9배) 병합 후 즉각적으로 블랙홀을 형성하고(그림 상), 초기질량이 작으면(태양질량의 2.7배) 병합 후 큰 질량을 갖는 중성자별(hypermassive neutron star)로 남게 된다(가운데 그림). 하지만 그림 하에서 볼 수 있는 것처럼 동일한 초기질량(태양질량의 2.7배)이라 하더라도 중성자별을 이루는 물질의 상태방정식이 달라지면 방출되는 중력파의 파형 또한 많이 달라짐을 알 수 있다. 이러한 차이는 그림 오른쪽과 같이 서로 다른 스펙트럼으로 나타나게 되고, 2 ~ 3 kHz에서 고감도를 갖는 현재 구상 단계에 있는 미래 ‘Einstein Telescope’ 같은 중력파 검출기에서는 관측을 통해 실제 중성자별의 상태를 규명할 수 있게 되는 것이다. 마지막으로 초신성 폭발에서도 동일한 방식으로 수치모의실험과 중력파의 검출을 통해 초신성 내부의 다양한 현상을 규명할 수 있을 것이다(Ott, 2009).

3. 중력파 검출 원리와 검출기

중력파는 중력의 진동이기 때문에 시공간의 진동으로 표현되며 진동수 또는 파장과 진폭으로 그 성질을 나타낼 수 있다. 전자기파가 미시적인 전자의 흔들림에 의해 나타나는 현상인만큼 진동수가 매우 높은 반면 중력파는 거시적인 중력장의 흔들림의 결과이기 때문에 대개 진동수는 비교적 낮은 편이다. 예를 들어 중성자나 블랙홀 쌍성의 합병 과정에서 나오는 중력파의 진동수는 1 kHz 내외일 것으로 예상된다. 이러한 진동수를 가지는 중력파의 파장은 수백 km 정도로서 지상에 설치된 중력파 검출기들보다 훨씬 더

그림 6. 중성자별 쌍성의 병합과정에서 방출되는 중력과 파형(왼쪽)과 스펙트럼(오른쪽). 서로 다른 초기 질량과 중성자별을 이루는 물질의 상태방정식에 대한 의존성을 볼 수 있다(Hotokezaka et al., 2011).

크다. 이러한 ‘장파장’ 한계에서 시공간의 진동이 바로 공간의 진동으로 근사될 수 있고 따라서 중력파가 통과하는 동안에 두개의 임의의 점 사이의 거리가 줄어들었다 늘어났다 하는 변화를 일으킨다. 중력파 검출기는 중력파의 영향에 의해 발생한 기준점(테스트 질량) 간의 거리 변화를 측정하는 것이 목표이다.

그러나 이미 서론에서도 밝힌 바와 같이 중력파의 영향은 극히 작아서 이를 측정하기 위해서는 매우 정교한 측정 방법과 기술이 요구된다.

거리의 미세한 변화를 측정할 수 있는 장치로 고안된 것으로는 크게 막대 검출기와 레이저 간섭 검출기를 들 수 있다. 이들 검출기에 대해 좀 더 상세히 알아보자.

3.1. 막대 검출기

막대 검출기는 금속 막대가 자체의 고유 진동수에 해당하는 진동수로 수축과 팽창을 반복할 때 나올 수 있는 전류를 이용하는 것이다. 이렇게 금속이나 결정구

그림 7. 미국 루이지아나 주립대학에 있는 막대 검출기인 ALLEGRO의 모습.

그림 8. 레이저 간섭계를 이용한 중력과 검출기 네트워크(2011년 현재). 미국의 LIGO(팔길이: 4 km, 2 km, 위치: 헨포드(4 km, 2 km)와 리빙스턴(4 km)의 두 곳에 총 3기의 검출기가 설치되어 있다), 영국-독일 합작의 GEO600(팔길이: 600 m, 위치: 독일 하노버), 이태리-프랑스 합작의 Virgo(팔길이: 3 km, 위치: 이태리 피사), 그리고 일본의 TAMA(팔길이: 300 m, 위치: 일본 미타카).

조가 외부적인 변화에 의해 전류를 내는 현상을 압전 효과(piezoelectric effect)라 부른다.

실제로 최초 고안된 중력과 검출기는 막대 검출기로서 미국의 물리학자인 Joseph Weber(1919-2000)에 의해 개척되었다(Weber, 1960). Weber는 길이가 2 m이고 지름이 1 m인 여러개의 알루미늄 막대를 만들어 검출 실험에 사용하였다. 웨버막대라 불리는 이 검출기는 1,660 Hz의 공명 주파수를 가지고 있으며 검출 한계는 약 $h \sim 10^{-16}$ 으로서 우리 은하 내에서도 지구로부터 비교적 가까운 곳에서 일어나는 초신성을 검출할 수 있는 정도이지만 이런 초신성 발생 빈도가

그림 9. 간섭계를 사용한 중력과 검출기의 개념도 (Brown, D., 2004, PhD Thesis, Univ. of Wisconsin-Milwaukee). 광원인 레이저에서 쏘아진 빔은 선속분할기(beam splitter)에서 x축과 y축으로 나뉘어 진행되게 된다. LIGO의 경우, 4 km 거리를 지나, x축과 y축의 양 끝에 설치되어 있는 반사 거울에서 빛다발이 반사되어, 다시 선속분할기로 도달했을 때, 나뉘었던 레이저 빔이 합쳐진 후 광다이오드 검출기에 도달하게 된다. (a) 가장 간단한 형태의 마이켈슨 간섭계. (b) Fabry-Perot 공동을 구성하는 ITMX와 ITMY라는 두 개의 거울이 추가된 모습. (c) 레이저 파워 재생을 위해 RM이 추가된 모습.

너무 낮아 실제 검출에는 성공하지 못하였다.

웨버막대의 감도를 높이기 위해 최근에는 냉각을 통해 열잡음을 현저하게 줄인 장치가 제작되어 실험에 사용되었다. 그 예중 하나가 미국의 루이지아나 주립대학에 위치한 ALLEGRO(그림 7)로서 절대 온도 4.2 K로 냉각되어 있고 미세한 진동을 검출할 수 있도록 초진도 양자 간섭장치를 사용한다. 이 장치는 1990년대 초에 제작되어 실험에 사용되다가 2008년 가동이 중단된 상태이다. ALLEGRO는 900 Hz에서 작동하며, 검출 한계는 약 $7 \times 10^{-19} \text{ Hz}^{-1/2}$ 정도까지 이르렀다.

막대 검출기가 진화해 만들어진 또 다른 종류의 검출기로는 네덜란드의 라이덴 대학에 있는 공 모양의 MiniGRAIL(<http://www.minigrail.nl>)을 들 수 있다. 이 장치는 절대온도 0.02 K의 극저온에 놓여 있고 무게는 1,150 kg이고 공명 진동수는 2.9 kHz, 검출 한도는 $\Delta L/L \sim 4 \times 10^{-21}$ 정도로 매우 민감하다. 공모양은 어떤 방향으로부터 오는 중력파에 대해서도 동일한 검출 감도로 측정할 수 있다는 장점을 가지고 있다.

3.2. 레이저 간섭 검출기

간섭계 중력과 검출기의 역사는 Pirani(1956)가 사고실험의 형태로 간섭계를 이용한 중력과 검출의 가능성을 제안했던 것이 시초라고 할 수 있다. 피라니의 사고실험은 레이저 발명 이전의 일로, 현재 중력과 검출을 위해 사용되고 있는 레이저 간섭계에 기반한 검출기의 설계는 1972년 미국 MIT의 실험 물리학자인 Ray Weiss의 논문에서 비로소 구체적으로 다루어졌다.

Weiss는 당시 기술로 구현가능한 중력과 검출기의 개념도를 제시하고, 예상 되는 검출 감도를 계산하였다(Weiss, 1973). 이후 1989년에 Caltech의 Fred Raab, Kip Thorne, MIT의 Ray Weiss 등이 주축이 되어 미국 National Science Foundation에 LIGO(Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory) 건설 제안서를 제출했고, 이것이 승인되어 2001년에 미국에서 완공되었다. 비슷한 시기에 간섭계 검출기가 세계 각지에 건설되면서 중력과 검출 연구는 비약적으로 발전하게 되었다. 그림 8에는 지금까지 이미 건설되었거나 건설중인 레이저 간섭계 검출기의 분포를 보여준다.

레이저 간섭계는 그림 9에 보인 것과 같은 구조를 가지고 있다. 즉 레이저 광원으로부터 나온 빛을 선속 분할기로 나누어 90도 각도를 이루는 두 개의 다른 방향으로 보낸 뒤 이들을 팔 끝에 있는 거울에 반사시켜 선속 분할기에서 합성 시킨 후 간섭 형태를 보아 두 팔의 상대 거리 변화를 검출하는 것이다. 이러한 간섭계는 빛의 속도가 관측자의 운동에 무관하다는 것을 밝힌 Michelson과 Morley의 실험에 사용된 바 있으며, 마이켈슨 간섭계라 부른다(그림 9a).

중력과 검출기의 팔길이가 길수록 검출 감도는 좋아지지만 무한정 검출기를 크게 만들 수는 없다. 따라서 제한된 공간을 최대한 활용할 수 있는 방법으로 레이저 빔이 여러 차례 왕복하는 것과 같은 효과를 줄 수 있는 Fabry-Perot 공동이 사용된다. Fabry-Perot 공동의 작동 원리는 매우 정확한 진동수를 가지고 있는 레이저 광선이 서로 마주보고 있는 거울에서 반복적으로 반사될 때 거울의 거리를 조절함으로써 많은 횟수의 왕복을 한 후 일정한 조건이 만족되면 유한한 투과율을 가진 거울 뒤로 빠져 나가게 만든 장치이다. 따라서 그림 9b에 보인 것과 같이 반사 거울과 선속 분할기 사이에 거울을 하나 더 배치함으로써 팔 끝의 거울과 중간 거울이 Fabry-Perot 공동을 구성하게 만들 수 있고 이러한 기법이 실제로 LIGO를 비롯한 대부분 간섭계 검출기에 적용된다. Fabry-Perot 공동은 팔길이를 수십배 높은 것과 같은 효과를 가져다 줄 수 있다.

아래에서 살펴보게 되겠지만 중력과 검출기는 여러가지 잡음에 의해 검출 감도가 결정된다. 특히 진동수가 높은 영역에서는 레이저를 구성하는 광자의 산탄 잡음이 중요하다. 이러한 잡음을 줄이려면 보다 강력한 레이저를 사용하여 광자의 수를 높이면 된다. 그러나 레이저 파워를 무한정 높이는 것은 어렵다. 이러한 어려움을 극복하기 위해 사용하는 기법이 파워

재생(power recycling)이다. 이 방법도 Fabry-Perot 공동과 비슷하게 레이저를 여러 번 왕복하게 만드는 것이다. 다만 반사경을 레이저 바로 앞에 놓아 선속 분할기를 통과해 들어오는 빛을 다시 반사시키도록 해 놓았다(그림 9c). 파워 재생 기법이 작동되는 이유는 실제 레이저 간섭계가 항상 상쇄 조건을 만족시키도록 튜닝 된 상태로 작동하기 때문이다. 즉 광원을 출발해서 팔 끝에 있는 거울에 반사된 두 빛다발은 위상이 90도 차이를 가지도록 만들어 검출기로 들어가는 빛 에너지는 거의 없도록 만든 것이다. 이러한 조건 아래서 발사된 레이저 에너지의 대부분은 다시 레이저 광원을 향해 돌아오게 된다. 따라서 광원 바로 앞에 반사 거울을 배치함으로써 마치 레이저를 재생시키는 것과 같은 효과를 얻는 것이다. 이 기법을 사용하면 레이저 파워를 수십배 정도 높은 것에 해당하는 산탄 잡음을 얻을 수 있다.

거대 레이저 간섭계 검출기는 모두 웨버막대에 비해 검출 감도가 수 천배 이상 민감하며, 특히 수 십 ~ 수 kHz의 넓은 주파수 대역에서 중력파를 검출할 수 있도록 설계되었다. 레이저 간섭계를 이용한 중력과 검출기의 감도는 수 천만 광년 이상 떨어진 곳에서 벌어지는 다양한 천체 현상으로부터 방출된 중력파를 검출할 수 있을 정도이다. 예를 들어, 유럽에서 건설한 Virgo 검출기의 이름에는 약 17 Mpc 떨어진 가장 가까운 은하단인 처녀자리 은하단에서 방출된 중력파를 검출할 수 있다는 의미가 담겨있다.

간섭계 중력과 검출기는 수 백 미터에서 수 킬로미터에 이르는 긴 팔길이(L)를 갖는 레이저 간섭계를 사용하여 중력파로 인한 미세한 상대적 길이 변화에 의해 만들어지는 간섭 무늬의 변화를 검출한다. 측정값인 변형크기(strain amplitude) $h \sim \Delta L/L$ 는 중력파의 진폭과 비례한다.

이미 2장에서 살펴본 것처럼 중성자별 쌍성계는 궤도 운동을 하면서 점차 거리가 줄어들어 궁극적으로 합병을 하게 된다. 두 중성자별이 병합하기 직전의 공전 주파수(orbital frequency)는 초당 수 천 회에 이르며, 충돌 직전과 직후 수 초 미만의 시간동안 지구에서도 검출이 가능할 정도로 강한 중력파를 발생한다는 것이 이론적으로 알려져 있다(Cutler & Thorne, 2002). 예를 들어, 각각의 중성자별 질량이 태양 질량의 1.4배인 중성자별 쌍성계가 20 Mpc 거리에서 100 Hz 주파수로 중력파를 방출하고 있다면, 지구 상에서 느껴지는 중력파의 세기, 즉, 중력파로 인한 변형크기 h 는 약 10^{-21} 이다. 따라서, 팔 길이가 수 킬로미터인 간섭계가 이러한 중력파의 영향을 받았을 경우, x축과 y축의 길이 L_x, L_y 간의 거리 차이 $\Delta L = L_x - L_y$ 는 약 $10^{-17} - 10^{-18} \text{m}$ 가 된다.

간섭계를 기반으로한 중력과 검출기의 잡음정도는 기기의 흔들림, 반사 거울 재질과 표면의 상태, 광원 레이저의 안정도 등에 좌우된다. 간섭계 중력과 검출기의 중요한 잡음 모양은 그림 10에서 볼 수 있으며, 잡음의 주 요인은 다음 세 가지를 들 수 있다(Abramovici et al., 1992).

그림 10. Initial LIGO와 advanced LIGO의 예상 감도와 각각의 기기잡음 모습(Abramovici et al., 1992).

(1) 지진 잡음(seismic noise)

각종 원인으로 인한 기기의 ‘흔들림’에 의해 발생하는 잡음. 인간활동(검출기 주변의 차량통행, 벌목활동)과 기상현상(파도, 지진, 바람) 등이 모두 포함된다. 기상현상에 의한 영향은 10 Hz 이하 저주파수 대역으로 갈수록 더 중요해지며, 이 때문에 지구상에서는 1 Hz 이하의 저주파수 대역에서 중력과 검출이 불가능하다.

(2) 열 잡음(thermal noise)

간섭계 중력과 검출기의 모든 광학 시스템과 테스트 질량에 해당하는 반사 거울은 고진공 폐쇄시스템 내에 설치되어 있다. 초기 LIGO의 경우, 지름 25 cm, 무게 4 kg인 원통형의 용융 실리카(fused silica)가 바이올린 줄에 매달려있는 구조로 관성운동을 하는 테스트 질량을 구현하고 있다. 때문에, 100 Hz 부근에서는 바이올린 줄과 테스트 질량의 진동이 기기 감도를 제약하는 원인이 된다.

(3) 산탄 잡음(shot noise)

광자 산탄 잡음(photon shot noise)에 의해 테스트 질량의 위치를 정밀하게 측정하지 못하게 된다. 팔길이 측정을 위해서는 테스트 질량의 위치가 필요한만큼, 산탄 잡음이 중요해지는 고주파수 대역에서는 팔길이 측정의 정밀도가 중력과 주파수 f 와 복사압 P 의 비의 제곱근에 비례해서 나빠진다(즉, $h \sim (f/P)^{1/2}$).

그림 11. LIGO의 다섯 번째 과학 가동 당시의 감도 그래프. 검은 실선이 설계 감도이다. 붉은색, 녹색, 파란색 선들은 각각 LIGO 핸포드(4 km), 리빙스턴(4 km), 핸포드(2 km) 검출기의 실제 감도의 실제 측정값이다. 4 km 팔길이를 갖는 검출기는 100 Hz 이상에서 설계 감도에 도달했음을 알 수 있다(Pitkin et al., 2011).

3.3. 현재와 미래의 검출기

2011년 5월 현재 미국의 LIGO와 Virgo 국제협력단을 합쳐 전 세계 약 800여명의 과학자와 기술자들이 간섭계를 기반으로 한 중력과 검출 연구에 매진하고 있다. 간섭계 중 처음으로 완공되어 검출 연구에 사용된 것을 제 1세대 간섭계라 부른다. 제 1세대 중력과 검출기 중에서 감도가 가장 좋고 안정적으로 가동되고 있는 것은 미국의 LIGO(Abramovici et al., 1992)와 유럽의 Virgo(Bradaschia et al., 1992)이다. 지난 2002년-2010년 사이 LIGO는 총 6번, Virgo는 2번의 과학 가동을 수행하였으며, 데이터와 분석 기법이나 소프트웨어를 서로 공유하고 있다. 두 검출기 모두 천체에서 방출되는 중력과 검출을 목표로 하여 설계되었으며, 특히, 중성자별 쌍성계 등 밀집성 쌍성계의 나선형 근접 궤도 운동과 충돌 합병 과정에서 방출되는 진동수 100-1000 Hz의 중력파를 검출하는데 최적화되어 있다.

LIGO의 경우, 2005년 11월에는 핸포드와 리빙스턴에 설치된 검출기 모두 설계 감도에 도달했으며, 2005년-2007년 사이 거의 2년 분에 달하는 과학 데이터 축적이 이루어졌다(Pitkin et al., 2011). 그림 11은 LIGO의 실제 검출 감도를 보여준다. 이러한 성과를 인정하여, 2008년 3월에 미국 NSF는 제 2세대 간섭계 검출기인 advanced LIGO(Harry, 2010; Waldman, 2011)의 건설을 승인했다.

LIGO를 운영하고 자료를 분석하여 과학 연구를 수행하는 것은 LIGO Scientific Collaboration(LSC)에서

그림 12. LISA의 개념도. 세개의 인공위성이 500만 km의 정 삼각형을 이루면서 간섭계를 이루게 한다(Image copyright: European Space Agency(ESA)).

담당하고 있다. LSC는 전세계 50여개 기관 800여명의 연구진으로 구성된 거대 국제 연구협력단으로, 현재 한국의 연구진 18명(2011년 5월 현재)이 LSC 회원으로서 중력파 연구를 수행하고 있다.

2010년 12월, LSC는 헨포드와 리빙스턴의 LIGO 검출기 가동을 공식적으로 모두 종료하고, advanced LIGO로 업그레이드 작업에 착수했다. 유럽에서도 2011년 5월 현재 이태리-프랑스가 주축이 되어 advanced Virgo로의 업그레이드도 진행되고 있다. LIGO의 경우 기기 업그레이드는 2012년 완료를 목표로 하고 있으며, 그 이후에는 시험 가동을 통해 1-2년간 기기 성능을 설계 감도도까지 끌어 올리는 작업과 과학가동이 병행될 것이다. 2016년까지 기기 안정화가 마무리되면 1세대보다 10배 정도 향상된 감도로 가동하게 된다. 향상된 검출감도로 정상작동될 경우, 천체(특히, 밀집성 쌍성계)에서 방출된 중력파의 직접 검출 빈도는 연간 1-100회 정도로 예상된다(Abadie et al., 2010). 물론, 2016년 이전이라 하더라도, 우리 은하내에서 초신성이 폭발한다면, 업그레이드 된 검출기의 시험가동 기간 중이라도 중력파의 검출이 가능할 것이다.

Advanced LIGO는 initial LIGO와 비슷한 패브리-페로 공동(cavities)이 집합된 마이켈슨 간섭계를 기반으로 하고 있으며, initial LIGO에 비해 보다 향상된 광학 시스템(파워 재생 공동 등)과 지진학적 잡음을 더 낮출 수 있는 고진공 고립 시스템(isolation system), 보다 강력한 레이저 광원(10 W에서 180 W로), 더 크고 무거운 테스트 질량(지름 25 cm, 무게 11 kg인 용융 실리카에서 지름 32 cm, 40 kg, 투과도가 더 나은 사파이어로) 장착 등을 통해 initial LIGO보다 열 배 정도 감도를 향상시킬 수 있을 것으로 기대하고 있다. 예를 들어, 100 Hz에서의 감도를 비교하면, initial LIGO는 4×10^{-18} 이었으나, advanced LIGO는 8×10^{-20} 정도의 감도를 얻을 수 있을 것으로 예상하고 있다(Waldman, 2011).

지상에 설치된 간섭계 검출기는 모두 수 십 Hz 이하 대역에서 중력파 주파수의 제공에 반비례하여 감도가 급격히 나빠진다. 이는 위에서 언급한 바와같이

지구상의 각종 자연현상에 의해 발생하는 지진 잡음때문인데, 이 문제를 근본적으로 해결하기 위해서는 인공위성을 띄우거나, 진동에 덜 민감한 지하에 검출기를 설치해야한다. 수 십 Hz 이하의 주파수 대역은 밀집성 쌍성계의 근접 궤도운동으로부터 방출된 중력파를 검출하는데 가장 유리한 대역이다. 일본은 1990년대 소형 간섭계 중력파 검출기인 팔길이 300 m의 TAMA300 검출기의 제작과 가동에 성공한 경험을 토대로 팔길이 3 km 간섭계인 LCGT(Large-scale Cryogenic Gravitational wave Telescope)를 카미오카 광산 150 m 지하에 건설하는 계획을 추진중이다(Kuroda, 2010). LCGT는 지상에서 일어나는 지진 잡음을 대폭 줄일 수 있어 약 1 Hz까지의 중력파 검출이 가능하도록 설계되었으며, 일본 정부의 예산승인을 받아 현재 건설이 진행 중이다. 유럽연합 차원에서 추진되고 있는 제 3세대 간섭계 중력파 검출기인 아인슈타인 망원경(Einstein Telescope, ET)도 저주파수 대역에 민감한 간섭계 검출기의 제작이 목표이다(Punturo et al., 2010). ET의 경우 특히 2-3개의 L형 간섭계를 이어붙인 삼각형 혹은 다각형 구조도 고려되고 있다. 이러한 구조로 검출기를 설계하면, 제 2세대 검출기나 LCGT보다 더 나은 감도를 얻을 수 있으며, 중력파형에 대한 보다 정밀한 측정이 가능해질 것이다. ET가 가동하게 되면 중력파의 방출 기작에 직접적인 영향을 미치는 천체의 물리량(즉, 중성자별의 질량-반지름 관계 등)을 정량적으로 관측할 수 있을 것이다.

아시아-태평양 지역의 경우, 호주가 간섭계 중력파 검출에 관심을 보이고 있다. 현재 미국의 LSC와 합작하여 advanced LIGO와 같은 기기를 호주에 설치하기 위한 제안서가 호주 의회에 제출되었고, 2011년 가을에 승인 여부가 결정될 예정이다. 이 프로젝트가 성사된다면, 남반구 하늘에서의 중력파 탐색이 가능해진다.

주파수 1 Hz 이하의 대역은 지구에서는 연구가 불가능하다. 인공위성에 간섭계 중력파 검출기를 탑재해 ~ 0.001 -0.1 Hz 대역에서의 중력파 검출을 목표로 한 프로젝트가 유럽과 미국에서 추진되고 있다. LISA(Laser Interferometer Space Antenna)는 5백만 km 범거리를 갖는 삼각형 형태의 인공위성 간섭계 검출기로(그림 12), 세 대의 인공위성에 탑재된 간섭계가 강력한 레이저 빔을 주고받으며 지상 검출기와 비슷하게(중력파의 영향으로 인한) 인공위성 사이의 거리 변화로 발생하는 미세 간섭 신호를 측정하게 된다(Danzmann et al., 1996). 우주에서의 간섭계 중력파 검출기 가동을 위한 기술검증을 목적으로 LISA 개척기(LISA pathfinder)가 현재 제작 중이며 2013년에 발사될 예정이다(Antonucci et al., 2011). LISA 개척기는 우주 환경에서, 테스트 질량의 관성운동 구현이 가능한지를 검증하게 될 것이다.

LISA와의 인공위성 탑재형 간섭계로는 일본에서 추진하고 있는 DECIGO(DECihertz Interferometer Gravitational wave Observatory; Kawamura et al., 2011)와 미국이 LISA의 후속 미션으로 추진하고 있는 BBO(Big

Bang Observatory; Phinney et al., 2003)가 있다. 두 프로젝트 모두 설계 연구 단계로, 지구 밖에서 빅뱅 직후에 방출된 중력과 검출을 주요 목표로 하고 있으며, $f \sim 0.1$ Hz에서 최대 감도를 갖도록 추진될 예정이다.

간접계 검출기를 사용하는 방법외에, 기존의 전파 천문학적 방법을 통해 중력파를 측정하려는 노력도 진행 중이다. PTA(pulsar timing array)는 초당 수 백 회 이상 자전하는 밀리초 펄사(millisecond pulsar)의 전파 펄스 도달 시간을 정밀 관측하여 지구로부터 수 천 ~ 만 광년(<3 kpc) 정도 떨어진 극저주파($10^{-9} \sim 10^{-6}$ Hz) 대역에서 중력파를 검출하는 것이 목적이다(Detweiler, 1979). 이 주파수 대역에서 중요한 중력파원은 은하-은하 충돌 그리고 대폭발 직후에 발생한 원시 배경 중력파(primitive gravitational-wave background) 등이 있다. PTA에서는 밀리초 펄사를 중력파 검출기로 사용하는 셈이다. 밀리초 펄사에서 규칙적으로 방출되는 전파 펄스가 지구의 전파 관측소에 도달되는데 걸리는 시간을 매우 정밀하게 잴 수 있다. 현재는 십 여개 밀리초 펄사를 사용하여 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 초의 정밀도를 갖는 PTA 연구가 진행 중이다. 그러나 대폭발 핵합성 등의 모델이 제시하고 있는 배경 중력파에 대한 이론적 예측값을 검증하기 위해서는 PTA 목적으로 사용가능한 밀리초 펄사가 20-30여개 필요하며, 펄스 도달 시간의 측정 역시 10^{-7} 초대의 정밀도가 요구된다. 따라서, PTA를 위해서는 보다 많은 밀리초 펄사의 발견이 필수적이며, 현재 미국의 Green Bank Radio Telescope 등 세계 각지의 전파 망원경을 사용한 펄사 관측과 시간측정 연구가 동시에 진행 중이다.

현재 PTA를 통한 중력파 측정 노력은 전 세계의 전파 펄사 그룹이 공동으로 추진하고 있다. 국제 펄사 타이밍 어레이(International Pulsar Timing Array) 프로젝트 산하에, 호주, 유럽, 북미에 위치한 전파 망원경을 사용한 PTA 연구에 참여하고 있는 그룹은 남반구에서 가장 큰 Parkes 전파 망원경을 사용하는 Parkes Pulsar Timing Array, 영국의 Lovell, 독일의 Effelsberg, 프랑스의 Nancy 전파 망원경을 사용하는 European Pulsar Timing Array, 미국과 캐나다 그룹 중심으로 구성되어 미국의 Arecibo와 Greenbank 전파 망원경을 사용하는 North America Nanohertz Gravitational Wave Observatory 등이 있다.

지상에 건설되어 현재 가동 중인 간접계 중력파 검출기와 펄사 타이밍 어레이는 고주파(100-1,000 Hz)와 극저주파(10^{-9} - 10^{-4} Hz) 대역에서 중력파를 측정하는데 최적화되어 있다. 반면 중간 정도의 주파수 대역인 1 - 100 Hz에서의 중력파 검출은 현재 건설 중인 LCGT와 개념 설계가 진행되고 있는 ET로 가능할 것으로 기대된다. LISA, DECIGO, BBO 등 우주에 중력파 검출기를 띄울 수 있게 된다면, 10^{-4} -0.1 Hz 대역에서의 중력파 탐색도 기대할 수 있게 될 것이다. 이러한 중력파 검출기가 모두 가동된다면 매우 광범위한 주파수 대역에서 기대되는 다양한 중력파를 모두 관측할 수 있게 되는 것이다(그림 13).

그림 13. 레이저 간접계 중력파 검출기의 설계 주파수 대역과 감도로 검출이 가능한 중력파원들(Hobbs et al., 2010). 여기서 y축은 중력파의 변형 진폭(변형 크기)이다. LIGO나 Virgo와 같은 지상 검출기들은 밀집성 쌍성계의 근접과 합병 과정에서 발생하는 중력파를 검출하는데 최적화 되어 있다. 수 십 Hz 이하의 저주파수 대역에서는 지상 검출이 어렵거나 불가능하다.

4. 중력파원

중력파를 발생시키기 위해서는 중력장의 변화가 있어야 한다. 실제로 천체들은 대부분 다른 천체에 대해 상대 운동을 하고 있기 때문에 중력파는 끊임없이 만들어진다고 볼 수 있다. 그러나 중력파 검출기가 검출할 수 있을 정도의 충분한 크기를 가진 파동은 강력한 중력장이 변할 때 만들어진다.

중력파 검출시 고려해야 할 또 다른 사항은 중력파 역시 거리가 멀어질수록 그 크기가 줄어든다는 점이다. 비교적 약한 중력파라도 지구로부터 가까운 곳에서 오는 것이면 검출이 가능하고 아주 먼 곳에서 오는 것은 더 어렵게 된다. 따라서 천체물리학적으로 중요한 중력파원은 검출 가능한 거리 이내에 충분히 자주 중력파를 낼 수 있어야 한다. 다만 전자기파는 광원으로부터의 거리의 제곱에 반비례해서 플럭스가 줄어드는 반면 중력파의 진폭은 거리에 반비례한다.

강력한 중력파를 만들어내는 현상은 대부분 매우 격렬한 변화에 의한 것이다. 한 은하에서 이러한 격렬한 현상은 자주 일어나지 않지만 아주 먼 거리에서 오는 중력파까지 검출할 수 있다면 관측 빈도는 충분히 높을 수 있다. 반면 격렬하지는 않아도 꾸준히 연속적으로 중력파를 내는 현상도 있을 수 있다. 그러나 이러한 중력파는 대개 그 진폭이 작을 것으로 예상된다. 다만 이러한 천체가 가까운 거리에서 발견될 수 있다면 중력파원으로 흥미로운 대상이 될 수 있다.

편의상 중력파원은 크게 연속파원과 폭발파원으로 나눌 수 있다. 연속파원은 오랜동안 일정한 진폭과 진동수를 가지고 중력파를 내는 천체를 말하고

폭발파원은 갑자기 짧은 시간에 막대한 중력파를 내는 것을 말한다. 연속파원으로는 펄사와 초기 우주를 들 수 있고 폭발 파원으로는 중성자별 또는 블랙홀 쌍성의 합병이나 초신성, 그리고 감마선 폭발을 들 수 있다. 이제 이러한 중력파원의 특성과 검출 가능성에 대해 살펴보자.

4.1. 펄사로부터 나오는 연속 중력파

4.1.1. 일그러진 모양의 중성자

펄사는 회전하는 중성자별이며 강력한 자기장을 가지고 있다. 이러한 천체가 펄스를 내는 이유는 자기장축과 회전축이 어긋나 있기 때문이라고 생각한다. 만약 중성자별이 회전 때문에 불룩해졌다고 가정하면 펄사는 중력파를 내기 어렵다. 그러나 중성자별의 표면 모양이 회전 타원체가 아닌 약간의 불균일성을 가지고 있다면 중력파를 낼 수 있다. 펄사는 질량에 비해 크기가 아주 작은 천체로서 강력한 중력장을 가지고 있지만 회전 타원체로부터 그다지 크게 벗어나 있지 않은 모양을 가지고 있다면 펄사로부터 기대되는 중력파의 크기는 비교적 작을 것이다. 만약 펄사의 모양이 완벽한 축대칭 구조에서 벗어났다면 거리 r 만큼 떨어진 곳에서 중력파의 크기는

$$h_0 = \frac{4\pi^2 G I_{zz} f_s^2}{c^4 r} \epsilon$$

이 된다. 여기서 I_{zz} 는 회전축 방향의 관성 모멘트이고 $\epsilon = (I_{xx} - I_{yy})/I_{zz}$ 로 타원율이며 f_s 는 중력파의 진동수로서 펄사의 회전 진동수의 두 배에 해당한다. 이 식에 실제 펄사의 물리량을 대입하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$h = 10^{-22} \left(\frac{f_s}{1 \text{ kHz}} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ kpc}}{r} \right) \left(\frac{I_{zz}}{10^{45} \text{ g cm}^2} \right) \left(\frac{\epsilon}{10^{-4}} \right)$$

따라서 중성자별이 회전 타원체로부터 상당히 어긋나 있지 않으면 검출될 수 있을 정도의 중력파가 나오기는 매우 어렵다. 주파수 1 kHz 정도에서 LIGO의 측정 감도가 약 $h_0 \geq 10^{-23}$ 정도이며 정밀한 분석에서 펄사의 연속 신호가 감지되지 않았다는 사실로부터 중성자별의 적도 타원율은 10^{-4} 보다 작음을 알 수 있다(Abbott et al., 2005).

4.1.2. 글리치 이후의 중력파 발생

펄사는 매우 규칙적인 펄스를 내는 천체이지만 간헐적으로 펄스 진동수가 갑자기 바뀌는 경우가 종종 있으며 이러한 현상을 펄사 글리치라 부른다. 이러한 글리치는 Radhakrishnan & Manchester(1969)에 의해 처음으로 발견된 이래 지금까지 많은 펄사로부터 비슷한 현상이 관측되고 있다. 글리치의 정도는 매우 미미해 펄사 주기의 상대적 변화량인 $\Delta\Omega/\Omega$ 가 10^{-4} 보다 대개 작은 것으로 알려져 있다. 그렇지만 질량이 매우 큰 중성자별의 회전 속도가 갑자기 바뀌는 것은 중성자별의 구조적 변화가 일어나기 때문이다. 더구나 많은 펄사가 이러한 글리치를 반복적으로 일으킨다.

예를 들어 Vela 펄사는 1969년에 처음 발견된 이래 수십번의 글리치를 일으킨 바 있다.

펄사 글리치의 원인으로는 크게 두가지 이론이 제안되었다. 하나는 마치 지구 표면에서 일어나는 지진 현상과 비슷하게 고체 구조를 가진 펄사 표면 부분에서 스트레스에 의한 변동이 일어나고 그 변동 때문에 펄사의 관성 모멘트가 변해 자전 주기가 바뀐다는 것이다(Ruderman, 1969). 또 다른 가설로 제시된 것은 내부의 초유체와 표면의 고체가 서로 다른 각속도로 회전하면서 나타나는 vortex unpinning에 의해 자전 주기가 바뀐다는 이론이다(Anderson & Itoh, 1975).

어떤 경우건 갑작스런 자전 주기의 변화는 중성자별 내부에 섭동을 일으키고 내부가 초유체인 중성자별은 진동을 하게 된다. 공 모양의 별에서 나타나는 진동은 크게 방사형 진동(radial oscillation)과 비방사형 진동(non-radial oscillation)으로 나눌 수 있다. 방사형 진동은 중력파를 내지 않지만 비방사형 진동은 중력파를 만들어낼 수 있다. 최근 이루어진 수치 계산에 의하면 vortex unpinning 모형은 지진 모형에 비해 훨씬 효율적으로 비방사형 진동을 야기시킨다(Kim et al., 2011). 글리치 이후에 나타나는 중력파의 세기는 비록 매우 약하지만 전파 관측을 통해 대상 천체와 글리치 시간을 알 수 있으므로 집중적인 자료 처리를 통해 중력파의 검출이 가능할 수도 있을 것이다.

4.2. 근접 쌍성계의 합병에 의한 중력파 방출

서론에서 언급한 바와 같이 아인슈타인의 일반상대성이론에서 예측된 중력파의 존재는 중성자별 쌍성계 PSR B1913+16의 공전 변화 관측을 통하여 간접적으로 확인이 되었다. 그림 14에 요약된 바와 같이 1974년부터 2005년까지 관측 결과는 이론적 예측과 잘 일치한다(Weisberg et al., 2010). 특히, 그림 14의 관측자료는 에러를 포함하고 있어서, 이론적 예측의 정확도를 반증하고 있다. 현재 미국, 유럽, 호주 및 일본에서 가동중이거나 건설 예정인 레이저 간섭을 이용한 지상의 중력파 검출기는 중성자별 쌍성계와 같은 근접 쌍성계의 합병에서 방출되는 중력파 검출을 주요 목표로 하고 있다. 지상의 중력파 검출기에서 검출이 가능한 강한 중력파를 발생할 것으로 기대되는 근접 쌍성계를 구성하는 천체는 주로 블랙홀과 중성자별이다.

표 1에는 우주의 나이에 해당하는 기간 안에 합병하여 강한 중력파를 방출할 것으로 예상되는 중성자별-중성자별 쌍성계가 요약되어 있다. 표 1에 요약된 쌍성계는 전파 망원경으로 쌍성계에 속한 펄사의 존재를 확인한 것으로서 모두 우리 은하 평면에 존재한다. 전파 관측 감도의 한계 때문에, 현재는 다른 은하에 존재하는 중성자별 쌍성계에 대한 직접 관측이 불가능하지만, 중력파 검출기의 검출 가능 거리내에서 은하의 분포가 균일하고, 모든 은하들이 우리 은하와 같은 중성자별 쌍성계들을 포함하고 있다고 가정하면, 은하내 중성자별 쌍성계의 병합율로부터, 이들 쌍성계

그림 14. 중성자별 쌍성계 PSR B1913+16의 공전주기 감소율의 관측 결과와 일반상대론적 예측의 비교(Weisberg et al., 2010). 가는 실선은 일반상대성이론에 의해 예측된 값이며, 검은 점들은 관측 결과로 오차의 크기가 매우 작다. 측정값과 이론적 예측값 사이의 오차는 0.2%가 채 되지 않는다. 중력과 방출로 인한 에너지와 각운동량 손실이 이 쌍성계의 공전 주기 변화를 잘 설명한다는 간접적인 증거를 제시한다. PSR B1913+16와 그 동반성 사이의 거리는 1회 공전마다 약 3 mm씩 가까워지고 있다.

에서 방출된 중력파의 검출 빈도수를 추론해볼 수 있다.

PSR J0737-3039는 펄사 두 개가 공전하고 있는 쌍성계로, 먼저 생성된 PSR J0737-3039A와 나중에 생성된 PSR J0737-3039B가 2003년과 2004년에 각각 발견되었다. PSR J0737-3039 쌍성계가 중력과 방출로 인해 나선형 공전 궤도를 그리며 병합될 때까지 걸리는 시간은 8,600만년이며, 이는 이전까지 알려져 있던 다른 중성자별 쌍성계에 비해 매우 짧은 값이다(표 1). PSR J0737-3039 쌍성계의 발견으로, 2015년 가동 예정인 advanced LIGO의 예상 검출 빈도는 이전보다 7배가량 커졌으며, 연간 적어도(99% 확률로) 1회 이상, 최대 수 백회까지 중력과 검출이 가능할 것이라고 예상되고 있다(Kim et al., 2010). PSR J1756-2251은 우리 은하내 중성자별 쌍성계의 병합율에 약 3% 정도만 기여하는 것으로 알려져있다. 그림 15에서는 PSRs B1913+16, B1534+12, J0737-3039A를 기준으로 병합율과 중력과 검출 빈도수를 예측하고 있다. 각 측정값에 대한 보다 자세한 계산 과정과 설명은 Kim et al.(2010)과 O'Shaughnessy & Kim(2010)에 자세히 나와있다.

블랙홀을 포함하는 쌍성계(중성자별-블랙홀 또는 블랙홀-블랙홀 쌍성계)는 관측이 어려워 현재까지 직접 확인은 되지 않았지만, 주계열 항성의 분포 및 별의 진

그림 15. 우리 은하내 중성자별 쌍성계 병합율과 그로부터 추론한 중력파의 검출 빈도에 대한 확률밀도함수. 신뢰구간 68%, 95%, 99%를 함께 표시하였다. 굵은 선은 은하내 전 중성자별 쌍성계의 병합율이고, 점선으로 표시된 곡선들은 각각 현재 알려져 있는 중성자별 쌍성계(PSRs B1913+16, B1534+12, J0737-3039A) 각각의 병합율에 대한 확률밀도함수이다. 작은 상자에는 우리 은하내 중성자별 쌍성계의 병합에 대한 확률밀도함수를 보여준다. 중성자별 쌍성계로부터 방출된 중력파의 검출 빈도는 initial LIGO의 검출 감도를 고려하여 계산한 것이다(Kim et al., 2010).

화 이론에 의해 그 존재가 예측되고 있다. 블랙홀 분포는 중성자별의 최대 질량에 따라 달라질 수 있는데, 중성자별의 최대 질량은, 강상호작용을 하는 중성자별 내부의 고밀도 물질 상태가 아직 정확히 규명되지 않아, 이론적으로는 확실하게 밝혀지지 않았고, 현재도 많은 연구가 진행되고 있다. 그림 16에 현재까지 확인된 중성자별 질량을 정리하였다(Lattimer & Prakash, 2007). 그림 16에 요약된 바와 같이 중성자별-중성자별 쌍성계에서 발견된 중성자별 질량은 모두 태양질량의 1.5배를 넘지 않는 반면, 엑스선 펄사와 중성자별-백색왜성 쌍성계에서는 큰 질량의 중성자별 발견이 보고되었다. 하지만, 이들 쌍성계에서 발견된 질량이 큰

표 1. 우주의 나이에 해당하는 기간 안에 합병될 것으로 예상되는 중성자별 근접쌍성계의 관측값 (O'Shaughnessy & Kim, 2010). P_{spin} (ms)는 펄사의 자전 주기, P_{orb} (hr)는 쌍성계의 공전주기, e 는 공전궤도의 이심율, M_{PSR} 와 M_c 는 펄사로 발견된 중성자별과 동반성의 질량 측정값을 태양 질량 단위로 나타낸 것이다. t_{age} (Myr)는 펄사의 현재 나이, t_{mrg} (Myr)는 중력과 방출로 인한 공전 주기 감소로부터 구한 충돌까지 남은 시간이다.

PSR name	P_{spin} (ms)	P_{orb} (hr)	M_{PSR} ($M_\odot$)	e	t_{age} (Myr)	t_{mrg} (Myr)
B1913+16	59.03	7.75	1.44 (1.39)	0.617	65	301
B1534+12	37.90	10.10	1.33 (1.35)	0.274	200	2730
J0737-3039A	22.70	2.45	1.34 (1.25)	0.088	142	86
J0737-3039B	2770	2.45	1.25 (1.34)	0.088	0.5	86
J1756-2251	28.46	7.67	1.40 (1.18)	0.181	382	1650

중성자별은 관측자료 및 분석방법의 불확실성이 커서 중성자별 최대 질량의 근거로 사용하기에는 부족하다.

최근에는 백색왜성-중성자별 쌍성계 PSR J1614-2230의 Shapiro delay 관측 결과를 토대로 중성자별(즉, 펄사로 관측된 PSR J1614-2230)이 태양 질량의 1.97배라는 것이 밝혀졌다(Demorest et al., 2010). 백색왜성-중성자별 쌍성계의 기존 관측에서 중성자별의 질량 결정은 주로 Bayesian Analysis에 의존한 반면, 이번 관측은 Shapiro delay를 통하여 중성자별 질량을 직접 측정한 것으로 신뢰도가 높다고 할 수 있다. PSR J1614-2230의 질량 측정 결과는 중성자별의 최대 질량이 태양질량의 2배가 넘을 수 있다는 것을 보여주고 있다.

중성자별의 최대 질량보다 질량이 큰 고밀도 별은, 중력을 견디지 못하고 붕괴하여 블랙홀이 되므로, 중성자별의 최대 질량은 우주에 존재하는 블랙홀의 빈도를 예측하는데 매우 중요한 자료이다.

이러한 이론적 모델과 블랙홀 및 중성자별 모형의 관측 결과를 바탕으로 수치 계산에 의해 중력과 검출 빈도를 예측하고 있다.

그림 15에는 Kim et al.(2010)이 계산한 우리 은하내 중성자별 쌍성계의 병합 빈도와 이를 바탕으로 추론한 중력파의 검출 빈도 예측 결과가 요약되어 있다. 중성자별 쌍성계의 근접 충돌에서 발생하는 중력파를 고려한다면, initial LIGO에서 관측 가능한 거리가 ~ 20 Mpc인 반면, advance LIGO에서는 ~ 350 Mpc까지 관측이 가능할 것으로 예상되어, 2015년 이후 advanced LIGO가 본격적으로 가동되면 연간 최저 수 회에서 수 백 회의 빈도로 중성자별 쌍성계에서 방출된 중력파를 검출할 수 있을 것으로 예상되고 있다.

그림 16. 관측된 중성자별의 질량분포(Lattimer & Prakash, 2007). 에러가 매우 작은 중성자별의 질량은 대부분 중성자별-중성자별 쌍성계에서 발견이 되었으며 태양질량의 1.5배를 넘지 않고 있다. 위 그림에서 엑스선 펄사와 백색왜성-중성자별 쌍성계에서는 태양 질량의 2배가 넘는 중성자별이 발견된 것으로 발표는 되었지만, 관측 자료 및 분석의 불확실성으로 인해 아직 중성자별의 질량을 규명하기에는 부족하다.

4.3. 초신성 폭발 및 감마선 폭발과 중력파 방출

지상 검출기에서 관측이 가능한 중력파원으로는 초신성 폭발과 감마선 폭발이 있다. 이 절에서는 폭발에 의한 중력파 방출과 그 검출 가능성에 대해 논의하겠다.

초신성 폭발은 원인이 되는 천체의 종류에 따라 아래와 같이 크게 세가지로 분류될 수 있다.

- (1) 찬드라세카 한계에 가까운 질량을 가진 백색왜성이 외부로부터의 질량 유입에 의해 이 한계를 넘으면서 내부의 핵반응에 의해 별 전체를 날려버리는 제 I형 초신성 폭발이 있다. 이러한 백색왜성은 생성 초기 질량이 태양의 8배 이하인 주계열 항성이 진화를 거쳐 형성되는 것으로 믿어지고 있다.

- (2) 생성 초기 질량이 태양 질량의 8배 이상에서 20여 배 이하인 주계열 항성이 진화를 거치면서 중심부에 태양 질량의 1.5배 가량 질량을 가진 철핵이 형성되고, 이 철핵이 붕괴하면서 중성자별을 형성하게 된다. 철핵이 붕괴하여 중성자별이 형성되는 시간은 수분 이내의 짧은 시간으로 질량 분포에 급격한 변화가 일어나고 이 과정에서 폭발이 일어나는 제 II형 초신성 폭발이 있다. 이 질량 분포의 변화는 일반적으로 구대칭성을 깨므로, 이 과정에서 강한 중력파가 방출될 수 있다.
- (3) 다음으로, 자기장을 가지고 회전하는 블랙홀과 그 주위에 형성된 회전원반에 의해 비대칭 폭발이 일어나는 초신성이 있다. 이러한 블랙홀은 초기 질량이 태양 질량의 20여 배 이상인 주계열 항성이 쌍성계를 형성한 채 진화를 하는 경우 별의 중심부에 형성될 수 있다. 이 초신성 폭발은 아래에 설명한 감마선 폭발천체와도 관련성이 있다는 것이 밝혀지고 있다.

위에서 논의된 3가지 초신성 유형 중 중성자별을 수반하는 제 II형 초신성 폭발에서 강한 중력파 신호가 나올 것으로 기대된다.

감마선 폭발은 수 분 이내의 짧은 시간 동안 보통 초신성 폭발에 수반되는(빛 뿐 아니라 우주로 방출되는 입자들의 운동에너지까지 포함한) 전체 에너지에 해당하는 에너지를 감마선으로 방출하는 천체 현상이다. 감마선 폭발은 지속시간이 2초보다 긴 Long Gamma-Ray Burst(LGRB)와 2초보다 짧은 Short-Hard Burst(SHB)로 나누어진다. LGRB는 위에서 언급한 (3)번 유형의 초신성 폭발과 연관되어 있을 것으로 기대되며, SHB는 초신성 폭발과는 무관하지만 중성자별-중성자별 쌍성의 충돌 또는 중성자별-블랙홀 쌍성의 충돌에 의해 발생하는 것으로 믿어지고 있다. 따라서, SHB와 지상의 중력파 검출기에서의 동시 관측은 SHB와 중력파의 연관성을 파악할 수 있는 매우 중요한 근거가 될 것이다.

5. 전망

지난 수 년 간 간접계 중력파 검출기의 성능이 향상됨에 따라 중력파의 직접 검출 가능성이 점차 현실화되고 있다. 최근에는 중력파 연구그룹과 관측 천문/물리 연구 그룹과의 공동 연구도 활발해지고 있다. 중심 붕괴 초신성과 이를 통해 갓 태어나 빠르게 도는 중성자별로부터 방출된 중력파는 지상에 건설된 advanced LIGO나 advanced Virgo로 검출이 가능할 것으로 기대되고 있다. 또한, 밀집성 쌍성계의 합병으로 생성된 감마선 폭발도 감마선 방출전에 강한 중력파가 방출될 수 있으며 중력파와 전자기파의 동시 관측은 이러한 천체의 특성을 이해하는데 매우 유용할 것이다. 관측 위성 및 지상 망원경을 사용하는 광학 천문학으로부터 얻은 정보는 중력파 검출로부터 얻은 정보와 상호 보완적이며 천체 현상에 대한 이론 모델

검증과 개발 등에 중요한 힌트를 제공해줄 것으로 기대된다. 2011년 현재 LIGO와 Virgo 중력파 연구협력단은 중성미자 관측 연구단(ANTARES, IceCube), 광학 관측 천문 연구단(Swift, GCN) 등과 공동 연구를 위한 협력양해각서를 체결하거나, 혹은 외부 협력의 형태로 공동 연구를 모색하고 있다. 전자기파(광자)나 입자(중성미자)를 이용한 전통적인 천체 관측 방법과 중력파를 이용한 전혀 새로운 천체 관측 방법을 접목하는 효과적인 방법에 대한 연구 역시 진행 중이다.

2002년에 LIGO가 과학 연구를 위한 첫 가동을 시작한 이래, 간접계 중력파 검출기의 성능은 지난 십 년간 계속해서 향상되어왔다. 현재 LIGO와 Virgo 모두 업그레이드 작업이 진행 중이다. LIGO의 경우, 2012년까지 주요 하드웨어 설치 작업을 끝내고, 2013년부터 제 2세대 간접계 검출기(advanced LIGO)로서 시험 가동을 시작하는 것을 목표로 하고 있다(Waldman, 2011). 업그레이드 작업이 순조롭게 진행된다면, 2016년에는 이전에 비해 10배 정도 향상된 감도로 가동할 수 있을 것으로 기대된다. 업그레이드된 중력파 검출기의 설계 감도와 밀집성 쌍성계가 존재할만한 은하 분포를 바탕으로 검출빈도를 추정한 연구 결과에 따르면, advanced LIGO와 advanced Virgo의 중력파 검출 빈도수는 99%의 확률로 연간 1회 이상, 최 대 수 백 회에 이를 것으로 예상된다. 간접계 중력파 검출기로 검출이 가능한 여러 중력파원 중에서, 밀집성 쌍성계의 근접 충돌에서 발생한 중력파가 첫 번째로 검출될 가능성이 가장 크다고 하겠다(Harry, 2010). 중력파의 검출 감도에 대한 예상값은 모두 상대성이론과 천체 물리 이론 모델의 가정을 바탕으로 한다. 만약 아인슈타인의 상대성이론이 맞고, 상대성이론에서 예측하고 있는 강한 중력파원에 대한 천체물리적인 이해가 올바른 것이라면, 앞으로 5-10년 내에(제 2세대 간접계 중력파 검출기로) 중력파를 직접 검출하는 것이 가능해질 것이다. 만약 중력파 검출이 제 2세대 검출기로도 전혀 이루어지지 않는다면, 이는 역으로 아인슈타인의 상대성이론, 혹은 강한 중력파원에 해당하는 천체물리이론에 대한 재검증이 필요하다는 증거로 해석될 수 있다.

감사의 글

이 논문은 한국 중력파 연구단(Korean Gravitational Wave Group, KGWG) 활동의 일부로 작성되었다. KGWG는 국가수리과학 연구소(NIMS)와 한국과학기술 정보연구원(KISTI)에서 재정적 지원과 전산 자원 지원을 받고 있다.

참고 문헌

- Abadie, J., et al., 2010, Predictions for the Rates of Compact Binary Coalescences Observable by Ground-Based Gravitational-Wave Detectors, *Class. Quant. Grav.*, 27, 173001

- Abbott, B., et al., 2005, Limits on Gravitational-Wave Emission from Selected Pulsars Using LIGO Data, *Phys. Rev. Lett.*, 94, 81103
- Abramovici, A., et al., 1992, LIGO - The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, *Science*, 256, 325
- Ajith, P., et al., 2008, A Template Bank for Gravitational Waveforms from Coalescing Binary Black Holes: Non-Spinning Binaries, *Phys. Rev. D*, 77, 104017 [Erratum-*ibid. D*, 79, 129901 (2009)]
- Anderson, P. W. & Itoh, N., 1975, Pulsar Glitches and Restlessness as a Hard Superfluidity Phenomenon, *Nature*, 256, 25
- Antonucci, F., et al., 2011, LISA Pathfinder: Mission and Status, *Class. Quant. Grav.*, 28, 094001
- Baker, J. G., Centrella, J., Choi, D. -I., Koppitz, M., & van Meter, J., 2006, Gravitational-Wave Extraction from an Inspirling Configuration of Merging Black Holes, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 111102
- Baker, J. G., McWilliams, S. T., van Meter, J. R., Centrella, J., Choi, D. -I., Kelly, B. J., & Koppitz, M., 2007, Binary Black Hole Late Inspiral: Simulations for Gravitational Wave Observations, *Phys. Rev. D*, 75, 124024
- Bradaschia, C., et al., 1992, Virgo: Very Wide Band Interferometric Gravitational Wave Antenna, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 28, 54
- Campanelli, M., Lousto, C. O., Marronetti, P., & Zlochower, Y., 2006, Accurate Evolutions of Orbiting Black Hole Binaries Without Excision, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 111101
- Cutler, C. & Thorne, K. S., 2002, An Overview of Gravitational-Wave Sources, *Proceedings of GR16 (Durban, South Africa 2001)*, arXiv: gr-qc/0204909
- Danzmann, K. & the LISA study team, 1996, LISA Pre-phase A report, MPQ209
- Demorest, P. B., Pennucci, T., Ransom, S. M., Roberts, M. S. E., & Hessels, J. W. T., 2010, A Two-Solar-Mass Neutron Star Measured Using Shapiro Delay, *Nature*, 467, 1081
- Detweiler, S., 1979, Pulsar Timing Measurements and the Search for Gravitational Waves, *ApJ*, 234, 1100
- Hahn, S. G. & Lindquist, R. W., 1964, The Two-Body Problem in Geometrodynamics, *Ann. Phys.*, 29, 304
- Harry, G. M., 2010, Advanced LIGO: the Next Generation of Gravitational Wave Detectors, *Class. Quant. Grav.*, 27, 084006
- Hobbs, G., et al., 2010, The International Pulsar Timing Array Project: Using Pulsars as a Gravitational Wave Detector, *Class. Quant. Grav.*, 27, 084013
- Hotokezaka, K., Kyutoku, K., Okawa, H., Shibata, M., & Kiuchi, K., 2011, Binary Neutron Star Mergers: Dependence on the Nuclear Equation of State, *Phys. Rev. D*, 83, 124008
- Hulse, R. & Taylor, J., 1975, Discovery of a Pulsar in a Binary System, *ApJ*, 195, L51
- Kawamura, S., et al., 2011, The Japanese Space Gravitational Wave Antenna: DECIGO, *Class. Quant. Grav.*, 28, 094011
- Kim, C., Kalogera, V., & Lorimer, D. R., 2010, The Effect of PSR J0737-3039 on the DNS Merger Rate and Implications for Gravity-Wave Detection, *New Astronomy Reviews*, 54, 148
- Kim, J., et al., 2011, in preparation
- Kuroda, K., 2010, Status of LCGT, *Class. Quant. Grav.*, 27, 084004
- Lattimer, J. & Prakash, M., 2007, Neutron Star Observations: Prognosis for Equation of State Constraints, *Phys. Rep.*, 442, 109
- O'Shaughnessy, R. & Kim, C., 2010, Pulsar Binary Birthrates with Spin-Opening Angle Correlations, *ApJ*, 715, 230
- Ott, C. D., 2009, Probing the Core-Collapse Supernova Mechanism with Gravitational Waves, *Class. Quant. Grav.*, 26, 204015
- Phinney, S., et al., 2003, NASA Mission Concept Study
- Pirani, A. E. F., 1956, *Acta Phys. Polon.*, 15, 389
- Pitkin, M., et al., 2011, Gravitational Wave Detection by Interferometry (Ground and Space), arXiv:1102.3355
- Pretorius, F., 2005, Evolution of Binary Black-Hole Spacetimes, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 121101
- Pretorius, F., 2007, Binary Black Hole Coalescence, arXiv:0710.1338
- Punturo, M., et al., 2010, The Einstein Telescope: a Third-Generation Gravitational Wave Observatory, *Class. Quant. Grav.*, 27, 194002
- Radhakrishnan, V. & Manchester, R. N., 1969, Detection of a Change of State in the Pulsar PSR 0833-45, *Nature*, 222, 228
- Ruderman, M., 1969, Neutron Starquakes and Pulsar Periods, *Nature*, 223, 597
- Waldman, S. J., 2011, The Advanced LIGO Gravitational Wave Detector, arXiv:1103.2728
- Weber, J., 1960, Detection and Generation of Gravitational Waves, *Phys. Rev.*, 117, 306
- Weiss, R., 1973, Quarterly Reports of the Research Laboratory of Electronics MIT, 105, 54
- Weisberg, J. M., Nice, D. J., & Taylor, J. H., 2010, Timing Measurements of the Relativistic Binary Pulsar PSR B1913+16, *ApJ*, 722, 1030