

<해설논문>

巨大한 검은 구멍과 銀河核

박 석 재

Department of Astronomy
University of Texas at Austin, U.S.A.

현 정 준

서울대학교 천문학과
(1987. 12. 7. 접수)

I. 序 論

1970년대 초반만 하여도 검은 구멍(black hole)은 ‘막대한 重力으로 인하여 빛도 빠져나올 수 없는 늪’, 혹은 ‘모든 물리법칙이 깨어지는 時空間의 표면’ 등으로 마치 天體의 怪物처럼 생각되고 있었다.

그러나 Hawking(1974)은 검은 구멍도 어느 천체와 마찬가지로 복사를 낼 수 있다는 놀라운 사실을 발표했다. 즉, 고전 물리학에 따르면 검은 구멍의 표면은 안쪽으로만 일방통행을 허용하는 半透膜—事象의 지평선(event horizon)—이므로 아무것도 여기서 밖으로 나올 수 없으나, 量子的인 tunneling에 의해서 복사나 물질의 방출이 가능하다는 것이다. 표면에 가까운 진공속에 重力場에 의하여 입자의 쌍(입자+반입자)이 생기고, 입자가 표면을 투과(tunnel)하고 반입자는 안쪽으로 끌려 들어갈 가능성이 있다. 이 과정에서 (-)의 에너지를 가진 반입자가 검은 구멍으로, (+)의 에너지의 입자는 밖으로 나오니, 결과적으로 검은 구멍은 입자 1개만큼의 질량(에너지)을 잃은 셈이다. 이 과정을 Hawking 복사 또는 검은 구멍의 蒸發이라고 한다.

이 과정은 흑체복사와 유사하고, 해당되는 검은 구멍의 표면온도 T 는 질량 M 에 반비례함이 밝혀졌다. 그러므로 작은 M (높은 T)일수록 이 복사는 강해지는 셈이고 $M=M_0$ 인 경우 $T\sim 10^{-7}K$ 로 그 효과는 거의 무시된다. 여하튼 萬物을 삼켜버릴 뿐 이웃에 배플줄 모르는 怪物이란 이미지는 차츰 퇴색하게 되었다.

이제 ‘검은 구멍은 과연 존재하는가?’ 하는 식의 의구심을 우리가 품던 시대는 지나, $M\sim M_0$ 정도의 검은 구멍으로부터 $10^6\sim 10^8M_0$ 급의 巨大한 검은 구멍에 이르는 다양한 가능성을 진지하게 생각하는 시대가 온 것이다. 이 글에서는 주로 여러 銀河核에 있는 것으로 믿어지는 巨大級 검은 구멍에 대해서 알아보기로 한다.

II. 검은 구멍의 질량추출

정지하고 있는(자전이 없는) Schwarzschild의 검은 구멍의 경우, Hawking 복사와 같은

量子的인 방법 이외에는 어떤 古典的인 방법으로도 그 질량(에너지)을 抽出할 수 없다. 그러나 Penrose(1969)는 자전하는, 이른바 Kerr 검은 구멍에 존재하는 회전 질량 M_{rot} 은 古典的인 방법으로도 밖으로 추출이 가능함을 밝혔다.

그에 의하면

$$M_{rot} = M - \left[\frac{M}{2} \left(M + \sqrt{M^2 - \frac{a^2 c^4}{G^2}} \right) \right]^{1/2}, \quad a = \frac{J}{Mc} \quad (1)$$

J = 각운동량, G : 중력상수

이다. 그런데* $a \leq \frac{GM}{c^2}$ 이므로 (1)에서

$$M_{rot} \leq M - \frac{1}{\sqrt{2}} M = 0.29M$$

즉 최대한 총질량의 29%인 M_{rot} 를 추출할 수 있다.

이 경우 검은 구멍의 반경 R_G 는

$$R_G = \frac{GM}{c^2} + \sqrt{\frac{G^2 M^2}{c^4} - a^2} \quad (2)$$

로 주어진다. 검은 구멍 주위에서

$$R_G < R < \frac{GM}{c^2} + \sqrt{\frac{G^2 M^2}{c^4} - a^2 \cos^2 \theta} \quad (3)$$

를 만족하는 부분은 ergosphere로 불리는데 여기 R, θ 는 검은 구멍의 중심으로부터 정의된 극좌표($\theta=0$ 이 대칭축)이다.

Penrose에 의하면 이 부분에 E_1 의 초기 에너지를 가지고 들어온 물체가 2개로 쪼개져 한 조각이 검은 구멍으로 떨어져 버리고, 다른 한 조각이 E_2 의 에너지를 가지고 탈출하는 경우 M_{rot} 의 추출에 의하여 $E_2 > E_1$ 되게 할 수 있다. 이러한 과정을 'Penrose 과정'이라고 한다.

예를 들어 $M=10^8 M_\odot$ 인 Kerr의 검은 구멍에서 추출된 $M_{rot}=0.1M$ 일 경우

$$M_{rot} = 0.1 \times 10^8 M_\odot \simeq 2 \times 10^{40} \text{g}, \quad E = M_{rot} c^2 \simeq 2 \times 10^{61} \text{erg} \quad (4)$$

이 에너지는 $10^{30} M_\odot$ (약 10^9 개 은하)를 1년 정도 계속 빛나게 할 수 있는 어마어마한 값이 된다! ($L_\odot = 4 \times 10^{33} \text{erg/sec}$ 를 썼다).

恒星的 에너지원인 水素融合反應이 M 의 1% 미만을 소비하는데 비하면, Penrose 과정이 얼마나 효과적인지 실감할 수 있다. $M \sim 1 M_\odot$ 와 $M \sim 10^8 M_\odot$ 인 검은 구멍을 명확하게 구별하는 물리적 특징이 있다면 그것은 평균 밀도 $\bar{\rho}$ 의 크기에 있다. 몇 M_\odot 의 질량을 갖는 검은 구멍의 $\bar{\rho}$ 는 원자핵의 밀도($\sim 10^{14} \text{g/cm}^3$)를 넘게 되지만, 거대한 검은 구멍의 $\bar{\rho}$ 는 대략 물의 밀도 안팎에 지나지 않게 된다.

앞서 예로 든 $M=10^8 M_\odot$ 인 검은 구멍을 다시 생각해보자. 만일 $a=0$ 라면(Schwarzschild의 검은 구멍) R_G 는 (2)로부터,

$$R_G = \frac{2GM}{c^2} \quad (5)$$

을 얻는다. 따라서 $M=10^8 M_\odot$ 이면 (5)로부터,

* 아니면 원심력으로 검은 구멍이 생기지 않는다.

$$R_G = \frac{2 \times 6.67 \times 10^{-8} \times (2 \times 10^{41})}{(3 \times 10^{10})^2} \approx 3 \times 10^{13} \text{cm} (\approx 2 \text{AU}) \quad (6)$$

을 얻는다. 즉, 이 검은 구멍의 크기는 우리 태양계 내 화성 궤도 정도의 반경을 갖는다. 따라서, $\bar{\rho}$ 는

$$\bar{\rho} \approx \frac{2 \times 10^{41} \text{g}}{\frac{4}{3} \pi (3 \times 10^{13} \text{cm})^3} \approx 2 \text{g/cm}^3 \quad (8)$$

가 되어, 물의 밀도의 약 2배가 된다.

이 거대한 검은 구멍은 가장 빨리 자전하는 경우 하루에 약 14회전 할 수 있는데 ($\Omega \sim 10^{-3} \text{rad/sec}$), 이 때 검은 구멍의 가장자리는 광속에 접근하게 된다.

III. 검은 구멍 표면의 물리학

쌍둥이 형제가 있어 그 중 더욱 용감한 형이 동생이 바라보는 가운데 검은 구멍을 향하여 자유 낙하를 시도한다고 하자. 형은 아무런 시간 간격의 변화를 느끼지 않은 채 유한한 시간이 경과하면 검은 구멍의 중심까지 도달하게 된다. 그러나, 밖에서 바라보는 동생의 입장에서는 형이 검은 구멍에 가까워질수록 점점 낙하 속도가 느려지는 것 처럼 보이게 되고, 마침내 검은 구멍의 표면에 이르러서는 완전히 멈춘 듯이 보이게 된다.

이는 검은 구멍의 표면 ($R=R_G$)에서 형의 모습을 알려주는 빛이 빠져나올 수 없다(즉 빠져나오는데 ∞ 의 시간이 걸린다)는 事象의 지평선의 특성을 나타내는 사실이다. 重力場에서 일어나는 시간의 지체는 검은 구멍의 표면에서 극한에 다다른다. 이것을 달리 말하면, 형이 관측하는 시간(고유시간)의 간격 $d\tau$ 는 아우가 관측하는 시간(좌표시간)으로 $dt = \infty$ 에 해당한다($dt = d\tau / (1 - \frac{R_G}{R})$)의 관계가 알려져 있다. 여기서 인용한 쌍둥이 형제란 검은 구멍을 전혀 다르게 기술하는 두 관측자(좌표계)가 있다는 뜻이다.

회전하는 검은 구멍의 경우에는 검은 구멍에 정지한 제 3의 관측자(ZAMO: zero-angular-momentum-observer)를 이용한다.

Damour(1978)와 Znajek(1978)는 Hawking 복사의 이론에 힘입어 ZAMO에 근거를 둔 '검은 구멍의 電氣力學'이라는 새로운 물리학을 개척하였다.

이 이론에 따르면 검은 구멍의 표면에는 전류도 흐르고 저항도 걸리게 되며, 자기장까지도 생각할 수 있다는 것이다. 엄밀하게는 여기서 말하는 검은 구멍의 표면이란 事象의 지평선 그 자체가 아니라, 지평선 조금 밖에 위치한 '연장된 사상의 지평선'(stretched event horizon)을 말한다. 그러나, 관측자가 연장된 사상의 지평선 밖에 존재하는 한 관측적 차이가 없음이 밝혀졌다(Thorne et al., 1986).

Hawking 복사는 검은 구멍 표면에서의 온도 T 와 엔트로피 S 를 정의 가능하게 함으로서 '검은 구멍 열역학'(black hole thermodynamics)이라는 새로운 물리학을 탄생시켰다. 검은 구멍 열역학 제 1 법칙은,

$$dM = T dS + \Omega dJ \quad (9)$$

와 같이 기술되는데, 여기서 Ω 는 검은 구멍의 각속도, J 는 각운동량이다. 따라서, 우변의 첫째 항은 Hawking 복사에 따른 M 의 감소를 나타내며, 두번째 항은 바로 M_{rot} 의 변

화를 주는 원인이 된다.

검은 구멍 열역학의 제 2 법칙은 바로 ‘엔트로피 증가의 법칙’에 해당되는 것으로, ‘검은 구멍의 표면적 증가의 법칙’이라고도 불리운다. 즉, 표면적이 A_1 인 검은 구멍이 표면적이 A_2 인 검은 구멍과 충돌하여 다시 표면적이 A 인 새로운 검은 구멍을 만든 경우, A 는 절대로 $A_1 + A_2$ 보다 작을 수 없다는 것이다(e.g. Shapiro & Teukolsky, 1983).

IV. 유입물질 원반(accretion disk)

여기서 잠깐 검은 구멍을 떠나 그 주위로 눈을 돌리기로 하자.

검은 구멍 주위에 있는 물질은 언제나 검은 구멍의 강한 重力에 끌리어 들어가기 마련이다. 각운동량을 가지고 Kerr의 검은 구멍에 끌리어 들어가는 물질들은 검은 구멍의 적도면에서 유입물질 원반을 형성하게 된다.

거대한 검은 구멍 주변의 유입물질 원반은, 連星系에서 관측되는 규모가 작은 유입물질 원반과는 달리 내부 압력이 증가함에 따라 두꺼운 원환체(torus)의 모양을 가질 수 있다.

유입률(accretion rate)을 \dot{M} 이라고 정의하고, Eddington 광도

$$L_E = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_T}$$

σ_T : 톰슨 산란 단면적 m_p : proton 질량

로부터 또 하나의 유입률 M_E 를

$$M_E = \frac{L_E}{c^2} \propto M \tag{10}$$

와 같이 정의하고, 또 \dot{M}_E 에 대한 \dot{M} 의 비율을 \dot{m} 이라고 하자. 즉,

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{M_E} \propto t^{-1} \tag{11}$$

이다.

냉각 시간 t_c 는 밀도 ρ 에 반비례하므로, 냉각 시간을 역학적 시간 $t \sim (G\rho)^{-1/2}$ 으로 나눈 값 $t_c/t (\propto \rho^{-1/2} \propto t \propto \dot{m}^{-1})$ 은 \dot{m} 에 반비례하게 된다. 만일 \dot{m} 이 작은 값을 가지면($\dot{m} \sim 0.001$) 유입물질들은 미처 냉각이 되지 못하고 기체 압력으로 지탱되는 원환체를 형성하게 된다. 이러한 원환체를 ion 원환체(ion torus)라고 부른다. 반대로, \dot{m} 이 크면($\dot{m} \sim 1$) 복사가 유입물질로부터 탈출하지 못하여, 복사 압력으로 지탱되는 원환체를 형성하게 된다. 이러한 원환체를 복사 원환체(radiation torus)라고 한다.

1985년 Begelman과 Blandford는 이러한 검은 구멍 주위의 유입물질 원반, 유입물질 원환체를 이용하여 비정상적으로 밝은 銀河核(AGN: active galactic nuclei)을 갖는 은하들을 설명하고자 시도하였다. 이들에 따르면 ‘퀘이사’(quasar) 같은 천체는 복사 원환체를 가진 거대한 검은 구멍에 의하여($\dot{m} \sim 1$), 보통의 電波銀河核은 이온 원환체를 가진 거대한 검은 구멍에 의하여($\dot{m} \sim 0.001$), 그리고 光度가 앞의 둘의 중간인 Seyfert 銀河核 같은 것들은 얇은 유입물질 원반을 가진 거대한 검은 구멍에 의하여 관측된 스펙트럼이 각각 잘 설명된다는 것이다. 물론 이들 銀河核들이 내는 막대한 에너지는 대부분이 중앙의 거대한 검은 구멍의 M_{rot} 에서 나오게 되는 것이다.

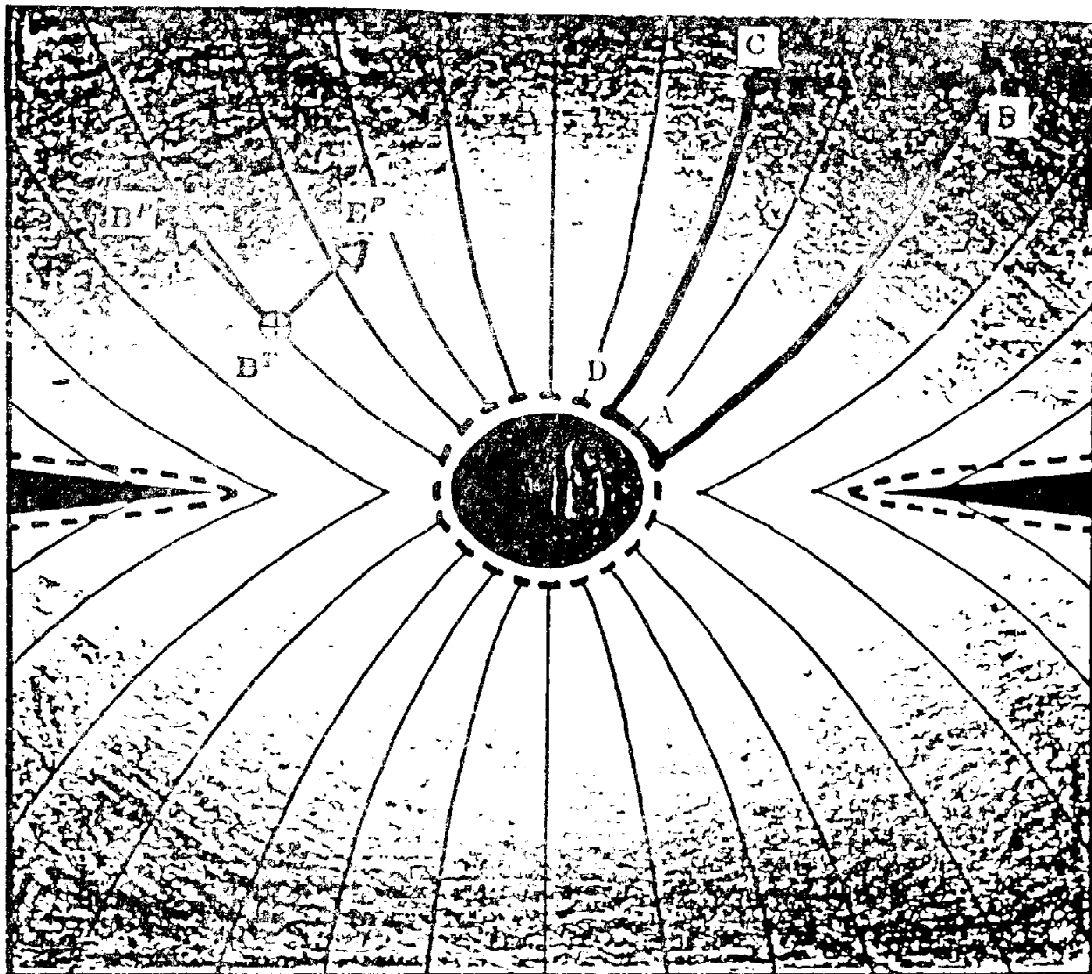
최근의 정밀한 관측 자료들은 우리 은하, 그리고 이웃인 M31(Andromeda 은하)의 중심에도 $\sim 10^6 M_{\odot}$ 인 검은 구멍의 존재를 확인하고 있다. 따라서, 여러 銀河核에 $10^6 \sim 10^{10} M_{\odot}$ 인 거대한 검은 구멍이 존재한다는 생각은 차츰 사실로 굳어져가고 있는 추세이다.

V. Blandford-Znajek 이론

Penrose 과정이 제창되자마자 많은 천체물리학자들은 역학적인 방법으로 검은 구멍 에너지의 추출을 시도하였다. 이를테면 거대한 검은 구멍 주위로 접근한 항성이 기조력에 의해 파괴되어 Penrose 과정을 거친다는 것이다. 그러나 1972년 Bardeen, Press, Teukolsky는 항성의 속도가 광속에 가까울 때에 한하여 Penrose 과정이 사실상 유효하다는 사실을 지적하였다. 따라서 역학적인 방법은 더 이상 기대하기 어려워진 셈이 되었다.

1977년 Blandford와 Znajek(BZ)가 검은 구멍의 에너지를 전자기학적으로 추출하는 모델을 발표한데 이어 Macdonald와 Thorne은 1982년에 이 이론을 電子回路에 비유하여 알기 쉽게 풀이하였다.

그림 1은 거대한 검은 구멍과 그 주위 유입물질 원반의 안쪽 끝부분, 그리고 포물선 모



..... 축퇴구역 □ force-free 구역 ■ 가속 구역
 그림 1. AGN(活動性 銀河核)의 단면. 중심부의 Kerr 검은 구멍과 流入物質圓盤의 안쪽 끝 부분은 검은 색으로 표시했다. 화살은 전자기장의 원환(toroidal) 성분과 극성분.

양의 자기력선을 나타내고 있다. 자기력선은 검은 구멍과 유입물질 원반에 걸려있는데, 상대론적 Ferraro회전에 의하여 시간이 지나도 서로 건너거나 엉키지 않게 된다. BZ이론은 이처럼 검은 구멍과 원반이 자기장을 띠고 있을 때에 한하여 성립한다.

Plasma 조건에 따르면 그림 1에서 검은 구멍 주변의 흰 지역에서는 'force-free' 조건, 즉 전하밀도 ρ_e , 전기장 \vec{E} , 전류 벡터 \vec{j} , 자기장 \vec{B} 사이에

$$\rho_e \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} = 0 \tag{12}$$

의 관계식이 성립한다. 즉, 전자나 양성자같이 전하를 갖는 입자들이 자기력선을 넘나들지 못하게 된다. 그러나 검은 구멍에서 충분히 먼 검은 지역에서는 입자들이 비교적 자유롭게 운동할 수 있어, 꼭 자기력선을 따라 움직일 필요는 없게 된다.

그림 1에서 ABCD와 같은 임의의 폐쇄 회로를 생각할 때, 구간 AB와 CD는 입자들의 에너지 손실이 거의 없는 force-free 지역에 위치하고 있으므로 훌륭한 도체와 같다. 검은 지역에 있는 구간 BC에서도 마치 소금물 속의 이온들이 전류를 흐르게 하듯이 전하의 이동을 생각할 수 있다. 그러나 이 구간에서는 (12)식이 만족되지 않으므로 입자의 충돌에 따른 에너지 손실을 생각하지 않을 수 없다. 따라서 구간 BC는 그림 2에서 저항 R' 이 끼어 있는 회로로 대체된다.

마지막으로 검은 구멍 표면 상의 구간 AB는 앞서 기술한 검은 구멍 전기역학에 의해 마치 기전력 V 를 가진 전지처럼 행동하여 고유의 저항 R 이 여기에 걸리게 된다. 그림과 같이 자기장이 걸려있는 경우, 검은 구멍의 표면에서는 위쪽 극으로부터 아래쪽 극으로 전류

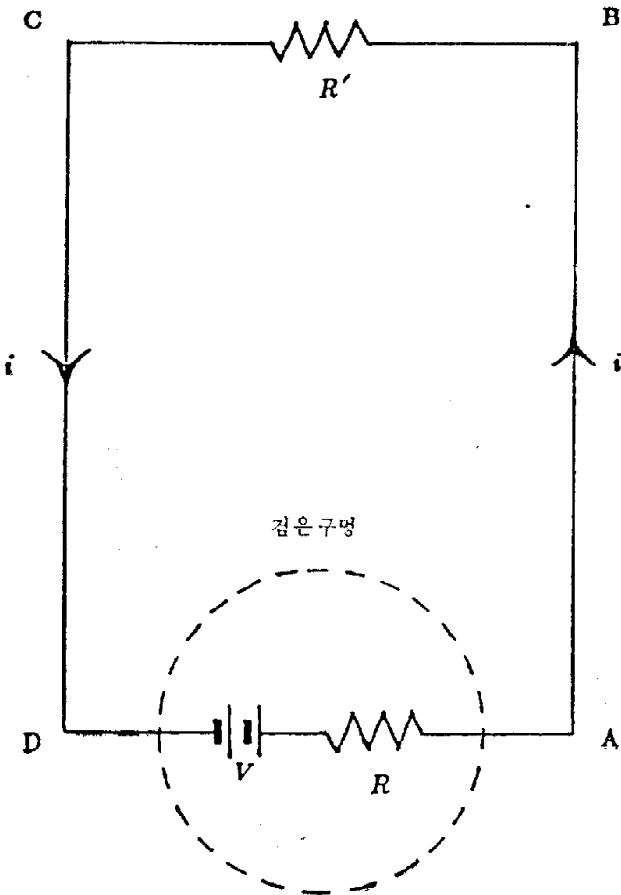


그림 2. 그림 1의 폐곡선 ABCD에 대응하는 전자회로. 총전류 $i = V / (R + R')$, BC에서의 출력 $\Delta P = i^2 R'$, ΔP 는 $R' \sim R$ 때 최대가 된다.

가 흐르기 때문에 폐쇄 회로 내의 전체적인 전류 방향은 그림 2와 같이 된다. 실제로 거대한 검은 구멍의 자기권(magnetosphere) 내에서 전하를 지닌 입자들의 대국적인 운동은 이러한 전류의 방향이 옳음을 알려준다.

그림 2에서 직렬로 연결된 두 저항 R, R' 과 기전력 V 에 의해 회로 내 전류 i 는,

$$i = \frac{V}{R + R'} \quad (13)$$

로 주어지고 저항 R' 이 회로에서 발생하는 出力 P 는,

$$P = i^2 R' \quad (14)$$

가 된다. 즉, 검은 구멍으로부터 전자기적으로 추출된 에너지는 검은 지역에 이렇게 운반되는 것이다. 검은 구멍의 기전력은 M_{rot} 에 의해서 공급되므로, 시간이 지남에 따라 검은 구멍의 자전속도는 차차 느려지게 된다.

실제 계산에 따르면 검은 구멍 주위에서만 나오는 出力은,

$$P \sim 10^{45} \left(\frac{ac^2}{GM} \right)^2 \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right)^2 \left(\frac{B}{10^4 \text{ gauss}} \right)^2 \text{ erg/sec} \quad (15)$$

가 된다. 여기서 B 는 검은 구멍 표면에 수직인 자기장 성분의 세기이다. (15)에 의해서 기술되는 에너지는 퀘이사같은 AGN의 관측된 광도를 설명하는 데 충분하다. 따라서, 퀘이사의 수수께끼는 이제 거대한 검은 구멍 이론으로 해명이 된다.

VI. 결 론

금세기 초반 양자물리학에 기반을 둔 핵융합이론이 등장했을 무렵, 그 이론이 천문학의 한 분야가 되리라고는 거의 아무도 예상을 못했을 것이다. 그러나 이 이론은 恒星의 에너지를 설명하였을 뿐만 아니라 별의 進化를 일으키는 원동력으로 밝혀졌고, 오늘날 고등학교의 지구과학 교과과정에서도 다루어질 필수 대목이 되고 있다.

天體의 怪物처럼 여겨졌던 검은 구멍도 앞으로 퀘이사의 수수께끼를 해명하는데 도움이 될 가능성이 최근에 와서 많이 논급되고 있다. 또 최근에 활발하게 연구되는 일반상대론, 입자물리학과 같은 물리학이 앞으로도 21세기의 천체물리학이나 宇宙論 분야의 언어로 활용되어 우리를 또 다른 놀라운 세계로 이끌어 갈 것으로 믿어진다. 또 전자파의 영역 이외에도 뉴트리노를 비롯한 여러 暗黑粒子들에 이르기 까지 관측의 손길이 미치게 된다면 천체물리학의 세계는 얼마나 놀라운 풍요로움을 누리게 될 것인가 기대되는 바 크다.

참 고 문 헌

- Bardeen, J.M., Press, W.H., and Teukolsky, S.A. 1972, *Ap. J.*, **178**, 347.
 Begelman, M.C., Blandford, R.D., and Rees, M.J. 1984, *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 255.
 Blandford, R.D., and Znajek, R.L. 1977, *M.N.R.A.S.*, **179**, 433.
 Damour, T. 1978, *Phy. Rev. D.*, **18**, 3598.
 Hawking, S.W. 1974, *Nature*, **248**, 30.

- Macdonald, D.A., and Thorne, K.S. 1982, *M.N.R.A.S.*, **198**, 345 (MT).
- Penrose, R. 1969, *Nuovo Cim.*, **1**, 252.
- Shapiro, S.L., and Teukolsky, S.A. 1985, *Black holes, White Dwarfs, and Neutron Stars* (New York: Wiley)
- Thorne, K.S., Price, R.H., and Macdonald, D.A. 1986, *Black Holes: The Membrane Paradigm*, (New Haven: Yale University Press).
- Znajek, R.L. 1978, *M.N.R.A.S.*, **185**, 833.