

타키온 교환에 의한 파이온-핵자 상호작용*

현 남 규**

Pion-Nucleon Scattering Through Tachyon Exchange*

Hyun Nam-gyu**

Summary

If two particles A,B exchange a tachyon T, then suitable subluminal observers always exist, which see the tachyon T with infinitive speed. Then tachyons can be the realistic classical carriers of elastic intractions between elementary particles. Thus tachyons may have a role as interaction carriers rather than as stable objects.

As examples, it was suggested that tachyons may be exchanged in elastic and inelastic pion-nucleon scattering, and we calculated the energy and rest mass of the exchanged tachyons in nucleon resonances.

序 論

19C 말엽에 독일의 물리학 journal들에 발표된 초광속 입자에 대한 연구 논문들 중에서, 빛보다 느린 $v < c$ 인 영역에서 빛보다 빠른 $v > c$ 인 영역으로 어떤 입자를 가져올 수 있다고 1889년에 발표한 O. Heaviside 및 1904~05년에 전자의 전하가 어떤 체적 내에 분포되어 있다면, 초광속이 물리적으로 가능하다고 논한 A. Sommerfeld의 견해들이 주목할 만한 것들이다. 빛보다 빠른 속도의 물체가 존재할 가능성을 부인한 1905년에 발표한 A. Einstein의 특수상대성 이론을 연구하고 나서, A. Sommerfeld는 1910년에 초광속 입자의 존재

가능성에 관한 그의 견해가 잘못됐다는 결론을 얻었다(Müller, 1981). 이렇게 하여 1962년에 E.C. G.Sudarshan과 공동 연구자들에 의하여 초광속 입자의 존재성에 대한 논의가 설득력 있게 제기되기까지(Bilaniuk, et al., 1962) 그 존재성이 부인되었던 주된 이유는 크게 두 가지로 설명할 수 있다. 첫째는, 속력이 증가함에 따라 그 물체의 질량도 증가하는데, 빛의 속도에 이르러서는 질량이 무한하게 되므로 에너지 또한 무한하게 된다. 따라서 무엇이 물체를 가속시키던지간에 빛의 속력까지 가속시키기 위해서는 무한한 에너지가 필요하게 되므로 어떤 물체를 빛보다 느린 속력에서부터 빛의 속력 C까지 가속시킬 수가 없다. 또한 정지 질량을 불변으로 하면, 빛보다 빠른 물체들은 허수의 에너지를 가지므로 이는 실수의 에너지

* 이 논문은 1991년도 교육부지원 한국학술진흥재단의 지방대학 육성과제 학술연구조성비에 의하여 일부 연구되었음.

** 자연과학대학 물리학과

를 갖는 물체들과 에너지를 교환할 수 없기 때문에, 그것들에 영향을 줄 수 없다는 것이다 (Feinberg, 1968). 둘째는 초광속 입자의 세계선이 공간유사(space-like)이기 때문에 특정 관찰자에게 있어서는 신호가 과거로 보내어져서 신호를 보내기 전에 이미 신호를 받는 일이 발생하여, 인과를 위배되는 논리적인 모순성의 문제이다.

그러나 입자 물리학이 발전 됨에 따라 소립자들이 쉽게 생성, 소멸되는 사실을 알 수 있었으며, 상호작용 과정에 있어서 에너지들이 불연속적으로 변하므로, 빛이 항상 빛의 속도를 갖듯이 항상 빛보다 빠른 입자의 생성과 소멸을 상상할 수 있기 때문에, 이러한 경우에는 빛의 속도의 장벽을 넘어서기 위한 무한의 에너지를 공급할 필요가 없다. 따라서 이러한 조건하에서 에너지가 항상 운동량보다 작기만하면 질량, 에너지 및 운동량들은 실수 값을 가지며, 보통의 입자처럼 에너지가 운동량보다 큰 경우는 허수의 정지 질량을 가정해야 하나, 고전 역학에서 m 은 매개변수이고 느린 속도의 입자에 대해서는 그 양을 직접 측정해야 할 상수가 아니며, 측정할 수 있는 에너지와 운동량에 의하여 표현되는 정지 질량의 제공만이 측정 가능한 양으로 볼 수 있는데, 이와 같은 논의는 길이와 시간에 대해서도 적용시킬 수 있어서 항상 빛보다 빠른 속도를 갖는 입자의 존재를 가정하는 한 그 첫번째 부정의 이유는 극복될 수 있다.

두번째의 인과를 위배 현상에 대하여는 여러가지 형태의 역설이 논의되었다. 그런데 A,B사이의 인과 관계를 검증하는 가장 실재적이고 매우 간단한 방법은 그 중 하나를 교란시키고 다른 것의 응답을 관찰하는 것인 바, 원인과 결과의 시순은 단지 관찰상의 사실로 볼 수 있다.

따라서 시간의 순서가 원인과 결과를 구분짓는 일부분이 아니라고 볼 수 있으므로 결과가 원인에 앞서더라도 논리적으로 모순이라고는 볼 수 없다 (Newton, 1970). 이렇게 원인과 결과가 시간의 순서에 크게 의존하지 않는다면 두번째의 초광속 입자의 존재를 부정하는 인과를 위배에 대한 역설을 회피할 수 있는 논의를 할 수 있을 것이다. 만약 초광속 입자가 가상의 입자가 아닌 상태로서는 존재하지 않는대거나, 우주는 전체적으로 보아서

매우 조화롭게 되어 있어서 과거로 가는 신호가 올때마다 마치 양자역학에 있어서의 간섭 효과처럼 받는자의 기억에서부터 사라진대거나, 이러한 입자의 흡수나 방출이 입계치 보다 적은 기준계 사이의 상대 속도를 갖는 제한된 부류의 관찰자들 사이에만 발생한다고 한다면 인과율에 대한 역설들은 극복 가능할 것이라 (Bilaniuk, et al. 1969)는 Dwwitt의 논의로 미루어 보아서 이 역시 극복이 불가능한 이유는 아니라고 볼 수 있으므로 초광속 입자가 자연에 존재해서는 안될 필연적 이유가 현재로서는 없다고 볼 수 있기 때문에, 이러한 입자에 대한 구체적인 논의가 전혀 무가치한 일은 아닐 것으로 생각한다.

따라서 본 논문에서는 입사 파이온과 정지한 입자 사이의 운동학을 먼저 논하고 나서 (Perl, 1974), π -N 탄성충돌시 타키온이 교환될 가능성이 있으므로 (교환된 4-운동량의 제공이 용이다), 주어진 plon의 입사에너지에 대하여 탄성 및 비탄성 충돌시 교환될 수 있는 타키온의 에너지와 4-운동량 제공의 제공근의 허수부 (이후부터 이를 타키온의 정지 질량이라고 하겠다)을 계산하고자 한다.

1. 탄성충돌 과정에서의 운동학

질량이 M_A, M_B 이고 4-운동량이 P_A, P_B 인 두 입자 A,B에 대하여, 만약 실험실 좌표계에서 $P_B = (E_B, \mathbf{p}_B)$ 이고, A가 정지해 있다면 $P_A = (M_A, \mathbf{0})$ 이며, 다음 식들이 성립한다 (Perl, 1974).

$$\beta_{c.m.s} = \text{질량 중심의 속도} = \frac{|\mathbf{P}_B|}{E_B + M_A}$$

$$\gamma_{c.m.s} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{c.m.s}^2}} = \frac{E_B + M_A}{\sqrt{M_B^2 + M_A^2 + 2E_B M_A}} \dots (1)$$

A와 B의 질량 중심계에서의 4-운동량을 다음식으로 나타내면,

$$P_A = (E_A^*, \mathbf{P}_A^*), P_B = (E_B^*, \mathbf{P}_B^*) \dots (2)$$

다음 관계식이 성립하고

$$\dot{P}_A^* = -\dot{P}_B^*, P^* = |P_A^*| = |P_B^*| \dots\dots\dots (3)$$

다음 식들로서 s를 정의하면,

$$\begin{aligned} S &= (P_A + P_B)^2 \\ S &= 2M_A E_B + M_A^2 + M_B^2 \quad (\text{실험실 좌표계}) \\ S &= (E_A^* + E_B^*)^2 \quad (\text{질량 중심 좌표계}) \dots\dots (4) \end{aligned}$$

그러면 E_A^* 와 E_B^* 는 이들로써 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} E_A^* &= \frac{S + M_A^2 - M_B^2}{2\sqrt{S}} \\ E_B^* &= \frac{S + M_B^2 - M_A^2}{2\sqrt{S}} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

그런데 다음과 같은 세 스칼라양은 a, b, c에 대한 대칭함수 λ를 생각하자.

$$\begin{aligned} \lambda(a, b, c) &= a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2bc - 2ac \\ &= (a-b-c)^2 - 4bc \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

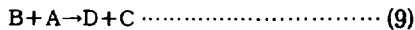
그러면 이를 이용하여 p*를 다음식으로 나타낼 수 있다.

$$P^* = \frac{\sqrt{\lambda(S, M_B^2, M_A^2)}}{2\sqrt{S}} \dots\dots\dots (7)$$

만약 A가 실험실 좌표계에 정지해 있다면,

$$E_A^* = r_{c.m.} M_A, P^* = \beta_{c.m.} r_{c.m.} M_A \dots\dots\dots (8)$$

이다. 다시 2체 반응을 생각하자.



편리한 상수 t를 다음과 같이 정의하면

$$t \equiv (P_B - P_D)^2 \dots\dots\dots (10)$$

여기서 P_B 와 P_D 사이각을 θ_{BD} 라고 하자. 다시 말

하면 $\cos\theta_{BD} = \frac{P_B \cdot P_D}{|P_B| |P_D|}$ 이다. 그 때

$$t = M_B^2 + M_D^2 - 2E_B E_D + 2|P_B| |P_D| \cos\theta_{BD} \dots\dots\dots (11)$$

이며, 다음의 로렌츠 스칼라 t_{min} 을 정의하면

$$t_{min} = M_B^2 + M_D^2 - 2E_B E_D + 2|P_B| |P_D| \dots\dots\dots (12)$$

이때 t는 t_{min} 과 다음 관계가 있다.

$$t = t_{min} - 2|P_B| |P_D| (1 - \cos\theta_{BD}) \dots\dots\dots (13)$$

질량중심 좌표계에서는

$$t = t_{min} - 2P^{*2} (1 - \cos\theta_{BD}^*) \dots\dots\dots (14)$$

인데, t 는 $\theta_{BD}=0$ 인 근방에서는 양수가 될런지도 모르나, 대부분의 각에 대해서는 음수이다. 이들 관계식들을 탄성 충돌의 경우에 적용해 보자. 이때 충돌 전과 후는 동일한 입자의 상태에 있으므로

$$B + A \text{ ----- } B + A \dots\dots\dots (15)$$

이다. 이 때 로렌츠 스칼라 t는 다음 식으로 정의되며

$$t = (P_B - P_B')^2 = (P_A - P_A')^2 \dots\dots\dots (16)$$

질량 중심계에서는

$$\begin{aligned} t_{min} &= M_B^2 + M_D^2 - 2E_B E_D + 2|P_B| |P_D|_{|B=D} \\ &= 2M_B^2 - 2E_B^2 + 2|P_B|^2 = 0 \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

이어서

$$t = -2P^{*2} (1 - \cos\theta^*) \dots\dots\dots (18)$$

인데 θ 는 P_B^* 와 $P_B'^*$ 사이의 각이다. 또한 실험계에서는

$$t = -2M_A(E'_A - M_A) \dots\dots\dots (19)$$

로 나타낼 수 있다. 여기서 E'_A 은 입자 A의 충돌 후의 실험실 계에서의 에너지인데, 탄성 충돌과정에 있어서 t 가 음수임에 주목할 필요가 있다. 즉, t 의 뜻은 탄성 충돌시 이송된 4-운동량의 제곱을 뜻하는 바 이것이 음수이라는 것은 탄성 충돌시 상호작용을 매개하는 것이 타키온임을 말한다고 볼 수 있다. 이를 다음 그림에서 보기로 하자.

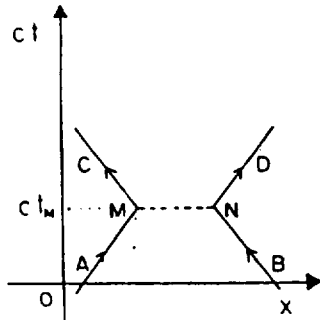


Fig. 1. Elastic scattering in the center of mass frame

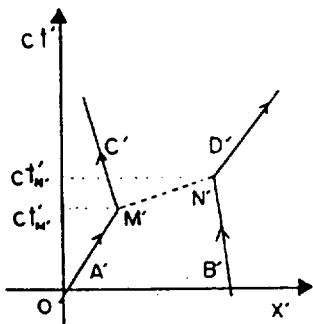


Fig. 2. Elastic scattering in the laboratory frame

Fig.1은 두입자 A,B의 대칭적 산란을 질량 중심계에서 본 것이고 Fig.2는 실험계에서 본 그림이다. Fig.2는 실험계에서 보듯이, 특정한 시각 $t_M (=t'_M)$ 에서 A와 B는 충돌하여 운동량이 변함을 알 수 있는 바, 가상 입자를 매개하여 상호 작용한다고 볼 경우 탄성 충돌을 매개하는 입자는 순간 존재의 입자임을 알 수 있고 또한 극소화 시킬

수도 없음을 볼 수 있다. 그리고 Fig.2에서 알 수 있듯이 시각 t'_M 까지는 A'과 B' 사이에는 상호작용이 없다. 그러나 시각 t'_M 이후 입자 A'은 C'이 되어 에너지-운동량 상태가 바뀌나, B'은 시각 t'_M 까지는 에너지-운동량 상태가 변하지 않는다. 만약 M' 점에서부터 N' 지점 사이에 이송되는 물체가 없다고 하면, t'_M 과 t'_M 사이에 B'은 에너지-운동량의 변화가 없는데 비하여 A'만이 입자를 주거나 반응이 없이 에너지-운동량이 변하였으므로 이러한 시간에서는 에너지-운동량 보존 법칙이 성립되지 않는다. 따라서 이러한 과정에서 에너지-운동량 보존 법칙을 성립시키려면 시각 t'_M 에 A'에서 타키온이 방출되어 시각 t'_M 에 B'이 이를 흡수하는 물질을 가정하여야 하는 바, 운동학적으로 볼때 t 가 음수였으므로, 이를 바로 타키온이라 할 수 있을 것이다. 여기서 타키온의 존재를 가정할 이유가 분명하여진다고 볼 수 있을 것이다(주와 홍, 1972).

2. 타키온을 주고 받음으로 인한 두 물체의 상호작용

모든 가능한 상대 속도들에 대하여 두 물체 A와 B사이에서의 타키온의 주고 받음에 관한 타키온 운동학을 생각해 보자(Maccarrone, 1980; Recami, 1985, 1986).

a. 물체 A에 정지한 기준계에서의 타키온의 방출과 흡수

우선 질량이 M인 물체 A가 그것의 정지 좌표계에서, 정지 질량이 μ 이고 4-운동량이 $p = (E_T, p)$ 인 X축의 방향으로 V인 속력으로 나가는 타키온 T를 물체 B를 향해서 방출한다고 하자. 자연 단위에서 4-운동량 보존이 요구되므로 다음 식과 같이 들 수 있다.

$$M = \sqrt{p^2 - \mu^2} + \sqrt{p^2 + M'^2} \dots\dots\dots (20)$$

(A에 정지한 좌표계에서)

즉,

$$2M|p| = \sqrt{(\mu^2 + (M'^2 - M^2))^2 + 4M^2\mu^2} \dots\dots\dots (21)$$

(20) 식에서 $E_T = \sqrt{p^2 - \mu^2}$ 이라 두고 Δ 를 아래와 같이 정의하면

$$\Delta \equiv M'^2 - M^2 = -\mu^2 - ME_T \text{ (방출)} \dots\dots\dots (22)$$

에서

$$-M^2 < \Delta \leq -p^2 \leq -\mu^2 \text{ (방출)} \dots\dots\dots (23)$$

이므로, 물체 A는 그것의 정지 질량 M이 그보다 낮은 값 M'으로 줄어들지 않으면, 그것이 정지 좌표계에서 어떠한 타키온 T도 방출할 수 없음을 말해 준다. 또한 $V = |p|/E_T$ 인 관계식을 쓰면, (21) 식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$V = \sqrt{1 + \frac{4\mu^2 M^2}{(\mu^2 + \Delta)^2}} \dots\dots\dots (24)$$

특히 무한 속도인 타키온 T는 에너지 E_T 가 0이고 운동량은 $|p| = \mu c$ 이므로 물체 A는 정지 질량이 줄어들지 않고는 어떠한 초월 타키온도 방출시킬 수가 없다. 이 경우에 (22) 식에다 $E_T = 0$ 을 대입시키면

$$\Delta = -\mu^2 (V = \infty, E_T = 0) \dots\dots\dots (25)$$

이 된다. 재해석 원리에 의하면 초월 타키온(반타키온)의 방출은 초월 반타키온(타키온)의 흡수와 동등하므로, (25) 식은 타키온을 흡수하는 극한적인 경우로 볼 수 있다. 물론 Δ 는 불변량이므로, (22) 식은 일반적인 기준계 f에서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Delta = -\mu^2 - 2p_\mu P^\mu \dots\dots\dots (26)$$

여기서 P^μ 는 f-기준계에서의 물체 A의 4-운동량이다.

이와 유사하게 물체 A에 정지한 좌표계에서 A가 타키온 T를 흡수하는 경우에도 4-운동량 보존

법칙으로부터 다음식

$$M + \sqrt{p^2 - \mu^2} = \sqrt{p^2 + M'^2} \text{ (A에 정지한 기준계)} \dots\dots\dots (27)$$

이 성립하며

$$\Delta = M'^2 - M^2 = -\mu^2 + 2ME_T \dots\dots\dots (28)$$

이어서

$$-\mu^2 \leq \Delta < \infty \text{ (흡수)} \dots\dots\dots (29)$$

이다. 이는 Δ 가 0이거나 양이 될 수 있음을 말해 주며, 특히 무한대의 속력의 타키온을 흡수하는 경우에 $E_T = 0$ 이므로 (28) 식으로부터 $\Delta = -\mu^2 (V = \infty)$ 가 성립한다. 이와 같은 관계에서부터 $\Delta \leq -\mu^2$ 이면 고유방출, $\Delta \geq -\mu^2$ 이면 고유 흡수의 경우에 해당함을 알 수 있다.

b) $u \cdot V < c^2$ 인 경우 타키온을 주고 받음

또한 물체 B의 A에 대한 상대속도를 u 라 하고, 타키온의 속도를 V 라 하면, $u \cdot V < c^2$ 일 때 물체 A, B가 타키온(또는 반타키온) T를 교환하는 경우를 생각하자. A에 정지한 좌표계에서 어떤 사람이 A에서부터 타키온의 방출을 관찰하는 경우에 A와 B의 둘은 모두 A에서부터 타키온이 방출되어 B가 이를 흡수하는 타키온의 주고 받음을 볼 것이다. A점에서 4-운동량 보존을 생각하면, (A에 정지한 기준계에서) (20) 식과 (22) 식에서부터 다음의 관계식들을 얻는다.

$$\Delta_A = M_A'^2 - M_A^2 = -\mu^2 - 2M_A E_T \text{ (A에 정지한 기준계)} \dots\dots\dots (30)$$

$$2M_A |P| = \sqrt{(\mu^2 + \Delta_A)^2 + 4\mu^2 M_A^2} \dots\dots\dots (31)$$

$$V = \sqrt{1 + \frac{4\mu^2 M_A^2}{(\mu^2 + \Delta_A)^2}} \dots\dots\dots (32)$$

여기서 M_A 와 M_A' 은 각각 물체 A의 처음과 나중의 정지 질량이다. 그리고 식 (26)에 의하면 일반

적인 기준계에서 Δ_A 는 공변인 골로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Delta_A = -\mu^2 - 2P_\mu P^\mu \dots\dots\dots (33)$$

$$-M_A^2 \langle \Delta_A \leq -\mu^2 \text{ (고유방출)} \dots\dots\dots (34)$$

그리고 A에 정지한 기준계에서 볼 때, M_B 와 $P_B = (E_B, \mathbf{p}_B)$ 를 각각 물체 B의 정지질량과 4-운동량이라 하면, T는 B에 흡수되어야 하며 다음식이 성립한다.

$$\sqrt{p_B^2 + M_B^2} + \sqrt{p^2 - \mu^2} = \sqrt{(p_B + p)^2 + M_B'^2} \dots\dots (35)$$

여기서 M_B' 은 B의 나중 상태의 정지질량이다. $\Delta_B = M_B'^2 - M_B^2$ 이라고 하면,

$$\Delta_B = -\mu^2 + 2\tilde{\mu}M_B (1 - u \cdot V \cos \alpha) \dots\dots\dots (36)$$

가 성립하는데, 여기서 $\tilde{\mu} = E_T$, $M_B \equiv E_B = \sqrt{p_B^2 + M_B^2}$ 는 각각 T와 B의 상대론적 질량이며, $\alpha \equiv u \cdot V$ 는 u와 V 사이의 각이다. 이 때에도

$$-\mu^2 \leq \Delta_B < \infty \dots\dots\dots (37)$$

이므로 Δ_B 는 음이거나 양 또는 0의 값을 갖는다고 볼 수 있다. (30)식과 (37)식에서 보았듯이, $u \cdot V < c^2$ 인 경우에 있어서 A에 정지한 기준계에서 A가 타키온 T를 방출하는 경우에 다음 식들이 동시에 만족된다.

$$\begin{aligned} \Delta_A &= -\mu^2 - 2M_A E_T \quad (-M_A^2 \leq \Delta_A \leq -\mu^2) \\ \Delta_B &= -\mu^2 + 2E_T E_B (1 - u \cdot V) \quad (\Delta_B \leq -\mu^2) \dots\dots (38) \end{aligned}$$

이와 유사하게 $u \cdot V < c^2$ 에 대하여, A에 정지한 좌표계에서 A가 타키온 T를 흡수하는 경우에는 다음 식들이 동시에 만족되어야 한다.

$$\begin{aligned} \Delta_A &= -\mu^2 + 2M_A E_T \quad (\Delta_A \geq -\mu^2) \\ \Delta_B &= -\mu^2 - 2E_T E_B (1 - u \cdot V) \quad (-M_B^2 \leq \Delta_B \leq -\mu^2) \\ &\dots\dots\dots (39) \end{aligned}$$

c) $u \cdot V > c^2$ 인 경우의 타키온의 주고 반음 $u \cdot V > c^2$ 인 경우에 대하여, 물체 A가 타키온 T를 방출하고, B가 이를 흡수하는 경우에, A에 정지한 좌표계에서는 B가 T를 흡수하므로 다음 식이 성립한다.

$$\sqrt{p_B^2 + M_B^2} + \sqrt{p^2 - \mu^2} = \sqrt{(p_B + p)^2 + M_B'^2} \dots\dots (40)$$

이에 대하여 (35)-(39)식과 비슷한 계산 과정을 거치면 다음 식과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta_A &= -\mu^2 - 2M_A E_T \quad (\Delta_A < -\mu^2) \\ \Delta_B &= -\mu^2 + 2E_T E_B (1 - u \cdot V) \quad (\Delta_B \leq -\mu^2) \dots\dots (41) \end{aligned}$$

이는 $u \cdot V > c^2$ 이라면 A에 정지한 좌표계에서 p_B 와 p가 동일 직선상에 있는 경우에 대하여 $p_B \parallel p$ 이어야 하므로 A, B가 서로 멀어져 가는 경우이어야 하며, 이는 A에 정지한 좌표계에서 보았을 때에는 타키온 T가 운동량 p를 가지고 방출되는 경우를, B에 정지한 좌표계에서 보았을 때에도 역시 반타키온 T가 운동량 -p를 가지고 방출되는 것처럼 보인다.

마지막으로 $u \cdot V > c^2$ 인 경우에 물체 A에 정지한 좌표계에서 A가 타키온 T를 흡수하는 경우에 물체 B는 타키온 T를 방출하는 것으로 관찰되므로 다음 식이 성립된다.

$$\sqrt{p_B^2 + M_B^2} = \sqrt{p^2 - \mu^2} + \sqrt{(p_B - p)^2 + M_B'^2} \dots\dots (42)$$

이 경우에도 (41)식과 유사한 결과를 다음과 같이 얻는다.

$$\begin{aligned} \Delta_A &= -\mu^2 + 2M_A E_T \quad (\Delta_A \geq -\mu^2) \\ \Delta_B &= -\mu^2 + 2E_T E_B (1 - u \cdot V) \quad (\Delta_B \geq -\mu^2) \dots\dots (43) \end{aligned}$$

이는 $u \cdot V > c^2$ 이라면 p_B 와 p가 동일 직선상에 있는 경우에 대하여 $p_B \parallel p$ 인 경우 즉, A와 B가 서로 접근하는 경우에만 가능하며, 물체 A에 정지한 좌표계에서 봤을 때 타키온 T의 흡수가, B에 정지한 좌표계에서 봤을 때에도 역시 반타키온 T를 B가 흡수하는 것으로 관찰된다. 특히, 이 경우에 있어서 Δ_A 나 Δ_B 는 동시에 0이 될 수 있다.

며, 그 때 $\Delta_A=0$ 이면

$$\mu^2 = 2M_A E_T \dots\dots\dots (44)$$

이고 $\Delta_B=0$ 이면

$$\mu^2 = 2E_T E_B (u \cdot V - 1) \dots\dots\dots (45)$$

가 성립한다. 예를 들면, 두 물체들이 서로 가까워지는 동안 적절한 타키온의 주고 받음을 매개로 하여 탄성 충돌 현상이 일어난다고 생각해 보자. 이러한 경우에, A에 정지한 좌표계에서는 다음 식들이 성립한다.

$$E_T = \frac{\mu^2}{2M_A}$$

$$E_B = \frac{M_A}{u \cdot V - 1} \quad (\Delta_A = \Delta_B = 0) \dots\dots\dots (46)$$

3. 타키온 교환을 통한 산란

(18)식과 (19)식에서 보았듯이, 입자 A와 B가 탄성 충돌할 경우에 있어서, 충돌 전 후의 입자의 4-운동량 차의 제곱인 로렌츠 스칼라 양 t 가 음임을 보였다. 이는 이 두 입자가 탄성 충돌 시 타키온을 교환함으로써 상호작용한다고 해석할 수 있음을 말해준다. 이 때 B와 A를 각각 π 와 N이라고 하자. 그런데 이 두 입자가 충돌하였을 경우 입사 파이온의 특정 에너지 근방에서 공명이 생긴다. 따라서 이러한 공명들이 생길 때에는 탄성 충돌하는 경우는 물론 비탄성 충돌하는 경우를 모두 고려해야 할 것이나, 우선 탄성 충돌하는 경우를 먼저 고려하고 나서 나중에 비탄성 충돌의 경우를 고려하고자 한다. 탄성 충돌할 경우는 (43)식에서, $\Delta_N=0=\Delta_\pi$ 인 경우로 볼 수 있는데 다음과 같이 바꾸어 쓸 수 있다.

$$\Delta_N = 0 = -\mu^2 + 2M_N E_T, \quad (\Delta_N \geq -\mu^2)$$

$$\Delta_\pi = 0 = -\mu^2 - 2E_T E_\pi (1 - u \cdot V), \quad (\Delta_\pi \geq -\mu^2) \dots\dots (47)$$

(47) 식의 첫째와 둘째 식을 같게 두고, 속도 V 에

대해서 정리하면 다음 식을 얻는다.

$$V = \frac{M_N + E_\pi}{u E_\pi} \dots\dots\dots (48)$$

그런데 입사 파이온의 에너지 E_π 와 타키온의 에너지 E_T 는

$$E_\pi = \frac{M_\pi}{\sqrt{1-u^2}}$$

$$E_T = \frac{\mu}{\sqrt{V^2-1}} \dots\dots\dots (49)$$

관계식을 만족시키므로, (47)-(49) 식으로 부터

$$\mu = \frac{2M_N}{\sqrt{\left(\frac{M_N + E_\pi}{u E_\pi}\right)^2 - 1}} \dots\dots\dots (50)$$

을 얻는다. (48)과 (50)식을 (49)식에 대입하면 에너지 E_T 를 다음과 같이 얻는다.

$$E_T = \frac{\mu}{\sqrt{V^2-1}} = \frac{2M_N}{\sqrt{\left(\frac{M_N + E_\pi}{u E_\pi}\right)^2 - 1}} \dots\dots\dots (51)$$

각 공명에 대하여 입사 파이온의 에너지 E 를 결정할 수 있는 바, 이를 (49)식에 대입하여 입사 파이온의 속력 u 를 결정하고, $M_N=939\text{MeV}/c^2$ 을 (50), (51)식에 대입하여 탄성 충돌시 교환될 수 있는 에너지 E_T 및 정지 질량 μ 를 계산할 수 있는데, 그 결과가 table에 나와 있다.

그런데 이와 같은 π -N 탄성 산란에서의 논의를 일반화 시켜 비탄성 충돌할 경우에 교환될 수 있는 타키온의 에너지 E_T 및 정지 질량 μ 를 계산할 수 있다. 정지한 N에 대하여 에너지를 E_π 갖는 pion이 입사하여 $u \cdot V \geq c^2$ 인 조건을 갖는 타키온을 교환하여 상호작용할 경우 (43)식을 적용하고

$$\Delta_N = M_N'^2 - M_N^2 = -\mu^2 + 2M_N E_T, \quad (\Delta_N \geq -\mu^2)$$

$$\Delta_\pi = M_\pi'^2 - M_\pi^2 = -\mu^2 - 2E_T E_\pi (1 - u \cdot V),$$

$$(\Delta_\pi \geq -\mu^2) \dots\dots\dots (52)$$

$p_N \parallel p_\pi$ 인 경우 (즉, N 과 π 가 서로 접근하는 경우), $E_T = \mu / \sqrt{V^2 - 1}$, $E_x = M_x / \sqrt{1 - u^2}$ 등을 이용하여, (52)식에서 $|V|$ 를 계산할 수 있다. 즉, (52)식의 첫번째 식의 양변에 Δ_x 를 곱하고, 둘째식의 양변에 Δ_N 를 곱하여 두 식의 각 변의 차를 구해서 E_T 에 대하여 정리하면 다음식과 같다.

$$E_T = \frac{2(\Delta_N E_x (1-u \cdot V) + M_N \Delta_x)}{(\Delta_x - \Delta_N)(V^2 - 1)} \dots\dots\dots (53)$$

또, (52)식의 첫째 식과 둘째 식의 각 변의 차를 구해서 E_T 에 대하여 정리하면 다음식이 되는데,

$$E_T = \frac{\Delta_N - \Delta_x}{2M_N + 2E_x(1-uV)} \dots\dots\dots (54)$$

(53)식과 (54)식으로부터 $|V|$ 를 계산할 수 있는바, 그 결과는 다음식과 같다.

$$V = \frac{2E_x \mu^2 (2E_x \Delta_N + M_N \Delta_N + M_N \Delta_x) \pm \sqrt{Y}}{(\Delta_N - \Delta_x)^2 + 4\Delta_N E_x^2 u^2} \dots\dots (55)$$

여기서 Y 는 다음식과 같이 두었다.

$$Y = 4E_x^2 u^2 (2E_x \Delta_N + M_N \Delta_N + M_N \Delta_x)^2 - [(\Delta_N - \Delta_x)^2 + 4\Delta_N E_x^2 u^2] \times [4(E_x^2 \Delta_N + M_N E_x \Delta_x + M_N^2 \Delta_x) - (\Delta_N - \Delta_x)^2] \dots\dots\dots (56)$$

그런데 π - N 산란 과정에서 생성가능한 M'_N, M'_x 들은 실험 결과로부터 정해줄 수 있으며 (단, 질량 단위는 MeV/c²이다).

$$M'_N = M_N(939), M_\Lambda(1115), M_\Sigma(1190), M_\Delta(1232) \\ M'_x = M_p(939), M_n(939), M_\pi(140), M_K(497), M_\eta(549), \\ M_\rho(770), M_\omega(782) \dots\dots\dots (57)$$

각 공명에 해당되는 E_x 를 정할 수 있다. (단위는 MeV)

$$E_x = 624(+N(1440)) \quad 750(+N(1520)) \quad 773(+N(1535))$$

782(+N(1540))	969(+N(1650))	1012(+N(1675))
1022(+N(1680))	1095(+N(1720))	1628(+N(1990))
1649(+N(2000))	1823(+N(2080))	1845(+N(2090))
1868(+N(2100))	2073(+N(2190))	2097(+N(2200))
2144(+N(2220))	3119(+N(2600)) (58)

(58)식으로부터 주어진 E_x 에 대하여서는 공식 (49)에 의하여 속력 u 를 구할 수 있고, (54)식에 있어서 탄성 충돌에 해당하는 ($M'_N = M_N, M'_x = M_x$)인 짝을 빼고 각각의 M'_N, M'_x, E_x 및 u 를 (55)식에 대입하면 V 를 계산할 수 있으며, 이렇게 하여 계산된 V 를 (53)식과 (49)식에 대입하여 교환된 타키온의 에너지 E_T 및 실수 정지질량 μ 를 얻을 수 있다. 그 결과들을 표에 정리하였다. 이 table안의 Energy (E_T , MeV)와 Mass (μ , MeV)란에 있는 ()안의 값들은 (55)식의 \sqrt{Y} 의 음의 값에 해당되는 E_T 와 μ 의 값들이다.

結 語

서로 가까와 지거나 멀어지는 두 입자는 운동학적으로 볼 때 타키온을 교환함으로써 상호작용을 할 수 있다. 그러나 타키온은 그 존재성을 실험실에서 검증할 수 없기 때문에 부인되고 있는 실정이다. 물론 타키온이 존재한다면 그것이 발견될 수 있어야만이 과학적인 논의의 대상이 될 수 있을 것이나, 현재 그것이 검출되지 않는다고 하여 그 존재성 자체를 부인해야할 이유는 없다. 이는 마치 독립적으로 존재하는 쿼크가 발견되지 않는으나 그 존재성을 의심치 않는 경우도 있음을 상기시켜 볼 필요가 있다.

본 논문에서는 차후에 타키온의 존재를 구체화시키려는 시도의 하나로서 우선 파이온-핵자의 충돌시 핵자 공명이 일어나는 경우에 한하여 교환될 수 있는 타키온의 정지질량과 에너지를 계산하였다.

탄성 충돌은 물론 비탄성 충돌의 경우에도 실험

Table. Comparison of the predicted and observed partial decay modes of the nucleon (N) and delta resonances (Δ).

Particle	Experiment			Theory				
	Partial decay Mode	Fract. (%)	Partial decay Mode	Energy (E_x MeV)	Energy (E_T MeV)	Mass (μ MeV)		
N(1440)	N	π	50~70	N	π	624	335	861
				N	τ	624	349 (0)	810 (16)
	Δ	π	12~28*	Δ	τ	624	496	544
				Δ	π	624	467 (347)	491 (125)
N(1520)	N	π	50~60	N	π	750	441	1012
				N	τ	750	455 (0)	925 (13)
				N	η	750	452 (190)	291 (597)
				Δ	τ	750	586	682
	Δ	π	15~20*	Δ	π	750	563 (343)	649 (90)
N(1535)	N	π	35~50	N	π	773	461	1038
				N	τ	773	475 (0)	944 (13)
				N	η	773	398 (217)	269 (639)
				Δ	τ	773	604	705
	Δ	π	~1*	Δ	π	773	581 (342)	675 (85)
N(1540)				N	π	782	469	1050
				N	τ	782	483 (0)	952 (13)
				N	η	782	37 (227)	262 (653)
				Δ	τ	782	610	714
				Δ	π	782	588 (342)	684 (84)
N(1650)	N	π	55~65	N	π	969	635	1263
				N	τ	969	648 (0)	1103 (12)
	Λ	η	~1.5	N	η	969	17 (420)	180 (888)
				Λ	π	969	458 (270)	707 (381)
	Δ	π	4~15*	Δ	τ	969	759	888
				Δ	π	969	739 (341)	867 (62)
N(1675)	N	π	30~40	N	π	1012	673	1310
				N	τ	1012	686 (0)	1135 (10)
	Λ	η	~1	N	η	1012	15 (461)	169 (931)
				Λ	π	1012	508 (257)	770 (350)
	Δ	π	50~65	Δ	τ	1012	794	925
				Δ	π	1012	775 (340)	905 (58)
N(1680)	N	π	55~65*	N	π	1022	683	1322
				N	τ	1022	695 (0)	1143 (10)
	N	η	<1	N	η	1022	14 (471)	167 (941)
				Λ	π	1022	519 (255)	784 (344)
	Δ	π	~12*	Δ	π	1022	802	933
				Δ	π	1022	784 (340)	914 (57)

Particle	Experiment			Theory				
	Partial decay Mode	Fract. (%)	Partial decay Mode	Energy (E_{π} MeV)	Energy (E_{τ} MeV)	Mass (μ MeV)		
N (1720)	N	π	10~20	N	π	1095	749	1402
				N	τ	1095	762 (0)	1196 (9)
	N	η	~3	N	η	1095	12 (542)	152 (1009)
				N	ρ	1095	116 (237)	468 (668)
	Δ	κ	~5	Δ	κ	1095	597 (243)	871 (310)
				Σ	κ	1095	576 (383)	740 (430)
	Σ	κ	2~5	N	τ	1095	864	993
				Δ	π	1095	846 (340)	976 (53)
	N (1990)			N	π	1628	1248	1975
				N	τ	1628	1261 (0)	1539 (6)
			N	η	1628	4 (1060)	94 (1411)	
			N	ρ	1628	24 (851)	213 (1264)	
			Δ	κ	1628	1119 (215)	1319 (208)	
			Σ	κ	1628	1126 (320)	1257 (259)	
			Δ	τ	1628	1336	1369	
			Δ	π	1628	1321 (339)	1358 (32)	
N (2000)			Δ	η	1628	1078 (399)	1178 (337)	
			N	π	1649	1268	1998	
			N	τ	1649	1280 (0)	1550 (6)	
			N	η	1649	4 (1081)	92 (1424)	
			N	ρ	1649	23 (873)	210 (1280)	
			Δ	κ	1649	1139 (215)	1333 (206)	
			Σ	κ	1649	1147 (319)	1272 (256)	
			Δ	τ	1649	1355	1382	
N (2080)			Δ	π	1649	1340 (339)	1371 (32)	
			Δ	η	1649	1099 (397)	1195 (333)	
			N	π	1823	1435	2180	
			N	τ	1823	1447 (0)	1649 (5)	
			N	η	1823	3 (1251)	83 (1532)	
			N	ρ	1823	18 (1050)	184 (1404)	
			Δ	κ	1823	13 (211)	1447 (190)	
			Σ	κ	1823	1316 (314)	1392 (236)	
N (2090)			Δ	τ	1823	1516	1487	
			Δ	π	1823	1501 (339)	1477 (29)	
			Δ	η	1823	1273 (387)	1325 (301)	
			Δ	ρ	1823	976 (497)	1094 (546)	
			N	τ	1845	1468	1661	
			N	η	1845	3 (1272)	81 (1545)	
			N	ρ	1845	17 (1072)	181 (1419)	
			Δ	κ	1845	1329 (211)	1461 (188)	
N (2090)			Σ	κ	1845	1337 (313)	1406 (233)	
			Δ	τ	1845	1537	1500	
			Δ	π	1845	1522 (339)	1490 (28)	
			Δ	η	1845	1295 (386)	1340 (298)	
			Δ	ρ	1845	1004 (490)	1118 (534)	

Particle	Experiment			Theory				
	Partial decay Mode	Fract. (%)	Partial decay Mode	Energy (E_{π} MeV)	Energy (E_{τ} MeV)	Mass (μ MeV)		
N (2100)			N	π	1868	1478	2227	
			N	τ	1868	1491 (0)	1673 (5)	
			N		1868	3 (1295)	80 (1559)	
			N	ρ	1868	17 (1095)	178 (1434)	
			Δ	κ	1868	1352 (211)	1475 (187)	
			Σ	κ	1868	1360 (313)	1421 (231)	
			Δ	τ	1868	1558	1513	
			Δ	π	1868	1543 (339)	1504 (281)	
			Δ	η	1868	1318 (385)	1356 (295)	
			Δ	ρ	1868	1033 (484)	1142 (523)	
N (2190)	N	π	~14	N	π	2073	1676	2441
				N	τ	2073	1691 (0)	1784 (5)
	N	η	3	N	η	2073	2 (1495)	72 (1676)
				N	ρ	2073	13 (1302)	157 (1563)
	Δ	K	~0.3	Δ	κ	2073	1551 (208)	1597 (173)
				Σ	κ	2073	1560 (308)	1547 (213)
				Δ	τ	2073	1750	1628
				Δ	π	2073	1736 (339)	1620 (25)
				Δ	η	2073	1520 (377)	1489 (270)
				Δ	ρ	2073	1267 (448)	1320 (453)
N (2200)			N	π	2097	1699	2465	
			N	τ	2097	1712 (0)	1794 (5)	
			N	η	2097	2 (1519)	71 (1689)	
			N	ρ	2097	12 (1326)	155 (1578)	
			Δ	κ	2097	1574 (208)	1611 (172)	
			Σ	κ	2097	1583 (308)	1561 (211)	
			Δ	τ	2097	1773	1641	
			Δ	π	2097	1758 (339)	1633 (24)	
			Δ	η	2097	1544 (445)	1504 (447)	
			Δ	ρ	2097	1293 (376)	1339 (267)	
N (2220)	N	π	~18	N	π	2144	1744	2514
				N	τ	2144	1758 (0)	1817 (5)
	N	η	~0.5	N	η	2144	2 (1565)	69 (1714)
				N	ρ	2144	12 (1373)	150 (1606)
	Δ	K	~0.2	Δ	κ	2144	1620 (207)	1637 (169)
				Σ	κ	2144	1628 (307)	1588 (208)
				Δ	τ	2144	1817	1666
				Δ	π	2144	1803 (339)	1658 (24)
				Δ	η	2144	1590 (375)	1533 (262)
				Δ	ρ	2144	1345 (439)	1375 (435)
N (2600)	N	π	~5	N	π	3119	2698	3513
				N	τ	3119	2714 (0)	2259 (3)
				N	η	3119	1 (2527)	46 (2178)
				N	ρ	3119	5 (2348)	98 (2100)
				N	ϵ	3119	63 (1631)	344 (1750)
				Δ	κ	3119	2576 (201)	2115 (132)
				Σ	κ	3119	2583 (298)	2077 (162)
				Δ	τ	3119	2754	2129
				Δ	π	3119	2741 (338)	2123 (16)
				Δ	η	3119	2550 (360)	2037 (200)
				Δ	ρ	3119	2346 (389)	1939 (309)
				ϵ	ϵ	3119	685 (1391)	806 (1406)

에서 검증되고 있는 partial decay mode 등을 제산할 수 있었다. 이러한 논의는 핵자 공명 뿐만 아니라 델타 공명은 물론 다른 공명입자들의 경우에도 적용시킬 수가 있을 것으로 본다.

摘 要

민약 물체 A와 B가 타키온 T를 교환하면, 그때 이 타키온 T가 무한대의 속도를 갖는 것으로

관찰하는 광속보다 느린 속도로 움직이는 적절한 관찰자가 존재한다. 그 때 타키온은 소립자들 사이의 탄성 충돌과정의 상호작용을 매개하는 실제적인 입자가 될 수 있으므로, 타키온들은 안정된 입자들로 존재한다고 보기보다는 상호작용을 매개하는 역할을 하는 입자들로 볼 수가 있다.

예들로서, 파이온-핵자의 산란과정에서 타키온이 교환된다고 보고 핵자공명이 일어날 경우에 교환될 수 있는 타키온의 정지 질량과 에너지를 계산하였다.

參 考 文 獻

- Bilaniuk, O.M., S.L. Brown B. Dewitt, W.A. Newcomb, M. Sachs, E.C.G. Sudarshan and S. Yoshikawa, More about Tachyons, *Phys. Today*, 1969, 22(No.12): 47.
- Bilaniuk, O.M.P., V.K. Desphande and E.C. G. Sudarshan, 1962, "Mata" Relativity, *Am. J. Phys.*, 30: 718.
- Feinberg, G., 1969, Particles that go faster than light, *Sci. America*, 222 (No.2): 69.
- 주창근, 홍한식, 1972, 초광속 입자와 인과율, 경복대 논문집 16: 13.
- Maccarone, G.D. and E. Recami, 1980, Two-Body Interactions throught tachyon exchange, *Nuove Cimento* 57A: 85.
- Miller, M.I., 1981, Albert Einsteni's Special Theory of Relativity, Addison Wesley, London, pp.118~119.
- Newton, R.G., 1970, Particles that travel faster than light?, *Science*, 167 (March): 1569.
- Perl, M. L., 1974, High Energy Hadron Physics, John Wiley, New York, pp.521~523, p.7.
- Recami, E., 1985, Tachyon Kinematics and causality (a systematic thorough analysis), INFN/AE-85/6: pp.1~35.
- Recami, E., 1986, Classical Tachyons and Possible Applications, *Riv. del Nuovo Cimento*, 9: 1~178.