

加速器的 利用과 應用

muon觸媒核融合과 物性研究

1. muon의 正體

뮤온(μ -중성자)은 質量이 陽子の 약 1/9(電子의 約 207倍)의 不安定素粒子로서 電荷가 正 또는 負인 2종류의 입자로 되어 있는데, μ^+ (正뮤온, 正 μ 中間子) 및 μ^- (負뮤온, 負 μ 中間子)라 불리운다. 현재의 素粒子物理學에서는 뮤온은 電子(陽電子)나 neutrino(反neutrino)나 τ 粒子和 함께 렙톤이라는 素粒子的 하나이다. 현재까지의 실험에서 질량이 무겁다는 것을 제외하면 물리적성질은 電子와 똑같다. 따라서 뮤온은 '中間子'는 아니지만 μ -中間子라고 불려질 때도 있다.

뮤온은 우주선에도 포함되어 있으나 強度가 높고 이용하기 쉬운 뮤온은 실험실에서 大型加速器를 이용해서 비임으로서 얻을 수가 있다. 加速器에 의해서 300MeV以上(500MeV程度以上이 바람직하다)의 에너지를 가진 陽子비임을 얻어 金屬標的 등의 물질에 부딪쳐 陽子-原子核反應을 일으키고 pion(파이中間子, π^+)를 발생시킨다. 파이온은 정지해 있을 때는 26ns로 崩壞해서 뮤온을 낳는다($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$). 핵반응에서 발생하는 파이온은 에너지도 방향도 분포를 유지하고 있다. 또 파이온에서 뮤온으로 변환하는 시간은 파이온의 에너지에 따라 상대적효과만큼 수명이 길어진다. 이와같이 加速器에서 뮤온을 만들어내는 데는 π 의 발생과 π 의 붕괴라는 2 가지 과정이 있기 때문에

密閉磁場 등의 비임光學的인 연구가 필요하게 된다.

表 1 에는 세계에서 뮤온을 강력하게 발생시킬 수 있는 실험시설을 정리했다. LAMPF, S-IN, TRIUMF는 메손팩토리라고 불리며; 모두 1974~1976년의 사이에 완성하여 陽子비임強度가 數100 μ A여서 파이온·뮤온을 강력한 直流비임으로서 만들어낼 수가 있게 되었다. 일본의 경우 1980년에 와서 東京大學 中間子科學實驗施設그룹이 筑波에 있는 고에너지물리학연구소 내에 펄스狀 뮤온施設을 완성시켜 뮤온실험을 추진하고 있다.

加速器나 비임光學系의 뒤에 얻어지는 뮤온은 數10MeV의 에너지를 가진 高速이온비임으로서 물질을 통과하면서 에너지를 잃고 飛程分만큼 가서는 정지한다. 數MeV의 뮤온, μ^+ , μ^- 이 물질속에 들어가면 μ^+ 는 물질의 原子內電子를 電離함으로써 에너지를 잃고 나아가서는 열에너지화하여 물질의 格子間位置에 정지하거나 格子間을 돌아다니게 된다. 絶緣體나 半導體 등에서는 電子 1개를 muonium(Mu라고 쓴다)라고 불려지는 中性束縛狀態가 된다. μ^- 는 전리에 의한 에너지손실중 결국은 물질의 價電子를 전리하여 원자에 捕獲되어(Auger捕獲), 차례로 內殼電子와 상호작용하여 電子殼의 內側에 들어가게 되어 原子核에 가까워진다. 이때 縮退한 電子系의 電離現象이 일어난다. 이 현상의 이

론적인 연구에 대해서는 Fermi와 Teller의 논문을 위시해서 여러 연구가 진행되고 있다. 예를 들면, H, D, T 등에 대해서는 Auger捕獲에 의해서 中性的의 (μp), (μd), (μt) 등의 p, d, t를 核으로 하고 그 주위를 전자보다 207배 무거운 負뮤온이 도는 원자상태가 형성된다. 이것을 뮤온原子(Muonic Atom)라 한다.

Auger捕獲後의 뮤온原子 상태는 主量子數14 정도의 軌道에 잡혀서 10^{-9} s以下の 시간내에서 基底狀態로 떨어진다. (μp), (μd), (μt)의 基底狀態는 原子半徑260fm(fm= 10^{-13} cm)으로 통상原子電子의 1/207크기이다. 최종적으로 μ^- 의 대부분은 기저상태의 原子軌道에서 眞空인 상태와 마찬가지로 自由崩壞하여 電子와 2개의 뉴트리노가 된다($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$). 自由崩壞의 壽命(τ_μ)은 $2.2\mu s$, 崩壞率(λ_0)은 $4.55 \times 10^5 s^{-1}$ 이다. 또한 μ^- 는 p, d, t의 원자핵에 포획되는(μ^- 核吸收率: 約 $5 \times 10^{-2} s^{-1}$; μ^- d核吸收率: 約 $4 \times 10^{-2} s^{-1}$ 등) 이 自由崩壞와 核吸收로서 원자상태의 μ^- 壽命이 정해지는데 p, d, t에 대해서 실용상 τ_μ, λ_0 를 사용해도 좋다.

2. muon觸媒核融合

負의 뮤온(μ^-)을 촉매로 하는 核融合(Muon Catalyzed Nuclear Fusion, μCF)에 관한 연구는 1947년경 Frank와 Sakharov의 논문에서 시작하여 10년후의 Bevatron의 거품상자(泡箱)의 실험이나 Jackson理論研究 등을 통해 1970년대 후반에 水素同位體核과 μ^- 로서 생기는 中間

〈表1〉 世界の 代表的인 뮤온發生用 陽子加速器

| 研究所 | 에너지 (MeV) | 平均電流 (μA) | 作動因子 |
|-------------|-----------|------------------|-----------|
| LAMPF(美) | 760 | 600 | 0.06 |
| SIN(스위스) | 560 | 160 | 1 |
| TRIUMF(캐나다) | 500 | 130 | 1 |
| 高工研부스터(日) | 500 | 3 | 10^{-6} |

子分子(mesomolecule), ($dt\mu$)나 ($dd\mu$)가 共鳴的으로 생성되는 현상이 Dubna에서 발견된 이후 연구가 활발해졌다. 특히, 高密度의 T_2 混合 가스 實驗이 시작된 1983년이후는 연구가 급진전되었다.

μCF 의 원리를 실용화와 관련시켜 μ^- 를 D_2 와 T_2 의 혼합가스 또는 액체에 넣었을 경우 그림1에서와 같이 다음과 같은 巡回反應이 일어난다.

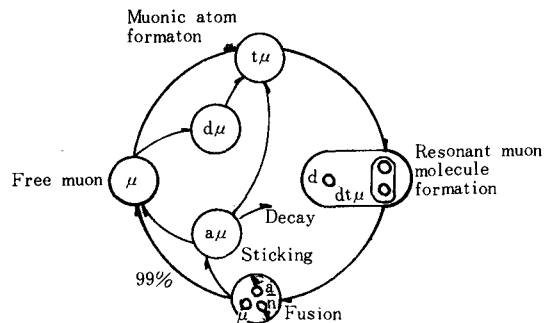
뮤온原子($d\mu$), ($t\mu$)의 生成 \rightarrow ($d\mu$)에서 ($t\mu$)으로의 移行反應 \rightarrow ($dt\mu$)中間子分子的 生成 \rightarrow ($dt\mu$)분자내에서 μ^- 가 d와 t사이의 쿨롱력을 약하게 함으로써 진행하는 核融合反應 \rightarrow 融合反應生成物로 부터의 μ^- 의 離脫 \rightarrow 뮤온원자의 生成 \rightarrow ... 이 巡回反應이 많을수록 μ^- 1個에서 다량의 에너지가 생기게 된다. μCF 에서는 통상의 熱核融合反應에 불가결한 高温을 전혀 필요로 하지 않으며, 低温에서 에너지생산이 행해진다.

高密度 D_2/T_2 系에서와 같이 巡回反應率 λ_c 이 μ^- 의 自由崩壞率 λ_0 에 비해 충분히 클 때는 μ^- 1個當 核融合反應數 Y 는 다음과 같이 쓸 수 있다; $Y = (\lambda_0 / \lambda_c + \omega)^{-1}$. 여기서 ω 는 巡回反應에서 μ^- 가 이탈하면서 생긴 損失率이다.

다음에 매 단계에서의 반응율에 대해 현재 알려진 實驗值를 제시하였다. 여러가지 密度 ϕ 에서 행해진 실험결과는 모두 液體水素密度 ϕ_0 ($0.425 \times 10^{23} cm^{-3}$)로서 규격화하였다.

a) 뮤온原子生成率 λ_d, λ_t

〈그림1〉 뮤온觸媒核融合 原理



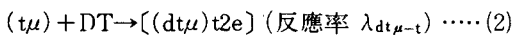
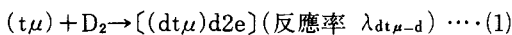
뮤온原子($d\mu$), ($t\mu$)는 대단히 빨리 생성된다. 예컨대, ($d\mu$)生成率 λ_d 은 $3.9(3)\times 10^{12}\text{s}^{-1}$ 로서 λ_0 에 비해 7 자리 가까이 크다.

b) 中間子分子内 核融合反應率 $\lambda_{(dt)\mu f}$

基底狀態의 ($dt\mu$)分子内에서는 μ^- 가 d와 t의 둘레를 도는 軌道(크기는 ($d\mu$)나 ($t\mu$)의 Bohr order)에 들어가며, d와 t의 사이에 쿨롱력이 약해져서 d-t의 상대거리가 제로의 위치에서 分子波動關係數는 값을 가진다. 그 결과 $d+t \rightarrow {}^4\text{He}+n$ 의 核融合反應이 급속히 진행된다. Jackson에 의하면 $\lambda_{(dt)\mu f}$ 의 값은 λ_0 의 10^7 배에 달한다. 이 값은 대단히 크고 또 밀도에 의해서 변화하지 않기 때문에 $\lambda_{(dt)\mu f}$ 가 큰 것을 전제로 해서 核融合中性子を 측정해서 다른 反應率을 구하는 방식으로 μCF 의 거의 모든 실험연구가 추진되고 있다.

c) ($d\mu$) \rightarrow ($t\mu$) 移行反應率 λ_{dt} 와 中間子分子生成率 $\lambda_{dt\mu}$

($d\mu$)는 ($t\mu$)에 비하면 基底狀態의 에너지가 7%정도 작으므로 ($d\mu$)와 주위의 T_2 나 DT 와의 충돌에서 쉽게 ($d\mu$) \rightarrow ($t\mu$)이라는 移行反應이 일어난다. 中性($t\mu$)原子는 주위의 D_2 , DT 分子内의 d核과 결합해서 ($dt\mu$)分子를 만든다. 電子放出을 수반하는 Auger捕獲에서는 $1\mu\text{s}^{-1}$ 程度的의 分子生成率밖에 없다. ($dt\mu$)分子의 회전 및 진동 양쪽에 대한서의 第1勵起狀態의 에너지 ϵ_{11} 가 -0.64eV 주변의 낮은 위치에 있는 것으로 기대되기 때문에



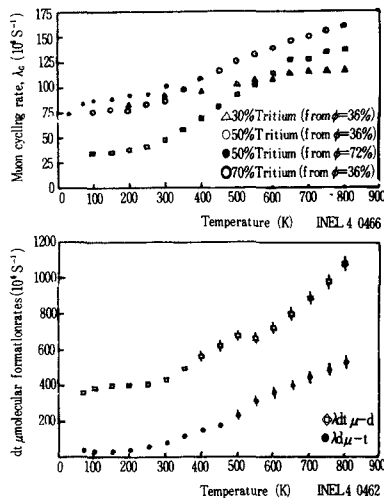
등의 반응이 공명적으로 일어날 가능성이 있다.

反應 (1), (2)가 共鳴的으로 일어나는 것은 열 에너지 ϵ_0 와 ($dt\mu$)分子의 勵起狀態(1, 1)의 束縛에너지 $|\epsilon_{11}|$ 와의 합($\epsilon_0 + |\epsilon_{11}|$)과 D_2 또는 DT 分子의 回轉·振動基底狀態부터 (1), (2) 右邊 電子分子의 어떤 回轉·振動狀態로의 勵起에너지에 합치될 때이다. Ponomarev에 의한 ($dt\mu$)

系에 관한 상세한 理論豫測後에 Dubna에서 행해진 低密度의 실험에서 $\lambda_{dt\mu}$ 에 관한 下限이 확인되었다. 실험적으로 λ_{dt} 나 $\lambda_{dt\mu}$ 를 구하려면, 高密度의 혼합가스계에서 核融合中性子の 시간 스펙트럼을 μ^- 의 入射時를 시간의 原點으로서 측정하고 λ_c 를 얻어 그 λ_c 의 D_2 와 T_2 의 相對濃度比($C_d, C_t, C_d+C_t=1$)로의 依存性을 측정함으로써 얻어진다.

Los Alamos Meson Physics Facility(LAMPF)에서의 Idaho國立工學研究所 등의 그룹은 ϕ_0 에 가까운 高密度인 25K에서 800K까지의 온도범위에서 실험을 행하여 λ_c 에 대해 그림2(上)에서와 같은 결과를 얻었다. λ_c 는 $C_d/C_t \cong 1$ 의 혼합가스로 800K에서 최고치가 되며 $160\mu\text{s}^{-1}$ 에 달한다. 그림에서 나타난 바와 같이 ϕ 를 증가하면 λ_c 가 증가한다(實驗値는 이미 ϕ_0 에 規格化되어 있다).

이들의 실험치에서 λ_{dt} 가 $300(40)\mu\text{s}^{-1}$ 라고 구해졌고 $\lambda_{dt\mu-d}$ 나 $\lambda_{dt\mu-t}$ 가 그림2(下)에서와 같은 온도依存性을 가지는 것을 알았다. 보다 고온의 실험인 경우 최근 같은 그룹이 密度依存性을 확인하는 뜻에서 액체상태에서의 D_2/T_2 混合



(그림 2) LAMPF의 實驗에서 얻어진 ($dt\mu$)系核融合의 巡回率(上)과 中間子分子生成率의 溫度依存性(下)

系를 사용한 실험을 행하였다.

$C_d/C_t \cong 1$ 에서 25K에 있어서 λ_c 가 $150\mu s^{-1}$ 정도 되는 것을 알았다. 이 결과는 密度依存性의 중요성을 가르키고 있다. 이 분자생성율의 密度依存性은 $(\mu t) + D_2 + D_2$ 등의 3體反應의 효과를 고려함으로써 설명되었다.

b) 反應生成物 4He 으로의 附着率(ω_s)

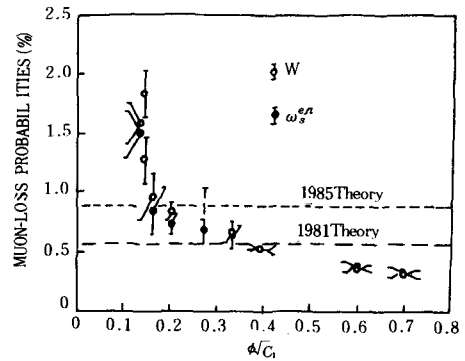
핵융합반응에 의한 중성자수의 절대측정을 행하여 Y를 실험적으로 구하여 λ_0/λ_c 와의 차에서 損失率 ω 를 구할 수 있었다. ω 로의 기여로서 다음과 같은 것이 생각되고 있다.

1) 反應生成物 4He 으로의 μ^- 의 附着率 ω_s , 일단 4He 에 부착하면 縛束에너지의 차에서 μ^- 는 t나 d로 移行하기 어렵다.

2) $(dd\mu)$, $(tt\mu)$ 分子의 생성, 모두 분자생성율은 작으나 分子內核融合率이 작으므로 손실이 된다.

ω 의 主要項인 ω_s 는 예측에 비해 대단히 작으며, 또한 그림 3에서와 같이 密度依存性을 가지며, $C_t\phi$ 가 클수록 ω_s 는 작아진다. $C_t\phi$ 가 0.08%일때 ω_s 는 0.2%이하가 되는 것을 알았다. 이 ω_s 의 密度依存性은 $(dt\mu)$ 分子가 勵起狀態에서 생성될때 이 상태에서부터 核融合率은 앞에서의 b)설명만큼 크지 않으며, 基底狀態에 떨어지지 않으면 큰 $\lambda(dt\mu)t$ 는 기대할 수 없다; $(dt\mu)$ 가 回轉·振動角運動量1에서 기저상태로 떨어지려면 3개의 전자가 관여하는 Auger過程이 필요하다. 이를 위해 다른 곳에서 전자의 보급이 필요하며 이것이 다른 분자의 依存度, 密度依存性을 낳는다.

한편, 에너지 생산의 견지에서는 Y의 값이 되도록 커야할 필요성이 있다. 이때까지의 最高値는 25K의 액체로 $C_d/C_t \cong 1$ 일때의 $170/\mu^-$ 이다. 이것은 에너지생산율 $3.0 GeV/\mu^-$ 에 대응한다. 또한 1개의 μ^- 를 만들려면 비임에너지만을 고려하더라도 5.0GeV가 소요돼 에너지생산율을 위한 최소의 발란스는 유지되지 못하고 있



〈그림 3〉 LAMPE의 實驗에서 얻은 損失率의 密度와 混合比의 依存性

다. μ^- 를 좋은 효율로서 생기게 하기 위한 가속기나 비임 채널에 독특한 아이디어가 제안되었고 나아가서는 가속기를 사용한 破碎中性子에 의한 核分裂爐와 hybrid를 연계시킨다는 것 등이 거론되고 있다.

3. muon에 의한 物性研究

뮤온은 pion의 붕괴에 의해서 탄생할 때 진행 방향에 100%스핀偏極해서 생기며 그 偏極은 물질속에서 減速되는 사이에 변화하는 일은 없다.

正뮤온은 格子間位置에 멈출때에 100%偏極을 유지한다. muonium(Mu)이 생길 때는 전자와의 스핀이 서로 平行하다. Mu이 triplet(3重項)狀態를 생길 때의 偏極度는 50%가 된다. 한편, 負뮤온에서 뮤온原子가 생길때에는 뮤온원자내의 스핀궤도 상호작용에 의해서 스핀偏極을 크게 이라는 角度分布를 가진다. A_e 는 e^+ 의 에너지에 대해서 平均화하면 거의 1/3이다. P_μ , P_{Mu} 는 비임偏極度를 나타내며, P_μ 는 Mu의 스핀1 상태생성율에서 1/2을 넘지 않는다. 이 각도분포의 시간변화는 P_μ , P_{Mu} 의 시간변화, 즉 μ^+ , Mu 의 磁氣모멘트, 미세한 局所磁場과의 상호작용을 입증한다. La Mor周波數 ω 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \omega_\mu &= \gamma_\mu \cdot H \\ &= 2\pi \times 18.554 \times 10^3 H(\text{Gauss}) \text{ rad/s} \\ \omega_{Mu} &= \gamma_{Mu} \cdot H \end{aligned}$$

$$= 2\pi \times 14.1 \times 10^{15} \text{H(Gauss)rad/s}$$

μSR 의 실험법으로는 다음의 3가지방법이 고려된다.

a) 回轉(Rotation)法; 스핀에 대해서 직각으로 작용하는 橫磁場H의 아래에서 $|P_{\mu}|$, P_{Mu} 를 스핀회전시켜 局所場의 크기를 구한다.

b) 緩和(Relaxation)法; $\theta=0^{\circ}$, 180° 에 카운터를 두고 縱磁場の 존재하에 角度分布의 減衰를 측정하여 縱緩和를 측정한다.

c) 共鳴(Resonance)法; b)의 방법으로 縱磁場に 대응하는 La Mor周波數를 가지는 高周波磁場을 걸어서 각도분포변화에서 磁氣共鳴을 관측한다. a), b)法과 비해 位相干涉性的의 제약이 없다.

그런데 현재까지 행해진 뮤온에 의한 고체물리연구는 뮤온의 수동적인 입증이었다. 이때 강조되는 것은 물질의 微視的인 입증(中性子, M-össbaner, NMR, ESR)에 비해서 다음과 같은 특징이 있다는 점이다.

(a) 처음부터 偏極하고 있으므로 零磁場에서 물질의 微視的인 磁氣立證이 될 수 있다.

(b) 微視的인 물질진동 特性時間을 입증할때 외부의 영향에 비해 특징적인 時間域을 조사할 수 있다(그림3 參照)는 점이였다. 이들의 특징을 살려서 행해진 연구의 대표적인 예가 正뮤온스핀緩和法에 의한 스핀 글라스 등의 磁性體 磁氣相轉移에서의 스핀 다이내믹연구였다.

이 4, 5년 사이에 진보해 온 뮤온실험연구 덕택으로 새로운 타입의 뮤온고체물리연구가 시작되어, 특기할만한 새로운 실험기술로서는 일본에서 발견한 펄스狀 뮤온비임을 사용한 긴 時間域의 μSR 測定이나 뮤온스핀磁氣共鳴法 등을 들 수 있다. 또 새로운 뮤온실험방향으로서 뮤온이 가진 능동적인 면을 강조하는 固體物理研究가 진행되고 있다는 점이다.

최근의 이와같은 연구는 일반고체물리연구에서 중요하다는 것으로 알려져 있다. 폴리아세틸

렌속에서 뮤온이 'soliton'이라는 운동을 하는 不對電子를 낳는다가 알카리하이데속에 생긴 Mu가 자기자신이 만든 不對電子와 반응한다는 가 하는 일이다.

이와같은 뮤온물성연구를 추진하고 있는 일본의 시설로는 고에너지물리학연구소 이용시설 내에 설치된 東京大學理學部 中間子科學實驗施設의 뮤온施設〔통칭 BOOM(Booster Meson)〕 퍼실리티는 1980년에 완성하여 펄스狀뮤온실험을 행한 세계최초의 센터가 되었다. 이 퍼실리티에서는 陽子싱크로트론에서 얻어지는 500MeV의 陽子비임이 幅 50ns 間隔 50ms(20hertz)의 펄스狀 시간구조를 가지는 것을 이용해서 여기에 大型超電導솔레노이드를 주체로 하는 超電導뮤온비임光電界를 준비하여 성능이 좋고 瞬時強度世界最高의 뮤온비임을 발생시키는 데 성공하였다. 이 펄스狀뮤온비임은 통상 메손팩토리라고 불리는 高強度直流型 陽子加速器비임에 비해 평균강도에서는 뒤떨어지나 瞬時強度에서는 세계최고인 특징을 가지고 있다 이 높은 펄스狀비임을 사용해서 다음의 새로운 物性研究가 진행되고 있다.

a) 긴 時間域의 μSR 測定에 의해서 零磁場法을 사용해서 μ^+ 極低溫下의 銅속에서 확산하는 모양이 조사되어 低溫일수록 擴散이 빨라지도록 관찰되었다. 이것은 뒤에 금속내부에서 μ^+ 와 傳導電子와의 상호작용이 輕粒子的 확산에 주는 효과로서 이론적으로 이해되었다.

b) 강한 펄스狀RF源을 연결시킨 磁氣共鳴法이 개발되어 뮤온이나 Mu의 화학반응결과 생성하는 마지막狀態를 관측하는 것이 가능해졌으며, 알카리하이데와 같은 고체내부의 Mu화학반응의 본질을 보는 데 성공했다.

c) 펄스狀의 μ^+ 를 고온비임의 텅스텐과 같은 금속내부에 잡아둠으로써 그 금속표면부터 高眞空속에 再放出되는 熱에너지化한 Mu를 만들어내는 데 성공했다