

## 斷熱 消磁化 方法에 의한 冷凍技術

李 一 洙

경북대학교 자연과학대학 물리학과, 광학기용 신소재 연구소  
대구광역시 북구 산격동 1370번지, 702-701

(1998년 7월 20일 접수, 1998년 9월 30일 최종수정본 받음)

소자화 冷凍法은 電子 또는 核의 磁氣 모멘트를 等溫的으로 磁化시킨 다음 斷熱상태에서 磁化를 없애므로써 溫度를 내리는 방법이다. 電子의 소자화 냉동기는 稀釋 冷凍機의 出現으로 거의 사용되지 않고 있으나 핵의 소자화 냉동기는  $\mu\text{K}$  이하의 極低溫을 얻을 수 있는 유일한 방법으로 극저온에서의  $^3\text{He}$  액체 또는  $^3\text{He}$  고체의 相轉移, 극저온 超傳導 현상, 핵의 自發질서 현상, 스핀 유리 相轉移 등의 研究에 많이 사용되고 있다. 핵의 소자화 냉동기는 대개 물체(시료) 전체의 온도를 내리는데 사용하나 빠른 소자화를 통해 핵만의 온도를 내리는데도 사용된다. 핵만의 온도를 내리는 냉동방법은 핵 자기 현상의 연구에 많이 이용되고 있다. 이러한 극저온을 얻기 위한 냉동법은 최첨단 기술이나 현재 국내에서는 극저온을 重點的으로 연구하는 곳이 없는 실정이다. 본 논문에서는 소자화 냉동에 관한 현재의 趨勢를 紹介하고 앞으로의 研究方向을 提示하고자 한다.

### I. 서 론

자기이온내 전자의 자기 모멘트에 관련된 엔트로피를 이용하여 온도를 내리는 방법이 1926년 Debye와 Giaque에 의해 제안되었다. 즉 자기이온들을 자기 모멘트에 관련된 엔트로피만 존재하는 1 K정도까지 온도를 내린 후 외부 자기장으로 자화시킨 다음 단열적으로 소자화시켜 온도를 내릴 수 있다는 제안이었다. 그 때까지 온도를 내리는데 액화기체를 사용하는 방법 이외는 생각해 보지 않았기에 이들의 새로운 냉동방법에 대한 제안은 획기적인 것이었다. 그 당시에 얻을 수 있었던 최저온도는 액화기체 중  $^3\text{He}$  액체를 강제 증발시켜 얻는 대략 0.3 K 이었다. 따라서 “전자의 소자화 냉동”에 의해 0.3 K보다 훨씬 낮은 온도에 도달할 수 있을 것이라 기대되었으며 결국 1933년에 Giaque[1]는 자기이온이 회박하게 섞인 “상자성 소금”을 이용한 소자화 냉동에 성공하여 mK 온도의 영역으로 최저온도를 낮출 수 있었다.

전자의 소자화 냉동이 성공한 시점인 1934년 Gorter에 의해 “전자의 자기 모멘트” 대신에 “핵의 자기 모멘트”를 이용하면 훨씬 더 낮은 온도를 얻을 수 있지 않을까 하는 제안이 대두되었다. 소자화 냉동으로 얻을 수 있는 최저온도는 “자기 쌍극자”들이 자발적으로 질서화(자화)되는 온도이다. 그리고 이러한 자발질서는 자기 쌍극자 상호간의 자기적 작용에 의해 생기며 따

라서 자기 모멘트가 작을수록 자발질서 온도는 낮아진다. 자기 모멘트는 질량에 반비례하므로 전자보다 1800배 정도나 질량이 큰 핵을 이용하면  $\mu\text{K}$  영역까지 온도를 내릴 수 있을 것이라 기대되었다. 그러나 이러한 제안은 여러 가지 실험적 어려움으로 실현되지 못하다가 1956년 Kurti[2]가 처음으로 성공하였다. “핵의 소자화 냉동”을 시작하려면 핵의 자기 모멘트에 관련된 엔트로피만 존재하는 mK영역까지 온도를 내릴 필요가 있다. 1965년 새로운 냉동방법인 희석 냉동기[3]에 의해 mK영역까지 보다 쉽게 온도를 내릴 수 있게 되었고 또한 큰 냉동력도 얻을 수 있게 되었다. 따라서 그 때까지 mK 온도영역을 얻는데 사용되고 또한 핵의 소자화 냉동의 전조냉동기로도 사용되던 전자의 소자화 냉동기의 역할은 없어지게 되었다. 현재 전자의 소자화 냉동기는 냉동물질 자체의 자기적 특성을 연구하거나 또는 우주에서 소립자 연구를 위한 측정기의 온도를 내리는데 사용하는 경우 등을 제외하고는 거의 이용되지 않고 있다.

희석 냉동기의 출현과 초전도체 자석의 실용화에 따라 핵의 소자화 냉동으로 내릴 수 있는 온도는 점점 내려갔으며 현재에도 최저 온도의 갱신이 계속 이루어지고 있다. “물체온도”에 대한 최저온도의 기록은 현재 12  $\mu\text{K}$ 이다. 여기서 “물체온도”라고 따옴표로 표시한 것은 이렇게 낮은 온도에서는 핵의 온도와 핵 이외의 온도가 다를 수 있다는 데 기인한다. 즉 핵의 소자화

냉동과정이 끝나면 핵의 온도만이  $\mu\text{K}$  이하로 내려가는데 이 후 핵의 냉동력에 의해 핵 이외의 온도도 내려가 결국 평형온도인 “물체온도”에 도달한다. 이러한 열평형 시간은  $\mu\text{K}$  영역에서 몇 일 정도로 아주 길다. 따라서 소자화 과정을 급격히 행하여 핵의 온도만을 내려서 핵의 자발질서에 대한 연구를 할 수도 있다. 현재 이러한 냉동방법에 의해 핵만의 온도를 nK까지 내릴 수 있다.

절대영도에 어느 정도 가까이 까지 갈 수 있는냐는 것 자체만도 큰 흥미 거리의 하나이다. 그리고 절대영도 가까이에서 발견할 수 있는 새로운 물리현상이 어떤 것이 있는냐는 것은 물리학적인 탐구 과제이다. 현재  $\mu\text{K}$ 영역에서는  $^3\text{He}$ 고체의 상전이 현상[4-5], nK영역에서는 순수도체, 예를 들면 Rh, Ag, Cu 등의 초전도체 전이 현상[6], 스핀 유리[7], Cu, Ag, Au In<sub>2</sub> 등의 핵자발질서[8-11]가 연구되고 있다.

본 논문에서는 소자화 냉동방법에 대한 원리와 기술적인 문제를 다루고자 한다. 전자의 소자화 냉동은 자기 온도계 외에는 크게 사용되지 않으므로 핵의 소자화 냉동을 중심으로 내용을 전개할 것이다.

## II. 단일 소자화 냉동

### 2.1 소자화 냉동의 원리

온도를 내리는 과정은 엔트로피를 감소시키는 과정이다. 엔트로피는 온도 및 다른 변수들 예를 들면, 체적, 자기장, 압력 등의 변화에 의존한다. 따라서 단일 냉동 과정은 두 가지의 과정, 즉 온도를 일정하게 유지 하면서 엔트로피에 관련되는 변수 하나(냉동변수)를 조절하여 엔트로피를 감소시키는 과정과 엔트로피를 감소시키는데 사용한 외부요인을 엔트로피가 변하지 않도록 단일적으로 없애는 단일과정으로 구성되어 있다.

소자화 냉동에서는 자기 모멘트에 관련된 엔트로피를 냉동 변수로 사용한다. 따라서 자기 모멘트 이외의 다른 요인에 의한 엔트로피는 무시할 수 있는 낮은 온도에서 냉동과정이 시작되어야 한다. 이러한 온도에 있는 총 각운동량이 J인 N개의 자유로운 자기 쌍극자들을 고려해 보자. 외부 자기장이 주어지지 않을 때(쌍극자간의 상호작용에 의해 미소한 내부 자기장  $B_{in}$ 이 존재한다)는 각 쌍극자들은  $2J+1$ 의 가능한 에너지 상태에 존재할 수 있으며 따라서 계의 자기 엔트로피는  $Nk_B \ln(2J+1) \equiv R \ln(2J+1)$ 로 주어진다. 반면에 자기장

B를 걸어 주면 쌍극자들은 자기장 방향으로 정렬되며 자기 엔트로피는 감소한다. 자기장 B내에 있는 자기 쌍극자들의 자기 엔트로피는 통계역학적인 과정을 이용하면

$$\frac{S_B}{R} = \frac{x}{2} \left\{ \coth \frac{x}{2} - (2J+1) \coth \left[ \frac{2J+1}{2} x \right] \right\} + \ln \left\{ \frac{\sinh \left[ \frac{2J+1}{2} x \right]}{\sinh \frac{x}{2}} \right\} \quad (1)$$

와 같이 구해진다. 여기서 변수 x는  $g\mu_B/k_B T$ 를 나타낸다. 그리고  $\mu$ 는 전자의 소자화 냉동의 경우 자기이온내 전자의 자기 모멘트이고 핵의 소자화 냉동의 경우 핵의 자기 모멘트이다. 식 1에서 보다시피 엔트로피는 자기장과 온도의 비 B/T만의 함수임을 알 수 있다. 따라서 온도 T<sub>i</sub>에서 자기장 B<sub>i</sub>를 이용하여 자화시킨 후 B<sub>f</sub>까지 자기장을 단일적으로 감소시켰을 경우 최종온도는 엔트로피가 B/T만의 함수이고 또한 이 과정이 단일적이어서 엔트로피의 변화는 없으므로 B<sub>f</sub>/T<sub>f</sub> = B<sub>i</sub>/T<sub>i</sub>의 관계에서

$$T_f = \frac{B_f}{B_i} T_i \quad (2)$$

와 같이 주어진다. 위 식에서 B<sub>f</sub>를 0으로 두면 최종온도는 절대영도가 된다. 그러나 실제로는 외부 자기장이 없더라도 쌍극자 상호간의 작용 등에 의해 물체 내부에는 내부 자기장이 이미 형성되어 있기 때문에 최종온도는 절대영도가 될 수 없다. 자기 쌍극자가 보는 국소 자기장은 외부 자기장과 내부 자기장의 벡터 합이므로 그 크기는  $B_{local} = \sqrt{B^2 + B_{in}^2}$ 으로 표현된다. 여기서 B는 외부에서 걸어주는 자기장이고 B<sub>in</sub>은 내부 자기장을 나타낸다. 식 2에 위와 같은 국소 자기장을 대입하면

$$T_f = \sqrt{\frac{B_f^2 + B_{in}^2}{B_i^2 + B_{in}^2}} T_i \quad (3)$$

로 표현된다. 소자화 냉동으로 얻을 수 있는 최저온도는 자기장을 완전히 없애는 경우로서 이때의 온도는  $T_f \approx \frac{B_{in}}{B_i} T_i$ 로 주어진다. 여기서 분모의 B<sub>in</sub>은 자화시키는데 사용한 자기장 B<sub>i</sub>에 비해 아주 작은 값이므로

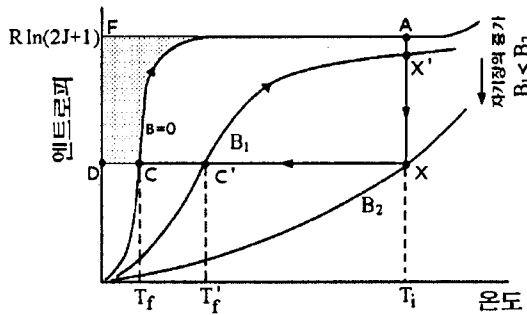


Fig. 1. 단일 소자화 과정의 엔트로피 그림.

무시하였다. 내부 자기장은 주로 쌍극자-쌍극자 상호작용에 기인하며 이 상호작용은 자기 모멘트의 곱에 비례한다. 따라서 자기 모멘트가 작은 핵의 자기 모멘트를 이용한 경우가 전자의 자기 모멘트를 이용한 경우보다 훨씬 낮은 온도를 얻을 수 있음을 알 수 있다.

소자화 냉동과정이 엔트로피-온도 그래프인 Fig. 1에서 어떻게 진행되는지 보기로 하자. 내부 자기장이 없는 이상적 경우에는 외부 자기장이 없을 때 엔트로피는 앞에서 보았듯이  $R \ln(2J+1)$ 로 온도에 관계없이 상수 값을 가지나 실제로 내부 자기장이 존재하기 때문에 그림과 같이 온도에 따라 변한다( $B=0$  곡선). 외부 자기장이 걸렸을 경우 계의 자기 엔트로피는  $B=0$ 의 경우보다 모든 온도에서 낮다. 그리고 외부 자기장이 커질수록 엔트로피 곡선은 더욱 낮아진다. 앞에서 언급한 대로 냉동 과정은 자기 모멘트 이외의 요인에 의한 엔트로피가 무시될 수 있는 온도로 내린 다음 시작된다. 냉동과정의 시작온도인  $T_f$ 는 냉동물질에 따라 다소 차이는 있지만 상자성 소금의 경우 대략 1 K이고 핵의 소자화의 경우 10 mK 정도이다. 이 온도를 유지하면서 자기장  $B_2$ 를 외부에서 걸어준다고 하자. 그러면 외부 자기장에 의해 자기 쌍극자들이 정렬되어 자화된다. 자화되는 동안 발생하는 열은 냉동물질에 연결된 냉동기(상자성 소금의 경우 헬륨의 증발 냉동기, 핵의 소자화의 경우 희석 냉동기 또는 다른 핵의 소자화 냉동기)로 전달되어 자화는 등온상태에서 진행된다. 이러한 등온 자화과정( $A \rightarrow X$ )에 의해 계의 엔트로피는 상당히 줄어든다. 다음에 단일 소자화 과정( $X \rightarrow C$ )은 냉동물질과 외부를 열적으로 차단시킨 후 외부 자기장을 없애는 과정이다. 이 과정동안 엔트로피의 변화는 없으므로 계의 온도가  $T_f$ 로 내려간다. 이렇게 내려간 냉동기의 온도는 냉동물질의 냉동력이 시료의 온도를

내리는데 사용되기도 하고 또한 여러 요인에 의한 외부의 열 유입 등에 의해 점차적으로 증가한다. 즉 Fig. 1에서  $B=0$ 의 곡선을 따라 ( $C \rightarrow A$ ) 온도가 증가한다. 냉동기의 냉동력은 온도가 증가하는 동안 흡수할 수 있는 열량이므로 그림에서 빗금 친 부분을 나타낸다(CDFA가 그리는 면적). 최종온도는 다소 높더라도 냉동력이 큰 경우를 원한다면 자기장을 완전히 없애지 않고 썩이 아닌 값인  $B_1$ 까지만 내리면 된다(소자화 과정이  $X \rightarrow C'$ ). 이 경우 최종온도는  $T_f$ 보다 높은  $T'_f$ 이지만 냉동력은  $C'DFA'X'$ 이 그리는 면적이 되어 완전히 소자화 시킨 경우의 냉동력인 CDFA가 그리는 면적보다 큰 것을 볼 수 있다. Fig. 1에서 보듯이 더욱 낮은 최종온도를 얻으려면 자화과정에서 엔트로피를 되도록 많이 감소시켜야 한다. 이는 자화과정에서 더욱 높은 자기장을 사용하여야 한다는 것을 의미한다. 그러나 무한정의 큰 자기장을 사용할 필요는 없다. 왜냐하면 어느 정도의 높은 자기장일 경우 엔트로피 곡선이 자기장을 증가 시켜도 더 이상 내려가지 않기 때문이다. 물론 실험적으로 얻을 수 있는 균일한 자기장의 크기도 한계가 있다. 물질에 따라 다소의 차이는 있을 수 있으나 전자의 소자화 냉동의 경우 1 T 정도를 사용하고 핵의 소자화 냉동의 경우 6-9 T를 사용하고 있다. 내부 자기장은 전자의 소자화 냉동의 경우 대체로 100 Gauss 정도이나 핵의 소자화 냉동의 경우에는 이의 백분의 일 정도이다. 따라서 식 3을 이용하면 전자의 소자화 냉동으로는 mK 온도영역을 얻을 수 있는 반면에 핵의 소자화 냉동으로는  $\mu K$  이하의 온도를 얻을 수 있음을 알 수 있다.

소자화 냉동기의 개략적인 구조가 Fig. 2에 주어져 있다. 전조 냉동기는 냉동물질을 자기 모멘트에 관련된 엔트로피만이 존재하는 온도로 내리는 데 사용하고 또한 냉동물질을 자화시킬 때 발생하는 자화열을 흡수하여 자화가 등온인 상태에서 이루어지도록 해 주는 역할을 한다. 그리고 열 스위치는 전조 냉동기와 냉동물질사이의 열적인 접촉을 시키거나 또는 차단하는 데 사용한다.

냉동의 과정은 먼저 냉동물질과 전조 냉동기가 열적으로 연결된 상태에서 초전도체 자석을 이용하여 냉동물질을 자화시키는 과정이다(등온 자화 과정). 앞에서 언급하였듯이 자화 열은 전조 냉동기에 의해 흡수되어 자화과정은 등온적으로 이루어진다. 다음에 열 스위치를 이용하여 전조 냉동기와 냉동물질사이를 열적으로

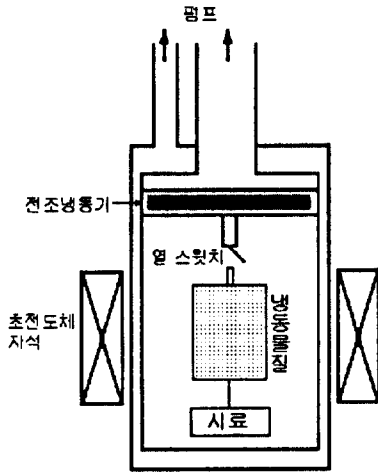


Fig. 2. 소자화 냉동기의 개략적 구조.

단절시킨다. 따라서 냉동물질은 외부와 차단된 단열 상태이며 이 상태에서 외부 자기장이 천천히 없어지면 냉동물질의 온도가 내려간다(단열 소자화 과정). 냉동 물질에 열적으로 연결된 시료가 냉동물질의 냉동력에 의해 온도가 내려가며 외부열 등의 효과에 의해 냉동 물질의 온도가 올라가는 동안 시료에 대한 실험이 행해진다.

소자화 냉동은 앞에서 언급하였듯이 “전자의 소자화 냉동”과 “핵의 소자화 냉동”으로 구분된다. 전자의 소자화 냉동에는 자기이온이 희박하게 섞인 상자성 소금을 냉동물질로 사용한다. 핵의 소자화 냉동은 사용한 냉동물질에 따라 구리 등과 같은 도체를 사용한 핵의 소자화 냉동과 PrNi<sub>5</sub> 등의 초미세 상호작용이 증대되는 (hyperfine enhanced) 핵의 소자화 냉동으로 구분할 수 있다. 또한 냉동방법에 따른 구분은 빠르게 소자화 과정을 진행하여 핵의 냉동만을 시키는 방법(brute force cooling)과 소자화 과정을 천천히 진행하여 물체의 온도 평형을 이루는 냉동방법(refrigeration)으로도 구별된다.

아래에 이러한 구분에 따라 각각의 냉동방법에 대해 상세히 알아보도록 한다.

### 2.2 전자의 소자화 냉동과 자기 온도계

소자화 냉동은 원칙적으로 일회용 냉동기이다. 일회용 냉동기란 한번의 냉동과정이 끝나면 최종온도에 도달한 후 외부 열의 유입으로 온도가 올라가는 형태의 냉동기이다. 따라서 냉동기의 온도는 시간에 따라 변하며 다시 원래의 온도로 내리기 위해서는 냉동과정을

처음부터 다시 시작하여야 한다. 반면에 연속적인 냉동기는 냉동이 연속적으로 이루어지며 냉동온도도 일정하게 유지된다. 냉동액체를 펌핑하여 액체를 기화시킴으로써 기화열에 의해 냉동하는 증발 냉동기나 희석 냉동기의 경우가 연속 냉동기에 속한다.

자기 이온을 고체 내에 희박하게 섞어 놓은 것을 상자성 소금이라 하고 이것을 전자의 소자화 냉동에서의 냉동물질로 사용한다. 이러한 상자성 소금을 이용한 소자화 냉동방법은 이 냉동이 성공한 시점인 1930년대부터 mK 온도영역을 얻는 유일한 방법으로 사용되어 왔다. 그러나 1965년 희석 냉동기의 발명으로 상자성 소금을 이용한 소자화 냉동기의 역할은 끝이 났다. 즉 희석 냉동기의 냉동온도는 mK 온도 영역이고 또한 희석 냉동기는 연속 냉동기이므로 상자성 소금을 이용한 소자화 냉동기의 역할을 희석 냉동기가 완전히 대신하게 된 것이다. 대신에 상자성 소금은 mK 영역의 온도를 재는데 가장 유용한 자기 온도계의 센서물질로 많이 이용되고 있다. 따라서 이 장에서 상자성 냉동기보다는 자기 온도계에 대해서만 언급하기로 한다.

상자성 소금의 자기이온으로 사용되는 것으로는 전이 및 희토류계 원소들이 있다. 전이원소와 희토류원소는 각각 3d와 4f 전자 구각이 부분적으로 채워져 있다. 이온화되어 고체 안에 희박하게 섞여 있는 이 원자들은 전자 구각이 부분적으로 채워져 있기 때문에 알짜 총각운동량은 0이 아니다. 그래서 각 이온이 갖는 총각운동량이  $\vec{J}$  라면 각 이온은 자기 모멘트  $\vec{\mu} = -g \mu_B \vec{J}$  를 갖는 자기 쌍극자로 생각할 수 있다. 여기서  $\mu_B$ 는 보어 마그네톤이고 g는 Lande g-인자로 이온의 스핀 각운동량과 궤도 각운동량 벡터의 상대적 방향에 의존하는 양이다. 이러한 자기 쌍극자들에 의해 상자성 소금은 자기적인 성질을 가지며 자기 감수율은

$$\chi = \frac{\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B} T \equiv \frac{\lambda_e}{T} \tag{4}$$

와 같이 Curie 법칙에 따른다. 여기서  $\lambda_e = \mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)/3k_B$  로서 Curie 상수라 부른다.

자기 온도계의 기본적 아이디어는 외부에서 자기장을 걸어 자기 쌍극자들을 정렬시키고 온도에 따라 이 정렬상태가 어떻게 변하는가를 보는 것이다. 技術적으로는 자기 감수율 (또는 자화도)을 측정한다. 식 4에서 보듯이 자기 감수율은 바로 온도와 연결되므로 자기 온도계는 1차 온도계일 것이라 생각된다. 그러나 고체

안에서 자기이온이 보는 자기장은 몇 가지 효과(反자화효과, 주위의 정렬된 쌍극자들에 의한 Weiss場의 효과 등)가 덧붙여진 국소 자기장이므로 실제로는 식 4와 같은 단순한 형태는 아니다. 이러한 여러 효과를 고려할 경우 식 4는

$$\chi = \chi_0 + \frac{\lambda_e}{T - \Delta} \quad (5)$$

로 수정된다. 여기서  $\chi_0$ 와  $\Delta$ 는 각각 배경효과와 바이스(Weiss)상수이다. 바이스 상수는 시료모양, 결정구조의 대칭성에서 결정된다. 결국 원칙적으로 자기 온도계는 1차 온도계이지만 모르는 상수  $\chi_0$ 와  $\Delta$ 를 결정하여야 하므로 보정이 필요한 2차 온도계에 속한다. 보정에는 주로 헬륨의 증기압 온도계를 사용하고 있다.

자기 온도계의 센서물질로 사용되는 상자성 소금의 종류는 아주 많다. Table I에 그 중에서 대표적인 상자성 소금들에 대한 기본적인 특징이 요약되어 있다. 각 물질에서 자기이온은 그 소금의 자기적인 특성을 결정하는 원소이다. 자기이온은 모두 전이원소 또는 희토류 원소들이다. 그리고  $T_n$ 는 자발질서 온도를 나타낸다. 여기서 자발질서 온도는 외부 자기장이 없는데도 자기 쌍극자들 사이의 상호작용에 의해 쌍극자들이 자발적으로 정렬하는 온도를 말한다. 자기 온도계에서는 자기 쌍극자들의 정렬상태가 온도에 따라 어떻게 변하는가를 관측하는 것이다. 따라서 자발질서 온도이하에서는 이미 모든 쌍극자들이 정렬된 상태이므로 더 이상 상자성 소금을 온도계의 센서물질로 사용할 수 없게 된다.

자기장이 없는 상태에서 상자성 소금의 온도에 따른 엔트로피 변화가 Fig. 3에 주어져 있다. 상자성 소금에서 엔트로피는 주로 포논과 자기이온에 의한 것이다. 그런데 온도를 내리면 포논에 의한 엔트로피는 없어진다. 이러한 포논에 의한 엔트로피가 없어지는 온도는 상자성 소금을 이용한 소자화 냉동에서 냉동과정을 시작하는 온도를 결정한다. 그림에서 보듯이 물질에 따라 이 온도는 약간의 차이는 있으나 대체로 1 K 근방임을 알 수 있다. 그러나 CMN의 경우에는 0.01 K로 다른 물질과 큰 대조를 이룬다. 반면에 CMN의 경우

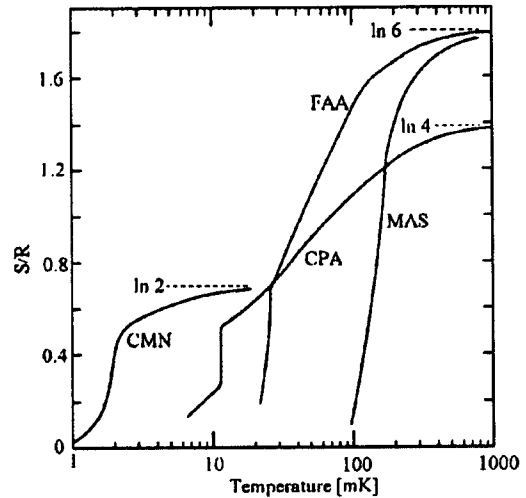


Fig. 3. B = 0에서 온도에 따른 엔트로피의 변화.

자발질서 온도가 약 2 mK로 낮아서 온도계로 사용할 수 있는 하한 온도가 상당히 낮다. 이러한 CMN의 특성 때문에 mK온도 영역의 자기 온도계는 주로 CMN을 사용하고 있다.

자기이온들의 자발질서는 기본적으로 자기이온들 상호간의 작용에 기인하므로 자발질서 온도는 자기이온의 밀도에 비례한다. 그래서 자기이온 자리에 비자기 이온을 치환함으로써 자기이온 서로간의 작용을 약하게 만들어서 자발질서 온도를 더욱 낮출 수 있다. CMN의 경우에는 Ce이온 자리를 비자기 La이온으로 95%치환 할 경우 자발질서 온도가 0.2 mK까지로 내릴 수 있다. 결과적으로 이렇게 희석된 CMN을 사용한 온도계로 0.2 mK까지의 온도를 측정할 수 있다.

상자성 소금은 절연체이므로 온도계의 센서물질로 사용할 경우 가장 큰 문제가 열전도가 좋지 않다는 것이다. 그래서 상자성 시료는 분말형태로 만들어 그 속에 그리스(grease)와 열 전도가 좋은 구리나 은 등을 섞은 후 프레스를 사용하여 원하는 모양(주로 원통형)으로 눌러 만든다.

Fig. 4에 CMN을 이용한 자기 온도계의 구조[12]가 주어져 있다. CMN에는 열 전도가 좋은 물질인 銀 분

Table I. 자기 온도계에 사용되는 여러 상자성 소금의 특성

명 칭	화학식	자기이온	$T_n$ (K)
Cerous Magnesium Nitrate CMN	$2Ce(NO_3)_3 \cdot 3Mg(NO_3)_2 \cdot 24H_2O$	$Ce^{+3}$	0.002
Chromic Potassium Alum CPA	$Cr_2(SO_4)_3 \cdot K_2SO_4 \cdot 24H_2O$	$Cr^{+3}$	0.009
Ferric Amonium Alum FAA	$Fe_2(SO_4)_3 \cdot (NH_4)_2SO_4 \cdot 24H_2O$	$Fe^{+3}$	0.026
Manganous Amonium Sulphate MAS	$MnSO_4 \cdot (NH_4)_2SO_4 \cdot 6H_2O$	$Mn^{+3}$	0.173

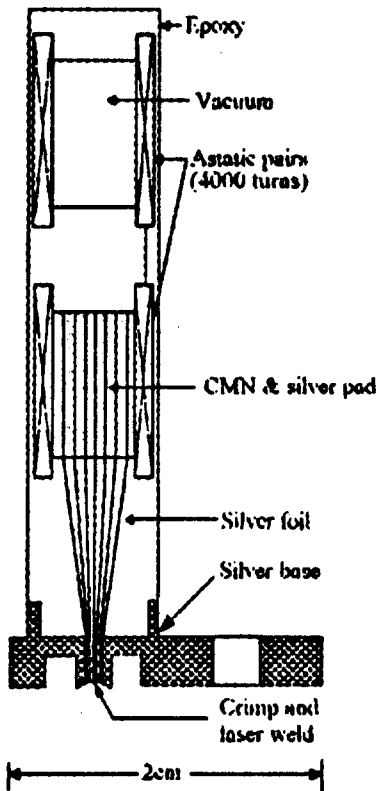


Fig. 4. CMN을 이용한 자기 온도계의 구조.

말이 섞여 있다. 또한 銀線을 센서물질 속에 넣어 그 끝을 온도를 측정하고자 하는 위치에 용접하여 열 전도를 좋게 하였다. CMN은 astatic pair(반대방향으로 감긴 도선)의 한쪽에 놓여진다. 이 경우 시료의 존재 때문에 온도계가 외부 자기장 속에 놓여지면 astatic pair양단에 전류가 감지된다. 그리고 온도가 변하면 시료의 자화도 변하므로 감지되는 전류 값도 변한다. 따라서 astatic pair양단 전류의 변화를 측정함으로써 온도변화를 결정할 수 있다.

상자성 소금의 자화 측정은 유도 브릿지의 방법이 많이 사용되어 왔으나 현재에는 분해능이 좋은 SQUID(초전도 양자 간섭장치)를 많이 사용하고 있다. SQUID는 高분해능 전류 측정장치로서 아주 작은 자화 변화도 측정이 가능하여 온도의 분해능이  $10^{-10}$ K로 아주 좋다.

### 3. 핵의 소자화 냉동

#### 3.1 개관

전자의 소자화 냉동에서 이용하는 냉동물질인 상자

성 소금은 부도체로서 열전도가 좋지 않아서 열 평형을 이루는 데 많은 시간이 필요하였다. 이 열전도 문제를 극복하기 위해 냉동물질 안에 열전도가 좋은 구리나 은을 넣어 사용하였다. 그런데 만약 도체를 소자화 냉동에 사용할 수 있다면 이러한 열전도 문제는 쉽게 해결될 것이다. 그러나 도체내에 냉동인자로 생각할 수 있는 전도전자의 자기 모멘트는 높은 온도에서 정렬되기 때문에 이를 사용할 수 없다. 그러나 핵 자기 쌍극자(앞으로 핵 스핀이라 칭함)들은 아주 낮은 온도까지도 정렬되지 않은 상태로 남아 있기 때문에 자기 엔트로피를 가지고 있다. 따라서 이 핵 스핀들의 자기 엔트로피를 냉동에 사용할 수 있다.

핵 자기 모멘트는 전자의 자기 모멘트보다 1800배 정도 작다. 따라서 핵 스핀들에 의한 자기 엔트로피도 그만큼 전자의 경우보다 작은 값을 가진다. 식 1에서 보았듯이 자유로운 자기 쌍극자들의 집단에 의한 자기 엔트로피는  $B/T$ 의 함수이다. 따라서 핵의 경우 전자에서와 동일한 엔트로피의 감소를 얻기 위해서는  $B/T$ 의 값을 전자의 경우보다 1800배 더 크게 해 주어야 한다. 그러나 이 값은 현실적으로 얻기 어려운 값이다. 핵의 소자화 냉동이 처음 제안되었을 때 이의 성공이 쉽지 않았던 이유도  $B/T$  값을 어느 정도 크게 해야 했는데 당시 기술로는 특히 초전도체의 자석이 없어서 이것이 쉽지 않았다. 전자의 소자화의 경우  $B/T$ 의 값이 온도가 1 K 정도이고 자기장이 1 T이므로 대체로 1에 가까운 값이다. 이 경우 엔트로피의 감소율은 대략 45%이다. 핵의 소자화의 경우 온도는 희석 냉동기를 사용하여 5~10 mK로 내리고 자기장은 초전도체 자석으로 얻을 수 있는 6~9 T를 사용한다. 이 경우 엔트로피의 감소는 대략 3~9%를 얻을 수 있다. 그러나 실제로는 이 정도의 엔트로피의 감소도 핵의 소자화 냉동을 성공시키기에는 충분하다. 또한 두 개의 핵의 소자화 냉동기를 연결한 2段 냉동기를 이용함으로써 더욱 낮은 온도도 기대할 수 있게 되었다. Fig. 5에 Cu 핵 자기 모멘트의 자기엔트로피 그림에서 냉동과정(A → B → C)이 어떻게 진행되는가를 보여 주고 있다. 희석 냉동기의 온도인 10 mK에서 자화(A → B) 과정이 진행된 후 소자화(B → C)과정을 통해 온도가  $\mu$ K 영역으로 내려갔음을 보여준다.

핵의 소자화 냉동의 경우 작은 자기 모멘트 때문에 생기는 어려움은 단점이 되기도 하지만 자기 모멘트 값이 작음으로써 자발질서 온도가 낮다. 따라서 사용

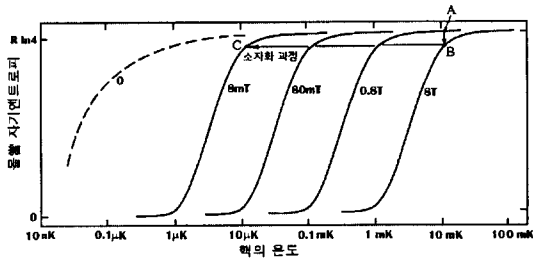


Fig. 5. Cu 핵자기 모멘트의 자기 엔트로피 그림.

가능한 하한온도가 낮은 장점을 가지고 있다. 자발질서 온도는 자기 쌍극자에 관련된 상호작용 에너지가 열 에너지와 같아지는 온도이다. 다시 말하면 열 에너지는 온도 때문에 생기는 에너지로서 쌍극자를 흐트러뜨리려고 하는 경향이 있다. 그런데 이 에너지가 쌍극자를 서로 묶는(정렬케 하는)에너지 보다 작으므로 쌍극자는 정렬하게 된다. 이렇게 핵 자기 쌍극자가 정렬되면 더 이상 내릴 엔트로피가 없으므로 이 이하로 온도를 내릴 수 없게 된다. 즉 자발질서 온도가 소자화 냉동으로 내릴 수 있는 최저온도를 준다. 자기 쌍극자 모멘트  $\vec{\mu}$ 를 갖는 핵 스핀의 집단을 생각해 보자. 한 개의 핵 스핀이 주위의 여러 핵 스핀들이 만드는 자기장과 작용할 때 상호작용 에너지는

$$\epsilon = \vec{\mu} \cdot \vec{B}_{dipoles} = \vec{\mu} \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_i \left[ \frac{\vec{\mu}_i}{r_i^3} - 3 \frac{r_i (\vec{\mu}_i \cdot \vec{r}_i)}{r_i^5} \right] \quad (6)$$

와 같이 주어진다.  $kT_{lim} \cong \epsilon$ 을 만족하는 온도  $T_{lim}$ 에서 자발질서가 생기므로  $T_{lim} \sim \mu^2 / r^3$ , 즉 자발질서 온도는 자기 모멘트의 제곱에 비례함을 볼 수 있다. 여기서 핵 스핀의 자기 모멘트  $\mu = g\mu_n I$ 는 핵의 스핀 양자수  $I$ 와 핵의 마그네톤  $\mu_n$ 에 비례한다. 그리고  $\mu_n$ 은 전자의 자기 모멘트 값의 기본인 보어 마그네톤  $\mu_B$ 보다 1800배 정도 작은 값이다. 따라서 핵의 소자화로 얻을 수 있는 최저 한계온도는 0.1  $\mu$ K 이하임을 알 수 있다.

핵의 소자화 냉동기에서 전조 냉동기(Fig. 2참조)로는 주로 회석 냉동기가 사용된다. 그리고 열 스위치로는 초전도체 열 스위치가 많이 이용되고 있다. 초전도체 열 스위치는 초전도체 선이 열을 전달코자하는 양편을 연결하고 있고 전자석이 초전도체 선 주위에 놓여있는 간단한 구조이다. 초전도체로는 보통 납, 인듐, 알루미늄 선 등이 주로 많이 사용된다. 초전도체가 초전도 상태에 있을 때 전도전자는 Cooper쌍을 형성하고 있어서 열 전도에 관여하지 않는다. 따라서 열 전도는

격자에 의해서만 이루어진다. 그런데 이렇게 낮은 온도에서 격자에 의한 열 전도는 온도의 세제곱에 비해 하고 극저온에서 온도의 세제곱은 아주 작은 값이므로 열 전도는 무시할 수 있을 정도로 작은 값이다. 따라서 초전도 상태에서는 열 스위치 양단으로 열은 전달되지 못한다. 이는 스위치가 열린 상태에 해당된다. 반면에 초전도체가 보통상태가 되면 열 전도는 전도전자에 의해 이루어진다. 전도전자에 의한 열 전도는 온도에 비해한다. 따라서 초전도체 상태( $\sim T^3$ ) 보다 보통상태( $\sim T$ )가 열 전도율이 mK 온도에서  $10^6$ 배 이상 큼을 알 수 있다. 결과적으로 보통상태는 스위치가 닫힌 상태에 해당된다. 열 스위치는 1 K이하인 냉동기에 연결되어 있고 열 스위치에 사용되는 초전도 선들의 초전도 전이온도는 1 K 보다 높다. 따라서 아무런 조치가 없으면 열 스위치는 항상 초전도상태 즉 열린 상태이다. 그러나 초전도체는 임계 자기장 이상의 외부 자기장에 의해 보통상태로 전이한다. 따라서 임계 자기장(열 스위치에 많이 사용되는 Al의 경우 10 mT정도) 이상을 걸어 줌으로써 초전도체가 보통상태로 돌아가게 하여 스위치를 닫힌 상태(열의 전달)로 만들 수 있다.

핵의 소자화 냉동의 냉동과정은 등온 자화 과정과 단열 소자화 과정으로 이루어진다고 하였다. 등온 자화 과정에서는 열 스위치가 닫힌 상태에서 초전도 자석을 사용하여 냉동물질을 자화시킨다. 자화 과정동안 발생하는 열은 열 스위치를 통해 회석 냉동기로 흡수된다. 즉 자화과정은 회석 냉동기의 온도에서 등온적으로 이루어진다. 자화가 끝난 후 열 스위치를 열어 냉동물질을 열적으로 단열 시킨 후 초전도체 자석의 자기장을 없애는 소자화 과정을 진행시키면 냉동물질의 온도가 내려간다.

### 3.2 열평형

핵의 소자화 냉동과정이 끝나면 핵의 온도는 최종 자기장과 내부 자기장의 값에 따라 최종온도(식 3)로 내려간다. 그러나 핵의 온도는 내려갔으나 냉동물질내 전도전자나 격자(포논)는 여전히 높은 온도에 머물러 있다. 따라서 핵의 냉동력에 의해 이들의 온도가 내려가서 최종적인 냉동물질의 평형온도에 도달한다. 또한 냉동물질에 실험을 위한 시료가 열적으로 연결되어 있을 경우 시료의 온도도 내려야 한다. 그리고 여러 요인에 의해 냉동물질로 외부에서 열이 전달된다. 따라서 이러한 외부 열을 없애는데도 핵의 냉동력이 사용된다.

핵의 냉동력이 냉동물질의 전도전자와 격자에 전달 되어 최종적인 온도에 도달하는 과정에는 열 교환에 따른 시간이 걸리는데 이 시간을 이완시간이라 부른다. 냉동물질은 핵계, 전도전자계, 격자계로 나누어 생각할 수 있다. 따라서 핵-핵, 전도전자-격자, 핵-전도전자간의 열 교환에 따른 이완시간을 생각할 수 있다. 먼저 핵과 핵의 이완시간은 스핀-스핀 이완시간이라 부르는데 금속의 경우 온도에 관계없이 m-sec 정도이다. 따라서 핵 상호간에는 아주 짧은 시간 안에 열 평형을 이룬다. 그리고 전도전자-격자간의 이완시간도 상당히 짧다. 이는 격자의 비열은  $T^3$ 에 비례하여 낮은 온도에서 아주 적은 값을 가지며 따라서 전도전자 쪽에서 적은 열의 이동에 의해서도 격자의 온도는 쉽게 바뀔 수 있기 때문이다. 결국 전도전자-격자 이완시간은 아주 짧기 때문에 전도전자와 격자의 온도는 같다고 할 수 있다. 그래서 전도전자와 격자는 하나의 단위로 전도전자+격자계로 생각할 수 있다. 물체의 온도는 대체로 격자의 온도에 좌우된다. 그래서 위의 내용은 바꾸어 말해 핵의 냉동력이 전도전자를 매개로 하여 격자에 전달하여 물체전체가 온도평형에 도달한다고 말할 수 있다. 따라서 열 전달 메카니즘은 Fig. 6에서와 같이 표현할 수 있다. 전도전자+격자계는 동일온도인  $T_e$ 에 있고 핵의 온도는 이보다 낮은  $T_n$ 이다. 전도전자+격자계가 높은 온도 상태에 있으므로 이 온도차이에 의한 열과 외부의 열 유입(시료의 냉동도 포함)  $\dot{Q}$ 가 함께 핵계로 전달된다. 핵과 전도전자+격자사이의 열 평형에 관련된 이완시간을 스핀-격자 이완시간이라 부르는데 이를  $\tau_1$ 이라 쓰자. 그러면 핵이 전도전자와의 열 교환에 의해 열 평형에 도달하는 율은 스핀-격자 이완시간에 반비례하므로  $1/\tau_1$ 이다. 그리고 열 평형에 도달하는 율은 열 교환이 가능한 전도전자의 수에 비례하는데 열 교환이 가능한 전도전자들은 페르미 준위 근방의 전도전자들이다. 이 전도전자들의 수는 전도전자의 온도  $T_e$ 에 비례한다. 따라서 핵과 전도전자+격자사이의 열 평형에 관해서는  $1/\tau_1 T_e$ 의 관계가 성립된다. 위 관계를 만족하는 비례상수를 고려하면

$$\tau_1 T_e = \kappa \tag{7}$$

와 같이 표현된다. 위 관계식을 Korringa법칙[12]이라

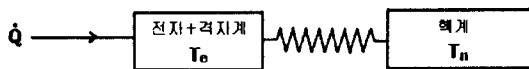


Fig. 6. 열전달 메카니즘.

부른다. 여기서  $\kappa$ 는 Korringa상수로서 도체에서는  $O(1)$ 의 값을 가진다. 온도 영역이 mK 이하일 경우  $\tau_1$ 은 상당히 큰 값이며 따라서 열 평형에 오랜 시간이 걸린다.

Fig. 6에서  $\dot{Q}$ 는 냉동물질에 연결된 시료에서 오는 열과 여러 요인에 의해 외부에서 냉동기로 유입되는 열이라 하였다. 이 중에서 외부에서 유입되는 열의 원인으로서는 냉동기의不完전성 때문에 어쩔 수 없이 유입되는 외부 열과 내부의 여러 물질들에 의한 열이 있을 수 있다.

첫째 외부 열은 진공 챔버 內에 남아있는 기체, 외부에서 내부로 들어가는 電線, 기계적 진동에 의한 열등을 생각할 수 있다. 외부와 내부사이의 온도차이 때문에 생기는 복사열 및 기체에 의한 전도열은 각 온도, 즉 4.2 K, 1 K, 10 mK 등의 위치에 복사방지장치 (radiation shields)를 설치함으로써 어느 정도 줄일 수 있다. 그리고 전선들에 의한 rf(라디오 파) 열 유입은 모든 장비를 rf가 방지되는 실험실에 설치하고 또한 모든 電線들은 꼬아서 도체 관에 넣어 연결함으로써 방지할 수 있다. 마지막으로 건물의 진동, 소리 등에 의한 기계적인 열의 유입은 지하나 1층을 실험실로 사용하거나 또는 장치를 진동방지 장치 위에 설치함으로써 줄일 수 있다. 또한 냉동기에 연결된 진공펌프 파이프 등의 진동에 의한 열은 펌프 파이프를 냉동기에 연결하기 전에 무게가 무거운 물체에 고정시킨 후 모래가 든 상자를 통하게 함으로써 줄일 수 있다.

둘째 eddy 전류 열은 도체인 냉동물질이 시간에 따라 변하는 자기장(소자화 시킬 때) 내에 놓일 때 발생하는 열이다. 이 열은  $\dot{Q}_e = PV B^2/\rho$ 로 주어진다. 여기서 P는 반경 r의 원통형일 경우  $r^2/8$ 이고 V, B,  $\rho$ 는 각각 체적, 자기장 변화율, 비저항을 나타낸다. 이 eddy 전류 열은 아주 가는 구리선의 묶음을 냉동물질(3-3절 참조)로 사용함으로써 어느 정도 줄일 수 있다. 그러나 이 eddy 전류 열의 유입은 실험적으로 그렇게 심각하지 않음이 관찰되었다.

셋째 내부 열 유입은 냉동기의 여러 부분에 사용하는 물질들이 온도가 변함에 따라 내부에서 일어나는 여러 가지 물리적 현상들에 의해 열이 발생하는 경우에 생긴다. 따라서 이들은 모두 시간에 따라 변하는 열 유입이다. 물질내의  $H_2$  기체가 ortho-para 전환이 일어날 때 발생하는 열, 격자결함이 서서히 이완됨으로써 발생하는 열, 방사능이 있는 핵에 의한 열 그리고 뜨거운 불순물 원자(hot impurity atoms)에 의해 발생하는 열 등이 이



의 범주에 속한다. 먼저  $H_2$ 에 의한 열은 구리에 1 ppm의  $H_2$ 가 있을 경우 5 [nW/kg]정도로 알려져 있다. 이 열량은 구리를 진공에서 거의 용융점 근처까지 열처리함으로써 0.01 ppm 정도로 내릴 수 있어 0.05 [nW/kg]정도로 낮출 수 있다는 보고도 있다[13]. 또 다른 내부 열 유입의 종류에는 결정성이 없는 물질, 예를 들면 석영유리, 有機물질, 에폭시, 접착제 종류 등에서 구조이완(structural relaxation) 또는 에너지 준위 떨어짐(de-excitation)등에 의한 것들이 있다. 이들은 대체로 아주 긴 이완시간을 가지는 열이다. 이 열의 방지를 위해 선 되도록이면 이들 물질의 사용을 최소화하고 대신에 위와 같은 열의 발생이 없는 것으로 알려진 teflon, graphite,  $Al_2O_3$  등을 사용하면 된다. 마지막으로 비열(전자 또는 핵)은 아주 크나 열 전도도가 적은 물질(예를 들면 constantan, manganin과 같은 저항線 또는 BeCu등의 물질)을 사용할 때 높은 온도에서 저장된 열 에너지가 물질이 냉동됨에 따라 서서히 유출되는 경우를 생각해 볼 수 있다. 이 경우의 열을 줄이기 위해선 되도록 그 특성이 완전히 알려진 순수물질을 사용하는 것이 좋다. 위에 설명한 여러 원인에 의해 냉동물질로 유입되는 열은 조심스런 설계 및 방지책으로 현재 0.1 nW 정도로 줄일 수 있는 기술 수준에 와 있다.

### 3.3 냉동물질

핵의 소자화 냉동에 사용하는 냉동물질은 아래의 성질을 만족하는 것을 택하여야 한다.

(가) 도체이어야 한다. 도체에는 전도전자가 있어서 핵과 격자사이의 열 전달에 관여한다. 따라서 물체의 전체적인 열 평형이 쉽게 이루어진다. 이러한 열 평형의 용이성은 짧은 스핀-격자 이완시간 다시 말하면 작은 값의 Korringa 상수를 가짐을 의미한다.

(나) 큰 Curie 상수 즉 큰 핵의 스핀 값을 가져야 한다. Curie 상수가 크면 냉동물질은 높은 냉동력을 준다.

(다) 최종 소자화 자기장내에서 초전도체가 되지 않아야 한다. 도체가 초전도체가 되면 전도전자가 냉동물질의 다른 부분과 완전히 유리되어 스핀-격자 이완시간이 너무 길게 된다. 따라서 초전도체 냉동물질의 임계 자기장이하에서는 핵의 소자화 냉동과정을 계속할 수 없게 된다.

(라) 쉽게 가공될 수 있어야 하며 높은 순도의 물질을 쉽게 얻을 수 있어야 한다.

(마) 작은 내부 자기장 즉 핵의 자발질서 온도가 낮

아야 한다. 이 값이 낮아야 낮은 최저온도를 얻을 수 있다.

(바) 전자(전도전자가 아님)에 의한 자발질서가 일어나지 않아야 한다. 이 자발질서에 의한 내부 자기장이 핵 자기 모멘트를 정렬시키기 때문에 소자화 과정을 이룰 수 없다.

(사) 핵은 입방 구조 내에 놓여 있거나(전기장의 위치에 따른 변화가 없음) 핵 스핀이 홀수/2인(핵 전기 四極子 모멘트가 없음) 조건을 만족하여야 한다. 위 조건이 만족되지 않으면 핵 전자 사극자 모멘트와 전기장 변화와의 상호작용 에너지에 의해 핵 자기 쌍극자가 정렬될 수 있으므로 소자화 냉동을 실행시킬 수 없다.

위에 기술한 조건들을 완전히 만족시키는 물질은 존재하지 않는다. 또한 위의 조건들은 상호 반대되는 것들도 있다. 먼저 작은 Korringa상수는 페르미 준위 근방에 전도전자 밀도가 큰 물질을 뜻하나 이를 만족하는 전이도체들은 전자에 의한 자기적 성질을 띄거나 초전도 성질을 가지므로 조건 (다)와 (바)들을 만족시키지 못한다. 또한 높은 핵 스핀과 큰 핵 자기 모멘트를 갖는 물질들은 대체로 입방 구조가 아니어서 핵의 전기 사극자-전기장 변화에 의한 상호작용의 조건인 (사)를 만족시키지 못한다. 따라서 위의 조건들을 대체로 만족시키는 도체도 얼마 되지 않음을 알 수 있다. Al, Cu, In, Ag, Nb, Tl, Pt등이 가능한 냉동물질로 생각할 수 있으나 이들은 초전도 성질(In, Nb, Tl), 핵의 전기 사극자 효과(In), 독성(Tl), 낮은 열 전도(Al), 고가(Ag, Pt)등의 제약 때문에 냉동물질로 사용하기에 크게 적합하지 않거나 사용할 수 있는 온도범위, 냉동력 등의 한계도 있다. 결국 구리가 여러 조건에 가장 부합되므로 핵의 소자화 냉동에 주로 구리가 사용되고 있다. 구리는  $^{63}Cu(69\%)$  와  $^{65}Cu(31\%)$ 의 두 가지 동위원소가 있다. 그리고 핵 스핀은 3/2이고 상대적으로 큰 핵 자기 모멘트 및 Curie상수를 가지고 있다. 또한 구리는 낮은 가격에 높은 순도의 것을 구할 수 있고 쉽게 가공되며  $T > 10 \mu K$ 에서는 초전도 성질을 갖지 않는다. 또한 자발질서 온도도 0.1  $\mu K$  이하로 아주 낮고 내부 자기장도 0.34 mT로 아주 작다. 이러한 여러 알맞은 성질 때문에  $\mu K$  영역의 온도를 위한 핵의 소자화 냉동에서는 거의 모두 구리를 냉동물질로 사용하고 있다.

또 하나의 새로운 냉동물질은 “초미세 상호작용이 증가된 핵의 소자화 냉동(hyperfine enhanced nuclear demagnetization refrigeration)”이라는 이름으로 불리는

냉동에 사용하는 냉동물질이 있다. 여기서 초미세 상호작용이란 핵 자기 모멘트와 전자의 자기 모멘트사이의 상호작용을 말한다. 전자의 자기 모멘트에 의해 핵의 위치에 형성되는 자기장은 대체로 아주 작으나 예외로서 van Vleck 상자성체가 있다. 이 물질은 높은 van Vleck 자기 감수율을 갖는 자기이온들을 포함하고 있고 이 자기 이온들은 적당한 크기의 자기장에 의해서도 큰 초미세 자기장을 유도할 수 있는 성질을 가지고 있다. 이렇게 초미세 자기장이 증가하는 것은 자기장이 없을 때 이 이온들은 非磁氣 단일 바닥상태 (nonmagnetic singlet ground state)에 있으나 외부 자기장이 가해지면 바닥상태 파동함수와 여기상태의 파동함수가 혼합되어 큰 자기 모멘트를 형성하기 때문이다. van Vleck 상자성체 중에서 가장 널리 사용하는 것으로 PrNi<sub>5</sub>가 있다. 여기서 Pr<sup>3+</sup> 이온들이 육방결정 형태로 냉동물질에 포함되어 있다. 외부 자기장 B내에서 Pr<sup>3+</sup>이온(전자)은 외부 자기장의 k(=11.2)배 되는 유도 자기장을 핵의 위치에 형성한다. 즉 Pr<sup>3+</sup> 이온의 핵이 받는 자기장은 외부 자기장 B와 전자의 자기 모멘트에 의해 형성되는 kB 합인(1+k)B이다. 그러므로 앞에서 핵의 소자화 냉동에서 이용한 식들에서 자기장 B는 (1+k)B로 그리고 Curie 상수 λ<sub>n</sub>은 λ<sub>n</sub>(1+k)로 대치시켜야 한다. 이렇게 핵이 보는 자기장이 증가되기 때문에 T<sub>i</sub>=25 mK, B<sub>i</sub>=6T의 높은 온도와 낮은 자기장 값에서도 엔트로피 변화는 ΔS/S ≃ 70%로 아주 큼을 알 수 있다. 현재 B<sub>i</sub> ≃ 9T, T<sub>i</sub> ≃ 8 mK가 일반 실험실에서 사용할 수 있는 한계이므로 구리의 경우 이 값들을 사용하여도 엔트로피 변화는 고작 10% 이하임을 감안하면 PrNi<sub>5</sub>에서의 엔트로피는 높은 자화 시작온도와 낮은 자화 시작자기장에 의해서도 상당히 크게 감소함을 볼 수 있다. 또한 PrNi<sub>5</sub>에서는 초미세 상호작용의 증가에 의해 Curie 상수가 커지므로 단위 체적 당 냉동력도 상당히 증가한다. 결과적으로 이 냉동 방법은 금속인 Ni

에 의해 높은 열 전도도를 주므로 핵의 소자화 냉동의 장점을 살릴 수 있고 또한 초미세 자기장의 증가에 의해 높은 자화 시작온도와 낮은 자화 시작자기장을 사용할 수 있기 때문에 전자의 소자화 냉동의 장점도 살릴 수 있는 좋은 냉동방법임을 알 수 있다. 그러나 큰 초미세 작용에 의해 PrNi<sub>5</sub>의 경우 내부 자기장이 65 mT로 크기 때문에 얻을 수 있는 최저온도는 대체로 0.19 mK 정도로 높은 편이다. 그래서 이 온도영역에서 실험 가능한 경우에만 이 냉동방법이 많이 응용되고 있고[16-18] 또한 二段 소자화 냉동기의 전조 냉동기로도 많이 이용되고 있다.

냉동물질로 사용되거나 사용될 가능성이 있는 물질들의 특성이 Table II에 요약되어 있다. 이중 Pt는 μK 영역의 온도측정용으로 많이 사용되고 있다.

### 3.4 핵 자기온도계

현재 μK 영역의 온도측정은 핵 자기 온도계가 유일한 것이다. 핵 자기 온도계는 핵 자기 모멘트의 정렬이 온도에 따라 변하는 성질을 이용한다. 이는 전자의 자기 온도계가 전자의 자기 모멘트의 변화를 측정하는 것과 동일하다(II-2절 참조). 그러나 핵의 자기 모멘트는 전자의 자기 모멘트보다 1800배 정도 작으므로 결과적으로 측정신호도 이에 따라 작아진다. 그래서 이 작은 신호를 측정하기 위해서는 보다 정확한 측정기술이 필요하다. 자화의 온도에 따른 변화는 자화도 또는 자기 감수율로 측정되는데 특히 자기 감수율의 온도와 의 관계는 Curie법칙인

$$\chi_n = \frac{M}{H} = \frac{\lambda_n}{T_n} \tag{8}$$

로 주어진다. 여기서 λ<sub>n</sub>은 Curie 상수로서 N<sub>0</sub>I(I+1) μ<sub>0</sub>μ<sub>n</sub><sup>2</sup>g<sub>n</sub><sup>2</sup>/3k<sub>B</sub>로 주어진다. 자화는 SQUID를 사용하여 자화도를 직접 측정하는 방법이 있기도 하나 몇 가지 중

**Table II.** 핵의 소자화 냉동 및 자기 온도계에 사용되는 물질의 특성

물질	밀도 [g/cc]	V <sub>m</sub> [cc/mole]	구조	핵스핀 (I)	핵자기 모멘트 [μ <sub>n</sub> ]	Curie 상수 (λ <sub>n</sub> /μ <sub>0</sub> ) [μJ · K/T <sup>2</sup> · mole]	Korringa 상수 [K·s]	이완시간 [ms]
Cu	8.93	7.11	fcc	3/2	2.22	3.22	1.27	0.15
Ag	10.50	10.3	fcc	1/2	-130	0.016	12	10
In	7.29	15.7	tetr.	9/1	5.50	13.8	0.09	0.1
Pt	21.47	9.10	fcc	1/2	0.597	0.138	0.03	1.0
Au(In <sub>2</sub> )	10.3	41.5	cubic	9/2	5.50	27.8	0.09	0.6
(Pr)Ni <sub>5</sub>	8.0	54	hex.	5/2	4.28	1418 (초미세 작용)	<0.001	<0.01

요한 결점 때문에 특수한 경우에만 사용되고 있고 주로 사용하는 방법이 자기 공명법(Nuclear Magnetic Resonance, 이후 NMR로 칭함)이다. 본 절에는 특히 자기 공명법에 의한 온도측정에 대한 내용을 주로 다룰 것이다.

핵 자기 모멘트의 신호는 작으나 전자의 자기 온도계보다 좋은 장점들이 있는데 이는 핵 자기 온도계의 센서물질이 도체인 점과 Curie법칙이 잘 만족된다는 것이다. 첫째 전자의 자기 온도계의 경우 센서물질이 부도체이므로 열 전달 및 열 평형이 문제였으나 핵 자기 온도계에서는 센서물질이 도체인 관계로 이러한 문제점이 없다. 둘째 핵 자기 모멘트들의 상호작용은 자유로운 핵 스핀들의 집단으로 잘 설명되며 결과적으로 전자의 자기 모멘트에서 본 바와 같은 외부 효과들에 따른 Curie법칙의 수정(Curie-Weiss법칙)을 도입할 필요가 없다. 근래에는 AuIn<sub>17</sub>[17]와 Tl[18]의 경우 100  $\mu$ K에서 약간의 수정이 필요하다는 보고가 있으나 대부분 물질의 경우  $\mu$ K영역까지 Curie법칙인 식 8이 잘 만족되고 있다.

SQUID를 이용하여 직접 자화도를 측정하는 경우 자기적인 불순물과 핵의 자기 모멘트가 함께 측정될 수도 있다. 이 경우 이러한 효과들을 핵의 자화와 구별하기가 쉽지 않고 대부분의 경우 이러한 배경효과들이 핵의 자화보다 월등히 클 수도 있다. 이러한 원하지 않는 효과들은 공명방법을 사용함으로써 없앨 수 있다. 결과적으로 핵 자기 온도계에서는 자화의 측정은 대부분의 경우 NMR방법을 사용한다.

펄스 波 NMR에서는 z축 방향으로 정자기장  $B_2$ 가 걸린 상태에서 y축 방향으로 펄스 자기장  $B_1 = B_1 \sin \omega t$ 를 순간적으로 걸어준다. 靜자기장에 의해 정렬된

핵 스핀들의 자기 모멘트의 합인 자화도 벡터  $M_0$ (z축 방향)는 수직방향인 y축 방향의 자기장  $B_1$ 에 의해 토오크를 받아 기울어진다. 여기서 기울어지는 각도는 z축에서 볼 때  $\theta = \pi B_1 / B_2$ 이다. 결과적으로 자화도 벡터의 기울어지는 각도는 펄스 자기장의 진폭  $B_1$ 에 비례함을 볼 수 있다. 이렇게 기울어진 자화도 벡터는 실제로 z축 방향의 靜자기장과 y축 방향의 펄스 자기장의 벡터 합 방향을 중심으로 세차운동을 한다. 靜자기장만 있을 때에는 x-y평면으로의 자화도 값이 없다가 펄스 자기장의 효과 때문에 자화도 벡터는 x-y평면의 자화도 벡터 성분을 갖게 된다. 그러나 순간적으로 걸렸던 펄스 자기장이 없어지면 자화도 벡터는 원래의 상태(z축 방향)로 회복하려 한다. 만약 x축 방향에 신호 감지 코일(receiver coil)을 두면 x-축 방향의 자화도 벡터 성분이 측정된다. 이 신호는 자화도 벡터의 x-y평면으로의 사영 값인  $M_0 \sin \theta$ 에 비례하고 펄스 자기장이 없어지면 자화도 벡터가 원래의 방향인 z축 쪽으로 복귀함에 따라( $\theta$ 의 감소) 신호는 점차로 사라진다. 이 신호를 자유 감쇠 신호(Free Induction Decay, FID)라 부른다. 자유 감쇠 신호는 자화도 벡터가 실제로는 z축을 중심으로 세차운동을 하기 때문에 Fig. 7에서 보듯이 지수적으로 감소하는 경향을 보인다.

펄스 자기장에 의한 자화도 벡터의 x-축 방향의 성분 값은  $t$ 과를 인가하기 前에 靜자기장에서의 자화도 값인  $M_0$ 에 의존하며 이는 온도에 따라 다르다. 결과적으로 펄스 파에 의해 생기는 자화도의 최초 x-축 방향의 성분을 측정하면 Curie 법칙에 의해 이는  $1/T_n$ 에 비례하므로 온도가 결정된다.

이렇게 구한 온도는 실제로는 핵의 온도이다. 우리가 구하고자 하는 온도가 물체의 온도라면 이는 Kor-

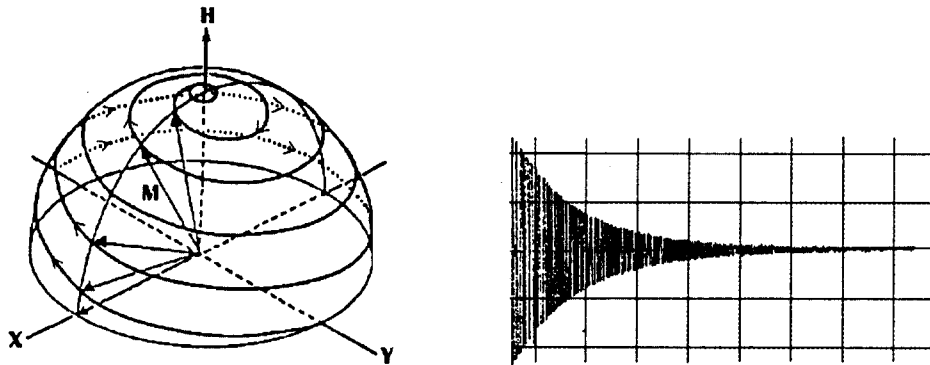


Fig. 7. 자화도 벡터의 원상복귀와 이에 따른 x축 방향으로 감지되는 신호의 모습.

ringa법칙인  $\kappa = \tau_r T_r$ 에서 물체의 온도  $T_r$ 를 결정할 수 있다. 여기서 스핀-격자 이완시간  $\tau_r$ 은 NMR과 SQUID를 동시에 이용하거나 또는 펄스 波 NMR법에 의해 구할 수 있다. 펄스 波 NMR을 이용하여  $\tau_r$ 을 구하는 방법에서는 먼저 90° 펄스 波 자기장을 이용하여 자화도 백터를 x-축으로 완전히 눕힌다. 이렇게 한 후 10°정도의 펄스 波를 탐침자로 사용하여 자화도 백터의 원상태로의 복귀시간을 측정한다. 즉 자화도의 시간에 따른 변화는  $M_x(t) = M_0 (1 - e^{-t/\tau_r})$ 로 주어지므로 이를 이용하여  $\tau_r$ 을 결정한다. Korringa법칙을 이용하여 물체(격자)의 온도를 측정하는 이러한 방법을 종래에는 많이 사용하였으나 Korringa 상수가 온도와 자기장에 많이 의존한다는 사실이 점차로 밝혀짐[19]에 따라 현재는 주의 깊게 사용되고 있다.

도체 중에서 핵 자기 온도계의 센서물질로 주로 사용되는 것이 Pt이다. 그리고 센서물질의 형태는 도선이나 분말의 형태로 사용되는데 이는 침투깊이(skin depth)에 의한 센서물질 크기의 제한과 eddy 전류효과를 줄이기 위해서이다.

첫째 침투깊이는 도체 내로 전자기파가 침투할 수 있는 거리를 말하며 이는  $\delta = 1/\sqrt{\pi\sigma f\mu_0}$ 로 표현된다. 여기서  $\sigma$ 와  $f$ 는 각각 도체의 전기 전도도와 입사 전자기파의 진동수를 나타낸다. 핵 자기 센서 물질 전체에 고루 전자기파가 침투하여 공명을 일으키는 것이 필수적이므로 센서물질의 크기는 전자기파의 침투깊이보다 작아야 된다. 이러한 문제점을 극복하기 위해서 센서물질을 직경이 아주 작은 원통형, 즉 도선 형태나 분말형태로 만든다.

둘째 eddy전류효과는 자기장이 시간에 따라 변함에 따라 도체표면에 전류가 유도되어 Joule 열에 의해 물질의 온도가 상승하는 효과이다. 앞에서 보았듯이(II-3-2 열 평형 부분) eddy전류효과를 줄이기 위해서는 센서물질로 사용하는 도체의 직경을 되도록 줄여야 한다. 주로 가는 도선의 묶음을 센서물질로 사용하고 열전도도를 높이기 위해 도선 사이에 銀 분말 등을 에폭시樹脂와 함께 넣어 굳힌다.

Pt를 센서물질[20-22]로 사용하는 경우 6-60 mT의 靜자기장의 경우 이에 대응되는 rf 자기장의 진동수는 55-550 kHz정도를 사용한다(공명조건  $h\nu = \mu_0\mu_n B_r / l$ 을 참조). Pt는 스핀-격자 이완시간이 짧아서 온도평형이 쉽게 일어나서 온도 측정시간이 빠른 장점이 있다.

핵 자기 온도계의 개략적인 구조가 Fig. 8에 주어져

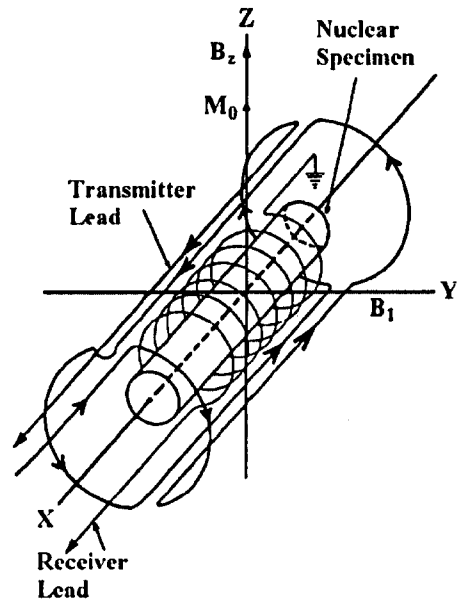


Fig. 8. 핵 자기 온도계의 구조.

있다. 靜자기장  $B_z$ 가 z축 방향으로 걸린 상태에서 transmitter lead로 펄스 자기장이  $B_1$  방향으로 순간적으로 걸린다. 핵 자기 센서 물질內 핵 스핀들의 펄스 자기장이 없어진 후의 자화도의 행동(자화도가 원상태  $M_0$ 로 돌아가면서 내는 신호, Fig. 7참조)이 receiver lead에 의해 감지된다. 이를 측정하여 Curie 법칙에 의해 온도가 결정된다. Table III에 Pt를 이용한 NMR 온도계의 대표적인 예들이 주어져 있다.

### 3.5 냉동기의 구조

핵의 소자화 냉동에 대한 주요 연구기관으로는 Lancaster, Bayreuth, Jülich, Helsinki 그룹 등을 꼽을 수 있

Table III. Pt를 이용한 NMR 온도계의 예

실험 그룹	센서물질의 구조	특 징
Jülich [20]	99.999% 純度이고 직경 25 $\mu\text{m}$ 길이 1.4 cm인 Pt도선 950개의 묶음	도선들은 100 Å 의 $\text{SiO}_2$ 로 절연
Ohio State Univ. [20]	분말형태	Epoxy 수지를 외부구조로 사용. $^3\text{He}$ 시료의 온도를 측정.
Univ. of Mass. [22]	99.999% 純度이고 13 $\mu\text{m}$ 직경의 Pt선과 epoxy를 이용하여 100개의 도선 묶음을 만든.	도선묶음에 200 nm 두께의 銀을 증착하여 열 전도도를 높임.

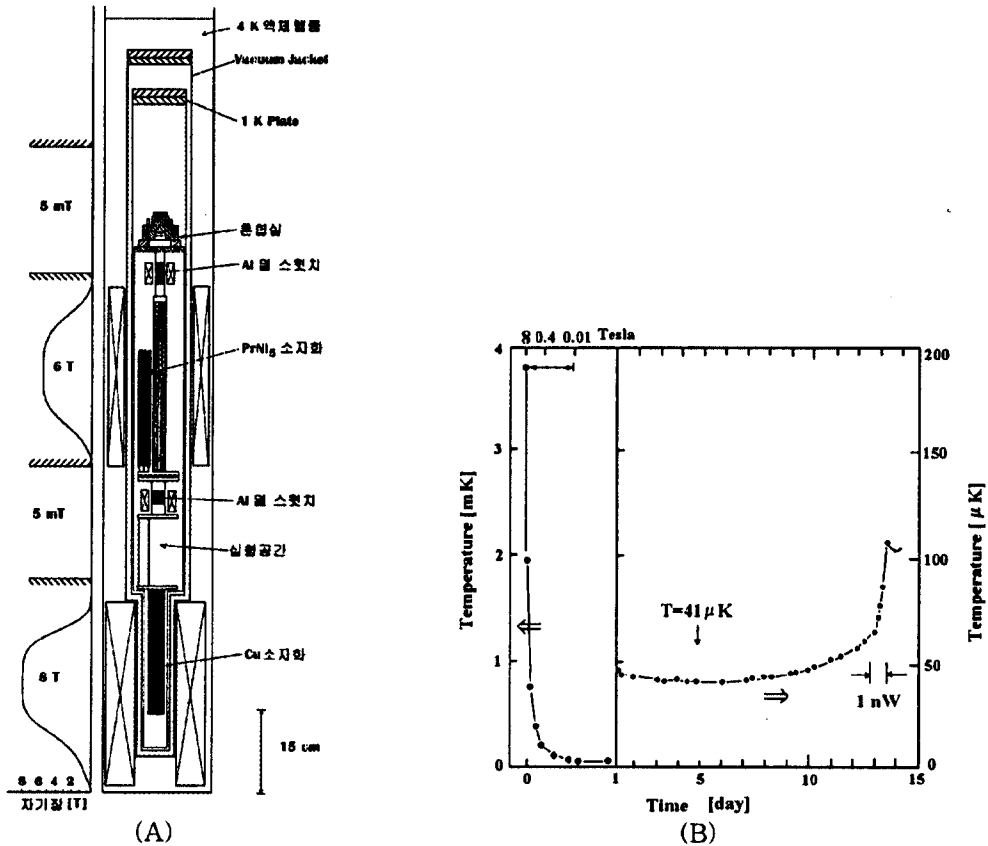


Fig. 9. Jülich그룹 냉동기의 개략적 구조(A)와 시간에 따른온도의 변화.

다. 이 중 Helsinki그룹은 핵의 온도만 내리는 경우로서 다른 그룹과 구별될 수도 있다. 본 논문에서는 핵의 소자화 냉동기로서 대표적인 두 가지의 냉동기만을 자세히 언급하기로 하겠다. 첫 번째 경우는 PrNi<sub>5</sub>를 이용한 초미세 작용을 증가시킨 냉동기를 1차 소자화 냉동기로 사용하는 Jülich그룹의 二段소자화 냉동기이고 두 번째 경우는 Helsinki그룹에서 주도하고 있는 핵의 온도만 내리는 냉동기이다.

먼저 Jülich그룹에서 만든 핵의 소자화 냉동기[23]에 대해 알아보도록 하자. 개략적 구조가 Fig. 9-(A)에 주어져 있다. 1차 소자화 냉동기(PrNi<sub>5</sub>냉동기)가 희석 냉동기(전조냉동기)의 혼합실과 Al 열 스위치에 의해 연결되어 있다. 그리고 PrNi<sub>5</sub>냉동기와 주냉동기인 2차 소자화 냉동기(구리 소자화 냉동기)는 다른 Al 열 스위치에 의해 서로 연결되어 있다. 1차 소자화 냉동기의 냉동물질인 PrNi<sub>5</sub>는 직경 6.4 mm, 길이 120 mm인 60개의 막대 (4.3 mol)을 사용했고 2차 소자화 냉동기의 냉

동물질인 구리는 2×3 mm<sup>2</sup>단면의 길이 245 mm인 직사각형의 막대 96개(10 mol)를 연결하여 사용하였다. 먼저 희석 냉동기의 냉동력에 의해 10 mK가까이 내려간 PrNi<sub>5</sub>는 6 T의 자기장으로 자화되어 약 70%의 엔트로피가 감소되며 소자화 시킬 경우 0.19 mK까지 온도가 내려간다. 그리고 0.19 mK에 머무르는 PrNi<sub>5</sub>의 냉동력에 의해 구리의 온도가 3.8 mK정도로 내려간다. 이 온도에서 구리를 8 T로 자화시키면 구리 핵의 엔트로피는 약 26 %가까이 감소한다. 다음에 구리를 10 시간동안 8 T에서 10 mT까지 단열적으로 소자화시키면 핵은 자신의 최종온도에 도달한다. 이후 냉동물질 전체는 열 교환에 의해 열 평형에 도달하며 또한 냉동기 자체는 4일정도 걸려 이완되어 최종적인 물체의 온도가 41 μK에 도달하게 된다. 이 냉동기의 시간에 따른 온도변화가 Fig. 9-B에 주어져 있다. 4일 정도 걸려 41 μK의 온도에 도달한 냉동기는 열 유입 때문에 약간의 온도변화가 있으나 10 일 정도까지 50 μK 이하로 유지

됨을 볼 수 있다. 그리고 13일째 외부에서 1 nW의 열을 가해줌으로써 온도의 증가를 가속시킨 것을 그림에서 볼 수 있다. 이 냉동기는 특히 eddy 전류 열을 줄인 설계와 잘 알려지지 않은 물질은 사용하지 않는 등 세심한 주의를 하였기 때문에 약 1달 가까이 0.3 mK 이하에서 머물러 있음이 관찰되었다. 온도의 측정은 Pt와 Cu NMR 온도계를 이용하였다. 이 냉동기는 자기장에 따른 PrNi<sub>5</sub>의 비열 변화와 <sup>4</sup>He안에 희석된 <sup>3</sup>He의 특성에 대한 실험에 이용되었다. 이와 유사한 냉동기가 Tokyo그룹[24]과 Nagoya그룹[25]에서 만들어져 낮은 μK 영역의 온도를 얻는데 성공하였다.

다음에는 Helsinki 그룹에서 주로 사용하는 핵의 온도만을 내리는 냉동기에 대해 알아보도록 하자. 통상 "brute force" 소자화 냉동과정이라 불리는 것은 소자화를 단 몇 분만에 완료함으로써 핵의 온도를 낮추는 냉동방법이다. 핵 상극자 상호간의 열 평형시간은 도체의 경우 온도에 관계없이 대체로 ms정도이고 핵과 전도전자+격자사이의 열 평형시간은 μK ~nK의 온도영역에서는 數時間에서 數日정도가 된다. 따라서 μK 이

하의 온도영역에서는 핵의 온도와 전도전자의 온도를 각각 구분하여 생각할 수 있다. Helsinki 그룹에서 nK 영역에서 일어나는 구리[8], 은[9], 로듐(rhodium)[11] 등의 자발질서의 연구를 위해 구리-구리(은 또는 로듐) 2段 냉동기를 사용하였다. 여기서 1차 냉동기의 냉동물질은 22×22×350 mm<sup>3</sup>의 구리(10 mole)덩어리를 사용하였다. 구리의 단면은 Fig. 10에 주어진 구조로 절단하여 eddy 열 효과를 줄였다. 2차 냉동기의 냉동물질로는 핵 자기를 연구코자하는 시료물질(구리, 은, 로듐 등)을 2 g 정도 사용하였다. 1차 냉동기의 구리는 8 mK(희석 냉동기)의 온도에서 8 T의 자기장으로 자화된다. 자화가 끝난 후 0.1 T까지 소자화 시키면 200 μK 까지 온도가 내려간다. 동시에 2차 냉동기의 냉동물질도 7 T의 자기장에 의해 자화된다. 1~2시간 지난 후 1차 냉동기를 20 mT까지 소자화 시키면 열적으로 연결된 2차 냉동물질의 온도는 50 μK까지 내려간다. 다음에 2차 냉동물질을 20분 동안 빠르게 소자화 시키면 2차 냉동물질의 핵 온도는 nK영역으로 떨어진다. 이렇게 온도가 내려간 2차 소자화 냉동물질(시료)에 대해 여러 가지 방법을 이용하여 핵 자기 현상을 연구할 수 있다.

### III. 소자화 냉동기를 이용한 저온 연구의 동향

소자화 냉동을 이용한 저온분야의 연구에는 <sup>3</sup>He액체 및 <sup>3</sup>He 고체의 상전이 연구, 초전도체 연구, 핵 자기 연구 등 많은 분야가 있다. 현재 대부분의 물리학 분야에서 시료의 온도를 내리기 위해 냉동액체 및 냉동기술을 사용하고 있다. 그리고 극저온에서는 항상 예기치 않은 물리현상이 나타나서 새로운 학문 분야를 열게 된 예가 많다. Onnes에 의한 초전도체라는 학문이 탄생한 것도 헬륨액체의 생성이 근본적인 원인이었다. 이외에도 <sup>4</sup>He나 <sup>3</sup>He의 초유체 현상의 관찰도 새로운 냉동방법의 출현에 의해 가능해졌다.

이 장에서는 초전도체, 핵 자기 연구의 최근동향에 대해 언급하고자 한다. 이들 분야에서 소자화 냉동기술이 이용되고 있고 새로운 현상을 발견하기 위한 꾸준한 노력이 이루어지고 있다. 국내에서는 구미 각국의 현황들과는 거리가 멀지만 그래도 만족할 만한 저온 장비가 기초과학연구원 연구소에 갖추어져 있다. 앞으로 얼마의 시간이 경과한 후 소자화 냉동기를 완성시켜 구미에서 활발히 전개되고 있는 저온물리학 분야

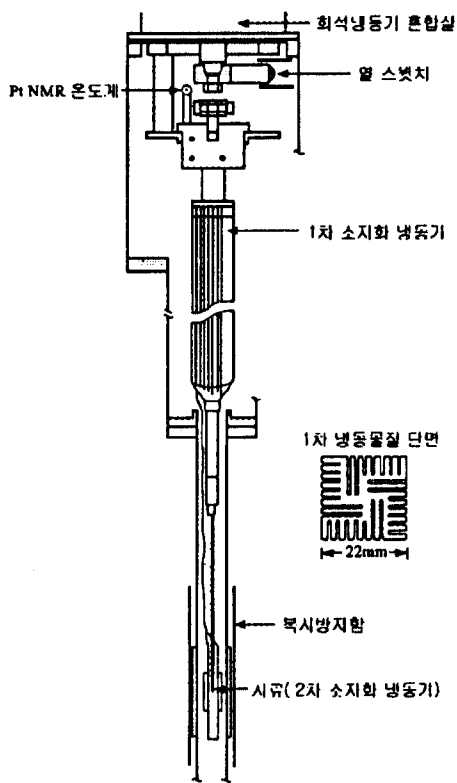


Fig. 10. Helsinki 그룹의 냉동기의 개략적 구조.

를 시작할 수 있는 단계에 도달하리라 기대된다.

### 3.1 초전도체 전이

초전도 현상은 도체에서 전도전자의 Cooper쌍 형성에 따른 전기저항이 없어지는 현상으로서 발견 당시부터 非磁性 도체의 일반적인 저온의 상태가 아닌가하는 의견이 있어 왔다. 주기율표상에서 자성을 가지고 않고 초전도체도 되지 않는 도체는 알칼리 금속류(Li, Na, K, Rb, Mg, Ca), 귀금속류(Cu, Ag, Au), 플레트늄계(Pd, Pt)들이다. 이러한 원소들의 초전도체 전이에 대한 연구가 꾸준히 이루어지고 있다. 특히 금의 초전도 전이에 대한 연구에는 초전도 현상을 나타내는 In에 금을 포함시켜 금의 순도를 증가시키면서 초전도 전이 현상의 변화를 관찰함으로써 순금의 초전도 전이온도를 결정하고자 시도한 일련의 실험들이 있었다[27]. 이 실험들에서 Au<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub> 합금 內 Au의 함량이 90%, 94%, 98%일 때 초전도 전이온도는 각각 63 mK, 11 mK, 0.5 mK로 변함이 관찰되었다. 그러나 純金の 초전도전이 현상은 38 μK 까지도 발견되지 않았다. 이는 아마도 순수한 금에도 소량(10<sup>-3</sup>) 섞여 있는 Cr 이나 Mn 등이 초전도 현상을 전체적으로 완전히 없애고 있지 않나 추측되고 있다. 貴金屬류의 도체에서는 Fermi 에너지 근방에서 전도전자의 밀도가 작고 또한 전자-포논 상호작용이 크지 않아서 초전도 현상이 일어나기 힘들다고 이해되나 이와는 정반대로 전자의 밀도도 크고 전자-포논 상호작용이 큰 플레트늄계 도체에서도 초전도 현상은 관찰되지 않았다. 그러다가 근래에 Pobell들에 의해 Rh에서의 초전도 현상이 325 μK에서 관찰되었다

[26]. 따라서 다른 非磁性 도체에도 이와 유사하게 극저온에서 초전도 현상을 나타내지 않을까 하는 관점에서 연구가 계속되고 있다. 이러한 연구의 결과들에 따라 초전도 현상이 非자성 도체의 일반적인 기저상태가 아닌가하는 데 대한 대답을 명확히 줄 수 있을 것이다.

### 3.2 핵 자기 연구

핵 스핀사이의 상호작용 에너지가 열 에너지보다 클 때 핵 스핀들은 자발질서를 이룬다. 자발질서의 형태와 온도, 외부 자기장에 따른 상의 변화 등 핵 자기 현상에 대한 연구가 활발히 진행중이다. 핵 스핀들의 상호작용 에너지는 아주 작기 때문에 핵의 자기현상은 μK 이하의 극저온에서 관찰할 수 있는 현상이고 따라서 단일 소자화 냉동 기술이 필수적인 분야이다. 핵 자기 현상은 전자의 자기현상과는 달리 핵 스핀들이 격자와 에너지적으로 연결되어 있지 않고 국소화 되어 있어서 상호작용 메카니즘도 이론적으로 추론할 수 있는 경우가 대부분이다. 따라서 실험결과를 이론과 쉽게 비교해 볼 수 있는 장점을 가지고 있다.

핵 자기 연구는 구리, 은과 같은 간단한 구조를 가진 도체에 대해 많이 이루어졌고 근래에는 Th[28], Pr [29], Sc[30], Rh[31] 등에 대한 연구도 행해지고 있다. 이러한 연구들은 감수율 또는 NMR 측정을 통한 상전이 및 외부 자기장에 따른 그림 구조의 변화, 중성자 산란 실험을 이용하여 상전이에 따른 핵 스핀들의 자성 구조변화 등에 대한 분야에 치중하고 있다. Table IV에 지금까지 핵 자기 분야의 연구 동향[32]에 대해 요약하였다.

Table IV. 핵자기 분야의 연구동향

핵의 종류	실험결과	측 정	비 고
구리	多결정 58 nK에 反자성으로 전이	감수율	핵온도 ≠ 격자온도
	單결정 ① 자기장에 따른 反자성 상태의 변화를 관측(相 그림) ② 축에 따른 相의 변화	감수율, Bragg 반사	핵온도 ≠ 격자온도
銀	① 560 pK에서 反 강자성으로 전이 ② 陰의 온도 발견 - 1.9 nK에서 강자성으로 전이	감수율, NMR, 중성자 산란	핵온도 ≠ 격자온도 (중성자실험이 이론과 맞는지 검토중)
Rh	① 280 pK, -750 pK 달성 ② 銀과 같은 강자성 전이는 없음 (銀과는 상호작용 메카니즘이 다름)	감수율, NMR, 중성자 산란	핵온도 ≠ 격자온도 (중성자실험이 이론과 맞는지 검토중)
AuIn <sub>2</sub> 내의 IN핵	35 μK에서 강자성에서 반자성으로 전이	비열, 감수율, NMR	핵온도 = 격자온도 초전도체

### IV. 결 론

단열 소자화 냉동의 원리, 발전과정 및 응용 등에 대해 알아보았다. 기본적으로 등은 자화과정과 단열 소자화과정으로 이루어진 소자화 냉동은 원리적으로 간단해 보이지만 냉동이 상상할 수 없이 낮은 극저온에서 이루어지는 관계로 여러 가지 고려할 문제가 많음을 알 수 있다. 현재 국내의 극저온 연구는 걸음마 단계 또는 그 이하인 시작도 하지 않은 상태라 할 수 있다. 몇 개의 대학과 기초과학 지원연구소에 극저온 장비(희석 냉동기)가 갖추어져 있으나 연구자의 태부족으로 연구가 제대로 되지 못하고 있는 실정이다. 특히 소자화 냉동은 아직 엄두도 내지 못하고 있다. 극저온에서만 관찰되는 여러 물리적 현상을 관찰하고자 할 때 원하는 온도를 얻는 냉동기는 필수적이며 또한 올바른 응용을 위해선 냉동기에 대한 기본적인 필요 지식의 습득 또한 필수적이다. 본 논문에서는 아직 국내에 사용되지 않고 있으나 앞으로 이용될 것이라 여겨지는 소자화 냉동기의 기본적인 내용을 소개하였다. 그리고 이러한 소자화 냉동기를 사용하여 현재 활발히 진행되고 있는 연구 분야에 대해 상세히 언급하였으며 앞으로의 가능한 연구 방향을 제시해 보았다.

### 참 고 문 헌

[1] W. F. Giauque and D. P. MacDougall, Phys. Rev. 43 768 (1933), **44**, 235(1933).  
 [2] N. Kurti, F. N. H. Robinson, F. E. Simon, and D. A. Spohr, Nature **178**, 450(1956).  
 [3] 이일수, 응용물리 **4**, 571(1991).  
 [4] M. C. Cross, D. D. Osheroff, Physics Today 35 Feb. (1987).  
 [5] G. R. Pickett, Rep. Prog. Phys. **51**, 1295(1988).  
 [6] C. Buchal, F. Pobell, R. M. Mueller, M. Kubota, and J. R. Owers-Bradley, Phys. Rev. Lett. **50**, 64(1983)  
 [7] F. Pobell, Naturwissenschaften **74**, 168(1987).  
 [8] M. T. Huiku, T. A. Jyrkki, J. M. Kyyn r inen, M. T. Loponen, O. V. Lounasmaa, A. S. Oja, J. Low Temp. Phys. **62**, 433(1986).  
 [9] J. T. Tuoriniemi, K. K. Nummila, R. T. Vuorinen, O. V. Lounasmaa, A. Metz, K. Siemensmeyer, M. Steiner, K. Lefmann, and F. B. Rasmussen, Phys. Rev.

Let. **75**, 3744(1995).  
 [10] T. Herrmansdorfer, P. Smeibidl, B. Schroder-Smeibidl, and Pobell, Phys. Rev. Lett. **74**, 1665(1995).  
 [11] R. T. Vuorinen, P. J. Hakonen, W. Yao, and O. V. Lounasmaa, J. of Low Temp. Phys. **98**, 449(1995).  
 [12] J. Korringa, Physica **16**, 601(1950).  
 [13] M. Schwark, F. Pobell, W. P. Halperin, C. Buchal, J. Hanssen, M. Kubota, R. M. Mueller, J. of Low Temp. Phys. **53**, 685(1983).  
 [14] R. M. Mueller, C. Buchal, H. R. Folle, M. Kubota, F. Pobell, Cryogenics **20**, 395(1980).  
 [15] D. S. Greywall, Phys. Rev. **B 31**, 2675(1984).  
 [16] J. M. Parpia, W. P. Kirk, P. S. Kobiela, T. L. Rhodes, Z. Olejniczak and G. N. Parker, Rev. Sci. Instrum. **56**, 437(1985).  
 [17] K. Gloos, R. Konig, P. Smeibidl, and F. Pobell, Europhys. Lett. **12**, 661(1990).  
 [18] G. Eska and E. Schuberth, Jpn. J. Appl. Phys. Suppl. **26-3**, 435(1987).  
 [19] K. Gloos, P. Smeibidl, C. Kennedy, A. Singsaas, P. Sekowski, R. M. Mueller, F. Pobell, J. Low Temp. Phys. **73**, 101(1988).  
 [20] C. Buchal, J. Hanssen, R. M. Mueller, and F. Pobell, Rev. Sci. Instrum. **49**, 1360(1978).  
 [21] J. D. Feder, Ph.D. Thesis, Ohio State University, 1979, unpublished.  
 [22] D. Candela, D. R. McAllaster, Cryogenics **31**, 94 (1991).  
 [23] F. Pobell, Physica **B 109**, 1485(1982).  
 [24] H. Ishimoto, N. Nishida, T. Furubayashi, M. Shinobara, Y. Takano, Y. Miura, K. Ono, J. of Low Temp. Phys. **55**, 171(1984).  
 [25] H. Yano, T. Uchiyama, T. Kato, Y. Minamide, S. Inie, Y. Miura, T. Mamiya, J. of Low Temp. Phys. **78**, 165(1990).  
 [26] C. Buchal, F. Pobell, R. M. Mueller, M. Kubota, J. R. Owers-Bradley, Phys. Rev. Lett. **50**, 64(1983).  
 [27] F. Pobell, Naturwissenschaften **74**, 168(1987).  
 [28] G. Eska, ad E. Schuberth. Jpm. J. Appl. Phys. **26-3**, 435(1987)  
 [29] S. Kawarazaki, N. Kunitomi, J. R. Arthur, R. M. Moon, W. G. Stirling, and K. A. McEwen, Phys. Rev. **B37**, 5336(1988).  
 [30] H. Suzuki, T. Sakon, and N. Mizutani, Physica **B 165**, 795(1990).  
 [31] R. T. Vuorinen, P. T. Hakonen, W. Yao, and O. V. Lounasmaa, J. Low Temp. Phys. **98**, 449(1995).  
 [32] 이일수, 극저온 물리학(Low Temperature Physics), (경북대 출판부, 1998).



## Adiabatic Demagnetization Cooling Technique

Ilsu Rhee

*Department of Physics, Kyungpook National University, Taegu 702-701, Korea*

(Received 20 July 1998, in final form 30 September 1998)

The adiabatic nuclear demagnetization cooling technique has reduced the lowest accessible temperature to the regime of microkelvin, and consequently led to a large expansion in microkelvin physics such as solid and liquid  $^3\text{He}$ , superconductivity of noble metals, spin glass transition, and nuclear magnetism. Our ability to reach temperature in microkelvin regime has greatly facilitated by the developments of dilution refrigerator and superconductivity magnet. It is appropriate to divide nuclear demagnetization cooling into two categories; those in which only the nuclear spin system is cooled down and those in which the lattice and conduction electrons in the refrigerant or the specimen are also cooled by the cooling power of nuclear spin system. The former cooling technique has utilized to investigate the nuclear magnetism at temperature in nanokelvin regime. The latter is widely used in studying the phenomena occurring in microkelvin regime. In this review paper, we will discuss the basic principles of nuclear demagnetization cooling and its applications. This work is supported by the Basic Science Research Institute Program under Contract number BSRI-97-2404.