

Cryogenic 센서를 위한 SQUID 신호 처리
Progress Report on SQUID for Cryogenic Detector

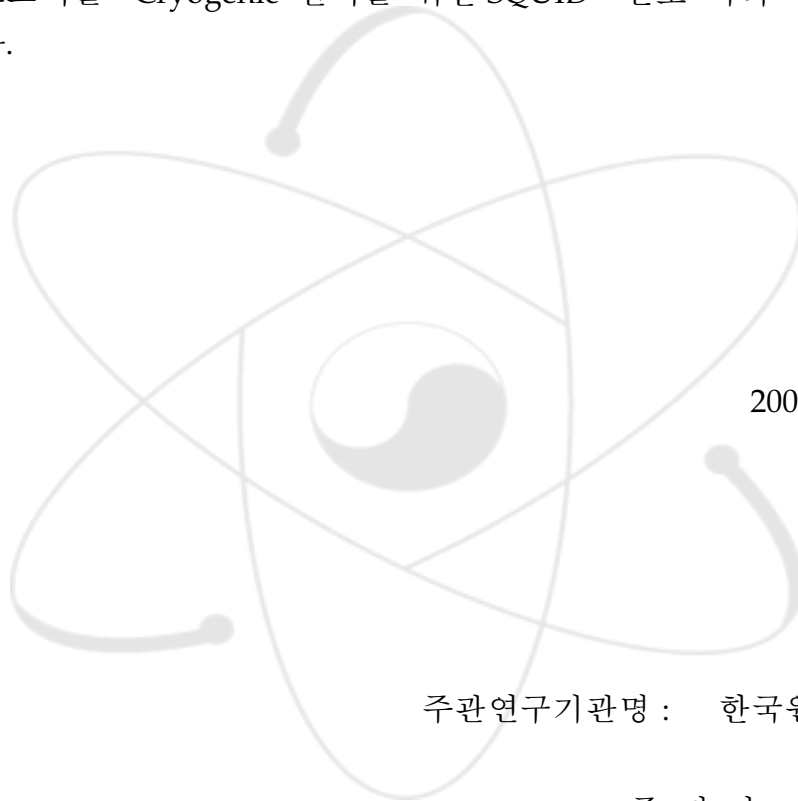
2009. 01.

KAERI

제 출 문

한국원자력연구원장 귀하

본 보고서를 “Cryogenic 센서를 위한 SQUID 신호 처리” 보고서로 제출합니다.



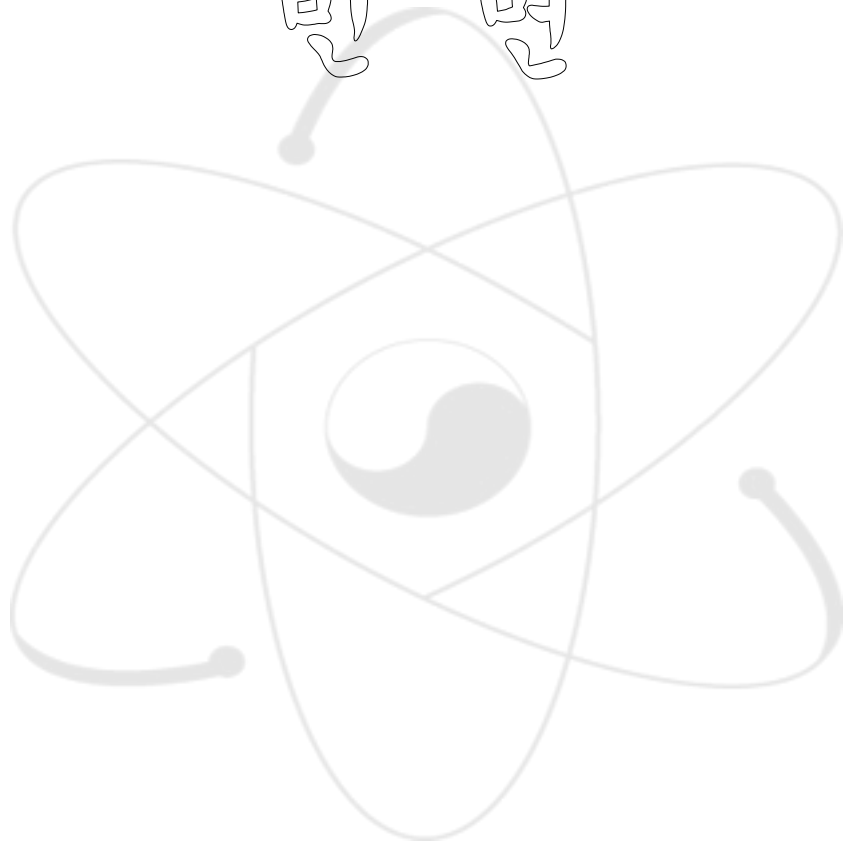
2009년 1월 일

주관연구기관명 : 한국원자력연구원

주 저 자 : 박 세 환

공동저자 : 박 형 식

비명



요 약 문

SQUID는 Josephson junction을 포함한 superconducting loop를 이용하여 매우 작은 자기장을 측정할 수 있는 장치로써 1964년 발명된 이후 다양한 분야에 적용되고 있다. 일반적으로 SQUID는 DC SQUID와 RF SQUID로 나눌 수 있는데, 매우 미세한 자기장을 측정할 수 있는 SQUID의 특성으로 인하여 SQUID는 뇌의 신경 활동 측정, MRI (Magnetic Resonance Imaging), 오일이나 광물 탐사, 지진 탐지, 중력과 측정 등에 활용된다. 극저온 검출기는 기존의 검출기에 비하여 에너지 분해능이 5 ~ 10 배 정도 향상될 수 있다는 장점으로 인하여 최근 많은 관심을 일으키고 있는 검출기이다. 이러한 검출기는 반도체 산업, 단백질 분석, 핵물질 악티나이드 성분 분석 등 분야에서 현재의 측정 기술을 한단계 향상시킬 수 있는 검출기 기술로 주목받고 있다. SQUID는 이러한 극저온 검출기 중 microcalorimeter 검출기의 신호를 처리할 수 있는 장치로써, 최근에는 다 채널 위치 민감형 microcalorimeter 개발과 더불어 신호처리를 위한 SQUID 개발이 진행되고 있다. 본 보고서는 Cryogenic(극저온) 센서 신호처리를 위한 SQUID (Superconducting Quantum Interface Device)에 대한 간략한 소개 및 이를 이용한 극저온 검출기 연구에 대하여 다룬다.

Summary

SQUID can measure extremely small magnetic field based on superconducting loop containing Josephson junction. Since the invention of SQUID at 1964, it was applied in various areas. SQUID can be divided into DC SQUID and rf SQUID, and they can be used in measurement of neural activity inside brains, MRI (Magnetic Resonance Imaging), mineral exploration, earthquake prediction and detection of gravitational wave. Recently much attention has paid on the cryogenic detector because of its ultra high energy resolution, where the energy resolution of the cryogenic detector is 5 ~ 10 times higher than that of the conventional detector. The cryogenic detector can be used in material analysis in semiconductor industry, the protein analysis, and the nuclear material analysis in actinide. SQUID is used to process the signal from microcalorimeter, and SQUID for multi channel microcalorimeter has been developed. This report contains the introduction of SQUID (Superconducting Quantum Interface Device) for signal processing of cryogenic detector and the development of ultra high-resolution cryogenic detector.

Contents

Summary	iv
Contents	v
Figure Contents.....	vi
I. Introduction of SQUID	1
1. The general concept of SQUID.....	1
2. The Resistively-Shunted Junction	2
3. The dc SQUID	5
4. The rf SQUID	17
5. SQUID-Based Instruments	22
6. High Tc-SQUID	34
7. Summary	45
II. SQUID for Cryogenic Detector	46
1. Development of Cryogenic Detector	46
2. Position sensitive Cryogenic Detector	48
SQUID for Multi Channel TES	50
References	54

목 차

요 약 문	iii
Summary	iv
Contents	v
목 차	vi
그림목차	vii
I. SQUID 소개	1
1. SQUID 일반 개념	1
2. The Resistively-Shunted Junction	2
3. The dc SQUID	5
4. The rf SQUID	17
5. SQUID 이용 장치	22
6. 고온 SQUID	34
7. 정 리	45
II. SQUID의 극저온 검출기 적용	46
1. 극저온 검출기 개발.....	46
2. 위치민감형 극저온 검출기 개발.....	48
3. 다채널 TES를 위한 SQUID 개발	50
참 고 문 헌	54

그 립 목 차

Fig.1 The resistively-shunted Josephson junction; (b) and (c) show the tilted washboard model for $I < I_0$ and $I > I_0$	2
Fig.2 Schematic representation for the noise terms in Eq.(2.10). The Nyquist noise generated in the resistor at frequency f_m contributes directly at f_m ; that generated at $f_j \pm f_m$ is mixed down to f_m	4
Fig.3 The dc SQUID; I-V characteristics; V vs. Φ/Φ_0 at constant bias current I	6
Fig.4 Simplistic view of the dc SQUID: (a) a magnetic flux Φ generates a circulating current J that is periodic in Φ as shown in (b); as a result (c), the maximum supercurrent I_m is also periodic in Φ	7
Fig.5 Model of dc SQUID showing noise sources associated with the shunt resistors.....	8
Fig.6 Configuration of planar dc SQUID with overlaid spiral input coil; expanded view of junctions and shunts.....	10
Fig.7 The rf SQUID inductively coupled to a resonant tank circuit.....	18
Fig.8 V_T vs. I_{rf} in the absence of thermal noise for $\Phi = n\Phi_0, (n+1/2)\Phi_0$	19
Fig.9 위치 민감형 STJ 개념도.....	49

I. SQUID 소개

SQUID는 Josephson junction을 포함한 superconducting loop를 이용하여 매우 작은 자기장을 측정할 수 있는 장치로써 1964년 발명된 이후 다양한 분야에 적용되고 있다. 두 개의 저항성을 가진 분로된 tunnel junction으로 만들어진 DC 초전도 양자 간섭 디바이스(SQUID : Superconducting Quantum Interface Device)는 저(低)전이온도(T_c) 초전도 박막으로 만들어진다. 통합된 초전도는 코일 커플인 SQUID에 신호소스를 입력한다. 4.2K에서 운영되는 전형적인 dc SQUID는 $10^{-6} \Phi_0 \text{Hz}^{-1/2}$ 의 자계자속 노이즈를 가지는데, 1Hz 이하의 노이즈 무릎 $1/f$ 이상인 주파수 f 에서 10^{-32}JHz^{-1} 의 노이즈 에너지와 관련이 있다. 최근 1단 접합을 포함한 박막 rf SQUIDs의 성능평가는 상당히 개선되었고, 3GHz에 운용되는 장치의 감도는 dc SQUID의 성능평가에 접근한다. 최근 2년간 고(高)전이 온도 박막으로부터 만들어진 dc와 rf SQUID 둘 다의 성능평가에서 상당한 향상이 있었다. 약 10^{-30}JHz^{-1} 의 노이즈 에너지와 수 Hz 까지 떨어진 주파수에 $10 \text{fTHz}^{-1/2}$ 이하의 자계영역 레벨은 77K까지 달성되었다. 다층 박막 자속 변환기는 지금 이용 중이다. 자기력계, 자기 경도측정기, 전압계, susceptometer, 증폭기, 변위센서 등을 포함한 저- T_c SQUID를 기반으로 한 장치; 이들 장치는 신경자기학과 magnetotelluric sounding부터 중력파와 자기공명 감지까지 다양하다. 본 보고서는 "SQUID Sensors : Fundamentals, Fabrication and Application (Kluwer Academic Publisher 1996)을 바탕으로 SQUID 관련 내용 및 극저온 검출기 관련 연구에 대하여 정리하였다.

1. SQUID 일반 개념

SQUID는 가장 민감한 자속 감지기로 현재 이용 중이다. 예를 들면, 자계영역, 자계영역 구배, 전류, 전압, 변위 그리고 자계 민감성 등과 같이 어느 물리적인 양에서 자속으로 변환할 수 있을 정도로 놀랍게 다재다능하다. 결과로써, SQUID의 적용은 두뇌에 의해 만들어진 작은 자계영역의 감지와 먼 영역에서 흔들리는 지자기영역의 측정부터 중력파의 감지와 전체적인 자기핵에서 회전 잡음의 관찰까지 다양한 범위에 쓰인다.

SQUID는 자속양자의 단위 $\Phi_0 \equiv h/2e \cong 2.07 \times 10^{-15} \text{ wb}$ 의 단위에서 페 초전도루프에 양자화된데서 자속이란 사실에서의 자속 양자화와 조셉슨 터널링, 두 가지 물리적 현상이 결합되었다. 두 가지의 SQUID가 있다. 첫 번째, 초전도 루프에 병렬로 연결된 두 개의 조셉슨 접합으로 이루어졌는데 dc SQUID로 불리는데 정전류 바이어스와 함께 동작하기 때문이다. 두 번째, 초전도루프 주변에 전류 흐름을 방해하는 단(單)조셉슨접합을 포함한 rf SQUID는 무선주파수 자속 바이어스

를 가지고 동작된다. 둘 다의 경우에서, SQUID로부터의 출력은 루프에 적용된 자계자속에서 주기 Φ_0 에 따라 주기적이다. 일반적으로 한 개 미만의 자속양자의 자속변화와 연관한 출력신호를 감지할 수 있다.

2. The Resistively-Shunted Junction

조셉슨 접합은 얇은 절연 장벽에 의해 독립된 두 개의 초전도체로 구성되었다. 전자의 구리쌍은 장벽을 통하여 뚫을 수 있고, 진행 중에 상(phase) 결함을 유지한다. 적용된 전류 I 는 전류-상(phase) 관계에 따라 두 개의 초전도체의 상 사이에 차이를 제어한다.

$$I = I_0 \sin \delta \quad (2.1)$$

최대 초전류 접합을 중지할 수 있는 I_0 는 임계 전류이다. 전류가 0부터 증가하면 최초로 접합을 지나서 어떤 전압도 없다. 하지만 $I > I_0$ 에 대해서 전압 V 는 나타내고 δ 는 전압-주파수 관계에 따라 시간을 가지며 변화한다.

$$\dot{\delta} = 2eV/\hbar = 2\pi V/\Phi_0 \quad (2.2)$$

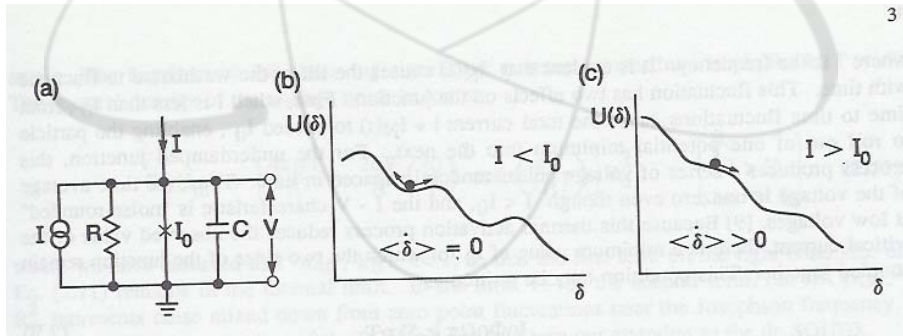


그림 1. (a) The resistively-shunted Josephson junction; (b) and (c) show the tilted washboard model for $I < I_0$ and $I > I_0$.

고성능 조셉슨 터널접합은 히스테리의 전류-전압 특성을 가진다. 전류는 0부터 증가하고, I 가 I_0 를 초과할 때 전압은 0이외의 값에서 갑작스럽게 변화하나, 전류 I 가 I_0 보다 훨씬 미만일 때 값이 줄어들면 0으로 돌아온다. 이 히스테리는 전통적인 방법에서 작동된 SQUID를 위해 제거되는 것이 틀림없다. 한 개는 외부 분로 저항을 가지고 접합을 분로를 함으로써 된다. RSJ 모델은 그림 1(a)에 볼 수 있

다. 임계전류 I_0 와 자기 캐패시턴스 C 를 병렬로 가지고 그의 분로저항 R 을 가진 접합은 SQUIDs와 결합시킨 전류잡음 소스 $I_N(t)$ 을 가지고 있다. 동작의 식은

$$C\dot{V} + I_0 \sin \delta + V/R = I + I_N(t) \quad (2.3)$$

순간에 대해 잡음 용어를 무시하고 $V=h\delta/2e$ 로 세팅하면 식(2.4)를 얻는데, (2.5)가 필요하다.

$$\frac{\hbar C}{2e} \ddot{\delta} + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\delta} = I - I_0 \sin \delta = -\frac{2e}{\hbar} \frac{\partial U}{\partial \delta} \quad (2.4)$$

여기서

$$U = -\frac{\Phi_0}{2\pi} (I\delta + I_0 \cos \delta) \quad (2.5)$$

식 (2.4)는 “경사진 울퉁불퉁한 길” 포텐셜 U 의 위를 움직이는 공의 동작을 나타낸 것을 실현함으로써 접합의 동적인 것을 상당히 간파할 수 있다. C 는 입자의 질량, $1/R$ 은 동작의 제동을 나타내고, 울퉁불퉁한 길의 평균“경사”는 $-I$ 에 비례한다. $I < I_0$ 의 값에서, 입자는 포텐셜 우물의 하나를 가지고 [그림 1(b)], 플라즈마 주파수 ω_p 에서 앞뒤로 흔들린다. 상태 $\langle \delta \rangle$ 와 그러므로 접합을 지나가는 평균전압은 0이다. ($\langle \rangle$ 는 시간평균을 나타낸다.) 전류가 I_0 까지 증가하면 경사도 증가하고 I 가 I_0 를 초과하면 입자는 경사진 길로 굴러 떨어진다. 상태 $\langle \delta \rangle$ 는 0이 아닌 것이고, 전압은 접합을 지나간다. 전류가 훨씬 더 증가하면 $\langle \delta \rangle$ 와 V 는 증가한다. 히스테리가 아닌 경우에, 전류 I 가 I_0 미만으로 줄어들면서 입자는 우물중의 한 곳에 포획되고 전압 V 는 0으로 돌아온다. 이때 과제동의 경우

$$\beta_C = (2\pi I_0 R / \Phi_0) RC = \omega_J RC \leq 1 \quad (2.6)$$

$\omega_J/2\pi$ 는 전압 $I_0 R$ 과 관련한 조셉슨 주파수이다. Langevin equation을 얻기 위해 식(2.4)에서 noise term를 다시 저장함으로써 잡음의 효과를 도입하고자 한다.

$$\frac{\hbar C}{2e} \ddot{\delta} + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\delta} + I_0 \sin \delta = I + I_N(t) \quad (2.7)$$

열 잡음 제한에서, 스펙트럼 밀도 $I_N(t)$ 는 나이키스트 식이 주어진다.

$$S_I(f) = 4k_B T / R \quad (2.8)$$

f 는 주파수이다. $I_N(t)$ 가 시간을 가지고 변이를 위해 울퉁불퉁한 길에서의 경사의 원인이 된다는 게 명백하다. 이 변이는 접합에서 두 가지 효과를 가진다. 첫째, 전류 I 가 I_0 보다 미만일 때, 시간부터 시간변이까지 전체 전류 $I+I_0$ 에서 I_0 를 초과하는 원인이 되는데, 다음의 최소 하나의 포텐셜을 굴러 나가게 하다. 감쇠제동된 접합에서, 이 과정은 시간에서 공간이 주어진 것을 불규칙적으로 여러 전압펄스를 만들어낸다. 그러므로 전압의 시간 평균은 $I < I_0$ 조차도 0이 아니고 I-V특성은 저전압에서 "noise-rounded" 이다. 왜냐하면 열확산 과정은 임계전류에서 관찰한 값을 줄이기 때문인데, 나머지가 같이 직결형이 된 접합의 두 면에 대해 최소값 I_0 이다. 이 조건은 (2.9)와 같이 쓰일지도 모른다.

$$I_0 + \Phi_0/2\pi \geq 5k_B T \quad (2.9)$$

$I_0\Phi_0/2\pi$ 는 접합의 커플링 에너지고, 5의 요소는 컴퓨터 시뮬레이션 결과이다. $T = 4.2K$ 에서 $I_0 > 0.9\mu A$ 이다. 열변이의 2차결과는 열잡음이다. $\beta_c \ll 1$ 와 $I > I_0$ 에서, 잡음의 스펙트럼 밀도는 측정 주파수 f_m 은 조셉슨 주파수 f_j 보다 미만이라 가정할 때, f_j 는

$$S_V(f_m) = \left(1 + 1/2 \left(\frac{I_0}{I}\right)^2\right) \frac{4k_B T R_d^2}{R} \quad (2.10)$$

여기서

$$\begin{cases} \beta_c \ll 1 \\ I > I_0 \\ f_m \ll f_j \end{cases}$$

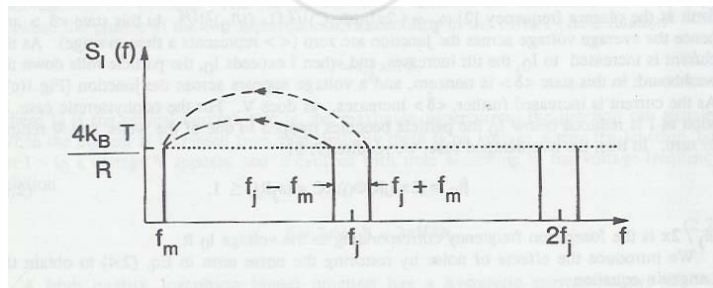


그림 2. Schematic representation for the noise terms in Eq.(2.10). The Nyquist noise generated in the resistor at frequency f_m contributes directly at f_m ; that generated at $f_j \pm f_m$ is mixed down to f_m .

식(2.10)의 우변에서 첫째 용어는 그림2에서 보는 것처럼 전압잡음을 만들어내기 위해 동적 저항 $R_d \equiv dV/dI$ 를 통해 흐르는 측정 주파수 f_m 에서 발생한 나이키스트 잡음 전류를 나타낸다. 두 번째 용어, $(1/2)(I_0/I)^2(4k_B T/R)R_d^2$, 접합의 고유 비선형성과 조셉슨 진동에 의한 측정 주파수 아래로 섞여 있는 주파수 $f_j \pm f_m$ 에서 발생한 나이키스트 잡음을 나타낸다.

$(1/2)(I_0/I)^2$ 은 혼합계수이고, 충분히 큰 바이어스 전류에 대해서는 사라진다. 조셉슨 주파수의 가까운 고조파가 발생된 나이키스트 잡음에서 혼합 계수는 $f_m/f_j \ll 1$ 일 때 무시해도 된다. 충분히 큰 바이어스 전류에서, 조셉슨 주파수 f_j 가 $k_B T/h$ 를 초과하고, $(1/2)(I_0/I)^2$ 를 제공된 게 너무 작지 않아, 식 (2.10)에서 양자 보정은 중요하게 되었다. 관찰한 상당한 양자 보정을 위한 필요조건은 $eI_0 R/k_B T \gg 1$ 이다. 전압 잡음의 스펙트럼 밀도는 식(2.11)인데, $hf_m \ll 1$ 이라 가정하면 식(2.11)의 우변에서 1차를 하기 위해 열 제한에 남겨진다. $T \rightarrow 0$ 에서, $(2eV/R)(I_0/i)^2 R_d^2$, 조셉슨 주파수 가까이에 0포인트 변이부터 아래로 혼합한 잡음을 나타낸다. 이것은 RSJ의 개요로 결론지을 수 있고, 차례로 dc SQUID에 주목한다.

$$S_V(f_m) = \left[\frac{4k_B T}{R} + \frac{2eV}{R} \left(\frac{I_0}{I} \right)^2 \coth \left(\frac{eV}{k_B T} \right) \right] R_d^2 \quad \left\{ \begin{array}{l} \beta_c \ll 1 \\ I > I_0 \\ f_m \ll f_j \end{array} \right. \quad (2.11)$$

3. The dc SQUID

3. 1. A FIRST LOOK

dc SQUID의 본질은 그림 3(a)에서 볼 수 있다. 두 개의 접합은 인덕턴스 L의 초전도체 루프위에 병렬로 연결되었다. 각각의 접합은 $\Phi = n\Phi_0$ 와 $(n+1/2)\Phi_0$ 그림 3(a)에서 보는 것처럼 I-V 특성에 관한 히스테리시스를 제거하려고 저항성 있게 분포되어있는데, Φ 는 루프에 적용된 외부 자속이고 n은 정수이다. 만약 상수전류 ($>2\Phi_0$)를 가진 SQUID로 치우치면, 그림3(c)에서 나타낸대로 SQUID를 지나가는 압은 Φ 가 끊임없이 증가함에 따라 주기 Φ_0 와 함께 진동한다. SQUID는 일반적으로 전달계수 V_Φ 가 최대일 때, V- Φ 곡선의 가파른 부분에서 동작한다. 그러므로 SQUID는 작은 입력자속에 대한 응답에서 출력전압을 만들고, 자속-전압 변환기에는 효과적이다.

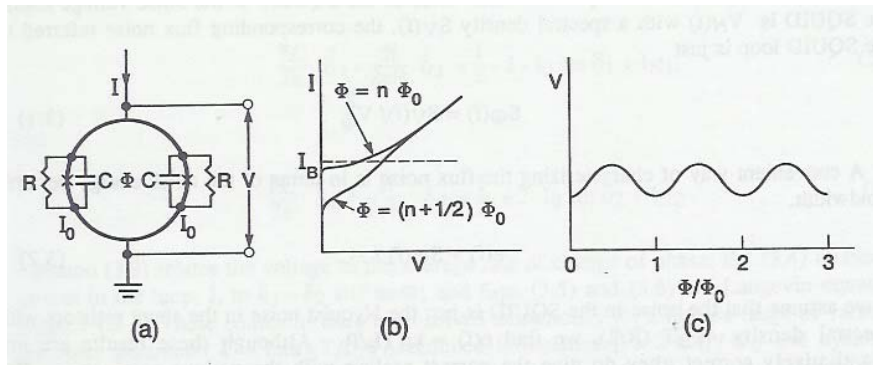


그림 3. (a) The dc SQUID; (b) I-V characteristics; (c) V vs. Φ/Φ_0 at constant bias current I.

전에 SQUID의 신호와 잡음특성에 대한 자세한 설명을 하기 전에 간단한 설명을 함으로써 도움이 되었을지 모르는데, 비록 이론적인 것은 아니지만 장치의 동작에 대해 간파하였다. 두 개의 접합이 이상적이며 루프가 대칭적으로 놓여있다고 가정하자. 단순히 바이어스 전류가 0에서 $d\Phi/d\Phi_0 dt$ 보다 훨씬 높은 주파수에서 두 개의 접합의 임계전류까지 날린다. 적용된 자속의 부재에서, 두 개의 접합 사이에 동등하게 바이어스 전류를 나누고 루프 주변을 순환하는 어떤 전류도 없을 것이다. 측정된 임계전류도 $2I_0$ 이다. 만약 자계자속 Φ 을 적용하면 루프에서의 자속은 양자화되고, 두 개의 접합의 결과를 간과하는 전류 $J = -\Phi/L$ 을 발생할 것이다 [그림 4(a)와 (b)]. 순환하는 전류가 접합1을 통하여 흐르는 바이어스 전류와 합치는 것과 접합2를 통하여 흐르는 것으로부터 뺀다. 소박한 그림에서 접합1의 임계전류는 $I/2 + J = I_0$ 일 때 도달하고, 접합 2를 통하여 흐르는 전류 포인트에서는 $I_0 - 2J$ 이다. 그러므로 SQUID는 $I = 2I_0 - 2J$ 일 때 전압 상태로 변환한다. Φ 은 $\Phi_0/2$ 로 증가할 때, J 는 $\Phi_0/2L$ 로 증가하고 임계전류는 $2I_0 - \Phi_0/L$ 로 떨어진다. 그렇지만 자속이 $\Phi_0/2$ 이상으로 증가되면 SQUID는 자속 상태가 $n=0$ 부터 $n=1$ 까지 전이를 만들고 J 는 신호를 변한다. Φ 에서 Φ_0 로 증가하고, J 가 0으로 감소되면 임계전류는 최대값 $I_m = 2I_0$ 로 다시 측정된다.

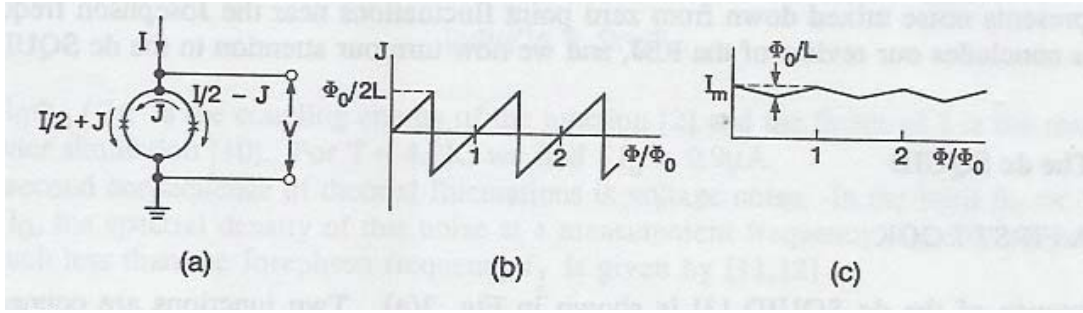


그림 4. Simplistic view of the dc SQUID: (a) a magnetic flux Φ generates a circulating current J that is periodic in Φ as shown in (b); as a result (c), the maximum supercurrent I_m is also periodic in Φ .

이런 방식으로 임계전류는 Φ 함수로써 진동한다. 단순화한 모델을 가지고 계속 하면, 두 개 분로의 병렬저항인 $R/2$ 인데, 전압은 0부터 $\Phi_0/2$ 까지는 $\Delta V = (\Phi_0/L)R/2$ 으로 바뀌면서 Φ 는 SQUID(전류sweep의 peak)를 지나며 바뀐다. 그러므로, $V_\Phi = \Delta V / (\Phi_0/2) = R/L$ 이다. SQUID의 등적 자속 잡음을 추정할 수 있다. 만약 SQUID를 지나는 잡음전압이 스펙트럼밀도 $S_V(f)$ 를 가진 $V_N(t)$ 이면, SQUID 루프와 관련해 상응하는 자속 잡음은

$$S_\Phi(f) = S_V(f) / V_\Phi^2 \quad (3.1)$$

자속 잡음을 특징하는 전통적인 방식은 단위대역폭 마다 잡음 에너지이란 견지에서 보는데,

$$\varepsilon(f) = S_\Phi(f) / 2L \quad (3.2)$$

만약 SQUID의 잡음이 스펙트럼 밀도 $4k_B T (R/2)$ 를 가진 분로 저항에서는 나이키스트 잡음이 있는데, $\varepsilon(f) = k_B T L / R$. 비록 이 결과들은 정량적으로 맞지 않아도, 다양한 파라미터를 가지고 옳은 스케일링을 준다. 예를 들어, 남아있는 비히스테리의 I-V특성을 조건으로 하여 가능한 가장 큰 값인 R 을 사용하는 동안 T 와 L 을 줄이면 낮은 $\varepsilon(f)$ 로 볼 수 있다.

신호와 잡음에 대한 정확한 결과는 단지 컴퓨터 시뮬레이션으로부터 얻을 수 있다. 결과는 순환하는 초전류와 임계전류 vs. Φ 의 평면에서 반듯이 되어있다고 보인다. 게다가 잡음 전압은 혼합된 잡음이하의 것 때문에 나이키스트 잡음보다 훨씬 높게 있다고 본다.; 불행하게도 이 잡음의 크기는 분석으로 얻을 수 없다.

하나의 마지막 언급은 이런 점에서 적절하다. 양자 간섭 효과를 관찰하기 위해서, 루프에서 잡음전류 실효값 $\langle I_N^2 \rangle^{1/2} = (k_B T / L)^{1/2}$ 훨씬 이상이 되는 임계전류의 변조깊이(Φ_0/L)를 필요로 하다.

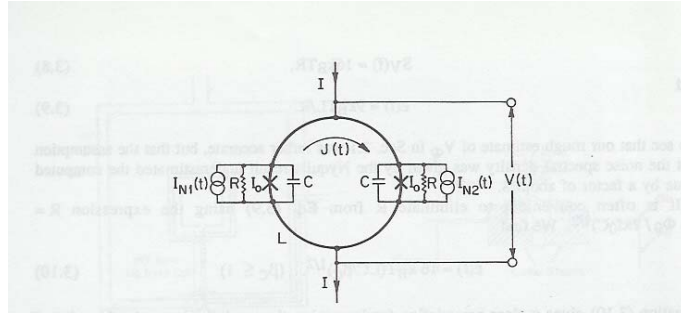


그림 5. Model of dc SQUID showing noise sources associated with the shunt resistors.

3.2 THERMAL NOISE IN THE SQUID : THEORY

잡음 계산을 위한 모델은 그림 5와 같다. 이 그림은 두 개 분로 저항과 연관한 두 개의 독립한 나이키스트 잡음 전류 ($I_{N1}(t)$, $I_{N2}(t)$)를 보여주고 있다. 접합을 지나는 상(phase)차이($\delta_1(t)$, $\delta_2(t)$)는 다음의 방정식에 따른다.

$$V = \frac{\hbar}{4e} (\dot{\delta}_1 + \dot{\delta}_2) \quad (3.3)$$

$$J = \frac{\Phi_0}{2\pi L} \left(\dot{\delta}_1 - \dot{\delta}_2 - \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (3.4)$$

$$\frac{\hbar C}{2e} \ddot{\delta}_1 + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\delta}_1 = \frac{I}{2} - J - I_0 \sin \delta_1 + I_{N1} \quad (3.5)$$

와

$$\frac{\hbar C}{2e} \ddot{\delta}_2 + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\delta}_2 = \frac{I}{2} + J - I_0 \sin \delta_2 + I_{N2} \quad (3.6)$$

식 (3.3)은 상 변화의 평균율과 전압이 관련되어 있다. 식 (3.4)는 루프에서 전류(J)와 δ_1 , δ_2 그리고 Φ 와 관련 있다. 식 (3.5)와 (3.6)는 J 를 통해 커플이 된 Langevin 방정식이 있다. 이들 방정식은 줄어든 인덕턴스 $\beta = 2LI_0/\Phi_0$ 와 히스테리시스 파라미터 β_C 인 잡음 파라미터의 값($\Gamma = 2\pi k_B T / I_0 \Phi_0$)의 제한된 범위에 대해 수치적으로 해결할 수 있다. ^4He 온도 범위에서 전형적인 SQUIDs를 위해서는 $\Gamma = 0.05$ 이다. 하나는 시간-평균한 전압(V vs Φ)인데, 그러므로 바이어스 전류의 함

수로써 반듯한 peak인 Φ 의 주어진 값인 V_Φ 를 찾을 수 있다. 전달 함수는 얇은 최대인 약 $(2n+1)\Phi_0/4$ 를 나타낸다. 하나는 I의 함수로써 주어진 Φ 값에 대해 잡음 전압을 계산할 수 있고, 스펙트럼 밀도는 조셉슨 주파수보다 훨씬 미만의 주파수에서 백색이 되는 것을 찾았다. 각각의 값인 Φ , V_Φ 가 최대인데서 I값에서 부드러운 잡음전압 peak이 있다. 이들 시뮬레이션으로부터 $\beta=1$ 일 때 잡음 에너지는 최소라는 것을 알았다. $\beta=1$, $\Gamma=0.05$, $\Phi=(2n+1)\Phi_0/4$ 그리고 V_Φ 가 최대일 때의 I값으로, 결과는 다음과 같이 요약할 수 있다.

$$V_\Phi = R/L \quad (3.7)$$

$$S_V(f) = 16k_B TR \quad (3.8)$$

$$\epsilon(f) = 9k_B TL/R \quad (3.9)$$

잡음 스펙트럼은 약 8의 요소를 가지고 계산한 값을 낮게 어림잡은 나이키스트 결과에 의해 주어졌다.

식 (3.10)은 해상도를 개선하기 위해 명확한 개념이 주어진다.; 하나는 T, L 그리고 C이다. 다양한 범위의 파라미터를 가진 큰 수의 SQUIDs를 가지고 테스트하였고 예측한 값을 가지고 일반적으로 일치하는 백색 잡음 에너지를 가진다는 것을 찾았다. $\hbar(\sim 10^{-34} \text{ J sec} = 10^{-34} \text{ JHz}^{-1})$ 의 단위에서 SQUIDs의 잡음 에너지를 할당하기 위한 보통의 연습이었다.

$$\epsilon(f) = 16k_B T(LC/\beta_C)^{1/2} (\beta_C \leq 1) \quad (3.10)$$

이 논의를 마치면서 비록 $\epsilon(f)$ 는 다른 인덕턴스를 가진 SQUIDs의 해상도를 특징짓는데 유용한 파라미터임을 강조하였으나 SQUID 루프에서 전류 잡음의 결과를 완전히 설명할 수 없기 때문에 끝마치는 구체적인 내용은 아니다.

3.3 PRACTICAL DC SQUIDS

현대 dc SQUIDs는 포토리소그래피든지 전자빔 리소그래피든지 목적을 가지고 박막으로부터 변함없이 만들어낸다. 설계에서 주요관심은 다소 높은 효율성을 가진 SQUID를 가진 유도결합한 입력 코일의 한 쌍을 요구한다. 이 문제는 square washer configuration에서 SQUID 위에 사각 입력 코일을 증착한 아이디어를 도입한 Ketchen과 Jaycox에 의해 명쾌하게 해결되었다. 코일은 절연을 가진 SQUID를 별도로 놓았다.(그림 6) 그림 7은 trilayer인 Nb/Al-Al₂O₃/Nb 접합을 포함한 이들 디자인 중의 하나인 전형적인 예를 보여주고 있다. SQUIDs는 400의

산화된 100 mm 지름의 실리콘 웨이퍼로 만들어졌다. Nb 기반의 전극과 박막 Al층은 스퍼터를 한 후, Al은 O₂의 압력을 줄여서 산화하고 Nb counterelectrode는 그 다음에 증착한다. 전체적인 trilayer는 스퍼터의 조절한 분위기로부터 웨이퍼를 제거하지 않고 형성한다. counterelectrode의 작은 링을 anode함으로 접합영역이라 설명을 할 수 있고, base 전극은 SQUID washer를 형성하기 위해 에칭한다. Nb층과 한 개로 합쳐져 다음에 동작은 입력과 자속변조 코일을 형성하고 counterelectrode의 연결하게 한다. 분로 저항 (Mo or Pb)과, 마지막 Nb층은 입력 코일의 가장 깊은 부분의 turn에 연결하게 한다. 각각의 층 사이에 절연층은 PECVD에 의해 형성된 것이 SiO₂이다. 모든 패턴은 RIE를 가지고 수행하였다. 어림잡은 SQUID 인덕턴스의 L=0.29 nH이고, 측정된 분로 저항은 R=4.0Ω이다.

내부와 외부 edge인 d와 w는 w>>d에서 인덕턴스 L (loop) = 1.25μ₀d 가지고 square washer를 입증한 사각의 washer SQUIDs에 대한 설계 가이드라인이 주어졌다. 사각 코일과 SQUID 사이에 SQUID의 인덕턴스 L과 사각 코일 L_i, 그리고 상호 인덕턴스 M_i, 유도결합계수 α²이 주어졌다.

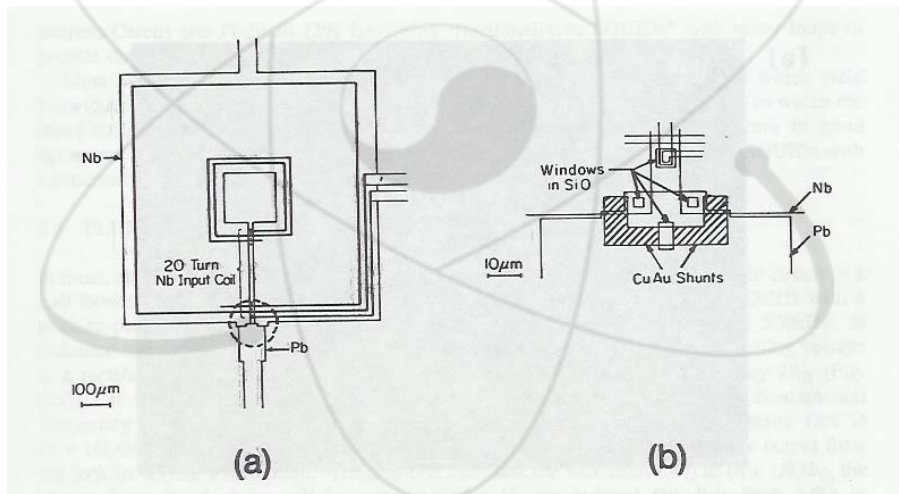


그림 6. (a) Configuration of planar dc SQUID with overlaid spiral input coil; (b) expanded view of junctions and shunts.

$$L = L(\text{loop}) + L_j \quad (3.11)$$

$$L_i = n^2(L - L_j) + L_s \quad (3.12)$$

$$M_i = n(L - L_j) \quad (3.13)$$

$$\alpha^2 = (1 - L_j/L) / [1 + L_s / n^2 (L - L_j)] \quad (3.14)$$

여기서 L_j 는 접합과 연관된 기생 인덕턴스이고, n 은 입력 코일의 턴(turn)수이며, L_s 는 이 코일의 stripline 인덕턴스인데 이는 $n \geq 20$ 에 대해 일반적으로 L_j 보다 훨씬 작다. 측정된 값은 이들 예측한 것과 일반적으로 일치한다.

counterelectrode에서 edge 접합을 포함한 장치의 일부는 edge에서 기본 전극을 가지고 접촉한 터널링을 만드는 스트립이다. 이 기술은 작은 영역을 가지고 접합을 만들기 위해 한 개가 가능하며 그러므로 전자빔 리소그래피에 대한 휴지없이 자기 캐피시턴스가 된다. 하지만 벗어난 캐패시턴스는 종종 중요하다. 많은 저자에 의해 강조되었으나, square washer와 입력코일 사이의 기생 캐패시턴스는 resonance를 만들 수 있는데 차례로 I-V특성에 대한 구조의 원인이 되고 과잉 잡음을 발생하게 한다. Knuutila et al은 매치된 저항을 가지고 stripline을 종료함으로써 입력코일에 resonance를 완전히 줄어든다. 대체하는 도식에서, Forgetti et al은 square washer에서 슬릿을 지나는 박막 저항을 증착함으로써 직렬에 두 개의 접합을 지나서 추가하는 damping을 도입하였다. 다른 접근은 기생 캐피시턴스를 줄이기 위해 고안되었다. Muhlfelder et al은 신호 소스에서 유도결합한 SQUID를 통한 매개 초전도체 변환기이며, SQUID washer에 대한 턴수를 줄이는 것이다.; 병렬에서 많은 루프를 가지고 제작한 단편적인 턴 SQUIDs은 그들 주변에 박막 입력 코일에 유도결합이 되어있다.

대부분의 SQUIDs는 전통적인 포토리소그래피 기술을 가지고 패턴을 만드는데 2-3um의 라인폭이 산출된다. 하지만 최근 장치를 고안한 kitchen 그룹은 입력 코일의 라인폭이 0.5um가 된다. 이들 디자인의 인덕턴스는 예측값과 잘 일치한다. 마침내 서브마이크론의 특징을 가진 SQUIDs의 새로운 발생과 그와 연관한 노이즈 에너지에서의 감소가 기대된다.

3.4 FLUX-LOCKED LOOP

비록 전부는 아니나 대부분 실제로 적용하는 것은 자계자속의 null detector로써 피드백 회로에 SQUID로 사용하고 있다. 100에서 500kHz의 보통의 주파수 f_m 과 peak-to-peak 진폭인 $\Phi_0/2$ 를 가지고 SQUID에서 변조하는 자속을 적용한다. 만약 SQUID에서 quasistatic은 정확히 $n\Phi_0$ 로 결과적으로 전압이 입력신호의 개정된 버전으로 단지 $2f_m$ 이 포함되어 있다. 만약 이 전압이 기본 주파수 f_m 에서 참조한 lock-in detector를 통해 보내지면 출력은 0이다. 반면에, quasistatic 자속이 $(n+1/4)\Phi_0$ 이고, SQUID를 지나는 전압은 주파수 f_m 에서이고 lock-in으로부터 출력은 최대일 것이다. 그러므로 $n\Phi_0$ 부터 $(n+1/4)\Phi_0$ 까지 자속이 증가하면 lock-in으로부터 출력은 끊임없이 증가할 것이다.; 만약 $n\Phi_0$ 부터 $(n-1/4)\Phi_0$ 까지 자속이 줄어들면 출력은 음의 방향에서 증가할 것이다.

SQUID를 지나 교차하는 전압은 저 잡음 preamplifier로 유도결합 되는데, 냉각된 변환기 혹은 냉각된 LC 직렬 resonant 회로를 통해서 대개 상온에서 그런다고 본다. 이들 옵션의 첫째는 preamplifier에서 임피던스 N^2R_d 를 나타낸다. 그리고 두 번째는 임피던스 Q^2R_d 이다. R_d 는 바이어스 포인트에서 SQUID의 동(動)저항이며, N 은 변환기의 턴비율을 나타낸 것이고, Q 는 tank회로의 q factor를 말한다. N 혹은 Q 의 값은 preamplifier의 잡음 온도를 최적화하기 위해 선택하였다; 주의할 디자인은 amplifier로부터의 잡음은 4.2K에서 SQUID에서 보다 잡음이 덜 감지가 된다. 오실레이터는 SQUID에서 변조하는 자속을 적용한다. 증폭 후, SQUID로부터 신호는 동위상적으로 감지되고, 집적회로를 통해 보내어진다. 매끄럽게 된 출력은 변조와 반대되는 자속 $-\delta\Phi$ 을 발생하는 피드백 코일이 연결되었고, $\delta\Phi$ 에 비례하는 전압은 R_f 를 지나서 나타난다. 이 기술은 하나 미만의 자속양자부터 많은 자속 양자까지 자속 범위에서의 변화를 측정하기에 가능하다. 변조하는 자속의 이용은 $1/f$ 의 잡음과 바이어스 전류에서의 드리프트, preamplifier를 제거한다. 변조하는 주파수 500kHz, SQUID와 preamplifier 그리고 두 극의 적분기 사이의 두 배의 변환기를 사용하여 Wellstood et al 은 6kHz까지의 신호 주파수에 대한 $\pm 2 \times 10^7 \text{Hz}^{1/2}$ 의 동적인 범위와 0부터 70kHz($\pm 3\text{dB}$)의 주파수응답, 그리고 $3 \times 10^6 \Phi_0 \text{sec}^{-1}$ 의 최대 slew rate까지 달성되었다.

3.5 THERMAL NOISE IN THE DC SQUID : EXPERIMENT

자속-locked 루프의 출력에 스펙트럼 분석기를 연결함으로써 SQUID에서 평형 자속 잡음의 스펙트럼 밀도를 결정할 수 있다. $1/f$ 이상의 잡음영역에서, 잡음은 주파수가 피드백 회로에서 떨어져 나가는 최대까지의 주파수는 백색이다. 특히 예를들어, $L = 200\text{pH}$ 와 $R = 8\Omega$ 를 가지고 측정한 자속 잡음은 $S_{1/2\Phi} = (1.9 \pm 0.1) \times 10^{-6} \Phi_0 \text{Hz}^{-1/2}$, 식 (3.7)과 (3.8)의 예측을 가지고 논리 있게 일치한다. 연관있는 자속-잡음 에너지는 $4 \times 10^{-32} \text{Hz}^{-1} \approx 400\text{h}$. 많은 그룹들은 잡음 에너지를 비교하거나 L 혹은 C 의 낮은 값을 가지고 이루었다. SQUID의 온도의존성을 조사하기 위해 Wellstood et al은 1K 이하의 온도를 가진 희석 냉장고에서 냉각하고, 약 150mK 아래로 두 번째 dc SQUID를 사용하였는데, 그 아래는 잡음 에너지가 거의 상수가 되었다. 이런 포화는 150mK 이하의 냉각을 막는데 저항성 있는 분로에서 열을 가함으로 추적된다. 이런 열가함을 실제로 hot-electron효과라 한다.: 냉각과정에서 병목은 전자는 광자로 에너지를 전달할 수 있고, 차례로 기판에 에너지를 전달하는데의 비율이다. 분로의 온도는 대량의 냉각 핀인 CuAu에 각각을 연결하므로써 낮아진다. hot electron은 다른 전자들로 빠르게 에너지를 전달하여 fin으로 확산한다. 반응량은 크게 증가하며, 상호작용하는 전자와 광자의 수는 또한 증가하며 전자 가스는 좀 더 효과적으로 냉각된다. 이런 방식으로 SQUID가 20mK의 bath 온도이며 ϵ 에서 수반하는 감소가 약 5h까지일 때, 효

과적인 전자온도는 약 50mK로 줄어든다. 그 후에, Ketchen et al은 L=100pH, C=0.14pF를 가진 SQUID에서의 0.3 K이면, 약 3h의 잡음 에너지를 달성할 수 있다.

3.6 1/f NOISE IN DC SQUIDS

dc SQUIDs에서 백색 잡음은 잘 이해했다. 하지만 예를 들어 neuromagnetism 처럼 SQUIDs의 적용은 주파수가 0.1Hz아래거나 미만 그리고 1/f의 단계 혹은 "flicker"인 잡음에 있어서 좋은 해상도를 필요로 하는 것이 중요하게 되었다.

dc SQUID에서 1/f 의 최소 두 개의 독립소스가 있다. 첫 번째는 조셉슨 접합의 임계전류에서 1/f 변이로부터 발생하고, 그리고 이 과정에 대한 메카니즘은 상당히 잘 이해가 된다. 장벽을 통한 터널링의 과정에서 전자는 장벽에서 defect에 포획되고 이후에 놓는다. 포획이 차지하게 되면 터널장벽의 높이에서 영역(local) 변화가 있고, 그러고나서 그 영역에 임계전류 밀도가 있다. 그 결과, single 포획의 존재는 불규칙한 telegraph 신호를 만들어내는 두 개의 값 사이에 앞뒤 없이 불규칙하게 변하기 위해 접합의 임계전류에 의한 것이다. 만약 펄스 사이에 평균 시간이 τ , 스펙트럼 밀도는 로렌지안은

$$S(f) \propto \frac{\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2} \quad (3.15)$$

$$\tau = \tau_0 \exp(E/k_B T) \quad (3.16)$$

낮은 주파수에서 백색이라하고, $1/2\pi\tau$ 이상의 주파수에서 $1/f^2$ 로 떨어진다. 많은 경우에 포획 과정은 열에 의해 활성화되고, τ 은 식(3.16)으로 형성되는데, τ_0 은 상수이고, E는 장벽 높이를 뜻한다.

일반적으로 자체 특성시간인 τ_i 를 가지고 각각의 접합에서는 여러 포획이 있을지 모른다. 스펙트럼 밀도를 얻기 위해 통계적으로 독립한 그들에 대해 전제하여 포획과정들을 덧붙일 수 있다.

$$S(f) \propto \int dE D(E) \left[\frac{\tau_0 \exp(E/k_B T)}{1 + (2\pi f\tau_0)^2 \exp(2E/k_B T)} \right] \quad (3.17)$$

D(E)는 활성화 에너지의 분포이다. 의미는 폭 $\sim k_B T$ 를 가진 $E = k_B T \ln(1/2\pi f\tau_0)$ 의 중심에 있는 E의 강한 뾰족한 끝이 있는 함수다. 그러므로 주어진 온도에서 E의 $k_B T$ 범위내에 에너지를 가진 포획내에 잡음의 원인이 된다. 만약 D(E)가 $k_B T$ 와 관련하여 폭이 넓으면 외부 적분 $D(\tilde{E})$ 를 받을 수 있고,

$$S(f, T) \propto \frac{k_B T}{f} D(\tilde{E}) \quad (3.18)$$

을 얻기 위해 적분을 수행하였다.

사실, 그냥 몇 개의 포획으로부터 $1/f$ 같은 스펙트럼을 얻는다. 임계전류에서 $1/f$ 잡음의 크기는 $(\Delta_1 + \Delta_2)/e$ 미만의 전압에서 누설전류에 의해 측정하므로써 접합의 quality에 강하게 의존하는데, Δ_1 과 Δ_2 는 두 개의 초전도체의 에너지갭을 말한다. 장벽에서의 포획은 전자는 누설전류와 $1/f$ 의 잡음 둘 다 만들어내는 과정인 전압 범위에서 통과를 가능케 할 것이다. 그러므로 주어진 기술에서, 낮은 서브갭 누설전류를 가진 접합은 낮은 $1/f$ 잡음을 가질 것이다. 접합은 저항성 있게 분포되었고, $1.5\mu\text{V}$ 의 전형적으로 바이어스된 전압이 있다. 잡음전류는 SQUID를 가지고 측정하였다. 4.2K 에서 잡음은 대략적으로 로렌지안인데, 잡음을 만들어내는 스위칭과정을 그림 내의 작은 그래프에서 보여주고 있다. 측정하려는 온도는 불규칙 전송신호에 의존한다. Savo 그룹은 τ 는 $\tau_0=10\text{s}$ 와 $E=1.8\text{meV}$ 를 가진 식(3.16)이 지배된다고 발견했다. 게다가 τ 는 지수적으로 분포되었는데 4.2K 에서 107ms 의 평균값을 가진다고 예측하였다. SQUID에서 $1/f$ 잡음의 두 번째 소스는 SQUID의 몸체에 포획된 자속선의 동작으로부터 발생한다. 이 메카니즘은 그 자체 자속 잡음으로 증명한다. 만약 외부 자속 잡음이 SQUID에 적용되면 실질적 목적인 잡음 소스로 행동한다. 그러므로 V_ϕ 로써 $1/f$ 자속 잡음의 스펙트럼 밀도와 $V_\phi=0$ 에서 $\phi=(n\pm 1/2)\phi_0$ 일 때 0이 된다. 비교하면 임계전류잡음은 비록 그 크기가 적용된 자속에 의존한다면 $V_\phi=0$ 일 때 여전히 나타난다.

$1/f$ 자속 잡음의 레벨은 박막의 마이크로 구조에 관해 강하게 의존한다고 나타낸다. 예를 들어 1Hz 에 전형적으로 $10^{-10}\phi_0^2\text{Hz}^{-1}$ 의 $1/f$ 자속 잡음 레벨을 나타내는 특수한 세트의 조건하에서 스퍼터된 Nb 루프를 가지고서 버클리에서 SQUID를 제작하였다. 반면에, 정확하게 같은 구조의 Pb 루프를 가진 SQUID는 임계전류변이로부터 발생하는 1Hz 에서 약 $2 \times 10^{-12}\phi_0^2\text{Hz}^{-1}$ 의 $1/f$ 잡음 레벨을 나타낸다. Tesche 그룹은 약 $3 \times 10^{-13}\phi_0^2\text{Hz}^{-1}$ 의 Nb 기반의 SQUID에서 $1/f$ 잡음 레벨이라 보고되었다. 하지만, Foglietti 그룹은 $2 \times 10^{-12}\phi_0^2\text{Hz}^{-1}$ 와 관련한 임계전류 $1/f$ 잡음을 찾았고 Nb 기반의 장치이다. 그러므로 Nb 박막의 quality는 $1/f$ 자속 잡음의 레벨에서 상당히 중요한 역할을 한다고 결론 지을 수 있다. 자세한 메카니즘을 이해하기 위해 근본적이고 실질적인 관심을 고려해야 한다. $1/f$ 잡음의 두 개의 소스 사이에 중요한 실질적인 차이가 있다. 임계전류 잡음은 적절한 변조 조직에 의해 줄일 수 있으나, 반면에 자속 잡음은 할 수 없다. 임계전류 $1/f$ 잡음을 줄이기 위한 방법을 이해하기 위해 SQUID를 지나는 $1/f$ 전압 잡음의 스펙트럼 밀도 상수 전류 바이어스는 식 (3.19) 형태로 쓰여질 수 있다고 첫째로 본다.

$$S_V(f) = \frac{1}{2} [(\partial V/\partial I_0)^2 + L^2 V_\phi^2] S_{I_0}(f) \quad (3.19)$$

식 (3.19)에서, 각각의 접합은 스펙트럼 밀도 $S_{I_0}(f)$ 를 가지고 임계전류 잡음의 같은 레벨을 가진다고 전제한다. 우측에 첫 번째는 "in-phase mode"인데, 각각 두 개의 접합은 같은 극성의 변동을 만들어낸다. 전통적인 자속 변조 scheme에 의해 이상적으로 제거된 이 잡음은 $1/f$ 잡음 주파수보다 훨씬 높은 변조 주파수를 만들어낸다. 식 (3.19)의 오른쪽 두 번째 항은 "out-of phase"모드로 두 개의 변동은 반대극성, 대략적인 스피킹이므로 SQUID 루프 주변에 전류가 생기는 결과가 된다. 그러므로 이 용어는 없어지는 $V_{\Phi}=0$ 를 위한 자속 잡음으로써 나타나지만, 보통의 자속 변조 scheme에 의해 줄어들지 않는다. 운 좋게도, 첫 번째 뿐만 아니라 두 번째 용어에 의해 scheme는 줄어들 수 있다. 이것들은 Koch 그룹에 의해 착안된 바이어스 역 scheme를 포함하는데 BTi에 의해 조립된 dc SQUID 시스템을 이용하는 것이 비슷하다. 대체할 scheme, 두 번째 고조파 감지(SHAD)는 Foglietti 그룹에 의해 개발되었다. Koch 그룹의 계획을 요약하여 나타냈다. SQUID는 peak-to-peak 진폭인 $\Phi_m=\Phi_0/2$ 의 100kHz 사각파의 높이를 가진 변조된 자속이었다. SQUID를 통해 동시에 변조를 가진 바이어스 전류는 I는 전형적으로 주파수 $f_r=3.125$ kHz에서 역이 된다.

저항 브릿지는 transformer를 지나가는 과도전류를 전환하는 3.125 kHz로 축소된다. 동시에 자속 $\Phi/2$ 역으로 된 바이어스는 SQUID에 적용된다. SQUID에서 preamplifier가 양자로 결합한 transformer는 Q가 약 3을 가진 변조 주파수에서 종종 조절된다. 그래서 2차의 100kHz 신호에서는 대략적으로 사인파형태를 가진다. SQUID는 lock-in detector 집적되고 반응되는 것부터 SQUID까지의 출력을 가진 보통의 자속으로 잠긴 루프에서 동작된다. 그러므로 SQUID를 지나는 100 kHz 신호는 미세한 오차신호로 구성되어 있다. f_r 훨씬 미만의 주파수에서 w_{krdms} 외부 자속 $\delta\Phi$ 는 SQUID에 적용한다고 가정하자. $V-\Phi$ 곡선은 이동되었고, 100 kHz 자속 변조는 양의 바이어스에 대한 포인트 1과 2, 음의 바이어스에 대한 3과 4 사이에 SQUID로 전환한다. 이 신호가 reference 전압 V_r 과 섞여 있을 때, lock-in detector V_I 로부터 출력은 바이어스 전류의 둘 다 극성에 대해 음으로 가는 peak의 직렬로 구성되어 있을 것이다. 이 출력의 평균은 SQUID에 적용된 자속을 취소하기 위해 사용된 $\delta\Phi$ 에 비례하는 음의 신호를 만들어낸다. 그러므로 역으로 바이어스와 자속 이동에 있으면서 SQUID는 보통의 방식의 자속에 적용된 채 SQUID에서 반응한다.

임계전류에 대한 $1/f$ 잡음의 효과를 고려하였다. 대신에 만약 f_r 미만의 주파수에서 out-of-phase 임계전류 변동을 가진다. 이 변동에 의해 발생된 자속은 바이어스 전류가 역으로 될 때 신호가 변하기 때문이다. 결과적으로, out-of-phase 임계전류 변동 때문에 lock-in의 출력에서의 전압은 바이어스 전류가 역으로 되었을 때 각각 시간에 대한 신호는 변하고, $1/f_r$ 보다 훨씬 더 긴 구간을 넘어서 신호의 시간평균은 0이다. 그러므로 in-phase 와 out-of-phase 임계전류 변동 둘 때문에 $1/f$ 잡음은 scheme에 의해 제거된 잡음이다. High-Tc SQUIDs의 임계전류

에서 $1/f$ 잡음은 심하고, 저 주파수 적용에 대한 적절한 잡음 축소 scheme 사용하기 위해 필수적이다. 전에 강조했듯이, 바이어스 반전 scheme은 자속의 동작 때문에 $1/f$ 잡음을 제거할 수 없다.

3.7. ALTERNATIVE READ-OUT SCHEMES

자속 변조 방식이 비록 수 많은 해 동안 성공적으로 사용되었지만, 최근 많은 alternate schemes는 개발되었다. 최소한 부분적으로 이러한 결과는 neuromagnetism에서 사용된 다채널 체계에 대해 필요로 한 전자공학의 단순화하기 위해 요구에 의해 동기가 되었다. 후지마키와 공동연구자들 그리고 Drung와 공동연구자들은 SQUID는 디지털적으로 민감하며 아날로그 신호에서 SQUID에서 자속-lock 루프까지 응답으로부터 출력에 대한 scheme로 나뉘어졌다. SQUID로 같은 칩을 가지고 그들의 응답 시스템을 집적하기 위해 조셉슨 디지털 회로를 사용한 후지마키는 자속-locked 신호는 cryostat부터 직접 이용하였다. 하지만 Drung과 공동연구자들은 50 pH SQUID에서 약 $10^{-6}\Phi_0\text{Hz}^{-1/2}$ 의 자속 해상도를 가지고 현재는 좀 더 민감하다. 이들 연구자는 Foglietti 그룹의 변조 계획의 수정된 버전을 사용하여 시스템에서 $1/f$ 잡음을 또한 줄일 수 있었다. 비록 그들이 좀 더 개발할 필요가 있었다면 cryogenic 디지털 피드백 계획은 여러 장점을 제공한다. : 간편하면서 상온에서 전달에 대한 디지털화 출력을 만들어내고, 폭넓은 자속-locked 대역을 제공하고, SQUID의 혼한 잡음부터 진성잡음까지 더할 필요는 없다. 꽤 다른 접근에서, Mück 과 Heiden은 relaxation oscillator에서 히스테리 접합을 가지고 dc SQUID를 동작하였다. oscillation 주파수는 SQUID에서 자속에 의존하였는데, $n\Phi_0$ 에서 최소, $(n+1/2)\Phi_0$ 에서 최대에 근접한다. 10MHz의 동작주파수에서 전형적인 주파수 변조는 100kHz이다. 이 기술은 SQUID를 지나가는 큰 전압을 만들어내는데 상온 일렉트로닉에서 어떤것도 맞지 않는 네트워크는 필요로 하게 된다. 상온 일렉트로닉에서는 단순하고 간편하고 약 80pH에서 측정된 인덕턴스를 가지고 4.2K는 약 $10^{-5}\Phi_0\text{Hz}^{-1/2}$ 에서 해상도가 있다.

좀 더 최근에 Drung은 추가적인 양의 피드백(ARF) 개념을 도입했다. 이 기술에서, SQUID에서 자기적으로 양자 결합된 인덕턴스를 가지고 직렬에 작은 저항이 분포되었다. SQUID에 적용된 자속이 변할 때, SQUID와 병렬 분로 사이에 전류의 재 분배가 있고, 인덕턴스는 추가적인 자속에서 SQUID까지 연결한다. 이 피드백은 양이던지 음이던지 V_Φ 의 신호에 의존한다. 분로된 SQUID를 지나가는 전압은 저 잡음 preamplifier에 직접 연결했다. 증폭과 집적의 추가적인 단계 후에, 신호는 보통 방식에서 또 다른 양자화된 코일에서 SQUID로, SQUID는 flux-lock the SQUID로 반응이 나타났다.; 반응의 phase는 추가적인 응답이 양이면 보증하려고 선택된다. ARF는 preamplifier 잡음은 진성 SQUID 잡음 미만내지 비교하여 그 값을 포인트까지 올리거나 그 이상의 크기로 올린 것에 의해 V_Φ 은 증가

한다. 이 기술은 SQUID와 preamplifier 사이에 양자화한 네트워크를 위한 요구를 없애는데, 다소 단순히 직접 양자화된 응답 회로를 두었다. 여전히 또 다른 새로운 접근에서 Seppa는 preamplifier 잡음을 줄이기 위해 채택적인 잡음 취소를 사용하였고, 잡음성능 희생없이 상온 preamplifier에 직접 SQUID를 양자화하여 하나에 두도록 하였다. 이 동작 모드에서 SQUID는 전압 바이어스 되었고, 그것을 지나 연결된 인덕터에서 양자화 되었다. 그러므로 preamplifier의 전압잡음은 인덕터에서 전류 잡음, SQUID에서 자속 잡음의 원인이 된다. 피드백의 phase는 SQUID를 지나 발생된 전압잡음은 preamplifier 전압 잡음을 취소한다.

4. The rf SQUID

4.1 PRINCIPLES OF OPERATION

rf SQUID는 오랫동안 대중적 이용성 때문에 계속해서 널리 사용되었으나, 많은 해 동안 거의 개발이 이루어지지 않았다. 하지만 최근에 rf SQUID에서 급격한 관심이 있는데, high-Tc 초전도성의 도래로 인해 부분적으로 동기가 되었다. 잡음제한과 원칙의 다소 요약하고 난 뒤에 이전의 리뷰에서 다소 가까운 개념에 따랐는데, 최신의 것들 중에 하나를 나타낸다.

rf SQUID는 임계전류 I_0 와 비(non) 히스테리시스 전류-전압 특성을 가진 싱글 조셉슨 접합에 의해 방해가 된 인덕턴스 L 의 초전도체 루프로 구성된 그림 14에서 보여준다. 자속 양자화는 루프를 지나가는 전체자속 Φ_T 위에 식(4.1)을 부과한다. 접합을 지나가는 상(phase)차이는 고리에 흐르는 초전류에서 결정된다. 전체 자속은 quasistatic 외부 자속 Φ 을 일으키게 한다.

$$\delta + 2\pi\Phi_T/\Phi_0 = 2\pi n \quad (4.1)$$

$$I_S = -I_0 \sin(2\pi\Phi_T/\Phi_0) \quad (4.2)$$

$$\Phi_T = \Phi - LI_0 \sin(2\pi\Phi_T/\Phi_0) \quad (4.3)$$

양의 슬로프를 가진 영역은 안정하나, 반면에 음의 슬로프를 가진 영역은 그렇지 않다. 만약 0부터 Φ 까지 천천히 증가한다고 가정하자. 전체자속 Φ_T 보다 덜 빠르게 증가하는데 왜냐하면 응답자속 $-LI_S$ 이 Φ 와 반대이기 때문이다. I_S 가 I_0 에 가까우면, 적용된 자속 Φ_C 와 전체자속 Φ_{TC} , 접합은 잠깐 0이 아닌 전압상태로 전환하고 SQUID는 $k=0$ 부터 $k=1$ 양자 상태까지 점프한다. 만약 Φ_C 이상 값부터 Φ 를 결과적으로 줄인다면, 포인트 I_S 가 임계전류를 초과하고 SQUID가 $k=0$ 상태로 돌아오면 SQUID는 $\Phi=\Phi_0-\Phi_C$ 까지 $k=1$ 에서 남는다. 같은 방식에서, $-\Phi_C$ 미만에 낮은

Φ 면서 증가하면 두 번째 히스테리시스 루프는 추적할 것이다. 이 히스테리시스는 제공된 $LI_0 > \Phi_0/2\pi$ 을 발생한다고 주목해야 한다.; 대부분 실제적인 SQUIDs는 이 상황에서 동작된다. $LI_0 \approx \Phi_0$ 에서, 에너지 ΔE 는 대략의 하나의 히스테리시스 루프가 L에 의해 영역을 나눈 자속을 받았을 때 낭비된다.

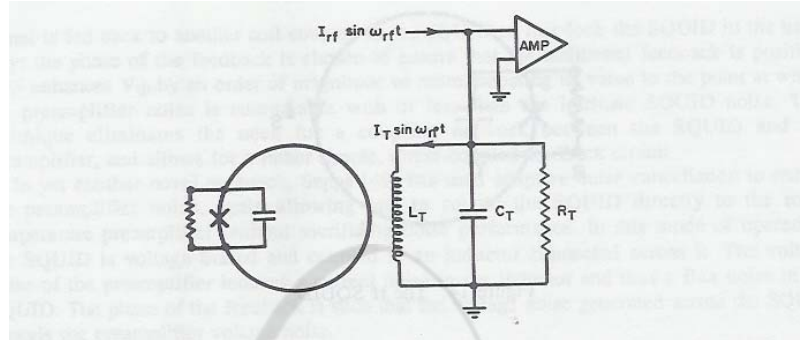


그림 7. The rf SQUID inductively coupled to a resonant tank circuit.

장치의 라디오 주파수 동작을 고려해야 한다. SQUID는 상호 인덕턴스 $M=K(LL_T)^{1/2}$ 를 통해 quality factor $Q=R_T/\omega_{rf}L_T$ 를 가지고 LC 공진 회로의 유도결합된 코일이다. 여기서 L_T , C_T , 그리고 R_T 는 인덕턴스, 캐패시턴스, 탱크 회로의 (effective) 병렬 저항, 그리고 $\omega_{rf}/2\pi$ 는 공진 주파수이고, 20 혹은 30 MHz이다.

$$\Delta E = I_0 \Phi_0 \quad (4.4)$$

$$V_T^{(n)} = \omega_{rf} L_T \Phi_c / M \quad (4.5)$$

탱크회로는 인덕터에 전류의 진폭 $I_T=QI_{rf}$ 를 발생하면 전류 $I_{rf}\sin\omega_{rf}t$ 에 의한 공진 주파수로 여기된다. 탱크회로를 지나는 전압 V_T 는 높은 입력 임피던스를 가지는 preamplifier를 가지고 증폭된다. 첫 번째, $\Phi=0$ 인 경우를 고려하자. 0부터 I_{rf} 가 증가하면 루프에서 적용된 피크 rf 자속은 $MI_T=QMI_{rf}$, 그리고 V_T 는 I_{rf} 를 가지고 선형적으로 증가한다. 피크 자속은 $I_T=\Phi_c/M$ 혹은 $I_{rf}=\Phi_c/MQ$ 일 때 Φ_c 가 같게 된다. 탱크회로를 가로질러 관련한 피크 rf 전압은 식(4.5)인데, $n=0$ 을 가진 경우에 superscript (n)은 $\Phi=n\Phi_0$ 를 나타낸다. 이점에서 SQUID는 $k=+1$ 상태든지 혹은 $k=-1$ 상태든지 천이(transition)된다. 히스테리시스 루프를 가로질러 SQUID에서 에너지 ΔE 는 탱크회로로부터 끌어냈다. 손실의 이유에서, 다음 반주기에 대한 피크 자속은 Φ_c 보다 미만이고, transition 발생도 없다. 탱크회로는 충분한 에너지를 복구하기 위해 많은 주기를 가짐으로써 그 이상의 transition이 $k=+1$ 이든 $k=-1$ 상태일지도 모르기에 야기된다. 만약 지금 I_{rf} 가 증가하면, transition은 I_T 와 V_T 의 같은 값에서 야기되는데, 왜냐하면 에너지는 좀 더 높은 rate에 공급되기

때문이고, 저장된 에너지는 각각의 에너지 손실 ΔE 후에 좀 더 빠르게 쌓고, transitions는 좀 더 자주 발생한다.

외부 자속 $\Phi = \Phi_0/2$ 를 적용한다면, 히스테리시스 루프는 $\Phi_0/2$ 에 의해 이동한다. 그러므로 transition은 자속 $(\Phi_c - \Phi_0/2)$ 에서 rf주기의 양의 피크를 발생하고, 반면에 요구된 자속 $(\Phi_c + \Phi_0/2)$ 의 음의 피크가 발생한다. 그 결과 0부터 I_{rf} 는 증가하고, 식 (4-6)은 그림 8에서 D의 첫 번째 스텝임을 관찰한다.

$$V_T^{(n+1/2)} = \omega_{rf} L_T (\Phi_C - \Phi_0/2)/M \quad (4.6)$$

D부터 F까지 I_{rf} 가 증가하면 $(\Phi_c - \Phi_0/2)$ 의 $k=0$ 에서 $k=+1$ 의 transition과 일치하는 하나의 히스테리시스루프는 SQUID를 가로질러간다. I_{rf} 에서 좀 더 증가하여 riser FG와 G에서 transition은 피크 rf 자속 $(\Phi_c + \Phi_0/2)$ 에서 시작한다. 이 방식에서, 연속적인 step들과 $\Phi = \Phi_0/2$ 에 대한 riser를 관찰하는데, $\Phi = 0$ 에 대해서 맞물린다. 0부터 Φ 가 증가하면 첫 번째 스텝에서의 전압이 $\Phi_0/2$ 에서 최소 (D)로 떨어질 것이고, $\Phi = \Phi_0$ 에서 최대값 (A)으로 증가한다. V_T 에서 바꾸는 것은 0부터 $\Phi_0/2$ 까지 Φ 가 증가하면, 식 (4.5)부터 식(4.6)을 빼므로써 알아내는 것은 $\omega_{rf} L_T \Phi_0/2M$ 이다. 그러므로 자속에서 작은 변호를 위해 가까운 $\Phi = \Phi_0/4$ 이므로 전달함수 식(4.7)을 알 수 있다.

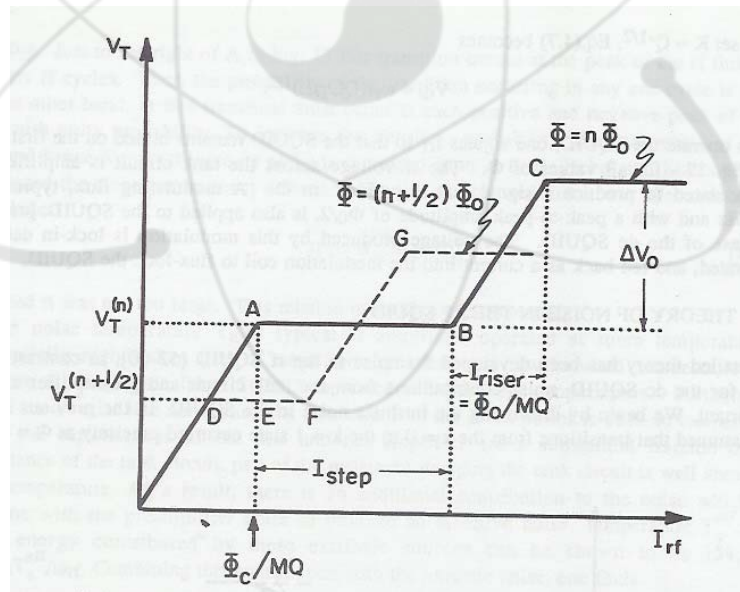


그림 8. V_T vs. I_{rf} in the absence of thermal noise for $\Phi = n\Phi_0, (n+1/2)\Phi_0$.

$$V_\Phi = \omega_{rf} L_T / M \quad (4.7)$$

첫 번째에서 식(4.7)에서 V_Φ 는 K를 충분히 줄임으로써 강제적으로 만들 수 있다고 나타내었다. 하지만 명백하게 K를 아주 작게 만들 수 없기에 SQUID는 탱

크회로에 어떤 영향도 미치지 않는다. K에 대해 낮은 bound를 만들 필요가 있다. SQUID를 동작하기 위해서 Φ 의 모든 값에 대해 첫 번째 스텝에서 빼앗기는 Φ_{rf} 값을 선택해야 함에 틀림없다. 이 요구조건은 포인트 F가 E의 오른쪽에 놓이고, DF가 DE를 초과한다면 만족한다. SQUID에서 전원 소실은 D에서는 0이고, F에서는 $\Delta E(\omega_{rf}/2\pi) \approx I_0 \Phi_0 \omega_{rf} / 2\pi$ 임을 주목함으로써 DF를 계산할 수 있다. 그러므로 $(I_{rf}^{(E)} - I_{rf}^{(D)}) V_T^{(n+1/2)} / 2 = I_0 \Phi_0 \omega_{rf} / 2\pi$ 이다. (rms값보다 오히려 I_{rf} 와 V_T 는 피크이다.) 게다가 $I_{rf}^{(E)} - I_{rf}^{(D)} = \Phi_0 / 2MQ$ 인걸로 쉽게 볼 수 있다. $LI_0 \approx \Phi_0$ 로 가정하고 식(4.5)를 사용하면 $I_{rf}^{(E)} > I_{rf}^{(D)}$ 란 조건에서 식(4.8)에 형태로 쓰일 수 있는 것을 볼 수 있다.

$$K^2 Q \geq \pi / 4 \quad (4.8)$$

$K \approx Q^{-1/2}$ 로 되었으면 식 (4.7)은 식(4.9)로 된다. SQUID를 동작하기 위해, I_{rf} 를 조절하려면 SQUID는 그림 17에서 보는 것과 같이 첫 번째 스텝에 바이어스된 채로 모든 Φ 값에 대해 남겨야 한다. 탱크회로를 지나는 rf 전압은 증폭되고, Φ 에서 주기적으로 신호를 만들기 위해 복조된다. $\Phi_0/2$ 의 피크 진폭과 100KHz에서 변조하는 자속은 DC SQUID에서의 경우와 같이 또한 적용된다. 변조에 의해 제공된 전압은 lock-in에 감지되어 통합되며 자속-lock SQUID에 변조코일도 전류로써 응답된다.

$$V_\Phi = \omega_{rf} (QL_T/L)^{1/2} \quad (4.9)$$

4.2 THEORY OF NOISE IN THE RF SQUID

자세한 이론은 rf SQUID의 노이즈에 대해 개발되었다. dc SQUID의 경우와 비교하면 탱크회로와 프리앰프로부터 노이즈 분배 또한 중요하다. SQUID에서 진성 노이즈를 논함으로써 시작한다. 이전 section에서 $\Phi = \Phi_c$ 에서 정확하게 발생하는 $K=0$ 부터 $K=1$ 상태까지 변화폭에 대해 추측한다. 사실 열 확산은 자속의 낮은 값에서 확률적으로 발생하기 위해 transition을 야기한다. Kurkijärvi 그룹은 transition이 발생한 것에서 Φ 의 분포값을 계산했다. 실험결과는 그의 추측과 잘 일치한다. SQUID가 rf 자속을 가지고 움직이면 천이가 발생하는데 자속의 값에서의 천이는 두 가지 결과를 가진다. 첫째, 노이즈는 평형한 진성 자속 노이즈 스펙트럼이 주어짐으로서 피크 전압 V_T 를 도입하였다. 둘째, 노이즈는 각으로 인해 스텝의 원인이 되는데, $\Phi=0$ 인 경우를 고려하면 쉽게 볼 수 있다. $K=0$ 부터 $K=1$ 상태 까지 천이 열 확산이 없으면 $\Phi + \Phi_{rf}$ 인 전체 자속의 주어진 값에서 발생하는 확실한 확률을 가진다. 어느 한 주기에서 발생하는 천이의 확률은 작다. 반면에, B의 천이는 rf 자속의 각각 양과 음의 피크와 단일 확률에서 발생해야 한

다.

$$S_{\Phi}^{(i)} = \frac{(LI_0)^2}{\omega_{rf}} \left[\frac{2\pi k_B T}{I_0 \Phi_0} \right]^{4/3} \quad (4.10)$$

천이 확률을 증가하기 위해, rf 자속의 피크값과 I_{rf} 가 A부터 B까지 증가됨에 따라 V_T 는 증가해야 한다. Jackel과 Buhrman은 그림 18에서 정의된 기울기 파라미터 η 을 도입하였고 식(4.11)의 관계에 의해 $S_{\Phi}^{(i)}$ 과 관련된 것을 보여주고 있다.

$$\eta^2 \simeq S_{\Phi}^{(i)} \omega_{rf} / \pi \Phi_0^2 \quad (4.11)$$

η 는 너무 크지 않아야 한다. 이 관계는 실험적으로 증명된다. 상온에서 동작한 전형적인 rf 증폭기의 노이즈 온도 T_a 는 수백 킬로헤르츠에서 동작한 증폭기의 노이즈 온도보다 실질적으로 높고, 액체 ^4He 온도에서 동작한 rf SQUIDs에 의해 무시해서는 안된다. 게다가 프리앰프까지 탱크회로에 같은 선을 연결한 일부는 상온에서 된다. 선의 캐패시턴스와 amplifier는 탱크회로의 캐패시턴스의 근본적인 일부이고, 탱크회로의 저항제동 일부는 bath 온도 이상이다. 그 결과로 효과적인 노이즈 온도인 T_a^{eff} 를 만들기 위해 preamplifier를 합치면 노이즈를 추가적으로 기여한다. 이들 외부 소스에 의해 기여된 노이즈 에너지는 $2\pi\eta k_B T_a^{\text{eff}} / \omega_{rf}$ 를 보여줄 수 있다. 이 기여는 진성 노이즈를 합치는데 하나는 식(4.12)에서 찾는다.

$$\epsilon \simeq \frac{1}{\omega_{rf}} \left(\frac{\eta\pi^2\Phi_0^2}{2L} + 2\pi\eta k_B T_a^{\text{eff}} \right) \quad (4.12)$$

식 (4.12)는 $1/\omega_{rf}$ 로서 ϵ 스케일을 나타냈는데, 하지만 T_a 는 ω_{rf} 를 가지고 증가하는 경향이 있다고 유념해야 하는 것이다. 그럼에도 불구하고 짤막히 요약하면 성능개선은 보통의 20 혹은 30MHz보다 훨씬 많은 주파수에서 SQUID를 운영함으로써 달성되는 것을 간단히 볼 수 있다.

4.3 Practical rf SQUID

비록 일반적으로 dc squid보다 덜 민감하다면 rf squid는 전반적으로 충분할 정도로 다양한 범위에 적용된다. 1970년대 초 이래로 BTi(이전에 SHE)부터 현저히 상업적 이용을 하였다. 그림 19는 BTi rf의 마구 잘라낸 그림을 보여주는데 Nb로부터 기계화된 도넛형의 구성을 가진다. 이 기하학을 이해하기 위한 하나의 방식은 페이지의 위부터 아래까지 접합을 통해 실행하는 선에 대해 360° 를 통해

SQUID를 회전하는 것을 상상하기 위해서다. 이 절차는 접합에 의해 중심에서 연결된 도넛형의 움푹한 곳을 만든다. 만약 이 움푹한 곳에 도넛형 코일을 놓는다면 코일에서의 전류는 자속을 만드는데 SQUID에서 단단히 연결되었다. 그림 19에서 실질적으로 두 개의 움푹한 곳이 있다. 탱크회로-변조-피드백 코일과 다른 입력 코일에 담겨 있다. 이들 분할은 두 코일 사이에 혼선을 제거한다. 두 개의 코일에서의 남은 스크류 터미널을 통해 드러나게 한다. 접합은 Nb 박막으로부터 만들어진다. 이 장치는 외부 자기 영역 천이에 대항하는 자기 차폐이고, 사용하기에 편리하고 신뢰하는 것으로 판명되었다. 특히 Nb 입력터미널의 하나는 직접방식에서 다른 입력회로를 연결할 수 있게 한다. 전형적인 장치는 0.1Hz에서 아마도 10^{-29}JHz^{-1} 의 $1/f$ 노이즈 에너지와 함께 $5 \times 10^{-29}\text{JHz}^{-1}$ 의 백색 노이즈 에너지를 가진다. 식 (4.12)를 보면서 높은 주파수에서 rf SQUID를 동작함으로써 노이즈 에너지를 개선할 수 있다. preamplifier를 식함으로써 T_a^{eff} 를 줄일 수 있다. 그것에 의하여 헬륨 bath의 탱크 회로의 온도와 T_a 를 줄인다. 최근에 Mück와 그의 공동연구그룹은 rf SQUID의 성능에서 상당한 개선에 대해 이들 기술 둘 다 장점을 가진다. 3GHz에 SQUID를 종작하기 위해, 독창적인 마이크로 스트립 구성을 사용한 Mück를 그림 20에서 나타냈다. SQUID는 1mm 두께의 사파이어 기판 위에 증착된 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 부터 $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ 까지의 여러 가지 구멍을 가진 100nm 두께의 니오븀 박막으로 구성되었다. 접합은 약 0.8에 β_c 를 줄이기 위해 저항성의 분로된 것을 가진 마이크로 브릿지든지 Nb-Al₂O₃-Nb 터널 집합이든지이다. 사파이어 기판은 PCB에 올렸고, 구리를 입은 것은 마이크로 스트립 공진기에 대한 접지면의 역할을 한다. 마이크로파는 두 번째 마이크로 스트립을 통해서 연결되었고 SQUID신호는 같은 마이크로 스트립을 통해 연결되었다.: 나가는 신호로부터 들어오는 바이어스가 분리되어 지휘하는 것이다. 공진기의 Q는 전형적으로 500에서 1000이고, K는 $K2Q \approx 1$ 로 만들어지기에 선택했다. 터널접합을 가진 SQUIDs에서 아주 높은 80uV의 $V\Phi = 160\text{uV}/\Phi_0$ 와 상응하는 피크-피크 신호를 얻었다. rms의 노이즈가 $0.5\text{nVHz}^{-1/2}$ 함께 상온 증폭기를 사용하여, Mück는 0.1Hz 아래의 주파수에서 자속-locked 루프에서 $3 \times 10^{-6}\Phi_0\text{Hz}^{-1/2}$ 의 자속 노이즈를 얻었다. 수행된 최고의 노이즈 에너지는 약 $2 \times 10^{-31}\text{JHz}^{-1}$ 이다. SQUIDs는 dc SQUID에서 같은 방식으로 그것들 위에 증착하여 집적된 Nb 코일을 제작했고, 성능을 좀 더 개선하기 위해 Mück는 1Hz에 자속-locked 루프에서 약 $3 \times 10^{-32}\text{JHz}^{-1}$ 의 노이즈 에너지에 달성한 preamplifier로 냉각된 GaAs HEMT를 사용했다. 대표적인 박막 dc SQUID의 성능을 가지고 비교 하였을 때의 값은 rf SQUID의 성능에서 두드러진 향상을 가진다.

5. SQUID 이용 장치

dc와 rf SQUIDs 둘 다는 장치의 광범위한 분류에 대해 센서로 사용된다. 역시

서 몇몇을 간단히 요약하여 논의 하기로 했다. 흔히 사용되는 장치를 포함할 뿐만 아니라 속속들이 그 이상의 선택이었다. 각각의 장치는 SQUID의 입력코일까지 첨부된 회로를 포함한다. 일반적으로 처음부터 알아야 하나, 입력 회로의 실재는 신호와 SQUID의 노이즈 특성 둘 다 영향을 미치나 차례로 SQUID는 완전한 개념의 상호작용인 비선형 장치는 복잡한데 여기서는 자세한 것을 논하지 않았다. 그렇지만 상호작용의 한 가지는 Zimmerman에 의해 처음으로 지적했는데 쉽게 이해할 수 있다. magnetometer를 형성하기 위해 인덕턴스 L_i 의 입력코일까지 인덕턴스 L_p 의 초전도 pick-up 루프를 연결한다고 하자.

$$L' = L \left[1 - \alpha^2 L_i / (L_i + L_p) \right] \quad (5.1)$$

SQUID 인덕턴스 L 은 식 (5.1)의 값에서 줄어든다고 나타내기 쉽다. α^2 은 L 과 L_i 사이에 커플링 계수이고, L_i 와 L_p 그리고 빗나간 캐패시턴스에 연결하는 납에서 빗나간 인덕턴스를 무시한다. L 에서의 감소는 dc SQUID와 rf SQUID 둘 다의 전달 계수를 증가하기 위한 경향이 있다. 대부분의 경우에서 L 의 감소와 노이즈 특성들에서의 변화는 감지할 수 있을 것이지만 여기에 나타낸 결과들에 대해 다수 영향을 미치지 않을 것이다.

5.1 MAGNETOMETERS AND GRADIOMETERS

가장 단순한 장치 중에 하나는 magnetometer이다. pick-up 루프는 초전도 자속 변환기를 만들기 위해 입력코일을 지나서 연결되었다. SQUID와 입력코일은 일반적으로 초전도 보호물에 동봉되었다. 만약 자기자속인 $\delta\Phi(p)$ 를 pick-up 루프까지 적용하면 자속 양자화는 식(5.2)에서 필요로 한다.

$$\delta\Phi^{(p)} + (L_i + L_p) J_s = 0 \quad (5.2)$$

J_s 는 변환기에서 야기된 초전류인데 입력회로 위에 SQUID의 영향을 무시했다. SQUID에서 자속이 연결되었는데 자속-locked 루프에서 가정하면 $\delta\Phi = M_i |J_s| = M_i \delta\Phi(p) / (L_i + L_p)$ 이다. SQUID의 등가 자속 노이즈를 가지고 $\delta\Phi$ 가 동등함으로서 $\delta\Phi$ 의 최소에 대해 감지할 수 있는 값을 찾아낸다. pick-up 루프를 언급한 등가 자속 노이즈의 스펙트럼 밀도로서 $S_\Phi^{(p)}$ 를 정의하면 식(5.3)을 구한다.

$$S_\Phi^{(p)} = \frac{(L_p + L_i)^2}{M_i^2} S_\Phi \quad (5.3)$$

$$\frac{S_{\Phi}^{(p)}}{2L_p} = \frac{(L_p + L_i)^2}{L_i \cdot L_p} \frac{S_{\Phi}}{2\alpha^2 L} \quad (5.4)$$

$$S_{\Phi}^{(p)}/2L_p = 4\epsilon(f)/\alpha^2 \quad (5.5)$$

pick-up루프까지 언급된 등가 노이즈 에너지를 도입하여 식(5.4)를 얻는데 $L_i=L_p$ 일 때 최소값을 가지는 것으로 본다. 그러므로 pick-up루프에서 에너지를 $\alpha^2/4$ 로 나누면 SQUID에 전달된다. 미분에서 SQUID의 노이즈로부터 발생하는 입력회로에서 노이즈 전류를 무시한다. SQUID의 응답 코일과 입력회로 사이에 가능한 연결과 SQUID 인덕턴스를 줄인다. $L_i=L_p$ 에 대해 자속 해상도를 얻게 됨으로서 자기 영역 해상도 $B_N^{(p)}=(S_{\Phi}^{(p)})^{1/2}/\pi r_p^2$ 와 상응하는 것을 즉시 기록할 수 있는데, r_p 는 pick-up 루프의 반경이다. 반경 r_0 의 선으로부터 루프를 만들었는데 $L_p=\mu_0 r_p[\ln(8r_p/r_0)-2]$ 를 알았다. $\mu_0=4\pi\times 10^{-7}\text{H/m}$ 인데, r_p/r_0 의 온당한 값에 대해 $L_p\approx 5\mu_0 r_p$ 로 놓을 수 있다. 그러므로 $B_N^{(p)}\approx 2(\mu_0\epsilon)^{1/2}/\alpha r_p^{2/3}$ 을 얻는다. 원칙적으로 $L_i=L_p$ 를 유지하면서 r_p 가 증가함으로써 불명확하게 자기영역 해상도를 개선할 수 있다. 물론 실제로 냉각기의 크기가 r_p 이상의 제한으로 이용할 것이다. 만약 $\epsilon=10^{-28}\text{JHz}^{-1}$ (rf SQUID에 대해 다소 보수적인 값), $\alpha=1$ 그리고 $r_p=25\text{mm}$ 라면, $B_N^{(p)}\approx 5\times 10^{-15}\text{tesla Hz}^{-1/2}=5\times 10^{-11}\text{gauss Hz}^{-1/2}$ 를 알 수 있다. 이것은 비초전도 자기계에 의해 이루어진 것보다 훨씬 높은 민감도를 가진다. 자기계는 Nb선으로 만들어진 자속 변환기가 항상 포함되어 있다. 예를 들어, Nb선의 루프가 입력 터미널까지 연결함으로써 그저 자기계내에 rf SQUID로 만들 수 있는 것을 그림 19에 나타냈다. 박막 dc SQUID의 경우에 나선 입력 코일을 지나는 Nb 루프를 제작함으로써 집적된 자기계를 만들 수 있다. 이런 방식으로 Wellstood 그룹은 수 밀리미터의 지름을 가진 pick-up루프를 사용하여 $5\times 10^{-15}\text{tesla Hz}^{-1/2}$ 의 자기영역 백색 노이즈를 수행하였다. 자기계의 적용은 지구물리학에서 있다. 자속 변환기의 중요한 변화는 경도측정기이다. 두 개의 pick-up루프는 반대편에 휘어 감고 균일한 영역 B_z 는 자기계에 0의 순자속으로 연결하기 위해 균형을 맞추었다. 반면에 기울기 $\partial B_z/\partial z$ 는 순자속을 야기하며 자속-locked SQUID로부터 출력을 발생한다. dc SQUID위에 기반이 된 박막 경도 측정기는 오래전인 1978년에 만들어졌고, 다양한 장치가 그 이후부터 생겨났다고 보고되고 있다. 대부분의 박막 경도 측정기는 평면인데, 예를 들어 $\partial B_z/\partial x$ 혹은 $\partial^2 B_z/\partial x \partial y$ 같이 떨어진 대각선 기울기를 측정한다. 하지만 Hoenig 그룹은 박막 1차 도함수 축의 경도측정기를 포함한 37채널 바이오 자기 시스템을 만들었다.

$$B_N^{(p)} = 2\sqrt{2} L_p^{1/2} \epsilon^{1/2} / \pi r_p^2 \alpha \quad (5.6)$$

잘 접히고 지지대 벽에 붙는 pickup 루프를 플렉서블 PCB에 증착하였다. 각각의

경도 측정기로부터 납을 박막 dc SQUID의 입력코일에 접촉했다. 그러므로 경도 측정기에서 아주 가장 중요한 응용은 neuromagnetism인데, 두드러지게 인간의 두뇌로부터 발산하는 약한 자기 신호를 감지하기 위해서이다. 경도 측정기에서 멀리 떨어진 노이즈 소스는 작은 기울기를 가지고 지역적으로 발생된 신호로 호의적인 것에 대해 정확히 구별한다. 차폐되지 않는 환경에서 second-order 경도 측정기를 사용할 수 있고, 비록 현재의 경향은 차폐된 알루미늄방에 first-order 경도 측정기를 사용하고 있고 뮤합금(니켈, 철, 구리합금)은 주변환경에 대한 자기 노이즈를 감쇠한다. 이들의 응용에서 그 타입의 측정기는 실제로 기울기보다 다소 자기 영역을 감지한다. 왜냐하면 신호 소스로부터 pickup 루프까지의 거리는 경도 측정기의 베이스 라인보다 못 미치기 때문이다. pickup 루프에서 언급된 자기 영역 민감도는 전형적으로 $10\text{fT}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ 이며 다채널 장치에 고려할 만한 것으로 최근에 발달이 이루어졌고 122개의 경도 측정기를 가진 게 최근 시장에 나왔다. 인간 두뇌에 대해 만들어진 두 종류의 기본적인 장치가 있다. 첫째로 자발적 활동을 감지한다.; 그 예로 병소의 간질로부터 고통을 주는 주제에 대해 자기 펄스의 발생에 있다. 두 번째 종류는 되살리는 반응이 포함되어 있다.: 예를 들어 Romani 그룹은 다른 주파수의 톤에 의해 발생된 청각 피질로부터 자기 신호가 감지된다. 이 연구의 광범위한 견해는 이들에 대한 진행은 어디서든지 나타난다. 경도 측정기의 여러 다른 응용이 있다. 자기 단극 감지 중에 한 종류는 경도 측정기로 구성하였다. 단극의 추이는 pickup 루프에서 자속에 연결되며 SQUID로부터 계단함수 응답을 만든다. 경도 측정기는 최근 침식 연구와 파이프 라인의 깨진 위치와 다른 구조에 대한 관심을 가지고 있다.

5.2 SUSCEPTOMETERS

원칙적으로 자화율 χ 을 측정하기 위해 1차 도함수 경도 측정기를 쉽게 이용할 수 있다. 만약 χ 가 0이 아니면 시편은 pick-up 루프에 추가적인 자속이 도입되고 자속-locked SQUID로부터 출력이 발생한다. 매우 정교한 자화계는 상업으로 이용할 수 있다. 상온 근접은 한쪽에서 주기 샘플이 빠르게 가능하며 5.5 테슬라 까지 영역에서 1.8K부터 400K 사이의 온도의 상관관계로써 χ 를 측정할 수 있다. 이들 시스템은 10^{-8} emu 같이 작은 자기 순간에 변화를 분해하는데 이용한다. 신기한 작은 자화계는 Ketchen과 공동연구그룹에 의해 개발되었다. SQUID 루프는 반대편 감지와 두 개의 pick-up 루프에 형성되어 있고 직렬에 연결되었다. 면위에 $17.5\mu\text{m}$ 와 약 30pH 의 인덕턴스를 가진다. 두 개의 사각 pick-up 루프는 장치의 나머지에 인덕턴스를 최소화하는 접지 평면에 hole을 덮히게 증착한다. SQUID는 pick-up 루프 중 하나에 제어 전류 I_c 의 수단으로 V_ϕ 가 최대에 바이어스된 자속이다. 전류 I_F 의 수단으로 두 개의 루프에 자기 영역을 응용할 수 있다. 중심 tap I_c 내에 전류의 일부가 지나감으로서 두 개의 루프 사이에 전류 균형의

높은 등급을 달성할 수 있다. 연구가 되고 있는 샘플은 루프 중의 하나에 놓여 있다. SQUID로부터 영역이 적용될 때 자화에 직접적으로 비례된다. 4.2K에서 자화계는 3000개의 많은 전자 스핀 때문에 자화를 감지하는데 이용한다. Awschalom과 공동연구팀은 피코초의 시간 해상도를 가진 반도체의 자기 분광학을 수행하기 위해 작은 자화계를 사용하였다. 선형적으로 길이에 분극화된 펄스가 4ps로 색조 레이저를 가지고 발생되었으며 펌프 트레인과 약한 프로브 트레인을 자른다. 두 트레인 사이에 시간지연은 바꾸게 될 수 있고, 각 트레인은 1/4 파형 플레이트에 의해 분극화를 순환하기 위해 변하게 된다. 빔은 197Hz에서 자르게 되고 냉각기에 광섬유에서 샘플로 전달하게 된다. 펌프 펄스인 magneto 광자화를 χ_{op} 는 자기화 $\chi_{op}\delta I$ 를 야기하는 인텐시티 δI 의 많은 약한 프로브 펄스의 수단으로 그 다음에 측정되는 것이다. 자기화는 잘린 주파수에서 SQUID에 의해 감지되고 그 출력은 lock-in에 감지된다. 펌프와 프로브 펄스 사이에 시간지연을 바꿈으로서 자기화가 야기되는 동적요소로 연구할 수 있다. 또한 자기화의 에너지 의존도를 연구하기 위해 가시광선 스펙트럼의 적색영역을 통해 색조 레이저 주파수로 바꿀 수 있다. 이 기술은 최근에 0.3K 미만까지 온도를 광범위하게 한다.

5.3 VOLTMETERS

아마도 SQUID의 첫 번째 실질적인 응용은 미세하고 외견상 정지된 전압을 측정하기 위해서이다. 신호소스를 단순히 연결한다. 예를 들어, 전류를 통하는 낮은 저항은 SQUID의 입력 코일과 구별할 수 있는 저항을 가진 직렬에서 지날 수 있다. 자속-locked 루프로부터 출력은 전압의 0의 균형 있는 측정을 얻기 위해 구별할 수 있는 저항을 지나가 연결한다. 해상도는 저항이 $10^8\Omega$ 에 대한 약 $10^{-15}VHz^{-1/2}$ 로부터 100Ω 의 $10^{-10}VHz^{-1/2}$ 까지 4.2K에서 바꾸는 입력회로에서 나이키스트 노이즈에 의해 제한된다. 열전전압과 비평형 초전도체에서의 외견상 입자 전하 불균형부터 노이즈 온도 측정과 다른 초전도체에서 조셉슨 전압-주파수 관계의 아주 정확한 비교까지의 전압계 범위에 적용한다.

5.4 THE DC SQUID AS A RADIOFREQUENCY AMPLIFIER

최근에 DC SQUID는 100MHz 혹은 그 이상의 주파수에 대한 낮은 노이즈 증폭기까지 개발되었다. 증폭기의 성능에 대한 이론을 이해하기 위해 SQUID 루프에 전류 $J(t)$ 와 관련된 노이즈를 고려함으로써 sec 3.2의 이론을 확장할 필요가 있다. $\beta=1$, $\Gamma=0.05$ 와 $\Phi=(2n+1)\Phi_0/4$ 을 가진 bare SQUID에서 식 (5.7)이 되는 전류의 스펙트럼 밀도를 찾을 수 있다. 게다가 전류 노이즈는 SQUID를 지나가는 전압 노이즈와 함께 부분적으로 관련되어 있는데 cross 스펙트럼 밀도는 식 (5.8)이다. 대

락의 상호관계는 발생한다고 말하는데, 왜냐하면 전류 노이즈가 자속 노이즈를 발생하기 때문에 차례로 $V_{\Phi} \neq 0$ 로 제공된 접합을 지나는 전체 전압 노이즈에 공헌한다. 만약 SQUID에 코일이 결합한다고 보면 코일은 SQUID 루프는 식 (5.9)의 형태로 쓰일 수 있는데 임피던스 Z 를 볼 수 있을 것이다. 동적 요소 인덕턴스 L 과 동적 요소 저항 R 은 단순히 L 과 R 과는 관련된 것이 아니고 하지만 바이어스 전류와 자속을 가지며 바꾼다. ; 예를 들어 $1/L$ 은 Φ 의 어떤 값에 대해 0이다.

$$S_j(f) \approx 11 k_B T / R \quad (5.7)$$

$$S_{V_j}(f) \approx 12 k_B T \quad (5.8)$$

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{j\omega L} + \frac{1}{R} \quad (5.9)$$

조절되는 증폭기를 만들 수 있다. 예를 들어 SQUID에서 입력회로를 연결한다. 일반적으로, 회로의 실재는 모든 SQUID 파라미터와 노이즈 스펙트럼 밀도의 크기를 수정한다. 게다가 SQUID는 입력회로 내에 임피던스 $\omega^2 M_i^2 / Z$ 를 반영한다. 하지만 불운하게도 만약 연결계수 α^2 이 충분히 작고 주변 상황하에 있다면 SQUID와 입력회로의 상호영향을 무시할 수 있다. $S_v(f)$, $S_j(f)$, $S_{V_j}(f)$ 와 L_i 의 주어진 값이 있다고 보고 노이즈 온도의 최적화를 하려고 C_i 와 R_i 의 값을 찾아낸다. 약한 연결 제한에서 노이즈 전류 $J_N(t)$ 는 입력 회로내에 전압- $M_i J_N$ 을 야기하고 그러므로 전류- $M_i J_N / Z_i$ 이다.

$$Z_i \approx R_i + j\omega L_i + 1/j\omega C_i \quad (5.10)$$

식(5.10)에서 Z_i 는 입력 회로와 L_i , C_i 는 직렬 인덕턴스와 캐피시턴스의 임피던스이다. 차례로 입력 회로에서 노이즈 전류는 SQUID 루프에 자속을 야기하여 SQUID를 지나는 전압 $M_i^2 J_N V_{\Phi} / Z_i$ 이다.

$$V'_N(t) = V_N(t) - M_i^2 \dot{J}_N V_{\Phi} / Z_i \quad (5.11)$$

그러므로 입력 회로의 실재에서 SQUID를 지나는 노이즈 전압은 식(5.11)인데, $V_N(t)$ 는 bare SQUID의 노이즈 전압이고 $\alpha^2 \rightarrow 0$ DLS 제한에서 입력 회로에 의해 바뀌지 않는다고 가정하자. $V'_N(t)$ 의 스펙트럼 밀도는 식(5.12)를 쉽게 찾는다. 평균 제곱 크기 $\langle V_i^2 \rangle$ 을 가진 사인곡선의 입력신호 주파수 $\omega/2\pi$ 를 적용한다고 가정하자. SQUID의 출력에서 평균 제곱 신호는 식 (5.13)이고 신호 대 잡음비는 대

역폭 B에서 식 (5.14)이다.

$$S'_V(f) = S_V(f) + \frac{\omega^2 M^4 V_\Phi^2 S_J(f)}{|Z_i|^2} - \frac{2\omega M_i^2 V_\Phi (\omega L_i - 1/\omega C_i) S_{V,J}(f)}{|Z_i|^2} \quad (5.12)$$

$\langle V_i^2 \rangle = 4k_B T_N R_i B$ 을 가진 $S/N=1$ 을 셋팅하여 증폭기에 대한 노이즈 온도 T_N 을 끌어들이는 것이 편리하다.

$$\langle V_0^2 \rangle = M_i^2 V_\Phi^2 \langle V_i^2 \rangle / |(Z_i)|^2 \quad (5.13)$$

$$S/N = \langle V_0^2 \rangle / S'_V(f) B \quad (5.14)$$

이 절차는 SQUID에 의해 발생된 출력 노이즈 전원은 온도 T_N 일 때 저항 R_i 에 의해 발생된 출력 노이즈 전원과 같다는 것을 함축한 것이다. 주어진 값 L_i 에 대한 R_i 와 C_i 에 관해서는 T_N 을 최적화할 수 있다.

$$R_i^{(opt)} = \frac{\alpha^2 \omega L_i L V_\Phi}{S_V} (S_V S_J - S_{V,J}^2)^{1/2} \quad (5.15)$$

$$\frac{1}{\omega C_i^{(opt)}} = \omega L_i \left(1 + \frac{\alpha^2 S_{V,J} L V_\Phi}{S_V} \right) \quad (5.16)$$

$$T_N^{(opt)} = \frac{\pi f}{k_B V_\Phi} (S_V S_J - S_{V,J}^2)^{1/2} \quad (5.17)$$

식 (5.15)와 (5.16) 그리고 (5.17)을 찾아낸다. 식 (5.16)로부터 최적 노이즈 온도는 공진에서 벗어나 일어나는 것에 주목하자. $\omega^2 L_i C_i = 1$ 이 주어진 탱크회로의 공진주파수에서 증폭기를 사용하기 위해 종종 실제로는 좀 더 편리하다. 이 경우에 식 (5.18)와 (5.19)에서 최적값을 찾아낸다.

$$R_i^{(res)} = \alpha^2 \omega L_i L V_\Phi (S_J / S_V)^{1/2} \quad (5.18)$$

$$T_N^{(res)} = \frac{\pi f}{k_B V_\Phi} (S_V S_J)^{1/2} \quad (5.19)$$

식(3.7), (3.8), (5.7)과 (5.8)의 결과를 사용하여 식(5.20) 형태에서 식(5.18)을 쓸 수 있다. 이 결과는 α^2 이 작다는 것은 높은 Q 입력 회로를 나타낸 것으로 보며,

그것에 의하여 이 섹션의 시작에서 만든 가정이 정당한지 증명하는 것이다.

$$\alpha^2 \omega L_i / R_i^{(res)} = \alpha^2 Q \approx 1 \quad (5.20)$$

$$T_N(f) \approx 18fT / V_\phi \approx 2f\epsilon(f) / k_B \quad (5.21)$$

또한 식(5.21)를 찾아낸다. 그러므로 비록 $\epsilon(f)$ 가 증폭기로서 완전히 특성화 된 것은 아니지만, 이전에 주목했던 모델의 틀 내에 T_N 을 예측할 수 있어 공진의 이득을 쉽게 계산할 수 있다. $\alpha^2 \ll 1$ 에서 입력신호 V_i 는 출력전압 $V_o \approx (V_i / R_i^{(res)}) M_i V_\phi$ 을 만든다. 그러므로 전원이득은 $G = (V_o^2 / R_o) / (V_i^2 / R_i)$ 인데, R_i 는 SQUID의 동적요소 출력저항 $(\partial V / \partial I)\Phi$ 이다. 만약 $R_d \approx R$ 이면, 식(5.22)를 찾아낸다.

$$G \approx V_\phi / \omega \quad (5.22)$$

Hilbert와 Clarke는 $\Phi = (2n+1)\Phi_0/4$ 에 가까운 SQUID를 바이어스 하는 자속이 조절되고 안되는 입력 둘 다를 가진 여러 라디오 주파수 증폭기를 만들었다. 자속-locked 루프는 없었다. 측정된 파라미터는 예측과 잘 일치했다. 예를 들어, 4.2K에 $R=8\Omega$, $L=0.4nH$, $L_i=5.6nH$, $M_i=1nH$ 와 $V\Phi=3 \times 10^{10} \text{sec}^{-1}$ 를 가진 증폭기에 대해 93MHz에서 $G=18.6 \pm 0.5 \text{dB}$ 와 $T_N=1.7 \pm 0.5 \text{K}$ 임을 각각 알아냈다. 예측한 값은 각각 17dB과 1.1K이다. 이론과 측정은 증폭기 자체의 노이즈 온도를 가진 것에 관심이 있다고 강조한다. 저항으로부터 나이키스트 노이즈는 기여에 더해지는데, 주어진 예에서 증폭기 노이즈를 초과한다. 그러므로 윤곽으로 나온 최적화 절차는 가장 낮은 시스템 노이즈가 주어질 필요는 없고 식 (5.17) 혹은 식(5.19)에서 T_N 값이 T보다 훨씬 미만일 때 다른 절차를 사용한다. 이 섹션을 결론 지으면, dc SQUID에 대한 양자제한에 관해 요약하여 논평한다. T=0에서 분포된 저항에서 나이키스트 노이즈는 0포인트 변동을 가지고 대체된다. Koch 연구그룹은 이 제한에서 시뮬레이션을 수행하였고 오차 한계 내에서 결론지었는데, 양자 제한에서 조절된 증폭기의 노이즈 온도는 식(5.23)에 의해 주어져야 된다. 이것은 양자 제한된 증폭기에서의 결과이다. ϵ 에 대해 관련한 값은 대략적으로 \hbar 이고 하지만 양자 메카닉은 ϵ 에 대해 정확히 낮은 제한을 부과하지 않는다고 강조해야 된다. 많은 SQUIDs는 $3\hbar$ 혹은 그 이하의 노이즈 에너지를 얻게 되나, SQUID가 증폭기로서 양자 제한된 성능을 달성한다고 지금으로서는 아직 어떤 증거도 없다.

$$T_N \approx hf / k_B \ln 2 \quad (5.23)$$

5.5 MAGNETIC RESONANCE

SQUID는 자기 공명을 감지하기 위해 20년 동안 쓰였다. 대부분의 실험에 고주파수에서 공명에 야기된 샘플의 공전 자화율에서 변화 혹은 저주파수에서 자기 공명의 검출이 뒤엎혀졌다. 하지만 이전 섹션에서 나타낸 라디오 주파수 증폭기의 개발은 ~300MHz까지의 주파수에 직접적으로 펄스가 된 자기공명을 감지할 수 있게 한다. Clarke, Hahn의 공동연구팀은 NQR과 NMR 실험을 수행하기 위해 라디오 주파수 증폭기를 사용한다. 0의 자기 영역에서 CI인 NQR을 관찰했는데 30.6856MHz를 찢으며 있는 원자력 레벨을 두 배로 축퇴되었다. 샘플은 초전도 pick-up coil은 이상적이고 역으로 휘어감긴 코일이 직렬로 놓여있다. 조절할 수 있는 동조 캐피시터 C_i , 평면 dc SQUID의 4턴 입력코일과 20개의 분로가 되지 않는 조셉슨 접합을 가진 이들 코일은 직렬로 되어 있다. 저항 R_i 는 접촉저항이고 캐피시터에서 읽는다. 트랜스미터로 적용된 라디오 주파수 펄스는 전진하는데 원자력 회전에 원인이 된다.; 각 펄스가 꺼진 후에, 증폭기는 회전하는 자화를 감지한다. 증폭된 신호는 rf 발생기에 제공된 레퍼런스를 봉쇄한 채 섞이게 된다. 그리고 아래로 혼합된 신호는 저통과필터를 통하여 통과하는데 오실로스코프로 관찰되고 그 이상의 분석에 대해 디지털로 기록이 된다.

이 기술을 가지고 주요 어려운 점과 다른 펄스화된 방법을 가지고는 실로 매우 큰 rf 펄스에 의한 증폭기의 포화이다. 현재 실험에서 이 펄스의 결과는 두 가지 방식에서 줄어든다. 첫 번째, 경도 측정기 같은 구성은 3×10^4 높이만큼 보통 모드에서 거절한다. 두 번째, 입력회로에서 접합의 직렬은 Q-스포일러와 같은 역할을 한다. 조절된 회로에서 짓기 시작한 전류는 전체 저항 약 1k Ω 을 가진 저항성이 있는 상태로 접합 스위치에서는 Q가 ~1까지 줄어든다. 펄스가 꺼지면 과도 전류는 매우 빨리 죽고 접합은 0전압 상태로 되돌아가는데, 완전 값으로 복구하는 Q는 대개 몇 천개이다. 이 방식에서 high-Q가 조절되는 회로와 민감한 증폭기의 이득은 합칠 수 있는데, 각 펄스 후 짧은 불감시간에 계속 남는다. 최초의 실험에서 Hibert 연구그룹은 10kHz의 대역폭에서 $\sim 2 \times 10^{16}$ 스핀의 싱글 펄스에 대한 해상도를 달성했다. 그 후에 Q-스포일러와 SQUID 증폭기는 원자력 전기 4극자를 전진함으로써 야기된 원자극성을 감지하기 위해 사용되었다. 이 실험에서, NaClO₃ 샘플은 라디오주파수 펄스에 의해 야기된 NQR과 조절되는 입력회로의 형성된 부분인 캐피시터에 놓여 있다. 전진하는 전기 4극자 모멘트 결정이 nanocentro-대칭인 걸로 제공된 이웃한 원자에서 순 전기 2극자 모멘트를 야기한다. 차례로 이들 2극자 모멘트는 결정에서 진동하는 전기 성극 작용이 만들어진다. 따라서 캐피시터 위에 전압은 보통 방식에서 증폭된다. 이 기술은 가까운 원자력 4극자 모멘트에 원자의 성극 작용과 위치에 대한 정보를 가져온다. Q-스포일러와 증폭기는 핵자기공명을 감지하는데 쓰인다. 이들 실험에서 결정에 여러 테슬러의 크기를 가진 자기 영역을 적용하고 상대적으로 낮은 영역에서 초전도 회로와의 거리가 떨어진 곳에 놓여 있다. 아직 다른 실험에서 Sleator 그룹은

^{35}Cl 에서 “스핀 노이즈”를 관찰했다. NQR 주파수에 rf 신호는 두 개의 핵 스핀 레벨의 개체군과 동등하게 됐고, 그리고 나서 끄게 되면 0 스핀 상태로 놓아둔다. SQUID 증폭기(Q-스포일러 없이)는 더 위의 상태가 붕괴되면서 자발적으로 발하게 된 광자를 감지할 수 있었다. 심지어 진행동안에 핵마다 수명은 ~ 106 의 세기였다. 감지된 힘은 약 1.3kHz의 대역폭에서 $\text{약} 5 \times 10^{-21}\text{W}$ 였다. 좀 더 최근에 조절되지 않은 입력 회로를 가진 dc SQUID는 10에서 200kHz의 주파수 범위에서 NQR을 감지하는데 쓰였다. 회로 구성은 그림 26에서 나타내었다. 샘플은 초전도 자속 변환기를 형성하는데 SQUID의 입력코일에 연결되었고 경도 측정기 구성에 휘감겨진 초전도 pick-up 루프의 turn의 1/2내에 놓여 있다. 트랜스미터 솔레노이드는 주변샘플과 pick-up coil은 같은 축에 휘감는다. SQUID는 약 200kHz의 광대역폭을 가진 자속-locked 루프에서 동작되고 500kHz에 자속이 변조된다. 펄스의 적용동안에 선행을 야기하고 피드백 루프는 열리게 된다.; 펄스가 꺼지고 난 후, integrator는 데이터 수집 시작 전에 reset에서 0이 된다. untuned 입력회로 사용은 광대역폭의 결과뿐만 아니라 신호 주파수에 tuned 회로와 관련된 나이키스트 노이즈를 제거한다. 스펙트로미터의 효과적인 노이즈 온도는 1.5K의 bath 온도에 대한 약 1mK가 된다.

스펙트로미터는 암모늄 클로레이트(NH_4ClO_4) 분말에 ^{14}N 의 0영역 NQR 공명연구에 사용된다. 3Hz의 주기율을 가진 16,000개의 펄스 시퀀스를 구성하는 보통이 된 신호는 5ms 후 스핀 에코의 형성과 두 번째 펄스 후 자유 유도 붕괴를 나타낸다. 디스플레이의 목적이 신호는 35kHz의 주파수에서 복조된다. 17.4, 38.8과 56.2 kHz에서 3개의 첨예한 peak을 관찰했다. 3개의 레벨 시스템의 자발적 천이는 여기하고 관찰하는 것을 표시하고, 낮은 두 피크의 주파수를 합치면 파장이 큰 주파수가 되는 것에 주목해야 한다. 1.5K에 longitudinal과 traverse relaxation 시간은 각각 $T_1=63 \pm 6\text{ms}$ 와 $T_2=22 \pm 2\text{ms}$ 로 측정된다. 스펙트로미터의 sensitivity, resolution과 광대역폭 뿐만 아니라 펄스가 된 스핀에코의 가능성, relaxation과 다차원적 실험은 특히나 비정질 혹은 다결정 상태에서 다양한 범위의 고체의 저주파 NQR과 NMR 연구에 매력적인 기술을 만든다.

5.6 GRAVITY WAVE ANTENNAS

SQUID의 매우 다른 적용은 중력과 안테나에 바와 같이 minute displacement의 감지이다. 중력 방사 펄스에 대해 연구하기 위해 사용하는 전 세계의 여러 연구 그룹은 별이 붕괴할 때 발산될 거라 기대한다. 방사선은 중지된 바에서 자유로이 큰데서 경도의 진폭에 의해 야기된다. 하지만 왜냐하면 진폭은 매우 작아 dc SQUID의 감도는 방사선을 감지하기 위해 필요로 하다. 예를 들어 스탠포드 대학에 안테나를 연구하는 그룹에서 요약한 내용에 대해 나타냈다. 4.2K의 진공챔버에 알루미늄 바 3m 길이(무게는 4800kg)의 고형물을 구성하였다. 기본적인 경

도 모드는 $\omega_a/2\pi=842$ Hz이고, Q 는 5×10^6 이다. 고리모양의 니오븀 다이아프램은 각 사이드 위에 올려놓은 니오븀 와이어로 만들어진 평평한 나선형 코일을 가지고 바의 한쪽 끝 주변에 꼭 잡아 놨다. 두 코일은 서로서로와 SQUID의 입력코일을 가지고 병렬로 연결하였다. 전체적인 회로는 초전도이다. 불변의 초전류는 두 개의 나선형 코일에 의해 형성된 폐루프에서 순환한다. 관련한 자계영역은 전류를 조절하기 위해 다이아프램에 복원하는 힘을 가하는데 바의 공진주파수가 다이아프램의 공진주파수와 같게 되도록 한다. 바의 경도 진동은 두 코일에 상대적인 다이아프램의 위치의 진동에 의해 야기되는데 그 때문에 인덕턴스가 변조하는 것이다. 그 결과 자속양자화, 비축된 초전류의 몇 분의 1동안에 SQUID의 입력 코일내에서 전환되는데 일반적 방식에서는 진동이 감지된다. 현재의 스탠포드 안테나 그룹은 10^{-18} 의 $\langle(\delta I)^2\rangle^{1/2}/I$ 제공평균 스트레인 감도를 가진다. l 은 바의 길이이고, δI 은 경도 배치이다. 매우 필수적인 감도인데 그럼에도 불구하고 바에 열 노이즈에 의해 제한되는데 단지 자신의 갠럭시에서 이벤트를 감지하기 위해 충분하다. 왜냐하면 그러한 이벤트는 드물며 감도에 주요 개선점에 강한 동기가 된다. 만일 바가 충분하게 냉각된다면 변형 해상도는 바의 제로 포인트 동작에 의해 단지 제한될 것이고 약 3×10^{-21} 의 값을 가진다. 첫 번째 측면에서 불합리하게 저온에서 냉각되어진 바(bar)는 양자제한을 달성할거라 기대되는데 왜냐하면 842 Hz의 주파수가 약 40nK의 $\hbar\omega_a/k_B$ 의 온도와 일치한다. 하지만 바의 온도 T 보다 훨씬 낮은 안테나의 유효 노이즈 온도인 T_{eff} 를 만들 수 있는 것으로 판명되었다. 만일 펄스의 길이 τ_s 의 형태에서 중력의 신호는 안테나를 가지고 상호작용하는데 decay time Q/ω_a 를 가지고 나서 유효 노이즈 온도는 bar 온도의 대략적인 부산물에 의해 주어지고 펄스 길이는 decay time에 의해 나뉜다.: $T_{\text{eff}} \approx \tau_s \omega_a T / Q$ 그러므로 충분하게 bar의 공진 Q factor가 증가함으로써 bar의 온도보다 훨씬 미만으로 유효 노이즈 온도를 만들 수 있다. 양자 제한을 수행하기 위해서, bar 에너지인 $\hbar\omega_a$ 는 $k_B T_{\text{eff}}$ 보다 더 낮고 온도 T 이하인 $Q\hbar/k_B\tau_s$ 인 만큼 낮게 되는데 quality factor인 Q 값은 5×10^6 에 대해 약 40mK를 가지고 1msec의 펄스 길이 τ_s 를 가진다. 큰 dilution 냉장고의 목표를 가지고 이 온도에서 안테나는 냉각할 수 있다. 이런 말들에도 불구하고 양자가 제한된 안테나의 동작을 감지하기 위해 양자가 제한된 변환기가 필요하고, 요구 조건으로 초저 노이즈 dc SQUIDs의 발전에서 주요 구동력을 가진다. 하지만 이제 보는 바와 같이 낮은 온도에서 존재하는 dc SQUIDs는 양자 제한의 충돌 거리 내에 있다. 수 년 내에 양자 제한에 매우 근접한 안테나를 운용할 수 있을 것이라고 모든 이유에서 믿을 것이다.

5.7 GEOPHYSICAL APPLICATIONS

Low-Tc SQUIDs는 magnetotellurics, controlled source electromagnetic

sounding, 중력 gradiometers, rock magnetism and paleomagnetism, tectomagnetism and internal ocean waves 등이 포함된 다양한 범위의 지구 물리학 관측 장비에 사용된다. 요약하여 두 개의 다른 기술을 나타내었는데 이름하여 gravity gradiometer와 magnetotellurics라 하였다.

분 단위의 배치로 감지하기 위해 변환기를 이용하고 있는 gravity gradiometer는 Paik과 Mapoles에 의해 개척되었다. gradiometer는 두 개의 니오븀 proof 덩어리로 구성되었는데 보통 축을 따라 움직이기 위해 스프링에 의해 각각 압박하였다. 단층의 니오븀 와이어의 나선형 코일은 덩어리 중 하나의 표면에 붙였는데 와이어의 표면에 다른 덩어리의 반대 표면에 매우 가까이 붙이기 위해서이다. 그러므로 코일의 인덕턴스는 두 개의 proof 덩어리들의 분할에 의존하는데 차례로 중력 구배에 의존한다. 코일은 초전도 transformer 사이에 SQUID와 결합된 두 번째의 초전도 코일과 연결되었다. 불변 초전류 I는 감지기 회로에서 일정 자속을 유지한다. 그러므로 pick-up 코일의 인덕턴스에서 변화는 I에서 변화를 만들어내고 그러므로 SQUID에서 자속은 중력 구배와 관련되어 있다. 이 디자인의 좀 더 복잡한 버전은 전기적으로 두 개의 스프링이 복원력을 맞출 수 있게 한다. 그것에 의하여 가속에 대한 응답은 제거한다.(가속 구배와는 반대된다.) 많은 Eötvös $\text{Hz}^{-1/2}$ 의 감도는 약 2 Hz의 주파수를 달성했다. 이 종류의 장치는 지구의 중력 구배 지도로 사용될 수 있고 역 중력 제곱의 법칙과 관성 항법 테스트에 사용될 지도 모른다. 전리층 (<1Hz)와 천동 활동(1>Hz)으로부터 지구까지 전하는 전자계 에너지를 이용하는데 magnetotellurics 쪽으로 향한다. 입사영역은 지구에 의해 반사되거나 전기와 자계영역으로 구성된다. $\vec{E}(\omega)$ 와 $\vec{H}(\omega)$, 특성길이 $\delta \approx 0.5 (\rho T)^{1/2} \text{km}$ 를 가진 땅에서의 decay인데, ρ 는 Ωm 에서 비저항을 의미하며, T는 시간(초)에서 기간을 의미한다. 관심 있는 주파수의 범위는 10^{-4} 부터 10^2Hz 이다. 1Hz에서 δ 는 대개 1과 5km 사이를 뜻한다. 자계영역 $H_x(t)$ 와 $H_y(t)$, 전기영역 $E_x(t)$ 와 $E_y(t)$ 의 수평적인 구성에서 동시에 측정하고 푸리에 구성은 임피던스 tensor $Z(\omega)$ 사이에 관련되어 있다.

$$E_x(\omega) = Z_{xx}(\omega)H_x(\omega) + Z_{xy}(\omega)H_y(\omega) \quad (5.24)$$

와

$$E_y(\omega) = Z_{yx}(\omega)H_x(\omega) + Z_{yy}(\omega)H_y(\omega) \quad (5.25)$$

자계영역은 민감한 증폭기에 연결된 ground에 묻힌 전극에 전기영역과 인덕션 코일 혹은 magnetometers에 의해 측정된다. 전통적인 분석계획에서는 영역중의 하나의 복소공역을 차례로 각각의 식에 곱하고 노이즈를 줄이기 위해 많은 수의 데이터 기록을 식에 넘겨 평균한다. 그리고 나서 임피던스 tensor의 각 요소에 대한 식의 subset으로 문제를 해결한다. 동종의 지구에 대해 Z_{xx} 와 Z_{yy} 는 0이다. 하지만 축을 일반적으로 모든 4가지 요소는 0이 아니다. 그리고 quantity $|Z_{xx}$

$(\omega)^2 + |Z_{yy}(\omega)|^2$ 를 줄이기 위해 Z축을 회전하는 보통의 절차를 거친다. 축의 하나는 최대 이행 불변성의 방향을 따라서 정렬하였다. 그리고 ground는 2-D 모델에 의해 적절히 나타낼 수 있었는데 Z_{xx} 와 Z_{yy} 를 무시하기 위해서이다. 결과는 회전된 tensor의 x-와 y- 방향에서 명백한 비저항으로서 나타내었다. $\rho_{xy}(\omega) = 0.2|Z_{xy}(\omega)|^2 T$ 와 $\rho_{yx}(\omega) = 0.2|Z_{yx}(\omega)|^2 T$ 인데, ρ_{xy} 와 ρ_{yx} 는 Ωm 에서 Z_{xy} 와 Z_{yx} 는 $(mV/km)nT$ 에서이다. 불운하게도 이 방식에서 얻은 $Z(\omega)$ 의 평가는 결과에서 노이즈가 큰 바이어스를 만들 수 있기 때문에 종종 신뢰할 수 없다. Gamble 그룹은 이전에 사용된 인덕션 코일보다 훨씬 낮은 노이즈를 가지고 SQUID magnetometers를 사용함으로써 문제를 극복하려고 시도하였다. 하지만 quieter magnetometer의 사용은 데이터에서 개선이 되질 않는 것을 그들은 찾았다. 그리고 나서 remote reference technique을 도입뿐만 아니라 magnetotelluric site에 H_x , H_y 과 E_y 의 측정은 second magnetometer를 사용하여 수 킬로미터 떨어진 지역에서 자기영역 H_{xr} 과 H_{yr} 을 동시에 또한 측정한다. $H^*_{xr}(\omega)$ 과 $H^*_{yr}(\omega)$ 에 의해 차례로 식 (5.24)와 (5.25)을 곱하고 4개의 식을 얻어 많은 데이터 기록을 가지는 평균인데 임피던스 tensor의 요소에 대해 풀 수 있다. 예를 들어, magnetotelluric site와 remote site에 어느 노이즈 소스는 어떤 관련도 없다고 한다면 임피던스 tensor에 대한 견해는 노이즈에 의해 바이어스 되지 않을 거라 본다. 그림 30은 캘리포니아의 Bear Valley 지역에서 얻은 audqorgks 비저항을 나타내고 있고, 이 기술을 가지고 얻을 수 있는 고품질의 데이터를 나타내었다. remote reference scheme의 중요한 추가적 이점은 의미심장한 모델링을 수행한다면 요구조건인 명백한 비저항에 대해 신뢰할 수 있는 확실성 제한을 하게 할 수 있다. 십중팔구 예러는 10분의 1만큼 낮은 퍼센트를 가질 수 있는데 특히나 높은 주파수에서 많은 데이터는 보통 이용할 수 있다. 일단 명백한 비저항과 다른 데이터는 많은 지역에서 수집될 수 있고, 위치와 깊이의 함수로서 ground의 비저항을 얻을 수 있는 inversion을 수행한다.

$$Z_{xy}(\omega) = \frac{\langle E_x H_{yr}^* \rangle \langle H_x H_{xr}^* \rangle - \langle E_x H_{xr}^* \rangle \langle H_x H_{yr}^* \rangle}{\langle H_x H_{xr}^* \rangle \langle H_y H_{yr}^* \rangle - \langle H_x H_{yr}^* \rangle \langle H_y H_{xr}^* \rangle} \quad (5.26)$$

SQUID는 1980년대 초에 magnetotelluric을 사용하였으나 기름값이 떨어졌을 때와 oil prospecting이 단축 되었을 때 포기하였다. 미 대륙 외부의 remote area에서 액체 헬륨을 사용하기 위한 요구는 심각한 방해물임이 입증되었다. 하지만 액체 질소-냉각된 SQUID의 도입은 지구 물리학의 적용에서 갱신된 관심이 발생할 것 같다.

6. High-Tc SQUID

high-Tc 초전도체의 도래는 77K의 액체 질소에서 동작하는 SQUIDs와 자속 변환기를 개발하기 위한 전세계의 노력의 결과로 되었다. 지난 7년간에 나타난 주제에 대한 방대한 문헌에서 이치를 희망할 수 없었는데 나는 최근 현재의 좋은 생각이 주어질 것이다. 조셉슨 접합의 많은 형태의 간단한 조사를 가지고 시작해 발명하였고 그리고나서 77K의 동작하는 SQUIDs를 위한 디자인 표준을 논의한 것이다. 섹션의 나머지는 실질적인 dc와 rf SQUIDs 그리고 자속 변환기의 개념에 대해 헌신한 것이다.

6.1 JOSEPHSON JUNCTIONS

재생산할 수 있는 접합기술의 개발은 대다수 선점하였다. 많은 구조는 비히스테리시스 I-V 특성을 가진 모든 것을 만들었고, 3개로 넓게 분류될 수 있다.: 자연적 혹은 가공되어진 그리고 barrier 접합일지 모르는 Grain Boundary 접합은 비초전도체 재료의 장벽, 박막의 영역에서 통제된 방식에 약화된 weakened junction이다. 나의 지식에서, 첫 번째 박막 조셉슨 접합은 불규칙한 방향으로 된 grain이 포함된 YBCO의 다결정박막으로 만든 Koch 그룹에 의해 만들어졌다. 비초전도체를 만들기 위해 박막의 영역에 이온 주입된 것을 포토마스크를 사용하여 하나 혹은 여러 grain boundaries를 지나가는 초전도체 마이크로브릿지를 남기면 약한 연결 혹은 조셉슨 접합으로서 행동한다 그 후에 많은 그룹은 비슷한 접합을 만들었는데 보통 이온빔 밀링 혹은 산을 이용한 에칭을 가지고 박막의 영역을 제거하는 것과 BiSrCaCuO와 TlBaCaCuO와 같은 다른 재료를 가지고 기술을 확장하였다. 너무 높지 않은 임계전류 밀도를 가진 Grain boundary 접합은 거의 이상적인 저항성 있게 분포된 접합 행동을 종종 나타낸다. 하지만 특성들과 위치가 없는 등의 제어를 없는 등의 결점으로 나빠진다. 여러 기술들은 구체적인 위치에 grain boundary의 성장에 야기하기 위해 고안하였다. Simon 그룹은 기판에 에칭된 스텝을 지나가는 박막을 증착했다. 박막은 스텝을 지나 브릿지를 형성하도록 패턴이 되어있다. 제공된 스텝엠티지는 충분히 첨예(shape)하고, grain boundary 접합은 상부와 하부에 형성되었다. 그 후의 Jülich 그룹의 TEM에서 만약 스텝각도가 45°보다 가파르다면 박막은 스텝위에 a축 방향을 가지고 그러므로 각각 면 위에 c축 박막의 각각을 가진 grain boundary를 형성한다. 또 다르게 널리 채택된 기술은 bicrystal 기판을 포함하는데 SrTiO₃의 결정으로부터 Wedge를 자르면서 만들어지고 in-plane 그릇된 방향을 가진 두 개의 영역사이에 grain boundary를 형성하기 위해 함께 두 개의 조각을 녹인다. YBCO는 in situ 공정을 가지고 증착하였고, 기판의 모방한 ab-axes는 grain boundary를 만들어낸다. 상대적으로 예측할 수 있는 특성들을 가진 접합을 만들기 위해 grain boundary의 어느 일부분을 지나가는 마이크로 브릿지를 패턴할 수 있다. Bicrystal 접합과 관련된 것은 bi-epitaxial 공정인데, 적절한 seed 층은 기판 위에 증착되고 우선 정해진

위치에 남겨진 edge를 위해서 선택적으로 제거된다. seed 층의 edge를 지나가는 어디든지 간에 45° in-plane 재방향을 겪게 되는데 YBCO 박막에 따라 SrTiO₃ buffer layer을 증착한다. 다시 접합을 형성하기 위해 45° grain boundary를 지나가는 마이크로 브릿지를 패턴으로 한다.

접합의 두 번째 그룹에서, Laibowitz 그룹의 edge 접합을 가지고 시작하였다. 이들 저자들은 처음에 YBCO 박막을 증착하였고 그리고 절연층(non-epitaxial) 그러고나서 edge를 이온으로 압착하였다. edge를 oxygen-fluorine plasma를 가지고 노광후에 박막의 ab-plane을 따라 흐르는 초전류에 edge 접합을 형성하기 위해 YBCO 박막을 증착하였다. 접합과 SQUID 둘 다 이 기술을 가지고 만들었고, 하지만 수율과 재현성은 명백하게 낮다.

근접 효과를 이용하려면 Schwartz 그룹은 E-BEAM 리소그래피를 사용하여 YBCO 박막에 좁은 슬릿에 패턴링 함으로써 접합을 제작하였고 슬릿을 지나가는 금 박막을 증착하였다. 이 접합은 16K까지의 온도에 초전류를 나타냈다. 다른 구성을 사용하여 DiIorio 그룹은 77K의 속히 되는 온도까지 조셉슨 효과를 나타낸 근접 효과 접합을 제작하였다. 스텝은 LaAlO₃ 기판에 압착하였고 YBCO 박막은 스텝 edge가 너무 덮히지 않게 해서 기판까지의 각도에 스퍼터 하였다. 은 박막은 이후 즉시 증착하였고 ab-plane에 전류를 흘리기 위해 두 개의 박막을 연결하였다. 또 다른 근접 효과 접합의 분류에서 Roser 그룹에 의해 개척하여 barrier로서 PBCO를 포함한 것이다. 이전의 연구에서 c축의 trilayer인 YBCO-PBCO-YBCO를 50 nm의 PBCO 두께를 가지고 성장하였고, 접합을 형성하기 위해 패턴링을 하였다. 접합의 일부는 65K까지의 온도에 초전류를 나타냈다. 하지만 주어진 c축 박막의 약한 근접효과로 PBCO를 통하여 초전류가 short로 인한 것 같다. 그 후에 Barner는 a축 trilayer를 가지고 제작하였는데 접합을 패턴링하였고, 80K 만큼의 온도에 초전류가 나타났다. a축 접합에 대한 다른 방법의 구성은 PBCO barrier를 가지고 edge 접합을 제작한 Gao 그룹에 의해 채택되었다. 제 3의 분류는 "weakened" 구조로 나뉜다. Simon 그룹은 국부적으로 초전도체를 "poison"으로서 얇은 알루미늄 스트립을 지나서 YBCO 박막을 증착하였다. 그것으로 인하여 전이 온도를 감소하게 했다. 또 다른 방법에서 마이크로 브릿지 위에 고에너지 이온을 쏘이거나 E-BEAM 리소그래피를 가지고 마스크 패턴을 때 사용함으로써 좁은 영역의 전이온도를 줄임으로서 이온빔에 의해 노광된 영역을 설명하기 위해서이다. 제 3의 기술에서 잘 조절되는 전기 펄스를 77K 까지 마이크로 브릿지에 적용되었고, 다시 weakened 영역에 만들었다. 비록 weakening 기술이 최소 약간의 수준으로 조절할 수 있으나 일반적으로 flux-flow 특성은 대부분의 적용에 대해 바람직하지 않는 쪽으로 리드할 것이다. (아마도 weakened 영역은 결합길이를 가지고 비교 하였을때 길기 때문에) 하지만 poisoning 혹은 이온충돌에 의해 약해진 영역은 수 십 나노미터로 줄일 수 있다면 이들 기술은 매우 유용하게 쓰일 것으로 입증된 것이다. 다양한 접합의

대부분 유망한 SQUID를 찾았는가? 오늘날까지 최고의 SQUID는 스텝 edge grain boundary 혹은 bicrystal grain boundary 접합으로부터 만들어진다. 이들 구조는 일반적으로 77K에서 약 200uV까지의 I_0R 제품이 가진 전류-전압 특성 같은 RSJ를 나타낸다. 저항은 1Ω부터 10-20Ω까지 여러 가지이다. 비록 조심스러운 제작과정은 수율을 개선하였고, 특히 bicrystal 장치의 경우에 임계전류의 scatter와 저항은 SQUID 보다 높게 남는다. 다양한 barrier 재료를 가지고 trilayer edge 접합의 재현성과 개선하기 위해 진행하는 업무의 이해와 접합의 종류의 수율에 확고한 발전을 보길 희망한다. 이 순간에도 grain boundary 접합에 의해 시도된 단순성(simplicity)은 단지 single YBCO layer를 포함하였고 실질적인 적용을 위해 간청하도록 만들어졌다.

6.2 PREDICTIONS FOR WHITE NOISE

77K에 동작에 대한 dc SQUID 계획한데서 임계전류와 인덕턴스 $I_0\Phi_02\pi \gg k_B T$ 에 대한 제한뿐만 아니라 SQUID 루프 $\langle \Phi_2^N \rangle^{1/2} = (k_B T L)^{1/2}$ 에서 열적으로 야기된 자속 노이즈에 요구조건도 하나의 자속 양자보다 훨씬 미만이다. 인덕턴스에 속박된 이상의 low-Tc SQUID 초전도체 $L \ll \Phi_0^2/k_B T$ 는 충분히 크게 거의 중요한 제한은 결코 아니다. 하지만 77K의 경우는 아니다. 비록 코스의 컴퓨터 시뮬레이션은 열 노이즈의 효과를 고려하지만 Enpuku 그룹의 결과는 열 자속 노이즈로부터 결과인 V_Φ 에서 감소를 예측하는데 유용하다.

$$V_\Phi = \frac{4I_0R}{\Phi_0(1+\beta)} [1 - (L/L_T)^{1/2}] \quad (6.1)$$

여기서, 77K에서 $L_T = \Phi_0^2/4\pi k_B T = 321pH$ 는 온도에 의존하는 인덕턴스인데 식 (6.1)은 321pH보다 다소 인덕턴스에 대해 효과적이다. 자속 노이즈의 효과는 매우 중요하다고 볼 수 있다. 예를 들어, $L=100pH$, $(L/L_T)^{1/2}=0.56$ 이다. 그러므로 77K에서 대부분의 적용에 대해 100pH보다 훨씬 미만에서 L을 유지하기에 좋은 이유이다. 반면에, 4.2K에서 $L_T \approx 6nH$ 이고, 전형적인 dc SQUIDs는 100-200pH의 인덕턴스를 가진다. 식 (6.1)에 자속 노이즈 용어는 상대적으로 중요하지 않다. 50pH의 인덕턴스와 $\beta=1(I_0=20pA)$ 를 가진 high-Tc SQUIDs는 식 (6.1)에서 $R=2\Omega$ 에 대해 $V_\Phi \approx 100uV/\Phi_0$ 로 예측한다. 식 (3.8)에서 $\Gamma(0.16)$ 의 높은 값에 대해 대략 유효하고, $S_\Phi^{1/2} \approx 2 \times 10^{-6} \Phi_0 Hz^{-1/2}$ 과 $\epsilon \approx 2 \times 10^{-31} JHz^{-1}$ 로 발견한다. 노이즈 에너지는 크기의 순서에서 4.2K에서 동작하여 비교할 수 있는 파라미터를 가지고 low-Tc SQUIDs에 대해 예측하는 것보다 훨씬 높는데 이는 온도 증가에 반영한다. rf SQUID의 경우에 만약 식 (4.10)에서 $I_0=50uA$, $LI_0=2.5\Phi_0$, $\omega_{rf}/2\pi=30MHz$ 와

T=77K를 사용하면 $\epsilon \approx 3 \times 10^{-29} \text{ JHz}^{-1}$ 로 발견한다. 노이즈 에너지는 4.2K에서 동작하는 으레 20MHz의 장치에 대해 얻은 것으로부터 너무 차이 나지 않아야 하는데 유효 노이즈 온도인 T_a^{eff} 상온 프리앰프와 탱크회로의 식 (4.12)는 bath 온도보다 훨씬 높다. SQUID가 77K에서 동작 될 때 T_a^{eff} 의 증가에 대한 어떤 이유도 없고 시스템 노이즈 에너지는 4.2K SQUID에 대한 것을 가지고 비교해야 할 것이다. 그러므로 4.2K dc SQUID에서 비록 약 20MHz에서 동작하는 rf SQUID보다 명확하게 월등하고, 77K 장치에 대해서 margin이 좁을 것으로 기대된다. 1/f 노이즈와 관련해서 임계전류 변동과 자속 노이즈 둘 다 현신할 걸로 기대한다. 하지만 이들 현상의 크기의 어떠한 priori 예측을 하게 만드는 실행할 수는 없을 것이다.

6.3 DC SQUID

버클리에서 bicrystal의 제작과 성능평가의 간단한 요약을 주어질 것이다. 다른 그룹에서는 비슷한 장치를 만들 것이다. $10 \times 10 \text{ mm}^2$ bicrystal인 24° 의 grain boundary를 가진 SrTiO_3 (STO) 기판위에 엑시머 레이저 248nm와 반복률 5Hz를 사용하여 YBCO 박막을 증착하였다. 기판은 산소의 210mTorr에 약 810°C 에서 유지되었고, 박막은 펄스마다 0.05-0.07nm로 성장하였다. 으레 박막 두께는 150-180nm이다. 증착을 완전히 마친 후에 0.8 atm의 산소가 있는 챔버에 넣고 450°C 에 20분간 기판을 냉가하였다. 그리고 나서 약 30분간의 상온에서 냉각하는 대로 두었다. YBCO 박막에 대해 낮은 저항의 전기적 접촉을 하려면 증착 챔버부터 evaporator까지 칩을 전달하고 박막 영역 위에 웨도우 마스크로부터 대략 50nm 은(Ag)을 증착하였다. 전통적인 포토리소그래피를 사용하여 single 칩 위에 12 SQUIDs까지 패터닝하고 500eV Ar 이온으로 압착하였다. 접합폭은 1-3um이다. 그 후에 32um의 지름에 Al leads를 wedge bonder로 Ag 패드에 붙였다. 자속 변조 scheme를 사용하여 SQUIDs의 노이즈를 측정하였고 섹션 3.4에서 flux-locked를 나타냈다. SQUID를 지나는 전압은 냉각된 변환기에 의해 1:15의 turns 비율로 증폭되었다. 10pH의 예측된 인덕턴스 L과 정적 바이어스 전류를 가지고 측정된 것을 가지고 상대적으로 낮은 인덕턴스 장치에 대해 노이즈의 파워 스펙트럼은 그림 32에 나타내었다. SQUID는 40 mm의 지름을 가진 conetic shield에 동봉되었고, 3개의 집중적인 mu-metal에 의해 둘러싸인 dewar에서 액체질소에 담겼다. 그림에서 볼 수 있는 것과 같이 magnetic shielding 60Hz의 pickup을 제거하기 위해 꽤 충분하지 않고 뜻밖에 조화가 있다. 낮은 주파수에서 spike는 스피커의 소음 때문이다. 약 5kHz 이상의 주파수에서 자속 잡음은 매우 낮고, 약 $1.5\mu\Phi_0 \text{ Hz}^{-1/2}$ 은 약 $5 \times 10^{-31} \text{ JHz}^{-1/2}$ 의 노이즈 에너지와 관련 있다. 하지만 낮은 주파수들에서 스펙트럼 밀도는 1/f에 따라 증가하고 1Hz에 rms 노이즈는 5kHz에서 보다 높은 크기의 가운데이다. 그림 32에서 보여지는 것 또한 섹션

3.6에서 나타낸 바이어스를 역으로 된 도식을 가지고 동작하는 SQUID의 결과이다. 1Hz에 1/f 노이즈 파워는 크기의 두 개 가운데에 의해 감소되고 와동(vortices)의 깡충 뛰는 것에 의해 다소 임계전류 변동에 의해 1/f 노이즈는 만들어졌다. 1/f 노이즈의 레벨에서 비슷한 감소는 다른 저자에 의해 보고되었다. 비록 자계 자속 노이즈가 이 자치에서 매우 낮지만 작은 영역은 자계 영역 노이즈는 높다는 것을 함축한다. 낮은 자계 영역 노이즈를 얻기 위해 유효 영역을 증가해야 한다. 다음에 따르는 두 개의 섹션은 단층과 다층 자속 변환기를 연결하였고 자계영역까지 SQUID의 감도가 증가하였다.

6.4 SINGLE-LAYER MAGNETOMETERS

직접 결합된 magnetometer는 bicrystal에 증착된 YBCO 단층 박막과 패터닝 된 것으로 구성되었다. 자계 영역 B는 영역 A_p 의 pickup 루프에 적용되었고 인덕턴스 L_p 는 초전류 $J=BA_p/L_p$ 를 야기하는데 차례대로 SQUID까지 자속 $\alpha_d L J$ 을 연결한다. 여기서 α_d 는 SQUID 인덕턴스 L 의 일부로서 전류쌍이다. magnetometer의 유효영역은 식 (6.2)와 같이 된다.

$$A_{eff}^{(d)} = A_S + \alpha_d A_p L / L_p \quad (6.2)$$

A_S 는 bare SQUID의 유효영역이다. 무시하는 A_S 와 특별한 장치에 대한 예측된 값 $\alpha_d = 0.8$, $A_p = 47\text{mm}^2$, $L=20\text{pH}$ 와 $L_p=11\text{nH}$ 을 사용하여 $A_{eff}^{(d)} \approx 0.068\text{mm}^2$ 을 알아내었다. 측정된 값은 0.086mm^2 로 다소 높았다. $I_0 \approx 45\text{uA}$, $R=3.4\Omega$ 와 위의 목록으로 된 파라미터, 역으로 된 바이어스를 가지고 flux-locked 루프에 77K에서 동작된 것을 가진 직접 결합된 magnetometer의 자계 영역 노이즈를 보여주고 있다. 노이즈는 93fTHz-1/2의 값을 가진 1Hz 미만 아래까지 주파수에서는 백색이다. 이 값은 테이블 1에 목록으로 되어 있다.

자속 변환기까지 결합함으로써 장치의 유효영역을 증가하였다. 작은 루프는 YBCO 박막 사이에 마일라 시트와 함께 두 개의 칩을 누르면서 flip 칩 배열에 직접 결합된 magnetometer의 pickup 루프까지 유도 결합된 것이다. A_i 와 L_i 는 작은 입력 루프의 영역과 인덕턴스로, A_p 와 L_p 는 L_i 와 L_p 사이에 결합계수로 α' 와 큰 pickup 루프의 영역과 인덕턴스로 정의한다.

$$A_{eff}^{(m)} \approx \alpha_d \frac{L}{L_p} \left[A_p + A_p \frac{\alpha' (L_p \Upsilon)^{1/2}}{\Upsilon_i + \Upsilon_p} \right] \quad (6.3)$$

유효영역은 식 (6.3)과 같이 쉽게 볼 수 있다. 직접 결합된 magnetometer와 예측된 파라미터 ($\alpha=0.9$, $L_i=10\text{nH}$, $L_p=85\text{nH}$, 그리고 $A_p=1.33 \times 10^{-3}\text{m}^2$)를 가진 변환기

를 위에 나타냈는데 유효영역은 $A_{eff}^{(m)} \approx 0.26\text{mm}^2$ 이다. 측정값은 0.29mm^2 인데, 3.4의 변환기 이득에 영향을 받기 쉽다. 직접 연결된 magnetometer의 성능에 그 이상의 진보는 큰 라인폭을 가진 pickup 루프를 만든 Lee 그룹에 의해 달성되었는데 그것에 의하여 인덕턴스가 낮아졌다. 전형적인 성능은 1kHz 에 $40\text{fTHz}^{-1/2}$ 과 1Hz 에 $65\text{fTHz}^{-1/2}$ 이다. 한층 더 낮은 노이즈는 큰 pickup 루프와 $20 \times 20\text{mm}^2$ 의 bicrystal의 도움을 가진 Cantor 그룹에 의해 달성되었다.; 1kHz 에 $14\text{fTHz}^{-1/2}$ 과 1Hz 에 $26\text{fTHz}^{-1/2}$ 이다.

6.5 MULTILAYER FABRICATION PROCEDURES

다층을 포함한 magnetometers의 논의를 지금 할 차례인데, 이를 하길 절연층 STO에 의해 독립된 두 개의 YBCO 박막이다. 구체적인 점에 STO를 통해 열릴 필요가 있어 YBCO 박막 사이에 초전도체를 연결하여 만들게끔 하는 것이다. 명확히, 각 층은 따로따로 패턴으로 된 것을 가지고 있다. 다층 장치의 제작은 단층 장치보다 좀 더 많은 것을 요구하고 열적으로 활성화 되는 와동(vortices)의 깡충 뛰는 것 때문에 오랜 기간의 시간동안 패턴으로 된 다층은 $1/f$ 노이즈의 상대적으로 높은 레벨을 만든다. 상부의 YBCO 박막으로부터 주된 발생을 한 과잉 노이즈는 기판에 직접 증착된 YBCO 박막보다 좋지 않은 결정성을 가진다. 하지만 최근 진행중인 기술을 개발되었는데 실질상 $1/f$ 노이즈를 줄이고 현재 기술의 간결한 약식을 가지고 시작한다.

STO (100) 기판에 10 nm 두께의 STO 버퍼층을 처음으로 증착하였고 120 nm 두께의 YBCO 박막 그리고 STO의 15 nm 두께인 "cap"을 증착하였다. cap는 포토리소그래피의 패턴링 동안 YBCO 박막보다 덜 손상이 되기에 중요한 역할을 한다. 그 결과로 STO와 YBCO 다음 층은 uncapped 인 경우에서 보다 적은 defect와 좀 더 높은 결정도를 가지고 성장한다. 처음에 패턴을 하였고, 회전하는 기판에 45° 의 입사각에 Ar 이온 밀링(압착)을 가지고 capped 층을 포토레지스터로 제거하였고 절연층으로서 230nm의 STO를 증착하여 증착 챔버 까지 칩을 되돌아 놓았다. 박막의 결정특성은 실질상 YBCO 에 O₂의 확산을 줄이기 위해 충분하게 높았다는 것을 발견하였다.; 그 결과 표준 O₂ 어닐링 절차는 40K가 낮은 만큼 전이온도로 산출된다.산소 결핍을 보전하려면 STO 박막을 증착 후에 0.8 atm의 산소 분위기에 500°C 까지 30분 이상의 bilayer를 냉각하고 히터를 끄기 전에 3시간 동안 온도를 유지한다. 심지어 연장된 어닐링 스텝은 다소 억제된 전이온도인 전형적인 85K의 결과가 된다. STO에 걸쳐 오픈하고 회전하는 기판에 45° 의 입사각에 Ar 이온 압착을 사용하여 다시 했다. 각도가 있는 이온 압착과 회전하는 기판은 capped YBCO와 STO 박막 둘 다의 패턴링에서 다음 박막에 상대적으로 높은 결정도를 가지고 성장할 수 있어 경사진 edge를 부드럽게 만드는데 중요하다. 마지막 250nm 두께의 YBCO 박막은 정지한 기판 위에 보통 입사

각에서 패턴을 한다.

6.6 FRACTIONAL TURN SQUID

중심에서 YBCO-STO-YBCO 다층을 패턴하였다. 각 pickup 루프는 상부 YBCO 박막에서 크게 패턴으로 되었고 cross-shaded 영역에서 낮은 박막을 가지고 contact을 하였다. 병렬로 두 개의 bicrystal 접합은 상부와 낮은 YBCO 박막을 연결하였다. 이런 방식에서 박막은 패턴이 되었고 grain boundary를 지나가는 두 개의 접합을 형성하는 것 보다 어떤 좁은 라인도 없다. 유효 인덕턴스와 영역은 식 (6.4)과 식(6.5)에 의해 주어진다.

$$L_{eff} = L_p/N^2 + L_s/N + L_j \quad (6.4)$$

$$A_{eff} = A_p/N - A_s \quad (6.5)$$

여기서 L_p 와 A_p 는 large의 인덕턴스와 면적이고, 외부루프 L_s 와 A_s 는 cartwheel의 하나의 차바퀴 모양의 평균 인덕턴스와 면적이고, L_j 는 pickup 루프부터 접합까지 연결 인덕턴스이다. 그리고 N 은 루프의 숫자를 말한다. Drung 그룹은 77K에서 동작을 위한 디자인의 최적화에 대해 논의했다. 그리고 장치가 7mm인 지름에 대해 15와 20 사이에 N 이 최적값으로 결론을 지었다. 처음에 YBCO 박막에 명목상으로 두 개의 bicrystal 접합인 2.5um wide를 가진 두 개의 16-루프 장치를 제작했다. 이들 장치들은 $L_p=12.2nH$, $A_p=34.5mm^2$, $L_s=1.17nH$, $A_s=0.39mm^2$ 그리고 $L_j=24pH$ 은 145pH의 유효 인덕턴스와 1.77mm²의 유효 면적을 산출한 것을 고찰하였다. 측정된 유효 면적은 1.84와 1.89인데 우리가 고찰한 것과 잘 일치한다. 두 개의 magnetometers 보다 더 나은 접합 저항 R 은 10Ω이고, 임계전류 I_0 (주변의 열잡음을 위해 수정된)는 약 13uA였다. 이들 값은 약 130uV의 I_0R product가 주어지고 $\beta_L=2LI_0/\Phi_0 \approx 1.8$ 이다.

magnetometers의 노이즈를 켜 후에 우리는 conetic shield의 나이키스트 잡음으로부터 무시할 수 없게 공헌한 것으로 결론내렸다. 그 결과로 YBCO 후막 필름을 가진 양면에 코팅된 내부와 외부 지름 25mm와 32.5mm 그리고 125mm의 길이를 가진 안정된 지르코니아 튜브인 yttria로 구성된 초전도 shielding을 가지고 대체되었다. 더 나은 magnetometer의 노이즈 결과는 1kHz에 18fT Hz^{-1/2}이고, 1Hz에 37fT Hz^{-1/2}이다.

6.7 MULTITURN FLUX TRANSFORMERS

많은 연구그룹에서 다중 턴코일이 SQUID까지 유도 결합된 것에 다층 자속 변환기를 성공적으로 제작하였다. 이들 magnetometer는 두 가지 부류로 나뉜다. : 변환기와 SQUID는 독립 기판위에 제작하였고 플립칩 배열에 결합되었다. 그리고 다른 magnetometer는 하나의 기판에서 제작하였다. 플립칩 장치를 가지고 시작하였다. magnetometer의 유효 면적은 아래의 식과 같이 주어졌다.

$$A_{eff} = A_S + A_P \frac{M_i}{L_i + L_P} \quad (6.6)$$

$M_i = \alpha(LL_i)^{1/2}$ 은 SQUID와 인덕턴스 L_i 의 다중 턴 입력 코일 사이에 상호 인덕턴스이다. 만약 α 가 L_i 에 의존하지 않고 $A_S \ll A_{eff}$ 이고, $L_i = L_P$ 일 때 주어진 pickup 루프 A_{eff} 는 최대이다. :

$$A_{eff}^{max} = \frac{\alpha}{2} A_P \left(\frac{L}{L_P}\right)^{1/2} \quad (6.7)$$

대표적인 값 $\alpha=0.5$, $A_P=80\text{mm}^2$, $L=40\text{pH}$ 와 $L_P=20\text{nH}$ 에서 $A_{eff}^{max} \approx 1\text{mm}^2$ 이다. 이러한 장치 대부분의 최신 시리즈는 16-turn 입력 코일인데, 일반적으로 pickup 루프로 패터닝 되고 낮은 YBCO 박막에 입력코일과 상부 YBCO 박막에 pickup 루프까지 가장 깊은 부분에 교차로 연결한 것이 사용된다. pickup 루프는 약 80mm^2 의 면적 A_P 가 주어진 1mm 폭을 가진 사이드 위에 10mm이다. 입력 코일 라인은 14 μm 간격을 가진 10 μm wide이고, 교차는 50 μm wide이다. 24° STO bicrystal dnl에 Conductus에 증착된 YBCO 박막은 250nm 두께이다. 각 SQUID는 500 μm 의 외부 치수를 가졌고, 4 μm 의 슬릿 폭과 1-3 μm 의 접합폭을 가진다. 각 접합의 저항 R은 2.4-8.6 Ω 까지 범위로 되었다. magnetometer를 조립하기 위해서 SQUID를 지나가는 변환기의 입력 코일에 조심스럽게 정렬시켜야 되고 그들 사이에 3 μm 두께의 mylar 시트를 함께 두 칩을 물려야 한다. 1kHz에 노이즈는 8.5fT Hz^{-1/2}의 값을 가진 백색이고 1Hz에서 27fT Hz^{-1/2}이다. 1Hz 바로 이상의 주파수에 rms 노이즈는 1/f^{1/2}보다 좀 더 천천히 떨어지고, 불규칙 전송 신호로부터 현신하는 것을 나타내었다.

SQUID와 자속 변환기에 성공적으로 집적된 magnetometer를 만든 여러 다른 그룹들은 같은 기판 위에 증착하였다. SQUID washer는 종종 자속 변환기를 위해 위로 혹은 아래로 교차하든지 해서 종종 사용된다. 단지 그렇게 하기 위해 두 개의 초전도 층이 필요로 하다. 이런 종류의 집적된 디바이스를 제조하는 과정은 플립 칩 magnetometer를 위한 것보다 좀 더 도전할 만한데 왜냐하면 자속 노이즈의 낮을 레벨을 가져서 기능을 하는 자속 변환기 뿐만 아니라 가까운 최적 파라미터를 가진 접합도 달성하기 때문에 그렇다. 저술할 당시에 가장 이런

종류의 가장 민감한 집적 magnetometer는 Dössel 그룹에 의해 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ bicrystal을 가지고 제작하였고, 1Hz 아래까지 주파수에서 $200 \text{ fT Hz}^{-1/2}$ 의 자계 영역 노이즈까지 달성되었다. 수율을 증가하기 위해서 같은 pickup 루프까지 연결된 두 개의 입력 코일을 가지고 두 개의 SQUIDs를 사용했다. 가까운 미래에 집적 디바이스의 성능평가에서 상당한 개선이 있을 걸로 기대한다.

6.8 RF SQUIDS

여러 그룹들은 77K에서 동작하는 rf SQUID를 성공적으로 만들었다. 이들에서 가장 민감한 것은 Jülich 그룹의 것인데 짧막히 요약했다. 150MHz에 동작을 위해 SQUID는 shallow pits이 step-edge 접합을 만들려고 이온 압착한 SrTiO₃ 기판 위에 증착된 YBCO 박막으로부터 만들어졌다. 박막은 $20 \times 20 \text{ um}^2$ 에서 $400 \times 400 \text{ um}^2$ 까지의 내부 수치(d_1)와 $6 \times 6 \text{ mm}^2$ 부터 $8 \times 8 \text{ mm}^2$ 까지의 외부 수치(d_2)를 가진 square washers로 형상화되었다. 탱크회로는 40-60의 Q값을 가졌고 120 pH SQUIDs를 위해 V_Φ 의 측정된 값이 $40 \text{ uV}/\Phi_0$ 보다 이상이다. $400 \times 400 \text{ um}^2$ 의 내부 면적을 가진 이들 장치의 최고는 1Hz 이하의 주파수에서 $40 \mu\Phi_0 \text{ Hz}^{-1/2}$ 의 백색 노이즈를 나타내는데 이는 $5 \times 10^{-29} \text{ JHz}$ 의 노이즈 에너지와 관련이 있다. 이들 SQUIDs의 커다란 외부면적은 상당한 유효면적 $A_{\text{eff}} \approx d_1 d_2$ 을 만드는데 외부적으로 적용된 자계 자속의 집중으로 인하여 특히나 가치가 있다. 그러므로 자계 영역에서의 높은 민감도 $\Phi_N(f)/d_1 d_2$ 를 산출해낸다. 최상의 자계 영역 민감도는 1 Hz에서 $170 \text{ fT Hz}^{-1/2}$ 이라고 보고되었다. 결과적으로 Zhang 그룹은 $40 \times 40 \text{ mm}^2$ pickup 루프를 가진 자속 변환기까지 0.2mm와 8mm의 내부와 외부 치수를 가진 rf SQUID washer로 결합되었고 0.5Hz 아래의 주파수에 $24 \text{ fT Hz}^{-1/2}$ 의 자계 영역 노이즈를 달성하였다. rf bias 주파수는 150MHz였다. Jülich 그룹은 마이크로파 주파수에서 동작된 rf SQUIDs를 가지고 또한 필수적인 결과를 달성하였다. Zhang 그룹은 그림 39의 구성에서 YBCO SQUID를 형상화했고 3GHz에서 그것을 bias를 걸었다. 이전 버전에서 S모양의 마이크로 스트립 공진기는 한 edge를 지나 두 개의 step-edge 접합을 가진 $100 \times 100 \text{ um}^2$ hole을 포함하려고 형상화했다. : 결과적으로 SQUID 면적은 공진기의 edge에 longer side 병렬을 가진 $10 \times 100 \text{ um}^2$ 로 줄었다. 기판 밑면에 구리 접지 평면에 의해 형성된 마이크로 스트립 구성은 상온 전자제품까지 인도하는 50Ω의 축 케이블에 전기 용량적으로 결합되었다. 80pH의 예측한 인덕턴스 값을 가진 작은 SQUID에 대해 전달함수는 약 $100 \text{ uV}/\Phi_0$ 이고, 0.1 Hz 이하의 주파수에서 약 $1.6 \times 10^{-5} \Phi_0 \text{ Hz}^{-1/2}$ 자속 노이즈인데 $6.4 \times 10^{-30} \text{ JHz}^{-1}$ 와 관련이 있다. 노이즈 에너지는 이전의 나타난 150MHz 보다 더 나은 약 8 factor이다. Mück 그룹은 냉각된 프리앰프를 달성된 마이크로파 SQUID의 노이즈 에너지에서 두 가지 개선 요소를 제안하였다. 마이크로파 SQUID의 자속-focusing factor는 약 8인데 약 $0.5 \text{ pT Hz}^{-1/2}$ 의 자계 영

역 민감도로 이끈다. stripline의 geometry는 실질적으로 높은 자속 focusing을 달성하기에 어려운데, 그래서 자속 변환기는 더 나은 자계 영역 민감도를 개선할 필요가 있을 것이다.

6.9 MAGNETIC FLUX NOISE

high-Tc magnetometer를 가진 지속적인 문제는 낮은 주파수들에 1/f 자계 자속 노이즈의 존재가 있다. 이 현상은 low-Tc square washer 가짜이에 high-Tc 박막에 의해 발생된 자속 노이즈를 측정된 Ferrari 그룹에 의해 연구되었다. 조립은 액체 헬륨에 담긴 진공캔에 밀봉하였다. SQUID는 4.2K를 유지하였고 칩의 온도는 히터를 써서 증가할 수 있게 했다. 모든 박막은 Tc에 노이즈에서 피크를 가지고 Tc 미만의 온도에서 1/f 자속 노이즈가 나타난 걸로 보였다. 이전에 다결정 YBCO 박막은 노이즈 레벨이 4.2K와 1Hz에 $10^{-5}\phi_0^2 \text{ Hz}^{-1}$ 의 차수로 매우 컸다. 하지만 노이즈는 박막질이 개선됨으로서 실질상으로 줄었다. 예를 들어, 높은 막질의 epitaxial YBCO 박막에서 77K에 노이즈는 1 Hz에서 $10^{-10}\phi_0^2 \text{ Hz}^{-1}$ 의 훨씬 미만이다. 최소 in situ 박막의 단층에서 꽤 일관되게 노이즈 레벨을 달성해야 가능할 것이다. : 예를 들어 그림 32에서 나타낸 bicrystal SQUID에서 노이즈는 1Hz에 $10^{-11}\phi_0^2\text{Hz}^{-1}$ 미만이다.

섹션 3.6에서 밝힌 이론의 개선된 버전을 사용한 Ferrari 그룹은 박막에 자속 quanta의 움직임에서 보면 노이즈의 발단을 나타냈다. 각 vortex는 열 혹은 하에 두 개의 구멍을 뚫려진 곳 사이에 독립적으로 떠엄떠엄 있다. 공정은 $\tau/(1+\omega^2\tau^2)$ 의 로렌츠의 파워 스펙트럼을 가지고 불규칙 전송 신호를 만드는데 여기서 $\tau = \tau_0 \exp[-U(T)/k_B T]$ 는 특성시간이고, τ_0 는 시도 주파수와 U(T)는 따로 독립한 우물의 에너지 장벽의 높이를 뜻한다. 개개의 로렌츠를 더함으로 그러한 독립 공정의 전체적 효과의 스펙트럼 밀도를 계산한다.; 만약 확산 에너지의 분포가 $k_B T$ 의 스케일 위에서 넓다면 결과는 1/f 파워 스펙트럼이다. 노이즈의 스펙트럼 밀도는 샘플이 냉각되면서 자계 영역을 가지고 대략 선형적으로 증가한다.

섹션 6.5에서 언급된 것으로, 다층 구조에서 1/f 노이즈의 레벨은 단층 박막에서보다 일반적으로 더 높다. 왜냐하면 여러 성장 공정을 통하여 좋은 질의 마이크로 구조를 충분히 유지하는데 어려움이 있기 때문에 그렇다. 하지만 고려해야 할 공정은 3층 구조에서 1/f 자속 노이즈의 레벨은 너무 길기 전에 SQUID의 노이즈에 접근하는 레벨이 되려면 희망적으로 줄일 수 있을 것이다. 단층과 다층 장치 둘 다에서의 주변 자계 영역에서 1/f 노이즈에 증가하는 극히 중요한 이슈를 남긴다. 그림 34에서 보여준 모든 노이즈 스펙트럼은 제로 영역에서 얻게 된다. 그리고 디바이스는 지구를 가지고 비교하여 자계 영역에서 동작될 때 1/f 노이즈는 분명하게 높다. YBCO 박막의 이제까지의 개선한 품질은 1/f 노이즈의 감소뿐만 아니라 제로 자계 영역에서 100uT의 영역도 이끈다는 희망을 가질지도

모른다. 이 순간에도 생체자기 측정을 위한 해결은 자기적으로 방호된 방에서 magnetometer로 동작하는 것인데, low-Tc 장치를 위한 널리 실행하고 있다 물론 지구물리학 측정을 위해 이런 해결은 적합하지 않다. Koch 그룹에 의해 제안된 중요한 대체물은 제로 영역에서 magnetometer를 생각하고 나서 야기된 초전류를 제한하려고 pickup 루프에 "flux dam"(weak link)를 가지고 지구의 자계 영역내로 움직여서 재료내에 자계 자속의 입구를 억제한다. 정적인 자계 영역에서 저주파 노이즈의 중요한 이슈에 관한 연구는 차례대로 아주 많다.

7. 정 리

1992년도 NATO ASI 이래로 3년에 걸친 high-Tc SQUIDs에 대한 발달은 매우 인상 깊다. 1Hz에 $30\text{fTHz}^{-1/2}$ 미만과 $10\text{fTHz}^{-1/2}$ 보다 미만의 백색 노이즈 레벨을 이루는 액체 질소에서 동작하는 $10\times 10\text{mm}^2$ pickup 루프를 가지고 high-Tc 다층 magnetometer를 가진다. 1kHz에 $14\text{fTHz}^{-1/2}$ 과 1Hz에 $26\text{fTHz}^{-1/2}$ 로 이루어진 $10\times 10\text{mm}^2$ bicrystal 위에 단층 디바이스는 상업적으로 쉽게 이용할 수 있다. 이들의 성능은 그렇게 많은 해 전에 상업적으로 이용하지 않은 low-Tc SQUIDs를 위해서 호의적으로 비교한 것이다. 전세계의 상당히 많은 그룹들은 좋은 성능을 가진 high-Tc magnetometer를 성공적으로 제작한 것을 높이 평가하는 게 중요하다. 2년 내지 3년 후에 널리 사용되리라 믿는 것이 모든 이유이다. 작은 면적에 고감도를 필요로 하는 응용을 위해, 생체 자계 측정을 위한 magnetometer의 두드러진 배열--다층 디바이스는 선호할 것 같다. 반면에, 상대적으로 작은 수의 magnetometer를 포함한 응용에서, 예를 들면 지구물리학 혹은 비파괴 평가는 단층 디바이스가 완벽히 충분할 것 같다.

High-Tc SQUIDs는 이미 많은 응용에 대해 이런 방식으로 만들기 시작했다. Miklich 그룹은 직접 결합된 magnetometer의 pickup 루프(단층에 형상화된)까지 2차레 턴의 YBCO 코일을 유도 결합함으로써 picovoltmeter를 만들었다. 코일은 저항을 가지고 직렬로 연결되었고 전압 소스가 측정되었다. Dantsker 그룹은 직접 결합된 magnetometer를 포함한 3축 지구물리학적 magnetometer로 구성되었고, 이 영역에서 기능이 되는 것을 입증하였다. 매우 다른 응용에서, Black 그룹은 rivet에 의해 Al 시트의 아래에 발생된 틈의 시뮬레이션을 포함한 많은 물체를 이미지화하여 스캐닝 모드에 high-Tc SQUID를 사용하였다. 많은 그룹들은 고품질 심자도(MCG: magnetocardiograms)를 얻었다. 오늘날 까지 대부분의 야심찬 시스템은 일본에서 초전도 센서 실험실에 16 채널 시스템이다. 미세히 방호된 방에서 동작하는 것은 사람에게 충분히 편의를 도모하고, 이 시스템은 16 채널의 데이터를 성공적으로 기록하였다.

물론 도전은 남아있다. 대부분의 중요한 이슈중의 하나는 지구의 자계 영역에서 동작된 YBCO 박막에 $1/f$ 자속 노이즈에 증가이다. 희망적으로 박막품질에 계속

적인 개선은 이런 문제를 개선할 것이다. 또한 조셉슨 효과의 재현성은 여전히 좋은 것 같지 않다. 지금 high-Tc SQUIDs는 예측한 값에 가까운 백색 노이즈 레벨을 가지는데, 중요한 전류 혹은 저항의 목적값으로부터 두 개의 온도가 성능에서 상당한 감소의 원인일 수 있다. 파라미터에 그런 변화는 고성능을 지닌 전체적으로 집적된 magnetometer의 수율은 플립칩 magnetometer보다 떨어지는데, 하나의 칩 위에 세트로 제작된 것으로부터 최상의 SQUID를 선택할 수 있다. 하지만 제작공정의 계속적인 개량은 접합 임계 전류와 저항의 여지에 대체로 개선할 것이라 의심할 여지가 없다.

그러므로 액체 질소의 사용에 의한 가져온 새 시대의 SQUID 응용으로 막 들어가려고 믿는다. 액체 질소는 물론 액체 헬륨보다 상당히 값이 싼데 하지만 좀 더 중요한 것은 좀 더 천천히 끓어야 할 것이다. 그 결과로 dewar은 여전히 쉽게 휴대할 수 있거나 최소한 하루 동안에 커피캔 크기의 시스템으로 동작하는 것을 가지고 수 많은 시간에 동작해 쉽게 수행할 수 있다. 간과하지 말아야 할 것은 사실 77K의 SQUIDs는 헬륨 온도 디바이스 보다 압력과 상온의 대상에 상당히 가깝게 동작될 수 있다는 사실이다. 이것은 생물학과 비파괴 검사 둘 다를 위한 흥미 있는 결과를 가질지 모른다. 이후 많은 해에 언젠가 SQUIDs의 사용에서 대부분의 폭발적인 성장을 볼 것이다. 다채널 시스템으로 high-Tc 디바이스 뿐만 아니라 low-Tc 디바이스는 생체 의학 측정에 증가하는 효과를 가져온다.

II. SQUID의 극저온 검출기 적용

1. 극저온 검출기 개발

극저온 검출기는 다양한 분야에서 개발되고 있다. 초기의 극저온 검출기 기술은 적외선 측정을 위한 bolometer 개발에서 비롯된다. bolometer는 에너지를 측정하는 equilibrium device로써 입사하는 전자기파나 방사선 선속에 의한 heating power를 측정하게 된다. 따라서 일반적으로 bolometer는 입사하는 입자의 개별 에너지를 측정하지는 못한다. 하나 하나의 개별 입자를 측정할 수 있는 검출기를 Cryogenic calorimeter 혹은 저온 micro-calorimeter라고 명칭한다. bolometer나 저온 micro-calorimeter의 측정 원리는 동일하다. 따라서 두 검출기 사이의 구분은 의미가 없는 경우가 많으며 X-ray microcalorimeter를 bolometer라고 칭하기도 한다.

대부분의 초기의 bolometer는 도핑된 실리콘이나 게르마늄을 thermistor로 사용하는 구조였다. Thermistor는 온도에 민감한 저항이다. 초기의 적외선 검출기는 흡수체에 thermistor를 붙이고 4K 정도의 저온에서 동작하는 구조였다. 최초의 X-ray microcalorimeter는 X-ray 천체물리를 위하여 개발되었는데 반도체

thermistor를 사용하였다. 100 mK 정도에서 동작하는 반도체 기반의 microcalorimeter는 100 mK 정도의 온도에서 동작하는데 에너지 분해능은 5.89 keV X-선에 대하여 5 - 8 eV의 에너지 분해능을 보이고 있다

A. Alessandrello는 반도체 기반의 bolometer에 대한 연구를 수행하였다. 수 keV 영역의 X-선 측정은 핵물리나 원자 물리 고체 물리 등에서 많이 쓰이고 있다.

저에너지 X-선 측정을 위해서 주로 쓰이는 검출기는 Wavelength dispersive spectrometer (WDS)를 들 수 있는데 이 검출기는 Bragg crystal을 이용한다. 이 방식은 에너지 분해능이 높지만 효율이 떨어진다는 단점을 가지고 있다. 낮은 에너지 영역에서 사용되는 검출기 중 하나는 Si(Li)로써 keV 에너지 영역에서 120 eV의 분해능을 보이고 있다. bolometer는 order 정도가 좋아지는 에너지 분해능을 보이고 있다. 이러한 검출기의 에너지 분해능은 5.9 keV나 6.5 keV 영역에서 7에서 8 eV를 보이고 있다. 이러한 bolometer 개발의 하나로 NTD Ge thermistor를 이용한 bolometer 개발이 이루어졌다.

그러나 반도체 기반 microcalorimeter의 단점은 느린 equilibrium 검출기라는 점을 들 수 있다. 이러한 검출기의 반응시간은 mS 정도로써 일반적으로 사용할 수 있는 TOF 등에는 적용할 수 없다.

Bolometer나 Microcalorimeter 기반의 Cryogenic 검출기으로써 빠른 반응 시간을 보이는 검출기는 초전도 박막을 이용하여 제작되고 있다. 초전도 박막은 초전도 상에서 일반 금속 상으로 바뀌는 상전이 온도 영역에서 사용되면 TES (Transition Edge Sensor)로 사용이 가능하다. 이 좁은 온도 영역에서 박막의 저항은 온도에 대하여 급격하게 변화하게 된다.

초전도 온도계를 이용한 초전도 bolometer는 오래전에 도입되었으며 현재는 적외선 측정을 위한 하나의 센서로 이용되고 있다. 1994년에는 입자 물리 실험을 위하여 개개의 입자를 측정할 수 있는 검출기가 개발되었다 (Cabrera et al., Nuclear Physics B, Suppl. 51 B (1996) 294). 이러한 검출기에서는 입자 입자는 유전체 흡수체에서 반응을 일으키고 TES 박막이 반응에 의하여 발생한 phonon을 측정하게 된다. 이러한 calorimeter는 원자 이온 측정을 위하여 적용되기도 하였다.

민감한 X-선 microcalorimeter를 초전도 온도계와 금속 흡수체를 결합하여 제작할 수 있다. 이러한 "hot-electron microcalorimeter"는 에너지 분해능이나 속도에서 초전도체를 기반으로 한 microcalorimeter의 성능보다 뛰어나므로 X-ray fluorescence analysis 등에 적용이 기대되고 있다. TES(Transition Edge Sensor)에 기반을 둔 개개의 광자를 측정할 수 있는 에너지 분해능이 뛰어난 검출기에 대한 연구가 수행되었다.

STJ (Superconducting Tunnel Junction) 검출기는 초전도 박막을 이용한 또 하나의 극저온 검출기이다. 이러한 비평형 극저온 검출기(Non-equilibrium

cryogenic detector)의 개발 역시 X-ray 천체 물리학의 필요성에 의하여 발전이 이루어졌다. 이러한 검출기는 싱크로트론 빔 측정을 위한 검출기로 쓰이거나, 개개의 optical 광자 측정을 위하여 이용되었다. 또한 이러한 검출기는 MALDI-TOF-MS를 위한 최초의 극저온 검출기로 이용되었다.

2. 위치 민감형 극저온 검출기 개발

특히 광자나 입자를 검출하기 위하여 극저온 검출기는 위치 분해능을 요구하는 경우가 많다. 또한 검출기의 효율을 높이기 위하여 어레이 형태의 검출기가 제작되기도 한다. 어레이형 검출기를 개발하였을 때 모든 신호의 합은 입사한 입자의 에너지에 대응되며 각 어레이에서 얻은 신호의 차는 입사한 위치를 나타낸다.

다체널의 어레이형 검출기 제작시 어려운 점은 readout을 꾸미기 어려운 점과 와이어링 하기 복잡한 점에 있다. SQUID는 현재 12800 픽셀까지 개발되고는 있으나, 1000 개의 pixel 정도가 X-선 검출에 활용되고 있다. Bolometer의 경우는 신호가 Microcalorimeter에 비하여 느리기 때문에 보다 많은 수의 픽셀 구현이 가능하다. STJ의 경우에는 하나의 픽셀에서 하나의 신호를 얻기 때문에 와이어링 하기가 복잡해지는 문제가 있다.

위치 민감형 검출기의 경우 여러 개의 픽셀 신호를 하나의 신호처리기로 신호를 읽는 경우가 많다. 이 경우 와이어링이 보다 간단해지는 장점이 있다. 이 경우 Maximum count rate가 낮아지는 단점이 발생한다. 이러한 문제점은 특히 STJ에 비하여 Microcalorimeter의 경우에 심하며, STJ는 microcalorimeter에 비하여 7-8 배 빠른 특성을 보이고 있다. 위치 민감형 검출기가 효과적으로 이용될 수 있는 분야는 픽셀 수가 많고, 측정되는 데이터의 count rate가 낮으며, 높은 에너지 분해능을 요구하는 분야이다.

특히 우주물리 분야에서 극저온 위치 민감형 검출기가 유용하게 쓰인다. 우주물리 분야에서는 FOV가 큰 검출기를 필요로 하는 경우가 많다. 이 경우 수천개의 미세한 신호를 잡을 수 있는 검출기가 중요한 역할을 한다. 우주 물리 분야에서는 20 μm 정도의 작은 픽셀의 검출기가 쓰이는 경우가 많다. 일반적인 우주 X-선 측정에서는 150 ~ 600 μm 의 픽셀 검출기가 쓰인다.

X-선을 이용한 분석 분야에서도 위치민감형 검출기가 중요한 역할을 한다. X선 분석법에서는 전자빔을 매우 작은 영역에 입사하여 물질의 성분을 분석한다. 마이크로 이하의 영역의 물성을 분석하기 위해서는 3 keV 이하의 전자빔이 이용된다. 이러한 낮은 에너지는 분석하는 대상의 변형을 줄일 수 있는 장점을 지닌다. 물질과의 반응에 의하여 특성 X-선이 발생하고 이러한 X-선의 에너지를 정밀하게 분석함으로써 시료의 성분 분석이 이루어진다. 일반적인 count rate는 5 - 10 cps/pixel이다. Count rate를 증가시키는 방법은 시료와 검출기 사이에 집속 광학 장치를 설치하는 것이다.

2.1 Superconducting Tunnel Junction Array

위치 민감형 STJ는 1989년 Kraus에 의하여 제안되었다. 이 검출기는 두개의 junction을 가진 초전도체로 구성되어 있다. 흡수체는 탄탈리움이고 junction은 Al/Al-oxide/Al의 구조로 되어 있다. 이 검출기는 노이즈를 줄이기 위하여 자기장 내에 위치하며 junction 사이에 장벽을 만들기 위하여 전압을 인가한다. 광자가 입사하여 Cooper 쌍을 깨트리면 quasiaprticle이 발생하며 이 입자가 흡수체를 따라서 이동한다. 이러한 입자가 junction을 통과하여 신호를 측정하게 된다. junction을 통과한 신호를 수집하여 전하 Q1과 Q2를 얻게 된다. 두개의 전하를 합한 양이 검출기에 입사한 에너지이며 두개의 전하의 차가 검출기에 입사한 입자의 위치를 나타낸다.

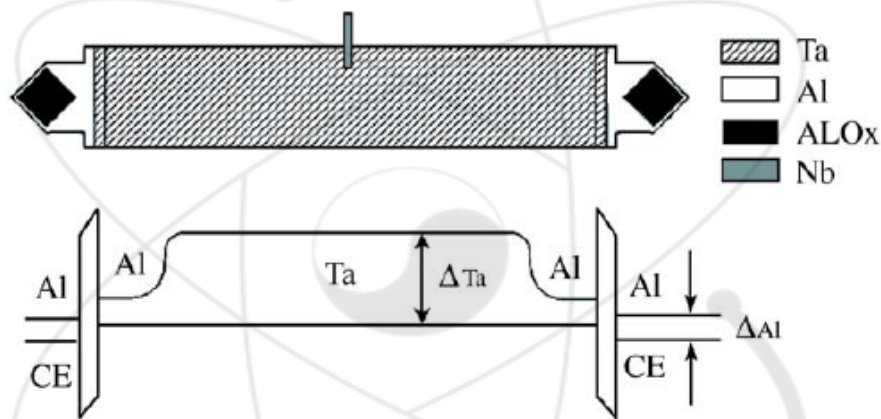


그림 10 위치 민감형 STJ 개념도

흡수체에서 입자 발생 후 신호 발생이 이루어지지 않는 요인 중 하나는 quasiparticle의 재결합 때문이다. 따라서 STJ의 길이에 제한이 된다. 따라서 STJ 검출기 제작시에는 diffusion 상수가 크고, quasiparticle의 lifetime이 긴 것이 필수적인 요인이다.

위치민감형 STJ를 개발한 연구진으로 ESA와 Yale 그룹을 들 수 있다. ESA 그룹은 DROID (Dual Read-Out Imaging Device)를 개발하였는데, 500 eV에서 에너지 분해능이 2.1 eV이다. 이 연구진은 X-선 천체물리 연구를 위한 200 nm 두께, 1.25 mm 길이의 Mo 흡수체를 가진 검출기 개발을 수행하였다.

Yale 연구진은 가시광선, UV, X-선 영역에서 동작하는 STJ를 개발하였다. 이 검출기는 6 keV에 대하여 13.1 eV의 에너지 분해능을 보였다. 이 연구진은 또한 2차원 영상 장치에 대한 연구를 수행하였는데, x,y 방향으로 4 개의 신호를 읽어

서 얻어지게 설계되었다. Osaka Electro-Communication University에서는 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ 크기를 가지는 사파이어 기판을 이용한 영상 장치를 개발하였다.

2.2 Microcalorimeter 개발

위치민감형 microcalorimeter는 STJ와 비슷한 방식으로 동작한다. 입사 입자가 흡수체에 들어오면 들뜸에 의하여 입자가 발생하며 이 입자가 2 개 이상의 온도계로 이동한다. 온도계에서는 짧은 시간에 평형을 이루고 다시 동작 온도로 돌아간다. 여러개의 온도계에 측정된 신호의 합이 총 입사 입자의 에너지에 해당하며, 온도계 측정 신호의 차가 입사 위치를 나타낸다. Microcalorimeter에서 검출기의 에너지 분해능은 \sqrt{C} 에 비례한다 (C : Capacitance). 따라서 검출기의 크기가 클수록 에너지 분해능이 떨어지는 단점이 있다. 흡수체는 mean-free path가 긴 물질을 사용하는데 주로 게르마늄, 실리콘, 사파이어 등이 쓰인다. 몇몇 장치에서는 TES (Transition Edge Sensor)와 결합된 초전도 필름 구조가 쓰인다. 초전도 필름에서 입사 입자에 의하여 만들어진 phonon이 흡수되며 흡수된 phonon은 Cooper 쌍을 깨뜨리며 이것이 TES로 이동한다. 여기서 측정 가능한 신호를 얻는다. 여러개의 TES를 이용하여 신호의 합으로는 입사 입자의 총 에너지에 대한 정보를 얻고, 신호의 차를 이용하여 입사 위치에 대한 정보를 얻는다. 일반적으로 흡수체의 면적은 TES의 면적보다 크게된다.

Oxford/Max-Planck Institute, Stanford University, University of Tokyo, University of Leicester, GSFC 등에서 위치 민감형 microcalorimeter에 대한 연구를 수행하였다.

Oxford/Max-Planck 연구진은 100 mm^2 크기의 검출기를 사파이어 흡수체와 두 개의 텅스텐 phase transition thermometer를 이용하여 구성하였다. 6 keV에 대하여 216 eV의 분해능과 $200 \mu\text{m}$ 의 위치 분해능이 보고되었다.

Stanford 연구진은 게르마늄 흡수체와 네 개의 텅스텐 TES를 이용하여 2 차원 영상장치를 구성하였다.

University of Tokyo 연구진은 이리디움 층을 이용한 microcalorimeter에 대한 연구를 수행하였다. 이 장치는 6 keV에 대하여 13.1 eV의 분해능을 얻었다.

현재의 연구는 1000개의 픽셀 이상의 다채널 픽셀 개발로 진행되고 있다. 이러한 다채널을 구현하기 위해서는 하나의 채널이 100 개 이상의 픽셀을 읽을 수 있어야 한다.

3. 다채널 TES를 위한 SQUID 개발

TES 검출기의 크기는 SQUID 신호 처리와 각 픽셀을 연결하는 것으로 제한을 받는다. 극저온 장치에 부가되는 열량과 와이어링 문제가 검출기 제작의 제한이

된다. 여러 연구진들이 TES 어레이로부터 와이어링을 최소화 하는 SQUID에 대한 연구를 수행하고 있다.

현재 주로 연구되는 방향은 두가지로 정리할 수 있다. 첫 번째 방식(TDM : Time Domain Method)은 하나의 증폭에 시간 간격으로 여러개의 검출 신호를 읽는다. 두 번째 방식 (Frequency Domina Method)은 검출기 신호를 Amplitude Modulation 방식에 의한 코딩에 의한 방식이다. SQUID Multiplexer에 대한 연구는 sub-mm, 가시광선, UV, X-선, 감마선 측정 등 다양한 분야에서 연구되고 있다.

TDM 방식은 NIST 연구진에 의하여 최초로 연구되었으며, FDM 방식은 Berkeley, ISAS, LLNL, SRON/VTT 등 다양한 연구진에 의하여 연구되었다.

TDM과 FDM은 total signal bandwidth로 기술될 수 있다. 여기서 total signal bandwidth란 multiplexed 검출기의 수와 하나의 검출기의 bandwidth의 곱을 나타낸다. 현재 TDM 방식과 FDM 방식의 total signal bandwidth는 ~ 10 kHz 정도로 거의 비슷하다.

FDM 방식에서는 total signal bandwidth는 SQUID/controller 시스템의 closed-loop bandwidth에 의하여 제한을 받는다. Controller의 Gain-bandwidth가 일정하다고 가정할 때 Feedback gain이 Closed-loop bandwidth에 제한을 가하게 된다. Gain-bandwidth는 또한 SQUID로부터 상온에 이르는 신호선의 길이에 제한을 두게되는데 이 길이는 현재 0.2 - 0.4 m 이다. Cold feedback은 total bandwidth를 길게하며, 신호선 길이의 제한을 없앤다.

Closed-loop bandwidth가 일정하다고 할 때 Total bandwidth에 제한을 가하는 요인은 크게 두가지를 들 수 있다. TES의 전기적 신호 안정적을 확보하기 위하여 LC 필터의 half-width half-maximum은 검출기 bandwidth보다 커야 한다. TES의 반응 시간은 인가 전압 및 기본 온도에 영향을 받는데, TES bandwidth와 LC bandwidth는 일정한 비율을 유지해야 하며, 이러한 요인이 bandwidth 사용 효율에 제한을 둔다. SQUID의 비선형성과 채널간의 cross-talk 때문에 채널간에는 비효율적인 진동수 간격을 두어야 한다.

TDM 시스템에서는 clock rate에 비례하는 open-loop bandwidth가 중요한 역할을 한다. 여기서 clock rate란 하나의 검출기에서 다음 검출기로 넘어가는 전환을 말한다. 아날로그 반응시간과 디지털 전환 시간이 SQUID의 데이터 처리의 제한 요소이다.

FDM에서는 LC 필터 bandwidth가 closed-loop SQUID 신호 입력에 제한을 둔다. 노이즈는 LC bandwidth와 검출기 수에 무관하기 때문에 SQUID 동작에 대한 노이즈는 검출기 bandwidth에 제한을 주지 않는다. 하나의 검출기의 bandwidth의 제한은 총 신호 bandwidth와 하나의 SQUID로 운용할 수 있는 검출기의 최소한 수에 의하여 제한된다.

TDM에서 검출기의 bandwidth는 열전자적 안정성과 SQUID 노이즈에서 검출기

노이즈가 차지하는 비중이 크게 하는 조건에 의하여 결정된다. 검출기의 bandwidth가 증가할수록 열전자적 안정성을 유지하기 위하여 검출기와 연결된 유도 계수 (inductance)는 줄어들어야 한다. 이러한 유도 계수는 SQUID와 검출기의 coupling을 줄이며, SQUID 노이즈의 기여를 크게한다.

FDM과 TDM에서 다중 통신 인자 (Multiplex Factor)에 의하여 와이어링을 줄일 수 있다. 만약 FDM과 TDM의 각 요소들이 하나의 기판에 집적된다면 보다 간편하게 와이어링을 줄일 수 있다.

열 발산은 어느 온도 영역에서 중요한 요인이다. 검출기 동작 온도의 FDM 시스템에서는 LC 필터만이 필요하기 때문에 열발산이 이루어지지 않는다. 검출기 동작 온도의 TDM 시스템에서는 시스템 기술이 발전할수록 열발산이 줄어들게 된다. 현재의 기술에서는 1000 개의 채널에서 130 nW의 열이 발산된다. 이러한 열 발산은 대부분의 응용 분야에서는 큰 문제가 되지 않지만 여러개의 어레이 구조를 가지는 우주 실험에서는 중요한 요인이 된다. 이러한 경우 열발산을 줄이기 위한 다양한 연구 개발이 필요하다.

4K 온도에서 FDM과 TDM 시스템은 냉각에 필요한 전력에 비하여 매우 작은 양의 열을 발산한다. 1000 개의 어레이에서 FDM 시스템은 10 μ W의 열을 발산하며 TDM 시스템은 2 μ W의 열을 발산한다.

상온에서 1000 개의 어레이 FDM은 3 kW의 열을 발산한다. 이러한 열발산은 전압 발생 등을 이용하여 줄일 수 있다. TDM 시스템은 1000 개의 어레이 구성에서 300 W의 열을 발산한다. 이러한 열 발산은 우주 측정 장비 개발이 적합하다고 알려져 있다.

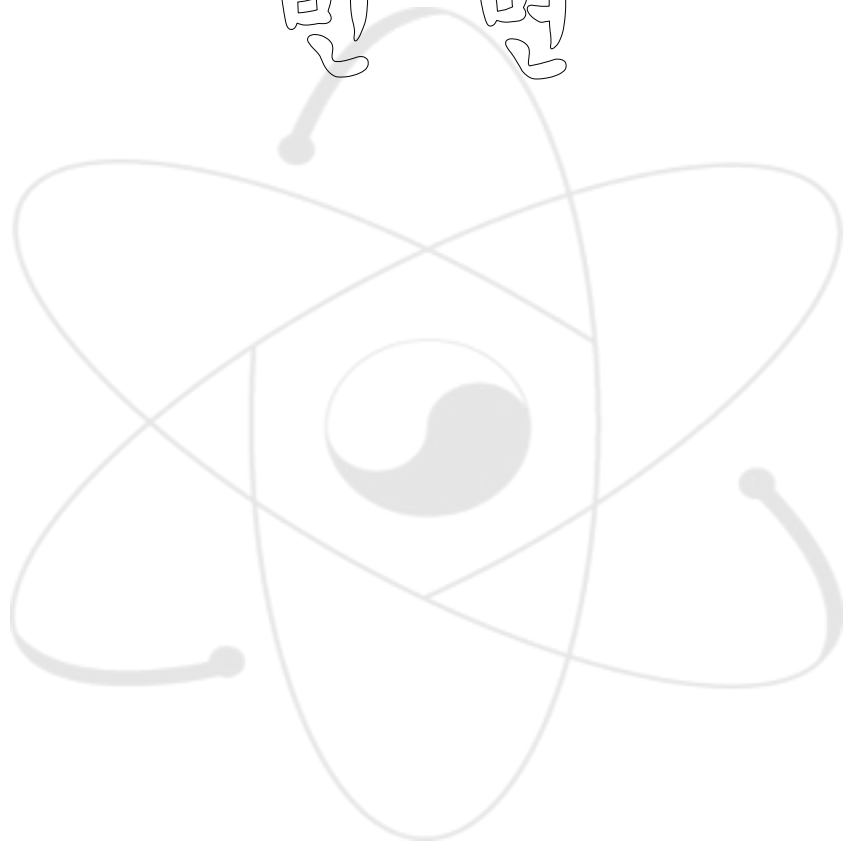
FDM과 TDM 시스템은 다채널 검출기로부터의 노이즈 축적을 막기 위하여 bandwidth를 제한하는 필터를 둔다. FDM 시스템에서는 LC 필터를 둔다. TDM 시스템에서는 L/R 필터를 사용하는데, 이러한 필터는 웨이퍼 상에 장착하기 쉽다는 장점을 가지고 있다.

일본의 JAXA (Japan Aerospace Exploring Agency) 에서는 TES 검출기의 다채널 픽셀 어레이에서 발생하는 신호를 처리하기 위하여 Magnetic Field Summation 방식이 제안하여, 이 방식에 의한 와이어링 수를 줄이고 열 발산을 줄이는 효과에 대한 연구가 진행되었다 (N.Y. Yamasaki et al., Nucl. Instr. Meth A 559 (2006) 790).

미국의 NIST (National Institute of Standards and Technology)에서는 마이크로파에서 동작하는 다채널 SQUID를 개발하였는데, 이 SQUID는 TES, Magnetic calorimeter, Superconductor-insulator-superconductor junction 검출기 등에 쓰일 수 있다고 보고되었다 (K.D. Irwin et al., Nucl. Instr. Meth A 559 (2006) 802).

영국의 University of Oxford에서는 dark matter 측정을 위한 CRESST 실험을 위하여 12 채널 magnetometry 장치를 위한 SQUID 개발을 수행하였다 (S. Henry et al., Nucl. Instr. Meth A 559 (2006) 805).

비명



참 고 문 헌

- London, F. (1950) Superfluids, Wiley, New York .
- Josephson, B. D. (1962) Possible new effects in superconductive tunneling, Phys. Lett. I, 251-253; Supercurrents through barriers, (1965) Adv. Phys. 14, 419-451.
- Jaklevic, R. C., Lambe, I., Siker, A. H., and Mercereau, J. E. (1964) Quantum interference effects in Josephson tunneling, Phys. Rev Lett. I2, 159-160.
- Zimmerman, I. E., Thiene, P., and Harding. J. T. (1970) Design and operation of stable d-biased superconducting point-contact quantum devices, and a note on the properties of perfectly clean metal contacts, J. Appl- Phys. 41, 1572-1580.
- MeI·celeau, J. E. (1970) Superconducting magnetometers, Rev. Phys. Appl. 5. 13-20; Nisenoff. M. (1970) Superconducting magnetometers with sensitivities approaching 10·10 gauss, Rev. Phys. Appl 5, 21-24.
- Clarke, J. (1993) SQUIDS: theory and practice, in H. Weinstock and R. W. Ralston (eds.), The New Super-conducting Electronics, Kluwer Academic Pubushes, Dordrecht, pp. 123-180.
- Stewan, W. C. (1968) Current-voltage charactedstics of Iosephson junctions, Appl. Phys. Lett. I2, 277-280.
- McCumber, D. E. (1968) Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of Josephson junctions, J. Appl. Phys. 39, 3113-3118.
- Ambegaokar, V. and Halperin, B. I. (1969) Voltage due to thermal noise in me dc Josephson effect, Phys. Rev. Lett. 22, 1364-1366.
- Clarke, J. and Koch, R. H. (1988) The impact of high-temperature superconductivity on SQUIDS, Science 242, 217-223.
- Likharev, K. K. and Semenov, V. K. (1972) Fluctuation spectrum in

superconducting point junctions, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 15, 625-629. [(1972) *JETP Lett.* 15, 442-445].

Vystavkin, A. N., Gubankov, V. N., Kuzmin, L. S., Likharev, K. K., Miglum, V. V., and Semenov, V. K. (1974) S-c-s junctions as nonlinear elements of microwave receiving devices, *Phys. Rev. Appl.* 9, 79-109.

Koch, R. H., Van Harlingen, D. J., and Clarke, J. (1980) Quantum noise theory for a resistively shunted Josephson junction, *Phys. Rev Lett.* 45, 2132-2135.

Tesche, C. D. and Clarke, J. (1977) dc SQUID: noise and optimization *J. Low. Temp. Phys.* 27, 301-331.

Bruines, I. I.P., de Waal, V. J., and Mooij, J. E. (1982) Comment on DC SQUID noise and optimization, by Tesche and Clarke *J. Low- Temp. Phys.* 46, 383-386.

De Waal, V. J., Schrijner, P., and Lindal, R. (1984) Simulation and optimization of a dc SQUID with finite capacitance, *J. Low. Temp. Phys.* 54, 215-232.

Ketchen, M. B., and Jaycox, J. M. (1982) Ultra-low noise tunnel junction dc SQUID with a tightly coupled planar input coil, *Appl. Phys. Lett.* 40, 736-738.

Jaycox, J. M. and Ketchen, M. B. (1981) Planar coupling scheme for ultra low noise dc SQUIDS, *IEEE Trans. Magn.*, MAG-17, 400403.

Barfknecht, A., Coldough, M. S., and de la Cruz, A. Conductus, Inc., Sunnyvale, California (unpublished).

Gurvitch, M., Washington, M. A., and Huggins, H. A. (1983) High quality refractory Josephson tunnel junction utilizing thin aluminum layers, *Appl Phys. Lett.* 42, 472-474

De Waal, V. J., Klapwijk, T. M., and Van den Hamer, P. (1983) High performance dc SQUIDS with submicrometer niobium Josephson junctions, *J. Low. Temp. Phys.* 53, 287-312 .

Tesche, C. D., Brown, K. H., Canegad, A. Ci, Chen, M. M., Greiner, J. H., Iones, H. C., Ketchen, M. B., Kim, K. K., Kleinsasser, A. W., Notkays, H. A., Pinto, G., Wang, R. H., and Yogi, T. (1985) Practical dc SQUIDs with extremely low noise, IEEE Trans. Magn. MAG-21, 1032-1035.

Pegrum, C. M., Hugon, D-i Donaldson, G. B., and Tugwell, A. (1985) DC SQUIDs with planar input coils, *ibid*, 1036-1039.

Noguchi, T., Ohkawa, N., and Hamanaka, K. (1985) Tunnel junction dc SQUID with a planar input coil, in H. D. Hahlbohm. and H. Lubbig (eds.), SQUID 85 Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications, Walter de Gruyter, Berlin, pp. 761-766.

Foglietti, V., Gallagher, W. J., Ketchen, M. B., Kleinsasser, A. W., Koch, R. H., and Sandstrom, R. L., (1989) Performance of dc SQUIDs with resistively shunted inductance, Appl. Phys. Lett. 55, 1451-1453.

Muhlfelder, B., Beall, I. A., Cromar, M. W., and Ono, R. H. (1986) Very low noise tightly coupled dc SQUID amplifiers, Appl. Phys. Lett. 49, 1118-1120.

Knuutila, J., Kajola, N., Seppa, H., Mutikainen, R., and Salmi, J. (1988) Design, optimization and construction of a dc SQUID with complete flux transformer circuits, J. Low. Temp. Phys. 71, 369-392.

Wellstood, F. C., Heiden, C., and Clarke, J. (1984) Integrated dc SQUID magnetometer with high slew rate, Rev. Sci. Inst. 55, 952-957.

Carelli, P. and Foglietti, V. (1982) Behavior of a multiloop dc superconducting quantum interference device, J. Appl. Phys. 53, 7592-7598

Ketchen, M. B., Stawiasz, K. G., Pearson, D. J., Brunner, T. A. Hu, C-K, Jaso, M. A., Manny, M. P., Parsons, A. A., and Stein, K. J. (1992) Submicron linewidth input coils for low T_c integrated thin-film dc superconducting quantum interference devices, Appl. Phys. Lett. 61, 336-338.

Clarke, J., Goubau, W. M., and Ketchen, M. B. (1976) Tunnel junction dc SQUID: fabrication, operation; and performance, J. Low. Temp. Phys. 25, 99-144.

Ketchen, M. B., Goubau, W. M., Clarke, J., and Donaldson, G.B. (1978) Superconducting thin-film gradiometer, *J. Appl. Phys.* 44, 4111-4116.

Wellstood, F.C., and Clarke, J. unpublished.

Wellstood, F. C., Urbina, C., and Clarke, J. (1987) Low-frequency noise in dc superconducting quantum interference devices below 1K, *Appl. Phys. Lett.* 50, 772-774.

Roukes, M. L., Freeman, M. R, Germain, R S., Richardson, R C., and Ketchen, M. B. (1985) Hot electrons and energy transport in metals at millikelvin temperatures, *Phys. Rev. Lett.* 55, 422-425.

Wellstood, F. C., Urbina, C., and Clarke, J. (1989) Hot-electron limitation to the sensitivity of the dc superconducting quantum interference device, *Appl. Phys. Lett.* 54, 2599-2601.

Ketchen, M. B., Awschalom, D. D., Gallagher, W. J., Kleinsasser, A. W., Sandstrom, R L., Rozen, J. R., and Bumble, B. (1989) Design, fabrication and performance of integrated miniature SQUID susceptometers, *IEEE Trans. Magn.* MAG-25, 1212-1215.

Koch, R H., Clarke, J., Goubau, W. M., Martinis, J. M., Pegrum, C. M. and Van Harlingen, D. J. (1983) Flicker (1/f) noise in tunnel junction dc SQUIDS, *J. Low. Temp. Phys.* 51, 207-224.

Rogers, C.T. and Buhrman, RA. (1984) Composition of 1/f noise in metal-insulator-metal tunnel junctions, *Phys. Rev. Lett.* 53, 1272-1275.

Dutta, P. and Horn, P.M. (1981) Low-frequency fluctuations in solids: 1/f noise, *Rev. Mod. Phys.* 53, 497-516.

Savo, B., Wellstood, F. C. and Clarke, J. (1987) Low-frequency excess noise in Nb-Al₂O₃-Nb Josephson tunnel junction, *Appl. Phys. Lett.* 50, 1757-1759.

Tesche, C. D., Brown, R. H., Callegari, A. c., Chen, M. M., Greiner, J. H., Jones, H. C., Ketchen, M. B., Kim, K. K., Kleinsasser, A. W., Notarys, H. A., Proto, G., Wang, R. H. and Yogi. T. (1984) Well-coupled dc SQUID with extremely low $1/f$ noise, in U. Eckern, A. Schmid, W. Weber, H. Wuhl (eds.), Proc. 17th International Conference on low temperature physics LT-17, North Holland, Amsterdam, pp. 263-264.

Foglietti, V., Gallagher, W. 1., Ketchen, M. B., Kleinsasser, A. W., Koch, R. H., Raider, S. I. and Sandstrom, R. L. (1986) Low-frequency noise in low V_f noise dc SQUIDs, Appl. Phys. Lett. 49, 1393-1395.

Biomagnetic Technologies, Inc. 9727 Pacific Heights Blvd., San Diego, CA 92121-3719.

Fujimaki, N., Tamura, H., Imamura, T. and Hasuo, S. A single-chip SQUID magnetometer, Digest of Tech. papers of 1988 International Solid-State conference, (ISSCC), San Francisco, pp. 40-41.

Drung, D. (1986) Digital feedback loops for dc SQUIDs, Cryogenics 26, 623-627;

Drung, D., Crocoll, E., Herwig, R., Neuhaus, M. and Jutzi, W. (1989) Measured performance parameters of gradiometers 'with digital output, IEEE Trans. Magn. MAG-25, 1034-1037

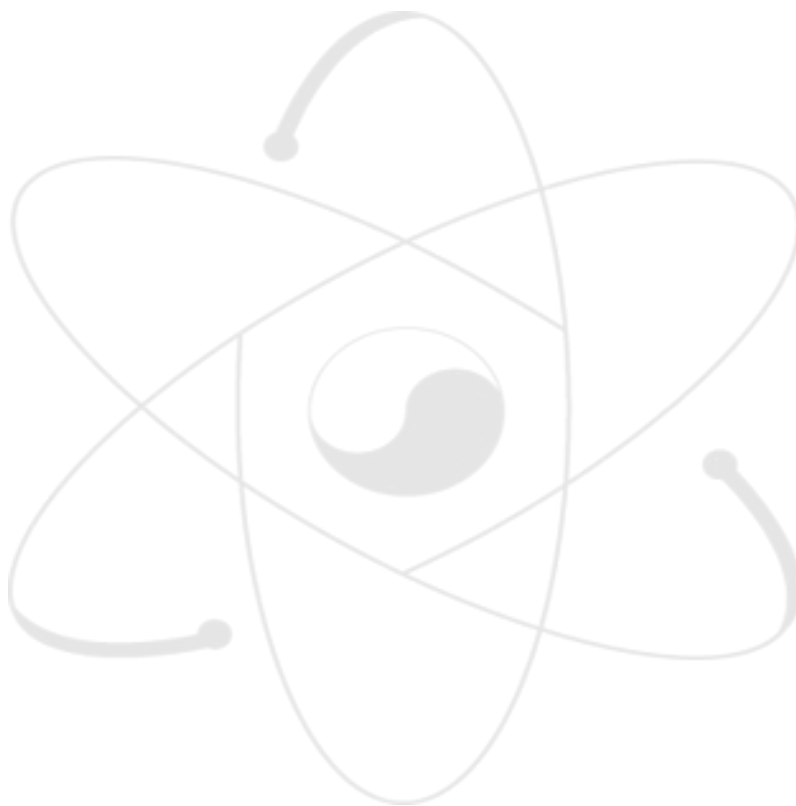
Muck, M. and Heiden, C. (1989) Simple dc SQUID system based on a frequency modulated relaxation oscillator, IEEE Trans. Magn. MAG-25, 1151-1153.

Drung, D., (1991) Investigation of a double-loop dc SQUID magnetometer with additional positive feedback, in H. Koch and H. Uibbig (eds.), Superconducting Devices and their Applications, Springer-Verlag, Berlin, pp. 351-356.

Seppä, H. (1991) DC SQUID electronics based on adaptive noise cancellation and a high open-loop gain controller, in H. Koch and H. Lubbig (eds.) 'Superconducting Devices and their 'Applications, Springer-Verlag, Berlin, pp.

346-350.

Clarke, J. (1977) Superconducting QUantum Interference Devices for low frequency measurements' in B. B. Schwartz; and S. Foner. (eds.), Superconductor Applications: SQUIDs and Machines, Plenum, New York, pp 67-124.



서 지 정 보 양 식

수행기관보고서번호	위탁기관보고서번호	표준보고서번호	INIS 주제코드
KAERI/AR-828/2009			
제목 / 부제	Cryogenic 센서를 위한 SQUID 신호 처리		
연구책임자 및 부서명	박세환, 원자력융합기술개발부		
연구자 및 부서명	박형식, 원자력융합기술개발부		
출판지	한국	발행기관	한국원자력연구원
페이지	60 p.	도표	있음(O), 없음()
발행년	2009년		
크기	30 Cm.		
참고사항			
공개여부	공개(O), 비공개(O)	보고서종류	기술현황분석보고서
비밀여부	대외비 (), ___ 급비밀		
연구위탁기관		계약번호	
초록 (15-20줄내외)	<p>SQUID는 Josephson junction을 포함한 superconducting loop를 이용하여 매우 작은 자기장을 측정할 수 있는 장치로써 1964 년 발명된 이 후 다양한 분야에 적용되고 있다. 일반적으로 SQUID는 DC SQUID와 RF SQUID로 나뉠 수 있는데, 매우 미세한 자기장을 측정할 수 있는 SQUID의 특성으로 인하여 SQUID는 뇌의 신경 활동 측정, MRI (Magnetic Resonance Imaging), 오일이나 광물 탐사, 지진 탐지, 중력과 측정 등에 활용된다. 극저온 검출기는 기존의 검출기에 비하여 에너지 분해능이 5 ~ 10 배 정도 향상될 수 있다는 장점으로 인하여 최근 많은 관심을 일으키고 있는 검출기이다. 이러한 검출기는 반도체 산업, 단백질 분석, 핵물질 악티나이드 성분 분석 등 분야에서 현재의 측정 기술을 한단계 향상시킬 수 있는 검출기 기술로 주목받고 있다. SQUID는 이러한 극저온 검출기 중 microcalorimeter 검출기의 신호를 처리할 수 있는 장치로써 최근에는 다채널 위치 민감형 microcalorimeter 개발과 더불어 신호처리를 위한 SQUID 개발이 진행되고 있다. 본 보고서는 Cryogenic(극저온) 센서 신호 처리를 위한 SQUID (Superconducting Quantum Interface Device)에 대한 간략한 소개 및 이를 이용한 극저온 검출기 연구에 대하여 다룬다.</p>		
주제명키워드 (10단어내외)	SQUID, Josephson Junction, 극저온 검출기, Microcalorimeter		

BIBLIOGRAPHIC INFORMATION SHEET

Performing Org. Report No.	Sponsoring Org. Report No.	Standard Report No.	INIS Subject Code
KAERI/AR-828/2009			
Title / Subtitle	Progress Report on SQUID for Cryogenic Detector		
Project Manager and Department	Park Se-Hwan, Atomic Energy Fusion Technology Division		
Researcher and Department	Park, Hyung SiK, Atomic Energy Fusion Technology Division		
Publication Place	Korea	Publisher	KAERI
			Publication Date
			2009
Page	60 p.	Ill. & Tab.	Yes(o), No ()
			Size
			30 Cm.
Note			
Open	Open(o), Closed()		Report Type
Classified	Restricted(), ___Class Document		
Sponsoring Org.			Contract No.
Abstract (15-20 Lines)	<p>SQUID can measure extremely small magnetic field based on superconducting loop containing Josephson junction. Since the invention of SQUID at 1964, it was applied in various areas. SQUID can be divided into DC SQUID and rf SQUID, and they can be used in measurement of neutral activity inside brains, MRI (Magnetic Resonance Imaging), mineral exploration, earthquake prediction and detection of gravitational wave. Recently much attention has paid on the cryogenic detector because of its ultra high energy resolution, where the energy resolution of the cryogenic detector is 5 ~ 10 times higher than that of the conventional detector. The cryogenic detector can be used in material analysis in semiconductor industry, the protein analysis, and the nuclear material analysis in actinide. SQUID is used to process the signal from microcalorimeter, and SQUID for multi channel microcalorimeter has been developed. This report contains the introduction of SQUID (Superconducting Quantum Interface Device) for signal processing of cryogenic detector and the development of ultra high-resolution cryogenic detector.</p>		
Subject Keywords (About 10 words)	SQUID, Josepson Junction, Cryogenic detector, Microcalorimeter		