

“SQUID”



Fortgeschrittenen-Praktikum I

Steffen Spieler und Benedikt Kraus

Fakultät für Mathematik und Physik
der
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

3. September 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	2
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Supraleitung	3
2.2	BCS-Theorie	4
2.3	Flussquantisierung	5
2.4	Josephson-Effekt	6
2.5	Das SQUID	7
2.6	Lock-In-Methode	7
3	Versuchsaufbau und Durchführung	7
3.1	Aufbau des Versuches	7
3.2	Versuchsdurchführung	8
4	Auswertung	10
4.1	Magnetfelder und Dipolmomente der Leiterschleife	10
4.2	Fits der Leiterschleife	11
4.3	Magnetfelder und Dipolmomente der Proben	12
5	Zusammenfassung	14
6	Anhang	15
6.1	SQUID-Pattern	15
6.2	Plots und Fits der Widerstände	16
6.3	Plots und Fits diverser Objekte	18
6.4	Plots und Polarplots diverser Objekte	21

1 Aufgabenstellung

1. Beschreiben Sie den Aufbau des JSQ Magnetometer SQUID-Sensors.
2. Nehmen Sie die Grundeinstellungen vor, optimieren Sie das Signal und nehmen Sie das typische SQUID-Pattern mit dem digitalen Speicheroszilloskop auf.
3. Beobachten Sie das Magnetfeld einer rotierenden Leiterschleife. Die Messungen sind mit verschiedenen Einstellungen der Apparatur aufzunehmen (Variationen in Integrationszeiten und Rotationsgeschwindigkeiten der Schleife), um das Verhältnis zwischen Signal und Rauschen zu optimieren. Dabei ist die Signalerzeugung im SQUID zu verstehen. Die Ergebnisse der Messung sind mit der Theorie zu vergleichen.
4. Messen Sie das Magnetfeld verschiedener Proben:
 - (a) Eisenspan
 - (b) Zylinderstift (Stahl)
 - (c) Magnetspan
 - (d) Goldplättchen
 - (e) verschiedene Kieselsteine

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Supraleitung

Die Supraleitung wurde 1911 von H. Kamerlingh Onnes entdeckt, als dieser die Temperaturabhängigkeit von elektrischen Widerständen untersuchte. Er stellte fest, dass der Widerstand von Quecksilber unter einer Temperatur von 4,2 K praktisch verschwand. Dieser Temperatur wurde der geistreiche Name Sprungtemperatur T_c gegeben (siehe Abb. 1). In den Jahren danach wurden zahlreiche weitere Materialien entdeckt, die unterhalb einer kritischen Temperatur (materialspezifisch) in einen supraleitenden Zustand übergehen. Das Verschwinden des elektrischen Widerstands unterhalb der kritischen Temperatur T_c ist nicht das einzige Phänomen das im Zusammenhang mit der Supraleitung auftritt. Supraleiter sind auch ideale Diamagnete, d. h. das B-Feld innerhalb des Materials verschwindet $B_{int} = 0$, abgesehen von einem kleinen Randbereich, der zur Mitte hin exponentiell abfällt. Dies bezeichnet man als Meisner-Ochsenfeld Effekt. Unterhalb der Temperatur T_c bilden je zwei Elektronen ein Cooper-Paar, einen gebundenen Zustand, der sich wie ein Boson verhält. Siehe hierzu den nachfolgenden Absatz. Ausserdem findet man beim Übergang zum Supraleitenden Zustand in der Bandstruktur des Materials eine Lücke bei: $E_F \pm \Delta E$, wobei E_F die Fermienergie und ΔE ein Temperaturabhängiger Energiebetrag ist.

Man unterscheidet Supraleiter 1. und 2. Art: Die erste Art geht oberhalb eines kritischen externen Magnetfeldes B_c oder einer kritischen Stromdichte \vec{j}_c innerhalb der Leiters in den normalleitenden Zustand über. Die zweite Art bildet oberhalb eines kritischen äusseren Feldes B_{c1} zwar Flussfäden¹ im inneren aus ist aber ansonsten noch immer im supraleitenden Zustand. Erst über dem kritischen Feld B_{c2} werden diese Leiter normalleitend.

¹magnetische Flüsse im inneren des Supraleiters

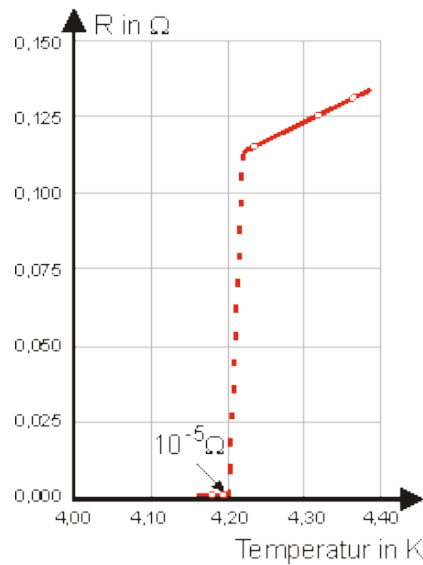


Abbildung 1: Widerstand über Temperatur

2.2 BCS-Theorie

Die nach ihren Entwicklern Bardeen, Cooper und Schrieffer benannte Theorie erklärt zahlreiche mit der Supraleitung zusammenhängende Phänomene:

1. den widerstandslosen Ladungstransport
2. den Meissner-Ochsenfeld Effekt
3. die Energielücke in der Bandstruktur
4. die Ausbildung von Cooper-Paaren
5. die Abhängigkeit der kritischen Temperatur T_c von der Isotopenmasse des Materials

Die Gitterstruktur deformiert sich in der Bahn eines Elektrons, da die Atomrümpfe eine gewisse Zeit, in der Größenordnung des Inversen der Debeyfrequenz ω_D ($T \approx 10^{-13} \text{ s}$), brauchen um an ihren Ausgangsort zurückzukehren. So entsteht eine schwache positive Polarisierung hinter den betrachteten Elektronen, die über weite Strecken hinweg, also nach fast vollständiger Abschwächung der abstoßenden Coulomb-Wechselwirkung, auf ein anderes Elektron anziehend wirkt.

In der theoretischen Festkörperphysik beschreibt man die Ausbildung eines Cooper-Paares wie folgt: Elektronen sind Fermionen, d.h. jeder quantenmechanische Zustand wird nur einmal besetzt, außer bei zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin. Bei niedrigen Temperaturen sind nun fast alle Zustände bis zur Fermienergie E_F befüllt, darüber sinkt die Besetzungsdichte drastisch gegen 0. Daraus folgt eine hohe Wahrscheinlichkeit zwei Elektronen mit antiparallelen Impulsen zu finden, was die Ausbildung eines Cooper-Paares begünstigt. Auch heißt es, dass schon relative schwache Wechselwirkungen zu gebundenen Zuständen führen. Diese kombinierte Spin 1/2 Systeme haben dann den Gesamtspin 0 und verhalten sich demnach wie Bosonen. Nach der Bose-Statistik können beliebig viele Bosonen einen Zustand besetzen, der Ausbildung zahlreicher Cooper-Paare steht also nichts mehr im Weg. Und das Material liegt nun im supraleitenden Zustand vor. Das bosonische Verhalten der Cooper-Paare bedingt die Ausbildung einer Gesamtwellenfunktion die im Grundzustand vorliegt. Diese Gesamtwellenfunktion zieht einige Konsequenzen nach sich, wie die Flussquantisierung, widerstandsfreier Ladungstransport und Effekte an einem Josephson Kontakt (siehe unten). Die Wellenlänge der bosonischen Wellenfunktionen ist verglichen mit den Abständen der Atomrümpfe im Gitter sehr groß, da die Wechselwirkung zwischen den Elektronen sehr schwach ist. Daher stellen diese, oder auch Gitterschwingungen keine Hindernisse für die Cooper-Paare dar. Somit ist ein widerstandsloser Ladungstransport gegeben.

2.3 Flussquantisierung

Wir betrachte, wie im SQUID-Experiment, einen supraleitenden Ring in der Meißner-Phase². Wird in ihm durch einen Induktionsvorgang ein Strom induziert klingt dieser solange der Ring in der Meißner-Phase bleibt, nicht ab. Das heißt das System ist in einem stabilen Zustand, der ein angeregter Zustand, also nicht der Grundzustand, ist, da ein Dauerstrom fließt. Die Quantenmechanik schreibt vor, dass stationäre Zustände diskret verteilt sind. Daraus folgt, dass auch der magnetische Fluss quantisiert sein muss. Setzt man für die Ladungsträger des Stroms im Ring

$$\psi(\vec{x}) = \psi_0 \cdot e^{iS(\vec{r})}$$

²d.h. ein supraleitendes Material mit einer Temperatur kleiner seiner Sprungtemperatur

an (S ist die ortsabhängige Phase), so gilt für diese Wellen-Gleichung die London-Gleichung

$$\vec{j} = \frac{nq\hbar}{m} \text{grad } S - \frac{nq^2}{m} \vec{A}.$$

Da nun aufgrund des Meißner-Ochsenfeldeffekts die magnetische Flussdichte aus dem Inneren des Rings verdrängt wird (nur in einer dünnen Schicht an der Oberfläche des Supraleiters ist das Magnetfeld noch “spürbar”) gilt unter der Voraussetzung $\vec{j} = 0$ für die Stromdichte im Inneren des Leiters längs einem geschlossenen Weg C :

$$\oint_C \text{grad } S d\vec{l} = \frac{q}{\hbar} \oint_C \vec{A} d\vec{l}$$

Da die Wellenfunktion eindeutig ist, sich die Phase der Wellenfunktion also nur um ganzzahlige Vielfache von 2π ändern kann gilt

$$\oint_C \text{grad } S d\vec{l} = 2\pi n,$$

mit $n \in \mathbb{Z}$. Aus dem Stokes’schen Satz

$$\oint_C \vec{A} d\vec{l} = \int_F \text{rot } \vec{A} dF = \int_F \vec{B} dF = \Phi$$

ergibt sich also zusammen:

$$\frac{n\hbar}{q} = \oint_C \text{grad } S d\vec{l} = \int_F \vec{B} dF = \Phi.$$

Daraus folgt, dass der magnetische Fluss quantisiert ist. Es stellt sich heraus, dass die Ladungsträger des Stroms Cooper-Paare sind, also $q = -2e$ ist.

2.4 Josephson-Effekt

Das quantenmechanische Phänomen des Tunnelns gibt es auch zwischen zwei Supraleitern die mit einer dünnen Isolierschicht voneinander getrennt sind. Die eingebrachte Isolierschicht darf kein Supraleiter sein. (Dies ist essenziell für den SQUID-Versuch, da ein von außen anliegendes Magnetfeld zwar nicht in den Supraleiter (wg. Meißner-Ochsenfeld-Effekt) eindringen kann, aber in die Isolierschicht.)

Die Cooper-Paare können nun, wenn die Phasendifferenz $\Delta\varphi = n\pi$ ist, in den anderen Supraleiter tunneln. Das heißt es fließt ein Strom, ohne auch nur die geringste Potentialdifferenz. Auch verlieren die Paare beim Tunnelvorgang keine Energie, d.h. klassisch betrachtet gibt es keinen Widerstand. Dies erscheint paradox verglichen mit dem klassischen Ohm’schen Gesetz $U = RI$.

Da die Isolierschicht kein Supraleiter ist, können in sie Magnetfelder eindringen. Dadurch wird die Korrelation der Wellenfunktionen der tunnelnden Cooper-Paare beeinflusst, also die Phasendifferenz $\Delta\varphi$, was als messbare Veränderung des Stroms zu Buche schlägt.

Der Tunnelstrom durch die Barriere ist gegeben durch:

$$I_S = I_C \sin(\Delta\varphi)$$

2.5 Das SQUID

Ein SQUID (**S**uperconducting **Q**Uantum **I**nterference **D**evice) ist ein Magnetfeldsensor mit überragender Präzision. Die für die Funktionsweise nötigen quantenmechanischen Effekte sind die in den theoretischen Grundlagen genannten Josephson-Effekte und die Flussquantisierung. Man unterscheidet zwei Arten von SQUIDs, deren Aufbau verschieden ist und die sich dadurch verschiedener Josephson-Effekte bedienen. Die im FP verwendete Sonde ist ein sogenanntes **rf** – **SQUID**. D.h. ein Hochtemperatur-Supraleiterring ist an einer Stelle durch eine Isolierschicht (“weak-link”) unterbrochen. Um einen magnetischen Fluss in diesem Ring zu induzieren wird ein Schwingkreis mit einer bestimmten Frequenz angeregt.

2.6 Lock-In-Methode

Die Lock-In-Methode ermöglicht das Messen eines im Vergleich zur Fluktuation des Magnetfeldes und dem Rauschen der Elektronik kleinen Signals. Dazu wird dem zu messenden Signal ein hochfrequentes Signal aufmoduliert, dass im Lock-In-Detektor wieder demoduliert wird.

3 Versuchsaufbau und Durchführung

3.1 Aufbau des Versuches

Der Versuchsaufbau besteht aus einem Dewar, ein im Idealfall nach außen sowohl termisch als auch magnetisch abgeschirmtes Gefäß. Darin befindet sich die SQUID-Sonde, die in einem Bad aus flüssigem Stickstoff ist. Im unteren Teil des Dewars befindet sich eine separate Kammer (ohne flüssigen Stickstoff) in die die auf ihre magnetischen Eigenschaften zu untersuchenden Gegenstände eingebracht werden

können. Für die Untersuchung des Magnetfeldes einer rotierenden Leiterschleife steht weiterhin ein Motor mit Getriebe und der dazugehörigen Steuerung zur Verfügung.

Die SQUID-Sonde ist mit einer Kontroll-Einheit verbunden, die sowohl die gemessenen Daten der Sonde an ein Oszilloskop weitergibt, als auch die Steuerung des RC-Schwingkreises des SQUIDs übernimmt.

3.2 Versuchsdurchführung

Wir befüllen den Dewar bis zur Markierung mit flüssigem Stickstoff. Anschließend tauchen wir die Sonde langsam in die Flüssigkeit. Wir geben dem System 15 Minuten Zeit eine konstante Temperatur zu erreichen. Wir messen den Abstand der Sonde zur Probe. Nach dem Verstreichen der Zeit schalten wir das Oszilloskop Hameg 1508-2 ein und starten das Eichprogramm JSQ-Duosensor um die Kalibration des Schwingkreises vorzunehmen. Dazu optimieren wir die Amplitude des SQUID-Signals auf dem Oszilloskop über die Stromamplitude VCA und die Frequenz VCO des Schwingkreises. Nachdem wir die maximale mögliche Amplitude eingestellt haben regeln wir den Offset OFF. Dazu gehen wir mit dem Oszilloskop in den größtmöglichen Spannungsdarstellungsbereich und regeln, bis das SQUID-Pattern auf "Null" ist, dann gehen wir in den nächst genaueren Bereich der Spannung und wiederholen die Einstellung. Dies wiederholen wir, bis der Offset $\pm 100mV$ auf Null liegt. (Dieses Verfahren wiederholten wir immer wieder nachdem entweder der Lock-In-Verstärker übersteuert oder die Supraleitung zusammengebrochen war.) Nachdem alle Kalibrierungen vorgenommen sind nehmen wir das Grund-Pattern und die am Schwingkreis anliegende Dreiecksspannung auf³.

Nun messen wir die Spannung der beiden Batterien und die fünf Widerstände der Leiterschleife. Anschließend nehmen wir für jeden Widerstand das \vec{B} -Feld auf indem wir die sich drehende Leiterschleife mit dem Jumper an der entsprechenden Position für die Wahl eines Widerstands in den Dewar einführen und im Messprogramm HMLab den Verlauf aufnehmen.

Bei der Messung der anderen Proben (Eisenspan, Zylinderstift, Magnetspan, Goldplättchen, Stein 1-3 und Diversen anderen Dingen) verfahren wir analog. Die Rotationsgeschwindigkeiten der Proben variierten wir zwischen 2 und 5 Umdrehungen pro Minute. Um das jeweils optimale Pattern zu bekommen regeln wir die Glättung (Integr.-C) und die Verstärkung (FB-R) nach.

³siehe Anhang "SQUID-Pattern"

Der hier dargestellte Verlauf unserer Messungen ist stark verkürzt, denn am ersten Tag der Messung gab es große Probleme, das SQUID stabil zum laufen zu bringen. Das charakteristische SQUID-Pattern war sehr verrauscht oder nicht sichtbar. Wir holten die Sonde mehrere Male aus dem Dewar um sie wieder aufzutauen und sie dann erneut nach einiger Zeit für Messungen abzukühlen. Die behilfsmäßige Abschirmung eines BNC-Kabels mit Alufolie, die geerdet wurde, brachte eine große Verbesserung. Am zweiten Tag der Messung lief die Sonde dann stabil.

Werte	R_1	R_2	R_3	R_4	R_5
Widerstand R/Ω	51,2	100,9	301,0	511,0	1004,0
Spannung U/V	2,52	2,58	2,62	2,63	2,64
Dipolmoment p/Amm^2	1,39	0,72	0,25	0,15	0,07
$\pm s_p/Amm^2$	0,46	0,24	0,08	0,05	0,02
B_z/nT	9,33	4,83	1,67	1,01	0,47
$\pm s_{B_z}/nT$	3,17	1,65	0,56	0,33	0,17
$\Delta\phi/\phi_0$	2,01	1,04	0,36	0,21	0,11
$\pm s_{\Delta\phi}/\phi_0$	0,68	0,35	0,12	0,07	0,04

Tabelle 1: Berechnete Werte der Leiterschleife

4 Auswertung

4.1 Magnetfelder und Dipolmomente der Leiterschleife

In der obigen Tabelle 1 ist die Unsicherheit auf die Widerstände $s_R = \pm 0,1\Omega$ und die Spannungen $s_U = \pm 0,1V$. Wir berechneten das Dipolmoment der Leiterschleife über

$$p = IA = \pi r^2 I = \pi r^2 \frac{U}{R}$$

wobei $r = (3 \pm 0,5)mm$ und somit $s_A = 2\pi r s_r$ war, sowie $s_I = \sqrt{(\frac{s_U}{R})^2 + (\frac{U s_R}{R^2})^2}$. Die Unsicherheit des Dipolmoments berechnet sich nach Gauß zu

$$s_p = \sqrt{(I s_A)^2 + (A s_I)^2}$$

Weiterhin berechneten wir den magnetischen Fluss der Leiterschleife über

$$B_z = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{p}{z^3}.$$

Hierbei war unser ermittelter Wert für den Abstand Probe-SQUID $z = (3,1 \pm 0,2)cm$. Alsdann berechneten wir die Unsicherheit auf den magnetischen Fluss durch

$$s_{B_z} = \sqrt{(\frac{\mu_0 s_p}{2\pi z^3})^2 + (-\frac{3\mu_0 p s_z}{2\pi z^4})^2}.$$

Nun wollen wir die Änderung des Flusses bestimmen. Dies gelingt uns mit der Gleichung $\Delta\phi = \frac{2B_z}{F}$. (Da sich der magnetische Fluss von $-B_z$ bis $+B_z$ ändert, nähert man $\Delta B_z = 2B_z$.) Mit $F = 9,3 \cdot nT/\phi_0$ und $\phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}Wb$ ergeben sich die oben in der Tabelle 1 einzusehenden Werte. Die Unsicherheit auf diese Werte berechnen wir mit folgender Formel $s_{\Delta\phi} = \frac{2s_{B_z}}{F}$.

R_i	χ^2/ndf	Offset A/V	Amplitude B/V	Phase D
R1	1.15727	$-0.412084 \pm 0.000565685$	0.524374 ± 0.000779264	25.0813 ± 0.0146806
R2	0.400893	-0.407964 ± 0.00033343	0.244359 ± 0.000465585	24.8967 ± 0.0196938
R3	0.197517	-0.398174 ± 0.00023437	$0.0876194 \pm 0.000322358$	25.0666 ± 0.0391139
R4	0.145868	-0.38583 ± 0.000203016	$0.0459266 \pm 0.000274703$	24.1685 ± 0.065403
R5	0.144913	$-0.383502 \pm 0.000199856$	$-0.0235072 \pm 0.000279025$	24.8626 ± 0.114644

Tabelle 2: Parameter aus Fits Widerstände

R_i	B_z/nT	$\pm s_{B_z}/nT$
R_1	12,00	0,018
R_2	5,60	0,011
R_3	2,010	0,007
R_4	1,050	0,006
R_5	0,530	0,006

Tabelle 3: Ergebnisse aus Fits Widerstände

4.2 Fits der Leiterschleife

Um das Magnetfeld der Leiterschleife nun aus unseren gemessenen Werten der SQUID-Sonde zu extrahieren legen wir eine Ausgleichsfunktion über unsere Messwerte. Die der Näherung zu Grunde liegende Funktion hat die Form

$$f(A, B, C, D, x) = A + B \cdot \sin(C \cdot x + D).$$

Dies macht, wenn man sich den periodischen Verlauf der Graphen der gemessenen Daten, Sinn. Die mittels eines root-Skripts ermittelten Parameter sind A der Offset, B die Amplitude, C die Periode und D die Phasenverschiebung. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 aufgelistet.

Aus dem der Formel $\Delta B_z = \frac{\Delta U}{2s_i A_{eff}}$ mit $\Delta U = 2B$ (wobei hier B der Parameter der Amplitude aus den Fits ist) erhalten wir die in Tabelle 3 aufgelisteten Werte. Für die effektive Fläche berufen wir uns auf das Skript von Herrn Köhli: $A_{eff} = 0,226 \text{ mm}^2$. Die Unsicherheiten ergeben sich mit $s_{\Delta B_z} = \frac{s_{\Delta U}}{2s_i A_{eff}}$ mit der Sensitivität $s_i = 0,2 \text{ V}/\phi_0$.

Die Gegenüberstellung der Werte entnehme man Tabelle 4.

R_i	$(B_z \pm s_{B_z})/nT$ Experiment	$(B_z \pm s_{B_z})/nT$ Theorie
R_1	$12,00 \pm 0,018$	$9,33 \pm 3,17$
R_2	$5,60 \pm 0,011$	$4,38 \pm 1,65$
R_3	$2,010 \pm 0,007$	$1,67 \pm 0,56$
R_4	$1,050 \pm 0,006$	$1,01 \pm 0,33$
R_5	$0,530 \pm 0,006$	$0,47 \pm 0,17$

Tabelle 4: Gegenüberstellung Theorie-Experiment

Objekt	χ^2	Offset A/V	Amplitude B/V	Phase D
Eisenspan	0.352156	0.957284 ± 0.000310	0.026329 ± 0.000443	24.5481 ± 0.1453
Magnetspan	13.2822	3.35653 ± 0.00191	1.50818 ± 0.00270	24.8522 ± 0.0161
Knetmasse	0.131739	-0.232237 ± 0.000183	$0.00673966 \pm 0.00025691$	24.5365 ± 0.1587
Key (Metall)	0.36736	0.143239 ± 0.000307	0.221363 ± 0.000430	24.8874 ± 0.0077
Key digital	0.153974	0.095817 ± 0.000196	0.0503733 ± 0.0002763	24.8711 ± 0.0111

Tabelle 5: Ergebnisse aus Fits Objekte

4.3 Magnetfelder und Dipolmomente der Proben

Um die Magnetfelder der Proben zu bestimmen fitteten wir die aufgezeichneten Daten jeweils wieder mit Funktionen der Form $f(A, B, C, D, x) = A + B \cdot \sin(Cx + D)$. Die erhaltenen Werte sammt Unsicherheiten sind der Tabelle 4 zu entnehmen, die Graphiken sind dem Anhang “Plots und Fits diverser Proben” zu entnehmen.

Aus diesen Werten berechnen wir analog zum obigen Vorgehen, mittels der folgenden Formel das Magnetfeld

$$B_z = \frac{U}{2s_i A_{eff}}$$

und die dazugehörigen Unsicherheit

$$s_{B_z} = \frac{s_U}{2s_i A_{eff}}.$$

Für das magnetische Moment gilt

$$p_m = \frac{2\pi}{\mu_0} \cdot B_z \cdot z^3$$

mit der Unsicherheit

$$s_p = \sqrt{\left(\frac{2\pi z^3}{\mu_0}\right)^2 (s_{B_z})^2 + \left(\frac{6\pi B_z z^2}{\mu_0}\right)^2 (s_z)^2}$$

Eisenspan :

$$B_z = (6,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-10} T$$

$$p_m = (0,09 \pm 0,02) \cdot A m m^2$$

Magnetspan :

$$B_z = (3,45 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} T$$

$$p_m = (5,14 \pm 1,00) \cdot A m m^2$$

Knetmasse :

$$B_z = (1,54 \pm 0,06) \cdot 10^{-10} T$$

$$p_m = (0,023 \pm 0,005) \cdot A m m^2$$

Key(Metall) :

$$B_z = (5,07 \pm 0,01) \cdot 10^{-9} T$$

$$p_m = (0,76 \pm 0,15) \cdot A m m^2$$

Key(digital) :

$$B_z = (1,153 \pm 0,006) \cdot 10^{-9} T$$

$$p_m = (0,17 \pm 0,03) \cdot A m m^2$$

⁴ Leider müssen wir hier bemerken, dass uns die Vermessung des Goldplättchens misslang. Bei der Vermessung des Zwei-Euro-Stückes und des USB-Sticks konnten wir die Spannung nur im kleinsten Verstärkungsmodus auflösen, allerdings sind dabei die Peaks abgeschnitten worden, sodass ein periodischer Fit auf Sinusbasis nicht möglich war. Ebenso erging es uns mit dem Metallzylinder. Bei den Steinen war kein Dipolmoment zu entdecken, sodass ein Sinusfit der Spannung des SQUIDS keinen Sinn gemacht hätte. Stattdessen haben wir die oben genannten Objekte, deren Dipolmoment ausgeprägter war, gefittet und berechnet.

⁴Key wählten wir als kurzes Wort für Schlüssel, damit die Tabelle 5 nicht über den Bereich einer DinA4 Seite hinausragt. Gemeint sind einmal ein herkömmlicher Schlüssel zum Öffnen von Türen ("Metall") und im anderen Fall ein Schlüssel mit integriertem Schwingkreis für eine Kaffeemaschine, die sich im 11. Stock des Physikhochhauses befindet ("digital")

5 Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich über den SQUID-Versuch, den wir zwischen dem 31.8-1.9.10 ausführten folgendes sagen.

Wir konnten im ersten Teil des Versuches, bei dem an den anregenden Schwingkreis des SQUIDS eine Dreiecksspannung angelegt wird, das charakteristische “SQUID-Pattern” und die damit verbundene Flussquantisierung indirekt beobachten.

Im zweiten Teil wurde eine Leiterschleife ob ihrer magnetischen Eigenschaften untersucht. Dazu berechneten wir theoretisch das Dipolmoment und Magnetfeld der Schleife und verglichen die Werte mit denen aus den Näherungskurven bestimmten Ergebnissen. Wir konnten diese innerhalb einer Standardabweichung der theoretischen Werte verifizieren.

Im dritten Teil vermaßen wir die Magnetfelder verschiedener Proben und berechneten, wenn die Näherungen gelangen, diese und ihre Dipolmomente. Zusätzlich erstellten wir Graphen, die das Magnetfeld in Abhängigkeit von den Drehwinkeln darstellen.

Abschließend lässt sich bemerken, dass der SQUID-Versuch ein äußerst labiler Versuch ist. Oftmals konnten wir die Ursache für das Zusammenbrechen der Spannung der SQUID-Sonde nicht verstehen. Ob die Fehlerquelle der Lock-In-Verstärker oder eine Vereisung der Sonde war konnten wir in keinem Falle feststellen. Trotzdem belohnt der SQUID-Versuch, einmal stabil zum Laufen gebracht, durch hochinteressante Bilder aller nur erdenkbarer Proben (solange sie einen Durchmesser von $(4, 2 \pm 0, 2)cm$ nicht überschreiten).

6 Anhang

6.1 SQUID-Pattern

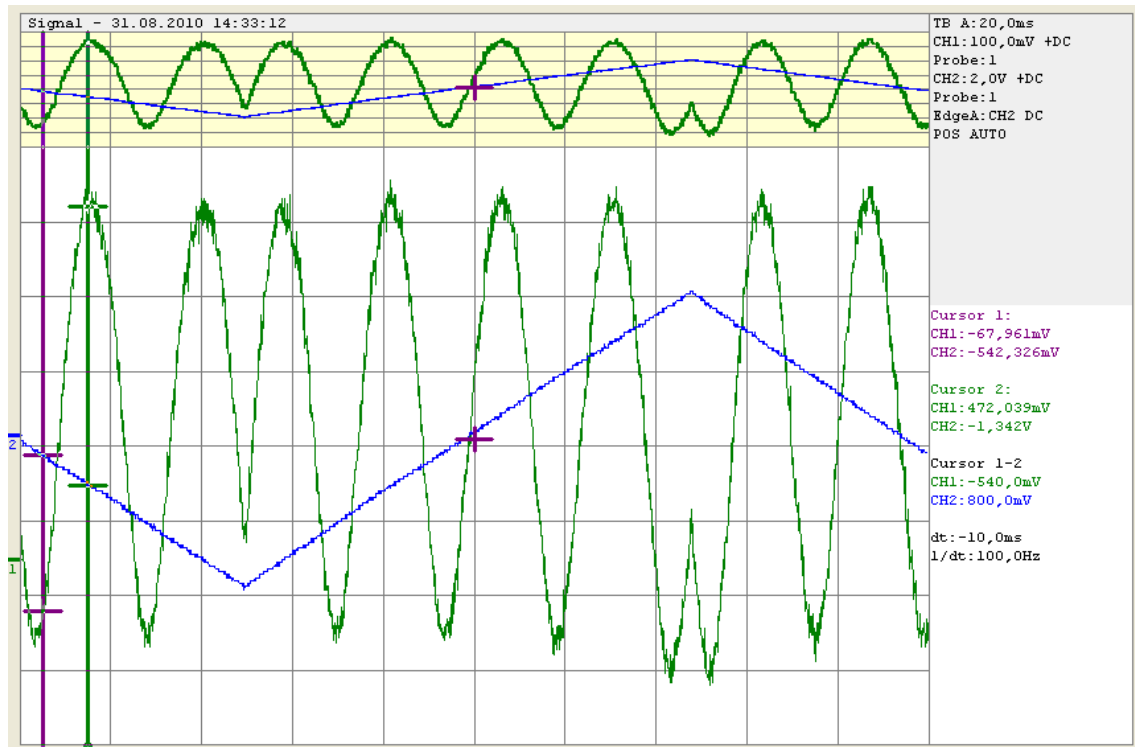


Abbildung 2: SQUID-Pattern

6.2 Plots und Fits der Widerstände

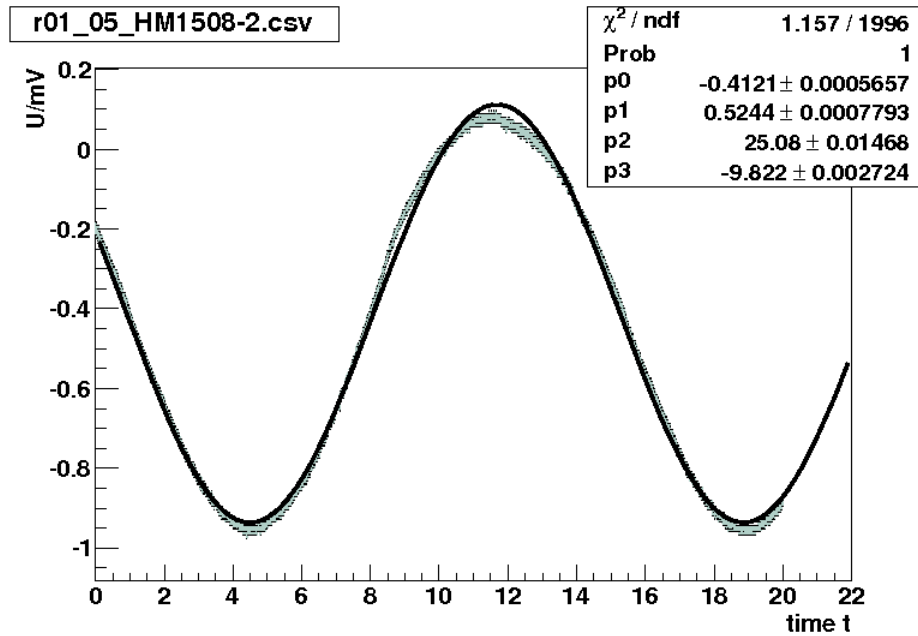


Abbildung 3: Widerstand 1

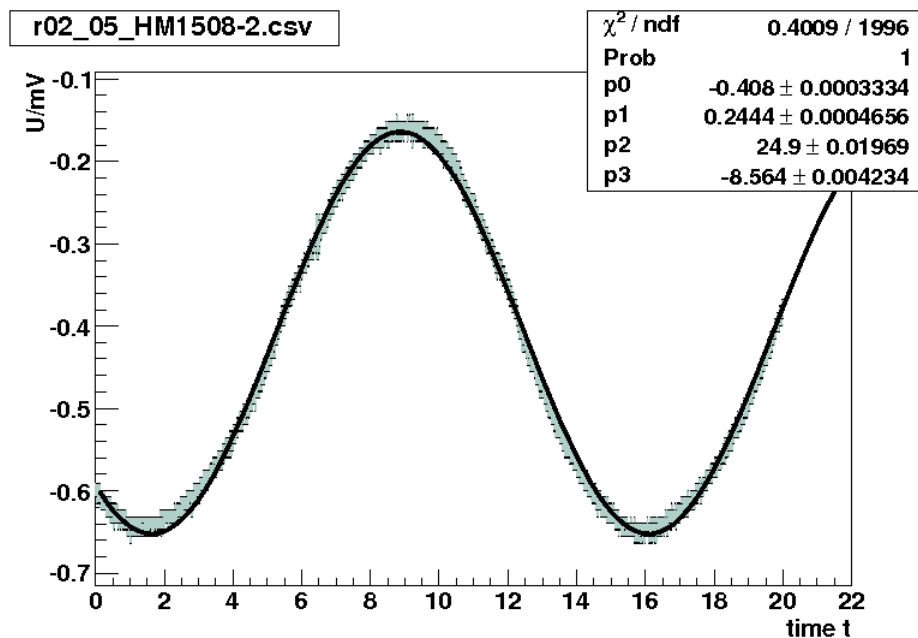


Abbildung 4: Widerstand 2

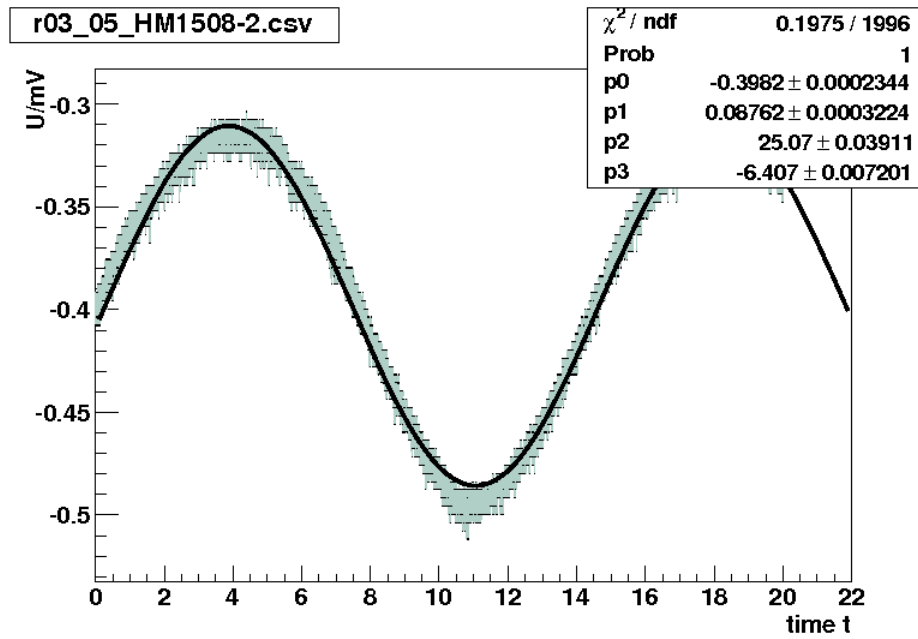


Abbildung 5: Widerstand 3

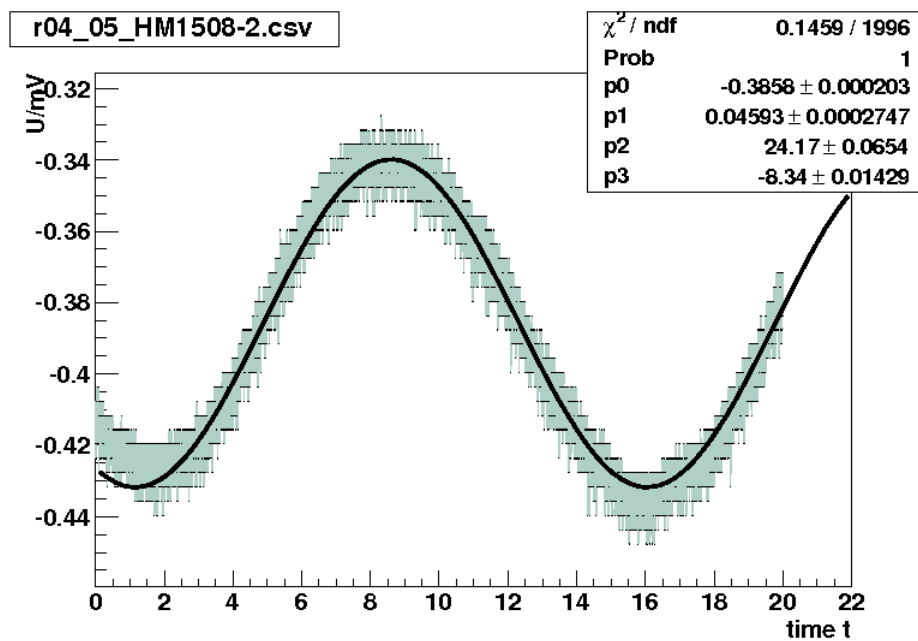


Abbildung 6: Widerstand 4

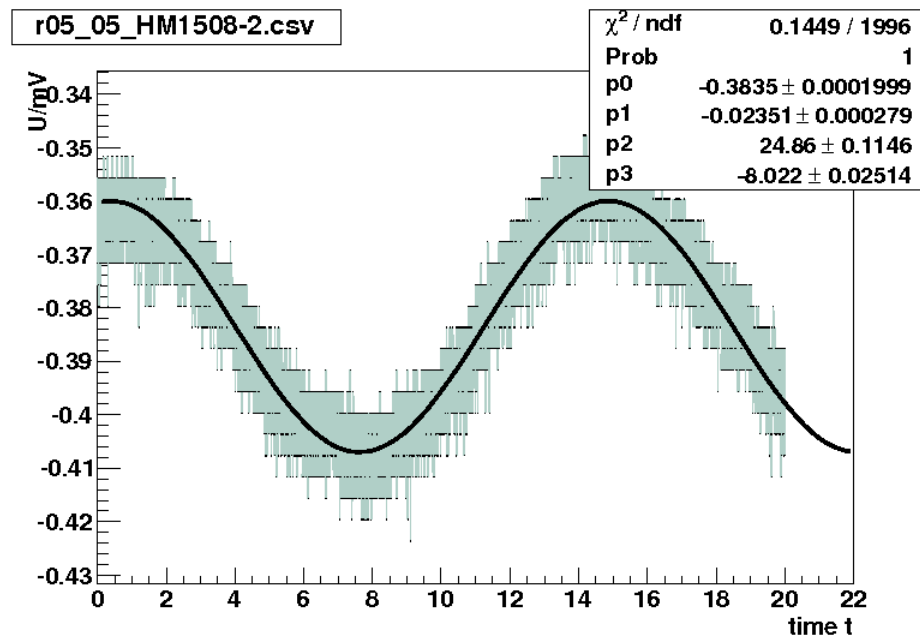


Abbildung 7: Widerstand 5

6.3 Plots und Fits diverser Objekte

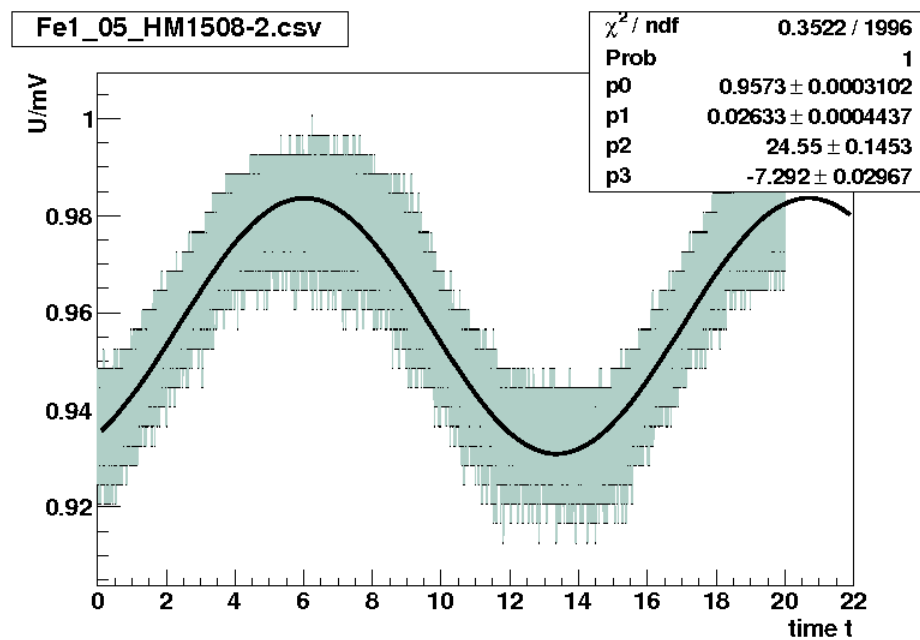


Abbildung 8: Eisenspan

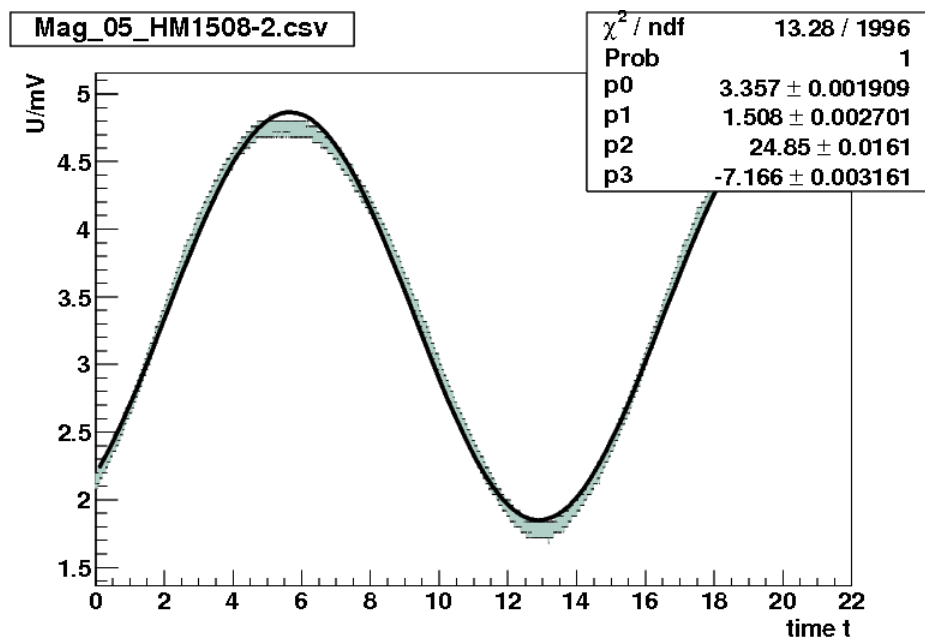


Abbildung 9: Magnetspan

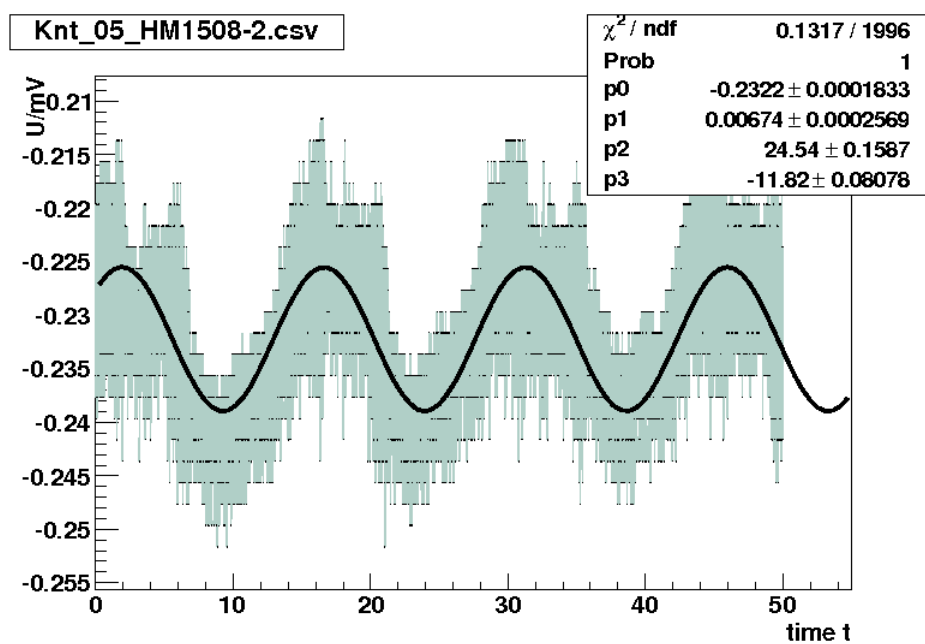


Abbildung 10: Knetmasse

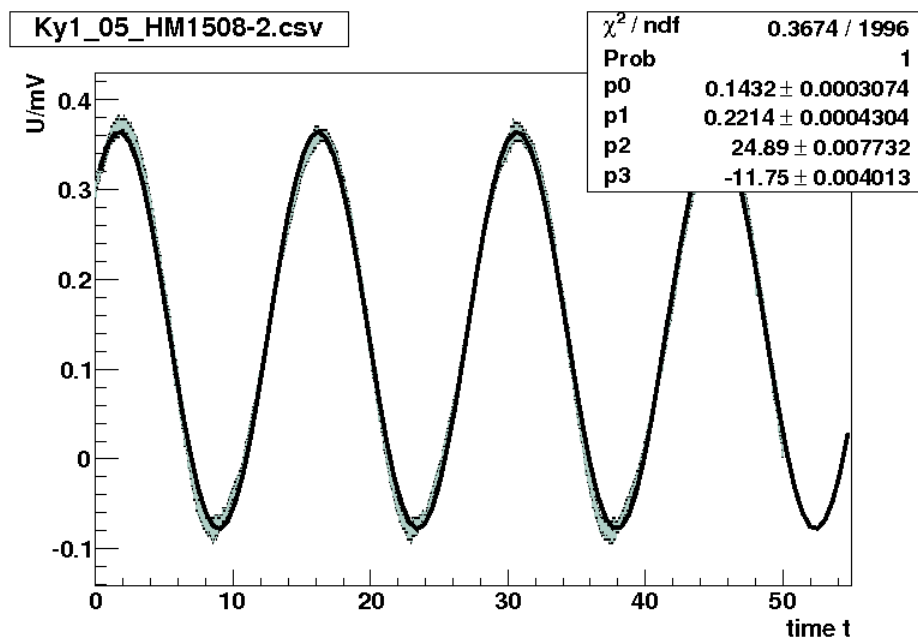


Abbildung 11: Schlüssel Metall

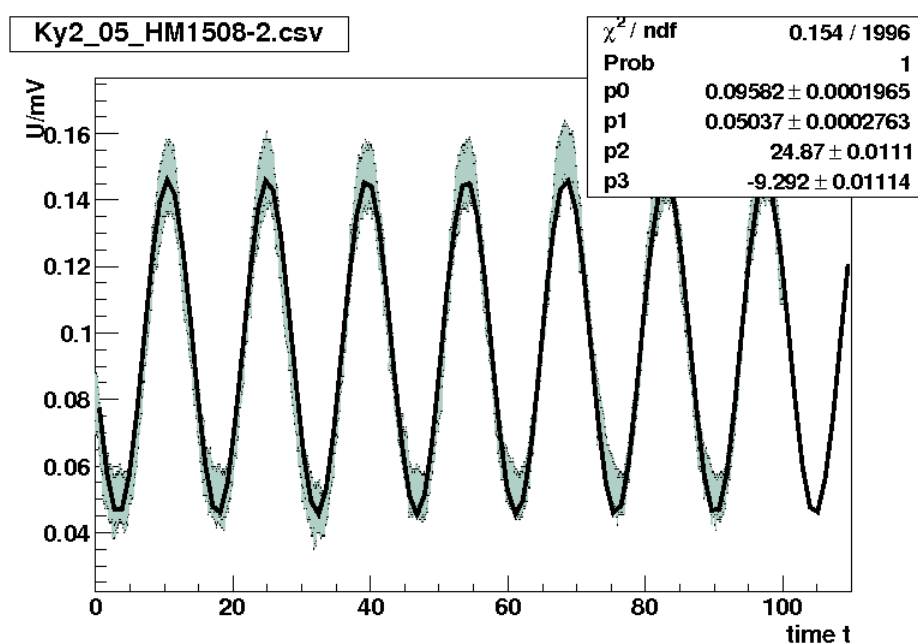


Abbildung 12: Schlüssel digital

6.4 Plots und Polarplots diverser Objekte

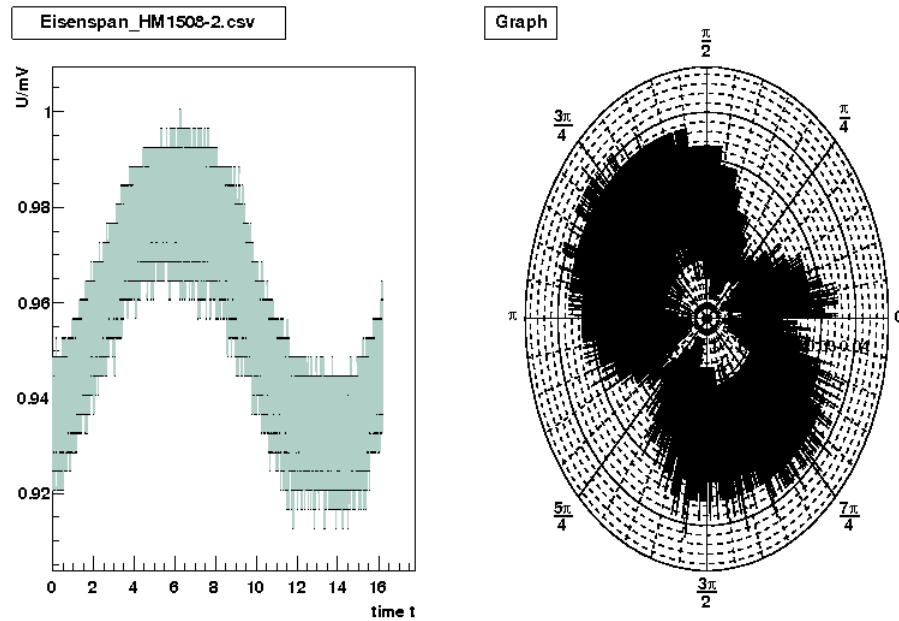


Abbildung 13: Eisenspan

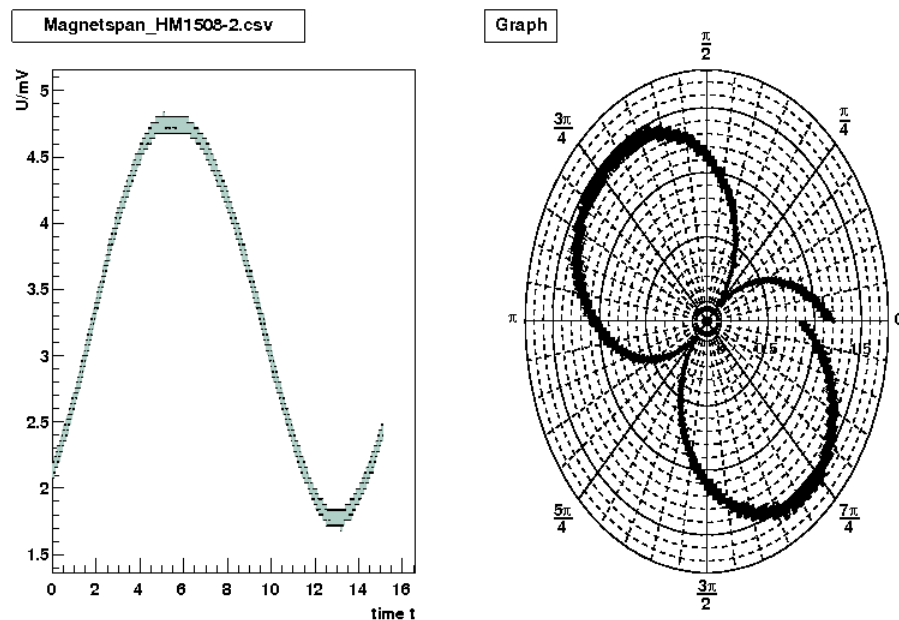


Abbildung 14: Magnetspan

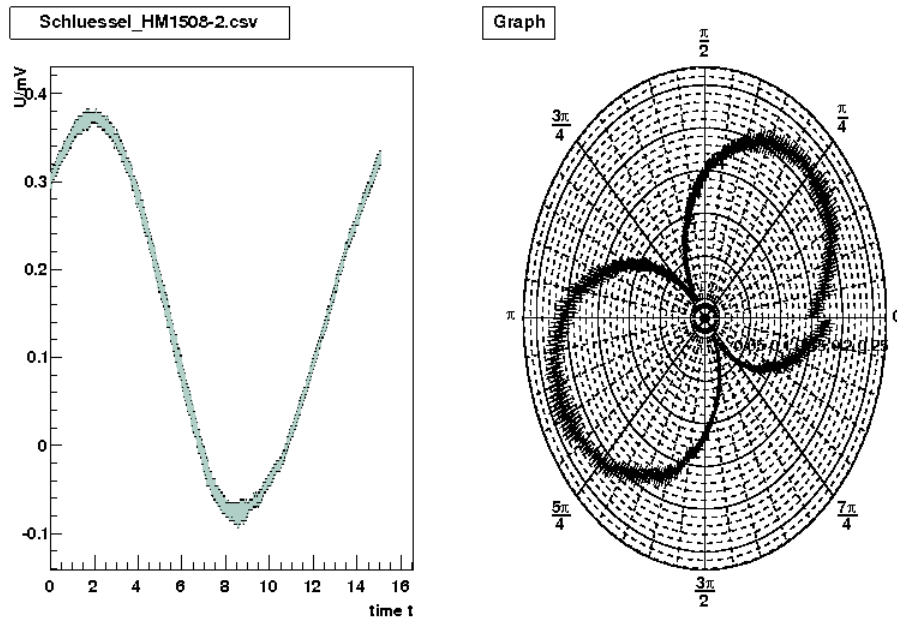


Abbildung 15: Schlüssel (Metall)

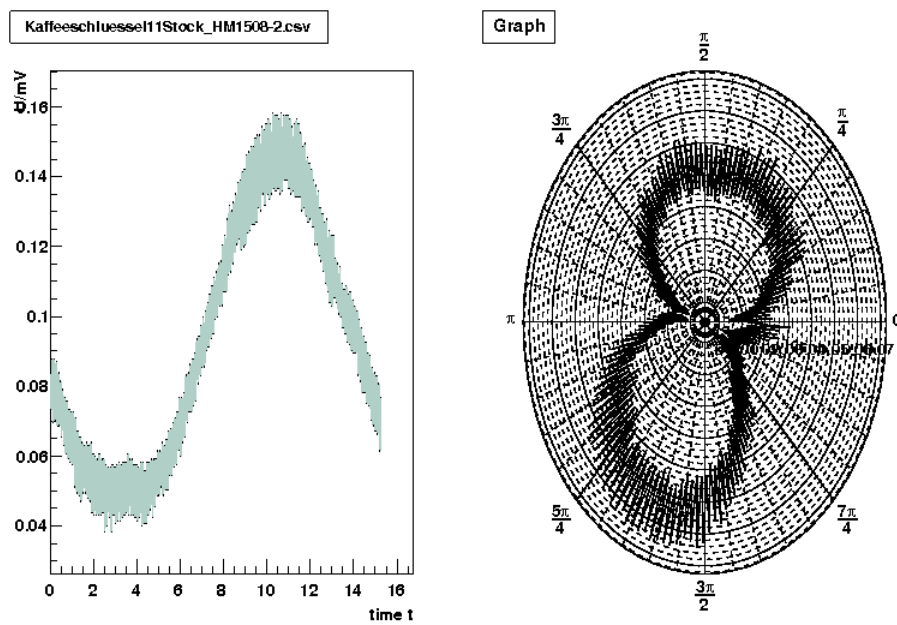


Abbildung 16: Schlüssel digital

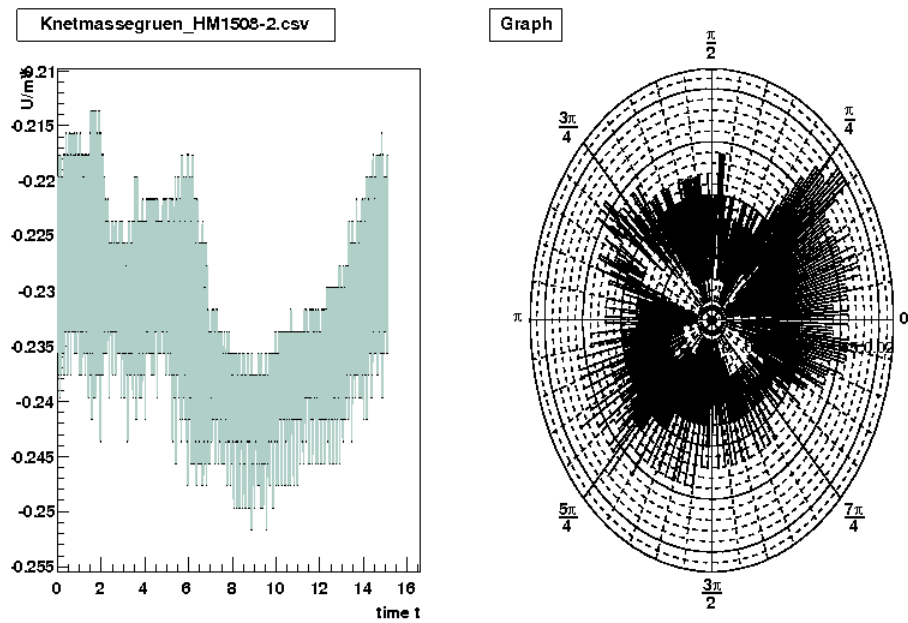


Abbildung 17: Knete häufig benutzt

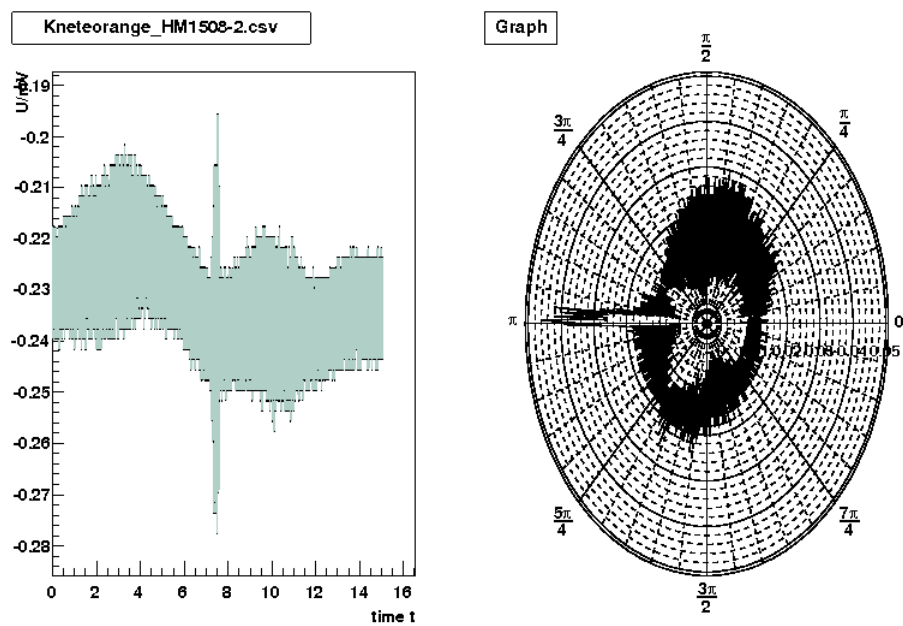


Abbildung 18: Knete selten benutzt

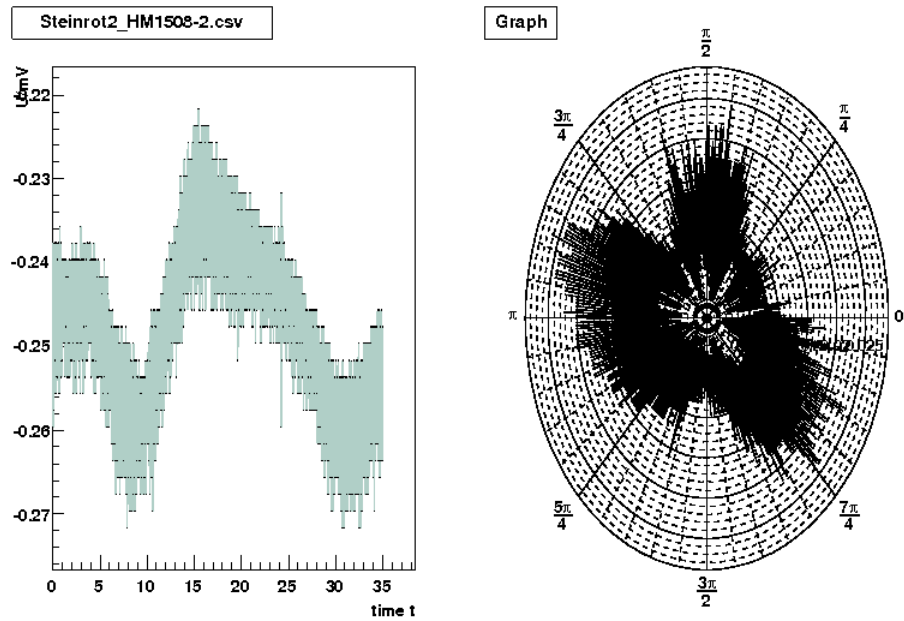


Abbildung 19: roter Stein

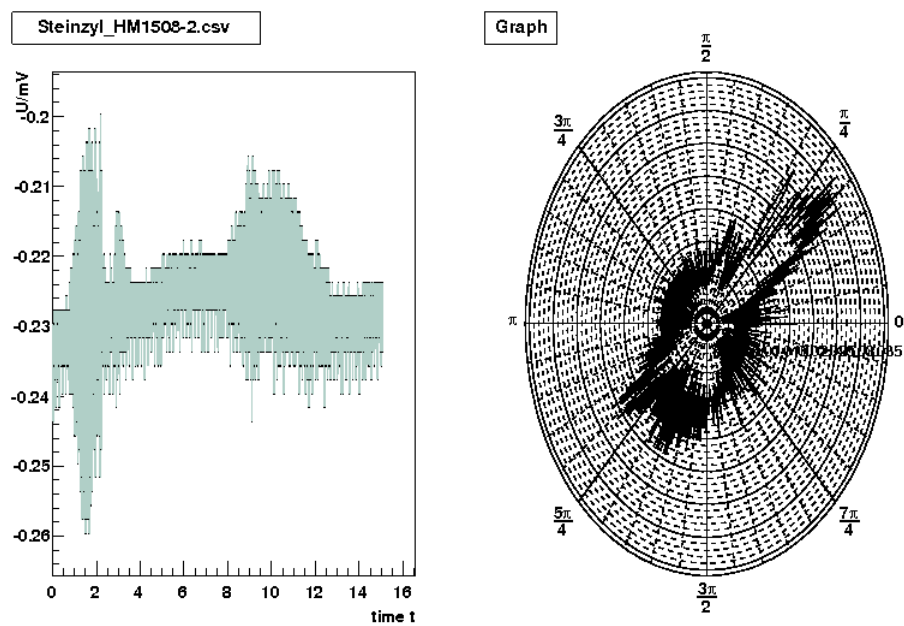


Abbildung 20: weißer Steinzylinder

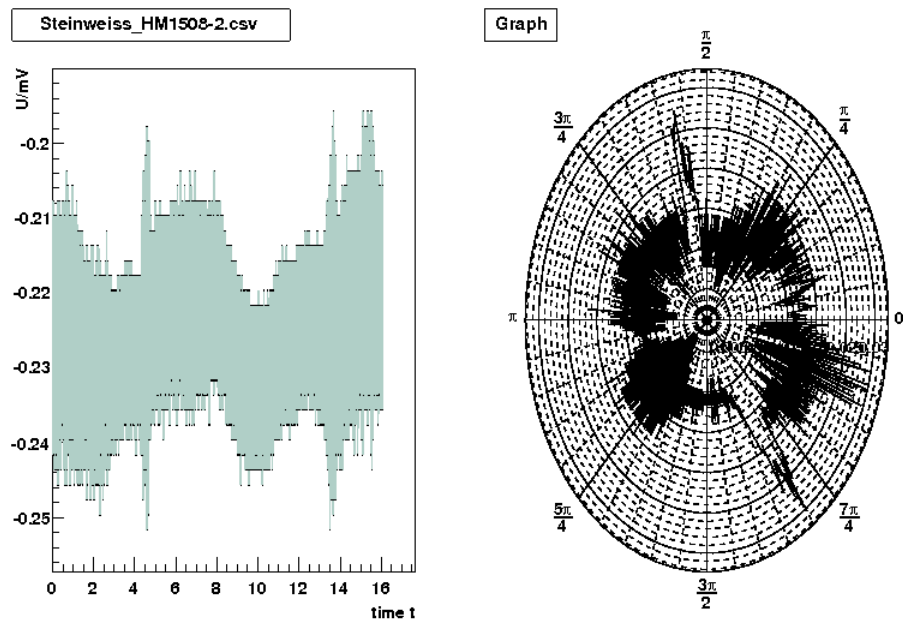


Abbildung 21: Stein mit Nummer "3"

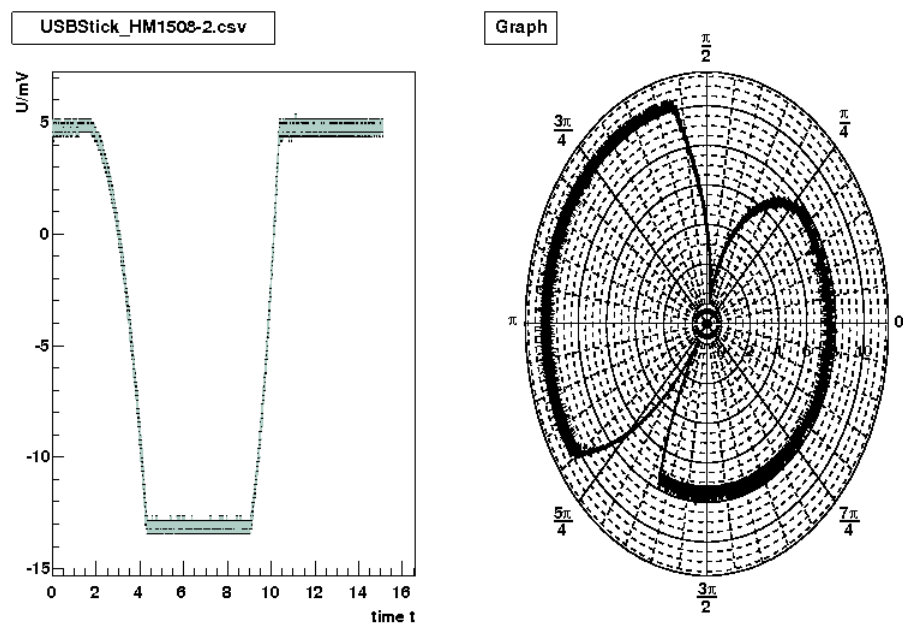


Abbildung 22: USB Stick

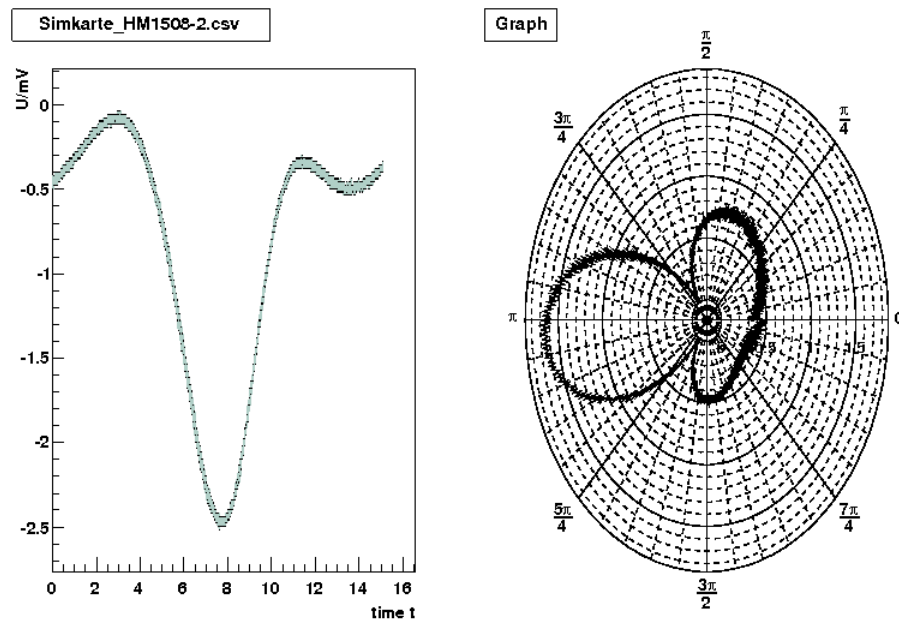


Abbildung 23: Handy-Simkarte

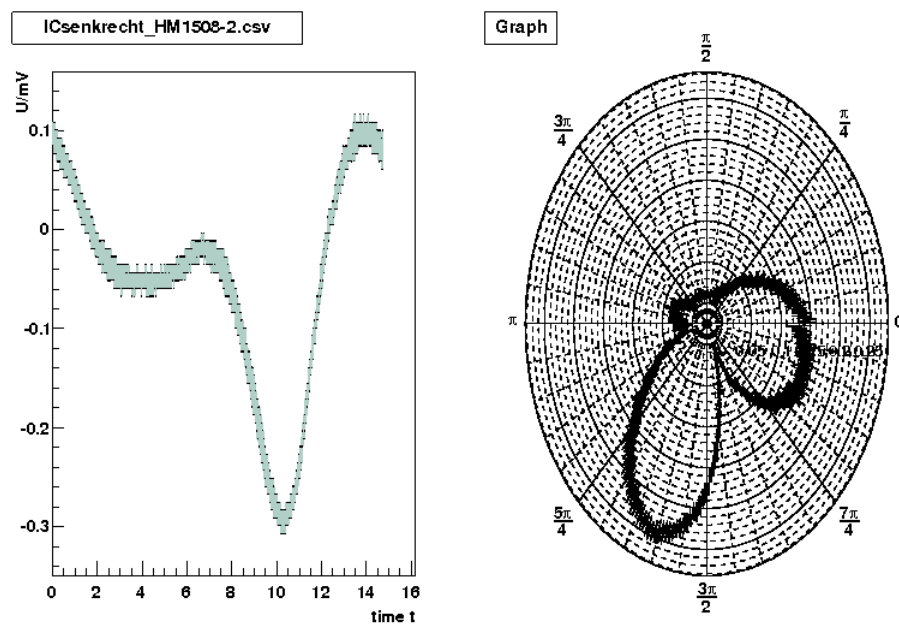


Abbildung 24: Integrierter Schaltkreis mit 24 Pins aus alter Umdrehungssteuerung

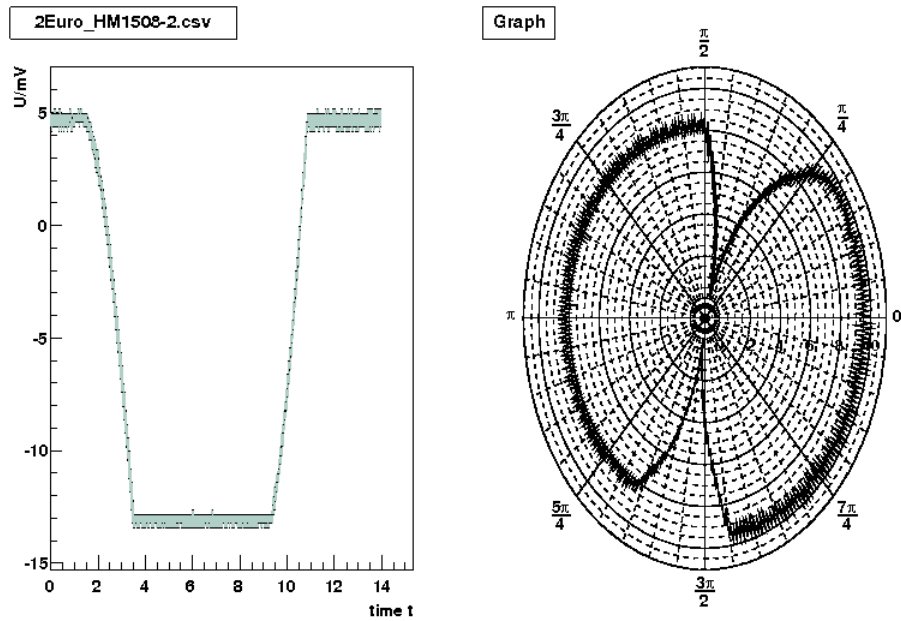


Abbildung 25: Zwei-Eurostück