

Doppelphotoemission von $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

Masterarbeit

von

Deborah Schneider

Institut für Kernphysik (IKF)
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
Frankfurt am Main

April 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Energiebänder	3
2.1.1	Freies Elektronengas	3
2.1.2	Elektronen im periodischen Potential	4
2.2	Wechselwirkung des Festkörpers mit Photonen	5
2.2.1	Fermis Goldene Regel und Photoanregung	6
2.3	Photoemission	7
2.3.1	Impulsberechnung in der Photoemission	8
2.3.2	Dreistufenmodell - Zustandekommen des primären Photostroms	9
2.3.3	Photostrom	11
2.4	Doppelphotoemission	12
2.4.1	Doppelphotoemission von delokalisierten elektronischen Zuständen	13
2.5	Doppelphotoemission an Supraleitern	14
2.5.1	Korreliertes Energie - und Winkelspektrum	15
2.6	Hochtemperatursupraleiter	16
2.6.1	konventionelle Supraleitung	16
2.6.2	Kristallstruktur von LSCO	18
2.6.3	Eigenschaften	19
2.6.4	Theorieansätze	21
3	Experiment	25
3.1	Synchrotron und BESSY II	26
3.2	Aufbau	28
3.2.1	Vakuumsystem	29
3.2.2	Kryostat	31

3.2.3	Probenhalter und Transfersystem	31
3.3	Orts- und zeitaufgelöster Elektronennachweis	33
3.3.1	Spektrometer	34
3.3.2	Detektor	35
3.3.2.1	Micro-Channel Plate	36
3.3.2.2	Hexagonale Delayline Anode zur Ortsmessung	37
3.4	Signalverarbeitung und Datenaufnahme	38
3.4.1	Constant Fraction Discriminator	39
3.4.2	Acqiris	39
4	Datenanalyse	41
4.1	Pulsanalyse	42
4.2	Datenauslese: Analyse der Anodensignale	42
4.2.1	Rekonstruktion und Resortierung	43
4.2.2	Ortsberechnung und die Bedeutung der Skalenfaktoren	44
4.3	Kalibrierung, ToF- und Impulsberechnung	45
4.3.1	Berechnung von ToF und Impulsen	45
4.3.2	Kalibrierung	46
4.4	NTuple	48
5	Ergebnisse und Interpretation	49
5.1	Singlephotoemission	50
5.2	Flugzeitspektrum	51
5.3	Doppelphotoemission	53
5.3.1	Winkelkorrelationen - rotierte Spektren	56
5.3.2	Ratenabhängigkeit der Doppelten	60
5.4	Untergrund	60
6	Zusammenfassung und Ausblick	67
6.1	Zusammenfassung	67
6.2	Ausblick	68
A	Atomare Einheiten	69
	Literaturverzeichnis	71
	Danksagung	75

1. Einleitung

Die Singlephotoemissionsspektroskopie (SPES) ist die wichtigste Methode um elektronische Eigenschaften, wie Bandstrukturen und Zustandsdichten von Festkörpern experimentell zu bestimmen. Hierbei wird der photoelektrische Effekt ausgenutzt. Absorbiert ein gebundenes Elektron ein Photon so nimmt es dessen Energie auf und kann bei genügend großer Energie das attraktive Potential des Festkörpers überwinden. Es ist dann als freies Elektron detektierbar. Gemessen wird die kinetische Energie unter einem bestimmten Winkel. Variiert man zudem noch den Winkel unter dem gemessen wird, lassen sich zusätzlich Informationen über den Wellenvektor der Elektronen gewinnen und so die Bandstruktur direkt ermitteln. Diese winkelaufgelöste Messmethode ist unter ARPES (Angle Resolved Photoemission Electron Spectroscopy) bekannt und wird auch für die Untersuchung von Hochtemperatursupraleitern (HTSL) verwendet. Es sollen nicht nur die Bandstrukturen damit vermessen werden, sondern auch Aufschlüsse über die Wechselwirkung der Elektronen untereinander gewonnen werden. Bis heute ist seit der Entdeckung der HTSL 1986 noch nicht ausreichend geklärt, welcher Mechanismus zur Supraleitung bei Temperaturen über 30K führt. Das direkte Messen der Korrelationen ist mit ARPES nicht möglich, da nur einzelne Elektronen gemessen werden und sich die Wechselwirkungen nur indirekt in den Spektren beobachten und berechnen lassen. Der Aufklärung über die Natur des Kopplungsmechanismus sind experimentelle Grenzen gesetzt. Es könnte also hilfreich sein, die HTSL mit neuen Methoden zu untersuchen und so neue Informationen zu erhalten. Als physikalische Grundlage dient die Doppelphotoemission (DPE), bei der zwei korrelierte Elektronen nach Absorption eines Photons emittiert werden. Detektiert werden beide Elektronen, weshalb die Wechselwirkungen zwischen ihnen direkt sichtbar gemacht werden. Der gemessene Doppelphotostrom ist ein direkter Indikator für die elektronische Wechselwirkung.

Der experimentelle Aufbau um die DPE durchzuführen stammt aus der Atomphysik, da dort die Doppelphotoionisation schon sehr erfolgreich betrieben wird. Es handelt sich um ein COLTRIMS (Cold Target Ion Recoil Measurement) System. Mit Hilfe dieser Technik wurden die Daten für die Arbeit gemessen.

Untersucht wurde der Hochtemperatursupraleiter $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) im normalleitenden, sowie im supraleitenden Zustand. Beim Unterschreiten der kritischen Temperatur bilden sich Cooper-Paare¹. Diese Wechselwirkung begünstigt die DPE, weshalb Unter-

¹CP:Zwei korrelierte Elektronen, die für die Supraleitung verantwortlich sind.

schiede in den Spektren zu erwarten sind.

Durchgeführt wurde die Messung am Elektronenspeicherring BESSY II in Berlin mit Synchrotronstrahlung. Der größte Teil der Daten wurde im Singlebunchmodus aufgenommen, erstmalig gab es jedoch testweise einen Eightbunchmodus. Da bisherige Daten ([Hat04], [Lau07], [Vos11]) alle im Singlebunchmodus gemessen wurden, werden die zwei Modi verglichen.

Weiterhin wurde ein neues Probenhaltersystem angebracht und in Betrieb genommen.

2. Theorie

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen für das Experiment behandelt werden. Dabei wird auf Festkörper und ihre elektronischen Eigenschaften eingegangen. Da es sich um ein Photoemissionsexperiment bzw. ein Doppelphotoemissionsexperiment handelt, werden die Theorien für beide Prozesse beschrieben. Der letzte Teil dreht sich dann noch um Supraleitung, im Speziellen um die Kuprate.

2.1 Energiebänder

Festkörper sind Vielteilchensysteme, was ihre exakte Behandlung sehr schwierig macht. Es ist daher nötig, Modellsysteme zu entwerfen und so ihre Beschreibung zu simplifizieren. Eine Besonderheit bei Festkörpern ist, dass fast alle Aussagen im Impulsraum, dem sogenannten "reziproken Raum" und nicht im Ortsraum getroffen werden. Analog dazu heißt das Kristallgitter dann das "reziproke" Gitter, welches periodisch im Gittervektor \mathbf{G} ist. Die Periodizität des Ortsraumes führt letztendlich dazu, dass die Physik der idealen Kristalle selbst periodisch ist.

Festkörper entstehen durch Annäherung von freien Atomen, welche diskrete Energieniveaus besitzen. Bei der Annäherung gehen die diskreten Niveaus in Energiebänder über. Unter Energieband $E(\mathbf{k})$ versteht man den Zusammenhang der Einelektronenenergie mit dem Wellenvektor \mathbf{k} , durch welchen die Zustände in Kristallen beschrieben werden. Um zu verstehen, wie diese Bänder entstehen kann man zunächst den Fall des freien Elektronengases betrachten. Frei meint, dass die Elektronen keinen Kräften unterliegen (wie z.B. der Coulomb Abstoßung oder einem Potential) und sich im ganzen Raum ohne Begrenzung bewegen können. Zur Weiterentwicklung des Modells führt man Randbedingungen sowie ein von Null verschiedenes Potential ein. Daraus resultieren dann quantisierte Zustände, Energiebänder und letztendlich die für die Photoemission wichtigen Auswahlregeln für Bandübergänge.

2.1.1 Freies Elektronengas

Die wichtigste Gleichung der Quantenmechanik ist die Schrödinger Gleichung.

$$H\Psi(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

Sie dient als Ausgangspunkt für die quantitative Berechnung von Festkörpereigenschaften. H ist der Hamiltonoperator des zu beschreibenden Systems, \hbar das Planck'sche Wirkungsquantum, m die Elektronenmasse und V das Potential, dem das System unterliegt. E ist die Gesamtenergie des Systems und $\Psi(\mathbf{r})$ ist die Wellenfunktion des Elektrons.

Gesucht werden mögliche Energiewerte für ein freies Elektron. Die Wellenfunktionen der freien Elektronen haben die Form $\Psi_k(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ und repräsentieren laufende Wellen mit dem Impuls $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. (\mathbf{k} lässt sich als Wellenvektor interpretieren, welcher unter Einbeziehung von Randbedingungen eingeschränkt und so diskretisiert wird. In folgedessen lässt sich k als Quantenzahl auffassen.) Einsetzen in die Schrödinger Gleichung liefert die Lösung.

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} \quad (2.2)$$

Es handelt sich um eine Energieparabel mit kontinuierlich verteilten Zuständen, so dass jeder Energiewert erlaubt ist. Unter Berücksichtigung des Pauli Prinzips¹ darf jedoch jeder Zustand nur einfach besetzt werden.

Begrenzt man nun den dem Elektronengas zugänglichen Raum auf die Länge L , so sind die Wellenfunktionen stehende Wellen und die zugehörigen Energien bzw. Impulse quantisiert. Es sind also nicht mehr alle Zustände zugänglich. Die Relation (2.2) gilt weiterhin, mit der Modifikation dass für den Kristallimpuls k nur noch diskrete Werte möglich sind:

$$k_i = \frac{n_i \pi}{L} \quad \text{mit } i = x, y, z \quad \text{und } n_i = 1, 2, 3, \dots$$

n_i gibt dabei die Quantenzahl des Energieniveaus an.

Unterwirft man die Elektronen nur der Gittergeometrie ohne Einfluss von dem Kristallpotential, lassen sich weitere wichtige Erkenntnisse gewinnen [Mad72]. Mittels dieser Betrachtung lässt sich dann unter Hinzunahme eines kleinen Potentials als Störung das Auftreten von Energielücken im Energiespektrum der Eielektronenzustände erklären. Die Lücken resultieren aus der Aufspaltung der vormaligen Energieparabel in mehrere Bänder (siehe Abbildung 2.1).

2.1.2 Elektronen im periodischen Potential

Um nun die Zustände von Elektronen in Festkörpern zu behandeln müssen zusätzlich zur Geometrie noch Potential und Wechselwirkungen berücksichtigt werden. Für gewöhnlich werden Metalle in erster Näherung durch das Modell des freien Elektronengases beschrieben. Hier ist jedoch das Ziel die Photoemission zu verstehen und diese lässt sich in dem Modell nicht erklären. Es erlaubt nämlich keine optische Anregung, wie leicht zu zeigen ist [Hüf03]: Es fehlt ein Partner, der den Rückstoßimpuls aufnehmen könnte und somit ist die Impulserhaltung nicht erfüllbar.

Vorhandene Wechselwirkung ist zum einen die der Elektronen untereinander und zum anderen die der Elektronen mit dem in erster Näherung als periodisch betrachteten Potential des Ionengitters. Da die exakte Lösung dieses Vielteilchenproblems nicht möglich

¹Pauli Prinzip: Fermionen dürfen nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen, hier k und Spin σ .

ist, verhilft man sich mit der sogenannten "Einelektronennäherung". Das heißt, anstelle der Gesamtheit der Elektronen zu beschreiben, beschreibt man ein einzelnes und fasst die Wirkung der anderen Elektronen gemeinsam mit dem Ionenrumpfpotential zu einem effektiven Potential zusammen.

Die Lösungen sind jetzt sogenannte "Bloch-Wellen".

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \cdot e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (2.3)$$

wobei $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{r}_n)$ eine Modulationsfunktion mit der Periodizität des Gitters ist. \mathbf{r}_n ist ein beliebiger Translationsvektor des Gitters und \mathbf{k} der Kristallimpuls².

Die Periodizität des Gitters hat auch zur Folge, dass die Blochzustände, sowie die daraus resultierenden Energien $E(\mathbf{k})$ periodisch sind. Der reziproke Gittervektor \mathbf{G} beschreibt die Periode. Es genügt also einen kleinen Bereich zu betrachten. Dieser kleinstmögliche Bereich heißt "Brillouin Zone"³. Die Bandstruktur lässt sich als Diagramm der Energie gegen den Wellenvektor darstellen. Dabei gibt es drei unterschiedliche Varianten. Das reduzierte, das periodisch fortgesetzte und das ausgedehnte Zonenschema (siehe Abb.2.1). Das reduzierte Schema, in dem am häufigsten gearbeitet wird, entsteht durch Rückführung aller Vektoren, die außerhalb der ersten Brillouin Zone liegen, mittels Subtraktion von Gittervektoren. Die Bänder bestehen also aus Einelektronenzuständen, wobei jeder Zustand durch Energie (bzw. Impuls) und Spin charakterisiert ist. Die Energie des höchstbesetzten Zustandes ist per Definition die "Fermi-Energie".

2.2 Wechselwirkung des Festkörpers mit Photonen

Durch Energieänderung (Aufnahme oder Abgabe von Energie) können Elektronen von einem Zustand in einen anderen gebracht werden. In einem freien Atom kann das Elektron das attraktive Potential des Kerns überwinden, sofern die aufgenommene Energie ausreicht. Der genaue Wert der Energieänderung ist dabei nicht relevant. In einem Festkörper hingegen muss zusätzlich ein ganz bestimmter Energiebetrag aufgenommen bzw. abgegeben werden, da quantisierte Zustände vorliegen. Des Weiteren darf der Endzustand aufgrund des Pauli Prinzips natürlich nicht besetzt sein. Die Zustandsänderung kann dann innerhalb eines Bandes erfolgen oder in einen Zustand eines energetisch höher bzw. niedriger liegendes.

Eine Möglichkeit, wie das Elektron Energie aufnehmen kann, stellt die Wechselwirkung mit Photonen, sprich Photonenabsorption dar.

Bei Energien im UPS Bereich, also Energien kleiner als 100 eV, ist der Photonenimpuls \mathbf{q} sehr klein und wird in Impulsbilanzen vernachlässigt. Ohne Näherung gilt:

$$\mathbf{k}_f = \mathbf{k}_i + \mathbf{q} + \mathbf{G} \quad (2.4)$$

\mathbf{k}_f beschreibt den Endzustand ("final") und \mathbf{k}_i den Anfangszustand ("initial"). Mit $\mathbf{q} \approx 0$ folgt daraus $\mathbf{k}_f = \mathbf{k}_i + \mathbf{G}$. Der Elektronenimpuls kann sich also nur um \mathbf{G} oder auch ganzzahlig Vielfache von \mathbf{G} ändern. Betrachtet man die Anregung im reduzierten Zonenschema und wählt den direkten Übergang, so gilt $\mathbf{G} = 0$. Daraus folgt die Impulserhaltung

$$\mathbf{k}_f = \mathbf{k}_i. \quad (2.5)$$

²Kristallimpuls: nur im reziproken Raum definiert, direkte Proportionalität zwischen Elektronenimpuls und \mathbf{k} nicht mehr gegeben, da Eigenzustände des Hamilton Operators nicht mehr Eigenzustände des Impulsoperators sind

³Die Bedeutung der BZ liegt darin, dass sie eine anschauliche geometrische Interpretation von der Beugungsbedingung (Bragg Bedingung) $2kG = G^2$ gibt.

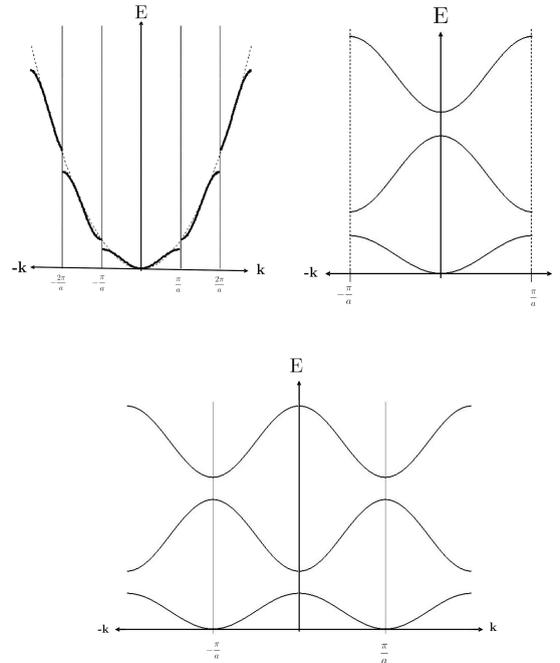


Abbildung 2.1: Drei unterschiedliche Möglichkeiten, das Energiediagramm aufzutragen. Links oben ist das ausgedehnte Zonenschema. Die Energieparabel für freie Elektronen ist gestrichelt dargestellt. Die durchgezogenen Linien entsprechen den Energiebändern, welche unter dem Einfluss der Zonenränder aufspalten. Rechts oben ist das reduzierte Zonenschema. Es betrachtet die Physik in der ersten BZ. Es entsteht aus dem erweiterten Zonenschema durch Subtraktion von Gittervektoren, so dass sich alle Bänder in der 1.BZ befinden. Unten ist das periodische Zonenschema. Es zeigt die Energieparabeln wie sie aufgrund der Gittergeometrie und Aufhebung der Entartung entstehen.

Im reduzierten Zonenschema ist dieses gleichbedeutend mit einem senkrechten Übergang (Abb. 2.2). Da der Wellenvektor \mathbf{k} in diesem Fall wohldefiniert ist, wird dieser Übergang dazu benutzt, um Bänder zu bestimmen.

Um bei der Behandlung der Photoemission nicht zu viel Verwirrung zu verursachen, ist es sinnvoll extra Bezeichnungen einzuführen. Der Blochzustand im Festkörper wird mit \mathbf{k} bezeichnet. Der Wellenvektor des Photoelektrons innerhalb des Kristalls wird mit \mathbf{K} bezeichnet. Für ihn gilt $\mathbf{K} = \mathbf{k}_i + \mathbf{G}$. Außerhalb des Festkörpers wird dieser zu dem Impuls \mathbf{p}/\hbar .

2.2.1 Fermis Goldene Regel und Photoanregung

Die zentrale Rolle bei der Wechselwirkung von Photonen mit dem Festkörper spielt Fermis Goldene Regel. Sie beschreibt allgemein die Übergangswahrscheinlichkeit w_{fi} eines Teilchens, das einer Wechselwirkung unterliegt, von einem Zustand in einen anderen. Mathematisch wird die Wechselwirkung mittels eines Operators ausgedrückt.

$$w_{fi} = \frac{1}{\hbar} \langle f | H | i \rangle \delta(E_f(\mathbf{k}) - E_i(\mathbf{k})) \quad (2.6)$$

f und i sind wie oben wieder End- bzw. Anfangszustand, H ist der Wechselwirkungs- bzw. Störoperator und beschreibt die Form des Potentials.

Die Deltafunktion sichert hierbei die Energieerhaltung, denn bekanntlich gilt:

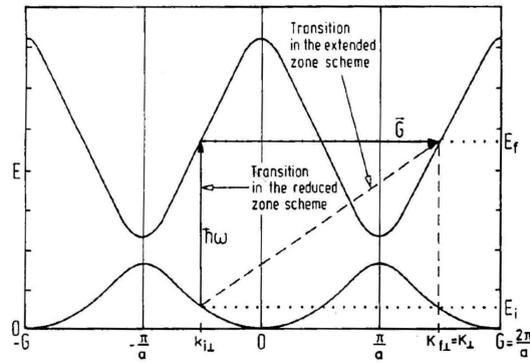


Abbildung 2.2: Direkter Bandübergang [Hüf03]. Ohne Aufnahme eines Gittervektors \mathbf{G} findet der Übergang senkrecht in diesem Diagramm statt.

$$\delta(x - x_0) = \begin{cases} 1, & \text{für } x = x_0 \\ 0, & \text{für } x \neq x_0 \end{cases}$$

Bei der Photoanregung handelt es sich um die Anregung des Elektrons durch Absorption eines Photons. Rechentechnisch lässt sich dieser Prozess mit Hilfe der Störungstheorie 1. Ordnung beschreiben.

Für ein System, welches ein Photon mit der Energie $\hbar\omega$ absorbiert gilt unter Berücksichtigung der Energieerhaltung:

$$w_{fi} = \frac{1}{\hbar} \langle f | H | i \rangle \delta(E_f(\mathbf{k}) - E_i(\mathbf{k}) - \hbar\omega) \quad (2.7)$$

Der Operator zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Elektronen und elektromagnetischer Strahlung mit Vektor Potential \mathbf{A} sieht wie folgt aus:

$$H = \frac{(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})^2}{2m} \quad \text{mit} \quad \mathbf{p} = \frac{\hbar}{i} \cdot \vec{\nabla} \quad (2.8)$$

An dieser Stelle lassen sich zwei Näherungen machen. Die benutzten Energien sind klein. Somit sind die Wellenlängen des Strahlungsfeldes größer als die atomare Dimension und können als konstant angesehen werden. Das heißt, dass \mathbf{p} und \mathbf{A} tauschen. Weiterhin ist der in \mathbf{A} quadratische Term vernachlässigbar klein. Dies zusammen genommen ist die sogenannten "Dipolnäherung".

Unter Benutzung der Coulomb Eichung ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) ergibt sich dann letztendlich:

$$H = -\frac{e}{mc} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} \quad (2.9)$$

2.3 Photoemission

Abhängig von der verwendeten Photonenenergie unterscheidet man zwischen UPS (Ultraviolett Photoelektronenspektroskopie) (10 bis 100 eV) oder XPS (Röntgen Photoelektronenspektroskopie) (>100 eV). Da die mittlere freie Weglänge der photoangeregten Elektronen im Festkörper stark energieabhängig ist, werden je nach Photonenenergie unterschiedliche Zustände vermessen. Experimente mit kleineren Energien vermessen verstärkt Oberflächenzustände, sind also eher oberflächensensitiv, als Experimente mit höheren Energien.

In letzterem Fall werden vermehrt "bulk-Zustände", also die Zustände innerhalb des Festkörpers detektiert. Es werden aber für alle Energien immer beide "Arten" von Zuständen vermessen.

Hier ist eine schematische Zeichnung wie ein Photoemissionsexperiment aussieht. Der Winkel θ ist der Winkel zwischen Oberflächennormalen und Elektrontrajektorie und ϕ der zugehörige Winkel in der $x - y$ -Ebene.

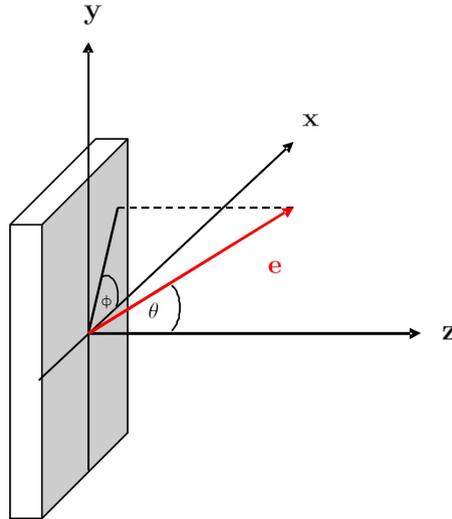


Abbildung 2.3: Überblick über die Kenngrößen bei einem Photoemissionsexperiment. Die Winkel sind analog der Winkel für Kugelkoordinaten definiert.

Bei diesen Experimenten werden die kinetische Energie der Photoelektronen sowie der Austrittswinkel θ gemessen. Die Zahl der registrierten Elektronen spiegelt unter der Annahme, dass die Anregungswahrscheinlichkeiten der Elektronen innerhalb eines Bandes nur schwach von der Zustandsenergie abhängen, die Zustandsdichte des Festkörpers wieder [Hun07].

Zusätzlich ist dem Spektrum aber ein Untergrund von Elektronen überlagert, die vor dem Austritt aus dem Festkörper inelastische Stöße erlitten haben.

Durch die Messung von Photoelektronen kann auf die Bindungsenergien⁴ im Festkörper geschlossen werden. Die Fermielektronen sind jedoch nicht frei, sondern werden durch eine Potentialbarriere an der Oberfläche im Festkörper gehalten. Um dieses Potential zu überwinden, muss die Austrittsarbeit Φ aufgebracht werden. Sei die Energie der einfallenden Photonen E_γ , E_{kin} die gemessene Energie der Elektronen und E_b die Energie, mit der das Elektron an den Festkörper gebunden ist. Damit ergibt sich für die gemessene Energie der Photoelektronen:

$$E_{kin} = E_\gamma - E_b(\mathbf{k}) - \Phi \quad (2.10)$$

2.3.1 Impulsberechnung in der Photoemission

Bei der Photoemission bleibt der Parallelimpuls erhalten. Mit dem Parallelimpuls ist der parallele Anteil zur Oberfläche gemeint. Natürlich muss die Oberfläche dafür sehr planar

⁴Diese werden immer relativ zur Fermienergie gemessen, welche per Definition Null entspricht.

sein. Der senkrechte Anteil erfährt aufgrund der Symmetriebrechung beim Übergang von der Oberfläche ins Vakuum eine Änderung.

Das Photoelektron wird im einfachen Bild als freies Elektron detektiert, weshalb sich seine kinetische Energie über die bekannte Formel $E_{kin} = p^2/2m$ berechnet. Berücksichtigt man jetzt noch den Austrittswinkel θ und den azimutalen Winkel ϕ so ergibt sich für den zweidimensionalen parallelen Impulsvektor:

$$\mathbf{k}_{\parallel} = \frac{1}{\hbar} \mathbf{p}_{\parallel} = \frac{\sqrt{2mE_{kin}}}{\hbar} \sin(\theta) \cdot (\sin(\phi)\mathbf{e}_x + \cos(\phi)\mathbf{e}_y) \quad (2.11)$$

mit

$$\frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \approx 0.512 \sqrt{1/eV} \text{ \AA}^{-1}$$

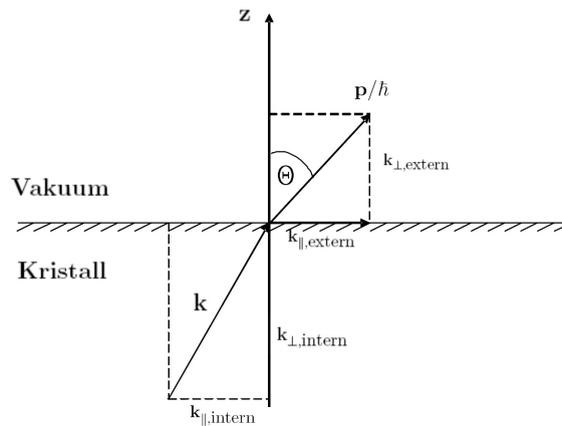


Abbildung 2.4: Berechnung des Parallelimpulses

2.3.2 Dreistufenmodell - Zustandekommen des primären Photostroms

Es gibt zwei Bilder, mit Hilfe derer man sich die Photoemission vorstellen kann. Entweder man betrachtet den ganzen Prozess in einem Schritt (das sogenannte Einstufenbild [Hüf03]) oder zerlegt ihn in drei einzelne unabhängige Schritte. Diese Betrachtung ist eher eine phänomenologische, welche jedoch durchaus erfolgreich ist, um wesentliche Aspekte der Photoemission zu behandeln. Dieses Dreistufenmodell betrachtet die Photoemission wie das Einstufenmodell vor allem als Einteilchen Phänomen und vernachlässigt Vielteilcheneffekte.

In Abbildung 2.5 sind die drei Schritte, wie sie im Nachfolgenden auch noch erklärt werden, skizziert. Im ersten Schritt wird das Elektron angeregt, im zweiten diffundiert es zur Oberfläche und im dritten tritt es unter Berücksichtigung der Austrittsarbeit in das Vakuum aus.

Optische Anregung des Elektrons im Festkörper

Der erste Schritt ist die Anregung des Elektrons durch das Photon. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Elektron angeregt wird, wird durch Fermis Goldene Regel (Glg. (2.7)) beschrieben.

$$w_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle i|H|f\rangle|^2 \cdot \delta(E_f(\mathbf{k}_f) - E_i(\mathbf{k}_i) - h\nu)$$

Die Anfangs- und Endzustandswellenfunktionen werden aus Bloch-Zuständen konstruiert und H ist der oben beschriebene Wechselwirkungsoperator (Glg. (2.8) und (2.9)).

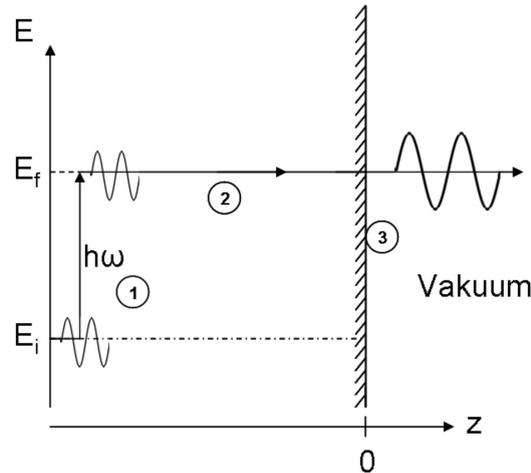


Abbildung 2.5: Eine schematische Darstellung des Dreistufenmodells. Es besteht aus (1) der optischen Anregung eines Elektrons, (2) aus der Diffusion zur Oberfläche und (3) aus dem Austritt in das Vakuum.

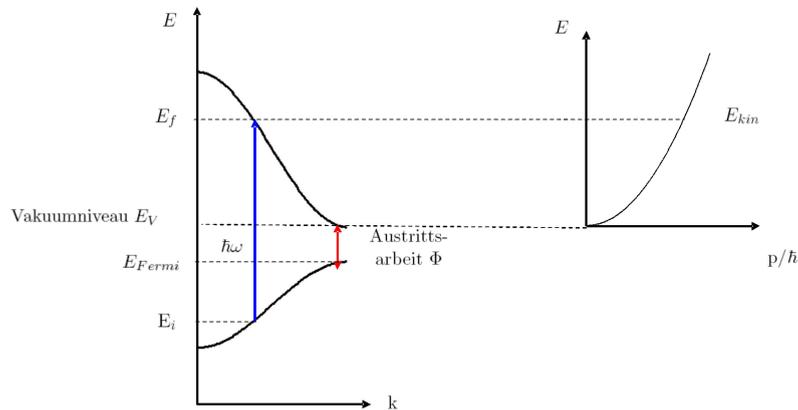


Abbildung 2.6: Energiediagramm eines Photoemissionsprozesses. Das Elektron wird durch ein Photon der Energie $\hbar\omega$ aus dem Zustand E_i in E_f angeregt und nach Austritt aus dem Kristall als freies Elektron mit dem Impuls p/\hbar detektiert.

Transport des Elektrons zur Oberfläche

Die Elektronen können im Festkörper mit anderen Elektronen oder mit dem Gitter und Phononen wechselwirken. Der dominierende Streumechanismus ist bei den benutzten Energien von 20-40 eV die Elektron-Elektron Streuung. Die mittlere freie Weglänge, also die Strecke, die Elektronen in einem Festkörper zurücklegen können, ist stark abhängig von ihrer kinetischen Energie. In Abbildung 2.7 erkennt man, dass für Energien von 10-500 eV die mittlere freie Weglänge unter 10 \AA liegt. Der Photostrom wird also nur aus der oberflächennahen Schicht kommen. Die Wahrscheinlichkeitsdichte für ein Elektron, das die Oberfläche erreicht, ist gegeben durch

$$d = \frac{\alpha(h\nu)\lambda(E)}{1 + \alpha\lambda} \quad (2.12)$$

wobei α der Absorptionskoeffizient der Strahlung im Material ist.

d beschreibt den Anteil der Photoelektronen, welche in einer Schicht der Dicke λ von der Oberfläche aus erzeugt werden.

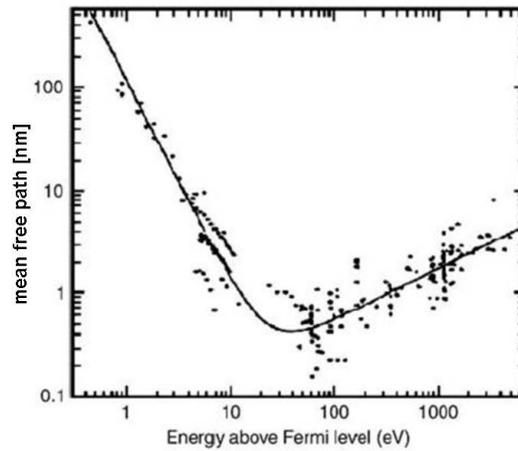


Abbildung 2.7: Mittlere freie Weglänge in nm eines Elektrons im Festkörper als Funktion seiner kinetischen Energie [Gro72].

Austritt des Elektrons ins Vakuum

Der letzte Schritt besteht aus der Überwindung des Potentials, dem das Elektron immer noch unterliegt: $V = E_F + \Phi = E_{Vakuum} - E_0$. E_0 ist das sogenannte "innere Potential"⁵. Aufgrund der Einflüsse des Kristalls ergibt sich für die Energieparabel:

$$\frac{\hbar^2}{2m} K_{\perp}^2 \geq E_{Vakuum} - E_0 \quad (2.13)$$

Sie ist also um E_0 relativ zum Vakuumniveau verschoben.

Beim Durchlaufen der Potentialbarriere verändert sich der Impuls an der Oberfläche. Man kann den Prozess in Analogie zur Lichtbrechung an optisch unterschiedlichen Medien betrachten. Die Parallelkomponente zur Oberfläche bleibt erhalten, da das Potential nur auf den senkrechten Anteil wirkt.

Es lässt sich zeigen [Hüf03], dass die Impulskomponente senkrecht zur Oberfläche folgender Bedingung genügen muss, damit das Elektron überhaupt den Festkörper verlassen kann:

$$k_{\perp} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \sqrt{E \cos(\theta)^2 + E_0 + \Phi} - G_{\perp}} \quad (2.14)$$

Dieser unterliegt also unter anderem der Austrittsarbeit.

k_{\perp} ist dem Experiment nicht zugänglich. Von näheren Betrachtungen zu Berechnungen von k_{\perp} wird hier aber abgesehen, da nur quasi zweidimensionale Strukturen vermessen wurden. Mit \mathbf{k}_{\parallel} ist der Kristallimpuls schon voll bestimmt.

2.3.3 Photostrom

Gemessen wird letztendlich ein Strom von Elektronen. Dieser setzt sich zusammen aus Primärelektronen und einem Hintergrund von Sekundärelektronen, der durch die inelastische Streuung von Primärelektronen zustande kommt. Das 3-Schritt Model berücksichtigt nur inelastische Streuungen, weshalb nur die Verteilung des Primärelektronenstroms I_{ext}

⁵Der Wert des inneren Potentials wird als die Energieposition der Unterkante des Leitungsbandes angenommen

beschreibbar ist. Dieser lässt sich als ein Produkt als der drei unabhängig angesehenen Teilschritte beschreiben [Pau00]:

$$I_{ext}(E, h\omega, \mathbf{k}) = I_{int}(E, h\omega, \mathbf{k}) \cdot D(E) \cdot T(E, \mathbf{k})$$

I_{int} ist der Anteil der intern angeregten Photoelektronen, D beschreibt die Diffusion und T ist der Transmissionkoeffizient, für den Durchgang durch die Oberfläche.

Überraschenderweise ist dieses einfache Bild der Photoemission übertragbar auf Supraleiter [Mar90]: Obwohl es von einem Einteilchenbild ausgeht und Supraleitung eindeutig ein Vielteilchenproblem ist, stimmen die Resultate aus Messungen gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Dies bedeutet jedoch nicht, dass das der Theorie zugrunde liegende Fermiflüssigkeitsbild⁶ adequat für die Beschreibung der Photoemission von Supraleitern ist.

2.4 Doppelphotoemission

Doppelphotoionisation bzw. Doppelphotoemission (DPE) wird schon länger in der Atom-, der Molekül sowie in der Festkörperphysik eingesetzt, um Korrelationen zu messen. Da bei fehlender Korrelation der Elektronen keine DPE stattfindet, ist die Technik gerade für stark korrelierte Systeme und Phänomene geeignet. Die Singlephotoemission erlaubt es nicht, Winkel- und Energie- Paarkorrelationen zu messen, da nur ein Elektron des Paares detektiert wird.

Unter Doppelphotoemission versteht man den Prozess, dass zwei Elektronen mit einem Photon aus dem Festkörper herausgelöst werden. Hierbei gibt es drei unterschiedliche Prozesse, wobei nur einer dem gesuchten Ereignis entspricht:

1. Zwei Elektronen werden von zwei Photonen aus dem Festkörper gelöst. Dieses entspricht einfach zwei unabhängigen Einzelphotoemissionen.
2. Ein Elektron absorbiert das Photon und streut inelastisch an einem weiteren Elektron, welches auch aus dem Festkörper austritt.
3. Das Photon wird von dem Paar absorbiert und beide Elektronen treten aus.

Der dritte Fall ist der echte Doppelphotoemissionsprozess, der wertvolle Informationen über Korrelationen liefert. Die anderen beiden tragen also nur zum Untergrund bei.

Für eine theoretische Beschreibung muss man das Einteilchenbild, das bisher für alle Beschreibungen ausgereicht hat, verlassen. Es ist nicht ausreichend für die Auswertung der Übergangswahrscheinlichkeit w_{if} den Anfangs- und Endzustand als Produkt von Einteilchen Wellenfunktionen zu konstruieren. Berücksichtigt man dieses nicht, so führt das zu dem Ergebnis, dass Doppelphotoemission nicht möglich ist. Das Matrixelement wird also immer Null sein und somit existiert kein DPE-Strom bei abwesender Wechselwirkung.

⁶Durch Fermiflüssigkeiten werden schwach wechselwirkende Systeme beschrieben.

2.4.1 Doppelphotoemission von delokalisierten elektronischen Zuständen

Die Theorie zur Beschreibung der Doppelphotoemission basiert auf der Annahme, der einfachen Metalle. Das Leitungsband kann also im Jelliummodell genähert werden. Das Ionengitter stellt nur noch Hintergrund-Ladung dar.

Wie schon im ersten Abschnitt bei Bestimmung der Bandstruktur, wird das Vielteilchenproblem durch ein umfassendes Potential auf ein Einteilchen Problem reduziert.

Die Elektronen unterliegen einem Stufenpotential an der Oberfläche und können sich innerhalb des Metalls quasifrei bewegen. Die Einteilchen Wellenfunktion zu ihrer Beschreibung kann aus reflektierten und transmittierten Anteilen in Form einer ebenen Welle zusammengesetzt werden.

Für die Beschreibung des Zweiteilchenzustandes kann man als Ansatz das Produkt der zwei Einteilchenzustände nehmen, da sie ja als quasifrei betrachtet werden [Ber98]:

$$|\Psi_{\epsilon_i; k'_a, k'_b}(r_a, r_b)\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|\phi_{\epsilon_a, \mathbf{k}'_a}(\mathbf{r}_a)\rangle \otimes |\phi_{\epsilon_b, \mathbf{k}'_b}(\mathbf{r}_b)\rangle + |\phi_{\epsilon_a, \mathbf{k}'_a}(\mathbf{r}_b)\rangle \otimes |\phi_{\epsilon_b, \mathbf{k}'_b}(\mathbf{r}_a)\rangle \right] \quad (2.15)$$

ϵ entspricht dabei der jeweiligen Bindungsenergie. Für die Gesamtenergie ϵ_i des Systems gilt $\epsilon_i = \epsilon_a(\mathbf{k}'_a) + \epsilon_b(\mathbf{k}'_a)$.

Hier wird noch keine Elektron-Elektron-Wechselwirkung berücksichtigt, weshalb sich diese im Endzustand bemerkbar machen muss. Im Grenzfall für unendliche Zeit muss der Endzustand in einen Eigenzustand des Zwei-Elektronen-Operators übergehen, da dann nur noch zwei Elektronen übrig bleiben. Mittels des Møller-Operators⁷ lässt sich dieser Zustand zurück entwickeln um so den gesuchten (instantanen) Zustand nach der Photoemission zu berechnen. Das Potential welches in ihm steckt, wird allein durch die Elektron-Elektron Wechselwirkung genähert. Dies lässt sich rechtfertigen, da für die DPE fast ausschließlich die Elektron-Elektron Wechselwirkung relevant ist.

Nach einer weiteren Näherung für den Propagator⁸ G^- , welcher in dem Møller-Operator steckt, kann das Matrixelement ausgewertet werden. Als Resultat erhält man zwei Anteile. Einen aus der Singlephotoemission und einen aus der DPE [Hat04].

$$T_{spe} \propto -(\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{k}_a + \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{k}_b) \delta^{(2)}(\mathbf{k}'_{a,\parallel} - \mathbf{k}_{a,\parallel}) \delta^{(2)}(\mathbf{k}'_{b,\parallel} - \mathbf{k}_{b,\parallel}) \quad (2.16)$$

$$T_{dpe} \propto \hat{\epsilon} \cdot (\mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b) \delta^{(2)}[(\mathbf{k}'_{a,\parallel} + \mathbf{k}'_{b,\parallel}) - (\mathbf{k}_{a,\parallel} + \mathbf{k}_{b,\parallel})] \quad (2.17)$$

$\hat{\epsilon}$ ist der Polarisationsvektor des Photons.

Anhand von Glg. (2.16) erkennt man, dass in der Singlephotoemission wie anfangs schon erwähnt die parallelen Impulskomponenten erhalten sind. Für die Doppelphotoemission hingegen ergibt sich, dass nicht einzelne Impulskomponenten erhalten bleiben müssen. Allein die Schwerpunktsimpulserhaltung wird gefordert. Des Weiteren gibt es Rechnungen, welche belegen, dass der SPE-Anteil um sechs Größenordnungen kleiner ist als der der DPE [Ber98]. Er kann also vernachlässigt werden.

⁷Mit M.Op kann man Ψ_{in} in Streuzustand zurückführen, aus dem dieser mittels Zeitentwicklung nach vollem H erzeugt wurde. Ψ_{in} stimmt in der weit vom Streueignis zurückliegenden Vergangenheit mit dem exakten Zustand überein [ST08].

⁸ G^- ist der Greens Operator, der den ganzen Hamilton Operator löst. Er erfüllt die Dyson Gleichung: $G^- = G_0^- + GV_0G^-$

2.5 Doppelphotoemission an Supraleitern

Die erste und einzige Theorie, die es in Bezug auf Supraleitung und DPE gibt stammt von Konstantin A. Kouzok und Jamal Berakdar [KB03]. Sie zeigt, dass die DPE von supraleitenden Oberflächen neue Informationen bezüglich des Mechanismus der Supraleitung liefern kann. Unter Supraleitung versteht man den verlustfreien Stromtransport aufgrund von Cooper-Paar (CP) Bildung. Dabei handelt es sich um zwei Elektronen die durch phononische Wechselwirkung zu einem Boson kondensieren, welches Gesamtspin und Gesamtimpuls Null hat. Näheres wird im nächsten Kapitel behandelt.

Die bei der DPE gemessenen Winkelkorrelationen der photoangeregten Cooper-Paare können in Beziehung zu den CP Wellenfunktionen⁹ ($\Delta_k/2E_k$) im Impulsraum gesetzt werden. Die Theorie bezieht sich zunächst nur auf konventionelle BCS Supraleiter, was jedoch nicht bedeutet, dass DPE kein nützliches Mittel zur Untersuchung von Hochtemperatursupraleitern sein kann.

Die experimentelle Umsetzung und Bestätigung der Theorie wird vor allem durch die Energieauflösung erschwert. Die Energielücken sind in konventionellen Supraleitern ca. 1 meV groß [KB03], die besten Auflösungen liegen aber bei 1-3 meV [DHS03]. Unkonventionelle Supraleiter mit größeren Energielücken wären also geeignetere Kandidaten, was die Auflösung betrifft. Außerdem ist die Tatsache, dass Kohärenzlänge und Lambda ungefähr gleich groß sind, gut für ein großes Matricelement für DPE [KB03].

Schematisch ergibt sich für den Prozess der DPE folgendes Bild:

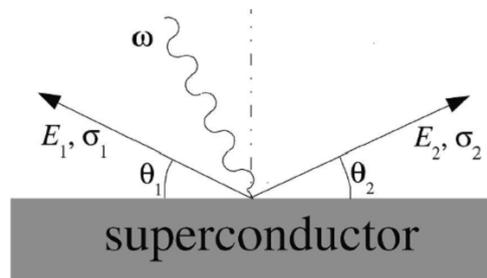


Abbildung 2.8: Einfaches Bild der Doppelphotoemission [KB03]. Ein Photon der Energie ω fällt ein und es werden zwei Elektronen mit den Energien E_i unter den Winkeln θ_i emittiert.

Ein Photon der Energie ω wird absorbiert und in Folge dessen werden zwei Elektronen mit den jeweiligen Energien E_1 und E_2 und den Winkeln θ_1 und θ_2 von der supraleitenden Oberfläche emittiert.

Der DPE Strom lässt sich mittels Zwei-Teilchen Greens Funktion und der Loch-Loch Spektral Funktion $A_{12}^{(-)}$ ausdrücken.

$$J_{12} \propto \langle \Psi_{p_1 p_2}^{(-)} | D_{12} A_{12}^{(-)}(E_{12}) D_{12}^\dagger | \Psi_{p_1 p_2}^{(-)} \rangle = \sum_{k_1 k_2 k'_1 k'_2} M_{k_1, k_2} M_{k'_1, k'_2}^\dagger A_{12}^{(-)}(k_1 k_2 k'_1 k'_2; E_{12}) \quad (2.18)$$

p_j beschreibt den Quantenzustand vollständig setzt sich also zusammen aus dem Wellenvektor \mathbf{p}_j und dem Spin σ_j . Das Matricelement sieht wie folgt aus:

$$M_{k_1, k_2} = \langle \Psi_{p_1 p_2}^{(-)} | D_{12} | k_1 k_2 \rangle = \langle \Psi_{p_1 p_2}^{(-)} | A/c [e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_1} \hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{p}}_1 + e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_2} \hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{p}}_2] | k_1 k_2 \rangle \quad (2.19)$$

⁹Transformiert man diese Funktion in den Ortsraum, ist das der Ordnungsparameter aus der Theorie der Supraleitung.

Es ist ungleich Null, wenn der Spin vom Paar innerhalb des Festkörpers gleich dem des außerhalb, also der Photoelektronen, ist. Dies liegt daran, dass der Übergangoperator D_{12} spinunabhängig ist und somit der Spin der Elektronen nicht geändert wird.

Der Endzustand zur Auswertung des Matrixelements wird ähnlich wie bei der DPE von Metallen mittels Rückentwicklung gewonnen.

Ein bestimmender Faktor für den Cooper-Paar Strom ist die Loch-Loch Spektralfunktion A_{12} . Wertet man diese für einen BCS Supraleiter unterhalb seiner Sprungtemperatur aus, findet man, dass sie sich in zwei Teile aufspalten lässt:

$$A_{12}^{(-)}(k_1 k_2 k'_1 k'_2; E_{12}) = A_{UP}^{(-)}(E_{12}) + A_{CP}(E_{12}) \quad (2.20)$$

Der erste Teil reduziert sich oberhalb der Sprungtemperatur zu einem Term, der lediglich noch zwei unabhängige Anregungen beschreibt, wohingegen der zweite Term verschwindet. Daher wird der erste Term $UP = \text{uncorrelated pairs}$ und der zweite Term $CP = \text{condensend Cooper Pairs}$ zugeordnet.

$$A_{CP}(E_{12}) = \delta_{k_1, -k_2} \delta_{k'_1, -k'_2} \frac{\Delta_{k_1}(T) \Delta_{k'_1}(T)}{4E_{k_1} E_{k'_1}} \delta(E_{12}) \quad (2.21)$$

Dieser Teil gehört offenbar zu den kondensierten Cooper-Paaren, da die Wellenfunktion im Impulsraum $\Delta_k(T)/2E_k$ ist.

So wie sich die Spektralfunktion aufspalten lässt, lässt sich auch der DPE Strom in zwei Anteile zerlegen.

$$J_{12} = J_{UP} + J_{CP} \quad (2.22)$$

$$J_{CP} \propto \delta(E_{12}) \sum_{kk'} M_{k, -k} M_{k', -k'}^* \frac{\Delta_k(T) \Delta_{k'}(T)}{4E_k E_{k'}} \quad (2.23)$$

2.5.1 Korreliertes Energie - und Winkelspektrum

Einem Experiment zugängliche Messgrößen sind bekanntermaßen die kinetische Energie der Photoelektronen und die Emissionswinkel. Daher soll hier ein Blick auf zu erwartende Ergebnisse geworfen werden.

Korreliertes Energiespektrum

Es werden nur Elektronen betrachtet, welche gleiche Energien und Emissionswinkel haben. Abbildung 2.9(a) zeigt das berechnete Ergebnis für das DPE Spektrum einer $V_3\text{Si}$ -Probe. Größe und Lage des Peaks lassen sich mit der Kondensation von Cooper-Paaren in Einklang bringen. Der Peak liegt bei $2E - \omega = E_{12} = 0$ (E_{12} ist die Bindungsenergie des besetzten Zweielektronenzustandes) und die Größe des Peaks ist stark temperaturabhängig. Je niedriger die Temperatur, desto größer der Peak und desto größer ist die Anzahl der gepaarten Elektronen. Oberhalb von T_c verschwindet der Strom der korrelierten Elektronen und es existiert allein noch der Strom der unkorrelierten. Dieser Anteil bleibt von dem Eintreten der Supraleitung jedoch nicht unbeeinflusst. Bei der Unterschreitung von T_c verändert sich bei der Öffnung des Gaps das Verhalten des UP-Stromes, was sich in zwei Knicken im Spektrum zeigt.

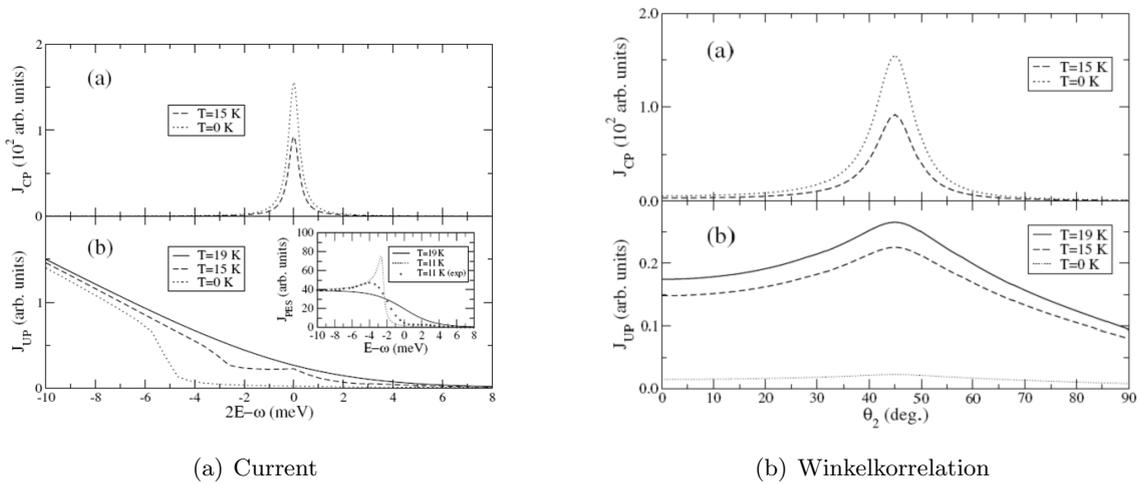


Abbildung 2.9: Theoretische Vorhersage für die DPE in Supraleitern. Hier V_3Si mit $T_c = 17$ K [KB03]

Dass die Doppelphtoemission andere Informationen liefert, als die der der Singlephotoemission, wird besonders deutlich, wenn man die Peak-Positionen vergleicht. In der SPE ist er ins Negative verschoben, wohingegen bei der DPE der Peak bei Null liegt. Das liegt daran, dass in der SPE die Absorption eines Photons zu einem ungepaarten Loch im Superkondensat führt. Im Gegensatz dazu werden bei der DPE von dem einen Photon zwei gepaarte Löcher kreiert.

Korreliertes Winkelspektrum

Für die Berechnung des Spektrums 2.9 (b) wurde angenommen, dass $E_{12} = 0$ gilt. Weiterhin haben die beiden Elektronen wieder gleich große Energien. Der Winkel des ersten Elektrons wird bei 45° festgehalten und dann wird die Winkelverteilung des zweiten Elektrons aufgetragen. Es ist sowohl für J_{UP} als auch für J_{CP} ein Maximum bei 45° zu erwarten. Jedoch wird J_{CP} unterhalb der Sprungtemperatur um zwei Größenordnungen über J_{UP} liegen. Obwohl bei einer Messung beide Ströme gleichzeitig detektiert werden, wäre also zu erwarten, dass der Peak von J_{CP} sichtbar ist und J_{UP} sich ähnlich wie ein Untergrund verhält.

2.6 Hochtemperatursupraleiter

Die Grundidee dieser Arbeit basiert auf dem Wunsch neue Erkenntnisse bezüglich des Paarungsmechanismus der die Hochtemperatursupraleitung verursacht, zu gewinnen. Daher soll an dieser Stelle eine kleine Einführung in die verstandene konventionelle Supraleitung sowie ein Überblick über die Hochtemperatursupraleitung gegeben werden.

2.6.1 konventionelle Supraleitung

Die Theorie der konventionellen Supraleiter wurde ausführlich in der der Master Arbeit vorangegangenen Bachelor Arbeit behandelt. Hier werden daher nur noch ein Mal die grundlegenden Ergebnisse zusammengefasst.

Entdeckt wurde die Supraleitung 1911 von Heike Kamerlingh Onnes [KO11] und 1957 von Bardeen, Cooper und Schrieffer (BCS) mikroskopisch beschrieben [BCS57]. Sie ist ein Tieftemperaturphänomen und bedeutet zunächst, dass der Strom widerstandsfrei geleitet wird. Nicht nur verlustfreier Stromtransport macht einen Supraleiter aus, auch die Tatsache, dass er bis zu einer gewissen Magnetfeldstärke das Magnetfeld aus dem Inneren verdrängt ist ein einschlägiges Kriterium. Dieser Effekt ist benannt nach seinen Entdeckern, Meißner und Ochsenfeld [MO33]. Der Fluss innerhalb des Supraleiters zur Verdrängung des Magnetfeldes ist in Einheiten von $2e$ quantisiert [Lon50], was die Annahme nahe legte, dass Supraleitung mit gepaarten Elektronen einher geht. Diese Vorstellung wurde in der BCS-Theorie dann bestätigt.

Mittels einfacher Modellannahmen lässt sich zeigen, dass es bei Unterschreiten einer gewissen Temperatur, der sogenannten Sprung- oder auch kritischen Temperatur, zu einer attraktiven Wechselwirkung zwischen zwei Elektronen nahe der Fermikante kommen kann. Daraus resultiert dann ein Elektronenpaar, das sogenannte "Cooper Paar". Dieses Paar hat als Teilchen die Eigenschaft ein Boson mit Gesamtspin Null und verschwindendem Gesamtimpuls zu sein. Es gilt also ($\sigma_1 = -\sigma_2$ und $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$). Die Tatsache dass aus zwei Elektronen, welche bekanntlich Fermionen sind, ein Boson wird, führt dazu, dass sich alle Cooper Paare in ein und demselben Quantenzustand aufhalten dürfen. Damit sind sie in ihrer Gesamtheit auch durch eine einzige Wellenfunktion beschreibbar. Die Bildung der Cooper Paare führt zu einer Erniedrigung der Gesamtenergie des Systems und einer Entstehung einer Energielücke in der Einteilchenzustandsdichte. Sie ist isotrop im Impulsraum und beträgt ca 1-3 meV. Zwischen der Lücke und der kritischen Temperatur, unterhalb derer die Supraleitung einsetzt gilt:

$$2\Delta_0 \approx 3,582 T_c$$

Die attraktive Wechselwirkung wird den Phononen zugeschrieben. Das heißt durch Gitterschwingungen kommt es zu der Paarbildung. Eine simple Veranschaulichung:

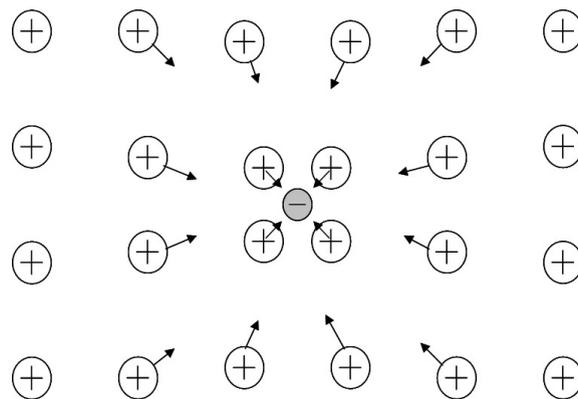


Abbildung 2.10: Polarisierende Wirkung des Elektrons auf das Gitter. Um das Elektron entsteht eine positive Ladungswolke, welche für ein zweites Elektron attraktiv wirkt.

Die Elektronen folgen also einer positiven Ladung, hinter der sich aber im Endeffekt ein weiteres Elektron befindet.

Die Idee, dass das Kristallgitter eine entscheidende Rolle bei der Supraleitung spielen könnte, wurde vor allem durch den Isotopeneffekt unterstützt. Die Sprungtemperatur bei konventionellen Supraleitern ist abhängig von der Masse der Gitterionen.

Weitere wichtige Größen zur Beschreibung der Supraleiter sind die Kohärenzlänge χ ¹⁰ des Elektronenpaares und die Londonsche Eindringtiefe λ des Magnetfeldes in den Supraleiter. Das Verhältnis von beiden dient zur Unterscheidung, ob *Typ I* oder *Typ II* Supraleiter vorliegen. Sie unterscheiden sich darin, dass *Typ II* Supraleiter ein zweites kritisches Magnetfeld besitzen. Bei dem ersten bricht die Supraleitung nicht direkt zusammen, sondern der Supraleiter geht in eine Mischphase, die *Shubnikov Phase* über, in der der magnetische Fluss eindringen kann. Gerade für technische Anwendungen ist dieser Typ sehr interessant, weil insgesamt die kritischen Magnetfelder größer sind.

Die Eigenschaften von konventionellen Supraleitern werden gut durch die BCS-Theorie beschrieben. Unterhalb einer kritischen Temperatur T_c korrelieren zwei Elektronen nahe der Fermienergie zu einem Cooper-Paar aufgrund der Elektron-Phonon-Wechselwirkung. Aus dieser Paarung resultiert eine Erniedrigung der Gesamtenergie des Systems und die Entstehung einer Energielücke in der Einteilchenzustandsdichte.

Der erste Hochtemperatursupraleiter wurde 1986 von Bednorz und Müller gefunden [BM86]. Das keramische $(\text{La},\text{Ba})_2\text{CuO}_4$ -System hat eine Sprungtemperatur von bis zu 30 K. Mittlerweile sind viele weitere hochtemperatursupraleitende Systeme hinzugekommen. Die maximal erreichte Temperatur beträgt 134 K unter einem Druck von 30 GPa sogar 164 K [SCGO93].

2.6.2 Kristallstruktur von LSCO

Bevor die Eigenschaften der Hochtemperatursupraleiter näher betrachtet werden, ist es lohnenswert sich die Kristallstruktur anzuschauen. Als Vertreter der Kuprate soll hier $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ¹¹ (LSCO) dienen, da dieses System bei den erfolgten Messungen untersucht wurde. In Abbildung 2.6.2 ist die Einheitszelle gezeigt.

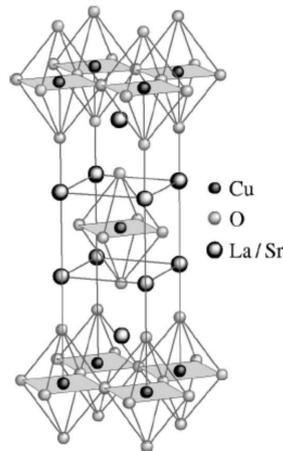


Abbildung 2.11: tetragonale Kristallstruktur von La_2CuO_4 [DHS03]

Es kristallisiert sowohl in tetragonaler raumzentrierter als auch in orthorhombischer Struktur. Die einzelnen CuO_2 -Ebenen haben einen Abstand von ungefähr $6,6 \text{ \AA}$ und sind zusätzlich durch eine LaO-Ebene voneinander getrennt. So entsteht eine Schichtstruktur, die

¹⁰Die Kohärenzlänge entspricht der Ausdehnung des Cooper-Paares und somit dem Abstand der beiden Elektronen.

¹¹**La:**Lanthan **Sr:**Strontium **Cu:**Kupfer **O:**Sauerstoff

abwechselnd aus elektronisch aktiven (CuO_2) und isolierenden (LaO)-Schichten, die sogenannten "Ladungsreservoir"-Schichten, aufgebaut ist. Dabei ist die Bindung in senkrechter Richtung (c -Richtung) relativ schwach ausgeprägt, so dass es sich hier um quasi zweidimensionale Strukturen handelt. Für die Gitterkonstante der Einheitszelle gilt $a = b = 3,8 \text{ \AA}$ und $c = 13,2 \text{ \AA}$.

Die CuO_2 -Ebenen sind die elektronisch aktiven Schichten. Sie dominieren die Hochtemperatur - Materialien. Ein gutes Beispiel hierfür ist der CuO-Peak, der in jedem SPES-Spektrum 3 meV unterhalb der Fermikante zu sehen ist.

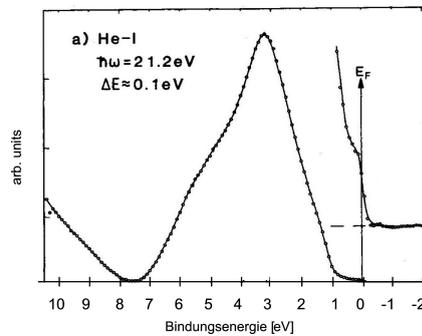


Abbildung 2.12: CuO-Peak in SPES Spektrum [Hüf03]

Der Schichtaufbau ist charakteristisch für die Gesamtklasse der sogenannten "Kupratsupraleiter". Ebenso gilt, dass die Muttercompounds¹² antiferromagnetische Isolatoren, das heißt "Mott-Isolatoren" (siehe Abschnitt 2.6.3) sind. Sie werden erst durch eine geeignete Dotierung bei entsprechend niedrigen Temperaturen supraleitend.

Die Dotierung in LSCO ist eine p-dotierung, es wird also mit Löchern dotiert. Dabei wird La durch Strontium (Sr) ersetzt.

Die Kupratsupraleiter sind hinsichtlich ihrer Oberfläche sehr dankbare Proben für die Photoemission. Da diese sehr oberflächensensitiv ist, erfordert sie auch sehr reine Oberflächen. Während man bei Bulk-Proben durch Sputtern die Oberfläche vorbehandeln muss, kann man sich bei den quasi zweidimensionalen Schichtsupraleitern einer weitaus schnelleren Methode bedienen. Dem Cleaven. Das bedeutet, dass die Proben senkrecht zur c -Achse gebrochen werden. Da dort die Kräfte nur schwach ausgeprägt sind, lassen sich die Ebenen gut trennen. Sie haben also eine natürliche Cleavage-Ebene.

2.6.3 Eigenschaften

ARPES Messungen ([Nea97], [CNR02]) zeigen, dass die Kuprate sich nicht mehr im Rahmen der Fermiflüssigkeitstheorie beschreiben lassen. Dafür zeigen sie zu viele Anomalien. Welcher Ansatz stattdessen gewählt werden soll ist noch nicht ausreichend geklärt.

Wenn man von Anomalien spricht, sollte man nicht vergessen zu erwähnen, dass die größte Überraschung die Entdeckung der Supraleitung in den Kupraten selbst war. Bisher hatte man geglaubt, dass sich Magnetismus und Supraleitung ausschließen würden, hier liegen sie jedoch gleichzeitig vor.

Zu Beginn ist es sinnvoll ein qualitatives Phasendiagramm, welches durch die Dotierung der Kuprate entsteht, genauer zu betrachten (Abb. 2.6.3).

Die einzelnen Phasen haben jeweils sehr unterschiedliche Eigenschaften. Während im stark unterdotierten Zustand das Material isolierend ist, verhält es sich im stark überdotierten

¹²So werden die Ausgangsmaterialien, also die undotierten Kuprate bezeichnet.

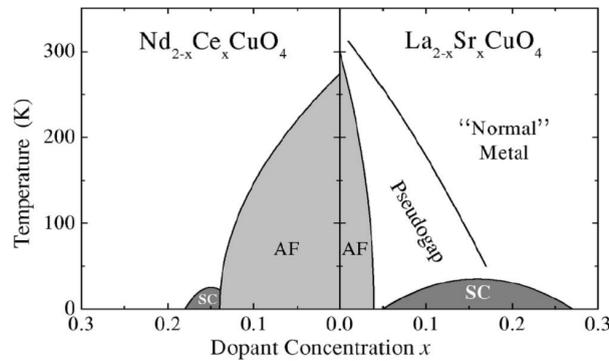


Abbildung 2.13: Phasendiagramm eines n-dotierten und eines p-dotierten Supraleiters. Zu erkennen sind die supraleitende (SC), die antiferromagnetische (AF), die Pseudogap und die Normal-Metall Region [DHS03].

Bereich wie ein gewöhnliches Metall und lässt sich mit den altbewährten Einbandmodellen beschreiben. In einem Hochtemperatursupraleiter ist also nicht nur der supraleitende Zustand von Interesse, sondern auch der normalleitende, der in verschiedene aufgeteilt werden kann. Es besteht die Hoffnung, dass durch besseres Verständnis dieser Phasen dann auch das Zustandekommen der Supraleitung beschrieben werden kann.

Mott-Phase

Wie zuvor erwähnt, sind Kuprate im undotierten Zustand Mott-Isolatoren. Das bedeutet, dass sie gemäß der klassischen Bändertheorie Metalle sein sollten und somit das Leitungsband halbgefüllt sein müsste. In der Tat sind sie aber nicht metallisch, sondern Isolatoren. Zu erklären ist das mit der großen Coulomb-Abstoßung U , welche in der klassischen Theorie als schwach angenommen wird. Die Coulomb-Abstoßung erschwert es bekannterweise, dass sich zwei Elektronen am gleichen Ort aufhalten können. In dem Mott-Isolator konkurrieren nun zwei Energien. Zum einen die Coulomb-Abstoßung und zum anderen die kinetische Energie, die dazu führt, dass die Elektronen zum nächsten Gitterplatz hüpfen und somit eine Delokalisierung hervorrufen. Da hier U sehr groß ist, ist es energetisch günstiger jeden Gitterplatz zunächst mit einem Elektron zu besetzen. Die Besetzung mit einem weiteren erfordert so viel Energie, dass quasi eine Energielücke entsteht. Man spricht von einer Aufspaltung in zwei Bänder. In ein unteres Hubbard Band, welches der einfachen Besetzung der Gitterplätze entspricht und in ein oberes Hubbard Band, welches die Doppelbesetzung am Gitterplatz repräsentiert. Im Fall des Mott-Isolators ist dieses leer und durch eine Lücke von mehreren eV von dem unteren Band getrennt.

Normaler Zustand und Pseudogap

Fängt man an das Material zu dotieren geht es in die normale Phase über, welche jedoch ein interessantes Regime beinhaltet. Es wird oftmals als "Pseudogap" bezeichnet. Dieses Regime ist so interessant, weil es gleichfalls wie der supraleitende Zustand, eine Energielücke aufweist und sich somit nicht metallisch verhält. Das Auftreten dieses Gaps wird als "precursor" für die Supraleitung gesehen. Es könnte ein Zeichen für einsetzende Korrelationen überhalb der Sprungtemperatur sein. Des Weiteren hat dieses Gap d -Wellensymmetrie, ist also nicht von der Symmetrie einer BCS-Lücke. Das abweichende Verhalten von dem eines gewöhnlichen Metalls manifestiert sich des Weiteren auch in dem Verhalten des Widerstandes, welches linear in der Temperatur ist. Laut Fermi Theorie müsste es quadratisch mit der Temperatur gehen. Bei starker Überdotierung gehen diese Materialien aber in einen ge-

wöhnlichen metallischen Zustand über, in dem sie auch wieder durch eine Fermiflüssigkeit beschrieben werden können.

Supraleitender Zustand

In konventionellen Supraleitern sind die Energielücke, also der Ordnungsparameter und die den Cooper Paaren zugeordnete Wellenfunktion isotrop. In Hochtemperatursupraleitern wurde eindeutig nachgewiesen, dass die Symmetrie d-Wellenartig ist. Die physikalischen Eigenschaften sind also Richtungs- und damit Wellenvektorabhängig, wie aufgrund der Kristallstruktur schon vermutet.

Bei optimaler Dotierung gilt für die Energielücke

$$2\Delta_{max}/kT_C \approx 7 - 9 \text{ eV}.$$

Hier zeigt sich auch ein weiterer quantitativer Unterschied, nicht nur die Sprungtemperatur ist um eine Größenordnung größer auch die Energielücke ist nicht mehr nur ein paar meV, sondern 20 – 30meV groß [Lea01].

Es wurde beobachtet, dass der Fluss ganz wie bei den konventionellen Supraleitern in Einheiten von $2e$ gequantelt ist. Es entstehen also wieder Paare, wobei jedoch noch nicht gesichert ist, ob es sich wieder um eine Elektron-Elektron Paarung oder um eine Loch-Loch Paarung handelt. Der Elektron-Phonon Mechanismus als alleinige Ursache scheidet hier aus, da die Sprungtemperaturen viel zu hoch sind.

Eine vertiefendere Diskussion über die wichtigen Ergebnisse aus Photoemissionsmessungen an HTSL findet sich in einem Übersichtsartikel von Damascelli [DHS03].

2.6.4 Theorieansätze

Theorie

Die konventionelle Supraleitung konnte erfolgreich mit der BCS-Theorie beschrieben werden und es stellt sich die Frage, warum sich diese Theorie nicht auf Hochtemperatursupraleiter übertragen lässt. Die Antwort ist schnell gefunden. Zum einen wurde die BCS-Theorie speziell für Materialien entwickelt, die der Fermiflüssigkeitstheorie gehorchen, und zum anderen sind die Sprungtemperaturen schlichtweg zu hoch. Die höchste Sprungtemperatur, die mit der BCS-Theorie vereinbar ist, beträgt 30 K. Heißt das nun, dass die Phononen hier keinen Beitrag leisten oder kann man darauf aufbauen, muss jedoch andere Einschränkungen, die in der BCS-Theorie zum Erfolg geführt haben, aufheben? Bis heute ist die Antwort darauf noch nicht gefunden. Der Isotopeneffekt der bei den BCS-Supraleitern einen entscheidenden Hinweis lieferte ist in den Kupraten stark dotierungsabhängig und in manchen (z.B. YBCO) gar nicht vorhanden [BCJ⁺87]. Er wäre ansonsten ein starkes Indiz dafür, dass bei der Paarung das Gitter wieder eine Rolle spielt. Die Elektron-Phonon Kopplung kann nicht vollständig ausgeschlossen werden und ruft noch immer großes Interesse hervor [Lea01]. Für die Mehrheit scheint jedoch eine durch magnetische Korrelationen hervorgerufene Wechselwirkung die plausiblere Alternative zu sein ([EN00], [KMJ09]).

Beschreibung der Kuprate

Aus theoretischer Sicht ist nicht nur die Frage zu klären, wie der Paarungsmechanismus, der zur Supraleitung führt genau aussieht, sondern auch wie sich die Kuprate beschreiben lassen.

Eine essentielle Frage ist, wie man den elektronischen Zustand der CuO_2 -Ebenen mikroskopisch beschreiben kann. Da die elektronischen Eigenschaften vor allem von diesen bestimmt werden, ist es durchaus verständlich, dass man bei dem Versuch die Kuprate zu beschreiben zunächst die CuO_2 -Ebenen mittels eines geeigneten Hamilton Operators erfasst. Eine prinzipielle Schwierigkeit bei der theoretischen Beschreibung der Kuprate kommt aus den starken elektronischen Korrelationen, die sich in einem antiferromagnetischen Zustand im undotierten Zustand bemerkbar machen.

Allgemein lässt sich die Ebene durch den Einband-Hubbard-Hamilton-Operator beschreiben

$$H = U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} - t \sum_{i,j,\sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} \quad (2.24)$$

i und j indizieren benachbarte Gitterplätze. σ ist der Spin. $c_{i\sigma}^\dagger$ ist ein fermionischer Erzeugungsoperator. Er kreiert ein Elektron am Gitterplatz i mit dem Spin σ . $c_{j\sigma}$ ist entsprechend der Vernichtungsoperator. $n_{i\sigma} = c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma}$ ist der Besetzungszahloperator mit Spin σ am Gitterplatz i . U ist die Coulomb-Abstoßung der Elektronen am gleichen Gitterplatz. Der Hüpfterm t erlaubt den Elektronen die Plätze zu ändern, jedoch nicht den Spin.

Der Hubbard Hamilton Operator lässt sich im zweidimensionalen Fall nicht lösen. Daher muss man Näherungen machen.

Ausgehend von diesem Modell kann man nun die Beschreibung auf zwei unterschiedliche Arten angehen. Entweder beschreibt man die Kuprate ausgehend von der Mott-Phase, also vom undotierten Zustand aus und nimmt somit als Basis ein stark wechselwirkendes System. Oder man betrachtet den überdotierten Bereich, in dem die Kuprate metallisches Verhalten zeigen und betrachtet die magnetischen Korrelationen als Störungen. Hier ist die Basis ein schwach wechselwirkendes System, was wieder im Fermiflüssigkeitsmodell beschrieben werden kann.

Eine der ersten Theorien stammt von P.W. Anderson ([And87], [Aea04]). Er führte das Hubbard-Modell, mit dem Mott-Isolatoren beschrieben werden können, für undotierte Kuprate auf ein antiferromagnetisches Heisenberg-Modell mit Spin 1/2 zurück. Bei leichter Dotierung geht das Modell für starke Wechselwirkung in das sogenannte "t-J-Modell" über, bei der Doppelbesetzungen vernachlässigt werden. Im Limit $U/t \gg 1$, wenn die Dotierung Null ist, wird damit ein Mott-Isolator beschrieben.

$$H_{t-J} = -t \sum_{i,i,\sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + J \sum_{i,j} \left(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \frac{n_i n_j}{4} \right) \quad (2.25)$$

$\mathbf{S}_{i,j}$ sind Spin 1/2 Operatoren an den Plätzen i,j eines zweidimensionalen quadratischen Gitters. J ist die antiferromagnetische Kopplungskonstante zwischen den nächsten Nachbarn. Sie beschreibt die Austauschenergie. Im Falle eines antiferromagnetischen Zustandes ist sie negativ. Das bedeutet, dass das System Energie gewinnt, wenn sich benachbarte Spins antiparallel einstellen. In zweiter Ordnung der Störungsrechnung findet man $J = 4t^2/U$. Anderson verfolgt diesen Ansatz unter Verwendung des "Resonating valence bond" Modells ([And87], [Aea04]). Dabei entsteht eine Art Mott-Flüssigkeit. Die Paarung erklärt er durch eine "superexchange interaction" (Superaustauschwechselwirkung). Er schließt aus, dass für die Paarung Phononen in Frage kommen.

Phänomenologische Ansätze

Wie schon erwähnt, lassen sich die Kuprate auch in dem anderen Limit betrachten. Nämlich als schwach wechselwirkendes fermiflüssigkeitsähnliches System ([KMJ09], [MMP90]). Ein quantitatives phänomenologisches Modell ist die Beschreibung niederfrequenten Spindynamiken der CuO_2 -Ebenen mittels des one-component Spinmodell [MMP90]. Zusammen mit starken antiferromagnetischen Korrelationen zwischen den Spins reicht dieses aus, um die experimentellen Ergebnisse zu beschreiben. Der Paarungsmechanismus wird dabei immer den niederenergetischen Spinfluktuationen zugeschrieben.

3. Experiment

Das Experiment wurde in Berlin am Elektronenspeicherring BESSY II¹ durchgeführt. Synchrotronstrahlung eignet sich besonders, da sich mittels geeigneter Methoden monochromatisches Licht erzeugen lässt und sich unterschiedliche Energien einstellen lassen. Weiterhin ist für zeitaufgelöste Experimente wichtig, dass die Quelle gepulst betrieben werden kann. Der gepulste Betrieb liefert eindeutige Start- und Stoppsignale. Typische Flugzeiten (tof^2) liegen bei 30 ns. Damit sich die Ionen und Elektronen der einzelnen Reaktionen nicht vermischen, darf die Quelle höchstens eine Frequenz von $f = 1/tof \approx 33$ MHz aufweisen. Da es aber auch Teilchen gibt, die länger als die 30 ns benötigen, ist eine Frequenz < 10 MHz besser. Von dem Synchrotron wird mittels des sogenannten Bunchmarkers eine Referenzzeit zur Verfügung gestellt.



Abbildung 3.1: Luftaufnahme vom Elektronenspeicherring BESSY II in Berlin, Adlershof [BES].

¹BESSY: Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung.

²time of flight

3.1 Synchrotron und BESSY II

Die Anlage zum Beschleunigen der Elektronen und zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung besteht aus mehreren Teilen. Einem Vorbeschleuniger, einem Synchrotron und einem Speicherring. Nach der Vorbeschleunigung werden die Elektronen in das Synchrotron gespeist. Dort werden sie auf die gewünschte Energie beschleunigt und dann in den Speicherring injiziert, wo die für die Experimente benötigte Strahlung entsteht. Es entsteht auch bereits im Synchrotron die gleichnamige Strahlung, da die Elektronen mittels magnetischer Felder auf eine Kreisbahn gezwungen werden. Die Ablenkung entspricht einer Beschleunigung, welche wiederum Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen verursacht. Zum Experimentieren wird jedoch nur die Strahlung, die im Speicherring entsteht verwendet, da sie, wie gleich noch erklärt wird, sehr viel intensiver ist.

Haben die Elektronen relativistische Geschwindigkeiten, spricht man von Synchrotronstrahlung, andernfalls von Bremsstrahlung. Der entscheidende Unterschied ist, dass Bremsstrahlung isotrop emittiert wird, Synchrotronstrahlung entlang der Bewegungsrichtung der Elektronen (Abb. 3.2).

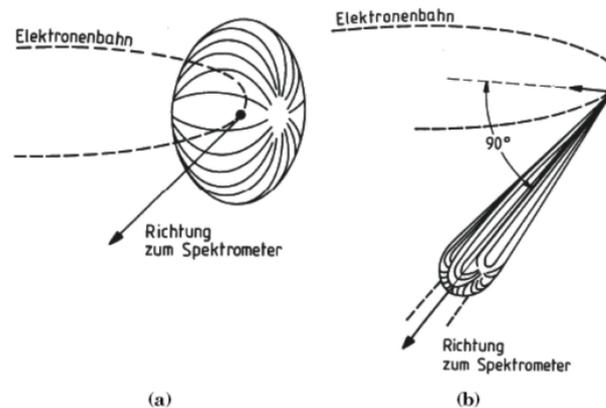


Abbildung 3.2: Abstrahlcharakteristik von Bremsstrahlung (a) und Synchrotronstrahlung (b) [BG90]. Bei Bremsstrahlung wird isotrop emittiert, bei Synchrotron entlang der Bewegungsrichtung der Elektronen

Da die Emission von Strahlung nichts anderes ist, als Abstrahlung von Energie, müssen die Elektronen regelmäßig im Ring nachbeschleunigt werden. Um die Intensität der Strahlung zu erhöhen, müssen die Elektronen häufiger abgelenkt werden. Dies geschieht mittels sogenannter Wiggler oder Undulatoren, welche in die geraden Stücke des Ringes montiert sind. Es handelt sich hierbei um lineare Dipolmagnetanordnungen, die die Elektronen auf Sinusbahnen zwingen. Viele kleine Ablenkungen führen zu einer viel größeren Emission, als eine große Ablenkung. Die Intensität der Strahlung erhöht sich dabei proportional mit der Anzahl der verwendeten Magnete. Im Undulator (Abb. 3.3) wird zusätzlich noch konstruktive Interferenz ausgenutzt. Er ist so konstruiert, dass sich die emittierte Strahlung verstärkt.

Synchrotronstrahlung ist polychromatisch. Da für die meisten Experimente aber eine ganz bestimmte Photonenenergie, beispielsweise zum Anregen von bestimmten Zuständen, benötigt wird, befindet sich im Strahlengang ein Monochromator. Dieser wird hier durch optische Gitter realisiert. Bei höheren Photonenenergien werden Kristalle verwendet [Gro72]. Es gibt drei Modi, die an BESSY II betrieben werden: *Multibunch*, *Singlebunch* und *Low Alpha*. Diese unterscheiden sich im zeitlichen Abstand der Elektronenpakete und damit

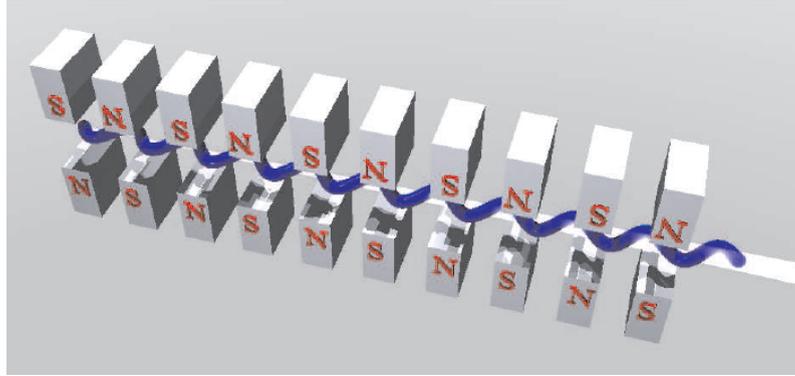


Abbildung 3.3: Undulator Anordnung [Hat04]. Zu sehen sind die Dipolmagnete und der Elektronenstrahl in sinusförmiger Ausbreitung.

vor allem auch in der Anzahl der gleichzeitig injizierten Pakete. Im Multibunch Modus befinden sich etwa 320 Pakete ($\approx 10^6$ Photonen) in einem Abstand von jeweils 1 bis 2 ns gleichzeitig im Ring. Danach ist eine Pause von 100 ns, wie in Abbildung 3.4 (a) zu sehen, in der ein einzelnes Elektronenpaket im Ring ist. Im Singlebunchmodus befindet sich immer nur ein Paket im Ring. Der Abstand beträgt 800 ns, weshalb dieser Modus sehr gut für zeitaufgelöste Experimente geeignet ist. Im Low Alpha Modus sind die Elektronenpakete räumlich stärker lokalisiert (1 mm Länge des Pakets), was zu zeitlich kurzen Lichtpulsen (1 bis 2 ps im Gegensatz zu 30 ps im Normalmodus) und kohärenter Strahlung führt. Bildlich kann man sich das so vorstellen, dass ein räumlich kurzer Puls weniger Zeit in der Kurve verbringt, wo die Strahlung emittiert wird, also auch einen kürzeren Lichtpuls aussendet, als ein räumlich langer Puls.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Datensätze wurden im Singlebunchmodus gewonnen. Die Zeitauflösung beträgt 120 ps. Erstmals wurde am BESSY II ein Eightbunchmodus getestet. Der Abstand der gleichmäßig verteilten Elektronenpakete betrug dann nicht mehr 800 ns, sondern nur noch 100 ns.

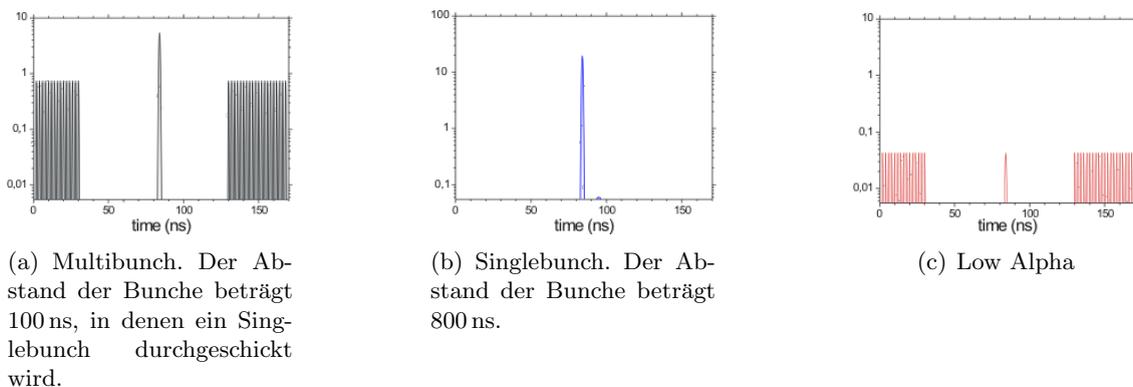


Abbildung 3.4: Betriebsmoden des BESSY II [BES]

Um den Untergrund aus 2-Photonen-2-Elektronen Prozessen zu minimieren, muss die Intensität, welche sich direkt am Strahlrohr einstellen lässt, so gering wie nötig gehalten werden (siehe Abschnitt 5.3.2). Zusammen mit der geringen Reaktionswahrscheinlichkeit für die DPE führt das dazu, dass dieses Experiment vergleichsweise geringe Statistiken aufweisen wird. Daher bot der Eightbunchmodus eine sehr gute Gelegenheit um mehr

Statistik (die achtfache gegenüber dem Singlebunch) innerhalb eines Messdurchganges zu sammeln. Dies ist ein enormer Vorteil bei oberflächensensitiven Experimenten, da sie nicht beliebig lang laufen können. Trotz eines sehr guten Vakuums, wird die Oberfläche nach endlicher Zeit von Fremdatomen und -molekülen besetzt. Nach einer gewissen Dauer, der Wiederbedeckungszeit, werden also nicht mehr die Eigenschaften der Probe vermessen, sondern die der Adsorbtionsschicht.

3mNIM

Gemessen wurde an der Beamline "3mNIM"³. Der mögliche Energiebereich liegt zwischen 2 und 40 eV. Bei Energien unter 11 eV ließ sich ein Filter in den Strahlengang einfahren, mit dem höhere Harmonische⁴ unterdrückt werden können. Das Licht ist linear polarisiert. In Abbildung 3.5 ist das Strahlrohr in Vogelperspektive dargestellt. Am Gitter lässt sich die Photonenenergie einstellen und an den Ein- und Austrittsschlitzen die Intensität. Das Experiment ist im Fokus des Strahls, welcher durch den Fokusspiegel bestimmt wird, aufgestellt. Die Photonen sind in rot eingezeichnet.

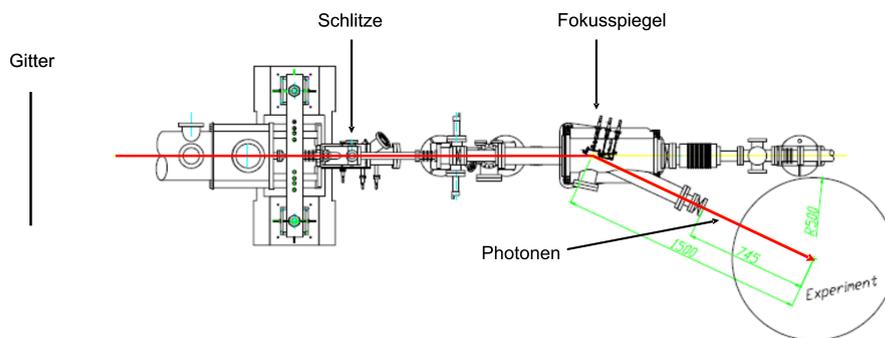


Abbildung 3.5: 3mNIM Vogelperspektive [3mN]. Eingezeichnet sind das Gitter, das als Monochromator dient, sowie die Ein- und Austrittsschlitze, welche einstellbar sind, um die Intensität zu regulieren. Weiterhin sieht man den Fokusspiegel, der den Strahl zum Experiment lenkt. In rot sind die Photonen dargestellt.

3.2 Aufbau

Für das Experiment wurden zwei Kammern verwendet. Eine Präparationskammer, welche vom Physikalischen Institut für Experimentelle Physik IV der Würzburger Universität zur Verfügung gestellt wurde und eine Experimentierkammer, in der die Messungen durchgeführt wurden. Die Kammern sind mittels eines Ventils verbunden, so dass sie voneinander abgekoppelt werden können.

Die Experimentierkammer besteht aus einem 60 cm langen Zylinder mit 25 cm Durchmesser. Der Detektor mit dem Spektrometer befindet sich an der einen Seite, gegenüber ist die NEG-Pumpe⁵. Zentral von oben kommend befindet sich der Kryostat an dem die Probe befestigt ist. Zur optischen Kontrolle des Experiments sind mehrere Sichtfenster an der Kammer. Der Blick in die Kammer ist für die Probenwechsel und nicht zuletzt für die

³Normal Incidence Monochromator

⁴höhere Harmonische sind ganzzahlig Vielfache der Photonenenergie, die ebenfalls durch die Schlitze treten, da sie die gleiche Beugungsbedingung erfüllen

⁵Non Evaporable Getter-Pumpe

richtige Ausrichtung der Kammer nötig. So kann man, wenn die Beamline zero-order Licht liefert, direkt sehen, ob der Photonenstrahl auf die Probe trifft. Weiterhin sind Messzellen zur Überwachung des Vakuums an der Kammer angebracht.

Der Vorteil der Präparationskammer besteht darin, dass während einer laufenden Messung weitere Proben in das System eingeschleust werden können. In ihr können drei Proben zeitgleich gelagert werden. Um die Proben in der Kammer selbst und dann in die Experimentierkammer zu manövrieren sind drei Manipulatoren angebracht, welche eine Bewegung in alle drei Raumrichtungen ermöglichen.

Die Proben, welche von außen erst in das Kammerensystem eingebracht werden müssen, werden vorher in eine Schleuse eingesetzt, welche separat abpumpbar ist. So wird auch die Präparationskammer nicht bei jedem Probenwechsel belüftet.

Zusätzlich befindet sich in der Präparationskammer noch ein LEED⁶, welches jedoch nicht zum Einsatz kam.

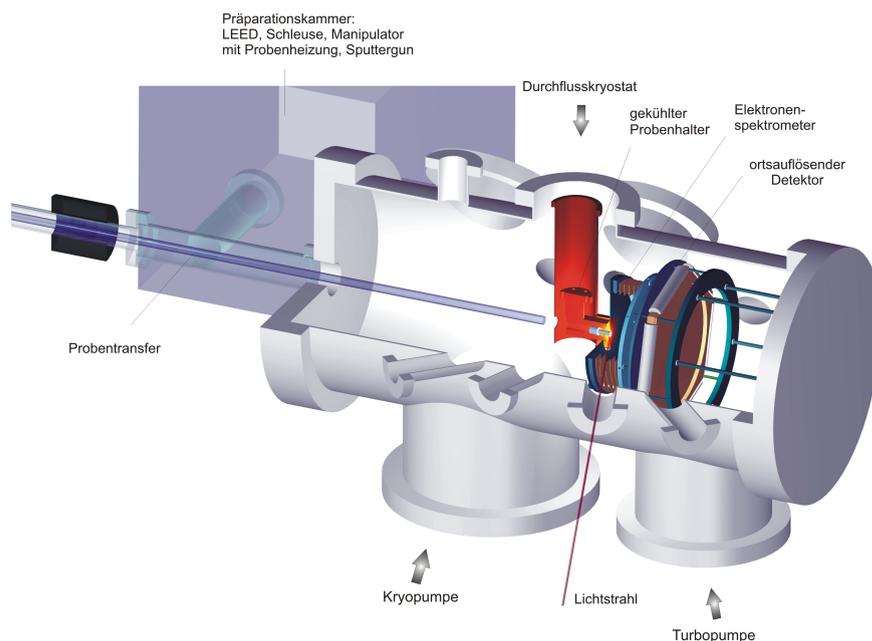


Abbildung 3.6: Experimentierkammer

3.2.1 Vakuumsystem

Für Oberflächenexperimente ist ein sehr gutes Vakuum von essentieller Bedeutung. Je besser das Vakuum ist, desto länger bleibt die Oberfläche sauber. Die Messungen wurden bei etwa $5 \cdot 10^{-11}$ mbar durchgeführt. Um dieses Vakuum zu erreichen kamen verschiedene Pumpen zum Einsatz.

Mit mechanisch wirkenden Pumpen wird ein Vorvakuum von 10^{-3} mbar erzeugt. Hier kam eine Scrollpumpe zum Einsatz. Der wesentliche Bestandteil solcher Pumpen sind zwei ineinander montierte Spiralen, von denen eine rotiert. So wird das Gas in dem Zwischenraum verdichtet und durch die Spiralenform aufgrund der Rotation nach Innen gebracht, von wo aus das Gas das Volumen verlässt.

Um auf einen Bereich von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar zu kommen wurde eine Turbomolekularpumpe der

⁶Low Energy Electron Diffraction. Damit lässt sich die Orientierung der Proben feststellen und die Oberflächenqualität untersuchen.

Firma Pfeiffer benutzt. Das Grundprinzip ist auch hier mechanischer Natur. Der Hauptbestandteil der Pumpe ist ein Rotor, bestehend aus mehreren Turbinenschaufeln, die den desorbierenden Molekülen bei der Sorption⁷ eine Vorzugsrichtung geben. So können die Moleküle aus dem Vakuum gebracht werden [Dem08]. Höhere Pumpleistungen und damit niedrigere Enddrucke können mit mechanischen Pumpen nicht erreicht werden. Es kommt eine NEG-Pumpe zum Einsatz. Sie pumpt nicht in dem Sinne, dass Moleküle aus der Kammer gebracht werden, sondern sie bindet die Moleküle an sich.

Weiterhin wird eine Kombination aus einem Cryopanel und einer Titan-Sublimationspumpe verwendet. Das Cryopanel ist eine Kühlfalle. Auf kalten Wänden setzen sich Restgasatome ab und frieren aus. Werden die Wände des Cryopanel zusätzlich mit Titan bedampft, werden insbesondere auch H₂-Moleküle eingefangen, da Titan ein sehr guter H₂Absorber ist. Um das Cryopanel kalt zu halten muss in regelmäßigem Abstand Stickstoff nachgefüllt werden.

Wenn die Kammer zum ersten Mal von Normaldruck auf Vakuum gebracht werden soll, ist es zweckmäßig sie vorher für mehrere Tag auszuheizen. Dafür werden an der Kammer Heizschlangen befestigt und zur besseren Wärmeentwicklung, wird der gesamte Aufbau in Alufolie gewickelt. Typische Ausheiztemperaturen liegen etwa bei 150°C-180°C. Das dient dazu, die Desorptionsrate der Innenwände zu erhöhen und so die Verunreinigungen abpumpen zu können. Ebenfalls ratsam ist es, alle im Vakuum befindlichen Elemente, zu degasen und Ventile auf- und zuzudrehen. Dies dient dazu, dass eingelagerten Moleküle freigesetzt werden und mit abgepumpt werden. Ansonsten würden sie bei späterer Betätigung dieser Bauelemente das Vakuum verschlechtern.

Der Ausheizvorgang kann beendet werden, sobald sich ein Gleichgewicht zwischen den Teilchen, die sich von der Wand lösen und denen, die die Wand wieder benetzen eingestellt hat. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf dem Wasser. Es stellt bei der Erzeugung eines Ultrahochvakuums das größte Problem dar. Zum einen ist es immer vorhanden (z.B. Luftfeuchtigkeit) und zum anderen ist es sehr schwer zu pumpen, wie man sich in Abbildung 3.7 überzeugen kann. Hinzu kommt, dass es reaktiver ist als die Edelgase Argon und Helium, aber auch reaktiver als H₂. Als Folge dessen handelt es sich vornehmlich um Wasser, dass sich auf der Probenoberfläche ansammelt. Die Abwesenheit von Wasser würde die Wiederbenetzungszeit der Probe also erhöhen. Unter zu Hilfenahme eines Massenspektrometers beobachtet man seinen Partialdruck. Sobald dieser sich auf einen konstanten Wert einstellt wird kein Wasser mehr gepumpt. Weiteres Auszheizen würde das Vakuum nicht wesentlich verbessern.

Tabelle 3.1 gibt Auskunft über die einzelnen Drucke in dem Experiment.

	Druck [mbar]
Beamline	$1 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-10}$
Schleuse	$1 \cdot 10^{-7}$
Präparationskammer	$5 \cdot 10^{-10}$
Experimentierkammer	$5 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 3.1: Überblick über die Drucke an den unterschiedlichen Teilen des Experimentes.

Die Kammer selbst ist nicht direkt an das Strahlrohr angeschlossen, sondern über eine differentielle Pumpstufe mit ihr verbunden. Diese ist eine Kombination aus Turbomolekularpumpe und Lochblenden, welche die Diffusion von Teilchen aus dem Strahlrohr in die Experimentierkammer verhindern soll. Der Experimentator achtet also darauf, dass

⁷Entfernen von Teilchen von der Oberfläche ins Vakuum

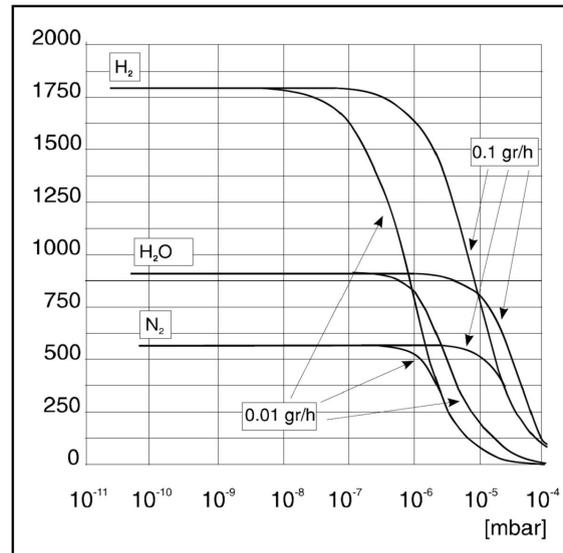


Abbildung 3.7: Pumpgeschwindigkeit bei -195°C mit TSP und Kühlung mit flüssigem Stickstoff [htt]

sein Vakuum nicht verschlechtert wird. Andererseits wird der Druck in der Experimentierkammer nicht nur von dem Experimentator sondern auch von dem Bessy mittels eigener Messzelle überwacht. Sobald der Druck beispielsweise durch ein Leck auf $1 \cdot 10^{-8}$ mbar [3mN] ansteigt, macht ein Interlock, das über diese Messzelle gesteuert den sogenannten Beamshutter zu und trennt das Experiment von dem Strahlrohr. So wird gewährleistet, dass der Druck im Strahlrohr nicht verschlechtert wird. Es hat typischerweise ein Vakuum von $1 \cdot 10^{-9}$ mbar bis $1 \cdot 10^{-10}$ mbar.

3.2.2 Kryostat

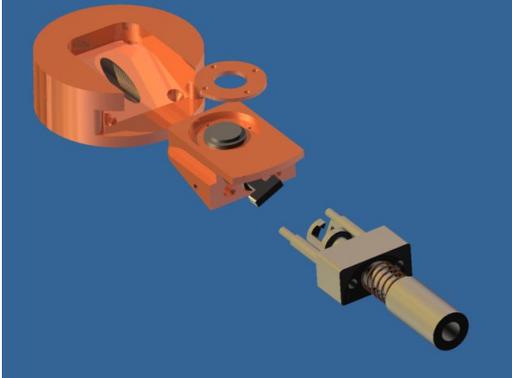
Um die Proben in den supraleitenden Zustand zu Überführen, müssen sie stark gekühlt werden. In diesem Experiment kam ein Helium Durchflusskryostat zum Einsatz. Am Ende ist der Kaltkopf angebracht, auf welchen zum Schluss die Probe montiert wird. Zur Kontrolle der Temperatur wurde eine geeichte Si-Diode DT 670 der Firma Lake Shore verwendet. Diese war auf der Rückseite des Probenhalters angebracht. Um eine noch bessere Kühlleistung zu erreichen, kann man noch eine Pumpe anschließen, welche das Helium abpumpt.

Da bei sehr tiefen Temperaturen jede Art von Wärmeeintrag bemerkbar ist, kommen zusätzlich zur Heliumkühlung noch weitere Bauelemente zum Einsatz. Um den Kryostaten und den Kaltkopf vor äußerer Strahleneinwirkung zu schützen, ist ein Hitzeschild aus Kupfer um den unteren Teil des Rohres montiert und über den Kaltkopf wird Silberfolie gewickelt. Diese reflektiert Strahlung.

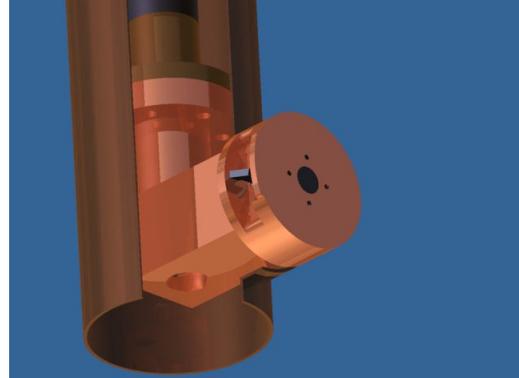
3.2.3 Probenhalter und Transfersystem

Für diese Arbeit wurde ein neues Probenhalter- und Transfersystem verwendet. Es ist eine Art Schubladensystem, bestehend aus einer Basis und einer Schublade, auf welche die Probe montiert wird. Der Durchmesser der Basis beträgt 5 cm und die Breite der Schublade 2 cm. Dieses System bietet diverse Vorteile. Um tiefe Temperaturen mit einer

Probe zu erreichen, muss eine sehr gute thermische Ankopplung der Probe an den Kaltkopf gewährleistet werden. Die Schublade, auf der die Probe montiert ist, erhält sehr guten Kontakt zum Kaltkopf. Zum einen ist die Auflagefläche an sich schon recht groß und zum anderen wird sie durch Verschraubung fest angedrückt.



(a) Probenhalterassembly: Von links oben nach rechts unten sieht man die Einzelteile. Die Basis, die Schublade hier mit einer fest installierten Probe und das Werkzeug mit dem Bajonettverschluss.



(b) Das auf dem Kaltkopf des Kryostaten zusammengesetzte System.

Abbildung 3.8: Probenhalter

Aber die thermische Ankopplung ist nicht das einzige Argument, das für diese Konstruktion spricht. Die Integration eines Bajonettverschlusses verhindert das Herunterfallen der Proben beim Transfer, was diesen einfacher gestaltet.

Ein Probentransfer gestaltete sich dann wie folgt: Zunächst muss die Probe auf einer der Schubladen befestigt werden. Diese wird auf den Manipulator in z -Richtung in der Schleuse, welche dann abgepumpt wird, gesetzt. Mit dem z -Manipulator lässt sich die Schublade in die Präparationskammer manövrieren, und auf den y -Manipulator mit der Parkplatzhalterung schrauben. Mit dem x -Manipulator wird die Probe von der Parkplatzhalterung aufgenommen und in die Experimentierkammer transferiert, wo die Schublade auf den Kaltkopf in der Experimentierkammer geschraubt wird. Der Kaltkopf bzw. der Kryostat selbst lässt sich in alle drei Raumrichtungen bewegen und zudem um die z -Achse rotieren. So kann die Probe letztendlich in die Öffnung des Spektrometers gedreht werden.

Als schwierig erwies sich die benötigte Genauigkeit mit der die Schublade in ihre Halterungen gebracht werden musste. Da die Schublade über einen langen Transferarm gesteuert wurde vollführte die Schublade Schwingungen. Der Kaltkopf selbst schwang auch mit einer ungefähren Schwingungsamplitude von 0,5 mm [Vos11].

Mit dem neuen System wurden Kühltests durchgeführt, um ein Gefühl dafür zu bekommen, bei welchem Heliumdurchfluss welche Temperatur zu erwarten ist. Es wurde eine Kurve für die Temperatur in Abhängigkeit des Heliumdurchflusses erstellt. Die Diode, die hierfür noch vorne auf dem Kaltkopf angebracht war, um die Temperatur an der spätere Probenposition zu messen, wird für die Hauptmessung als weitere Kontrolle an die Hinterseite des Kaltkopfes geschraubt. Die erste Labormessung ergab die in Abbildung 3.9 dargestellte Kurve. Aufgetragen ist der Heliumfluss in l/min gegen die gemessene Temperatur in K.

Bei einem Durchfluss von 40 l/min wird kein weiterer Abfall der Temperatur erreicht. Die Tiefsttemperatur beträgt 7,7 K. Um die Wunschtemperatur von 7 K oder niedriger zu erreichen, wurde versucht die thermischen Ankopplungen zu verbessern. Hierzu wurden die

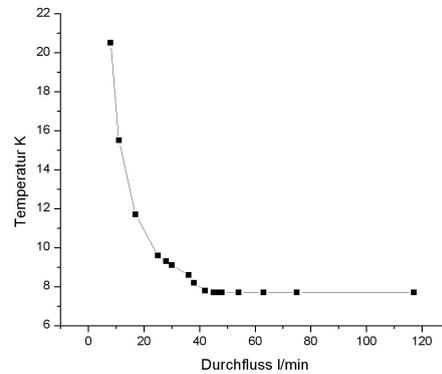


Abbildung 3.9: Aufgetragen ist der beim Kühlttest gemessene Heliumfluss gegen die erreichte Temperatur. Bei 7,7 K tritt eine Sättigung ein und das System wird nicht weiter gekühlt.

alten Indiumverbindungen herausgelöst und gegen Silberleitpaste ausgetauscht. Leider lieferte das ein negatives Ergebnis und die erreichte Endtemperatur mit diesem Setup betrug 8,2 K. Hier wurden noch mal für drei unterschiedliche Heliumflüsse die Temperaturen gemessen, bevor die Temperaturdiode an der Rückseite angebracht wurde:

Durchfluss	Spannung [mV]	Temperatur
5	1060	58 K
10	1263	15,7 K
20	1382	10,1 K

Tabelle 3.2: Messung von Zusammenhang Heliumdurchfluss und Temperatur an der Probenposition.

Im Vergleich dazu wurde nachdem die Diode an ihrer spätere Messposition angebracht worden ist, eine erneute Temperaturmessung durchgeführt.

Durchfluss	Spannung [mV]	Temperatur
7	1197	20 K
16	1383	10,1 K

Tabelle 3.3: Messung von Zusammenhang Heliumdurchfluss und Temperatur an der Rückseite des Kaltkopfes und somit an der Rückseite der Probenposition.

3.3 Orts- und zeitaufgelöster Elektronennachweis

In diesem Abschnitt wird die eigentliche Messmethode behandelt. Als Grundlage dient die COLTRIMS Technik (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy). Vermessen werden damit meistens Ionisationsprozesse, deren einzelne Ionisationsprodukte alle nachgewiesen werden. Durch Anlegen eines homogenen elektrischen Feldes, werden die positiv geladenen Ionen zu der einen Seite und die negativ geladenen Elektronen auf die andere Seite auf je einen orts- und zeitauflösenden Detektor gelenkt. Aus den gemessenen Flugzeiten und Auftrefforten lassen sich dann die Impulse berechnet werden. Durch geeignete

Wahl der Spektrometermaße und Feldstärken kann eine 2π Raumwinkel-Akzeptanz erreicht werden.

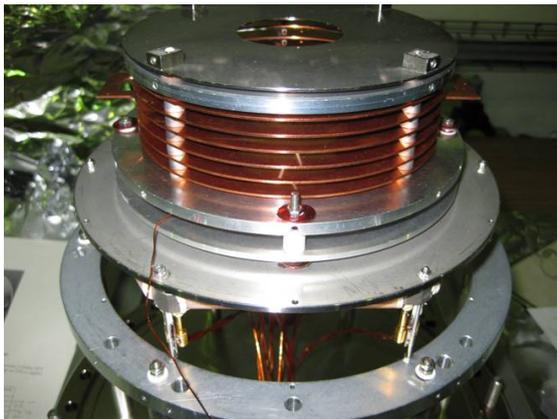
Die wichtigen Bauteile sind hier das Spektrometer, durch welches die geladenen Teilchen auf den Detektor geführt werden und der Detektor selbst.

3.3.1 Spektrometer

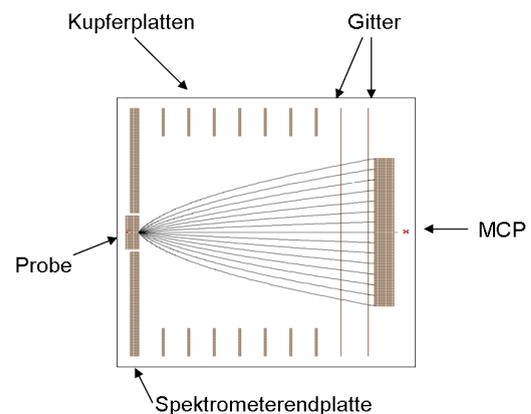
Die Aufgabe des Spektrometers ist es, die Elektronen auf den Detektor zu lenken. Dies lässt sich mittels entsprechender elektrischer und magnetischer Felder bewerkstelligen. In dem hier durchgeführten Experiment wurde auf Magnetfelder jedoch verzichtet. Aufgrund des Meißner-Ochsenfeld Effektes würde das angelegte Magnetfeld in unbekanntem Maße verändert werden, was wiederum zu unbekanntem Verzerrungen der Elektronentrajektorien führen würde. Die Führung der Elektronen auf den Detektor geschah also ausschließlich durch ein elektrisches Feld. Um dieses zu erzeugen, besteht das Spektrometer aus 7 Kupferplatten mit einem Innenradius von 52 mm und einem Außenradius von 67 mm, die in einem Abstand von 5 mm montiert sind (Abb. 3.10). Die Platten sind über gleiche Widerstände miteinander verbunden, so dass das Anlegen einer Spannung über diese Anordnung, den Aufbau eines nahezu homogenen elektrischen Feldes zur Folge hat. Um die Homogenität nicht zu zerstören, muss man darauf achten, dass der Abstand zwischen den Platten nicht zu groß gewählt wird, da es sonst zu externen Feldeingriffen kommen kann. Die Homogenität des Feldes ist so wichtig, um eine eindeutige Beziehung zwischen gemessenen Ortskomponenten und berechneten Startimpulsen zu gewährleisten.

Weiterhin besteht das Spektrometer aus einer Endplatte mit einem Innenradius von 20 mm, die zur Seite der Probe hin das Spektrometer abschließt. Auf der anderen Seite befinden sich zwei Gitter (Maschenweite $250\ \mu\text{m}$, 80% Durchlässigkeit) mit 5 mm Abstand und 1 mm dahinter ist das Micro-Channel Plate (MCP). Dieses hat einen Radius von 40 mm.

Der Photonenstrahl gelangt durch einen extra eingefrästen Spalt in einer der Spektrometerplatten unter einem Winkel von 70° zur Oberflächennormale auf die Probe.



(a) Foto vom Spektrometer



(b) Spektrometersimulation für Elektronen mit $E_{kin} = 7\ \text{eV}$. Der maximale detektierbare Austrittswinkel beträgt 70°

Abbildung 3.10: Spektrometer

An das MCP werden hohe Spannungen angelegt, weshalb zwischen der letzten Spektrometerplatte und dem MCP ein Potentialsprung existiert. Dieser wirkt wie eine Linse und

verursacht Feldverzerrungen im homogenen Feld. Zur Vermeidung dessen wird das erste Gitter benutzt. Das zweite Gitter dient vor allem dazu, Sekundärelektronen (welche unter Umständen im ersten Gitter erzeugt werden) derart zu verzögern, dass diese von den Primärelektronen separiert werden können. Im Flugzeitpektrum sind sie dann eindeutig zu erkennen. Dafür wird das zweite Gitter auf ein niedrigeres Potential als das erste gesetzt. In Abbildung 3.11 sind drei Arten von Elektronen eingezeichnet. Mit der 1 gekennzeichnet sind die Primärelektronen, welche an der Probe erzeugt werden und auf den Detektor treffen. Bei 2 handelt es sich um niederenergetische Elektronen ($E_{kin} < 5 \text{ eV}$), die am ersten Gitter erzeugt werden und aufgrund des Gegenfeldes den Detektor nicht erreichen. Die Elektronen unter 3 werden auch am Gitter erzeugt, starten jedoch zunächst in das Spektrometer bis sie ihre ganze kinetische Energie aufgrund des Feldes verloren haben. Dann kehren sie um und landen auf dem Detektor. Da dieser Prozess aber erheblich mehr Zeit benötigt werden diese Elektronen eindeutig von den Primärelektronen zu unterscheiden sein.

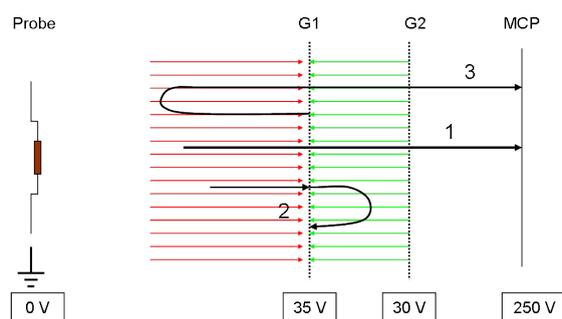


Abbildung 3.11: Gezeigt ist hier die Situation Gitter, elektrisches Feld und Elektronen. 1 sind die Primärelektronen, 2 unterdrückte Sekundärelektronen, 3 sind Sekundärelektronen, welche in der Flugzeitverteilung weit hinten liegen.

Das Gegenfeld sorgt zusätzlich für eine längere Flugzeit der Elektronen insgesamt. Primär wird diese aber von der angelegten Spannung am ersten Gitter, also dem elektrischen Feld im ersten Abschnitt bestimmt. Daher ist es gut, dass Feld möglichst klein zu wählen. Dieses garantiert eine möglichst breite Flugzeitverteilung und somit eine bessere Energieauflösung. Da jedoch auch möglichst viele Elektronen detektiert werden sollen, darf das Feld nicht zu klein gewählt werden. Elektronen mit flachem Austrittswinkel aus der Probe würden in die Platten des Spektrometers und nicht auf den Detektor treffen. Angelegt wurden ungefähr $7,5 \text{ V/cm}$ für die Beschleunigung und $8,3 \text{ V/cm}$ für das Gegenfeld. Damit wurde eine Akzeptanz von bis zu 70° für Elektronen mit 8 eV kinetischer Energie erreicht sowie eine Auflösung von 500 meV für Elektronen mit 20 eV kinetischer Energie.

3.3.2 Detektor

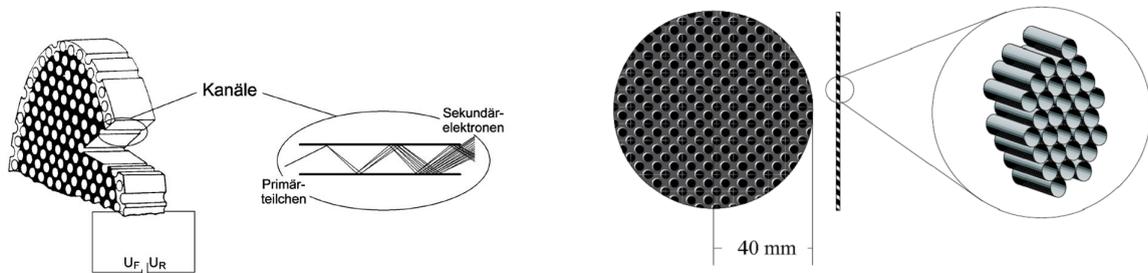
Nachdem die Elektronen durch das Spektrometer geflogen sind, treffen sie auf den Detektor. Dieser ist eine Kombination von drei MCPs und einer hexagonalen Delayline Anode. Das einzelne MCP hat eine von der angelegten Spannung abhängigen Signalverstärkung von bis zu 10^3 . Für die Dreier Kombination der MCPs wurde eine solche Spannung angelegt, dass eine Verstärkung von 10^6 erreicht wurde. Der Auftreffort der Elektronenwolke, die aus dem MCP herauskommt, wird durch eine Laufzeitmessung mit der Delaylineanode ermittelt. Für die Flugzeitberechnung wird zudem an den MCPs ein Zeitsignal ausgekoppelt.

3.3.2.1 Micro-Channel Plate

Die entstehenden Signale von den Elektronen sind zu klein, um sinnvoll erfasst zu werden. Daher benötigt man einen Verstärker. Diese Rolle wird bei diesem Aufbau von einem MCP übernommen. Es handelt sich dabei um eine runde, ca. 1 mm dicke Bleiglasplatte mit einem Durchmesser von 80 mm, welche von vielen parallelen BleiglasKanälen durchsetzt ist. Die Innenseiten sind beschichtet, um ihre Austrittsarbeit zu erniedrigen. Der Durchmesser dieser Kanäle beläuft sich auf $5 - 25 \mu\text{m}$.

Zwischen Vorder- und Rückseite wird eine Spannung angelegt. Trifft das Elektron vorne auf eine Kanalwand löst es weitere Elektronen aus, welche durch die anliegende Spannung durch die Kanäle auf die Rückseite beschleunigt werden. Beim Passieren des Kanals werden kontinuierlich mehr Elektronen herausgelöst. Letztendlich führt das zu einer Ladungswolke und somit zu einer Verstärkung des Elektrons. Um die Verstärkung zu erhöhen, sind die Kanäle um 7° Grad in Bezug zur Oberflächennormalen geneigt. So ist gewährleistet, dass die Elektronen auch wirklich an die Wand stoßen und Sekundärelektronen auslösen. Andernfalls könnte es sein, dass sie ohne Reaktion durch das MCP fliegen, was bedeuten würde, dass diese Elektronen nicht verstärkt und somit nicht detektiert werden. Weiterhin kann man mehrere Platten hintereinander setzen. Sie werden dann um 180° zueinander verdreht, um die Elektronen zu möglichst großem Richtungswechsel zu zwingen, was mehr Wandkontakt, also mehr herausgelösten Elektronen entspricht. Nach dem Verlassen des letzten MCPs trifft die Ladungswolke auf die ortsauflösende Hexanode.

Für eine gute Nachweiseffizienz muss die Nachbeschleunigung bei $100 - 300 \text{ V}$ für Elektronen liegen. Daher liegen am MCP relativ hohe Spannungen an (Front 200 Volt und Back 2850 Volt). Front bzw. Back bezeichnen das erste bzw. letzte MCP im Aufbau.



(a) Skizze eines MCPs und der Funktionsweise der Verstärkung. Aus einem einzelnen Primärelektron entsteht eine Wolke von Sekundärelektronen [Ach99].

(b) Foto eines MCP mit einem Durchmesser von 80 mm [Sta00].

Abbildung 3.12: Micro-Channel Plate

Koppelbox

Das Signal wird mit einer sogenannten Koppelbox von dem Vakuum entkoppelt. Hier kann man entweder an der Front oder an dem Back das Signal entkoppeln. Unabhängig davon ist für diesen Prozess der Kondensator C entscheidend, da Kondensatoren für Wechselspannung blind sind. Sie kann demnach ungehindert durchfließen. Jedes Mal wenn am MCP Elektronen losgelöst werden, müssen diese nachfließen. Da zwischen den einzelnen Auslösern des MCPs eine endliche Zeit liegt, werden die nachfließenden Elektronen als Hochfrequenz wahrgenommen. Dieses lässt sich nun vom Kondensator vom Gleichstrom trennen und so auskoppeln. Der hochohmige Widerstand R^* verhindert, dass das Signal

darüber abfließt anstatt am Kondensator und ist zugleich nötig, um Hochspannungen an das MCP anzulegen. Die vorgeschalteten Widerstände dienen der Unterdrückung von Reflexionen an den einzelnen Bauteilen.

Aus dem MCP-Signal wird ein Zeitsignal erzeugt. Dieses wird üblicherweise relativ zum Bunchmarkersignal gemessen. Das MCP ist also nicht nur ein Verstärker, sondern wird auch für die Flugzeitmessung benutzt.

In Abbildung 3.13 ist eine Schaltplanskizze für die Signalauskopplung. G bezeichnet das Gitter, F und B Front und Back des MCPs und PA den Verstärker.

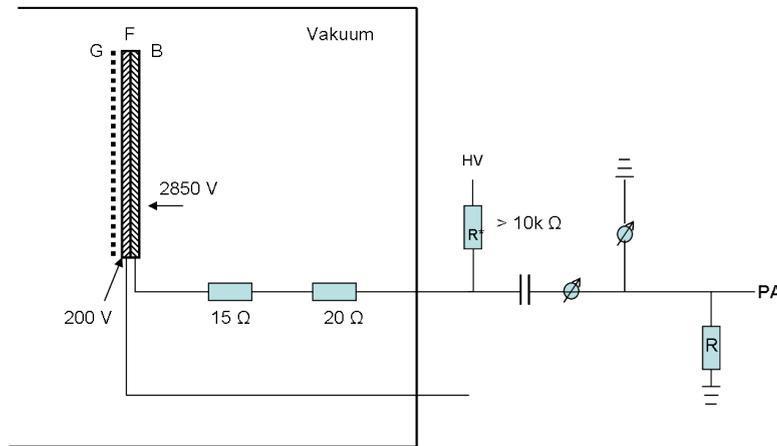


Abbildung 3.13: Schaltplanskizze des Auskoppelvorgangs.

3.3.2.2 Hexagonale Delayline Anode zur Ortsmessung

Der zweite wichtige Bestandteil des Detektors ist die Delayline Anode. Sie ist auf ein Potential von 3350 Volt gesetzt, so dass die Elektronen aus dem MCP auf die Anode beschleunigt werden, wo sie Pulse erzeugen. Die Anode besteht aus einem Holder, um den drei Schichten Draht, welche um 60° zueinander verdreht sind, übereinander gewickelt sind. Die Schichten sind nicht aus einem einzelnen Draht gewickelt, sondern immer aus einem Drahtpaar, um eine Lecherleitung¹ zu imitieren. Die langen Drähte auf denen die Signale entlang wandern führen dazu, dass die Signale aufgrund von Dispersion (einzelner Draht wirkt wie Antenne und strahlt Energie ab) erheblich abgeschwächt werden. Indem anstelle eines Drahtes ein parallel gewickeltes Drahtpaar verwendet wird, kann der Dispersion entgegengewirkt werden. Durch Anlegen von verschiedenen Spannungen (10 bis 50 Volt Differenz) wird dafür gesorgt, dass die Elektronenwolke nur auf einem Draht landet. Auf dem anderen Draht wird das inverse Signal induziert, das sich ebenfalls in beide Drahtrichtungen ausbreitet. Bildet man am Ende die Differenz der beiden Signale, eliminiert man das Rauschen, das auf beiden Drähten vorhanden ist.

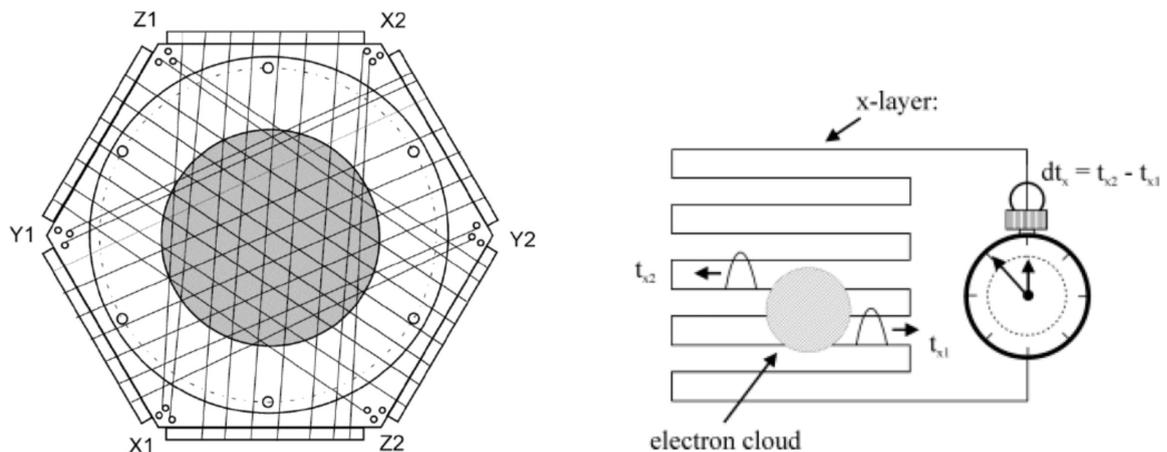
In allen drei Schichten werden die Pulse erzeugt, was redundante Informationen für eine zweidimensionale Ortsbestimmung bringt.

Die Auftrefforte auf der Anode erhält man durch Subtraktion der einzelnen Laufzeiten t_{x1} und t_{x2} , welche relativ zum MCP Signal gemessen werden. Es gilt [Hea04]

$$\Delta t_{x1,x2} = t_{MCP} - t_{x1,x2} \quad (3.1)$$

$$x = (\Delta t_{x1} - \Delta t_{x2}) \cdot c \quad (3.2)$$

¹Zweidrahtleitung zur rauscharmen Signalübertragung



(a) Schematische Darstellung der Hexanode [Jea02]. X1, X2 bilden das Drahtpaar für die erste Schicht, Y1, Y2 und Z1, Z2 entsprechend für die zweite und dritte Schicht.

(b) Prinzip der Ortsberechnung [Web03]. Durch Messung der Laufzeitdifferenz des Signals auf dem Draht, kann der Auftreffort auf dem Draht berechnet werden.

Abbildung 3.14: Hexanode

mit c als Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signals.

Um die gemessenen Zeiten in Orte zu transformieren muss später noch mit Hilfe von Skalenfaktoren kalibriert werden. Als Anhaltspunkt dient die bekannte Größe des Detektors.

Die Redundanz der Informationen ermöglicht die Rekonstruktion von fehlenden Signalen (siehe Kapitel 4). Der Vorteil dessen zeigt sich deutlich im Vergleich mit einer Quadranode⁸. Die Totzeiten sind sehr viel kleiner, wie man in Abbildung 3.15 deutlich sehen kann. Abgebildet ist eine Simulation der Totzeiten für die Quadranode (links) und die Hexanode (rechts), für den Fall, dass zwei Elektronen gleichzeitig auf den Detektor treffen. Das erste Elektron soll dabei zentral auf die Anode treffen. Das zweite Elektron ist immer dann nachweisbar, wenn es auf die graue Fläche trifft. Das weiße Kreuz bei der Quadranode und das weiße Sechseck bei der Hexanode repräsentieren die Totzeit. Wenn das zweite Elektron dort einschlägt, ist es nicht nachweisbar. Eine kleinere Fläche bedeutet also eine kleinere Totzeit.

3.4 Signalverarbeitung und Datenaufnahme

Alle Signale müssen für die Auswertung noch weiter verarbeitet werden. Nach der Rauschunterdrückung und der kapazitiven Auskopplung aus dem Vakuum ist das resultierende Signal noch zu klein und wird in einem fast amplifier verstärkt. Nach der Verstärkung wird das analoge Signal für gewöhnlich mittels Constant Fraction Discriminator digitalisiert, also in einen Normpuls (NIM-Puls) umgewandelt und anschließend via TDC (Time to digital converter) an den Computer weitergeleitet. Bei diesem Experiment war es jedoch möglich, die Signale zu digitalisieren und die Umwandlung in Rechteckpulse mit einem Algorithmus vorzunehmen. Dies hat den Vorteil, dass zunächst alle Informationen gespeichert werden und nicht durch falsche Vorauswahl Daten verloren gehen.

⁸Eine Anode bestehend aus zwei Drahtpaarungen.

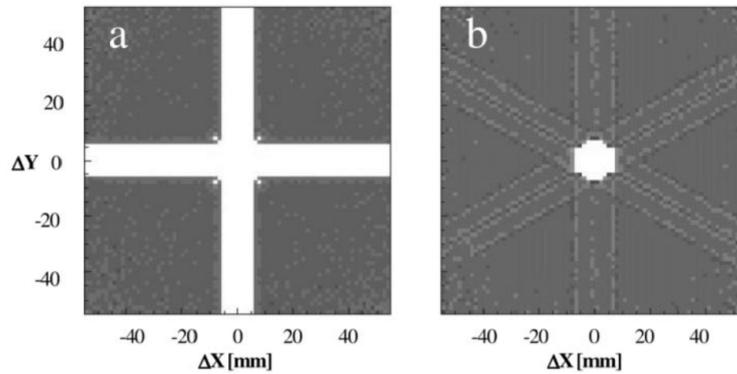


Abbildung 3.15: Totzeit für das zweite Elektron, wenn beide zeitgleich und das erste in der Mitte des Detektors auftreffen. Innerhalb der weißen Flächen ist das zweite Elektron nicht nachweisbar [Jea02].

3.4.1 Constant Fraction Discriminator

Die Pulse weisen eine endliche Breite auf (Breite des MCP Signals beträgt ungefähr 10 ns), was eine genaue Positionsbestimmung, dann schwierig macht, wenn die Pulshöhe (und Breite) zudem variiert. Um die Unschärfe in der Position des Signals und somit die Unschärfe in der Zeit zu minimieren, kann man unter anderem einen Constant Fraction Discriminator verwenden:

Das Ursprungssignal wird in zwei Signale aufgeteilt. Eines bleibt unverändert und das andere wird invertiert und bekommt eine zeitliche Verzögerung ("Delay"). Dieses hat eine Größe von ca. 5 ns ⁹. Überlagert man nun die beiden Signale ergibt der Nulldurchgang die exakte Position des Signals an, welche als Zeitnullpunkt für die Erzeugung des NIM-Pulses dient. Wählt man das Delay zu klein, lassen sich die beiden Pulse bei Überlappung nicht mehr trennen, wählt man es zu groß entsteht anstelle eines einfachen Nulldurchgangs, eine Art Nullsteller n-ter Ordnung, was wiederum keine genaue Positionsermittlung zulässt. Die Zeitunschärfe wird also minimiert, was hier extrem wichtig ist, da alle Messungen auf Zeitmessungen beruhen.

Weiterhin lassen sich die Signale vom Rauschen trennen, in dem man für ein echtes Signal eine Mindesthöhe fordert. Alle Signale unterhalb dieser Schwelle werden dann nicht gespeichert.

Der neu generierte Puls wird in den (Multihit) Time to digital converter (TDC) weitergeleitet. Der TDC arbeitet dabei als eine Art Stoppuhr, welche die Zeitpunkte registriert, zu denen Signale ankommen. Um aus den relativen Zeiten absolute Flugzeiten zu machen muss dann noch die Differenz zum Bunchmarkersignal gebildet werden.

3.4.2 Acqiris

Anstelle eines CFD wurde ein CF Algorithmus verwendet. Die Signale werden zunächst mit einem 8-Kanal-Transientenrekorders der Firma Acqiris gespeichert. Die Abtastrate beträgt 1 GHz sample rate, das heißt jede ns wird die Höhe des zu speichernden Pulses geschrieben. Im Endeffekt entsteht dann ein stufes Signal, das mittels guten Fits zurück in die Form

⁹Wie groß das Delay gewählt wird, hängt von der Anstiegsflanke der Signale ab.

des analogen Ursprungssignals gewandelt werden kann. Dann kann die Signalauswahl über software Parameter getroffen werden (Delay, Walk, Threshold, Fraction). Aufwändiges Einstellen von Schwellen und Parametern an der Beamline fallen damit weg und zudem hat man die Möglichkeit an den Einstellungen im Nachhinein doch noch etwas zu ändern. Ein weiterer Vorteil den Transientenrekorder bieten, ist die Verringerung der Totzeit. Mit optimalen Pulsen wäre die Totzeit im Prinzip weitestgehend eliminierbar. Das Acqiris Aufnahmeprogramm wurde von L. Foucar entwickelt, um Doppelpulse besser verarbeiten zu können [Fou08].

Grundvoraussetzung für erfolgreiche koinzidente Messungen sind die Multihitfähigkeit des Detektors wenn sich die Pulse nicht alle überlappen und nur ausgefeiltere Software eine Lösung bietet.

4. Datenanalyse

Nach der Aufnahme der Daten, respektive der Bestimmung der Zeiten, müssen daraus Flugzeiten und Ortsinformationen (Auftrefforte auf dem Detektor) berechnet werden, um letztendlich die gewünschten Impulse der Elektronen zu bestimmen. Diese Analyse wird mittels eines c++ basierten Programms durchgeführt, welches in dieser Arbeitsgruppe speziell dafür entwickelt wurde.

Die Analyse der Daten gliedert sich im Wesentlichen in vier Schritte. Mit jedem Schritt wird die Datenmenge kleiner, da vor allem bei der physikalischen Analyse Bedingungen an die Daten gestellt werden, die der Realität entsprechen. In der vorliegenden Arbeit sind das vor allem Bedingungen, die die Flugzeiten, sowie die Impulskomponente in Flugzeitrichtung (z -Richtung) betreffen. Alle anderen unphysikalischen Einträge sind ein erster Teil vom Untergrund, der sich wie später noch diskutiert wird, aus unterschiedlichen Teilen zusammensetzt. Ebenfalls nutzen lässt sich die Energieerhaltung. Wie genau das im Einzelnen aussieht, soll hier erläutert werden.

Die Datenaufnahme bei COLTRIMS Experimenten geschieht im List-Modus/event modus. Das bedeutet, dass für jedes einzelne Event sämtliche Messgrößen (hier die gesampelten Pulse) einzeln aufgenommen und nicht z.B. nur einzelne Histogramme gespeichert werden und so nur genau spezifizierte Informationen gespeichert werden. Da die events komplett vorhanden sind, lässt sich das Experiment später offline wiederholen. Man kann also sämtliche Energie- und Winkelschnitte durchführen.

Die Darstellung der Ergebnisse geschieht mit Hilfe des am CERN entwickelten Programmpakets root. Die vier Schritte der Analyse sehen folgendermaßen aus:

1. Gewinnung der Zeitinformation für jeden mit dem Transientenrekorder aufgenommenen Puls.
2. Resortierung und Rekonstruktion der Signale, sowie die dafür benötigte Kalibrierung der Anode. Umrechnung der Laufzeitsignale in Positionsinformationen.
3. Berechnung von Impulsen und der absoluten Flugzeit bei bekannten Spektrometermaßen. Transformierung der Zeiten in geeignete physikalische Größen, wie Energie und Winkel. Kalibrierung der Daten.
4. Physikalisch sinnvolle Daten werden herausprojiziert und in ein NTuple geschrieben, mit dem man gut arbeiten kann, da die Datenmenge sehr viel kleiner geworden ist.

4.1 Pulsanalyse

Dieser Schritt geht der Analyse voraus. Zunächst muss aus den Pulsen die Zeitinformation gewonnen werden. Dies geschieht mittels CFD-Algorithmus (siehe Abschnitt 3.4.1), also mit der Einstellungen von Fraction, Delay, Threshold und Walk. In Abbildung 4.1 ist dieses dargestellt. Schwarz ist das gemessene Signal und blau ist das berechnete CFD-Signal. Der rote Pfeil markiert den ermittelten Zeitnullpunkt. Die rosa Linie repräsentiert den Wert für den walk und die roten Linien dienen der Angabe des thresholds, also der Schwelle die ein Puls erreichen muss, um analysiert zu werden.

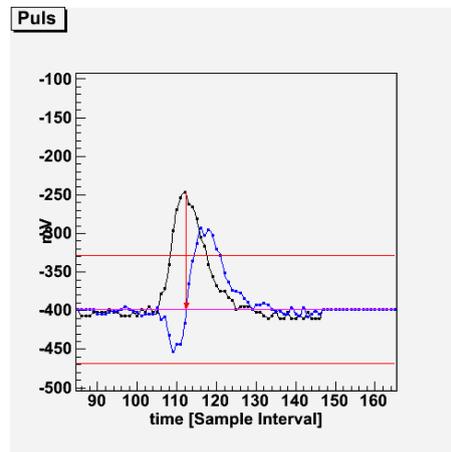


Abbildung 4.1: Bestimmung der Zeitmarke. In schwarz ist das gemessene Signal und in blau der berechnete Puls. Der rote Pfeil markiert den Zeitnullpunkt. Die rote und rosa Linie markieren threshold bzw. walk.

4.2 Datenauslese: Analyse der Anodensignale

Im ersten Schritt wird aus den Laufzeitinformationen das Ortsbild berechnet. Die Flugzeit selbst wird erst im nächsten Schritt unter Berücksichtigung des Bunchmarkersignals ermittelt.

Damit die Berechnungen stimmen, müssen einige Größen richtig kalibriert werden. Wichtig sind konstante Zeitsummen, die richtigen Skalenfaktoren f_i sowie die Ermittlung des offsets des dritten Anodenlayers zu den anderen beiden (s.u.). All diese Werte werden durch eine Auswerterroutine und nicht vom Experimentator per Hand ermittelt. Dennoch soll hier kurz auf die Bedeutung der einzelnen Werte eingegangen werden.

Summenlaufzeiten

Die Zeitsummen müssen konstant, d.h. unabhängig vom Ort auf dem MCP sein. Da auf diese bei der Rekonstruktion zurückgegriffen wird, muss die Konstanz so gut es geht erreicht werden. In Abbildung 4.2 muss sich daher eine Gerade mit Steigung Null ergeben. Aufgetragen ist die Zeitsumme gegen den Ort auf dem Draht. Für jeden Punkt auf dem Draht muss die Zeitsumme gleich sein. An Stellen, wo dieses nicht der Fall ist, wird eine Zeitsummenkorrektur durchgeführt.

Skalenfaktor

Es gibt zwei Arten von Skalenfaktoren. f_i und x, y . Beide Arten haben Einfluss auf die

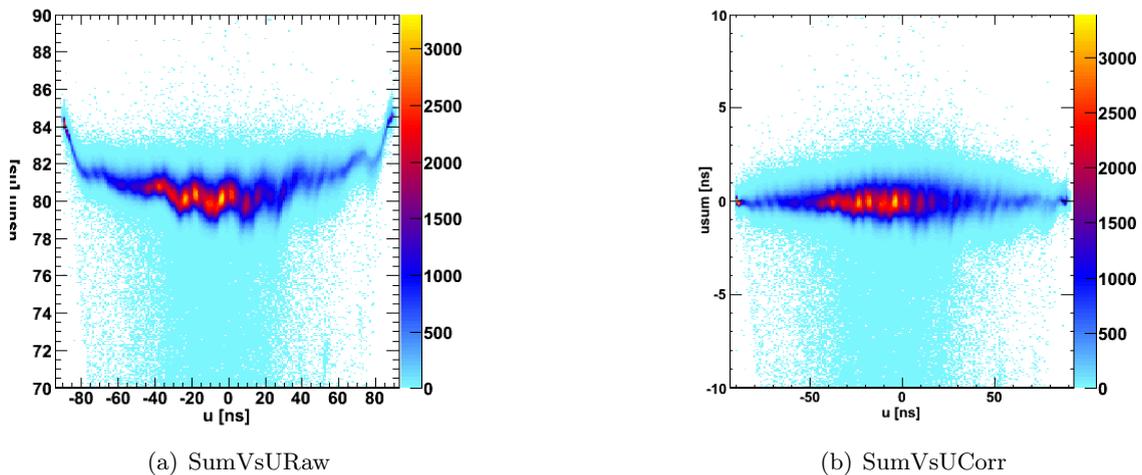


Abbildung 4.2: Zeitsumme vor und nach Korrektur

Größe des Detektors in der Analyse. Die letzten werden per Hand so eingestellt, dass der Detektor die richtige Größe aufweist, also dass Abbild und Realität übereinstimmen. Die ersten sind die Umrechnungen von Laufzeiten in Orte (siehe Abschnitt 4.2.2). Diese werden iterativ durch die Routine gewonnen, nachdem ein Wert vorgegeben wurde. Durch sie werden die Lagen relativ zueinander abgestimmt.

relative Zeitoffsets

Die drei Drahtlagen müssen alle ein gemeinsames Zentrum haben. Sonst würden die drei Lagen nicht redundante Informationen liefern, sondern sich widersprechende. Aus rein technischer Sicht ist es jedoch sehr schwierig, drei Drahtlagen so zu wickeln, dass sie tatsächlich exakt übereinander liegen, so dass dieser Missstand durch die offset-Korrektur beseitigt wird. Hinzukommt, dass jede Drahtlage eine etwas andere Drahtlänge hat und somit eine abweichende Summenzeit bzgl. der anderen beiden Lagen.

Für zwei Lagen stellt das gemeinsame Zentrum natürlich kein Problem dar. Man kann sich das anhand des zweidimensionalen Beispiels sehr gut vorstellen: Zwei Geraden zu einem gemeinsamen Schnittpunkt zu bekommen geht immer. Die Schwierigkeit tritt erst dann auf, wenn noch eine weitere Gerade mit den anderen beiden den gleichen Schnittpunkt haben soll. So kann man bei den drei Layern zwei festsetzen und die dritte wird entsprechend korrigiert.

Erst wenn diese Werte richtig sind, kann die Resortierungs- und Rekonstruktionsroutine sauber arbeiten und korrekte Ergebnisse liefern. Für die Rekonstruktion selbst stehen 20 Methoden zur Auswahl. Sie unterscheiden sich in ihrer Zuverlässigkeit, welche bedingt wird durch die Anzahl der Signale, die zur Rekonstruktion eines Ereignisses vorhanden sind.

4.2.1 Rekonstruktion und Resortierung

Bei Verwendung der Hex-Anode erzeugt jedes Elektron neben dem MCP-Signal je zwei weitere pro Layer, in der Summe also sechs Signale. Da es sich um die Messung von Doppelhit-events handelt, insgesamt also die Signale von zwei Elektronen fast zeitgleich auf dem Detektor eintreffen, muss vor der Berechnung des Auftreffortes überprüft werden,

welches Signal zu welchem Elektron gehört. Die zuerst eintreffenden Signale sind nicht zwingend alle Signale des ersten Elektrons. Hierfür existiert ein Resortierungsalgorithmus, der mithilfe der konstanten Summenzeitbeziehung¹:

$$t_{sum} = 2 \cdot t_{MCP} - (t_{x1} + t_{x2}) = const \quad (4.1)$$

die Signale richtig ordnet.

Umgekehrt lässt sich dann auch ein fehlendes Signal rekonstruieren. Gerade für Multihit-Messungen ist dies essentiell, da Signale auf verschiedene Weisen verloren gehen können. Fallen Signale in die Totzeit des Detektors oder sind zu klein, können sie nicht registriert werden. Des Weiteren kann es gerade aufgrund der zeitgleichen Ankunft der Elektronen dazu kommen, dass zwei Signale nicht mehr getrennt aufgelöst werden. Fehlt z.B. nur das MCP-Signal kann man es leicht berechnen:

$$t_{MCP} = \frac{1}{2} (t_{x1} + t_{x2} - t_{sum})$$

Insgesamt existiert eine Rekonstruierungsroutine mit 20 Rekonstruierungsmethoden [Roe]. Sie unterscheiden sich in der Anzahl der vorhandenen Signale und damit in der Anzahl der Signale, die rekonstruiert werden müssen. Je weniger Signale vorhanden sind, desto unsicherer ist die Methode. Bei der Auswertung kann es daher unter Umständen sinnvoll sein, die ganz unsicheren Methoden bei denen nur wenige Signale vorhanden waren, nicht zu berücksichtigen.

Ein weiteres Problem bei der Messung stellt die Reflexion von Signalen an den Drahtenden dar. Diese werden fälschlicher Weise detektiert und müssen aussortiert werden.

Da bei der Resortierung sowie der Rekonstruktion der Signale auf die Zeitsummen zugegriffen werden, muss diese möglichst genau mit der Realität übereinstimmen. Es ist also sehr wichtig, die Anode gut zu kalibrieren.

4.2.2 Ortsberechnung und die Bedeutung der Skalenfaktoren

Die Informationen, die man über die Hex-Anode erhält, sind mehr als man für die Ortsbestimmung benötigt, sofern alle Signale vorhanden sind. Daher gibt es auch mehrere unabhängige Möglichkeiten, den Auftreffort zu rekonstruieren.

Die Drahtebenen werden hier jetzt mit u, v, w bezeichnet, um sie von den karthesischen Koordinaten x, y, z deutlicher unterscheiden zu können. Dabei entspricht u jetzt x , v y und w z . Umrechnung von Laufzeiten in Orte auf den Drähten [Jea02]:

$$u = f_1(t_{u1} - t_{u2}) \quad (4.2)$$

$$v = f_2(t_{v1} - t_{v2}) \quad (4.3)$$

$$w = f_3(t_{w1} - t_{w2}) \quad (4.4)$$

f_i ist der Umrechnungsfaktor von Signallaufzeit in ns zu Ort in mm der entsprechenden Drahtlage.

Die karthesischen Ortskoordinaten lassen sich aus den hexagonalen Koordinaten der Anode auf drei unterschiedliche Weisen berechnen. In Tabelle 4.1 sind diese aufgeführt.

Hier erkennt man noch mal deutlich, dass es wichtig ist die drei Drahtlagen u, v, w aufeinander abzustimmen. Sonst würde jede der drei Methoden andere Werte liefern.

Das Endresultat der Ortsberechnung ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

¹Die Gesamtlaufzeit eines Signals auf den Drähten muss immer gleich groß sein, da Drahtlängen und Ausbreitungsgeschwindigkeiten selbst gleich sind.

	1	2	3
x	u	u	$v + w$
y	$\frac{1}{\sqrt{3}}(2w - v)$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u - 2w)$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(w - v)$

Tabelle 4.1: Die drei möglichen Kombinationen aus den hexagonalen Koordinaten u, v, w die karthesischen x und y zu berechnen [Jea02].

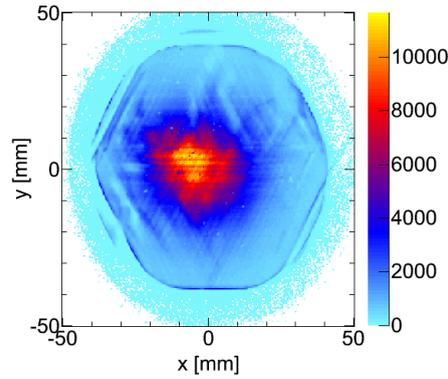


Abbildung 4.3: Berechnetes Detektorbild

4.3 Kalibrierung, Tof- und Impulsberechnung

Aus den ermittelten Laufzeiten kann jetzt die Flugzeit berechnet werden. Hier muss der Zeitnullpunkt noch gefunden werden. Bei diesem Schritt werden auch die Impulse das erste Mal berechnet. Es ist sinnvoll bei diesem Schritt dann ein NTuple zu erzeugen, in dem schon einige physikalische Größen drin stehen, mit denen man später die Analyse durchführen möchte.

4.3.1 Berechnung von Tof und Impulsen

Aus dem MCP-Signal und dem Bunchmarkersignal lässt sich durch Differenzbildung die absolute Flugzeit der Elektronen berechnen:

$$t = t_{MCP} - t_{bunch}$$

Die Impulskomponenten berechnen sich über

$$p_x = m_e \frac{x(t)}{t} \quad (4.5)$$

$$p_y = m_e \frac{y(t)}{t} \quad (4.6)$$

$$p_z = m_e \frac{z(t)}{t} + \frac{m_e L}{t} - \frac{qE}{2} t. \quad (4.7)$$

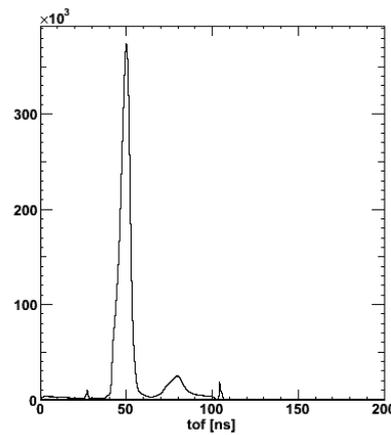


Abbildung 4.4: Flugzeitspektrum, das noch auf den richtigen Zeitnullpunkt geschoben werden muss. Vorne zu sehen ist der Photonenpeak. Der große Peak um 50 ns herum enthält die Primärelektronen und der Peak danach die Sekundärelektronen.

In x - und y -Richtung wirkt keine zusätzliche Kraft. In z -Richtung erfährt das Elektron aufgrund des elektrischen Feldes im Spektrometer eine zusätzliche Beschleunigung, sowie zwischen den Gittern eine Entschleunigung. Die kinetische Energie ergibt sich einfach aus:

$$E_{kin} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m_e}. \quad (4.8)$$

4.3.2 Kalibrierung

Um die Daten gut auswerten zu können, ist es wichtig sie zu kalibrieren. Als Orientierung dienen im Energiespektrum die Fermikante sowie der charakteristische CuO-Peak (siehe Abschnitt 2.6.2). Die Fermikante liegt bei $E_F = \hbar\omega - \Phi = 21,22 \text{ eV} - 4,5 \text{ eV} \approx 16,7 \text{ eV}$ und der CuO-Peak ca. 3 eV darunter. Da die Kante ziemlich ausgewaschen ist, wird als Wert der Wert genommen, wo die Kurve deutlich beginnt zu fallen. Am besten lässt sich die Energie über die Flugzeit kontrollieren. Verändert man bei der Kalibrierung hier die Werte, so ändert sich natürlich auch die kinetische Energie der Elektronen. Je kleiner die Flugzeit, desto mehr Energie hatten die Elektronen. Weiterhin lässt sich die Energie aber genauso über die Flugstrecke sowie die angelegten elektrischen Felder verändern.

Die Beziehungen der Winkel Phi und Theta zur Energie (Definition der Winkel in Abbildung 2.3) können ebenfalls zur Kalibrierung benutzt werden. Dafür werden die Winkel gegen die Energie aufgetragen (Abbildungen 4.6 und 4.7). Aufgrund der Rotationssymmetrie des Experiments erwartet man eine gerade Linie an der Fermienergie in beiden Spektren. Die Fermienergie ist unabhängig von den beiden Winkeln, allein Intensitätsschwankungen können verursachen, dass die Energielinie nicht ganz ideal zu sein scheint. Das E-Phi Spektrum sollte in der Theorie komplett symmetrisch um 0° sein, was es jedoch nicht ist. Die Hauptparameter, mit denen sich dieses Spektrum der Realität anpassen lässt, sind die x und y Positionen der Probe. Sie sollten eigentlich für das ideale Experiment immer konstant sein. Jedoch gelingt es nicht, den Probenhalter nach einem Probenwechsel immer wieder an genau die gleiche Stelle zu fahren, woraus leichte Abweichungen in Probenposition und Strecke resultieren.

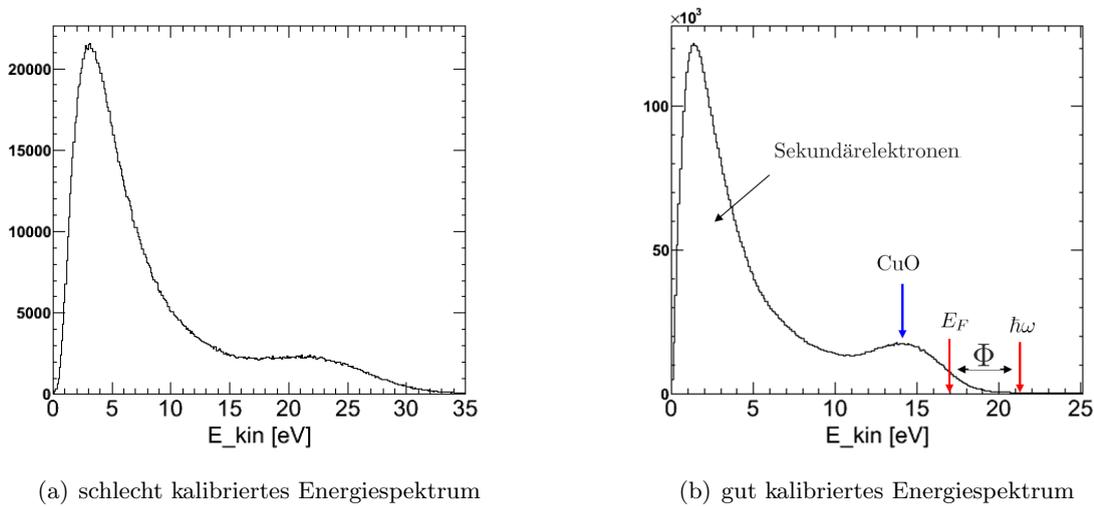


Abbildung 4.5: Kalibrierung des Energiespektrums der LSCO Probe bei 10 K, gemessen im Eight-bunch.

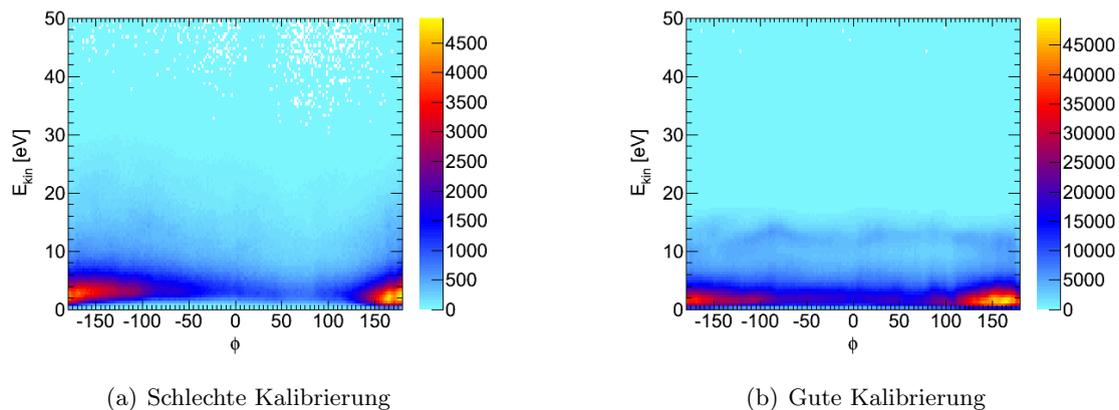


Abbildung 4.6: Kalibrierung im E-Phi Spektrum

Das E-Theta Spektrum spiegelt die Winkelakzeptanz des Spektrometers wieder. Die niedere energetischen Elektronen werden auch noch bei einem Austrittswinkel von 90° detektiert. Je größer die kinetische Energie jedoch wird, desto kleiner wird der Akzeptanzwinkel. Um die Energielinie gerade zu bekommen, kann man an der Größe des Detektors Einstellungen vornehmen. Sprich, die x und y -Skalenfaktoren verändern. Elektronen mit großem Austrittswinkel liegen auf dem Detektor weiter außen. In dem Spektrum 4.7(a) haben die äußeren Elektronen zu wenig Energie. Um die Energie zu erhöhen, muss man den Impuls erhöhen. Dies geschieht durch Vergrößerung des Detektors. Die Elektronen liegen immer noch außen, aber jetzt weiter außen, was heißt, dass sie einen größeren Parallelimpuls als vorher haben müssen. Letztendlich resultiert das in einer größeren Gesamtenergie.

Weitere Parameter, die noch variierbar sind, sind zum einen die Spannung, welche am Spektrometer anliegt und zum anderen die Länge des Spektrometers selbst. Die Spannung ist zwar von außen vorgegeben, aber diese muss nicht exakt den 30 V bzw. 35 V entsprechen.

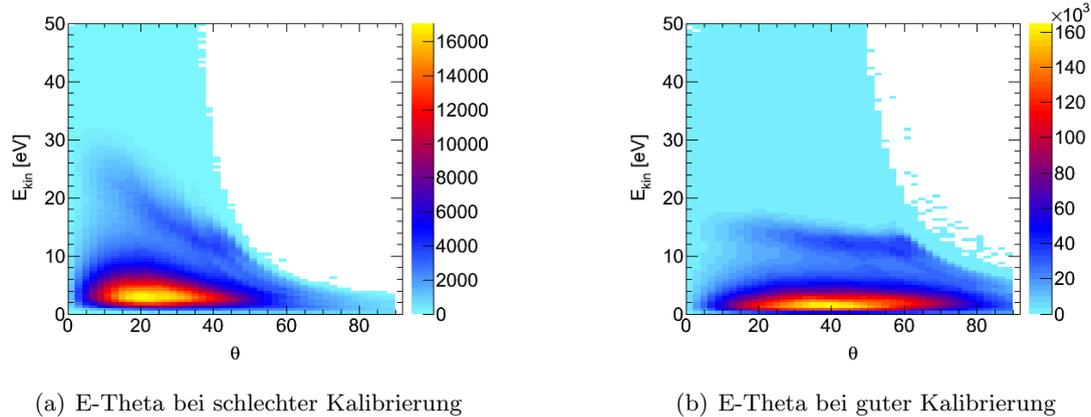


Abbildung 4.7: Kalibrierung im E-Theta Spektrum

Als Ursache hierfür kommen bspw. die verwendeten Bauteile in Frage, welche die Spannung verändern können oder aber Netzteile, die nicht ganz stabil sind.

Alle Parameter befinden sich in dem Kalibrator 4.8 wieder.

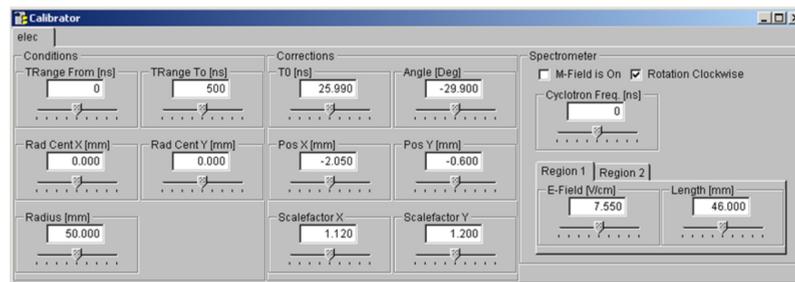


Abbildung 4.8: Screenshot von dem Kalibrator, mit dem man die Kontrolle über die Parameter hat.

4.4 NTuple

Sind die Daten sauber kalibriert, sollte man physikalisch unsinnige Daten sowie Daten, die falsch rekonstruiert wurden, verwerfen. Als physikalisch unsinnig zählen beispielsweise negative Impulse in Flugrichtung. Das wäre gleichbedeutend, damit dass die Elektronen in den Festkörper hinein starten und dennoch auf dem Detektor landen.

Als Hardware Problem machen sich z.B. Hotspots auf dem Ortsbild des Detektors bemerkbar. Um besser und schneller auswerten zu können, kann man ein NTuple² mit allen wichtigen Größen erzeugen. Dazu zählen Impulse, Orte, Flugzeiten, Energien, Winkel aber auch der zeitliche und räumliche Abstand von den zwei Elektronen. Die Auswertung geschieht dann mit eigenen Makros.

²NTuple in root: Tree mit doubles oder floats

5. Ergebnisse und Interpretation

Untersucht wurde eine LSCO Probe mit einer Sprungtemperatur von ungefähr 30 K. Die benutzte Photonenenergie betrug 21,2 eV. Diese Probe wurde als einzige erstmals im Eightbunchmodus gemessen. Da dadurch sehr viel Statistik mit einer einzelnen Probe gewonnen werden konnte, liegt der Schwerpunkt der Auswertung auf dem Eightbunch-Run und dem Vergleich der Daten oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur. Zusätzlich wird eine weitere LSCO Probe aus einer Singlebunch Messung bei 40 K in der Auswertung berücksichtigt, um die zwei Modi zu vergleichen. Da noch keine Eightbunch Daten vorliegen, dient der Vergleich auch dem besseren Entscheiden, ob Resultate aus der Messung ein Artefakt der Messmethode oder aber tatsächliche Eigenschaften der Probe sind.

Da keine explizite Koinzidenzschaltung verwendet wurde, enthalten die Daten nicht nur die Doppelphotoemissionsereignisse, sondern auch die der Singlephotoemission. Diese Ergebnisse werden genutzt, um sie mit der Literatur zu vergleichen und sich ein Bild von der Qualität der Messung zu machen. Dies ist wichtig vor allem im Hinblick darauf, dass noch die Doppelphotoemission untersucht werden soll und sich diese als weitaus schwieriger in der Interpretation erweist.

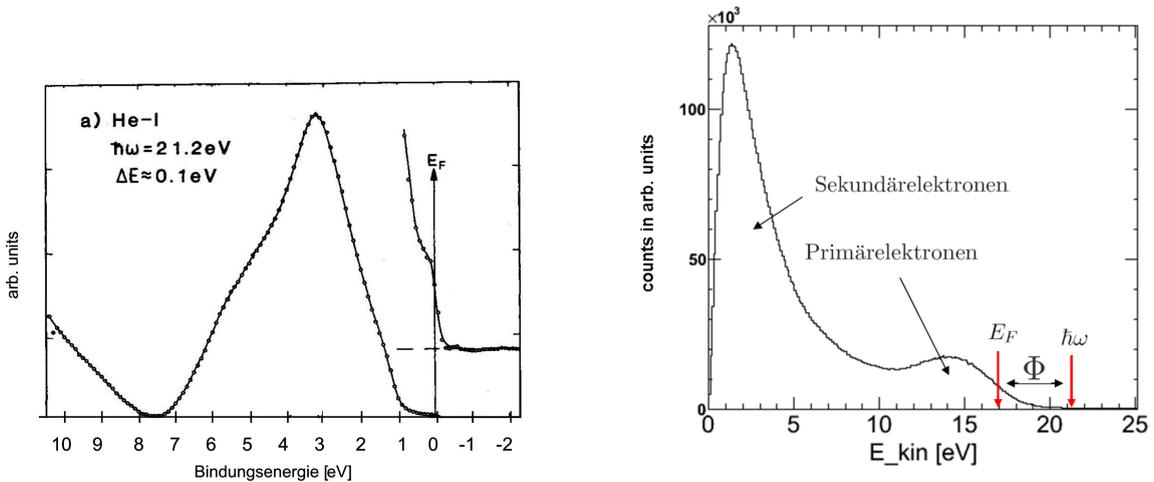
Die Auswertung gliedert sich in mehrere Teile. Zunächst werden die Daten in Bezug auf Singlephotoemission ausgewertet. Es werden das Singlephotoemissionsspektrum, sowie das Spektrum Flugzeit gegen eine Ortskomponente (x oder y) genauer betrachtet. Anhand dieser Spektren werden die Datensätze oberhalb und unterhalb der kritischen Temperatur verglichen. Wenn man auf der Suche nach Unterschieden in den Daten der normalleitenden und der supraleitenden Probe ist, sollte man vorher sicherstellen, dass nicht schon Unterschiede von vornherein vorhanden sind, die nichts mit der Temperaturänderung zu tun haben. Nur so lässt sich später entscheiden, ob die beobachteten Unterschiede Eigenschaften der Probe oder Fehler in Messung oder Kalibrierung sind.

Für den Doppelphotoemissionsprozess werden die energetischen Korrelationen sowie die Winkelkorrelationen betrachtet. Zusätzlich zum Temperaturvergleich wird ein Datensatz unkorrelierter Doppelphotoemissionsereignisse¹ generiert, mit welchem die gleichen Untersuchungen durchgeführt werden. Dies dient einer einfachen Form der Abschätzung des Untergrundes, da die zufällig erzeugten korrelierten Elektronen natürlich nur Untergrund generieren.

¹Es handelt sich dabei um gemischte Events. Dafür werden aus den Events der Singlephotoemission durch zufällige Paarung Doppelphotoemissionsevents erzeugt.

5.1 Singlephotoemission

Im Laufe der Arbeit wurden bereits zwei unterschiedliche Singlephotoemissionsspektren gezeigt. Zum einen, das von Scienta aufgenommene (Abb. 5.1 (a)) und zum anderen das mit dem Coltrims Setup aufgenommene (Abb. 5.1 (b)).



(a) Scienta Messung mit Konzentration auf einen kleinen Energiebereich [Hüf03].

(b) Winkelintegriertes Singleenergiespektrum der Coltrims Messung von LSCO ($\Phi \approx 4,5$ eV) bei einer Photonenenergie von $\hbar\omega = 21,2$ eV. Abdeckung eines großen Energiebereiches.

Abbildung 5.1: Vergleich der Messmethoden SCIENTA und COLTRIMS anhand der Singleenergiespektren.

Bei dem Vergleich der beiden Spektren lassen sich Unterschiede erkennen, die auf die unterschiedlichen Messmethoden zurück zu führen sind. Während bei Scienta (gewöhnliches ARPES setup) Messungen nur ein Bruchteil der Elektronen aufgenommen wird, wird bei der Coltrims Technik alles aufgenommen, was zu dem stark ausgeprägten Sekundärelektronenpeak führt. Weiter ist zu beachten, dass die Energieskalen unterschiedlich gewählt sind. Die Scienta Messung konzentriert sich nur auf 7 eV unterhalb der Fermienergie.

Neben dem Vergleich der Singleenergiespektren könnte man auch die Fermifläche betrachten. In ARPES Experimenten ist sie sehr schön aufgelöst. Bei dem hier vorliegenden Setup ist aber aufgrund der Energieauflösung nicht möglich ansatzweise eine Struktur zu erkennen. In Abbildung 5.2 ist der Parallelimpuls für die Fermikante aufgetragen. Die Fermienergie selbst beträgt 16,7 eV. Um mehr Statistik für das Spektrum zu bekommen, wurde die Energie auf einen Bereich von 1 eV eingeschränkt. Es handelt sich um Daten aus dem Singlebunch bei 21,22 eV.

Als erstes werden nun die Energiespektren aus dem Messungen von 40 K und 10 K betrachtet. Beim Vergleich dieser Spektren, die sich bei einer Temperaturänderung von 30 K temperaturunabhängig verhalten sollten, lassen sich Unterschiede erkennen (Abb. 5.3 (a)). Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 5.3(b) die Differenz der beiden Singleenergiespektren, sowie die gestrichelte Null-Linie zur Orientierung aufgetragen. Die Differenz ergibt sich aus der Subtraktion der Spektren der Probe im supraleitenden Zustand von der im normalleitenden Zustand.

Eine Erklärung für die Abweichungen könnte die im Zusammenhang mit der Temperaturänderung stehende Längenkontraktion des Kryostaten liefern. Bei der Abkühlung um 30 K

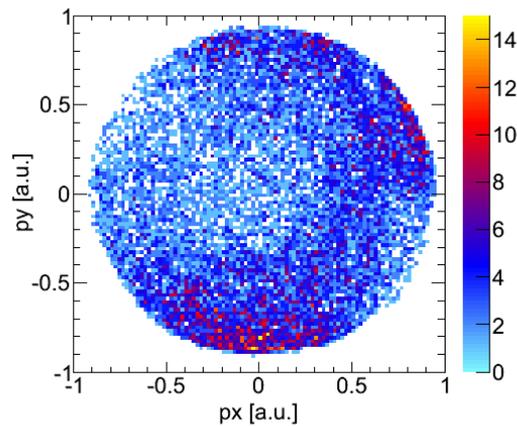
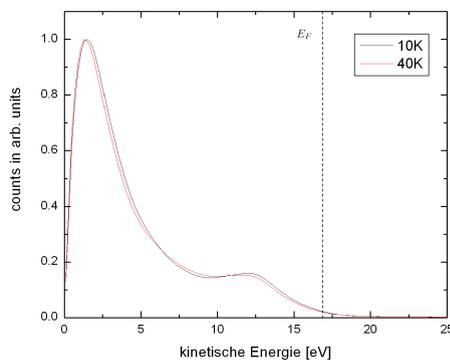
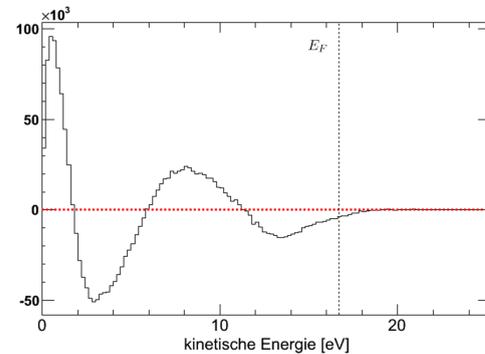


Abbildung 5.2: Abgebildet ist das Parallelimpulsspektrum für die Fermikante, die bei 16,7 eV liegt.



(a) Singleenergiespektren



(b) Differenz der beiden Spektren

Abbildung 5.3: Vergleich der Energiespektren der Probe im supraleitenden und im normalleitenden Zustand.

ist es sehr wahrscheinlich, dass der Kryostat, welcher 1 m lang ist, sich zusammenzieht und die Probe nicht mehr an der gleichen Stelle sitzt. Trotz Nachkalibrierung der Daten war es nicht möglich diesen Unterschied auszugleichen. Daher könnte es auch daran liegen, dass die Probe beispielsweise nicht mehr zentral auf der Oberfläche getroffen wird, sondern auf einer Kante und es so zu einer veränderten Emissionskinematik gekommen ist.

5.2 Flugzeitspektrum

Ein weiteres Spektrum, das keine Veränderungen aufgrund von unterschiedlichen Temperaturen aufweisen sollte ist das sogenannte Fish-Spektrum. Es handelt sich dabei um die Auftragung der Ortskoordinaten x oder y gegen die Flugzeit. In Abbildung 5.5 sind zwei solcher Spektren zu sehen. Beide wurden bei 40 K aufgenommen, eines im Singlebunch und eines im Eightbunch. Der besseren Übersicht wegen sind in Abbildung 5.4 zunächst

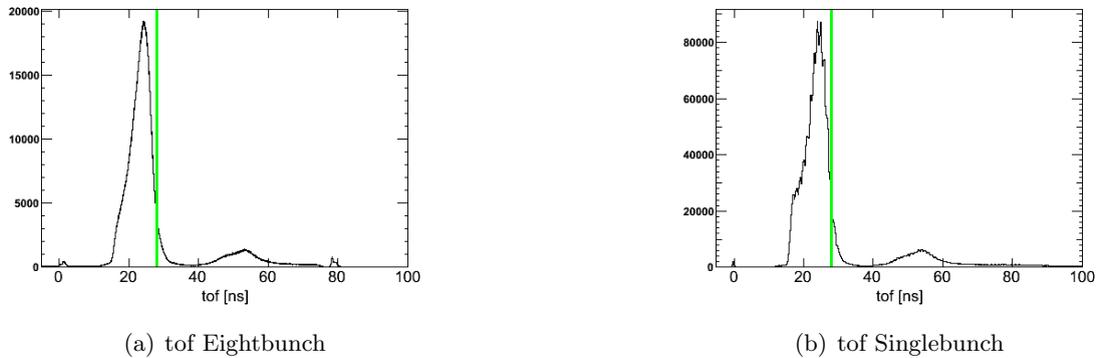


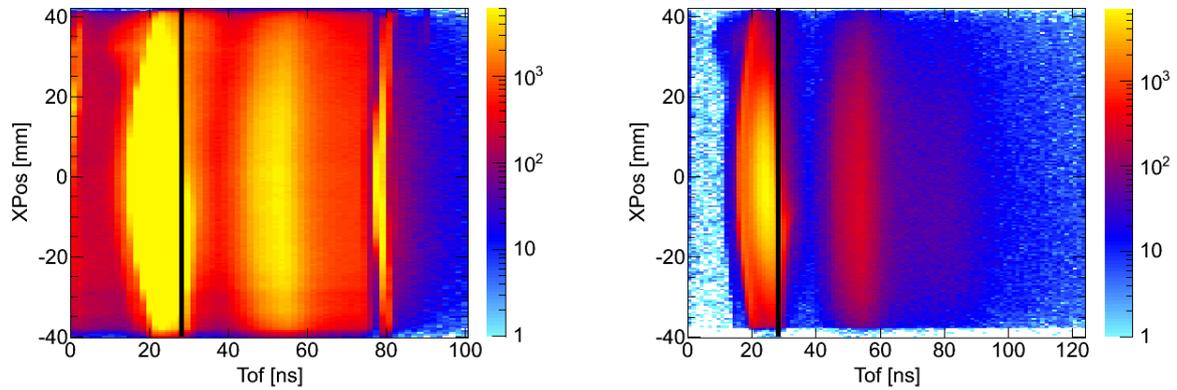
Abbildung 5.4: Gemessene Flugzeitspektren bei einer Photonenenergie von $\hbar\omega = 21,22 \text{ eV}$. Die Linie bei 28 ns markiert die maximale Flugzeitdauer, die theoretisch zu erwarten ist.

die eindimensionalen Flugzeitspektren (tof-Spektren) der gleichen Messungen aufgetragen. Ein Peak in diesem Spektrum, entspricht im Fish-Spektrum einem Farbmaximum.

Im ToF- sowie im Fish-Spektrum erkennt man deutlich, dass die Flugzeitverteilung 15-30 ns (genauer 28 ns) beträgt. 28 ns brauchen die Elektronen die nach dem Austritt in das Vakuum keine kinetische Energie mehr besitzen. Sie gewinnen ihre Energie nur aus dem elektrischen Feld, das im Spektrometer herrscht. Alle gemessenen Elektronen, die längere Flugzeiten aufweisen sind Untergrund und Sekundärelektronen. Gut zu erkennen ist, dass letztere deutlich von der primären Flugzeitverteilung getrennt sind. Dies bestätigt die Richtigkeit der Größe des angelegten Gegenfeldes am zweiten Gitter. Unterhalb von 15 ns würde man keine Elektronen erwarten. Die schnellsten starten mit einer Energie von ($E_{kin} = 21,2 \text{ eV} - 4,5 \text{ eV} \approx 16,7 \text{ eV}$), was einer Flugdauer von 15 ns entspricht. Das bedeutet, dass alle Einträge unterhalb von 15 ns Untergrund sind.

Nach den Sekundärelektronen existiert ein weiterer Peak. Dieser wird vermutlich durch weitere Sekundärelektronen verursacht, welche zwar am ersten Gitter erzeugt werden, dann jedoch erst in Richtung Spektrometer fliegen, um schließlich aufgrund des Feldes in Richtung Detektor gelenkt zu werden. S. Voss zeigt in seiner Arbeit von 2011 [Vos11], dass die langsamsten Elektronen bis zu 140 ns benötigen. Dieses liegt an Sekundärelektronen, welche an den Gittern erzeugt werden und die in Richtung Spektrometer fliegen. Die längste Strecke die sie zurücklegen können, ist die zweifache durch das Spektrometer. Mit den bekannten Feldstärken lässt sich dann die Flugzeit ermitteln. Der Eightbunch weist einen Abstand von 100 ns auf, was dazu führt, dass einige Elektronen den falschen Bunchen zugeordnet werden. Das bedeutet, dass die langsamsten Elektronen als schnelle Elektronen des nachfolgenden Bunches in der Analyse interpretiert werden. Die Elektronen aus unterschiedlichen Bunchen überlappen also. Im Endeffekt werden somit vermeintlicher Weise mehr hochenergetische Elektronen detektiert, was sich in den Spektren durch den vermehrten Untergrund vom Eightbunch gegenüber dem Singlebunch bemerkbar macht. Obwohl die Primärelektronen eine Flugzeit von maximal 28 ns haben sollten, ist ein Bunchabstand von 100 ns nicht ganz ausreichend, um so saubere Messungen wie durch den Singlebunch durchzuführen.

Der Vergleich der Fish-Spektren oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur in Abbildung 5.6 zeigt ebenso wie die Singleenergiespektren Abweichungen auf. Zu Erkennen ist ein Streifenmuster. Da diese Unterschiede nicht vorhanden sein sollten, wird bei späteren Vergleichen mit physikalischen Deutungen Vorsicht geboten sein. Sämtliche Spektren werden von vornherein Unterschiede aufweisen.



(a) tof vs. x im Eightbunchmodus bei 40 K.

(b) tof vs. x im Singlebunchmodus bei 10 K. Deutlich zu sehen ist, dass im Vergleich zum Eightbunch sehr viel weniger Untergrund bei $tof < 14$ ns und $tof > 28$ ns ist. Für $tof > 100$ ns existieren noch Einträge. Das sind Elektronen, die im Eightbunch dem falschen Bunch zugeordnet werden.

Abbildung 5.5: Vergleich der im Singlebunch und im Eightbunchmodus aufgenommenen Fish-Spektren. Die schwarze Linie liegt bei der maximalen Flugdauer der Elektronen von $tof = 28$ ns. Oberhalb sollten demnach keine Einträge mehr sein.

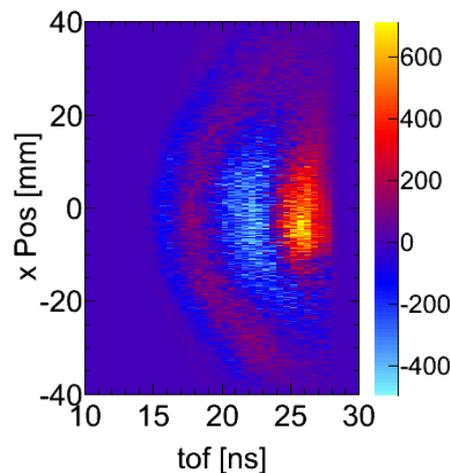


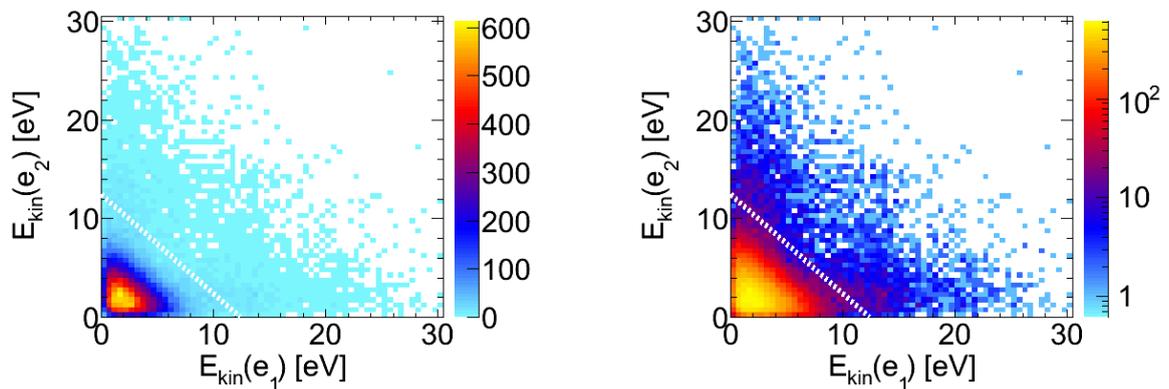
Abbildung 5.6: Differenz von zwei Fish-Spektren aus dem Eightbunch. Von den normalleitenden wurden die supraleitenden abgezogen. Deutlich zu erkennen ist eine Art Streifenbildung, als wären die Spektren zueinander verschoben.

5.3 Doppelphotoemission

Der Fokus der Arbeit liegt auf der Untersuchung der Doppelphotoemission bei unterschiedlichen Temperaturen. Nachdem nun ein Blick auf die SPE geworfen wurde, soll endlich die DPE betrachtet werden. Eine Überlegung, welche bei der Auswertung immer eine Rolle

spielt, ist dass es in der Natur der Messmethode liegt, dass das erste Elektron des Paares immer das schnellere ist. Es ist nicht zwangsläufig das energetisch höhere, da es eine kürzere Wegstrecke zurückgelegt haben kann, aber die Flugzeit ist in jedem Fall immer die kleinere. Dies führt dazu, dass in den Spektren, in denen mit beiden Elektronen gearbeitet wird, eine Vorauswahl getroffen wurde. Um diese wieder aufzuheben, ist es sinnvoll, die Elektronenreihenfolge innerhalb der Paare zufällig zu vertauschen und so zufällig aus dem ersten Elektron das zweite zu machen. Nun kann man sich die Energieaufteilung der beiden Elektronen anschauen. Dafür wird die kinetische Energie des einen Elektrons gegen die kinetische Energie des anderen Elektrons aufgetragen. Abbildung 5.7 zeigt ein solches Spektrum. Die meisten Einträge sind bei kleinen Energien zu finden.

Cooper-Paare würde man in diesem Spektrum auf der ersten Winkelhalbierenden an der Fermikante, also bei gleicher Energieaufteilung an der Fermikante, erwarten. Das liegt daran, dass sie den gleichen Impulsbetrag aufweisen sollten und sich Cooper-Paare nur um einen kleinen Bereich um die Fermienergie bilden. Die weiße gestrichelte Linie in den Spektren der Abbildung 5.7 markiert jeweils die maximal mögliche Summenenergie der beiden emittierten Elektronen. Sie berechnet sich aus $E_{sum,max} = 21,2 \text{ eV} - 2 \cdot 4,5 \text{ eV} \approx 12 \text{ eV}$.



(a) Lineare Darstellung der Farbskala

(b) Logarithmische Darstellung der Farbskala

Abbildung 5.7: Energiekorrelationsspektrum aus dem Singlebunch. Aufgetragen ist die kinetische Energie des ersten Elektrons gegen die kinetische Energie des zweiten Elektrons. Die gestrichelte Linie markiert die maximal mögliche Summenenergie der beiden Elektronen $E_{sum,max} = 12 \text{ eV}$. Oberhalb dieser Linie sollten sich aufgrund der Energieerhaltung keine Einträge befinden.

In Abbildung 5.8 sind Energiekorrelationsspektren sowohl für Singlebunch und Eightbunch, als auch für 10 K und 40 K aufgetragen. Bei dem Vergleich der Spektren vom Eightbunch und Singlebunch sieht man analog dem Fish-Spektrum, dass der Untergrund im Eightbunchmodus sehr viel höher ist. Oberhalb der Diagonalen $E_{sum,max} = 12 \text{ eV}$ sollten sich keine Elektronen befinden. Hier spielt das Vermischen der Elektronen aus den unterschiedlichen Bunchen eine Rolle, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben (siehe auch Abbildung 5.5). Im Eightbunchmodus wird der Untergrund von niederenergetischen und hochenergetischen Elektronen nicht gleich stark generiert. Da die langsamen Elektronen des einen Bunches als schnelle, also hochenergetische Elektronen des nachfolgenden interpretiert werden, wird es vermehrt hochenergetischen Untergrund geben. Die niederenergetische Untergrund stammt sowohl beim Singlebunch als auch beim Eightbunch aus 2-Photonen Prozessen und sollte sich für beiden Moden gleich verhalten (Details in Abschnitt 5.4).

Der optische Vergleich der Spektren der normalleitenden Probe mit der supraleitenden

Probe liefert keine Erkenntnis. Die Spektren sehen nahezu identisch aus. Daher ist es sinnvoll, die beiden Spektren zu subtrahieren, wie es im letzten Bild von Abbildung 5.8 geschehen ist. Ein großer Vorteil ist, dass zugleich auch der Untergrund abgezogen wird. Er sollte sich in beiden Fällen gleich verhalten. Bei der Subtraktion ist darauf zu achten, dass die Spektren aufeinander normiert werden. Wenn nicht explizit darauf hingewiesen wird, so ist darunter im Folgenden immer die Normierung auf die Gesamteinzahl der Einträge zu verstehen.

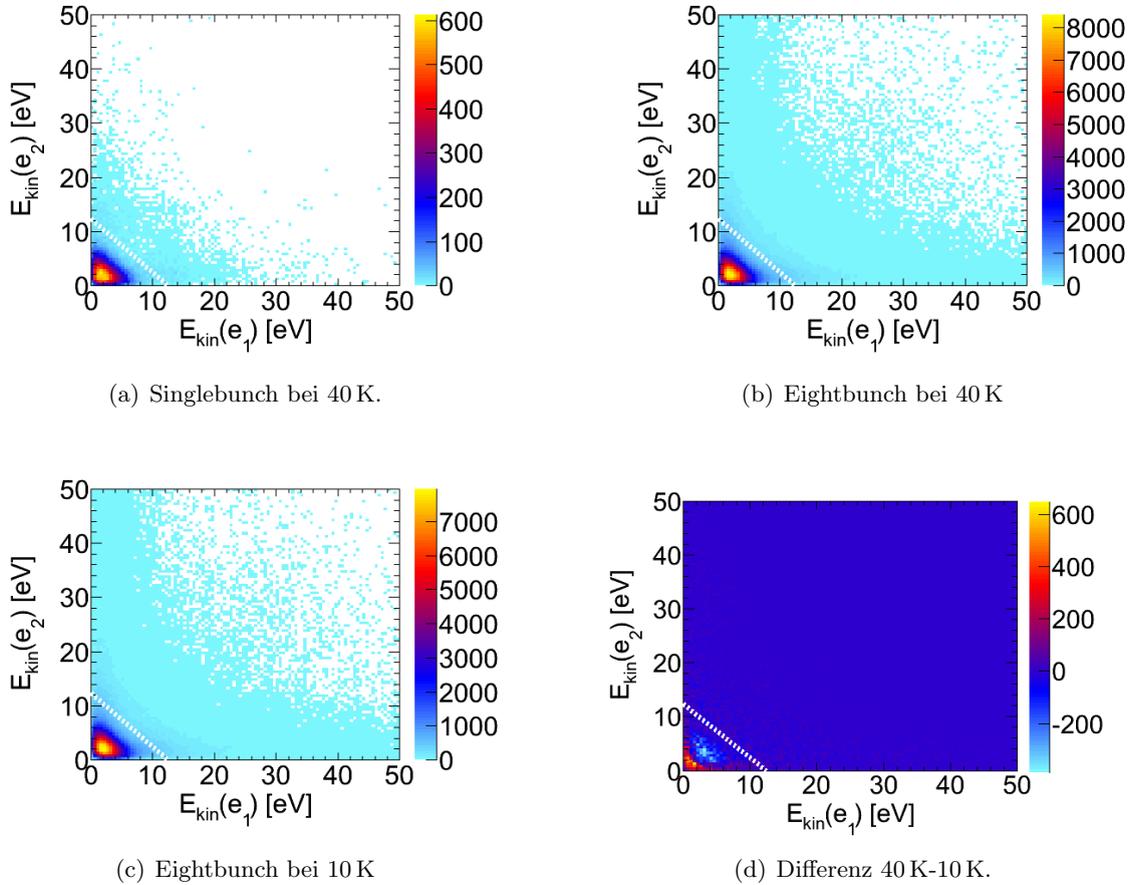
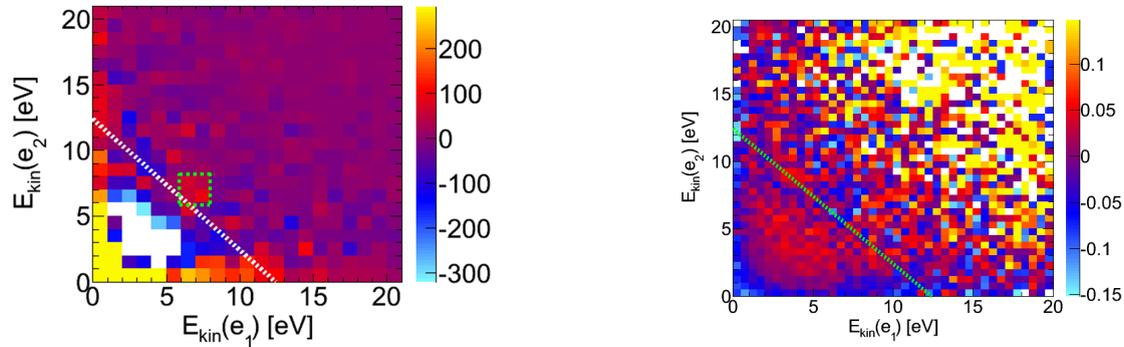


Abbildung 5.8: Energiekorrelationsspektrum, also kinetische Energie des ersten Elektrons gegen die kinetische Energie des zweiten Elektrons, für den Singlebunch und den Eightbunch bei 10 K und 40 K. Oberhalb der gestrichelten Diagonalen bei $E_{\text{sum,max}} = 12$ eV sollten aufgrund der Energieerhaltung keine Elektronen sein.

Das Differenzen-Spektrum 5.8(d) weist eine Struktur auf. Es scheint also einen Unterschied zwischen den Daten oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur zu geben. Um detaillierte Informationen zu erhalten, wird die Betrachtung des Spektrums auf einen ausgewählten Bereich eingeschränkt. Zudem wird der Ausschnitt der Farbskala verkleinert (Abb. 5.9).

Bei sehr genauem Hinsehen lässt sich eine Box in dem Bereich 6-8 eV erkennen, welche sich von der Umgebung abhebt. In der Abbildung 5.9(a) ist diese grün gestrichelt umrandet. Da es sich zudem um einen Bereich nahe der Fermikante handelt, wird dieser weiter untersucht. Neben Impuls- und Energiebetrachtungen, lassen sich die Winkelverteilungen zur Analyse hinzuziehen. Im Folgenden soll die Winkelverteilung der Elektronen betrachtet



(a) Absolute Differenz (40 K - 10 K). Ein näherer Blick zeigt eine Box an der Fermikante, die mehr positive Einträge enthält, als die umgebenden Bereiche. Sie ist grün umrandet

(b) Relative Differenz (40 K-10 K).

Abbildung 5.9: Zwei unterschiedliche Möglichkeiten für die Betrachtung der Unterschiede in den Energiekorrelationsspektren. Die gestrichelten Diagonalen markieren die maximal mögliche Summenenergie $E_{sum,max} = 12$ eV. Aufgrund der Energieerhaltung sollten oberhalb dieser Linie keine Elektronen mehr sein.

werden.

Mit der eben beschriebenen Art der Differenzenbetrachtung von Spektren, werden absolute Unterschiede sichtbar gemacht. Man kann sich aber ebenso die relativen Unterschiede ansehen, indem man den Quotient aus Differenz und Summe pro Bin aufträgt (Abb. 5.9 (b)). Eine ähnliche Struktur wie bei der Betrachtung der absoluten Differenz ist nicht zu sehen. Dennoch soll die Untersuchung bzgl. der Winkelverteilung fortgeführt werden.

5.3.1 Winkelkorrelationen - rotierte Spektren

Eine Möglichkeit sich die relativen Winkel von allen gemessenen Paaren gleichzeitig anzuschauen besteht darin, die beiden Elektronen um den ϕ -Winkel des ersten Elektrons zu drehen (Abb. 5.10) und sich dann das Parallel-Impulsspektrum des zweiten Elektrons anzugucken. Bei diesem Spektrum handelt es sich um die Auftragung der Impulse in Detektorebene, also parallel zur Probenoberfläche. Diese sind während des Photoemissionsprozesses Erhaltungsgrößen und repräsentieren somit direkt die Verteilung innerhalb des Festkörpers.

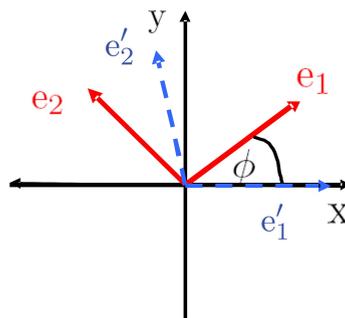
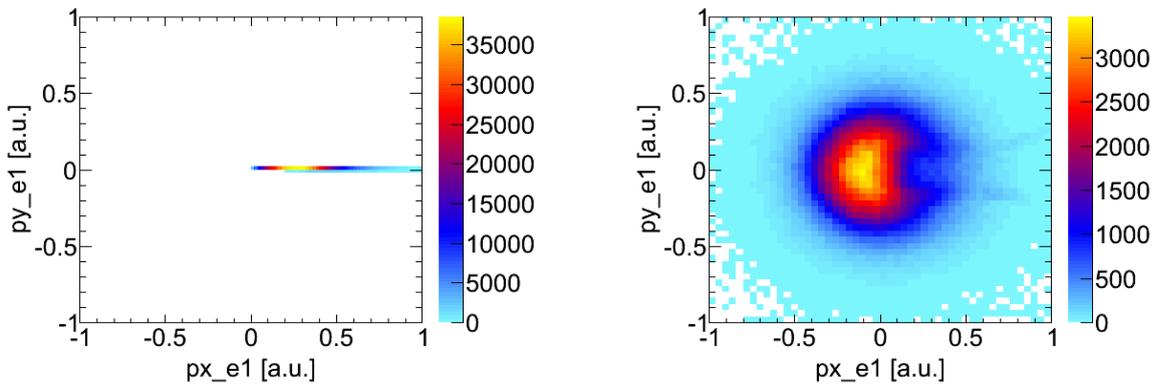


Abbildung 5.10: Das Elektronenpaar wird um den Winkel ϕ des ersten Elektrons gedreht. Die jeweils mit eins nummerierten Elektronen aller Paare zeigen dann in die gleiche Richtung. Bei der Rotation um ϕ handelt es sich dabei um die x -Richtung.

Rotiert man alle Elektronen um ihren relativen Winkel ϕ zur x -Achse, zeigen sie natürlich alle in die gleiche Richtung, namentlich in Richtung der x -Achse (Abb. 5.11 (a)). Da das jeweils zweite Elektron eines Paares aber immer unter einem anderen Winkel zur x -Achse steht als das erste Elektron, weisen die Parallelimpulse jeweils in unterschiedliche Richtungen (Abb. 5.11 (b)). Die zwei Streifen, die rechts aus dem Bild herauslaufen sind nicht physikalisch.



(a) Die Impulsverteilung des ersten Elektrons.

(b) Die Impulsverteilung des zweiten Elektrons.

Abbildung 5.11: Impulsverteilungen der Elektronen nach Rotation um den Winkel Φ des ersten Elektrons.

Sollten die Cooper-Paare tatsächlich in einem relativen Winkel von 180° zueinander auf den Detektor treffen, würde man ein Maximum bei 180° für die Verteilung der zweiten Elektronen erwarten. Sie würden sich aufgrund der zusätzlichen Korrelationen, die zu einem Cooper-Paar führen, von den gewöhnlichen Doppelten abgrenzen. Auch wenn sich die Winkelbeziehung bei Austritt aus dem Vakuum ändert, so sollte dennoch ein Vorzugswinkel zwischen den gepaarten Elektronen existieren. Infolge dessen würde man an anderer Stelle ein Maximum erwarten. In einem Vergleich der Daten im normal- und supraleitenden Zustand müsste sich also eine Anhäufung von Elektronen unterhalb der Sprungtemperatur bemerkbar machen.

Bei dem Vergleich der Energiekorrelations-Spektren (Abb. 5.9) ist in dem Bereich 6-8 eV eine kleiner Unterschied aufgefallen. Deshalb wurde für diesen Bereich die eben beschriebene Art der Winkelbetrachtung durchgeführt. In Abbildung 5.12 entspricht die obere Reihe 40 K und die untere 10 K. Bilder (a) und (f) wurden aus allen Elektronen, deren kinetische Energie zwischen 6 und 8 eV liegt, erstellt. Auf den ersten Blick lässt sich keine Signatur im Spektrum ausmachen.

Nun sind Cooper-Paare jedoch nicht nur durch ihren Winkel charakterisiert, sondern auch durch ihren Impuls, bzw. ihre Gesamtenergie. Es ist demnach nicht zu erwarten, dass es Cooper-Paare mit beliebigen Energien gibt. Der absolute Wert ist jedoch nicht bekannt. Daher wird als nächstes eine schrittweise Einschränkung der Parallelimpulse vorgenommen. Der Parallelimpuls des ersten Elektrons wird in jeweils 0,2 a.u. große Intervalle eingeteilt und dann wird erneut die Impulsverteilung der zweiten Elektronen angeschaut. Die Abbildungen 5.12(b)-(e) sind die Auftragung des zweiten Elektrons bei 40 K und die Abbildungen 5.12(g)-(j) entsprechend die bei 10 K. Die schrittweise Betrachtung sichert zugleich, dass die gesuchte Physik nicht durch Untergrund oder andere Einträge überlagert wird. Geht man nämlich davon aus, dass der relevante Bereich in einem von den 5

Schritten getroffen wird, so kann es sich bei den anderen 4 Teilen nur um irrelevante Einträge handeln.

Eine Spur von Cooper-Paaren in Form einer Anhäufung von Elektronen lässt sich jedoch auch hier nicht entdecken. Die Aufspaltung in unterschiedliche Energiebereiche bringt keinen weiteren Aufschluss.

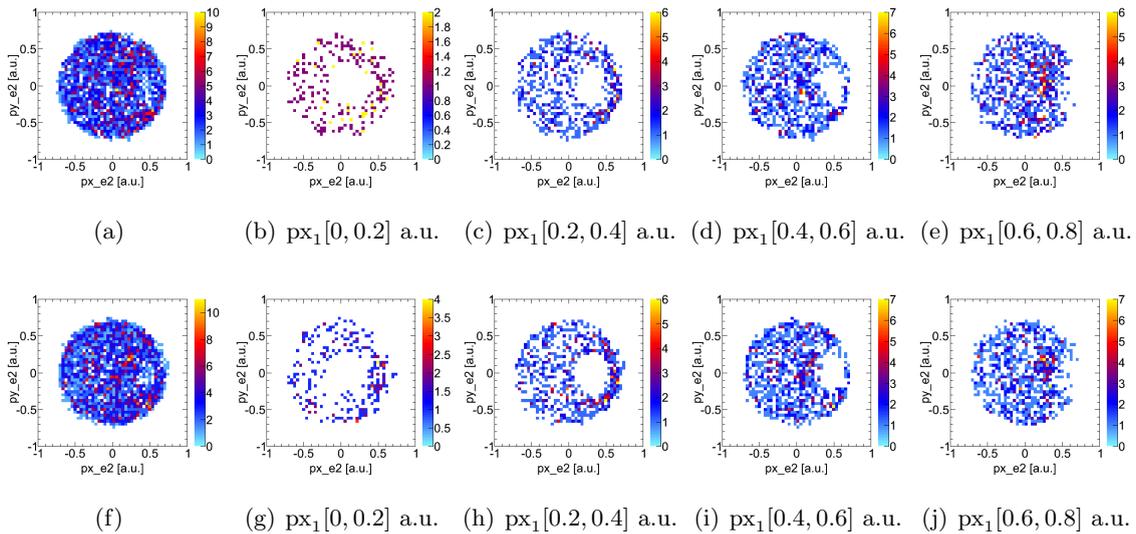


Abbildung 5.12: Rotationspektren. In der oberen Reihe sind die Daten bei 40 K und in der unteren die Daten bei 10 K gezeigt. Von links nach rechts wird der Parallelimpuls des ersten Elektrons immer in 0,2 a.u.-Schritte aufgeteilt. Das erste Elektron trifft immer weiter außen auf dem Detektor auf. Das große Loch entspricht nicht ausschließlich Physik. Es wurden starke Bedingungen auf dr und dtof gesetzt. Die Elektronen haben 6-8 eV.

Das Loch welches entsteht, entspricht einer Totzeit (vgl. Abschnitt 3.3.2.2). Direkt um das erste Elektron herum wird kein zweites Elektron detektiert. Hier spiegelt das Loch aber nicht die Totzeit wieder, wie sie durch das Experiment gegeben ist, sondern eine vergrößerte der Ursache im Folgenden beschrieben wird.

Der Wert für die Totzeit ist keine feste Größe. Es gibt Bereiche, die sind totzeitfrei und andere, die völlig in der Totzeit liegen. Allerdings gibt es dazwischen einen Bereich, der nicht klar definiert ist. Fallen Elektronen bezüglich ihres örtlichen (dr) oder zeitlichen (dtf) Abstandes genau dort hin, so kann es passieren, dass sie nicht richtig detektiert werden oder dass die Rekonstruierungsroutine zusätzliche Elektronen rekonstruiert. Dies zeigt sich zum Beispiel an Anhäufungen (sogenannte Hotspots) auf den Detektorbildern, die nicht der Realität entsprechen konnten. Im vorliegenden Fall war dies auch so. Um solche Elektronen aus der Analyse herauszufiltern, kann man diese mit geeigneten Bedingungen für die zwei unterschiedlichen Abstände wegschneiden. Nachdem künstlich eine größere Totzeit als zunächst für das Experiment angenommen, auf die Daten gesetzt wurde, verschwanden die Anhäufungen. Für die Elektronen wurden gefordert, dass sie mit einem Abstand von mindestens 8 ns sowie einem räumlichen Abstand von 12 mm auf dem Detektor einschlugen. Im Endeffekt wurden also nur mehr Daten herausgeschnitten, die vermutlich aufgrund der Totzeit gar nicht hätten gemessen werden können und somit Untergrund sein müssen. Die Untersuchung der Winkelkorrelation lässt sich auch andersherum führen, als im ersten Teil von diesem Abschnitt beschrieben. Anstatt Energie und Parallelimpuls einzuschränken, wählt man einen festen relativen Winkel. Hier wurde der relative Winkel auf $180^\circ \pm 1^\circ$ eingeschränkt. Das heißt, alle Paare die diese Winkelkonstellation aufweisen werden

weiter untersucht. Namentlich in Bezug auf ihre Energiesumme. Wieder werden die Daten oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur verglichen (siehe Abbildung 5.13). Im supraleitenden Fall müsste sich um die Fermienergie, hier ca. 12,2 eV da zwei Elektronen die Austrittsarbeit überwinden müssen, eine Anhäufung gegenüber dem normalleitenden Fall ergeben. Eine Bestätigung dessen findet sich nicht.

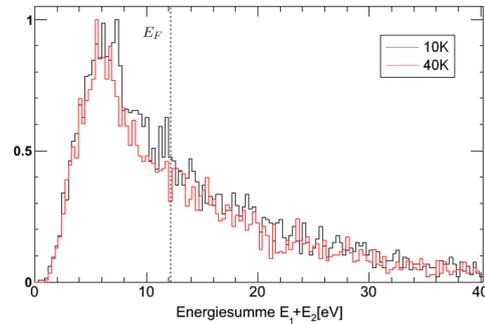
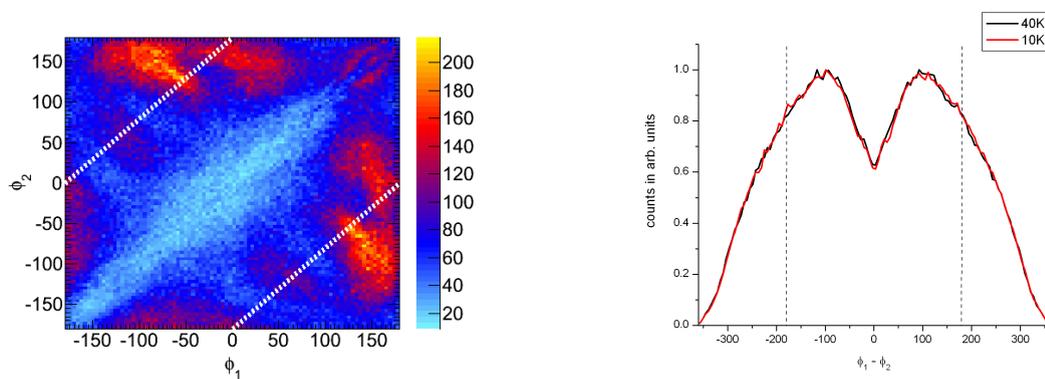


Abbildung 5.13: Betrachtet wird die Summenenergie der Elektronen, die um 180° zueinander auf dem Detektor auftreffen.

Eine weitere Möglichkeit, sich die Winkelkorrelationen der Elektronen anzuschauen, ist die Auftragung der beiden azimuthalen Winkel gegeneinander, sowie die der Summe der beiden Winkel. Im ersten Fall würde man entlang der Diagonalen, in denen die Summe der Winkel 180° beträgt eine Anhäufung erwarten. Ebenso sollte sich im eindimensionalen Spektrum bei einer Winkelsumme von 180° ein Maximum zeigen. Im supraleitenden Fall würde man dort wieder mehr Einträge als im normalleitenden Fall erwarten. In Abbildung 5.14 (a) ist exemplarisch ϕ_1 gegen ϕ_2 bei 40 K aufgetragen. Die weiß gestrichelten Linien markieren die Winkelsumme 180° . Das Spektrum für 10 K ist nahezu identisch. Davon kann man sich leicht anhand Abbildung 5.14 (b) überzeugen. Hier ist der relative Winkel zwischen dem ersten und dem zweiten Elektron oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur aufgetragen. Es existieren keine Unterschiede.



(a) ϕ_1 vs ϕ_2

(b) Relativer Winkel zwischen den beiden Elektronen für 10 K und 40 K.

Abbildung 5.14: Untersuchung der azimuthalen Winkel der beiden Elektronen eines Paares. Die gestrichelten Linien markieren in beiden Bildern die Winkelsumme 180° .

5.3.2 Ratenabhängigkeit der Doppelten

Um den Untergrund besser abschätzen zu können wurden die Doppelten in Abhängigkeit der Rate gemessen. Es handelt sich wieder um eine LSCO Probe, die bei einer Photonenenergie von 21,22 eV und bei 10 K im Singlebunchmodus aufgenommen wurden. Die Rate lässt sich ganz einfach durch Erhöhung des Photonenflusses regeln. Wie schon in Abschnitt 3.1 erklärt, führt ein zu hoher Photonenfluss jedoch zu zu vielen falschen Ereignissen.

Rate/Puls [kHz]	Singles	Doppelte	Doppelte in %	Falsche Doppelte in %
0,8	1 640 765	13480	0,8	0,05
3,2	1 675 482	13710	0,8	0,02
5,8	1 647 869	15034	0,9	0,37
10	1 637 214	16529	1,0	0,64

Tabelle 5.1: Die Tabelle zeigt die Ergebnisse für die Anzahl der Doppelten aus der Messung im Singlebunchmodus bei unterschiedlich hohen Raten.

Die Anzahl der Einträge pro File wurde vor der Aufnahme auf 2 Millionen fixiert. Bevor irgendwelche Betrachtungen gemacht werden, werden zunächst alle Elektronen, die einen negativen Startimpuls aufweisen aussortiert. Wie man sieht ist der Anstieg der Doppelten von 0,8 kHz zu 3,2 kHz sehr viel kleiner als der von 5,8 kHz zu 10 kHz. Bei der Erhöhung der Rate von 3,2 kHz auf 5,8 kHz werden signifikant mehr zufällige Doppelte, also falsche Doppelte, erzeugt. Wie erwartet führen hohe Raten zu sehr viel mehr falschen Doppelergebnissen. Es gilt nämlich, dass die falschen Doppelergebnisse quadratisch und die echten linear mit der Rate steigen. Dies ist leicht nachvollziehbar [Hat04]: Die Wahrscheinlichkeit für den Prozess der Erzeugung eines Elektronenpaares aufgrund von einem Photon ist proportional zu dem Produkt von Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion und Photonenstrahlintensität. Wird das Elektronenpaar aber von zwei Photonen erzeugt, so handelt es sich um zwei unabhängige Prozesse und die Wahrscheinlichkeiten für jedes Einzelereignis müssen multipliziert werden. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für diesen Prozess ist also quadratisch von der Intensität abhängig.

Zur Verdeutlichung der Problematik ist in Abbildung 5.15 das Verhältnis von Doppelten zu Singles gegen die Rate aufgetragen. Die schwarzen Punkte sind die Messergebnisse und gestrichelt ist die Linie, die 0,8% Doppelte repräsentiert. Dieser Wert soll als Orientierung für die echten Doppelten dienen und ist in dieser Auftragung natürlich konstant. Entlang der roten Gerade finden sich die unechten Doppelten, also diejenigen, die aus 2-Photonen-2-Elektron Prozessen stammen. Für die Berechnung gilt:

$$\frac{Doubles_{UG}}{Singles} \text{ (in \%)} = \frac{Rate/Puls \text{ [kHz]}}{(1,25[\text{MHz}])^2} \cdot 10^3 \cdot 10^2 \quad (5.1)$$

Bei 5,8 kHz liegt der Anteil der unechten Doppelten an den gemessenen Doppelten schon fast bei 50% und bei 10 kHz ist er bereits überschritten. Diese Messung zeigt, dass es in der Tat nötig ist, die Rate unterhalb einer bestimmten Schwelle zu halten um nicht zu viele falsche Doppelergebnisse zu erzeugen. Als Standardaufnahmerate wurden 2 kHz gewählt, was einem Untergrund von 10-15% entspricht.

5.4 Untergrund

Der Untergrund in den echten Spektren setzt sich vor allem aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen handelt es sich um Elektronen, die fälschlicher Weise als Paar rekonstruiert

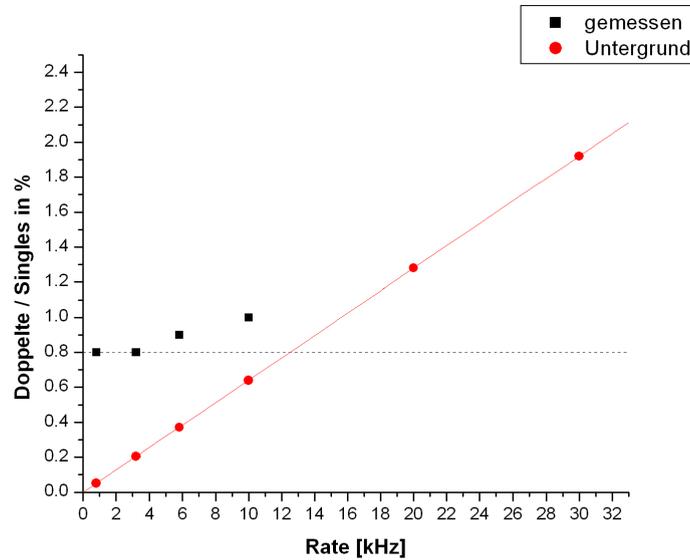


Abbildung 5.15: Verhältnis von Doppelten zu Singles in Prozent für die Doppelten. In schwarz dargestellt sind die Messwerte und in rot der berechnete Untergrund. Die gestrichelte Linie repräsentiert die echten Doppelten.

wurden, also aus einem 2-Photon-2-Elektron Prozess stammen und zum anderen um welche die von höher Harmonischen erzeugt werden.

Der größte Teil des Untergrundes wird durch die falsch korrelierten Elektronen gebildet, welcher sich aus den Singleelektronendaten simulieren lässt. Aus den gemessenen Singles werden zufällig Paare gebildet, so dass es sich auf jeden Fall um falsche Doppelte handelt. Da in diesem Datensatz zunächst nur Impulse sind, werden mittels der geometrischen Größen aus dem Experiment die Flugzeiten berechnet. Die benötigten Formeln hierfür sind durch die Gleichungen (5.2) und (5.3) gegeben. Wie gewohnt wird wieder in a.u. gerechnet.

$$t_1 = \frac{1}{E_1} \cdot \left(\sqrt{p_z^2 + 2 \cdot s_1 \cdot E_1} - p_z \right) \quad (5.2)$$

$$t_2 = \frac{1}{E_2} \cdot \left(\sqrt{p_z^2 + 2 \cdot s_1 \cdot E_1 + 2 \cdot s_2 \cdot E_2} - \sqrt{p_z^2 + 2 \cdot s_1 \cdot E_1} \right) \quad (5.3)$$

s_i und E_i sind die Strecken im Spektrometer und die Felder für Beschleunigung, bzw. Abbremsung.

Erstellt man aus diesen Datensätzen die gleichen Spektren, wie für die Untersuchung der echten Elektronen, kann man dort den Untergrund abziehen. Der zufällig generierte Datensatz enthält natürlich keine Totzeit. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu erreichen, wird zusätzlich noch die Totzeit des Detektors künstlich auf die Daten gesetzt.

Ein Teil des Untergrundes kommt zusätzlich durch inelastisch gestreute Elektronen aus dem Festkörper zustande. Sie stellen Untergrund da, weil man durch sie keine Aussage mehr über den Anfangszustand treffen kann. Sie finden sich aufgrund des Energieverlustes bei der Streuung vor allem im niederenergetischen Bereich der Spektren wieder.

Bei der Subtraktion der Energiekorrelationsspektren oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur ist nicht einfach Null herausgekommen (Abb. 5.8 (d)). Das bedeutet also, dass

es zwischen den beiden Spektren Unterschiede gibt. Die weitere Untersuchung mittels Winkelkorrelationen brachte keinen Aufschluss über die Ursache. Es wird sich vermutlich um Unterschiede zwischen den beiden Messdurchläufen handeln. Um dies jedoch besser einschätzen zu können wird die gleiche Untersuchung mit dem generierten Datensatz durchgeführt. Die Energiekorrelationsspektren für die beiden Temperaturen 40 K und 10 K sind in Abbildung 5.16 zu sehen. Die Spektren sind sowohl in normaler Farbdarstellung, als auch in logarithmischer Farbskala dargestellt. Bildet man die Differenz der Spektren von

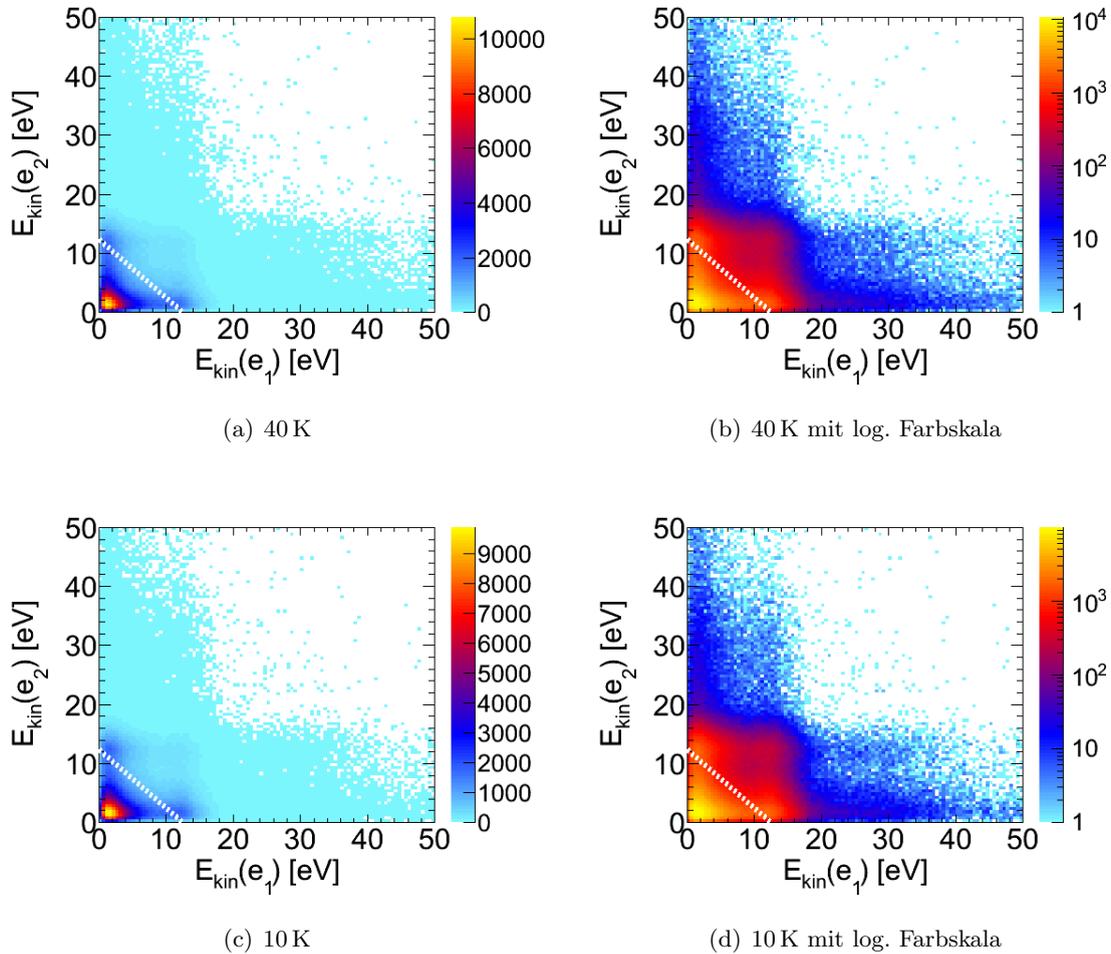


Abbildung 5.16: Energiekorrelationsspektren der zufällig korrelierten Elektronen bei 10 K und 40 K. Die gestrichelte Diagonalen liegt bei $E_{sum} = 12$ eV.

beiden Temperaturen entstehen die Bilder in Abbildung 5.17. Da im ersten Bild nicht viel zu erkennen ist, werden wieder der betrachtete Bereich und die Farbskala eingeschränkt. In dem daraus resultierenden Bild lassen sich vier Täler erkennen, welche in der Abbildung markiert sind. Diese lassen sich unter zu Hilfenahme der Singleenergiespektren (Abb. 5.3) erklären. Dort wo die Kurve für 10 K über der von 40 K liegt, sind mehr Einträge im supraleitenden Datensatz. Die Zufälligen wurden basierend auf diesen Daten generiert, also muss sich derartiges Verhalten widerspiegeln. Die Täler zeigen, dass an den Stellen mehr Elektronen bei 10 K sind, als bei 40 K. Und genau an den Stellen sind die größten Abweichungen in den Singleenergiespektren. In Abbildung 5.18 ist die relative Differenz

der Energiekorrelationsspektren aufgetragen. Die Struktur in dem Spektrum ändert sich jedoch nicht gegenüber der absoluten Differenz.

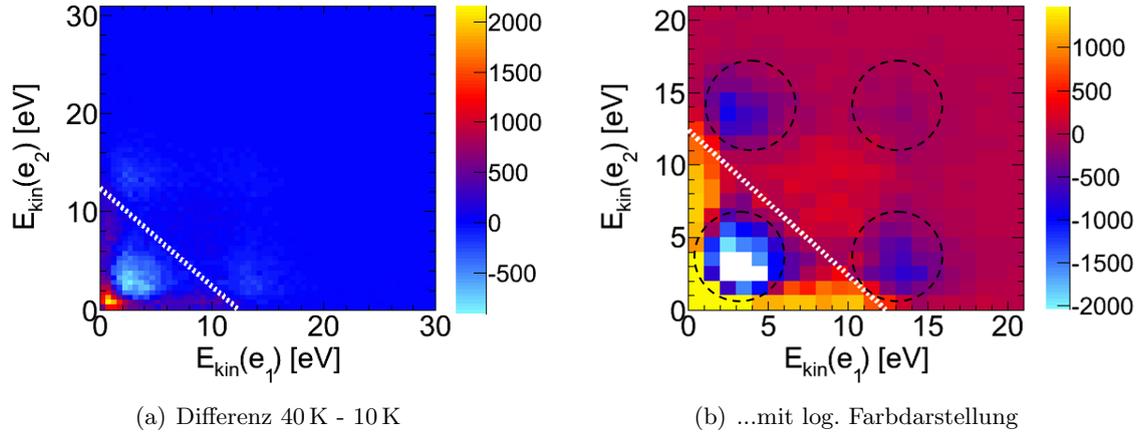


Abbildung 5.17: Differenz in den Energiekorrelationsspektren, die durch zufällige Doppelte generiert wurden. Schwarz eingekreist sind die Stellen, an denen sich die schon in den Singleenergiespektren festgestellte Differenz zeigt. Die vier Täler waren also zu erwarten. Die gestrichelte Diagonalen liegt bei $E_{sum} = 12$ eV.

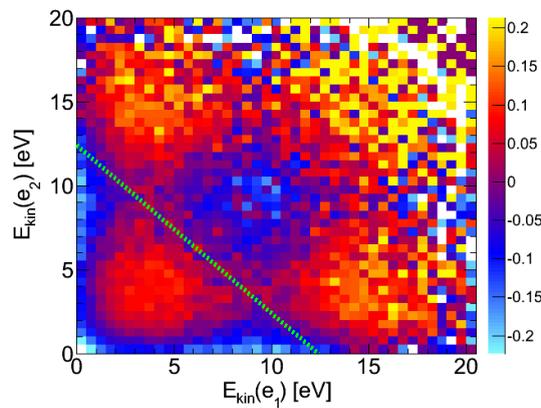


Abbildung 5.18: Relative Differenz der Energiekorrelationsspektren aus den zufällig korrelierten Elektronen. Die Täler sind nicht mehr ganz so ausgeprägt, aber dennoch vorhanden. Die gestrichelte Diagonale liegt bei $E_{sum} = 12$ eV.

Nun kann man mit Hilfe des generierten Datensatzes den Untergrund aus unkorrelierten Elektronen von den echten Spektren abziehen. Hierfür werden wieder Spektren subtrahiert. Die Normierung orientiert sich diesmal nicht an der Anzahl der Einträge, so dass in der Summe Null Einträge vorhanden sind. Sie wird stattdessen so gewählt, dass in dem Bereich, in dem fast ausschließlich falsche Paare liegen (es liegen dort auch diejenigen aus dem 2Photonenprozess) die Subtraktion Null ergibt. Aber vor allem sollten sich nach der Differenzbildung keine negativen Einträge ergeben. dies würde darauf hindeuten, dass der Untergrund zu stark gewichtet wurde und zuviel abgezogen wird. Insgesamt wurde ein Untergrund von ungefähr 15% in beiden Fällen abgezogen, was sich mit den Berechnungen aus Abschnitt 5.3.2 und vor allem der Abbildung 5.15 deckt.

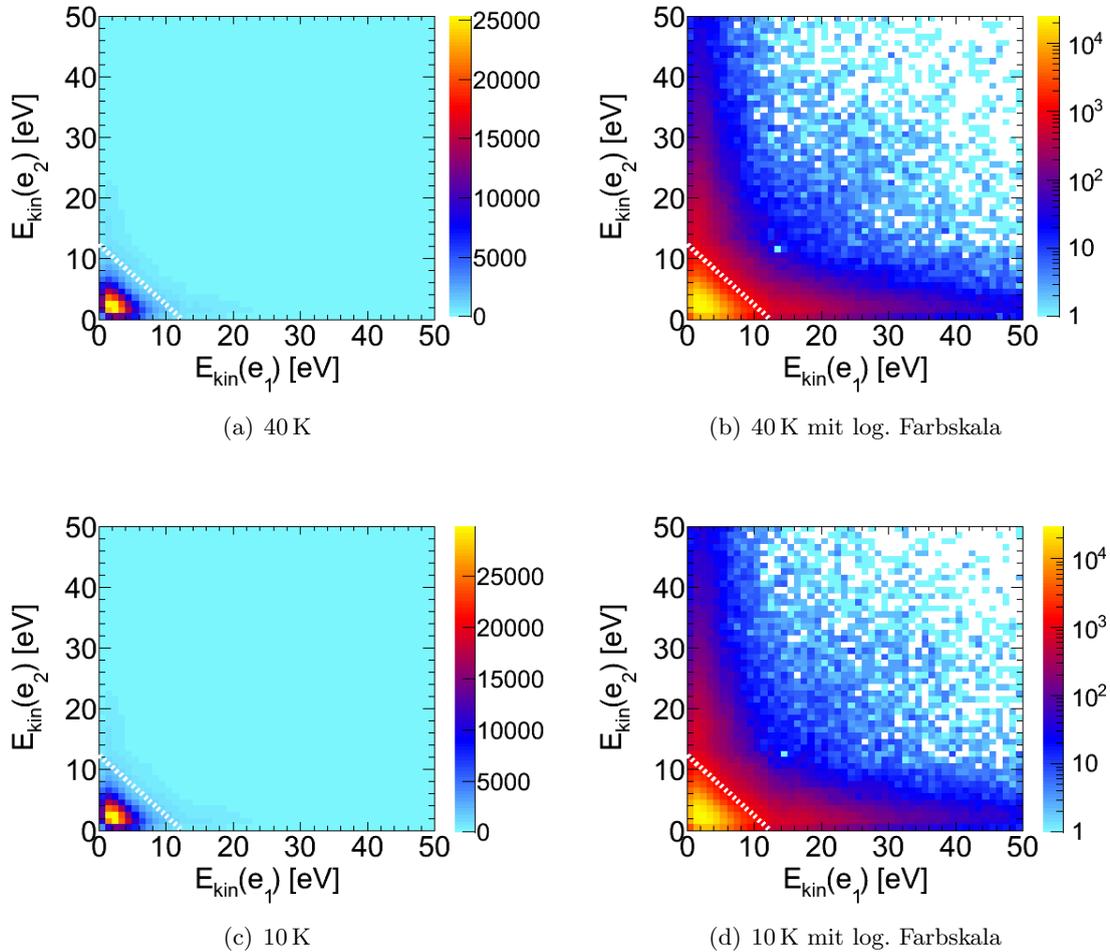
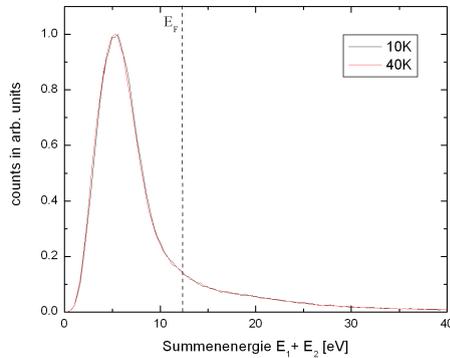


Abbildung 5.19: Die Energiekorrelationsspektren nach Abzug der zufällig korrelierten Elektronen. Oberhalb der gestrichelten Diagonale bei $E_{sum,max} = 12$ eV sollten aufgrund der Energieerhaltung keine Elektronen sein.

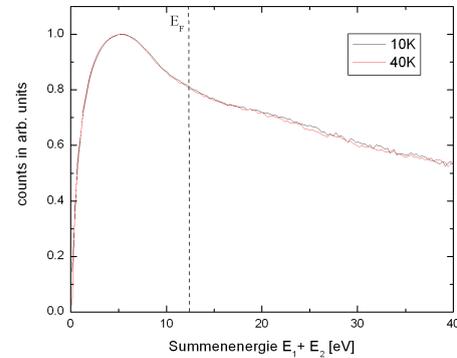
In Abbildung 5.19 sind die Resultate der Untergrundsubtraktion zu sehen. Es gibt immer noch viele Einträge oberhalb der Diagonale $E_{sum,max} = 12$ eV. Vermutlich stammen diese aus dem Vermischen der Elektronen aus unterschiedlichen Bunchen. Es sind nämlich sehr viele hochenergetische Elektronen vorhanden.

Unter der Annahme, dass der Untergrund 15% beträgt, lässt sich dieser auch von anderen Spektren abziehen. Hier wurde es für die Summenenergiespektren gemacht und die Ergebnisse werden hinsichtlich Unterschiede oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur miteinander verglichen. In Abbildung 5.20 (a) ist die Auftragung linear und in Abbildung 5.20 (b) logarithmisch. Es sind keine signifikanten Unterschiede zu sehen. Es wäre zu erwarten, dass aufgrund der Cooper-Paar-Bildung entlang der Fermikante bei 12,2 eV, mehr Elektronenpaare mit einer Gesamtenergie, die der Fermienergie entspricht, gemessen werden.

Geht man davon aus, dass Cooper-Paare sich die Energie gleich aufteilen, sind sie also nicht überall in den Spektren zu finden und so kann es sein, dass die gesuchten Elektronen von den gewöhnlichen Elektronen im Spektrum überlagert werden. Daher wird zusätzlich die Summenenergie für Elektronenpaaren mit gleicher Energieaufteilung untersucht. Ab-



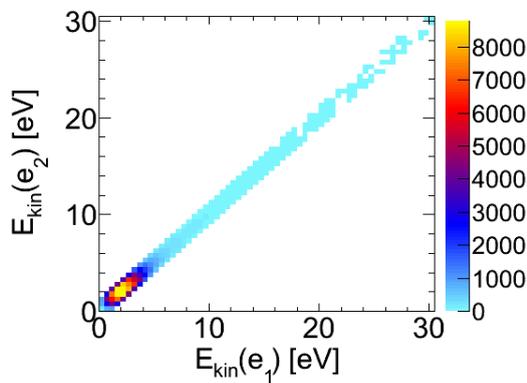
(a) Summenenergie in linearer Skala



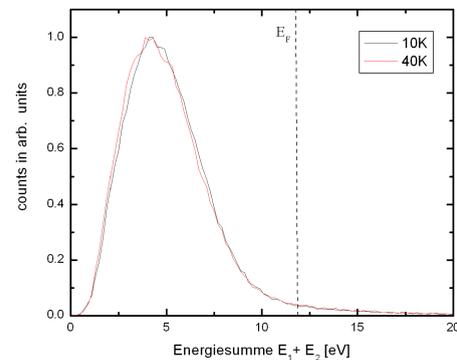
(b) Summenenergie in log. Darstellung

Abbildung 5.20: Hier ist die Summenenergie der beiden Elektronen nach Abzug des Untergrundes für 10 K und 40 K aufgetragen. Die gestrichelte Linie markiert die "doppelte Fermikante", also die max. Gesamtenergie, die die beiden Elektronen aufweisen sollten.

Abbildung 5.21 (a) zeigt welche Elektronen das in dem zweidimensionalen Energiespektrum sind. In Abbildung 5.21 (b) sind wieder die Graphen für beide Temperaturen übereinander gelegt und die Fermikante eingezeichnet. Auch bei der Einschränkung auf gleiche Energieaufteilung der Elektronen lässt sich kein Unterschied zwischen den 10 K und 40 K Daten ausmachen.



(a) Summenenergie für energetische gleiche Elektronen. Vergleich von 10 K und 40 K



(b) Summenenergie in log. Darstellung

Abbildung 5.21: Für Elektronen mit gleicher Energie ist die Summenenergie aufgetragen. Zu erwarten wäre, dass bei 10 K mehr Elektronen an der Fermikante sitzen.

6. Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Hochtemperatursupraleiter LSCO mittels Doppelphotoemission in Hinblick auf Korrelationen untersucht. Hierfür wurden Daten im normalleitenden Zustand bei 30 K sowie im supraleitenden Zustand bei 10 K aufgenommen. Als Photonenquelle diente das Berliner Synchrotron BESSY. Gemessen wurde bei 21,2 eV. Neben der Untersuchung des Materials war es auch möglich im Rahmen dieser Arbeit einen neuen Betriebsmodus des BESSYs zu testen. So wurden die Daten wie in vorangegangenen Messungen auch schon im Singlebunchmodus mit einem Bunchabstand von 800 ns aufgenommen, aber auch in dem getesteten Eightbunchmodus mit einem Bunchabstand von 100 ns. Die vorliegende Arbeit liefert also erstmalig Daten, die im Eightbunchmodus aufgenommen wurden. Weiterhin wurde ein neues Probenhaltersystem erfolgreich in Betrieb genommen. Die erreichte Temperatur betrug damit ca. 8 K.

Die verwendete COLTRIMS-Messmethode und der damit verbundene experimentelle Aufbau sind aus der Atomphysik entnommen, da in diesem Gebiet koinzidente Messungen schon sehr erfolgreich durchgeführt werden. Das Messprinzip basiert auf einer Flugzeitmessung der Elektronen.

Der Vergleich der Daten oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur in Bezug auf Winkel- und Energie-Korrelationen führte zu dem Ergebnis, dass sich mit diesem Aufbau kein Unterschied erkennen lässt. Es konnten keine Hinweise auf vermehrte Korrelation oder sogar Cooper-Paare in den Daten gefunden werden. Die Unterschiede, die vermutet wurden waren nicht zu sehen. Ein entscheidender Faktor könnte an dieser Stelle die Energieauflösung sein. Es ist bemerkenswert, dass keine Unterschiede zu sehen sind, da die Theorie hohe Intensitäten bei der DPE in Supraleitern voraussagt.

Der Vergleich der Messungen aus den beiden benutzten Betriebsmodi zeigt, dass den langsamen Elektronen doch mehr Beachtung geschenkt werden muss, als zuvor angenommen. Der Untergrund ist im Eightbunchmodus sehr viel stärker ausgeprägt als im Singlebunch, was vor allem den Elektronen zuzuschreiben ist, die relativ lange Flugzeiten (>100 ns) haben. Diese vermischen sich mit den schnellen Elektronen des nachfolgenden Bunches und sind nicht mehr getrennt detektierbar. Um saubere Messungen durchführen zu können, sollte der Bunchabstand also mindest so lang sein, wie sich das langsamste Elektron, das noch auf den Detektor trifft, im Spektrometer aufhält.

6.2 Ausblick

Die hier vorliegende Arbeit hat vor allem zwei Dinge aufgezeigt, die für nachfolgende Messungen berücksichtigt werden müssen. Die Analyse der Daten aus dem Eightbunch hat ergeben, dass 100 ns Abstand nicht ausreichend sind für die vorliegende Apparatur. Würde man mit diesem Aufbau erneut im Eightbunchmodus messen wollen, so müsste man ein Synchrotron finden, in dem der Abstand der Bunche größer ist. Anbieten würde sich hierfür beispielsweise das Pariser Synchrotron "SOLEIL". Dort wird regulär zwei Mal im Jahr ein Eightbunchmodus angeboten. Abgesehen von den Berechnungen von S. Voss, erkennt man auch in den Fish-Spektren, dass der Untergrund bei 140 ns stark zurück geht, was die Annahme nahe legt, dass der Pariser Eightbunch mit einem Bunchabstand von 140 ns ausreicht.

Die Tatsache, dass keine Unterschiede in den Spektren oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur zu finden sind, ist zwar aufgrund der Vorhersagen und der Tatsache, dass es sich bei LSCO um ein hochkorreliertes Material handelt verwunderlich, dennoch wird auch die schlechte Energieauflösung von 500 meV mit dazu beitragen. Für folgende Messungen sollte also auf jeden Fall die Energieauflösung verbessert werden.

A. Atomare Einheiten

Dimension	Formel	SI Einheit
Masse	m_e	$9,10938 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Ladung	e	$1,60218 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Länge	a_0	$5,29177 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
Geschwindigkeit	v_0	$2,18769 \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1}$
Zeit	a_0/v_0	$2,41888 \cdot 10^{-17} \text{ s}$
Impuls	$m_e v_0$	$1,99285 \cdot 10^{-24} \text{ kg m s}^{-1}$
Energie	$e^2/(4\pi\epsilon_0 a_0)$	$27,2116 \text{ eV}$
Elektrisches Feld	$e/(4\pi\epsilon_0 a_0^2)$	$5,14221 \cdot 10^{11} \text{ V m}^{-1}$
Wirkung	$e^2/(4\pi\epsilon_0 v_0)$	$1,0545710 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$

Konstante	SI Einheit	Atomare Einheit a.u.
Plancksches Wirkungsquantum \hbar	$6,62608 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$	2π
Elementarladung e	$1,60218 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	1
Elektronenmasse m_e	$9,10938 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	1
Bohrscher Radius a_0	$5,29177 \cdot 10^{-11} \text{ m}$	1
Lichtgeschwindigkeit c	$2,99792 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$	137,04
Dielektrizitätskonstante ϵ_0	$8,85419 \cdot 10^{-12} \text{ As(Vm)}^{-1}$	$(4\pi)^{-1}$

Literaturverzeichnis

- [3mN] http://www.bessy.de/bit/bit_show_object.html.php?i_bit_id_object=167.
- [Ach99] M. Achler. *Untersuchung von Symmetrieeffekten in der Photodoppelionisation von Helium mit zirkular polarisiertem Licht*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt, 1999.
- [Aea04] P. W. Anderson et al. The physics behind high-temperature superconducting cuprates: the 'plain vanilla' version of RVB. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 16(24):755–769, 2004.
- [AM87] N. W. Ashcroft and D. N. Mermin. *Solid State Physics*. CBS Publishing Asia LTD, Hong Kong, 1987. Kapitel 34.
- [And87] P. W. Anderson. The Resonating Valence Bond State in La_2CuO_4 and Superconductivity. *Science*, 235:1196–1198, März 1987.
- [Ann95] James F. Annett. Unconventional superconductivity. *Contemporary Physics*, 36(6):423–437, Nov 1995.
- [BCJ⁺87] B. Batlogg, R. J. Cava, A. Jayaraman, R. B. van Dover, G. A. Kourouklis, S. Sunshine, D. W. Murphy, L. W. Rupp, H. S. Chen, A. White, K. T. Short, A. M. Mujsce, and E. A. Rietman. Isotope Effect in the High- T_c Superconductors $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_7$ and $\text{Ba}_2\text{EuCu}_3\text{O}_7$. *Phys. Rev. Lett.*, 58(22):2333–2336, Jun 1987.
- [BCS57] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer. Microscopic Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.*, 106(1):162–164, Apr 1957.
- [Ber98] J. Berakdar. Emission of correlated electron pairs following single-photon absorption by solids and surfaces. *Phys. Rev. B*, 58(15):9808–9816, Oct 1998.
- [BES] <http://www.helmholtz-berlin.de>.
- [BG90] K. Bethge and G. Gruber. *Physik der Atome und Moleküle*. VCH Verlagsgesellschaft mbH., Weinheim, 1990.
- [BK04] W. Buckel and R. Kleiner. *Supraleitung - Grundlagen und Anwendungen*. Wiley - VCH, Weinheim, 2004.
- [BM86] J.G. Bednorz and K.A. Müller. Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. *Z.Phys.B*, 64(1-3):189–193, April 1986.
- [Bur92] G. Burns. *High-Temperature superconductivity - An Introduction*. Academic Press, INC., Boston, San Diego, New York, 1992.

- [CNR02] J. C. Campuzano, M. R. Norman, and M. Randeria. Photoemission in the High T_c Superconductors. *arXiv: cond-mat*, (0209476v1), Sep 2002.
- [Dag94] Elbio Dagotto. Correlated electrons in high-temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 66(3):763–840, Jul 1994.
- [Dem08] W. Demtröder. *Experimentalphysik I - Mechanik und Wärmelehre*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2008. Kapitel 9.
- [DHS03] Andrea Damascelli, Zahid Hussain, and Zhi-Xun Shen. Angle-resolved photoemission studies of the cuprate superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 75(2):473–541, Apr 2003.
- [EN00] M. Eschrig and M. R. Norman. Neutron Resonance: Modeling Photoemission and Tunneling Data in the Superconducting State of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Phys. Rev. Lett.*, 85(15):3261–3264, Oct 2000.
- [Fou08] L. Foucar. *Auslese von Delaylinedetektoren mit Hilfe von Transientenrekordern*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt, 2008.
- [Gro72] O. Groot. *Surface Studies*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1972.
- [Hat04] M. Hattass. *Koinzidenz-Spektroskopie an Oberflächen: Zwei-Elektronen-Photoemission von Cu(111)*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt, 2004.
- [Hea04] M. Hattass et al. A 2π spectrometer for electron-electron coincidence studies on surfaces. *Review of scientific instruments*, 75(7):2373–78, Juni 2004.
- [Hüf03] S. Hüfner. *Photoelectron Spectroscopy*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2003.
- [htt] <http://www.agilent.com/chem>. Cryopanel-manual.
- [Hun07] S. Hunklinger. *Festkörperphysik*. Oldenbourg, München, 2007.
- [Jea02] O. Jagutzki et al. Multiple Hit Readout of a Microchannel Plate Detector With a Three-Layer Delay-Line Anode. *IEEE Transactions on nuclear science*, 49(5):2477–83, Oct 2002.
- [KB03] K. A. Kouzakov and J. Berakdar. Photoinduced Emission of Cooper Pairs from Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 91(25):257007, Dec 2003.
- [Kit06] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, München, 2006. Kapitel 10.
- [KMJ09] E. Khatami, A. Macridin, and M. Jarrell. Validity of the spin-susceptibility "glue" approximation for pairing in the two-dimensional Hubbard model. *Phys. Rev. B*, 80(17):172505, Nov 2009.
- [KO11] H. Kamerlingh Onnes. *Leiden Comm.*, 120b, 122b, 124c, 1911.
- [Kop93] K. Kopitzki. *Einführung in die Festkörperphysik*. Teubner, Stuttgart, 1993. Kapitel 6.

- [Lau07] I. Lauter. Koinzidenz-Spektroskopie an Hochtemperatursupraleitern: Zwei-Elektronen-Photoemission von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Master's thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt, 2007.
- [Lea01] A. Lanzara et al. Evidence for ubiquitous strong electron-phonon coupling in high-temperature superconductors. *Letters to Nature*, 412:510–514, August 2001.
- [Lon50] F. London. *Superfluids*, volume 1. Wiley, New York, 1950.
- [Mad72] O. Madelung. *Festkörpertheorie I*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1972.
- [Mar90] Giorgio Margaritondo. Photoemission Studies of High-Temperature Superconductivity. *Journal of the American Ceramic Society*, 73(11):3161–69, 1990.
- [MMP90] A. J. Millis, Hartmut Monien, and David Pines. Phenomenological model of nuclear relaxation in the normal state of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. *Phys. Rev. B*, 42(1):167–178, Jul 1990.
- [MO33] W. Meißner and R. Ochsenfeld. Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften*, 21(44):787–788, 1933.
- [Nea97] M. R. Norman et al. Destruction of the Fermi surface in underdoped high-Tc superconductors. *Nature*, 392(157):157–160, Juli 1997.
- [Pau00] R. Paucksch. *Ein- und Zwei-Photon-Photoemissionsspektroskopie von Oberflächenzuständen an Ni(111)*. PhD thesis, Universität-Gesamthochschule Essen, 2000.
- [Roe] www.roentdek.com.
- [SCGO93] A. Schilling, M. Cantoni, J.D. Guo, and H.R. Ott. Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system. *Nature*, 363:56–58, May 1993.
- [ST08] J.J Sakurai and San F. Taun. *Modern Quantum Mechanics*. Addison-Wesley Longman, 2008.
- [Sta00] A. Staudte. D_2 in ultrakurzen, hochintensiven laserpulsen. Master's thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt, 2000.
- [Vos11] S. Voss. *Koinzidente Photoelektronenspektroskopie an Supraleitern*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt, 2011.
- [Web03] T. Weber. *Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt, 2003.

Danksagung

Endlich ist es soweit und meine Masterarbeit ist druckfertig. Der Weg dorthin war nicht immer einfach und es gibt viele Menschen, die mir dabei geholfen haben. Ohne diese Hilfe würde ich noch heute ahnungslos vor kryptischen Auswertungscodes und bunten Bildern sitzen. Daher möchte ich mich an dieser Stelle bei einigen bedanken.

- Zuerst möchte ich mich bei Professor Reinhard Dörner bedanken. Du hast mir nicht nur die Möglichkeit gegeben diese Arbeit anzufertigen, sondern mir auch einen sehr schönen Einstieg in die Experimentalphysik durch die Strahlzeit in Wien gegeben. Danke dafür!
- Ein ganz großes Dankeschön geht an Robert Wallauer und Stefan Voss. Es war Euer Experiment bei dem ich quer einsteigen durfte und Eure Unterstützung, die ich über die ganze Zeit hinweg genoss. Sei es bei physikalischen Fragen, technischen Details und Tücken der Auswertung oder letztendlich bei der Verfassung meiner Arbeit selbst. Zudem habt Ihr Euch beide als Motivator verdient gemacht und es doch tatsächlich geschafft, dass ich heute meine Arbeit beendet habe.
- Tobias Bauer, der letzte im Bunde der "Festkörper-Gang" und der das Büro komplettiert. Mit Dir im Büro kann es gar nicht langweilig werden. Danke für Deine Unterstützung bei der Strahlzeit und allfälligen physikalischen und nichtphysikalischen Problemen.
- Weiterhin möchte ich mich bei Florian Trinter, Markus Waitz, Hong-Keun Kim, Jörg Voigtsberger und Hendrik Sann für morgendliche, mittägliche oder auch nächtliche Rundum-Sorglos-Gespräche bedanken. Sei es über Physik, Fußball oder Belangloses. Ein besonderer Dank geht an dieser Stelle noch an Hong-Keun, da Du das ein oder andere Computerproblem für mich bestens gelöst hast.
- Dank geht auch an Klaus Ullmann-Pfeger, den Mann für alle Computer Probleme - und davon hatte ich eine Menge. Also gibt es auch jede Menge Dank!
- Ich möchte mich natürlich bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanken und ganz besonders bei all denen, die mit in Berlin waren und geholfen haben, dass ich überhaupt Daten für meine Masterarbeit zum Auswerten hatte. Das Arbeitsklima mit Euch zusammen in dieser Gruppe ist einfach einmalig und so lassen sich auch lange Tage

in der Uni gut aushalten. Bleibt nur noch zu sagen: Ich habe wohl noch nie so viel Kuchen in einem Jahr gegessen.

- Auch außerhalb der Arbeitsgruppe fand ich Unterstützung jeglicher Art bei der Erschaffung meiner Masterarbeit. So freue ich mich, mich bei Christian Balz, Daniel Hofmann und Fips Schneider, die meine Studienzeit insgesamt doch recht amüsant gestaltet haben und mich immer wieder gut von Physik ablenken konnten, bedanken zu können. Auch wenn mindestens einer von Euch dreien es nicht glauben wird - aber ohne Euch hätte ich sicherlich mehr graue Haare im Studium bekommen, als mit Euch.
- Nicht fehlen darf "das Büro von gegenüber", insbesondere Laura Rehnisch und Claudia Behnke. Mehr als ein Mal wart Ihr meine Anlaufstelle, wenn gar nichts mehr funktionierte und ich einfach mal eine Pause brauchte. Herzlichen Dank für eure offene Bürotür!
- Ein sehr wichtiger Mensch, der mich mit Rat und Tat durch die Masterzeit begleitete, ist Klaus Götzen. Er war oft das kleine Männchen im Ohr, wenn root mal wieder nicht das machte, was es sollte. Ebenfalls wurde er gerne Opfer meiner Talks und erwies sich als ein fähiger Außenstehender zum Betrachten der Daten, sowie zum Diskutieren von Ideen. Und wenn die Physik nicht so wollte, wie ich es gerne gehabt hätte, wurde durch diverse Kochsessions dieselbige für den einen oder anderen Abend vergessen. Danke für all die Zeit, die Du für mich investiert hast!
- Zu guter Letzt möchte ich noch meiner Familie danken, die mir den nicht immer einfachen Weg durch das Studium so angenehm wie möglich gestaltet hat. Ihr standet immer hinter mir und habt vom ersten Semester an, an mich geglaubt. Einen besonderen Dank möchte ich dabei meinem Bruder Trutz aussprechen, der mich so manches Mal vor dem Wahnsinn bewahrt hat: "komm zu uns, setz Dich hin und nimm dir 'nen Keks".