



universität
wien

DIPLOMARBEIT

Titel der Diplomarbeit

Photoinduzierte Effekte und Langzeitrelaxation
in ionenbestrahltem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$

angestrebter akademischer Grad

Magister der Naturwissenschaften (Mag. rer.nat.)

Verfasser:	Bernd Steiger
Matrikel-Nummer:	0403552
Studienrichtung (lt. Studienblatt):	411 Diplomstudium Physik UniStG
Betreuer:	Ao. Univ.-Prof. Dr. Wolfgang Lang

Wien, am	25. 03. 2010
----------	--------------

Einleitung

Ziel dieser Diplomarbeit war es zu untersuchen, ob mit He^+ -Ionen bestrahlte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Proben den sogenannten PPC-Effekt (persistent photoconductivity, also persistente Photoleitung) aufweisen. Der PPC-Effekt ist ein für sauerstoffreduzierte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Proben ausführlich untersuchtes, wenn auch bis heute nicht vollständig verstandenes Phänomen. Dabei lassen sich durch Bestrahlung mit geeignetem Licht verschiedenste Materialeigenschaften der bestrahlten Probe, wie zum Beispiel der elektrische Widerstand, verändern. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden 4 verschiedene ionenbestrahlte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Proben mehrmals mit einem HeNe-Laser bestrahlt und auf Änderungen der elektrischen Eigenschaften untersucht. Aus den Ergebnissen des experimentellen Teils dieser Diplomarbeit lässt sich nun klar schließen, dass ionenbestrahlte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Proben keinen PPC-Effekt, analog zu jenem bei sauerstoffreduzierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Proben, aufweisen.

Zusätzlich wurde im Rahmen der für diese Diplomarbeit durchgeführten Experimente eine besonders detaillierte Untersuchung der Langzeitrelaxation der elektrischen Eigenschaften von ionenbestrahlten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Proben durchgeführt. Diese liefert wertvolle Informationen über die intrinsischen Größen der Probe. Zur Beobachtung der Langzeitrelaxation wurde in kontinuierlichen Zeitabständen Messungen der Widerstands-Kennlinie an der selben zuvor ionenbestrahlten Probe durchgeführt.

Abstract

It was the aim of this diploma-thesis to determine whether there is a PPC effect (persistent photoconductivity) in He^+ -irradiated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ samples or not. The PPC effect has been extensively studied in oxygen deficient samples but is still not completely understood. Thereby different properties of the sample, for example the electrical resistivity, are changed by illumination with an appropriate light source. For this work 4 different ionirradiated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ samples were illuminated by a HeNe-Laser for several times. The results of the experiments in the experimental part of this thesis clearly rule out the existence of a PPC effect in ionirradiated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ samples like in oxygen deficient samples.

Additionally, an extensive study of the long-time relaxation of ion irradiated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ samples was performed with the experiments carried out during this thesis. It reveals important information about the intrinsic properties of the sample. For an observation of the long-time relaxation, measurements of the $\rho(T)$ -characteristics of the same sample were performed in continuous time intervals.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Supraleitung	4
1.2	Hochtemperatursupraleitung	6
2	Eigenschaften von Hochtemperatursupraleitern	8
2.1	Die Kristallstruktur von YBCO	9
2.2	Elektrische Eigenschaften	12
2.2.1	Normalleitender Bereich	13
2.2.2	Übergangsbereich	14
2.2.3	Supraleitender Bereich	15
2.2.4	Elektrische Eigenschaften von YBCO	15
3	Ionenbestrahlte Hochtemperatursupraleiter	18
3.1	Einleitung	18
3.2	Auswirkung von Ionenbestrahlungen auf Hochtemperatursupraleiter	19
3.2.1	Auswirkungen in Abhängigkeit der Ionendosis	19
3.2.2	Auswirkungen in Abhängigkeit der Ionenmasse	23
3.2.3	Auswirkungen in Abhängigkeit der Ionenenergie	26
3.3	Niederenergetische Bestrahlung von YBCO mit He^+ -Ionen	30
4	PPC-Effekt	35
4.1	Einleitung	35
4.2	Zeitabhängigkeit des PPC-Effektes	39
4.3	Temperaturabhängigkeit des PPC-Effektes	40
4.4	Abhängigkeit des PPC-Effektes von der Sauerstoffkonzentration	43
4.5	Modelle	46
4.5.1	Das Charge Transfer Modell	46
4.5.2	Das Oxygen Ordering Modell	47

4.5.3	Das Oxygen Vacancy Capture Modell	48
4.5.4	Mögliches Zusammenwirken der Modelle	49
4.6	Existiert der PPC-Effekt auch in ionenbestrahltem YBCO? . .	50
5	Versuchsaufbau	54
5.1	Überblick	54
5.2	Die Messapparatur	54
5.2.1	Verwendete Geräte	54
5.2.2	Der Closed-Cycle Refrigerator	55
5.2.3	Der Temperature-Controller	57
5.2.4	Der Laser	57
5.2.5	Die Messprogramme	58
5.3	Der Versuchsaufbau	61
5.4	Die Versuchsdurchführung	61
5.4.1	Messung der Widerstandskennlinie	62
5.4.2	Photodotierung der Probe	63
6	Proben	64
6.1	Die Probenherstellung	64
6.2	Die Probengeometrie	65
6.3	Probencharakteristika	66
7	Messergebnisse	69
7.1	Auswirkungen der Photodotierung	69
7.1.1	Probe A	69
7.1.2	Probe B	73
7.1.3	Probe C	77
7.1.4	Probe D	79
7.2	Langzeitrelaxation von T_c nach Ionenbestrahlung	82
7.2.1	Probe A	82
7.2.2	Probe B	82
7.2.3	Probe C	83
7.2.4	Probe D	83
8	Auswertung und Diskussion	86
8.1	Zusammenfassung der Messergebnisse	86
8.1.1	Photodotierungen der Proben	86
8.1.2	Langzeitrelaxation von T_c nach Ionenbestrahlung . . .	87
8.2	Widerlegung des PPC-Effektes in ionenbestrahltem YBCO . .	88
8.2.1	PPC-Effekt in sauerstoffreduziertem YBCO	88

8.2.2	Photoinduzierte Effekte in ionenbestrahltem YBCO	89
8.2.3	Mögliche Ursachen	93
8.3	Langzeitrelaxation nach der Ionenbestrahlung	94
8.3.1	Relaxation des Widerstandes	94
8.3.2	Relaxation des T_c	108
8.3.3	Diskussion der Langzeitrelaxation	112
9	Zusammenfassung	114
	Literaturverzeichnis	115
	Danksagung	122
	Lebenslauf	123

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Supraleitung

Die Frage nach dem Verhalten des elektrischen Widerstandes in der Nähe des Absoluten Nullpunktes war bis Anfang des 20. Jahrhunderts unbeantwortet. Folgende 3 Theorien wurden zur Beschreibung dieses Verhaltens ins Feld geführt [1]:

1. Der elektrische Widerstand sinkt mit abnehmender Temperatur stetig gegen 0 (siehe Abbildung 1.1, Kurve 1).
2. Er strebt einem konstanten Grenzwert ungleich 0 zu (siehe Abbildung 1.1, Kurve 2).
3. Der elektrische Widerstand durchläuft mit sinkender Temperatur ein Minimum, steigt bei noch tieferen Temperaturen wieder an, um am absoluten Nullpunkt gegen unendlich zu divergieren (siehe Abbildung 1.1, Kurve 3).

Bis zum Jahre 1908 blieb diese Diskussion eine theoretische, denn erst als Kamerlingh-Onnes in jenem Jahr an der Universität Leiden die erstmalige Verflüssigung von Helium gelang [2], wurden Temperaturen bis zu 4 K experimentell zugänglich. Als Kamerlingh-Onnes 1911 das Verhalten des elektrischen Widerstandes von Quecksilber bei derart tiefen Temperaturen untersuchte, entdeckte er ein völlig unerwartetes und für Jahrzehnte unerklärtes Phänomen, *die Supraleitung* [3]. Er beobachtete, dass der elektrische Widerstand von Quecksilber unterhalb einer kritischen Temperatur von $T_c = 4,2$ K abrupt verschwindet, bzw. unmessbar klein wird. Abbildung 1.2 illustriert dieses Verhalten.

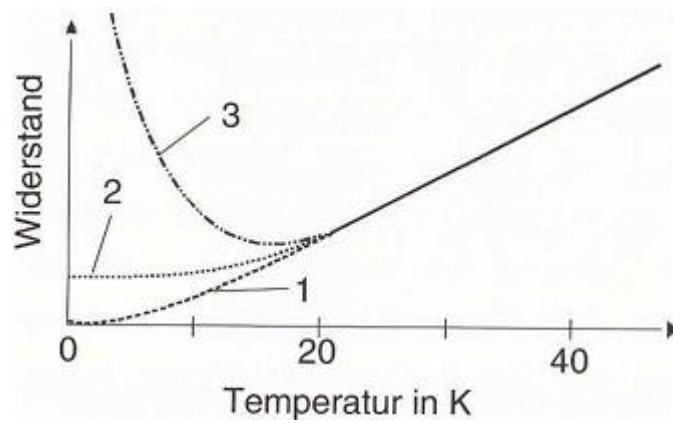


Abbildung 1.1: Die 3 diskutierten Möglichkeiten der Entwicklung des Widerstandes für Temperaturen gegen 0 K (aus [1]).

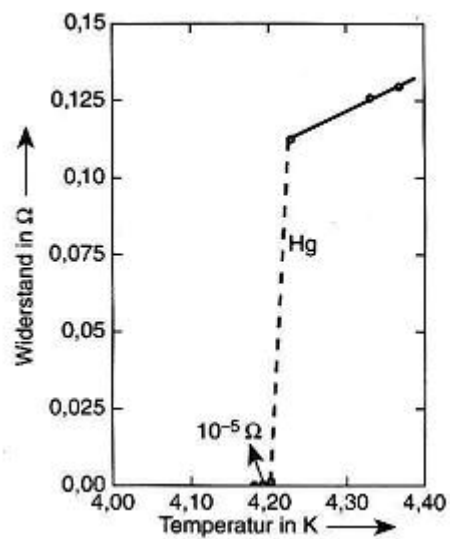


Abbildung 1.2: Der von Kammerlingh-Onnes entdeckte Widerstandsverlauf für Quecksilber bei Temperaturen gegen 0 K (aus [3]).

Die Tatsache, dass ein Metall unterhalb einer kritischen Temperatur T_c seinen elektrischen Widerstand schlagartig verliert, ist nicht das einzige Charakteristikum des supraleitenden Zustandes. Ebenso entscheidend ist, wie 1933 von W. Meissner und B. Ochsenfeld entdeckt wurde, dass ein supraleitendes Metall ein von außen angelegtes Magnetfeld völlig aus seinem Inneren verdrängt, sich also wie ein perfekter Diamagnet verhält [4]. Dieses Verhalten wurde zu Ehren der beiden Physiker *Meissner-Ochsenfeld Effekt* genannt. Es handelt sich nur dann um Supraleitung, wenn auch beide Kriterien erfüllt sind. Das Metall muss für $T < T_c$:

1. seinen elektrischen Widerstand verlieren
2. das Magnetfeld aus seinem Inneren verdrängen

1933 waren somit bereits die grundlegenden Eigenschaften der Supraleitung entdeckt, aber die erste Theorie welche diese Phänomene befriedigend erklären konnte, wurde erst 1935 von den Brüdern F. und H. London geliefert [5]. Aus dieser rein phänomenologischen Erklärung gingen die beiden Londonschen Gleichungen hervor, welche das Verhalten von elektrischen und magnetischen Strömen in Supraleitern beschreiben. 1950 entwickelten V.L. Ginzburg und L.D. Landau die nach ihnen benannte Ginzburg-Landau Theorie [6], welche, als Weiterentwicklung der Londontheorie, eine erste vollständige phänomenologische Erklärung der Supraleitung lieferte. 1955 waren es schließlich J. Bardeen, L.N. Cooper und J.R. Schrieffer, die die erste mikroskopische Theorie der Supraleitung entwickelten, die nach ihnen benannte BCS Theorie [7]. Ein Entscheidendes Postulat dieser Theorie ist, dass sich für $T < T_c$ zwei Elektronen mittels Gitterschwingungen zu einem sogenannten Cooper-Paar verbinden können. Ein solches Cooper-Paar besitzt einen Gesamt-Spin 0, ist somit ein Boson und unterliegt demnach nicht dem Pauli Verbot für Fermionen. Folglich besetzen alle Cooper-Paare den energetisch günstigsten Zustand, den Grundzustand, und können dadurch durch eine gemeinsame Wellenfunktion beschrieben werden. Diese Wellenfunktion kann bei Temperaturen unterhalb der Sprungtemperatur nicht mehr an Gitterstörstellen gestreut werden, weil dazu Cooper-Paare aufgebrochen werden müssten, was energetisch ungünstiger wäre.

1.2 Hochtemperatursupraleitung

Im Laufe der Jahre wurde eine Vielzahl von supraleitenden Elementen und Legierungen gefunden. Das Interesse an der Supraleitung sank aber, weil

Nb_3Ge mit 23,2 K die Rekordsprungtemperatur stellte, welche für eine erfolgreiche wirtschaftliche Nutzung deutlich zu gering war und auch noch immer ist. Wesentlich höhere T_c -Werte waren nach der BCS-Theorie auch nicht zu erwarten, denn bei höheren Temperaturen wäre die beschriebene Paarbindung nicht möglich.

Im Jahre 1986 änderte sich die Welt der Supraleitung schlagartig, denn Bednorz und Müller entdeckten in diesem Jahr, dass die Substanz $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ ein T_c von rund 30 K besitzt [8]. Nachdem im darauffolgenden Jahr 1987 von Bednorz, Takashige und Müller auch noch der Meissner-Ochsenfeld Effekt in dieser Verbindung nachgewiesen werden konnte [9], rückte die Supraleitung wieder zurück in das Schlaglicht der Forschung. Ein weiterer entscheidender Durchbruch war die Entdeckung der Sprungtemperatur beim System $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO), welche bis zu 90 K betragen konnte [10]. Entscheidend war diese Entdeckung deshalb, weil eine Temperatur von 90 K über dem Siedepunkt von Stickstoff (≈ 77 K) liegt, welcher zur Kühlung viel einfacher handzuhaben und vor allem wesentlich günstiger als flüssiges Helium ist. Somit gab es damals erstmals eine realistische Aussicht auf eine technische Anwendung der Supraleitung. Die Jagd nach höheren T_c war damit aber natürlich noch nicht beendet. Der bis heute gültige Rekordhalter ist das HgBaCaCuO -System, das unter Normaldruck ein T_c von 135 K, und unter sehr hohem Druck (bis zu 31 GPa) ein T_c von 160 K, aufweist [11, 12, 13].

Die Abbildung 1.3 verdeutlicht den rasanten Anstieg der Entdeckung neuer Rekordsprungtemperaturen Ende der 80er Jahre des letzten Jahrhunderts.

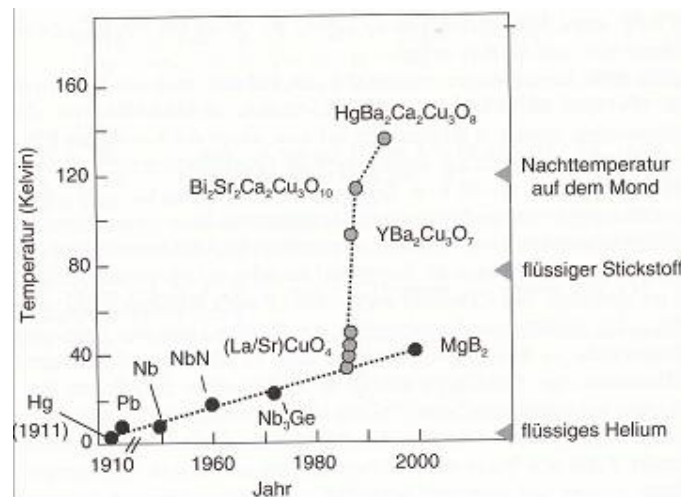


Abbildung 1.3: Historische Entwicklung der Rekordsprungtemperatur (aus [1]).

Kapitel 2

Eigenschaften von Hochtemperatursupraleitern

Hochtemperatursupraleiter unterscheiden sich in einigen wesentlichen Punkten von den „klassischen“ Supraleitern, welche durch die BCS-Theorie beschrieben werden können.

Zu allererst natürlich durch ihre bereits namensgebende Eigenschaft, die außergewöhnlich hohen Sprungtemperaturen. Diese waren völlig unerwartet, wie auch unerklärbar, denn die damals (wie auch noch heute im Gebiet der klassischen Supraleitung) führende Theorie, die BCS-Theorie, widersprach solch hohen kritischen Temperaturen wie etwa den 90 K bei YBCO. Denn mit derartigen Sprungtemperaturen wäre eine dermaßen hohe Elektron-Phonon-Wechselwirkung verknüpft, dass als deren Folge eine Verzerrung des Kristallgitters stattfinden müsste (Ein Phonon ist eine quantisierte Gitterschwingung). Dadurch würde natürlich schließlich auch der supraleitende Zustand zusammenbrechen. [14]

Ein weiteres Charakteristikum der Hochtemperatursupraleiter sind ihre, im Vergleich zu klassischen Supraleitern, extrem kurzen Kohärenzlängen ξ . So liegt die Ginzburg-Landau Kohärenzlänge beispielsweise nur zwischen 0,5 und 30 Angstrom [15], im Vergleich zu einigen tausend Angstrom bei klassischen Supraleitern.

Ein anderer wesentlicher Unterschied zwischen den beiden besprochenen Klassen von Supraleitern liegt in ihrer Isotropie. Klassische Supraleiter sind in sehr guter Näherung isotrop bezüglich ihrer physikalischen Eigenschaften [16], das bedeutet, dass insbesondere der Suprastrom in sämtliche Raumrichtungen gleich groß fließt. Anders bei Hochtemperatursupraleitern: Diese weisen keineswegs eine Isotropie auf, sie sind anisotrop bezüglich des supraleitenden Zustandes, was zur Folge hat, dass die Phänomene der Supraleitung in unterschiedlichen Richtungen unterschiedlich ausgeprägt sind, in manchen

sogar gänzlich fehlen [15]. Diese Eigenschaft lässt sich sehr anschaulich anhand der Kristallstruktur von YBCO erklären.

2.1 Die Kristallstruktur von YBCO

Da im Rahmen dieser Diplomarbeit YBCO Proben untersucht wurden, wird dessen Aufbau in diesem Abschnitt genauer beleuchtet.

Seit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung wurde eine Vielzahl verschiedener HTSL-Strukturen entdeckt [17, 18]. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ gehört zur Klasse der „1-2-3 Supraleiter“, deren Kristallstruktur sich anhand der Perowskit-Struktur beschreiben lässt. Die Kristallstruktur des Minerals Perowskit (BaTiO_3) ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Aufgebaut ist diese aus einem Würfel, an dessen Eckpunkten sich jeweils ein Titanatom befindet, wobei jedes Titanatom von einem Sauerstoffoktaeder umgeben wird. In der Mitte dieses Titanwürfels befindet sich schließlich ein Bariumatom.

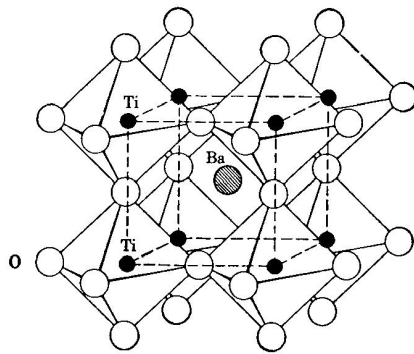


Abbildung 2.1: Die Perowskitstruktur (aus [19]).

In der Abbildung 2.2 ist die Kristallstruktur von YBCO dargestellt. Sie besteht im Wesentlichen aus 3 übereinander liegenden Perowskit Zellen. Nun sind hier jedoch die Titanatome der Perowskit Struktur durch Kupferatome ersetzt. Weiters befindet sich nur innerhalb der äußeren beiden Perowskit Würfel ein Bariumatom, im inneren Kubus jedoch ein Yttriumatom. Wären alle Gitterplätze besetzt, würde die Summenformel $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$ vorliegen. Jedoch sind in der Realität nicht alle 9 Sauerstoffgitterplätze besetzt, vielmehr bleiben 2 bis 3 Sauerstoffgitterplätze unbesetzt. Dadurch ergibt sich die für YBCO gewohnte Summenformel $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ mit $0 < x < 1$. Der Sauerstoffgehalt einer YBCO Probe hat entscheidenden Einfluss auf ihre elektrischen Eigenschaften, wie in Kapitel 2.2.4 erläutert werden wird.

Welche Sauerstoffplätze unbesetzt sind, ist keinesfalls zufällig, vielmehr folgt die Sauerstoffbesetzung einem bestimmten Schema. Wenn man, aus-

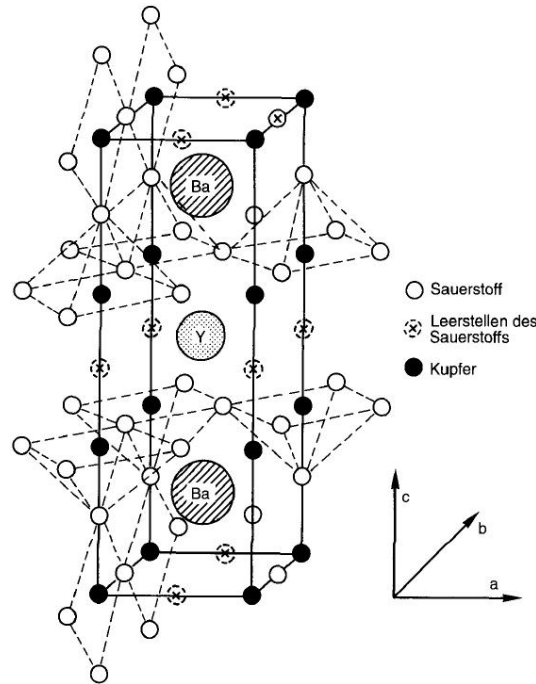


Abbildung 2.2: Die Elementarzelle von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ (aus [20]).

gehend von einem Sauerstoffgehalt von 6 Atomen pro Elementarzelle (vollständig reduziert), kontinuierlich Sauerstoffatome hinzufügt, bis man schließlich den maximalen Wert von 7 Atomen pro Elementarzelle (vollständig oxidiert) erreicht, besetzen die zusätzlichen Sauerstoffatome die Elementarzelle entlang der b -Achse zwischen den Eckkupferatomen. Hingegen bleiben die Sauerstoffplätze zwischen diesen Atomen entlang der a -Achse auch bei $x = 1$ unbesetzt. Selbes gilt auch für die Sauerstoffplätze um das Yttriumatom (in der a - b Ebene), die die Sauerstoffoktaeder vervollständigen würden, welche auch bei $x = 1$ eine Sauerstoffleerstelle bilden.

Durch diese Sauerstofffehlstellen ergibt sich nun ein für YBCO, wie für alle Hochtemperatursupraleiter, entscheidendes Faktum. Es liegen dadurch 2 unterschiedliche CuO-Anordnungen vor. Einerseits bilden 4 Sauerstoffatome, die sich zwischen 2 Bariumatomen befinden, rautenförmige Flächen, wodurch sich entlang der b -Achse CuO-Ketten ergeben. Andererseits bilden die Sauerstoffatome zwischen einem Yttriumatom und einem Bariumatom jeweils eine Pyramide um ein Kupferatom aus, wodurch sich CuO₂-Ebenen in a - b -Richtung ausbilden. Die beiden sich dabei bildenden Ebenen liegen sich in der Elementarzelle gegenüber, getrennt durch das Yttriumatom. YBCO ist also aufgebaut aus eindimensionalen CuO-Ketten und zweidimensionalen CuO₂-Ebenen, wobei sich diese beiden Strukturen jeweils periodisch

abwechseln, wodurch eine schichtartige Struktur entsteht. Genau dieser Aufbau ermöglicht erst die Hochtemperatursupraleitung, wie in Kapitel 2.2.4 erläutert werden wird.

Welchen Einfluss hat nun der Sauerstoffgehalt auf die Kristallstruktur? Abbildung 2.3 gibt eine Antwort auf diese Frage. In dieser Abbildung sind die Kristallstrukturen in beiden Extremfälle, also $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, dargestellt. Offensichtlich hat der Sauerstoffgehalt keinen Einfluss auf Sauerstoffpyramiden, denn sie sind in beiden Extremfällen ($x=0$ und $x=1$) voll ausgebildet. Somit hat der Sauerstoffgehalt aber auch keinen Einfluss auf die CuO_2 -Ebenen. Beeinflusst wird hingegen die Rautenstruktur zwischen den Bariumatomen. Bei $x=0$ liegen überhaupt keine Rauten, sondern nur CuO -Stäbe vor. Je mehr Sauerstoffatome sich anlagern, desto länger werden die CuO -Rauten und somit die CuO -Ketten, bis diese schließlich bei $x=1$ vollständig ausgebildet sind.

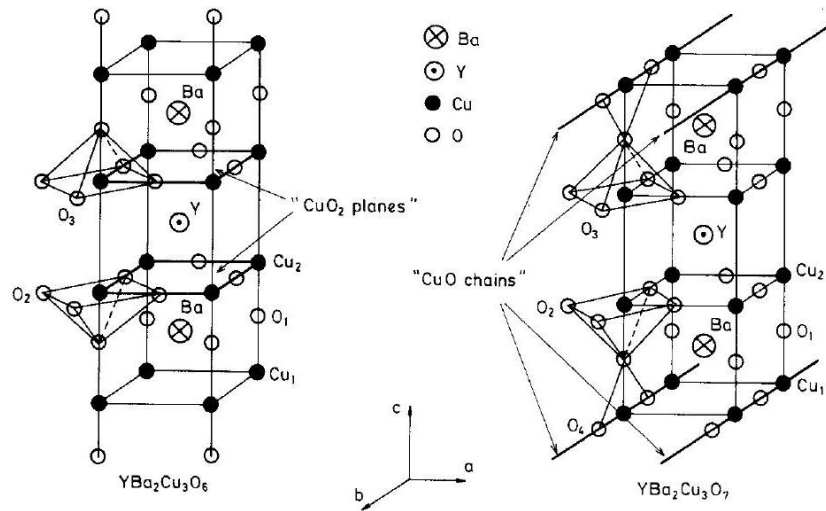


Abbildung 2.3: Einheitszelle von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ im vollständig reduzierten ($x = 0$) und vollständig oxidierten Zustand ($x = 1$) (aus [21]).

Der Sauerstoffgehalt beeinflusst aber nicht nur die CuO -Kettenlänge, sondern in weiterer Folge auch die Abmessungen der Elementarzelle selbst. Im völlig reduzierten Fall, also bei $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, besitzen die a - und b -Achsen die identische Länge und die c -Achse ist im Vergleich dazu um den Faktor 3 länger, wodurch YBCO in diesem Fall *tetragonal* ist. Im völlig oxidierten Fall, also bei $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, unterscheiden sich die Längen der a - und b -Achsen. Dies ist relativ anschaulich durch die Bildung der CuO -Ketten zu verstehen. YBCO besitzt somit im völlig oxidierten Zustand eine *orthorombische* Struktur. Weiters wird auch die Länge der c -Achse derart vom Sauerstoffgehalt beein-

flusst, dass diese mit steigender Sauerstoffkonzentration schrumpft. Dies ist natürlich mit einer Kontraktion der Elementarzelle mit steigendem Sauerstoffgehalt gleichbedeutend. Die Abhängigkeit der Achsenparameter von der Sauerstoffkonzentration ist in Abbildung 2.4 illustriert.

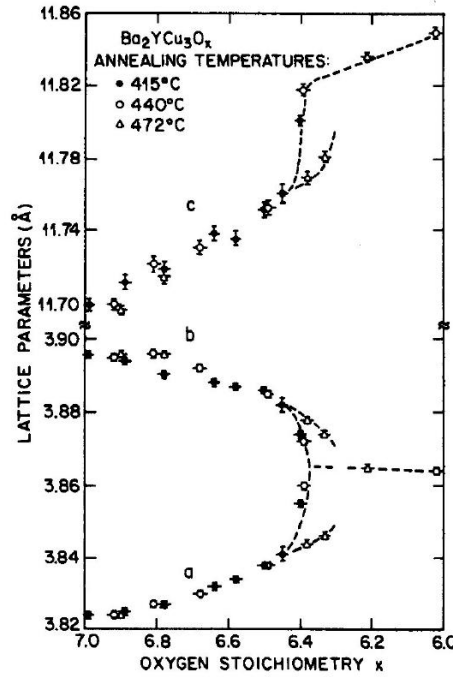


Abbildung 2.4: Gitterparameter von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ als Funktion des Sauerstoffgehaltes (aus [22]).

Zusammenfassend sind also die Verbindungen zwischen den Sauerstoffatomen und den Kupferatomen von entscheidender Bedeutung für das YBCO. Dies wird verdeutlicht durch die Tatsache, dass die anderen beiden an der Verbindung beteiligten Atome, also Yttrium und Barium, durch andere Atome ersetzt werden können, ohne wesentliche Verluste der supraleitenden Eigenschaften in Kauf zu nehmen. Yttrium zum Beispiel lässt sich durch jedes andere Selten-Erde Element, mit Ausnahme des Praseodym, ersetzen [23]. Barium lässt sich ohne größere Auswirkungen auf das T_c durch Strontium ersetzen [24].

2.2 Elektrische Eigenschaften

Verständlicherweise wurden den elektrischen Eigenschaften eines Supraleiters seit der Entdeckung dieses Phänomens durch Kammerlingh-Onnes besonde-

re Aufmerksamkeit geschenkt. Die Widerstandskennlinie eines Supraleiters lässt sich durch Auftragen des elektrischen Widerstandes gegen die Temperatur bestimmen, wie es beispielsweise in Abbildung 2.5 durchgeführt wurde. Anschaulicherweise lässt sich diese Kennlinie in 3 Bereiche einteilen.

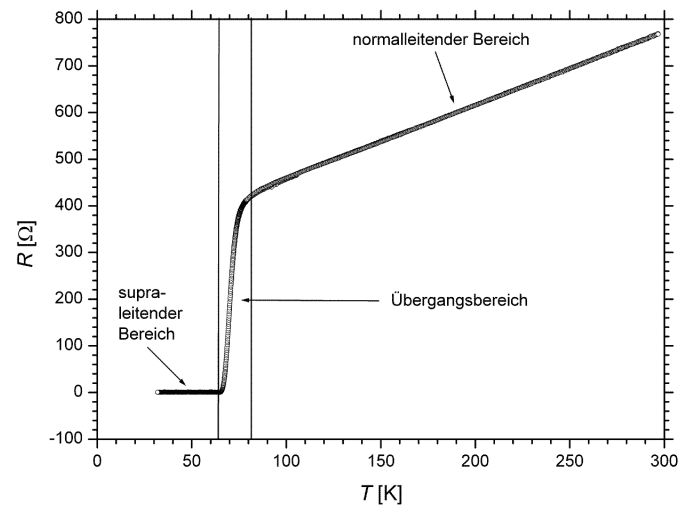


Abbildung 2.5: Widerstandskennlinie eines Supraleiters. Einteilung in normalleitenden- Übergangs- und supraleitenden Bereich.

- Normalleitender Bereich
- Übergangsbereich
- Supraleitender Bereich

Im **normalleitenden Bereich** verhält sich der Widerstand der Probe klassisch metallisch, der Widerstand nimmt mit sinkenden Temperatur (nahezu) linear ab. Im **Übergangsbereich** um T_c findet der dramatische Rückgang des elektrischen Widerstandes statt. Im **supraleitenden Bereich** liegt der Widerstand unabhängig von der Temperatur konstant unterhalb jeglicher Messgenauigkeit.

2.2.1 Normalleitender Bereich

Wie bereits diskutiert sind Hochtemperatursupraleiter anisotrop, was auch Auswirkungen auf die elektrischen Eigenschaften hat. In den a-b-Richtungen stellt sich eine lineare Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur ein. Bei genauerer Betrachtung dieser beiden Richtungen zeigt sich, dass nur

in a-Richtung (normal auf die CuO-Ketten und parallel zu CuO₂-Ebenen, siehe Abbildung 2.2) eine exakte Linearität vorliegt, hingegen tritt in b-Richtung (parallel zu den CuO-Ketten) eine zusätzliche Leitfähigkeit auf, welche mit steigender Temperatur abnimmt. Der elektrische Widerstand in c-Richtung („out of plane-Widerstand“) ist wesentlich größer als in der a-b-Ebene („in plane-Widerstand“), wobei die Ursache dafür in der Schichtstruktur der meisten HTSL liegt. Diese schichtartige Struktur ist schematisch in Abbildung 2.6 zu erkennen.

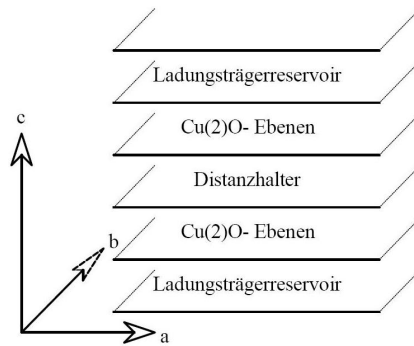


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der schichtartigen Struktur von YBCO. Die Abbildung entspricht einer Einheitszelle (aus [25]).

2.2.2 Übergangsbereich

Auch in diesem Bereich treten einige deutliche Unterschiede zu klassischen Supraleitern auf. Der offensichtlichste Unterschied ist, dass der Abfall des elektrischen Widerstandes bei HTSL bei weitem nicht so steil ist wie bei klassischen Supraleitern (SL) (siehe Abbildung 2.5). Anders ausgedrückt ist der Übergangsbereich bei HTSL wesentlich breiter als bei SL. Ein weiterer Unterschied ist die Tatsache, dass sich bei SL im Magnetfeld der Übergangsbereich bei steigenden magnetischen Feldern zwar zu niedrigeren Temperaturen verschiebt, sich die Form der Kennlinie dabei aber nicht ändert, sie lediglich parallel verschoben wird. Im Gegensatz zu HTSL in Magnetfeldern, bei welchen die Kennlinie im Übergangsbereich mit steigendem magnetischen Feld weiter abflacht (eine Übersicht zu diesem Effekt liefert [26]).

Verantwortlich für diese Verbreiterung des Übergangsbereiches bei HTSL sind in erster Linie thermodynamische Schwankungen. Bekanntermaßen ist die Temperatur eines Körpers durch die kinetische Energie seiner Atome bestimmt. So ergibt sich eben auch die mittlere Temperatur eines HTSL aus der mittleren kinetischen Energie seiner Moleküle. Nun haben aber die Moleküle einzelner Gebiete der Probe zwangsläufig eine geringfügig höhere und

andere eine geringfügig niedrigere kinetische Energie als das Mittel der kinetischen Energie, und somit hat die Probe in dem Bereich eine vom Mittel abweichende Temperatur. Dies hat zur Folge, dass eine Probe, deren Temperatur sich im Mittel oberhalb von T_c befindet, in einzelnen Bereichen schon eine Temperatur unterhalb der Sprungtemperatur hat. In diesen Regionen, in denen $T < T_c$ gilt, kondensieren Cooper-Paare, es baut sich der supraleitende Zustand auf. Obwohl diese Gebiete nur durch thermodynamische (statistische) Schwankungen entstehen und innerhalb kürzester Zeit wieder vernichtet werden können, reichen sie aus, um die Leitfähigkeit der gesamten Probe entscheidend zu beeinflussen, da der Strom den Weg des geringsten Widerstandes nimmt. Dieser Beitrag zur gesamten Leitfähigkeit einer Probe wird „*Paraleitfähigkeit*“ genannt.

Thermodynamische Fluktuationen existieren völlig analog auch in klassischen Supraleitern, sind dort aber wesentlich schwieriger zu beobachten. Grund dafür ist die, im Vergleich zu HTSL, entscheidend größere Kohärenzlänge, da diese supraleitenden Gebiete mindestens Ausdehnungen in der Größenordnung der Kohärenzlänge haben müssen, um einen Einfluss auf die Leitfähigkeit zu haben. Dennoch gelang es bereits Ende der sechziger Jahre des vergangenen Jahrhunderts einigen Forschungsgruppen, diese Fluktuationen zu beobachten [27, 28, 29, 30].

2.2.3 Supraleitender Bereich

Dieser Bereich liegt vor, wenn die beiden (definierenden) grundlegenden Eigenschaften des supraleitenden Zustandes auftreten. (Verlust des elektrischen Widerstandes und auftreten des Meißner-Ochsenfeld-Effektes). An dieser Stelle sei erwähnt, dass es neben der kritischen Temperatur noch 2 andere wichtige, die Supraleitung beschränkende, Größen gibt. Zum einen der durch die Probe fließende Strom und zum anderen ein von außen an die Probe angelegtes Magnetfeld. Beide Größen zerstören ab einem kritischen Wert die Supraleitung. I_c entspricht der *kritischen Stromstärke*, B_c dem *kritischen Magnetfeld*.

2.2.4 Elektrische Eigenschaften von YBCO

Wie bereits erläutert, sind die chemischen Verbindungen zwischen den Kupferatomen und den Sauerstoffatomen entscheidend für das elektrische Verhalten von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Ein Kupferatom kann, abhängig von der Verbindung, 1, 2 oder 3 Elektronen zur Bindung zur Verfügung stellen und weist dementsprechend eine Oxidationszahl von +1, +2 oder +3 auf. Ein Sauerstoffatom besitzt 6 Valenzelektronen, somit benötigt es noch 2 weitere Elektronen, um

die Valenzschale vollständig mit 8 Elektronen zu besetzen. Diese 2 Elektronen versucht das Sauerstoffatom sich durch chemische Bindungen anzueignen und weist danach eine Oxidationszahl von -2 auf. Im Falle von CuO_2 gibt je ein Kupferatom sein Valenzelektron an das Sauerstoffatom ab, wodurch sowohl das Sauerstoffatom als auch das Kupferatom vollständig besetzte äußerste Schalen besitzen. Im Falle von CuO ist eine ionische Bindung nicht so offensichtlich, da das Kupferatom nicht ohne weiteres 2 seiner Elektronen an das Sauerstoffatom abtritt, weil es dadurch ein (e^-)-Loch in seiner äußersten Schale in Kauf nehmen muss.

Mit dem eben Gesagten lässt sich die elektronische Struktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ erklären. Wie bereits in Abschnitt 2.1 erläutert, existieren in diesem vollständig reduzierten Zustand nur CuO_2 -Ebenen und keine CuO -Ketten, da keine Sauerstoffatome zur Ausbildung dieser Ketten vorhanden sind. Durch Abzählen der Ladungen ergibt sich, dass die Kupferatome in den Ebenen die Oxidationszahl -2 besitzen. Hingegen weist das Kupferatom in den (wegen der dort fehlenden Sauerstoffatome) nicht vorhandenen Ketten aufgrund der Bindung mit dem sogenannten „apical“-Sauerstoffatom die Oxidationszahl +1 auf. Berücksichtigt man schließlich, dass Y die Oxidationszahl +3 und Ba die Oxidationszahl +2 aufweist, so ergibt sich, dass die Summe über alle Oxidationszahlen im vollständig reduzierten Zustand Null ist. Dies ist gleichbedeutend damit, dass keine Ladungsträger für den Stromtransport zur Verfügung stehen, darum ist $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ ein Isolator.

Um die elektronische Struktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ zu erklären, betrachtet man die im vollständig oxidierten Zustand komplett ausgebildeten CuO -Ketten. In diesen ist nun jedes Kupferatom zusätzlich zu einem „apical“-Sauerstoffatom mit einem weiteren Sauerstoffatom umgeben, dem es ebenfalls ein Elektron zur Bindung zur Verfügung stellt und somit insgesamt die Oxidationszahl +2 erreicht. Das Kettensauerstoffatom hat dadurch 7 Valenzelektronen, womit ihm immer noch eines zur vollständigen Schale fehlt. Dieses Elektron zieht es aus den CuO_2 -Ebenen ab, wodurch dort ein Loch zurückbleibt. Eine mögliche Erklärung der Hochtemperatursupraleitung ist nun, dass sich diese Löcher in den CuO_2 -Ebenen analog zu den Elektronen in klassischen Supraleitern zu Paaren verbinden und dadurch Strom widerstandslos leiten können.

In Abbildung 2.7 ist das elektrische Verhalten von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ als Funktion der Temperatur aufgetragen. Man erkennt, dass die Supraleitung dort eintritt, wo rund 6,4 Sauerstoffatome für die 3 Kupferatome zur Verfügung stehen. Durch vollständige Oxidation von YBCO erhält man schließlich vollständig ausgebildeten CuO -Ketten, wodurch $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ über ein T_c von ≈ 90 K verfügt.

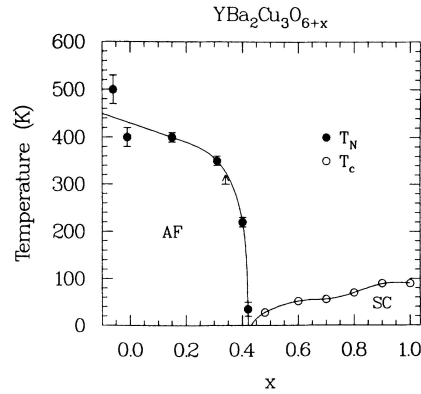


Abbildung 2.7: Phasendiagr. von YBCO als Funktion der Temperatur. Wo-
bei: x ... Sauerstoffgehalt, AF ... antiferromagnetisch, SC ... supraleitend. Mit
freundlicher Genehmigung von [31]. Copyright: American Physical Society.

Eine gute Übersicht über die Abhängigkeit der Sprungtemperatur einer
metallischen YBCO Probe von der Sauerstoffkonzentration zeigt Abbildung
2.8, in der die Widerstandskennlinien von YBCO Proben mit dem ange-
gebenen Sauerstoffgehalt gegenübergestellt sind. Man erkennt deutlich den
Anstieg von T_c sowie das Absinken des Widerstandes im normalleitenden
Bereich mit steigender Sauerstoffkonzentration.

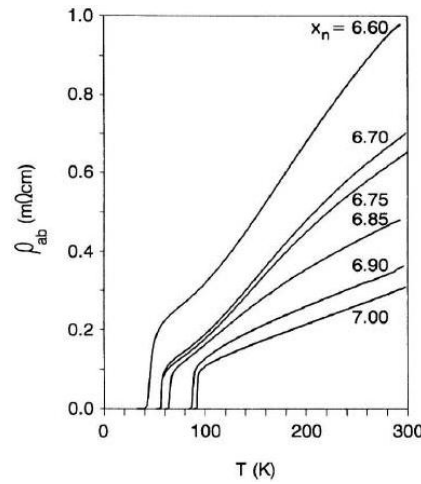


Abbildung 2.8: Elektrischer Widerstand ρ_{ab} von YBCO Proben mit unter-
schiedlicher Sauerstoffkonzentration x_n als Funktion der Temperatur (aus
[32]).

Kapitel 3

Ionenbestrahlte Hochtemperatursupraleiter

3.1 Einleitung

Die Bestrahlung eines HTSL mit Ionen kann eine Vielzahl von Effekten auslösen. Abhängig von verschiedenen Eigenschaften der Ionen, die im folgenden kurz erläutert werden, reicht die Auswirkung der Ionenbestrahlung von einfachen Versetzungen von Atomen des HTSL von ihrem Gitterplatz bis zur völligen Zerstörung des Gitters.

Das erste bedeutende Kriterium ist die Energie, die die bestrahlenden Ionen aufweisen. Man unterscheidet die niederenergetische Ionenbestrahlung [33], mit Ionenenergien im Bereich von 5 bis 10 eV bis einige keV, und die hochenergetische Ionenbestrahlung mit höheren Energien als einige keV. Physikalischer Grund für diese Unterscheidung ist, dass ab Ionenenergien der Größenordnung einiger keV Phänomene wie Kollisionsvermischung, Defektproduktion oder Sputtern im Inneren des Festkörpers auftreten [34]. Durch hochenergetische Ionenbestrahlung entstehen Cluster von Fehlstellen, wodurch im Extremfall die gesamte Kristallstruktur entlang der Ionenbahn zerstört werden kann. Die untere Grenze der niederenergetischen Ionenbestrahlung rührt daher, dass erst ab etwa 5 eV eine Versetzung eines Atoms aus seinem Gitterplatz möglich ist.

Die zweite, für die Auswirkungen der Ionenbestrahlung entscheidende Eigenschaft ist die Masse der Ionen. Hier unterscheidet man ganz allgemein zwischen leichten Ionen (He^+ , Ne^+ , N^+ , O^+ , ...) und schweren Ionen (Ar^+ , Kr^+ , Xe^+ , ...). Entscheidend sind die Unterschiede der Masse der Ionen für das Abbremsen der Ionen beim Durchdringen des Festkörpers. Bei den leichten Ionen geschieht dies durch Bremswirkung der Elektronen in den

äußeren Elektronenschalen des bestrahlten Festkörpers. Hingegen geben die schweren Ionen ihre Energie hauptsächlich an die Atomkerne des bestrahlten Festkörpers ab. Dementsprechend sind folgende beiden Faktoren für den Widerstand, den das Ion beim Durchdringen der Probe erfährt (auch als *Stopping Power* bezeichnet), ausschlaggebend:

- Der Energieverlust S_n der Ionen an den Kern erfolgt über elastische Schwingungen zwischen Ion und Target.
- Der Energieverlust S_e der Ionen an die Elektronen des Targetmaterials erfolgt über Ionisation bzw. elektrischer Anregung der Targetatome.

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendeten Proben wurden mit leichten He-Kernen mit einer Energie von 75 keV bestrahlt. Die Ionendosen betrugen $0,5 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ bzw. $1,25 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$.

3.2 Auswirkung von Ionenbestrahlungen auf Hochtemperatursupraleiter

Bereits kurz nach der Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung durch Bednorz und Müller wurde damit begonnen, die Auswirkungen von Ionenbestrahlung auf diese neuen Materialien zu untersuchen. Dabei wurden rasch die für die elektrischen Eigenschaften der HTSL bedeutendsten beiden Folgen der Ionenbestrahlung entdeckt. Im Allgemeinen sinkt die Sprungtemperatur T_c und der spezifische Widerstand ρ steigt [35], jeweils, wie bereits erwähnt, (unter anderem) in Abhängigkeit von der Ionenenergie und der Ionenmasse. Unerwähnt blieb bis jetzt, dass der durch die Ionenbestrahlung im Kristallgitter erzeugte Schaden auch von der Ionendosis abhängig ist.

Im Folgenden werden kurz die Folgen der Ionenbestrahlung in Abhängigkeit der 3 erwähnten Parameter der Ionen (Dosis, Masse, Energie) skizziert. Daran anschließend wird die im Rahmen dieser Diplomarbeit untersuchte Ionenbestrahlung näher untersucht, die sich durch besonders niedrige, konstante Ionenenergien konstanter Masse (He^+) auszeichnet.

3.2.1 Auswirkungen in Abhängigkeit der Ionendosis

Untersucht wurde die Ionendosis als Faktor bei der Ionenbestrahlung von Roas im Jahre 1989 [35]. Die Erkenntnisse dieser Arbeit lassen sich sehr schön anhand von Abbildung 3.1 diskutieren. Weitere Arbeiten, in denen diese Abhängigkeit untersucht wurde, sind zum Beispiel [36] und [37].

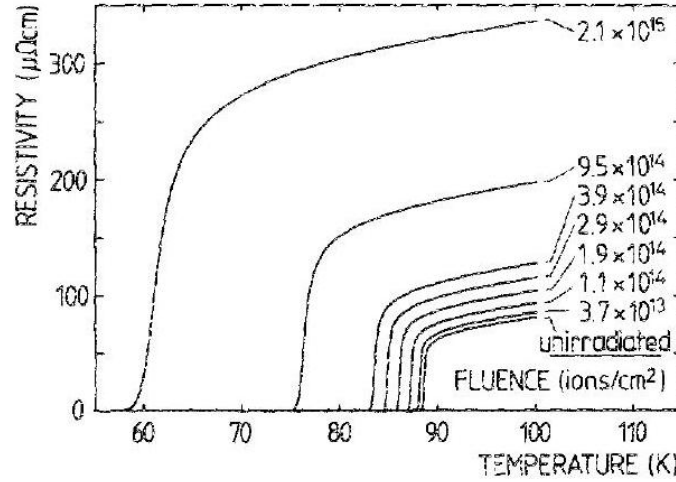


Abbildung 3.1: Temperaturabhängigkeit des Widerstandes einer 200-300 nm dicken YBCO Probe, für verschiedene Ionendosen bei einer Bestrahlung mit 25 MeV O^+ -Ionen. Mit freundlicher Genehmigung von [35]. Copyright: American Institute of Physics.

Untersucht wurde in [35] eine $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ Probe, deren Anfangskennlinie in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Weiters sind in Abbildung 3.1 die Widerstandskennlinien nach der Bestrahlung mit hochenergetischen Sauerstoffkernen mit den angegebenen Ionendosen eingezeichnet. Man sieht, dass die Kennlinie bereits bei einer Ionendosis von $3,7 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ im Vergleich zur Anfangskennlinie derart verschoben wurde, dass T_c gesunken und der Widerstand der Probe gestiegen ist. Analog bei den Kurven, die nach der Ionenbestrahlung mit höheren Ionendosen gemessen wurden. Eine höhere Ionendosis hat ein stärkeres Absinken von T_c und eine größere Erhöhung des Widerstandes zur Folge. Auffallend ist, dass die Steigung der Kennlinie im linearen Bereich der Kennlinie bei allen Messungen nahezu unverändert blieb, die Kurve also größtenteils nur verschoben, aber nicht verformt wurde. Dieser Umstand wird in Abschnitt 3.3 näher erläutert werden. Weiters wurden von Roas et al. die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c von der Ionendosis untersucht. Die Erkenntnisse aus diesen Untersuchungen werden in Abbildung 3.2 dargestellt.

In Abbildung 3.2 wurden die j_c für verschiedene Ionendosen für $B = 0 \text{ T}$ und $B = 3 \text{ T}$ eingetragen. Für $B = 0 \text{ T}$ sieht man nun deutlich wie j_c bei Ionendosen ab $\approx 1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ rapide abnimmt. Für Ionendosen kleiner als $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ bleibt j_c hingegen nahezu konstant. Für Magnetfelder ab etwa 1 T (wie in der Abbildung 3.2 mit $B = 3 \text{ T}$) kommt es zu einem Zwischenmaximum für nicht allzuhohe Ionendosen. Der Grund für dieses Phäno-

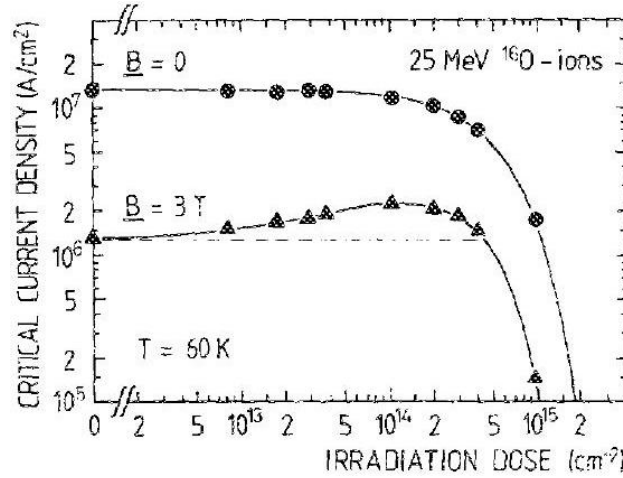


Abbildung 3.2: Die kritische Stromdichte j_c einer 200-300 nm dicken YBCO Probe, für verschiedene Ionendosen bei einer Bestrahlung mit 25 MeV $^{16}\text{O}^+$ -Ionen. Mit freundlicher Genehmigung von [35]. Copyright: American Institute of Physics.

men liegt in den durch die Ionenbestrahlung erzeugten Defekte, welche als Pinning-Zentren wirken.

Nach der Bestrahlung der Probe mit der höchsten Ionendosis, welche in Abbildung 3.1 eingezeichnet ist ($2,1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$), beschreibt der Widerstand der Probe einen metallischen Verlauf. Dies ändert sich bei noch höheren Ionendosen, wie bereits in [35] erläutert wurde. Ab einer bestimmten Ionendosis findet ein erzwungener Metall - Halbleiter Übergang statt, oberhalb dessen die bestrahlte Probe eine Halbleiterkennlinie aufweist. Genauer auf dieses Phänomen eingegangen sind 1993 J.Z. Wu et al. [38]. Die Abbildung 3.3 entstammt dieser Arbeit.

In Abbildung 3.3 ist dieser Metall - Halbleiter Übergang zu sehen. Bei einer Ionendosis von $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ weist die Kennlinie halbleitendes Verhalten auf, wobei die Probe also innerhalb des gemessenen Temperaturbereichs nicht mehr supraleitend wird.

J.Z. Wu et al. entdeckten in ihrer Arbeit ein weiteres interessantes und für das Verständnis der Supraleitung in YBCO wichtiges Phänomen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein dünner YBCO Film mit 200 keV Protonen bestrahlt. In Abbildung 3.3 ist der spezifische Widerstand ρ_{ab} parallel zur ab-Ebene gegen die Temperatur aufgetragen. Der Widerstand nimmt mit steigender Bestrahlungsdosis zu, bis er schließlich, wie bereits diskutiert, halbleitend wird. Im Gegensatz zur Messung des Widerstandes der ab-Ebene zeigt die Messung der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes ρ_{ab} in c-Richtung

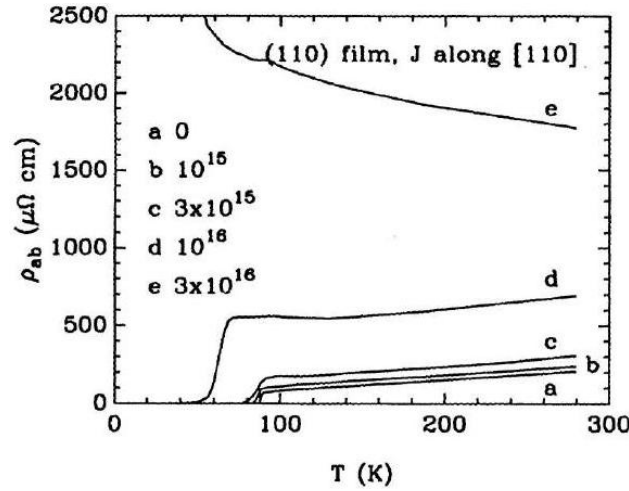


Abbildung 3.3: Temperaturabhängigkeit des Widerstandes entlang der ab-Ebene einer 190 nm dicken YBCO Probe nach einer Bestrahlung mit 200 keV H^+ -Ionen mit verschiedenen Ionendosen. Mit freundlicher Genehmigung von [38]. Copyright: American Physical Society.

ein völlig anderes Bild (siehe in Abbildung 3.4).

Unbestrahlt weist die YBCO Probe in c-Richtung ein halbleitendes Verhalten auf. Bei geringen Bestrahlungsdosen wird die Probe metallisch, um bei hohen Bestrahlungsdosen wieder halbleitend zu werden. J.Z. Wu et al. interpretierten dieses Phänomen als Konsequenz der anisotropen elektrischen Eigenschaften von YBCO. Entlang der ab-Ebene zeigt es metallisches Verhalten. Die Ionenbestrahlung erzeugt somit Defekte, welche die Leitfähigkeit der ab-Ebene verringern. Die Steigerung der Leitfähigkeit durch die Ionenbestrahlung entlang der c-Richtung ist ein Anzeichen eines deutlich unterschiedlichen Ladungstransportes in dieser Richtung. Theoretische Arbeiten [39, 40] haben gezeigt, dass die starke Korrelation in der ab-Ebene die Leitfähigkeit entlang der c-Richtung beeinträchtigt. Wenn nun der Widerstand in der ab-Ebene durch die Ionenbestrahlung vergrößert wird, sinkt als Konsequenz der Widerstand entlang der c-Richtung, mit den Graphen aus Abbildung 3.4 zur Folge.

Zusammenfassend lässt sich also allgemein festhalten:

- Die Auswirkungen der Ionenbestrahlung (T_c -Erniedrigung und Widerstandserhöhung) nehmen mit steigender Ionendosis zu.
- Bis die Probe schließlich ab einer probenabhängigen Grenzdosis ihre supraleitenden Eigenschaften verliert.

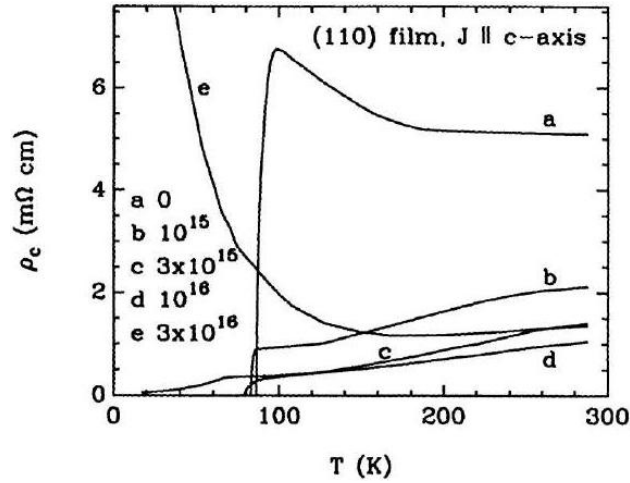


Abbildung 3.4: Temperaturabhängigkeit des Widerstandes entlang der c-Achse einer 190 nm dicken YBCO Probe nach einer Bestrahlung mit 200 keV H^+ -Ionen mit verschiedenen Ionendosen. Mit freundlicher Genehmigung von [38]. Copyright: American Physical Society.

3.2.2 Auswirkungen in Abhängigkeit der Ionenmasse

Erwartungsgemäß hat auch die Masse der bestrahlenden Ionen einen Einfluss auf den Schaden, der in der bestrahlten Probe auftritt. Wie bereits im Abschnitt 3.1 erläutert, unterscheiden sich leichte und schwere Ionen durch die Art und Weise wie sie ihre Energie beim Durchdringen der Probe abgeben. Experimentell konnte gezeigt werden, dass neben dem Energieverlust S_n der Ionen an den Kern auch der Energieverlust S_e durch Anregung der Elektronen des Targetmaterials entscheidend zum Bestrahlungsschaden in der Probe beiträgt [41].

Für Untersuchungen des von Ionen mit unterschiedlichen Massen in der Probe erzeugten Schadens wurde (unter anderem) das Computer Simulations Programm SRIM (*Stopping and Ranges of Ions in Matter*) verwendet [42]. In der zitierten Arbeit wurden 4 verschiedene Ionensorten (H, He, Ne, Pb) mit gleicher Ionenenergie (75 keV) und gleicher Ionendosis (100 Ionen) bezüglich ihres Einflusses auf eine 100 nm dicke $YBa_2Cu_3O_7$ Probe von SRIM analysiert. Visualisiert werden die Ergebnisse dieser Berechnungen in den Abbildungen 3.5 bis 3.8.

In Abbildung 3.5 sind die berechneten Wechselwirkungen der H^+ -Ionen mit der YBCO Probe dargestellt, wobei jeder helle Punkt in den Abbildungen für eine Versetzung eines O-Atoms und jeder dunkle Punkt eine Versetzung eines der schwereren Atome (Y, Ba, Cu) darstellt. Aus Abbildung 3.5

lässt sich erkennen, dass die Ionenbestrahlung mit H^+ -Ionen kaum Defekte in der Probe erzeugt. Großer Vorteil einer Bestrahlung mit H^+ -Ionen liegt in der äußerst geringen seitlichen Verbreiterung der Schadens erzeugung beim Durchflug der Ionen durch die Probe. Dies ist von entscheidender Bedeutung, um mittels Ionenbestrahlung eine gezielte Manipulation eines HTSL erzielen zu können.

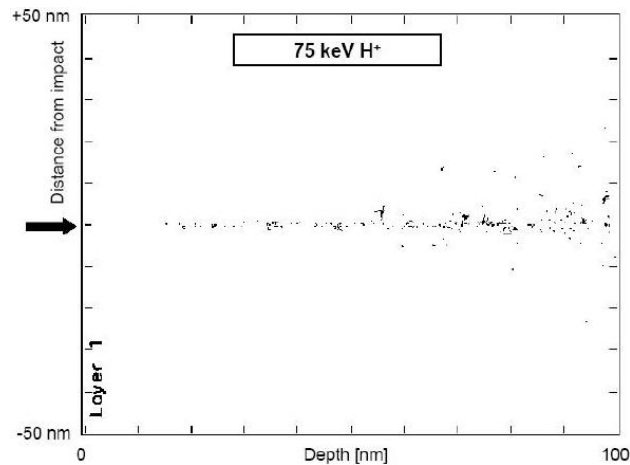


Abbildung 3.5: Kollisionskaskaden von 100 H^+ -Ionen und den Targetelementen in einer 100 nm dicken YBCO Probe, berechnet mit dem Programm SRIM. Hellgraue Punkte symbolisieren Kollisionen mit O-Atomen, dunkelgraue Kollisionen mit den schwereren Elementen (Y, Ba, Cu) (aus [42]).

Die Anzahl der erzeugten Versetzungen bei Bestrahlung mit He^+ -Ionen (siehe Abbildung 3.6) ist im Vergleich zu H^+ -Ionen wesentlich größer. Zusätzlich ist auch hier die seitliche Schadensverbreiterung relativ gering, sie beträgt am Probenende (100 nm) rund 10 nm.

Ein deutlich anderes Verhalten zeigt sich bei der Analyse der Auswirkungen der Ionenbestrahlung mit Ne^+ -Ionen in der Abbildung 3.7. Obwohl der Massenunterschied der Ne^+ -Ionen im Vergleich zu den H^+ und He^+ -Ionen nur relativ gering ist, ist die Zahl der erzeugten Defekte dramatisch höher. Zusätzlich werden nicht nur (wie bei der Bestrahlung mit H^+ - und He^+ -Ionen) O-Atome versetzt, sondern auch die schwereren Atome (Y, Ba, Cu). Diese hohe Anzahl an verschiedenartigen Versetzungen hat zwangsläufig eine Zerstörung des Kristallgitters und eine Verformung der Probe zur Folge.

Abschließend wurden noch schwere Pb^+ -Ionen hinsichtlich ihrer Schadens erzeugung untersucht, siehe Abbildung 3.8. In diesem Fall ist der Energieübertrag der Pb^+ -Ionen auf das Kristallgitter der YBCO Probe derart groß, dass die Eindringtiefe der Pb^+ -Ionen lediglich ≈ 30 nm beträgt. Sie

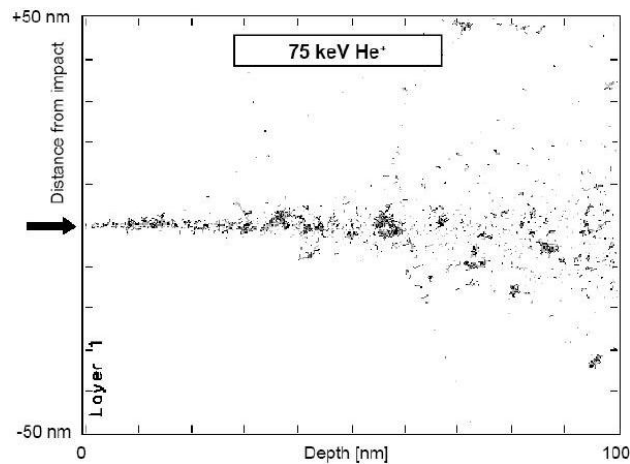


Abbildung 3.6: Kollisionskaskaden von 100 He^+ -Ionen und den Targetelementen in einer 100 nm dicken YBCO Probe. Berechnet mit dem Programm SRIM. Hellgraue Punkte symbolisieren Kollisionen mit O-Atomen, dunkelgraue Kollisionen mit den schwereren Elementen (Y,Ba,Cu). (Aus [42])

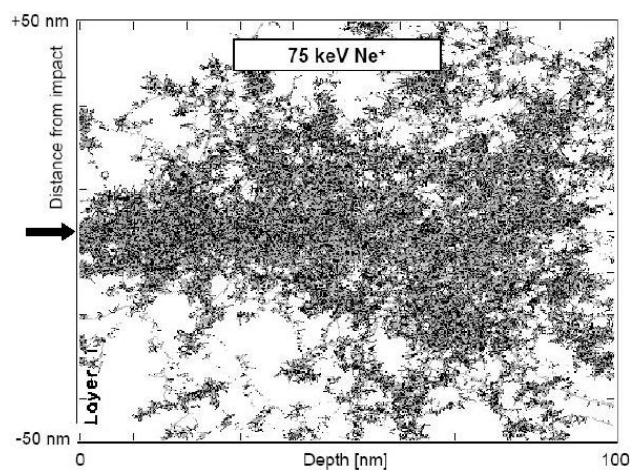


Abbildung 3.7: Kollisionskaskaden von 100 Ne^+ -Ionen und den Targetelementen in einer 100 nm dicken YBCO Probe, berechnet mit dem Programm SRIM. Hellgraue Punkte symbolisieren Kollisionen mit O-Atomen, dunkelgraue Kollisionen mit den schwereren Elementen (Y,Ba,Cu) (aus [42]).

werden also ins Kristallgitter eingebaut. Will man dennoch erreichen, dass die Pb^+ -Ionen die Probe durchdringen, benötigen sie eine wesentlich höhere Energie als die 75 keV. Bei solch hohen Energien werden aber wiederum zusätzliche Defekte der hochenergetischen Bestrahlung in der Probe verursacht (Kollisionsvermischung, Defektproduktion oder Sputtern).

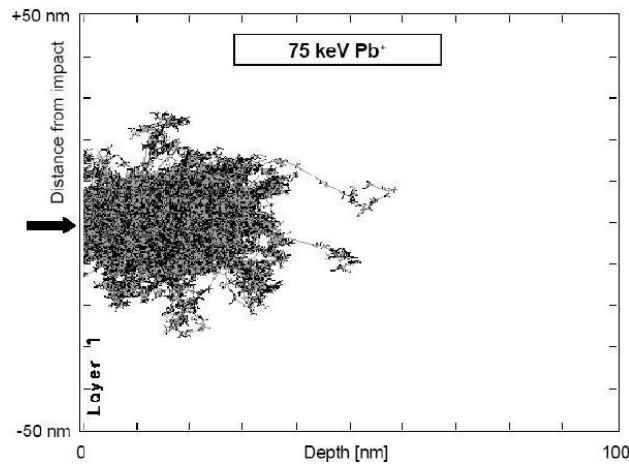


Abbildung 3.8: Kollisionskaskaden von 100 Pb^+ -Ionen und den Targetelementen in einer 100 nm dicken YBCO Probe, berechnet mit dem Programm SRIM. Hellgraue Punkte symbolisieren Kollisionen mit O-Atomen, dunkelgraue Kollisionen mit den schwereren Elementen (Y,Ba,Cu) (aus [42]).

Zusammenfassend lässt sich festhalten:

- Die Masse der bestrahlenden Ionen ist direkt proportional zu der Zahl der erzeugten Defekte.
- Der seitliche Schadensbereich der eindringenden Ionen verbreitert sich rapide mit steigender Ionenmasse, bis die Probe schließlich völlig amorph wird.
- Zusätzlich ist es schweren Ionen nicht möglich mit geringen Ionenenergien (75 keV bei Pb^+ -Ionen) weiter als etwa 30 nm in die Probe einzudringen.

3.2.3 Auswirkungen in Abhängigkeit der Ionenenergie

Eingangs des Kapitels (Abschnitt 3.1) wurde bereits die Einteilung der Ionenbestrahlung in niederenergetische und hochenergetische erläutert. Da im

experimentellen Teil dieser Diplomarbeit ausschließlich niederenergetisch ionenbestrahlte Proben verwendet wurden, wird in diesem Abschnitt auf hochenergetische Ionenbestrahlung eingegangen, um sich danach ganz auf die niederenergetische Ionenbestrahlung zu beschränken.

Die Anzahl und Art der von der Bestrahlung mit Xe^+ -Ionen erzeugten Defekte wird anhand von Simulationen des Computerprogramms SRIM erläutert [43]. In Abbildung 3.9 ist die berechnete Anzahl der erzeugten Leerstellen in einer 100 nm dicken YBCO Probe dargestellt, wobei jede einzelne Atomsorte (Y, Ba, Cu, O) eingetragen ist. Die erste, und bereits besprochene, wichtige Erkenntnis bei der Interpretation dieser Abbildung ist, dass die schwereren Atome der YBCO Verbindung unabhängig von der Ionenenergie (oder Ionenmasse) seltener aus ihrem Gitterplatz verschoben werden. Die zweite Erkenntnis ist, dass die Zahl der erzeugten Leerstellen für alle Atomsorten mit steigender Energie sinkt.

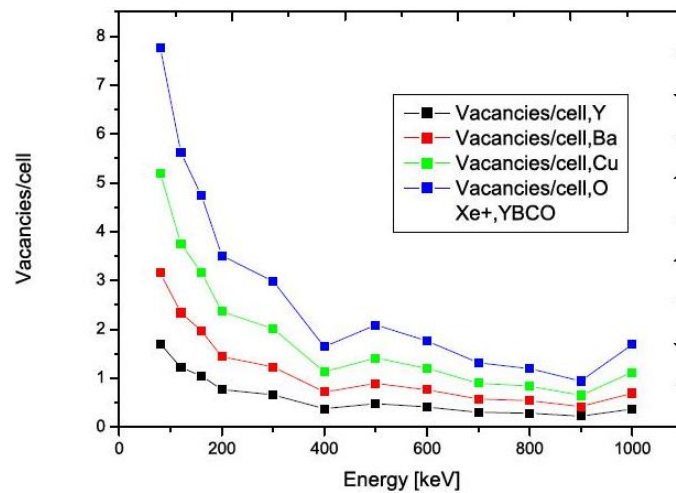


Abbildung 3.9: Durch die Bestrahlung mit Xe^+ -Ionen erzeugten Defekte pro Elementarzelle in einem 100 nm dicken YBCO Film in Abhängigkeit der Ionenenergie, bei einer Ionendosis von $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ (aus [43]).

In Abbildung 3.10 ist die Zahl der Xe^+ -Ionen, die bei der Bestrahlung die Probe vollständig durchdringen können, und die jener Ionen, die an der Probenoberfläche zurückgestreut werden, in Abhängigkeit der Ionenenergie dargestellt. Offensichtlich geht die Zahl der Xe^+ -Ionen, denen es nicht gelingt in die Probe einzudringen, ab Ionenenergien von rund 200 keV gegen 0. Andererseits wächst die Zahl der Xe^+ -Ionen, welche die YBCO Probe gänzlich durchdringen, mit steigender Ionenenergie an.

Um den Einfluss der Ionenenergie bei Ionenbestrahlungen mit leichteren Ionen auf die Zahl und Art der Defekte in einem HTSL zu untersuchen,

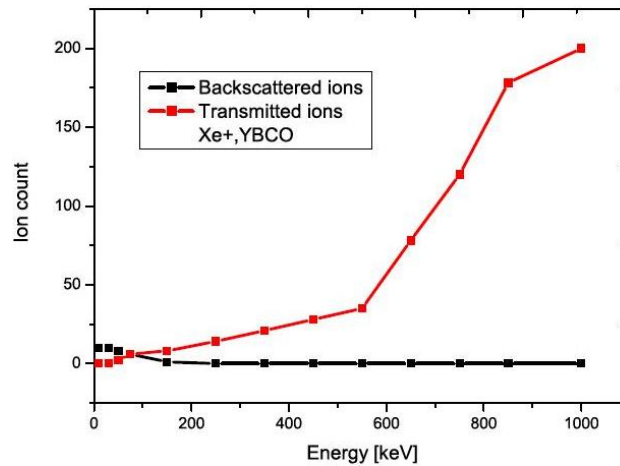


Abbildung 3.10: Ionenenergieabhängigkeit der verschiedenen Effekte, welche bei einer Bestrahlung einer 100 nm dicken YBCO Probe mit 1000 Xe^+ -Ionen auftreten (aus [43]).

wurden ebenfalls die selben beiden Abhängigkeiten für bestrahlende He^+ -Ionen errechnet [43]. Aus Abbildung 3.11 lässt sich erkennen, dass, analog zu den Xe^+ -Ionen, die Anzahl der erzeugten Leerstellen für jede Atomsorte mit steigender Ionenenergie absinkt. Auch Abbildung 3.12 verläuft fast analog zu der entsprechenden Abbildung für Xe^+ -Ionen. Lediglich ist die Energie, welche erforderlich ist, damit nahezu alle He^+ -Ionen die Probe durchdringen können, aufgrund der kleineren Masse der He^+ -Ionen, geringer.

Somit lässt sich zusammenfassend sagen:

- Abhängig von der Ionenmasse, ist eine gewisse Mindestionenenergie erforderlich, damit die bestrahlenden Ionen in die Probe eindringen können. Bei dieser Energie wird die maximale Anzahl an Defekten im Target erzeugt.
- Steigert man die Ionenenergie von diesem Wert aus weiter an, vergrößert sich erstens die Zahl der Ionen, die die Probe vollständig durchdringen, und zweitens verringert sich die Zahl der durch die Bestrahlung erzeugten Leerstellen in der Probe.

Zur hochenergetischen Ionenbestrahlung sei hier nur noch erwähnt, dass sie aktuell hauptsächlich dazu verwendet wird, um Josephson-Junctions herzustellen. Dabei handelt es sich um Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter Strukturen, wobei die Dicke der normalleitenden Schicht nicht größer als 1-2 nm sein darf [44].

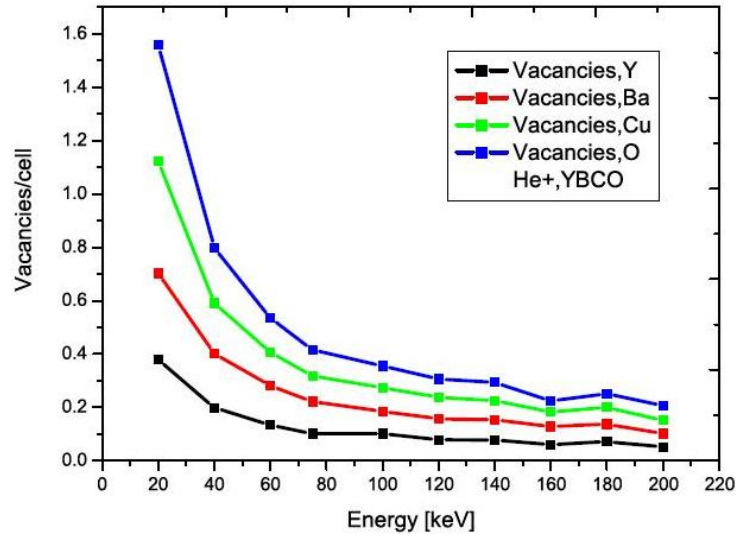


Abbildung 3.11: Durch die Bestrahlung mit He^+ -Ionen erzeugten Defekte pro Elementarzelle in einem 100 nm dicken YBCO Film in Abhängigkeit der Ionenenergie, bei einer Ionendosis von $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ (aus [43]).

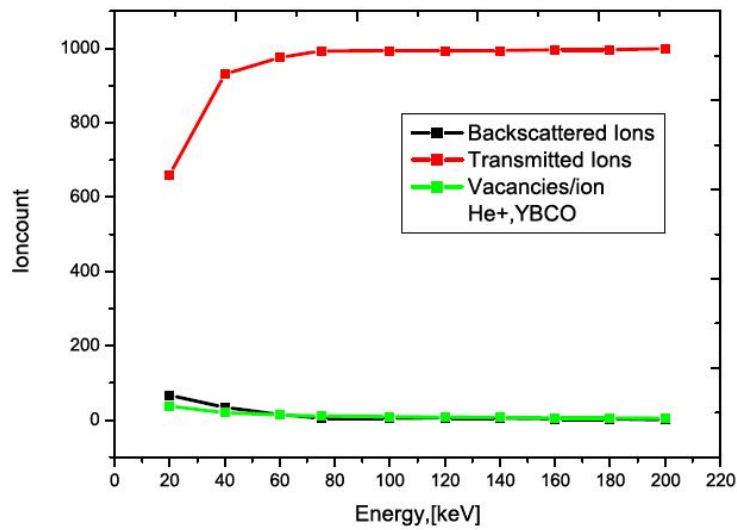


Abbildung 3.12: Ionenenergieabhängigkeit der verschiedenen Effekte, welche bei einer Bestrahlung einer 100 nm dicken YBCO Probe mit 1000 He^+ -Ionen auftreten (aus [43]).

3.3 Niederenergetische Bestrahlung von YBCO mit He^+ -Ionen

In diesem Abschnitt wird explizit auf die Bestrahlung von dünnen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Filmen mit niederenergetischen He^+ -Ionen eingegangen und es werden ihre Auswirkungen erläutert. Anschließend werden einige sich daraus ergebende Erkenntnisse über die Vorgänge bei der Ionenbestrahlung besprochen.

Experimente mit einer derartigen Bestrahlung haben gezeigt, dass sich die elektrischen Transporteigenschaften durch die Bestrahlung gezielt manipulieren lassen [45]. In der zitierten Arbeit wurden dünne YBCO Filme mit 75 keV He^+ -Ionen verschiedener Dosis bestrahlt und die Auswirkungen auf den longitudinalen elektrischen Widerstand ρ_{xx} untersucht. Die Ergebnisse dieser Bestrahlungen sind in Abbildung 3.13 dargestellt. Für geringere Ionendosen als $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ steigt ρ_{xx} nahezu linear mit der Ionendosis an. Die Sprungtemperatur T_c sinkt ebenso nahezu linear mit steigender Ionendosis. Bei einer Ionendosis von $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ findet der bereits erwähnte Metall-Halbleiter-Übergang statt. Für geringere Ionendosen als diese zeigt die Probe metallisches Verhalten, darüber halbleitendes, wobei keine Supraleitung mehr stattfindet. Für größere Ionendosen als $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ steigt der Widerstand im gesamten gemessenen Temperaturbereich proportional zur Ionendosis an.

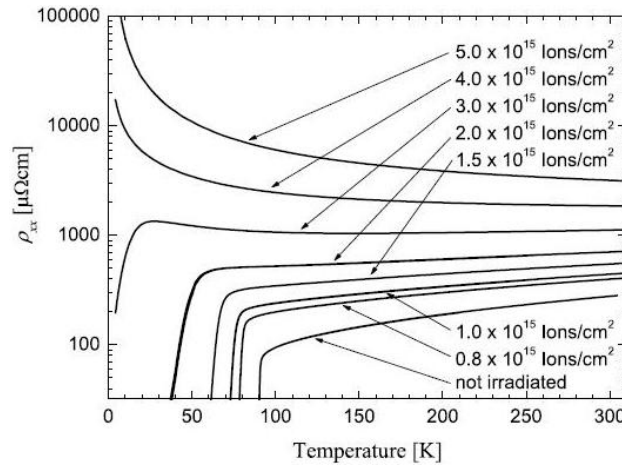


Abbildung 3.13: Temperaturabhängigkeit des longitudinalen Widerstandes ρ_{xx} einer YBCO Probe bei Bestrahlung mit 75 keV He^+ -Ionen verschiedener Ionendosis (aus [46]).

Nun lässt sich aus der Tatsache, dass der Widerstand nach der Bestrahlung bei Ionendosen kleiner als $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ linear von der Bestrahlungs-

dosis abhängt (gut zu sehen in Abbildung 3.14) und dass der supraleitende Übergang (nahezu) gleich scharf bleibt, eine für das Verständnis der Ionenbestrahlung wesentliche Erkenntnis gewinnen. Diese Phänomene deuten nämlich darauf hin, dass die Ionenbestrahlung die Anzahl der Ladungsträger nahezu nicht verändert, sondern dadurch lediglich die Anzahl der Defekte in der Probe erhöht wird [47].

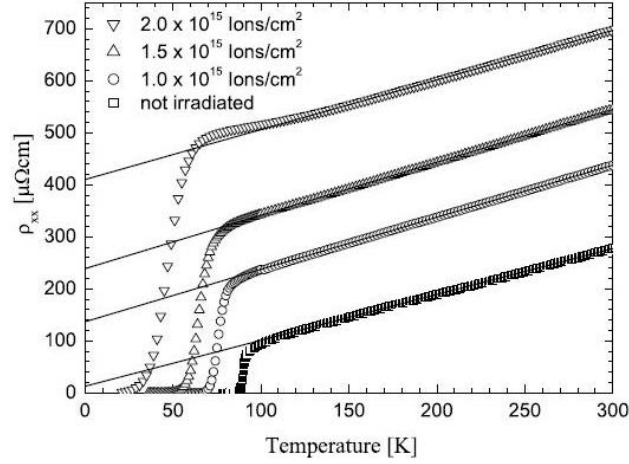


Abbildung 3.14: Temperaturabhängigkeit des longitudinalen Widerstandes ρ_{xx} einer YBCO Probe bei Bestrahlung mit 75 keV He^+ -Ionen geringer Ionendosis. Die durchgezogenen Linien entsprechen einem linearen Fit der Daten im Temperaturintervall 120 K bis 300 K (aus [46]).

Der Widerstand in der ab-Ebene gehorcht Gleichung 3.1, wobei a von der Ladungsträgerdichte und b von der Zahl der Defekte bestimmt wird. Da sich nun an der Steigung der Widerstandskennlinie im normalleitenden Bereich (nahezu) nichts ändert, die Kennlinie somit nur zu höheren Widerstandswerten (und geringeren Temperaturen) verschoben wird, hängt ρ_{xx} ¹ nur von b also der Defektanzahl ab.

$$\rho_{ab} = aT + b \quad (3.1)$$

Da die Erkenntnis, dass bei der Ionenbestrahlung eines HTSL die Defektanzahl proportional zur Ionendosis erhöht wird, die Ladungsträgerkonzentration aber unverändert bleibt, entscheidend ist, wird sie in der zitierten Arbeit ([46]) durch weitere Untersuchungen untermauert. Unter anderem wurden diesbezüglich Hallmessungen durchgeführt, deren Ergebnisse in der Abbildung 3.15 zusammengefasst werden. In dieser Abbildung ist der inverse Hallwinkel in Abhängigkeit vom Quadrat der Temperatur aufgetragen.

¹Unter den hier geltenden Voraussetzungen gilt: $\rho_{xx} = \rho_{ab}$

Die Abhängigkeit des inversen Hallwinkels von der Temperatur lässt sich wie Gleichung 3.1 in einer Geradengleichung beschreiben, der sogenannten Anderson Gleichung (Gleichung 3.2).

$$\cot \theta_H = cT^2 + d \quad (3.2)$$

Wobei c proportional zur Lochkonzentration und das lineare Glied d von der Probenqualität (also der Zahl der Defekte) abhängig ist und sich $\cot \theta_H$ mittels Gleichung 3.3 bestimmen lässt.

$$\cot \theta_H = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xy}} \quad (3.3)$$

Wie in Gleichung 3.2 erläutert, steht die Steigung der Kurve in Zusammenhang mit der Ladungsträgerkonzentration und der Achsenabschnitt mit der Defektzahl. Nun ist aus Abbildung 3.15 zu erkennen, dass die Steigung für alle Ionendosen nahezu konstant ist, die Ladungsträgerkonzentration also durch die Ionenbestrahlung nicht verändert wird. Wesentlich ausgeprägter ist die Änderung des Achsenabschnittes, folglich beeinflusst die Höhe der Ionendosis hauptsächlich die Zahl der erzeugten Defekte in der Probe.

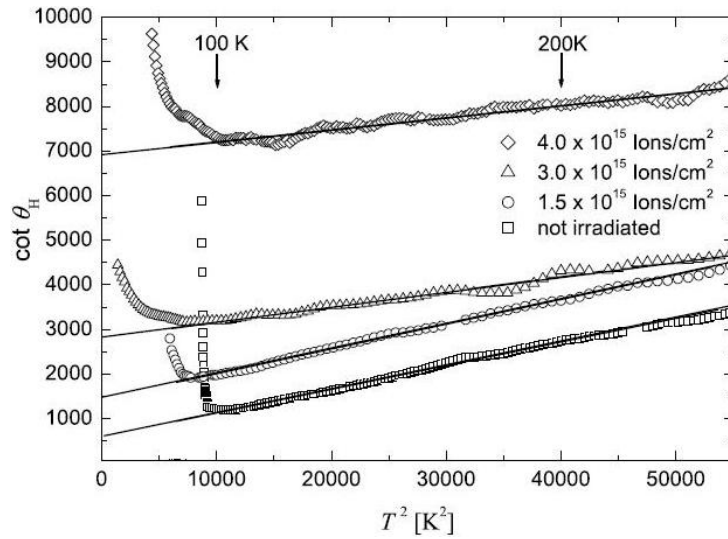


Abbildung 3.15: Inverser Hallwinkel eines YBCO Films in Abhängigkeit von T^2 , nach Bestrahlung mit 75 keV He^+ -Ionen mit verschiedenen Ionendosen (aus [46]).

Zusätzlich konnte diese Erkenntnis durch Untersuchungen der Beweglichkeit der Ladungsträger weiter untermauert werden. [46]

Zur Analyse der Ionenbestrahlung dünner YBCO Schichten mit He^+ -Ionen wurde weiters die Abhängigkeit der Auswirkungen, einerseits auf die He^+ -Ionen und andererseits auf die Probe, von der Ionenenergie sowohl experimentell als auch mit Computersimulationen untersucht [45]. In der zitierten Arbeit wurde eine 100 nm dicke $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Probe verwendet und diese mit He^+ -Ionen unterschiedlicher Ionenenergien bestrahlt. Die Auswirkung der Ionenbestrahlung auf die Ionen selbst ist in Abbildung 3.16 dargestellt, in der die Wahrscheinlichkeit für das Ion, zurückgestreut zu werden, in die Probe implantiert zu werden oder die Probe durchdringen zu können, gegen die Energie des Ions aufgetragen ist. Mehr als ein Drittel der He^+ -Ionen mit 10 keV werden in die 100 nm dicke Probe implantiert, und auch die Wahrscheinlichkeit, dass die Ionen an der Oberfläche zurückgestreut werden, ist mit rund 5 % nicht verschwindend klein. Mit steigender Ionenenergie nimmt die Wahrscheinlichkeit (wie auch bereits in Abschnitt 3.2.3 erläutert) der He^+ -Ionen, die YBCO Probe durchdringen zu können, zu, gleichermaßen nimmt ihre Wahrscheinlichkeit implantiert oder gar zurückgestreut zu werden mit steigender Ionenenergie ab. Will man erreichen, dass nahezu alle He^+ -Ionen einen 100 nm dicken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Film durchdringen können, und somit eine homogene Verteilung der durch sie erzeugten Defekte erzielen, benötigen sie mindestens eine Energie von 60 keV.

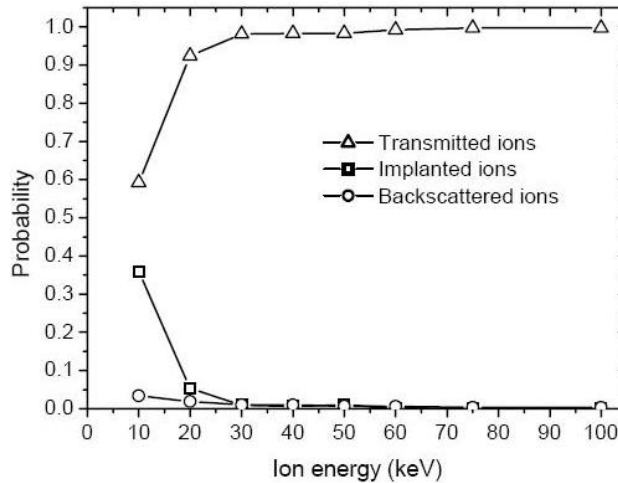


Abbildung 3.16: Wahrscheinlichkeit für die Transmission, Implantation und Zurückstreuung eines He^+ -Ions bei der Bestrahlung einer YBCO Probe, in Abhängigkeit der Ionenenergie. Die Berechnungen wurden durchgeführt mit dem Programm MARLOWE (aus [45]).

In Abbildung 3.17 sind die durch die Ionenbestrahlung erzeugten Leerstellen als Funktion der Ionenenergie für jedes der YBCO Atome aufgetragen.

Wie bereits in Unterkapitel 3.2.3 erläutert, ist die Zahl der erzeugten Sauerstoffleerstellen am größten, und die Zahl der Leerstellen der schwereren Atome nimmt direkt proportional zu ihrer Masse ab. Zweitens sinkt die Zahl der erzeugten Leerstellen für jede Atomsorte mit steigender Ionenenergie. Will man nun mit der Ionenbestrahlung einer 100 nm dicken $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Probe eine homogene Verteilung möglichst vieler Leerstellen erreichen, erweist sich daher eine Ionenenergie von 75 keV als optimal. Dies ist genau jene Energie der He^+ -Ionen mit der die im Rahmen dieser Diplomarbeit untersuchten Proben bestrahlt wurden.

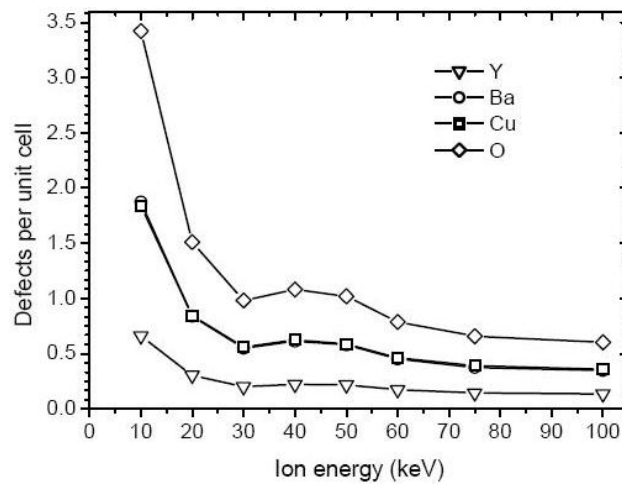


Abbildung 3.17: Anzahl der Leerstellen pro Elementarzelle in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ nach Bestrahlung mit He^+ -Ionen in Abhängigkeit der Ionenenergie. Die Berechnungen wurden durchgeführt mit dem Programm MARLOWE, für eine Ionendosis von $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ (aus [45]).

Die wichtigsten Schlüsse, die sich durch die besprochenen Experimente zur niederenergetischen Ionenbestrahlung von dünnen YBCO Filmen mit He^+ -Ionen ergeben, sind folgende:

- Durch die Bestrahlung werden Punktdefekte in der Probe erzeugt, und zwar umso mehr, je höher die Ionendosis ist.
- Im Gegensatz dazu wird die Ladungsträgerdichte durch die Bestrahlung kaum beeinflusst.

Um eine möglichst homogene Verteilung von möglichst vielen Defekten in der YBCO Probe zu erreichen, empfiehlt sich daher eine Ionenenergie von 75 keV.

Kapitel 4

PPC-Effekt

4.1 Einleitung

Der PPC-Effekt (**p**ersistent **p**hoto **c**onductivity) in HTSL wurde erstmals im Jahre 1990 von Kudinov et al. beobachtet [48]. In diesen Untersuchungen wurden mehrere $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$ Proben mit sichtbarem Licht bestrahlt. Die bedeutende Entdeckung dieser Untersuchung war das Absinken des elektrischen Widerstandes der Probe bei einsetzender Beleuchtung. Kudinov et al. konnten weiters feststellen, dass sich die Abnahme des elektrischen Widerstandes ohne Anzeichen einer Sättigung mit andauernden Beleuchtung fortsetzte, wobei sie, deutlich nicht-exponentiell, geringer wurde. Ebenso konnte bei Temperaturen unterhalb von 270 K nach Ausschalten des Lichtes keinerlei Anzeichen einer Relaxation dieses Effektes beobachtet werden. Diese zentrale Eigenschaft des PPC-Effektes, einer (für $T < 270$ K) persistenten Widerstandsabnahme durch Beleuchtung einer $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Probe mit einer Lichtquelle, wurde in der Folge von einer Vielzahl von weiteren Gruppen bestätigt (u.a. [49, 50, 51]). Diese Eigenschaft prägte auch den Namen des Effektes, persistente Photoleitung. In Abbildung 4.1 ist dieses Verhalten dargestellt. Bei höheren Temperaturen als 270 K relaxiert der elektrische Widerstand der Probe zurück auf seinen Wert vor der Beleuchtung, und zwar umso schneller, je höher die Temperatur ist [48, 52]. Beispielsweise kann vollständige Relaxation nach ein paar Stunden, aber auch erst nach einigen Tagen eintreten.

In darauffolgenden Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass halbleitende $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($0 < x < 0.4$) Proben durch Beleuchtung in einen metallischen Zustand, und somit unterhalb T_c in den supraleitenden Zustand, übergeführt werden können [53, 54]. Dieses Phänomen eines erzwungenen Halbleiter-Metall-Übergangs wird in der Literatur auch als PPS-Effekt

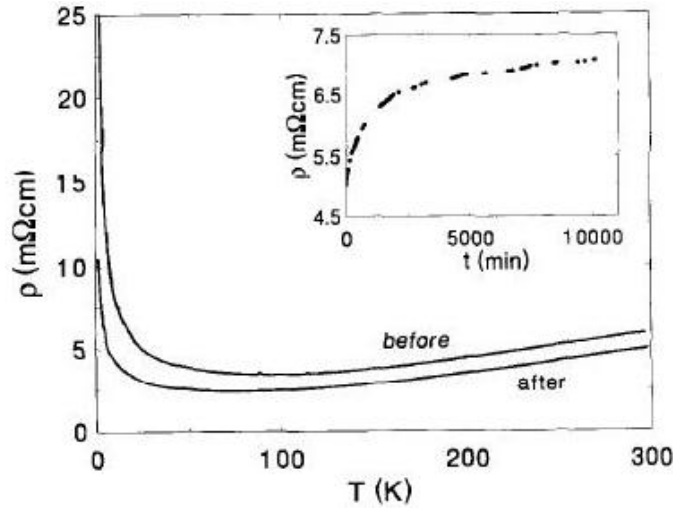


Abbildung 4.1: Der elektrische Widerstand einer YBCO Probe als Funktion der Temperatur, gemessen vor und nach der Beleuchtung mit einem Ar-Laser. Im Einschub ist die Relaxation der Widerstandsreduktion nach Ausschalten der Lichtquelle, bei Raumtemperatur, dargestellt. Mit freundlicher Genehmigung von [52]. Copyright: American Institute of Physics.

(**p**ersistent **p**hotoinduced superconductivity) bezeichnet.

Anders als von Kudinov et al. ursprünglich angenommen, existiert der PPC-Effekt nicht ausschließlich in der halbleitenden YBCO Phase, sondern auch in metallischen YBCO Proben. Befindet sich eine Probe im metallischen Zustand ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($0.4 < x < 1$)), wird durch länger andauernde Beleuchtung die kritische Sprungtemperatur T_c zu höheren Werten verschoben [49, 52]. In Abbildung 4.2 ist dies dargestellt, man erkennt deutlich den um rund 5 K verschobenen Übergang. Bemerkenswert ist, dass die Form des Übergangs durch die Laserbestrahlung kaum verändert wird, es erfolgt lediglich eine Verschiebung zu höheren Temperaturen [52] (siehe dazu ebenfalls Abbildung 4.2).

Nieva et al. konnten 1992 weitere Eigenschaften des PPC-Effektes nachweisen. Sie zeigten, dass Laserbeleuchtung einer metallischen YBCO Probe einen photoinduzierten Rückgang der Hall-Konstante R_H verursacht. Weiters wiesen sie einen photoinduzierten Anstieg der Hall-Beweglichkeit nach [55]. Diese Entdeckung wurde daraufhin durch eine Vielzahl an Gruppen bestätigt (u.a. [56]). Dargestellt ist dies in Abbildung 4.3.

Der PPC-Effekt beeinflusst aber nicht ausschließlich die elektrischen Eigenschaften einer Probe, sondern es werden zusätzlich die strukturellen Eigenschaften der Probe verändert. Lederman und Kawamoto konnten 1994

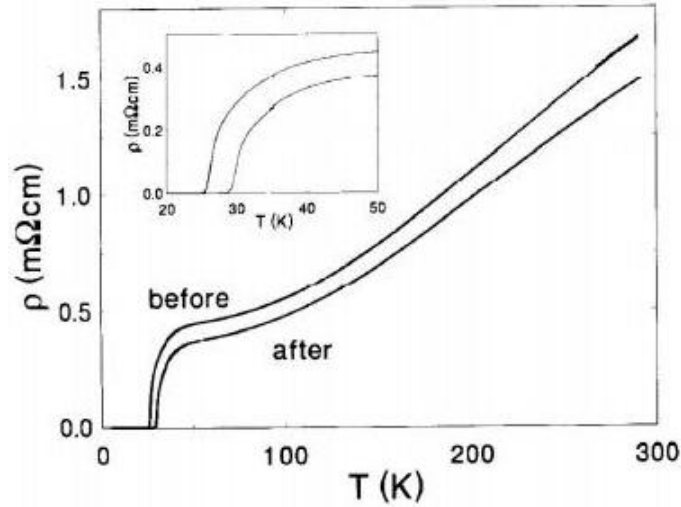


Abbildung 4.2: Der elektrische Widerstand einer metallischen YBCO Probe als Funktion der Temperatur vor und unmittelbar nach der Beleuchtung mit einem Laser. Man erkennt deutlich die dabei entstandene Erhöhung von T_c . Im Einschub ist die T_c -Erhöhung in einem kleinen Ausschnitt dargestellt. Mit freundlicher Genehmigung von [52]. Copyright: American Institute of Physics.

nachweisen, dass durch Laserbeleuchtung die c -Achse der Probe einer Kontraktion unterliegt [57, 58]. In Abbildung 4.4 ist dieses Phänomen abgebildet.

Wie bereits deutlich wurde, ist der Sauerstoffgehalt der beleuchteten YBCO Probe entscheidend für den PPC-Effekt. Während der Widerstand durch die Beleuchtung bei sämtlichen Proben eine Reduktion erfährt, werden halbleitende Proben bei genügend langer Beleuchtungszeit (je nach exaktem Sauerstoffgehalt) metallisch. Metallische Proben zeigen zusätzlich den Effekt der T_c -Verschiebung während der Beleuchtung. Der PPC-Effekt nimmt allgemein mit steigendem Sauerstoffgehalt ab [50].

Zusätzlich zur Sauerstoffkonzentration ist die Beleuchtungsstärke entscheidend für den PPC-Effekt. Auch wenn diese Abhängigkeit noch nicht vollständig geklärt ist, scheint zumindest klar zu sein, dass erst ab einer Mindestenergie von 1,6 eV ein deutlicher PPC-Effekt ausgelöst wird. Die Abhängigkeit des Effektes von der Sauerstoffkonzentration wird im Kapitel 4.4 erläutert.

Ein Modell, welches den PPC-Effekt vollständig beschreibt, fehlt bis zum heutigen Tage. Es existieren allerdings mehrere Modelle, welche bestimmte Aspekte des Effekts gut beschreiben können, diese werden in Abschnitt 4.5 erläutert. Die Modelle haben folgende Gemeinsamkeiten. Notwendig um den

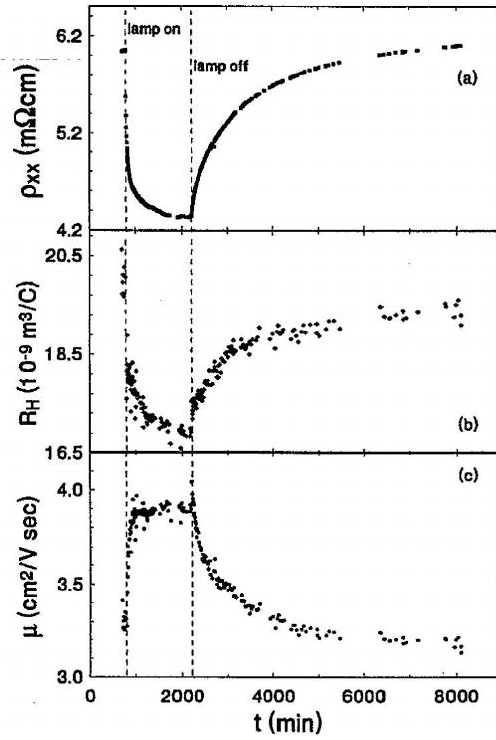


Abbildung 4.3: Die Zeitabhängigkeit des Widerstandes (a), des Hallkoeffizienten (b) und der Hall-Beweglichkeit (c) einer $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ Probe bei Raumtemperatur, während und nach Ende der Beleuchtung mit einer Halogen-Lampe. Mit freundlicher Genehmigung von [55]. Copyright: American Physical Society.

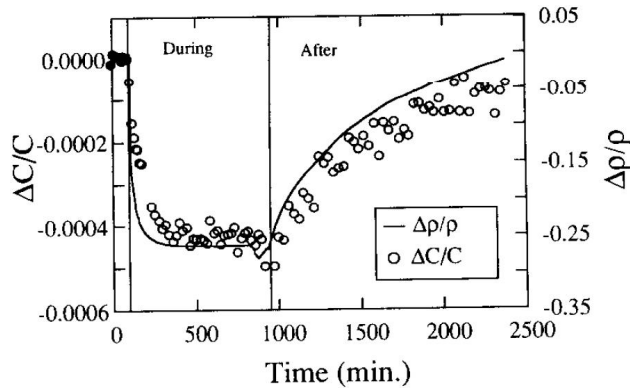


Abbildung 4.4: Zeitliche relative Änderung des c-Achsen Gitterparameters $\frac{\Delta c}{c}$ einer $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ Probe vor während und nach der Beleuchtung mit einer Halogen-Lampe. Mit freundlicher Genehmigung von [57]. Copyright: American Institute of Physics.

PPC-Effekt auszulösen, ist ein photoinduziertes Elektron-Loch Paar in der CuO_2 -Ebene. Das erzeugte Elektron wird in den CuO-Ketten gefangen. Das erzeugte Loch bleibt dadurch alleine in der CuO_2 -Ebene zurück und erhöht somit die Leitfähigkeit bzw. senkt den Widerstand. Eine Rekombination des erzeugten Ladungsträger-Paares ist erst ab rund 1 eV durch thermische Aktivierung möglich. Daher wird die Relaxation des PPC-Effektes auch erst über Temperaturen von rund 270 K messbar.

4.2 Zeitabhängigkeit des PPC-Effektes

Der Widerstand einer YBCO Probe sinkt unmittelbar nach Einschalten einer sie beleuchtenden Lichtquelle rasch ab. Mit fortdauernder Zeit nimmt die Widerstandsreduktion bei konstanter Beleuchtung ab. Analog dazu nimmt die Relaxation des PPC-Effektes nach Ausschalten der Beleuchtung mit der Zeit ab, wobei zunächst ein steiler Widerstandsanstieg vorliegt, der dann im Laufe der Zeit abnimmt. Diese nicht exponentielle Zeitabhängigkeit folgt einer empirischen Funktion, der Kohlrauschfunktion [54] (auch „stretched-exponential Funktion“ genannt). Benannt ist sie nach R. Kohlrausch, der diese Art der Zeitabhängigkeit 1847 bei der Relaxation der elektrischen Polarisation eines Kondensators mit Glasdielektrikum in Leydenglas entdeckte [59].

Der spezifische Widerstand ρ folgt während der Beleuchtung der Kohlrauschfunktion, siehe Gleichung 4.1.

$$\rho(t) = \rho_\infty + (\rho_0 - \rho_\infty) \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_{\text{Bel}}}\right)^{\beta_{\text{Bel}}}} \quad (4.1)$$

Wobei ρ_0 den Widerstand der Probe vor der Beleuchtung darstellt, ρ_∞ dem Sättigungswert des Widerstandes mit $t \rightarrow \infty$ entspricht, τ_{Bel} eine charakteristische Zeitkonstante und β_{Bel} ein Dispersionsparameter ist (wobei $0 < \beta_{\text{Bel}} < 1$ gilt).

Analog folgt der elektrische Widerstand während der Relaxation des PPC-Effektes nach dem Ende der Beleuchtung der Kohlrauschfunktion, siehe Gleichung 4.2).

$$\rho(t) = \rho_0 - (\rho_0 - \rho_\infty) \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_{\text{Rel}}}\right)^{\beta_{\text{Rel}}}} \quad (4.2)$$

Wobei die Bedeutung der Parameter analog zu Gleichung 4.1 ist. Wie bereits erwähnt, ist die Relaxationsrate stark temperaturabhängig. Unterhalb einer gewissen Temperatur (≈ 270 K) tritt überhaupt keine messbare Relaxation auf, bei Temperaturen darüber steigt die Relaxationsrate mit steigender

Temperatur an. Mit Hilfe der charakteristischen Relaxationszeit τ_{Rel} lässt sich dieses Verhalten als thermische Anregung über eine Energiebarriere Δ beschreiben (siehe Gleichung 4.3).

$$\tau_{\text{Rel}}(T) = \tau_0 \cdot e^{\frac{\Delta}{k_{\text{B}}T}} \quad (4.3)$$

Kudinov et al. haben den Wert der Energiebarriere Δ bestimmt als $\Delta = 0.93$ eV [54]. Diese Größe liegt nahe an der nötigen Aktivierungsenergie für Sauerstoffdiffusion von rund 1,3 eV [60, 61]. Dies legt nahe, dass eine Bewegung der Sauerstoffatome eine Rolle im PPC-Effekt spielt.

Von der Relaxation des PPC-Effektes ist nicht alleine der elektrische Widerstand betroffen. Sämtliche photoinduzierten Effekte sind nach einer vollständigen Relaxation verschwunden. Beim PPC-Effekt handelt es sich somit um einen vollständig reversiblen Prozess.

4.3 Temperaturabhängigkeit des PPC-Effektes

Nach Entdeckung des PPC-Effektes wurde ausführlich dessen Abhängigkeit von der Photodotierungstemperatur T_{Dot} untersucht [62, 63, 64, 65, 66, 67]. Diese Abhängigkeit der beiden hervorstechenden Effekte, des Absinkens des Widerstandes und der Steigerung der Sprungtemperatur, wirft einige schwerwiegende Fragen bezüglich der Ursachen des PPC-Effektes auf.

In Abbildung 4.5 ist die relative maximale Widerstandsreduktion $\Delta R_{\text{max}}(T_{\text{Dot}})/\Delta R_{\text{max}}(T_{\text{Dot}} = 70 \text{ K})$ einer YBCO Probe gegen die Photodotierungstemperatur T_{Dot} aufgetragen [67]. Man erkennt deutlich 3 unterschiedliche Bereiche. Für geringe T_{Dot} liegt eine wesentlich höhere Widerstandsreduktion vor als für mittlere T_{Dot} , wohingegen im Bereich hoher T_{Dot} wieder eine annähernd so große Widerstandsreduktion vorliegt wie im Bereich geringer T_{Dot} .

Die Abhängigkeit der relativen Sprungtemperaturerhöhung $\Delta T_{\text{c}}(T_{\text{Dot}})/\Delta T_{\text{c}}(T_{\text{Dot}} = 70 \text{ K})$ von T_{Dot} , welche in Abbildung 4.6 dargestellt ist, zeigt ein entscheidend anderes Verhalten [67]. Im Bereich geringer und mittlerer T_{Dot} (bis $\approx 200 \text{ K}$) liegt eine konstant geringe Erhöhung der kritischen Sprungtemperatur vor, welche im Bereich hoher T_{Dot} hingegen um mehr als das Doppelte größer ist. Die Auswirkungen des PPC-Effektes auf den Widerstand und die Sprungtemperatur unterscheiden sich also im Bereich geringer T_{Dot} entscheidend!

Entscheidend für sämtliche elektrischen Effekte in YBCO sind 2 Größen. Die Ladungsträgerdichte n und die Ladungsträgerbeweglichkeit μ (welche umgekehrt proportional zur Defektdichte c ist). Wie bereits in Kapitel 2.2.4

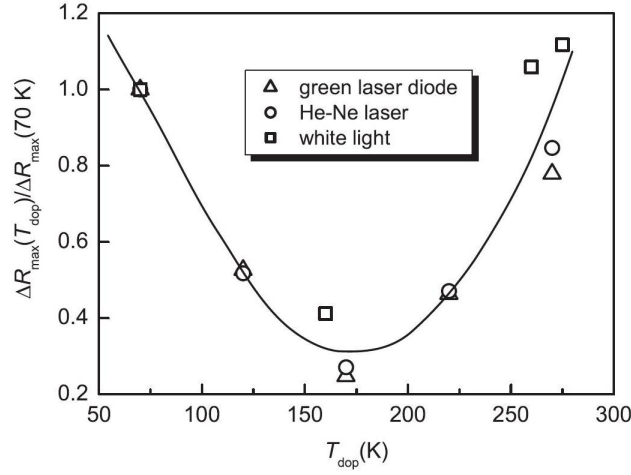


Abbildung 4.5: Photoinduzierte Änderung des elektrischen Widerstandes $\Delta R(T)$, normiert auf die Änderung des Widerstandes bei $T = 70 \text{ K}$ einer metallischen YBCO Probe, aufgetragen gegen die Photodotierungstemperatur T_{Dot} . Durchgeführt mit 3 verschiedenen Lichtquellen (aus [67]).

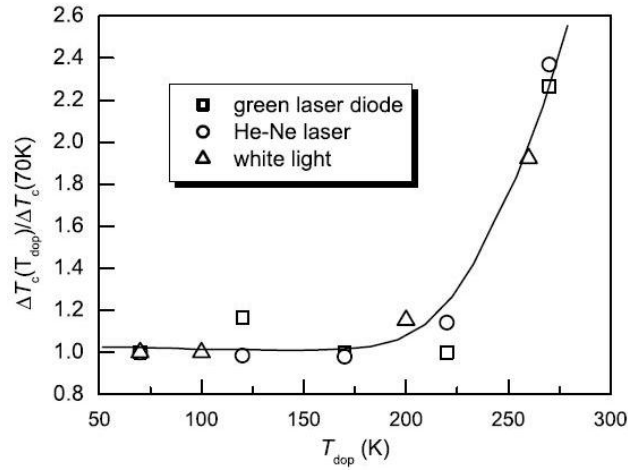


Abbildung 4.6: Photoinduzierte Änderung der kritischen Sprungtemperatur ΔT_c , normiert auf die Änderung von T_c bei $T = 70 \text{ K}$ einer metallischen YBCO Probe, aufgetragen gegen die Photodotierungstemperatur T_{Dot} . Durchgeführt mit 3 verschiedenen Lichtquellen (aus [67]).

erwähnt, handelt es sich im Falle des YBCO bei den Ladungsträger um (e^-)-Löcher. Für Hochtemperatursupraleiter lässt sich im allgemeinen ein simples sphärisches Ein-Bandmodell zur Bestimmung dieser beiden Größen heranziehen [63]. Aus geeigneten Hallmessungen erhält man die Hallzahl $p_H = \frac{1}{R_H e}$ und die Hall-Beweglichkeit $\mu_H = \frac{R_H}{\rho_{xx}}$, die man mit den gewünschten n und μ derart verknüpfen kann, dass $p_H \hat{=} n$ und $\mu_H \hat{=} \mu$ gilt. Da nun aber der Halleffekt in YBCO sehr stark von der Temperatur abhängig ist, lässt sich dieses Modell nicht einfach anwenden [32]. Anderson et al. haben in dem nach ihm benannten Anderson Modell postuliert, dass man μ_H unter bestimmten Bedingungen auch in YBCO mit μ identifizieren kann [68]. Hingegen haben sie keine Korrelation zwischen p_H und n aufzeigen können. Andererseits geht aus den Ergebnissen von Jones et al. [69] hervor, dass bei einer konstanten Temperatur aus Änderungen von p_H Änderungen an n bestimmt werden können.

Untersucht man die Abhängigkeit von Δp_H von T_{Dot} , so stellt sich heraus, dass sie im Wesentlichen den selben Abhängigkeitsverlauf wie $\Delta T_c(T_{\text{Dot}})$ aufweist [67]. Geringe Änderungen für geringe und mittlere T_{Dot} und große Änderungen im Bereich hoher T_{Dot} . Aus dieser eindeutigen Ähnlichkeit der Abhängigkeit von der Photodotierungstemperatur lässt sich ganz allgemein folgern, dass ein und der selbe Effekt für die Erhöhung beider Werte (T_c und p_H) verantwortlich ist.

Die Abhängigkeit der Hall-Beweglichkeit μ_H von T_{Dot} unterscheidet sich signifikant von der $p_H(T_{\text{Dot}})$ -Abhängigkeit. In Abbildung 4.7 ist die relative Hall-Beweglichkeit $\frac{\mu_H(t)}{\mu_H(t=0)}$ gegen die Beleuchtungszeit t bei verschiedenen T_{Dot} aufgetragen. Bei geringen T_{Dot} (70 K und 100 K) steigt die relative Hall-Beweglichkeit ohne Anzeichen von Sättigung mit Fortdauer der Beleuchtung an. Bei $T_{\text{Dot}} = 200$ K steigt $\frac{\mu_H(t)}{\mu_H(t=0)}$ zunächst an, um dann scheinbar bei einem gewissen Wert zu sättigen. Bei höheren T_{Dot} steigt die relative Hall-Beweglichkeit zunächst ebenfalls an, sinkt dann aber ab einer bestimmten Beleuchtungszeit wieder ab! Nach einer Beleuchtung von 50 Stunden bei $T_{\text{Dot}} = 290$ K sogar unterhalb ihres Ausgangswertes bei $t = 0$! Diese spezielle $\mu_H(T_{\text{Dot}})$ -Abhängigkeit vermag nun die $\Delta R_{\text{max}}(T_{\text{Dot}})$ Abhängigkeit (Abbildung 4.5) zu erklären. Bei tiefen T_{Dot} tragen sowohl die p_H -Erhöhung als auch die μ_H -Erhöhung zu ΔR_{max} bei. Ebenso ist dies bei mittleren T_{Dot} der Fall, dort sind aber die photoinduzierten Erhöhungen von p_H und μ_H geringer als bei tiefen T_{Dot} , folglich ist auch ΔR_{max} kleiner. Bei hohen T_{Dot} hingegen trägt lediglich die p_H -Erhöhung zu ΔR_{max} bei, diese ist aber derart groß, dass sie den μ_H -Rückgang überkompensiert, sodass ΔR_{max} so groß ist wie bei tiefen T_{Dot} .

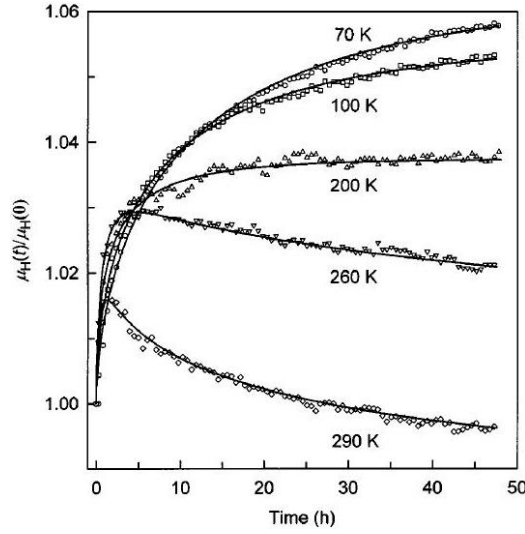


Abbildung 4.7: Normalisierte Hall-Beweglichkeit $\mu_H(t)/\mu_H(t = 0)$ als Funktion der Beleuchtungszeit t , bei den jeweils angegebenen Temperaturen (aus [70]).

4.4 Abhängigkeit des PPC-Effektes von der Sauerstoffkonzentration

Die oben besprochenen Eigenschaften des PPC-Effektes wurden wiederholt durch Messungen verschiedener Gruppen bestätigt. Im Großen und Ganzen herrscht Einigkeit bezüglich dieser Abhängigkeiten. Ganz anders liegt der Sachverhalt bei der Abhängigkeit des PPC-Effekts von der Sauerstoffkonzentration in YBCO. Teilweise kommt es zu direkten Widersprüchen in den Ergebnissen und Postulaten der verschiedenen Gruppen. Dies ist ein Hauptgrund, warum bis heute keine allgemein akzeptierte Erklärung des PPC-Effektes vorliegt.

Die ersten Untersuchungen bezüglich der Abhängigkeit des PPC-Effekts von der Sauerstoffkonzentration wurden von Kudinov et al. durchgeführt [50]. In ihrem Versuchsaufbau wurden mehrere YBCO Proben ($6 < x < 7$) 30 bis 40 Stunden von einem Argonlaser ($\lambda = 514,5 \text{ nm}$) beleuchtet. Ihre Ergebnisse sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass ein ausgeprägtes Maximum des PPC-Effektes $x \approx 6,4$ auftritt, dem Metall-Isolator Übergang des YBCO. Für metallisches YBCO ($x > 6,4$) tritt nur bis $x \approx 6,45$ ein PPC-Effekt auf, für $x > 6,45$ nicht! Mit sinkender Sauerstoffkonzentration x schrumpft auch der PPC-Effekt rasch, bis schließlich für $x < 6,1$ kein PPC-Effekt mehr auftritt.

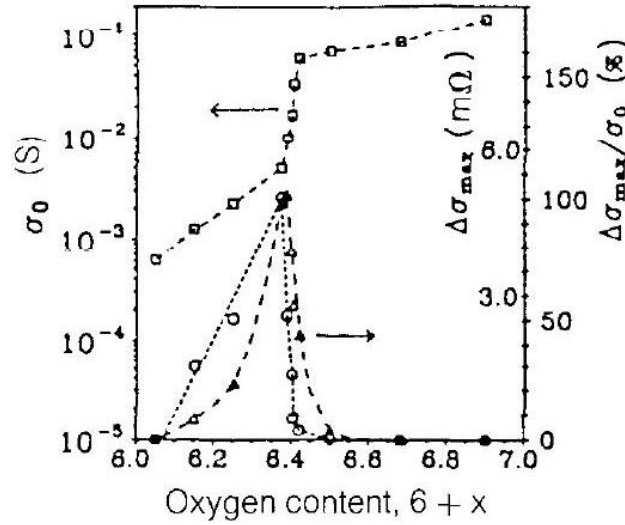


Abbildung 4.8: Δ : Betrag der Leitfähigkeit $\Delta\sigma_{max}$, O: Relative Leitfähigkeitserhöhung $\Delta\sigma_{max}/\sigma_0$, $\square$: σ_0 , jeweils als Funktion des Sauerstoffgehalts x (aus [50]).

Der Einfluss des Sauerstoffgehalts auf den PPC-Effekt wurde daraufhin auch von anderen Gruppen untersucht, welche eine völlig unterschiedliche Abhängigkeit gemessen hatten. In einer großen Zahl an Untersuchungen wurde nämlich auch für $x > 6.45$ ein PPC-Effekt nachgewiesen [52, 56, 71, 72]. So wurden (u.a.) von Osquiguil et al. [72] $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ Proben ($6.4 < x < 7$) mit einem Argonlaser ($\lambda = 514,5 \text{ nm}$) bestrahlt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Das Maximum des PPC-Effektes (angegeben durch die photoinduzierte Sprungtemperatur-Erhöhung δT_c und die Leitfähigkeitserhöhung $\delta\sigma$) bei $x \approx 6.4$ ist analog zu den Ergebnissen von Kudinov et al. [50], völlig unterschiedlich ist hingegen die Abhängigkeit des PPC-Effektes bei höheren Sauerstoffkonzentrationen ($x > 6.45$). Nach Osquiguil et al. tritt für sämtliche sauerstoffreduzierten Proben ($x < 7$) ein deutlich messbarer PPC-Effekt auf. Erst für $x = 7$ verschwindet der PPC-Effekt.

Auch die von Kudinov et al. angenommene Abnahme des PPC-Effektes für halbleitende YBCO Proben wurde von einer Gruppe in Frage gestellt. Hasen et al. [73] haben verschiedene YBCO ($6 < x < 7$) mit einer Halogenlampe bzw. einem Argonlaser bestrahlt und entdeckten die komplett gegenteilige Abhängigkeit halbleitender YBCO Proben von der Sauerstoffkonzentration. Laut Hasen et al. steigt der PPC-Effekt (angegeben durch die relative Leitfähigkeit) mit sinkender Sauerstoffkonzentration an, siehe dazu Abbildung 4.10! Dies steht nicht nur in völligem Widerspruch zu den Messungen von Kudinov et al. [50], die ein Absinken und Verschwinden unterhalb von

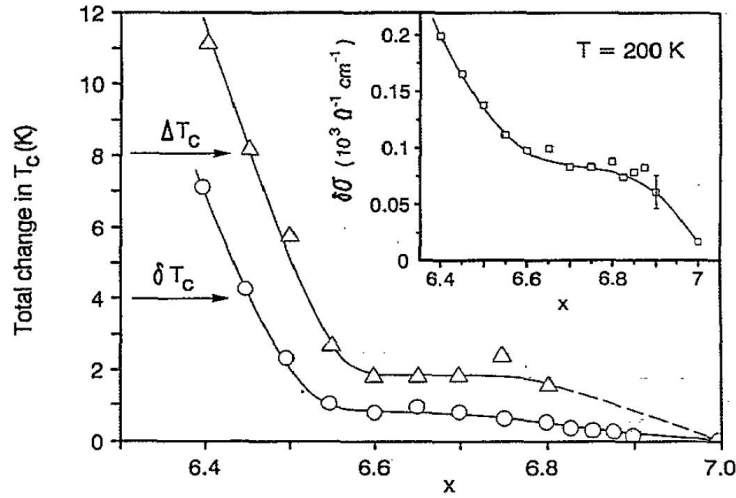


Abbildung 4.9: Totale Erhöhung der kritischen Sprungtemperatur ΔT_c , bzw. Erhöhung der kritischen Sprungtemperatur durch reine Sauerstoffordnungseffekte δT_c , in Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts x . Im Einschub: Erhöhung der Leitfähigkeit $\Delta\sigma$ als Funktion des Sauerstoffgehalts x . Mit freundlicher Genehmigung von [72]. Copyright: American Physical Society.

$x = 6,1$ gemessen hatten, sondern auch im Widerspruch zu den Messungen von Osquiguil et al. [72], die, genauso wie Kudinov et al., ein ausgeprägtes Maximum des PPC-Effektes beim Metall-Isolator Übergang ($x = 6,4$) gemessen hatten.

Mögliche Ursachen dieser Diskrepanz zwischen den verschiedenen Messungen könnten in den Unterschieden sowohl in der Präparationstechnik als auch in der unterschiedlichen Dotierungstemperatur liegen. So wurden die Proben von Hasen et al. bei der Sauerstoffreduktion langsam abgekühlt (1 K min^{-1}), um die gewünschte Sauerstoffkonzentration zu erhalten. Im Gegensatz dazu erfolgte die Abkühlung der Proben bei Kudinov et al. äußerst schnell, ohne darauf zu achten, dass sich die Probe zu jeder Zeit möglichst nahe am thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Weiters betrug die Photodotierungstemperatur bei Kudinov et al. 270 K, bei Hasen et al. hingegen 100 K. Die Auswirkungen einer unterschiedlichen Photodotierungstemperatur wurden in Kapitel 4.3 besprochen.

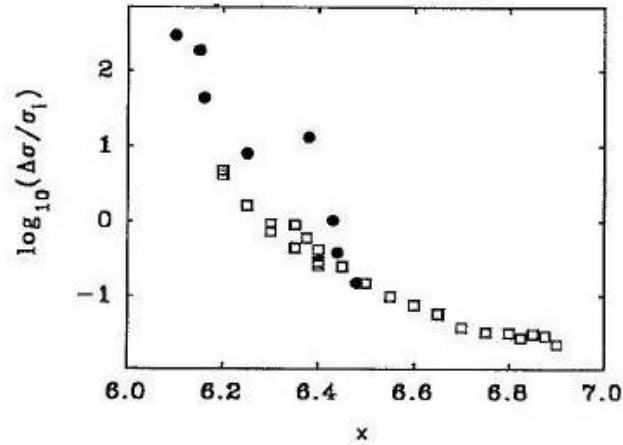


Abbildung 4.10: Größe des PPC-Effekts als Funktion der Sauerstoffkonzentration bei einer YBCO Probe (Quadrate) nach Hasen et al. (Die vollen Kreise entsprechen den Ergebnissen für eine $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ Probe.). Mit freundlicher Genehmigung von [73]. Copyright: American Physical Society.

4.5 Modelle

Wie bereits öfters erwähnt, wurden seit der Entdeckung des PPC-Effektes von Kudinov et al. mehrere Modelle aufgestellt, die den Effekt erklären sollten. Im folgenden werden nun die 3 bedeutendsten Modelle des PPC-Effektes erläutert, beginnend mit dem von Kudinov selbst vorgeschlagenen *Photo-assisted Charge Transfer Modell*.

4.5.1 Das Charge Transfer Modell

Dieses Modell wurde von Kudinov et al. [54] nach ihrer Entdeckung des PPC-Effektes aufgestellt. Das von einer Lichtquelle ausgehende Photon wird beim Auftreffen auf die Probe in einer CuO_2 -Ebene absorbiert und erzeugt dort dabei ein Elektron-Loch Paar. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wird, nach dem Anheben des photoinduzierten Elektrons in das Leitungsband, selbiges Elektron in einen unbesetzten p-Zustand eines Sauerstoffatoms der CuO -Ketten transferiert. Es erzeugt dabei eine lokale Potentialverzerrung von rund 1 eV und ist somit dort gefangen [74], was bei tiefen Temperaturen ($T < 270$ K) eine Rekombination des Elektrons mit dem Loch verhindert, wodurch der Effekt persistent ist. Das photoinduzierte Loch bleibt dadurch alleine in der CuO_2 -Ebene zurück und trägt somit zur Leitfähigkeit bei.

Mit diesem Modell haben Kudinov et al. ihre Ergebnisse der Abhängigkeit des PPC-Effektes von der Sauerstoffkonzentration erklärt [48]. Ein weiterer

Vorteil dieses Modells ist es, dass es als einziges der besprochenen Modelle die spektrale Abhängigkeit des PPC-Effektes, insbesondere die für einen messbaren PPC-Effekt notwendig Mindestenergie von $\approx 1,6$ eV, zu erklären vermag.

Einer der wesentlichen Nachteile des *Charge Transfer Modells* ist es, dass es nicht in der Lage ist die Ergebnisse bezüglich der Abhängigkeit des PPC-Effektes vom Sauerstoffgehalt einer großen Zahl von verschiedenen Gruppen zu erklären.

Da es sich bei diesem Modell um eine rein elektrische Erklärung handelt, scheitert es daran, die c-Achsen Reduktion der YBCO Probe während der Beleuchtung zu erklären. Auch die Erhöhung der Hall-Beweglichkeit ist mit diesem Modell nicht erklärbar.

4.5.2 Das Oxygen Ordering Modell

Nieva et al. [52] gingen in ihrem *Oxygen Ordering Modell* nicht wie Kudinov von einer rein elektrischen Veränderung in der Probe aus, sondern vermuten Sauerstoffumordnungen innerhalb der Probe als Grund für den PPC-Effekt. Ausgangspunkt für dieses Modell ist der sogenannte „*room temperature aging*“ Effekt, welcher das Verhalten einer von hohen Temperaturen rasch auf Raumtemperatur abgeschreckten Probe beschreibt [75]. Eine Probe weist nach einer derartigen Behandlung, ähnlich wie beim PPC-Effekt, ein um einige Kelvin erhöhtes T_c auf. Weiters schrumpft durch das rasche Abschrecken die c-Achse der Probe [57], wieder analog zum PPC Effekt. Als Grund für den „*room temperature aging* Effekt“ gelten Umordnungen innerhalb der CuO-Ketten. Aufgrund der erwähnten Analogien in den Auswirkungen des „*room temperature aging*“ und PPC-Effektes postulierten Nieva et al. in ihrem Modell, dass es beim PPC-Effekt ebenfalls zu (photoinduzierten) Sauerstoffumordnungen kommt [52, 55].

Im genaueren löst die Beleuchtung einer YBCO Probe mit einer Lichtquelle nach dem *Oxygen Ordering Modell* folgende Prozesse aus. Das einfallende Photon wird (analog zu Kudinov et al.) in der CuO₂-Ebene absorbiert und erzeugt dort ein Elektron-Loch Paar. Dies führt zu einer Umverteilung der Ladungen innerhalb der Probe, die groß genug ist, um das elektrische Feld in der Probe derart zu verzerren, dass Atome von dieser Verzerrung verschoben werden können. Das photoinduzierte Elektron wird von einem Kupferatom in den CuO-Ketten absorbiert, wodurch sich das Kupferatom in einem energetisch ungünstigeren Zustand befindet. Es versucht daraufhin sich mit einem Sauerstoffatom zu verbinden, um diesem das photoinduzierte Elektron abgeben zu können. Durch den Photodotierungsprozess kommt es somit zu einem Wachstum der CuO-Ketten.

Großer Vorteil des *Oxygen Ordering Modells* ist die Möglichkeit damit das Schrumpfen der c-Achse aufgrund der Photodotierung zu erklären. Es kann gezeigt werden, dass die Sauerstoffumordnung zu einem Anstieg der Orthorhombizität führt, welcher wiederum eine Verringerung der Ausmaße der c-Achse zur Folge hat [76]. Weiters erklärten Nieva et al. mit diesem Modell ihre Ergebnisse der Abhängigkeit des PPC-Effektes von der Sauerstoffkonzentration [52].

Bedeutender Nachteil des *Oxygen Ordering Modells* ist die Tatsache, dass es für isolierende YBCO Proben schlecht anwendbar ist. Denn bei Sauerstoffkonzentrationen von $x \approx 6,1$ stehen nicht genug Sauerstoffatome zur Verfügung, welche nach den Absorptionen der photoinduzierten Elektronen durch die Kupferatome ein Anwachsen der CuO-Ketten verursachen könnten [77, 78].

Zusätzlich widerspricht dieses Modell den Messungen von Kudinov et al., die keinen PPC-Effekt für metallische YBCO Proben gemessen hatten.

4.5.3 Das Oxygen Vacancy Capture Modell

Das *Oxygen Vacancy Capture Modell* von Hasen et al. [73] geht wie das von Kudinov aufgestellte *Charge Transfer Modell* von einem photoinduzierten Elektron-Loch Paar aus, dessen Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in das Leitungsband gehoben wird. Die entscheidende Annahme des *Oxygen Vacancy Capture Modells* ist nun, dass das Elektron nicht von einem der Kupferatome innerhalb der CuO-Ketten absorbiert wird (wie im *Charge Transfer Modell*), sondern von einer Sauerstoffleerstelle eingefangen wird. Auch in diesem Fall entsteht eine lokale Potentialverzerrung, die die (bei tiefen Temperaturen) persistente Leitfähigkeitserhöhung erklären kann.

Hasen et al. nutzten ihr Modell vor allem zur Erklärung ihrer Messungen an sauerstoffarmen YBCO Proben (siehe Abbildung 4.10). Eine derartige Abhängigkeit des PPC-Effektes von der Sauerstoffkonzentration lässt sich mithilfe des *Oxygen Vacancy Capture Modell* folgendermaßen erklären: Bekanntermaßen lagern sich zusätzliche Sauerstoffatome bei steigendem Sauerstoffgehalt (ausgehend von einer völlig sauerstoffreduzierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ Probe) an den CuO-Ketten an (Siehe dazu Kapitel 2.1). Während nun bei $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ lediglich Cu – O – Cu-Kettenfragmente vorhanden sind, wächst die Länge und Zahl der CuO-Ketten mit steigendem Sauerstoffgehalt. Hasen et al. berechneten die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Sauerstoffatoms in verschiedenen langen Kettenfragmenten für verschiedene Sauerstoffkonzentrationen [73], zu sehen in Abbildung 4.11. Anhand dieser Abbildung lässt sich erklären, warum Hasen et al. bei ihren Messungen ein derart drastisches Wachstum des PPC-Effektes bei sinkender Sauerstoffkonzentration gemessen

haben. Denn je kürzer die CuO-Kettenfragmente sind, also je geringer der Sauerstoffgehalt ist, desto größer ist logischerweise die Zahl der Sauerstofffehlstellen, welche die photoinduzierten Elektronen einfangen können.

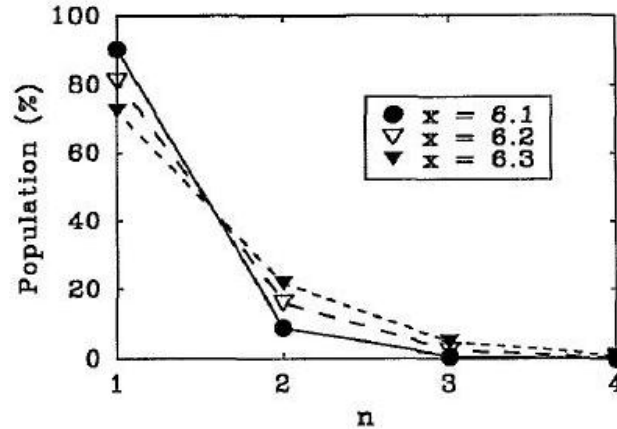


Abbildung 4.11: Wahrscheinlichkeiten der Kettensauerstoffatome, sich in einer Kette der Länge n zu befinden. Angenommen wurde hier eine statistische Verteilung der Kettensauerstoffatome. Mit freundlicher Genehmigung von [73]. Copyright: American Physical Society.

Das *Oxygen Vacancy Capture Modell* von Hasen et al. versucht wie das Modell von Kudinov den PPC-Effekt durch rein elektrische Vorgänge zu beschreiben. Dies hat auch bei diesem Modell zur Folge, dass es nicht dazu verwendet werden kann, die Auswirkungen der Beleuchtung einer YBCO Probe auf die c-Achse und die Hall-Beweglichkeit zu beschreiben. Weiters haben Osquiguil et al. auf ein anderes Problem dieses Modells hingewiesen [72]. Es sollten demzufolge bei jeder Sauerstoffkonzentration genügend Sauerstoffleerstellen vorhanden sein, um genug photoinduzierte Elektronen einfangen zu können, um das T_c auf rund 90 K zu erhöhen, was dem Maximalwert der Sprungtemperatur für optimal dotiertes $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ darstellt. Zusätzlich steht auch dieses Modell im Widerspruch zu den Ergebnissen anderer Gruppen bezüglich der Sauerstoffabhängigkeit des PPC-Effektes [54, 73].

4.5.4 Mögliches Zusammenwirken der Modelle

Da nun die 3 besprochenen Modelle in der Lage sind, jeweils andere Eigenschaften des PPC-Effektes zu beschreiben, und sich die Modelle nicht gegenseitig ausschließen, wäre folgendes Szenario eine plausible Möglichkeit, der Erklärung des PPC-Effektes einen Schritt näher zu kommen. Möglicherweise

spielen 2 (oder alle 3) der in den 3 Modellen beschriebenen photoinduzierten Prozesse eine Rolle für den PPC-Effekt. Stockinger et al. untersuchten diese Möglichkeit [70, 79], und aktuelle Ergebnisse scheinen zu bestätigen, dass zumindest 2 verschiedene Prozesse den PPC-Effekt auslösen [67]. Entscheidend für diese Schlussfolgerungen in [67] waren die Untersuchungen der Abhängigkeit des PPC-Effektes von der Photodotierungstemperatur T_{Dot} . Diese wurden in Kapitel 4.3 bereits besprochen.

Der erste der beim PPC-Effekt (möglicherweise) beteiligten Prozesse wird durch ein Absinken von μ_{H} charakterisiert, da im Bereich hoher T_{Dot} die Hall-Beweglichkeit μ_{H} einem drastischen Rückgang unterliegt [67]. Nieva et al. beobachteten ihrerseits ein Absinken von μ_{H} im Rahmen des „Room temperature aging“ Effektes, welches durch Umordnungen der Sauerstoffatome innerhalb der CuO-Ketten entsteht [55]. Daher lautet die Folgerung in [67], dass der erste Prozess dem Oxygen Ordering Prozess entspricht, welcher im von Nieva et al. postulierten *Oxygen Ordering Modell* beschrieben wird.

Beim zweiten Prozess, welcher für die Erhöhung von R und T_{c} im Bereich geringer und mittlerer T_{Dot} verantwortlich ist, handelt es sich um einen rein elektrischen Prozess, welcher auf dem Einfangen der photoinduzierten Elektronen beruht. Dieser erste Prozess kann allerdings nicht derart eindeutig einem in den 2 restliche Modellen beschriebenen Vorgänge zugeordnet werden.

Es lässt sich also zusammenfassen, dass der PPC-Effekt durch (mindestens) 2 verschiedene Prozesse ausgelöst werden könnte. Die genaue Höhe des Beitrags jedes Prozesses ist stark abhängig von der Photodotierungstemperatur und dem Sauerstoffgehalt der Probe. Im Bereich geringer und mittlerer T_{Dot} wird der PPC-Effekt hauptsächlich durch Ladungstransfer (entweder wie im *Charge Transfer Modell* oder im *Oxygen Vacancy Capture Modell* beschrieben, oder durch beide) verursacht. Im Bereich hoher T_{Dot} wird der PPC-Effekt hauptsächlich durch Umordnung der Sauerstoffatome, wie im *Oxygen Ordering Modell* beschrieben, ausgelöst. Höhere Temperaturen sind vermutlich aufgrund der höheren Beweglichkeit der Sauerstoffatome förderlich für den Sauerstoffumordnungsprozess.

4.6 Existiert der PPC-Effekt auch in ionenbestrahltem YBCO?

Die bis jetzt besprochenen Ergebnisse und Modelle wurden alle mit *sauerstoffreduzierten* YBCO Proben erzielt bzw. aufgestellt. Natürlich stellt sich da die Frage, inwieweit dieser PPC-Effekt auch in davor *ionenbestrahlten*

YBCO Proben auftritt.

Navacerrada et al. [80] waren die ersten, die diese Fragestellung untersuchten. Diese Untersuchung wird aber in der zitierten Arbeit nur als Argument dafür verwendet, dass die Ionenbestrahlung einer YBCO Probe Sauerstoffumordnungen in den CuO-Ketten zur Folge hat. Eigentliches Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Auswirkungen einer 80 keV He^+ -Bestrahlung (u.a.) einer YBCO Probe mit Dosen zwischen 10^{12}cm^{-2} und $2 \times 10^{15}\text{cm}^{-2}$. Da die Autoren nachweisen wollten, dass die dabei (u.a.) erzeugte Unordnung hauptsächlich im Sauerstoffuntergitter auftritt und dass weiters davon hauptsächlich die Sauerstoffatome in den CuO-Ketten betroffen sind, da diese am schwächsten gebunden sind, untersuchten sie die Probe bezüglich des PPC-Effektes mit dem Argument, dass der PPC-Effekt, laut den 3 (in Abschnitt 4.5 besprochenen) bedeutendsten Modellen, auf Sauerstoffumordnungen in den CuO-Ketten beruht [80]. Die Probe wurde dabei 5-7 Stunden mit einer 40 W Xe-Lampe beleuchtet.

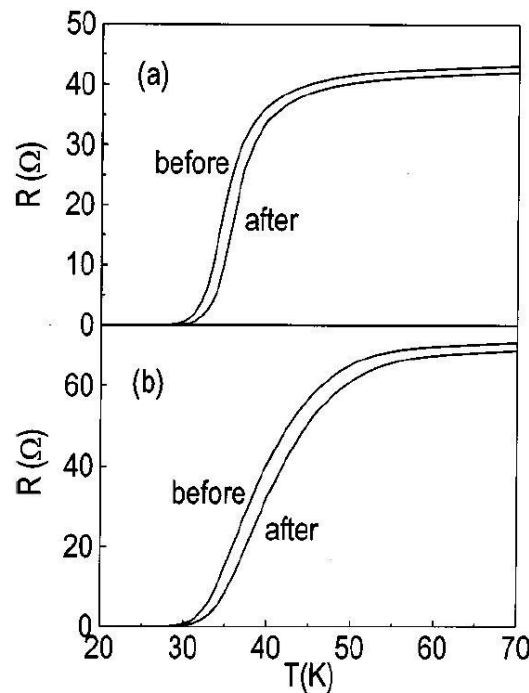


Abbildung 4.12: Teil a: Elektrischer Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur einer ionenbestrahlten YBCO Probe (Dosis $D = 10^{15}\text{cm}^{-2}$) vor und nach der Beleuchtung mit einer Xe-Lampe. (Teil b beschreibt den selben Sachverhalt bei einem YBCO/PBCO Gitter). Mit freundlicher Genehmigung von [80]. Copyright: American Institute of Physics.

Anhand ihrer Ergebnisse (siehe Abbildung 4.12) argumentierten Navacerada et al., dass der PPC-Effekt aufgetreten wäre, da das T_c der Probe um rund 2 K gestiegen ist und der Widerstand um rund 2Ω gesunken ist.

Um diese Ergebnisse zu untersuchen, wurde von Markowitsch et al. [67] ebenfalls eine zuvor ionenbestrahlte YBCO Probe mit einem HeNe-Laser bestrahlt. Die untersuchte 100 nm dicke YBCO Probe wurde einer He^+ -Ionen Bestrahlung mit einer Dosis von $5 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ unterzogen. Nach der Ionenbestrahlung wies diese Probe ein vollständig halbleitendes Verhalten auf (bis hinab auf 25 K). Anschließend wurde sie bei 290 K mit einem HeNe-Laser beleuchtet. Während der rund 3-stündigen Beleuchtung sowie weiterer rund 2 Stunden nach deren Beendigung wurde der Widerstand der Probe aufgezeichnet, siehe Abbildung 4.13. Der Widerstand sinkt zuerst rapide, sättigt aber nach bereits rund 100 min. Nach dem Ende der Beleuchtung tritt eine Relaxation auf, welche nahezu den Ausgangswert vor der Beleuchtung wieder herstellt.

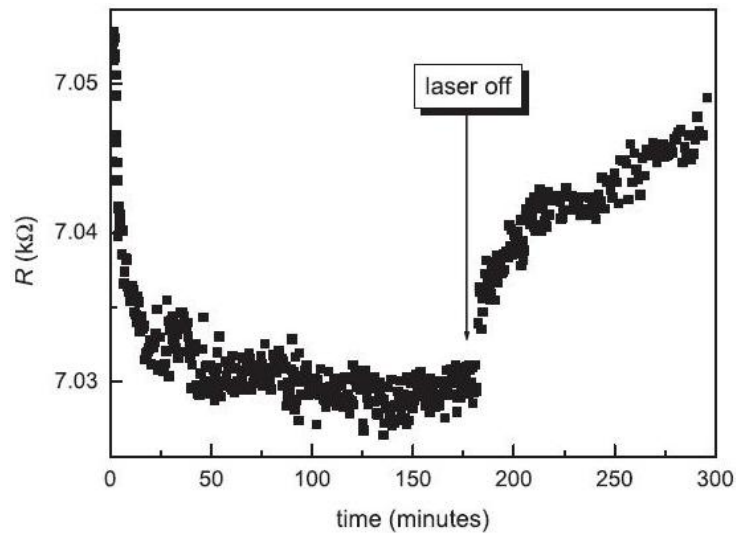


Abbildung 4.13: Zeitliche Entwicklung des elektrischen Widerstandes einer halbleitenden ionenbestrahlten YBCO Probe, während und nach der Beleuchtung mit einem HeNe-Laser bei 290 K (aus [67]).

Bei dieser Messung traten 2 wichtige Unterschiede im Vergleich zum PPC-Effekt in sauerstoffreduzierten YBCO Proben auf. Erstens beträgt die Änderung des Widerstandes nur etwa 0,3 %, im Vergleich zu mehreren % in sauerstoffreduzierten Proben [54]. Zweitens sättigt dieser Effekt bereits nach relativ kurzer Zeit, im Vergleich zum PPC-Effekt in sauerstoffreduzierten Proben, bei dem kein Anzeichen einer Sättigung während der Beleuchtung

auftritt. Markowitsch et al. schlossen deshalb aus ihren Ergebnissen, dass die von ihnen gemessenen photoinduzierten Effekte und der PPC-Effekt in sauerstoffreduzierten Proben nicht auf den selben Prozessen basieren. Die leichten Abweichungen der Messergebnisse zu denen von Navacerrada et al. argumentiert der Autor des zitierten Artikels mit den unterschiedlichen Lichtquellen [67]. Die Intensität der von Navacerrada et al. verwendete Xe-Lampe liegt teilweise im UV-Bereich des Spektrums, und ist daher möglicherweise effizienter in der Photodotierung als der von Markowitsch et al. verwendete HeNe-Laser.

Ziel der im Rahmen dieser Diplomarbeit unternommenen Untersuchungen war es nun, systematische Messungen an mit einem HeNe-Laser beleuchteten YBCO Proben durchzuführen, um damit weitere Informationen zu erhalten, ob es sich beim PPC-Effekt in sauerstoffreduzierten Proben und bei den photoinduzierten Effekten in ionenbestrahlten Proben um den selben Effekt handelt oder nicht.

Kapitel 5

Versuchsaufbau

5.1 Überblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden vier ionenbestrahlte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Proben (für Details zu den Proben siehe Kapitel 6) untersucht. Das Ziel war es, folgende zwei Eigenschaften von derart behandelten YBCO Proben genauer zu untersuchen:

1. Die Auswirkungen von mehrmaligen Photodotierungen bei Raumtemperatur mit einem HeNe-Laser auf den elektrischen Widerstand sowie das T_c der Proben.
2. Die zeitliche Entwicklung der Sprungtemperatur T_c , welche durch die vorangegangene Ionenbestrahlung erniedrigt wurde.

Zu diesem Zwecke war es notwendig, die Proben kontrolliert von Raumtemperatur auf bis zu rund 40 K abzukühlen und anschließend in derselben Zeitspanne wieder kontrolliert auf Raumtemperatur zu erwärmen. Die dazu notwendige Apparatur wird im Abschnitt 5.2.2 beschrieben. Auf den zur Photodotierung verwendeten HeNe-Laser wird im Abschnitt 5.2.4 genauer eingegangen.

5.2 Die Messapparatur

5.2.1 Verwendete Geräte

Die Messapparatur bestand aus folgenden Geräten:

- Leybold-Heraeus RW 2 Kompressor

- Leybold-Heraeus RGD210 Cryostat
- Alcatel 320 Vakuumpumpe
- selbstgebaute Steckbox als Interface zwischen Messgeräten und Closed-Cycle
- AC/DC constant current source 70 Hz
- Oxford ITC 503 Temperature Controller
- ED&G princeton applied research 5120 Lock-In-Verstärker
- 2 Keithley 2000 Multimeter
- PC mit GPIB-Einsteckkarte

5.2.2 Der Closed-Cycle Refrigerator

Zur Abkühlung der Probe wurde ein sogenannter Closed-Cycle Refrigerator (oder kurz Closed-Cycle) benutzt, welcher nun näher beschrieben wird. Das Grundprinzip eines solchen Apparates ist, dass ein Arbeitsgas (hier komprimiertes Helium) zur Expansion gebracht wird und sich dabei abkühlt. Die zu untersuchende Probe befindet sich auf einem sogenannten Probenspieß innerhalb des Closed-Cycle. Zur Befestigung der Probe am Probenspieß wurde Wärmeleitpaste verwendet, was die Temperaturleitfähigkeit zwischen Probe und Probenspieß stark erhöht. In Abbildung 5.1 erkennt man den Kaltkopf des Closed-Cycle, innerhalb dessen sich der Probenspieß befindet. Als Closed-Cycle wird im folgenden der gesamte geschlossene Kühlkreislauf bezeichnet, durch den das Arbeitsgas getrieben wird, also der Kühlkopf, der Heliumkompressor sowie die Leitungen zwischen diesen beiden.

Die Vakuumpumpe der Marke Alcatel 320 evakuiert den kompletten Kaltkopf auf bis zu (0,02 mbar), das damit erzeugte Vakuum hat als Hauptaufgabe die thermische Isolierung des Probenspießes. Das Helium wird mittels eines Kompressors der Marke Leybold RW2 durch den Closed-Cycle getrieben. Der Kompressor und der Kaltkopf bilden dabei den geschlossenen Kreislauf. Im Kompressor wird das Heliumgas verdichtet und über Steuerventile in den Kaltkopf eingebracht, dort expandiert es und kühlt den Kaltkopf, welcher über den Kaltfinger thermisch mit dem Probenspieß verbunden ist, wodurch schließlich auch die Probe gekühlt wird. Das ausgedehnte Heliumgas wird nach dessen Expansion durch einen Verdrängerkolben aus dem Kaltkopf zurück in den Kompressor gedrängt, wo es schließlich wieder komprimiert

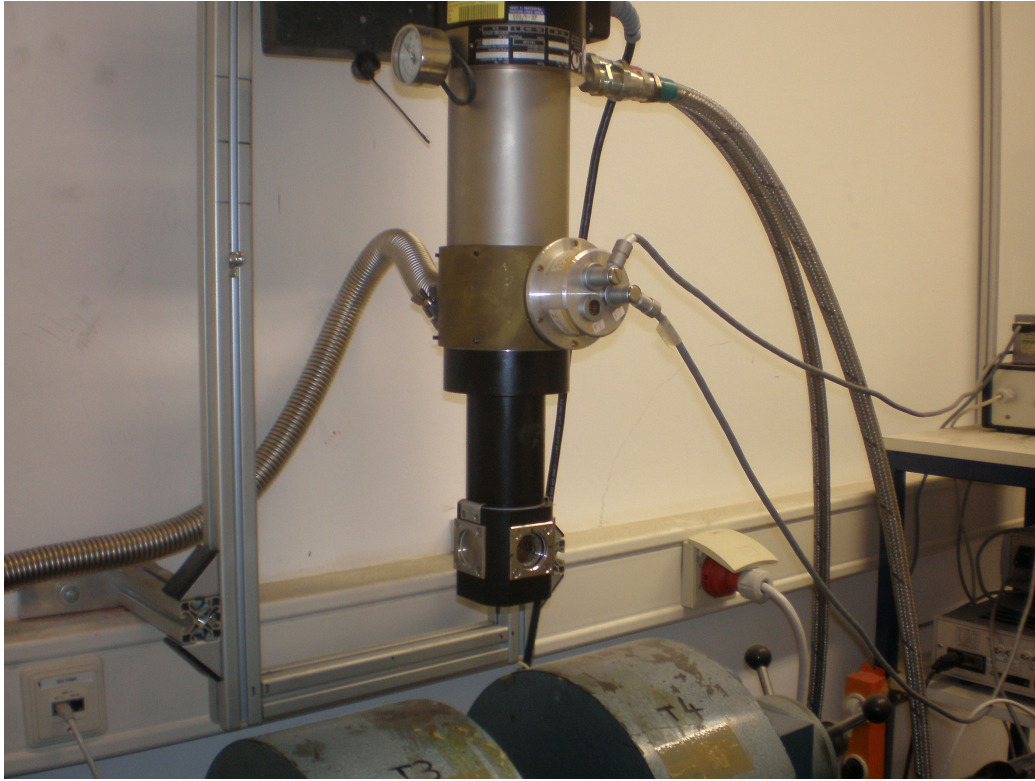


Abbildung 5.1: Der verwendete Probenspieß.

wird, um einen neuen Zyklus zu starten. Mit dieser, auch Gifford-McMahon-Verfahren genannten, Methode kann bis zu Temperaturen von rund 10 K gekühlt werden. Die im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendeten Apparatur kühlt bis zu rund 30 K, was für die hier beschriebenen Experimente völlig ausreichend ist. Die Probe (welche wie erwähnt auf dem Probenspieß im Kaltkopf angebracht wurde) befindet sich hinter einem Suprasilfenster, wodurch eine Bestrahlung der Probe mit dem HeNe-Laser möglich ist. (Schließlich wird der Kaltkopf noch von 2 großen Elektromagneten umgeben, mithilfe derer Untersuchungen der magnetischen Eigenschaften von Proben möglich sind, wie zum Beispiel des Hall Effektes. In den hier beschriebenen Messungen wurden sie allerdings nicht benötigt.)

Für weitere Informationen bezüglich des Closed-Cycle sowie Baupläne des Probenspießes siehe [25].

5.2.3 Der Temperature-Controller

Im vorigen Abschnitt wurde die vom Closed-Cycle erzeugte Kühlung besprochen. Diese Kühlung geht unkontrolliert vonstatten. Wenn man also nur den Closed-Cycle in Betrieb nimmt, dann kühlt dieser den Probenspieß bis auf ein (apparateabhängiges) Minimum hinunter. Für die durchgeführten Experimente wird aber ein kontrolliertes Abkühlen (und Erwärmen) der Probe benötigt, daher bedarf es einer Heizleistung entgegen der Kühlleistung des Closed-Cycle. Diese Heizleistung wird von einer sich im Probenspieß befindlichen Heizung zur Verfügung gestellt. Diese Heizleistung ist variabel und wird von einem Temperature-Controller (Oxford ITC 503) gesteuert. Unmittelbar neben der Probe auf dem Probenspieß befindet sich ein Pt100 Sensor, mit dessen Hilfe der Temperature-Controller die aktuelle Temperatur bei der Probe berechnet. Zusätzlich lässt sich die gewünschte Abkühlrate (Aufheizrate) im Temperature-Controller programmieren, sodass dieser die Heizleistung der Heizung derart einstellt, dass die unkontrollierte Kühlung des Closed-Cycle und die variable Heizung zum gewünschten Temperatursweep kombiniert werden. Weiters ist es mithilfe des Temperature-Controllers natürlich auch möglich, die Temperatur bei der Probe (nahezu) konstant zu halten. Die Ungenauigkeit der Temperaturbestimmung beträgt etwa 0,1 K.

5.2.4 Der Laser

In Abbildung 5.2 ist der zur Photodotierung der Proben verwendete HeNe-Laser der Firma Spectra Physics (Modell 127) zu erkennen. Dieser Laser besitzt eine Wellenlänge von 632,8 nm, befindet sich also im roten Spektrum des sichtbaren Lichtes, und hat eine Leistung von rund 35 mW. Mit diesem Laser wurde die Probe aus einer Entfernung von rund 40 cm bestrahlt. Erfolgte die Bestrahlung der Probe bei Raumtemperatur, dann hatte diese keinen messbaren Einfluss auf die Temperatur bei der Probe. Je tiefer jedoch die Photodotierungstemperatur gewählt wurde, desto größer war die Temperaturerhöhung durch die einsetzende Laserbestrahlung. Betrug die Temperatur bei der Probe vor der Photodotierung zum Beispiel 80 K, so erhöhte die Laserbestrahlung diese um rund 2 K (probenabhängig). Dieser Temperaturanstieg wurde nach wenigen Minuten vom Temperature-Controller beseitigt, der bei Photodotierungen darauf programmiert war, die Temperatur der Probe möglichst konstant zu halten. Beim Ausschalten des Lasers bei tiefen Photodotierungstemperaturen kam es analog zu einer kurzfristigen, geringen Abkühlung der Probe, bis diese automatisch vom Temperature-Controller ausgeglichen wurde.

Die Justierung des Laserstrahls auf die Probe erfolgte manuell, wodurch

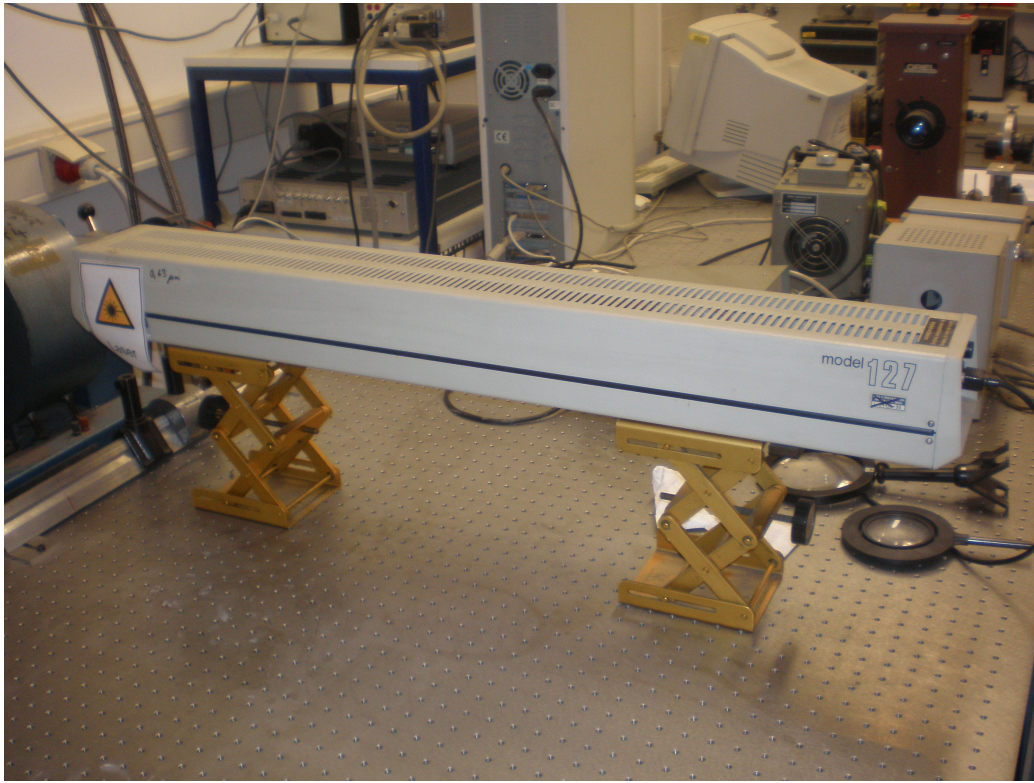


Abbildung 5.2: Der verwendete HeNe-Laser (Spectra Physics Modell 127).

natürlich eine (geringe) Messfehlerquelle entsteht. Gewünscht ist eine möglichst gleichmäßige Beleuchtung der gesamten Probe, die dadurch bestmöglich realisiert wird, dass der Durchmesser des Laserstrahls nahezu dem Probendurchmesser entspricht. Dies ist auch noch aus einem weiteren Grund von Bedeutung, denn es gilt zu vermeiden, dass durch die Beleuchtung eines Kontaktes (z.B. durch größeren Durchmesser des Laserstrahls oder gar Fehljustierung des selbigen) Thermospannungen entstehen, die ihrerseits die Messgenauigkeit einschränken. Nach der Positionierung des Laserstrahls für die jeweils erste Photodotierung einer Probe wurde diese für die darauf folgenden Dotierungen der selben Probe nicht mehr verändert, um möglichst idente experimentelle Bedingungen während der einzelnen Photodotierungen zu gewährleisten.

5.2.5 Die Messprogramme

Zur Aufzeichnung der gewonnenen Messdaten wurden zwei unter Lab Windows programmierte Messprogramme verwendet, die beide bereits geschrie-

ben wurden und auf dem Messcomputer installiert waren. Zur Messung der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes der Proben wurde das Messprogramm „*Temperaturesweep*“ verwendet. Zur Messung der Zeitabhängigkeit des Probenwiderstandes während und kurz nach den Photodotierungen wurde das Messprogramm „*Time dependence of signal*“ verwendet.

Beide Programme dienten ausschließlich zur Messdatenerfassung, sie interagierten nicht mit der Messung. Die Auswertung der Messergebnisse wurde mit dem Programm Origin 6.1 durchgeführt.

Temperaturesweep

In Abbildung 5.3 ist die Benutzeroberfläche des Programms „*Temperaturesweep*“ dargestellt. Sobald der Regler „Stop/Go“ auf Record geschaltet wird, beginnt das Messprogramm automatisch damit in den voreingestellten Zeitintervallen Messpunkte aufzuzeichnen, indem es bei der jeweiligen Zeit die an der Probe abfallende Spannung und die über den Pt100 gemessene Temperatur in einer Textdatei speichert. Dieses Zeitintervall lässt sich vor dem Start der Messung über das Eingabefeld „Sec/Pkt“ bestimmen. Die Auswahl im Eingabefeld „Avg“ bestimmt, über wieviele Messwerte pro aufgezeichnetem Messpunkt vom Programm gemittelt werden soll. Mit den Eingabefelder „Ymax“, „Tmax“, „Ymin“ und „Tmin“ lässt sich der Ausschnitt des bereits während der Messung mitlaufenden Diagramms verändern, diese Einstellungen haben auf die eigentliche Messung keinerlei Auswirkungen. In den Eingabefeldern „LockIn [mV]“ und „Strom [mA]“ können die bei der Messung gewählte Stromstärke und der gewählte Spannungsmessbereich notiert und damit in der vom Programm erzeugten Textdatei gespeichert werden. Schließlich sollte mit dem Schalter „File“ der Zielort der Textdatei festgelegt werden.

Time dependence of Signal

In Abbildung 5.4 ist die Benutzeroberfläche des Programms „*Time dependence of signal*“ dargestellt. Dieses unterscheidet sich in der Anwendung kaum vom Messprogramm Temperaturesweep. Sämtliche Eingabefelder sind in beiden Messprogrammen identisch (siehe dazu 5.2.5). Zusätzlich existiert lediglich der Button „Clear Graph“, mit dessen Betätigung sich der Graph im während der Messung laufenden Diagramm löschen lässt. Auch dieser Button hat keinerlei Einfluss auf die eigentliche Messung.

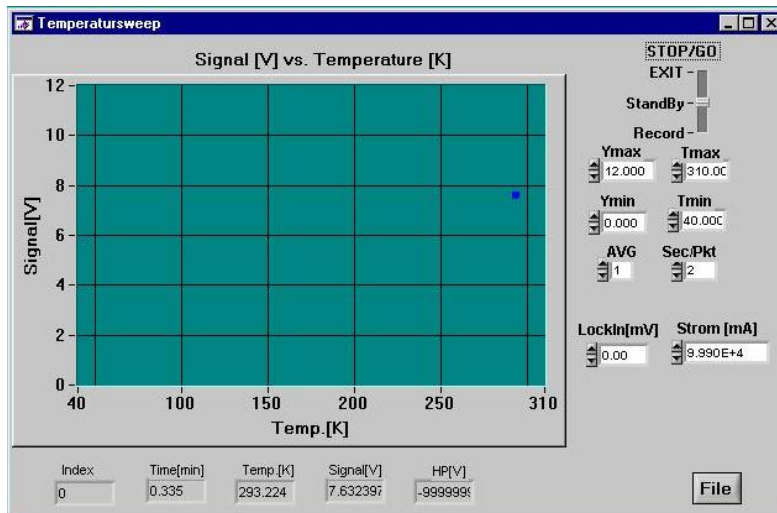


Abbildung 5.3: Benutzeroberfläche des Programmes „Temperatursweep“.

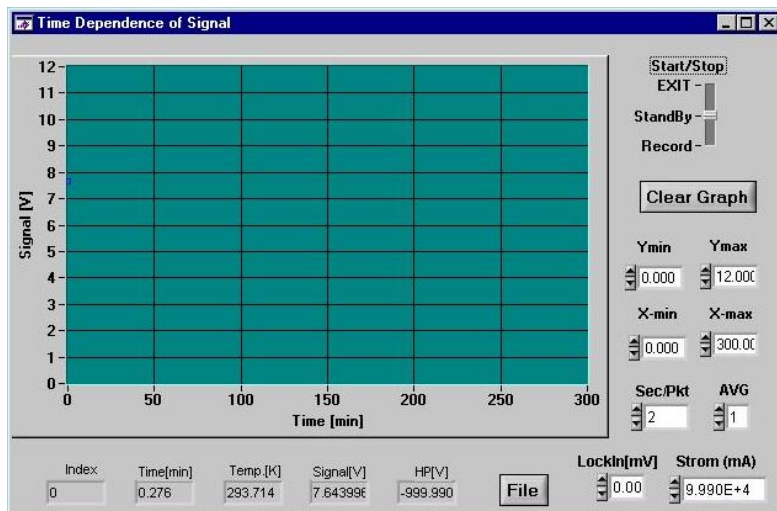


Abbildung 5.4: Benutzeroberfläche des Programmes „Time dependence of signal“.

5.3 Der Versuchsaufbau

In Abbildung 5.5 sind die Hauptbestandteile der Messapparatur zu erkennen, mit Ausnahme des Kaltkopfes (siehe Abbildung 5.1), der Vakuumpumpe und des He-Kompressors. Als Stromquelle dient ein Wechselstromgenerator (AC/DC constant current source), mit dessen Hilfe Wechselströme zwischen $1\text{ }\mu\text{A}$ und 50 mA stufenweise erzeugt werden können. In den hier besprochenen Experimenten wurden Wechselströme mit (konstanten) Stromstärken zwischen $2\text{ }\mu\text{A}$ und $10\text{ }\mu\text{A}$ und der Frequenz von 70 Hz verwendet. Nachdem der Strom der Stromquelle entnommen wird, wird er in einem Verteiler in den Kaltkopf und schließlich in die Probe geführt. Dort wird die an der Probe abfallende Spannung gemessen und mittels eines analogen Lock In Verstärkers (EG&G Model 5210) und eines Voltmeters (Keithley 2000) in ein digitales Spannungssignal verwandelt, welches schließlich mithilfe einer GPIB-Einsteckkarte in den PC gespeist wird.

Wie bereits erwähnt, wird die Temperatur in der unmittelbaren Umgebung der Probe von einem Pt100 Sensor ermittelt. Dieser beinhaltet einen temperaturabhängigen geeichten Widerstand, sodass aus der gemessenen Spannung die dazugehörige Temperatur berechnet werden kann. Diese Spannung am Pt100 wird von einem zweiten Voltmeter (Keithley 2000) angezeigt und ebenfalls in den PC gespeist. Schließlich ist in Abbildung 5.5 noch der Temperature-Controller (ITC503) zu erkennen. Dieser ist mit dem Kaltkopf (sowie dem Stromverteiler) verbunden, um die Heizleistung je nach Programmierung des Temperature-Controllers anzupassen.

5.4 Die Versuchsdurchführung

Es galt zwei verschiedene Phänomene zu untersuchen. Erstens ob, und wenn ja, wie, sich die Sprungtemperatur T_c einer zuvor ionenbestrahlten YBCO Probe im Laufe der Zeit (auch ohne weitere äußere Manipulation) ändert. Dazu wurde in gewissem zeitlichen Abstand die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur (also die Kennlinie) gemessen und daraus T_c bestimmt. Zweitens wurde untersucht, welche Auswirkungen das Photodotieren mit einem HeNe-Laser einerseits auf den elektrischen Widerstand während und kurz nach der Laserbestrahlung und andererseits auf T_c hat. Hierbei wurde *vor* und *nach* der Photodotierung ein Temperatursweep durchgeführt, um T_c zu bestimmen und daraus festzustellen, ob sich T_c durch die Bestrahlung verändert hat.

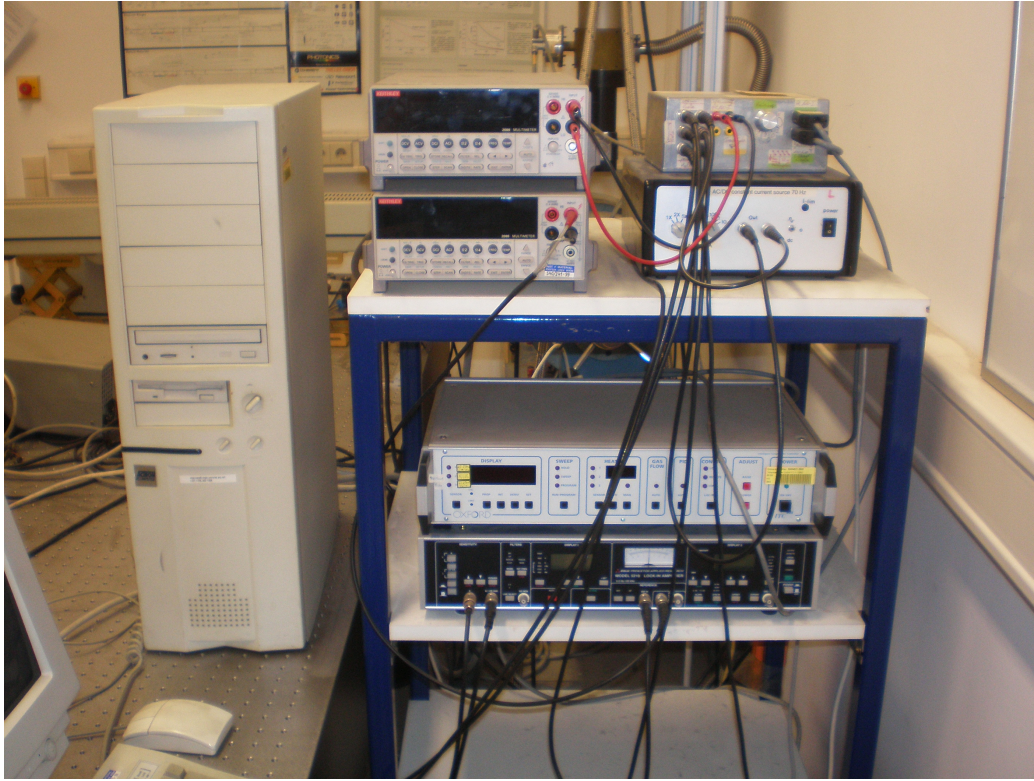


Abbildung 5.5: Messgeräte zur Erfassung der Daten.

5.4.1 Messung der Widerstandskennlinie

Zuerst musste der Temperature-Controller darauf programmiert werden, die Temperatur (bei der Probe) auf die Starttemperatur (zwischen 303 K und 305 K) der Kennlinienmessung zu bringen und dann einige Minuten konstant zu lassen, bis sich der durch die Temperaturänderung schwankende Widerstand eingependelt hat. Anschließend wurde die Wasserkühlung des Kompressors und anschließend der Kompressor selbst aktiviert, um den bereits evakuierten Kühlkopf (die Vakuumpumpe lief seit dem Einbau der jeweiligen Probe im Dauerbetrieb, um die Probe möglichst vor äußeren Einflüssen zu schützen) zu kühlen. Nun wurden der Temperatursweep im Temperature-Controller sowie das Messprogramm „Temperatursweep“ programmiert. Anschließend konnte sowohl das Messprogramm als auch der Temperatursweep gestartet werden. Während sämtlicher Messungen wurde die an der Probe abfallende Spannung bei einem angelegten konstanten Strom von $2\ \mu\text{A}$, $5\ \mu\text{A}$ bzw. $10\ \mu\text{A}$ (je nach Messung) gemessen und vom Messprogramm aufgezeichnet. Der Temperatursweep dauerte zwischen 20 und 30 Stunden und setzte sich aus vier Phasen zusammen. Einer ersten, schnelleren, Abkühlung

bis etwas oberhalb des erwarteten T_c mit Abkühlraten zwischen 20 K/h und 25 K/h und in einer zweiten, langsamen (um das Rauschen zu minimieren und die Zahl der Messpunkte zu erhöhen) Phase mit Abkühlraten zwischen 4 K/h und 8 K/h wurde bis etwas unterhalb des erwarteten T_c gekühlt. Anschließend wurden diese zwei Schritte umgekehrt wiederholt, bis wieder die Starttemperatur erreicht wurde.

5.4.2 Photodotierung der Probe

Vor der eigentlichen Bestrahlung mit dem HeNe-Laser wurde eine Kennlinie, wie in Abschnitt 5.4.1 beschrieben, gemessen. Nach dem Ende dieses Temperatursweeps wurde der Temperature-Controller programmiert, die Dotierungstemperatur anzusteuern. Sobald diese erreicht wurde, wurde wieder einige Minuten gewartet, bis sich der Widerstand eingependelt hatte. Danach wurde das Messprogramm „Time dependence of signal“ programmiert und anschließend gestartet. Nach etwa 15 Minuten der Messung wurde der Laser eingeschaltet und nach 100 Minuten bis 300 Minuten wurde die Bestrahlung beendet. Anschließend wurde noch 50 Minuten bis 150 Minuten die zeitliche Entwicklung des Widerstandes aufgezeichnet, um ein mögliches Abklingen der Auswirkungen der Photodotierung zu untersuchen. Abschließend wurde ein weiterer Temperatursweep durchgeführt, um eine mögliche T_c -Erhöhung zu untersuchen.

Kapitel 6

Proben

Sämtliche in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden im Institut für Angewandte Physik der Johannes-Kepler-Universität Linz sowohl hergestellt als auch ionenbestrahlt.

6.1 Die Probenherstellung

Alle Proben wurden mithilfe des sogenannten „*Pulsed Laser Deposition*“-Verfahrens hergestellt [81]. Grundprinzip dieses Verfahrens ist es, Materie, in diesem Fall YBCO, von einem Target mithilfe gepulster Laserstrahlen abzutragen und anschließend auf ein gewünschtes Substrat (MgO) aufzutragen. In Abbildung 6.1 ist eine schematische Skizze dieses Verfahrens dargestellt.

Als Target diente ein polykristalines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Plättchen. Dieses wurde mit einem KrF-Kaltlichtlaser ($\lambda = 248 \text{ nm}$) bestrahlt, wobei diese Bestrahlung nicht kontinuierlich erfolgte, sondern in Pulsen von rund 25 ns, bei einer Frequenz von 10 Hz. Durch diese Laserpulse verdampft Material an der Stelle des Targets, wo die Laserpulse auftreffen. Dadurch bildet sich eine Plasmawolke senkrecht zur Targetoberfläche. Um gleichmäßiges Abtragen von der Targetoberfläche zu gewährleisten, wird das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Plättchen währenddessen in Rotation versetzt. Das Substrat muss sich in unmittelbarer Nähe zum Target befinden und eine Reihe von Auswahlkriterien erfüllen, um optimale Auftragung zu gewährleisten. Erwähnt seien hier die Temperatur und die Kristallstruktur des Substrates. Analog zum Target wird auch das Substrat während der Ablagerung in Rotation versetzt, um eine möglichst homogene Verteilung der Materie zu erzielen. Der gesamte Vorgang wird in einem „*in situ*“ Verfahren durchgeführt, die Probe wird während des gesamten Prozesses einem Sauerstoffdruck von rund 0,01 mbar bis rund 1 mbar ausgesetzt. Wodurch schließlich am Ende des Prozesses $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Proben

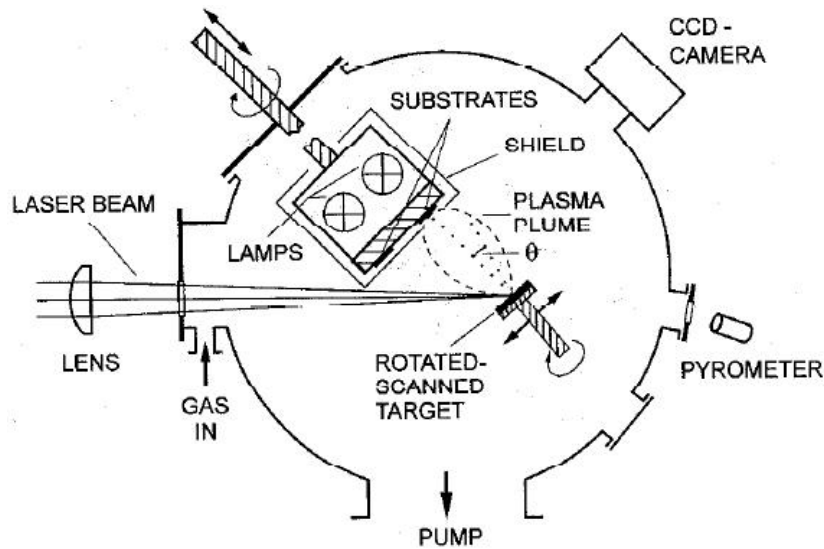


Abbildung 6.1: Aufbau einer PLD Kammer (aus [81]).

(jeweils auf MgO Substraten) vorlagen.

Abschließend wurde ein auf die beschriebene Weise erzeugtes Probenplättchen mittels „wet chemically etching“ in 4 separate Felder geteilt. Jedes dieser 4 Felder stellt eine eigenständige Probe dar. Dieses Vorgehen wird in Abbildung 6.2 verdeutlicht. Aus einem rund 10 mm langen und rund 10 mm breiten Probenplättchen werden auf diese Weise 4 verschiedene Proben, wobei die supraleitenden Stege rund 100 μm breit und rund 1,0 mm lang sind. Um diese Felder nun unterscheiden und nummerieren zu können, wurde ein Eck des Probenplättchens vorsichtig abgeschnitten (siehe Abbildung 6.2). Genauere Probencharakteristika sind im Unterabschnitt 6.3 zu finden.

6.2 Die Probengeometrie

Nach der Einteilung eines Probenplättchens in 4 separate Proben (siehe Abschnitt 6.1) wird nun die Probengeometrie einer solchen separaten Probe erläutert. Wobei alle im Rahmen dieser Diplomarbeit untersuchten Proben die selbe Geometrie aufwiesen. Selbige ist in Abbildung 6.3(a) dargestellt. An 2 gegenüberliegenden Kontakten wird nun der Strom eingespeist. In diesem Fall waren dies die Kontakte 1 und 2, aber man hätte genausogut die Kontakte 5 und 6 dazu verwenden können. Die am Steg abfallende Spannung wird nun über die Kontakte 3 und 4 gemessen. Durch diese Probengeometrie wird also eine Vier-Punkt-Messung realisiert. (Zusätzlich könnte man über die Kontakte 7 und 8 eine transversal abfallende Spannung messen und somit

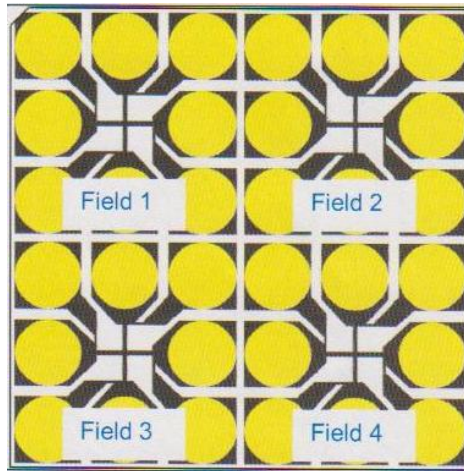


Abbildung 6.2: Einteilung eines Probenplättchens in 4 separate Proben, wobei die hellen Flächen dem Substrat, die dunklen dem YBCO und die gelben Flächen den Kontakten entsprechen.

den Hall Effekt untersuchen. Da dieser in dieser Arbeit aber nicht untersucht wurde, wurden die Kontakte 7 und 8 (so wie die Kontakte 5 und 6) nicht verwendet.)

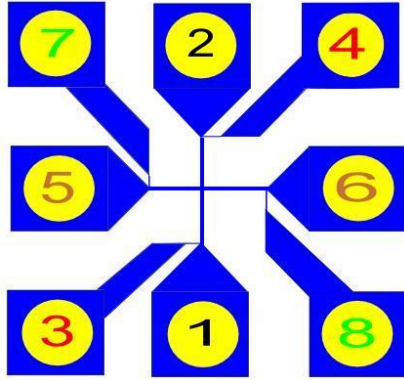
Die entsprechenden Kontakte wurden im Rahmen des Einbaus der Probe in die Messapparatur mittels eines Golddrahtes und Silberlack am Probenkopf kontaktiert.

In Abbildung 6.3(b) ist beispielsweise das gesamte Probenplättchen mit der Probe D im kontaktierten Zustand zu sehen. An den hellen Stellen befindet sich lediglich das Substrat MgO, an den dunkleren befindet sich über dem Substrat das aufgewachsene YBCO.

6.3 Probencharakteristika

In der Tabelle 6.1 sind nun sämtliche relevanten Daten der untersuchten Proben aufgelistet. Diese Probendaten wurden alle am Institut für Angewandte Physik der Johannes-Kepler-Universität Linz bestimmt, wo sie hergestellt und unmittelbar danach oder nachträglich ionenbestrahlt wurden.

Zum Abschluss dieses Kapitels sind Fotos der Proben nach dem Einbau in den Probenkopf, aber vor der Kontaktierung, abgebildet, wobei das Foto um die eigentliche Probe zentriert, aber der Rest des Probenplättchens noch zu erkennen ist. Abbildung 6.4(a) zeigt nun Probe A, Abbildung 6.4(b) zeigt Probe B, Abbildung 6.4(c) Probe C, und in Abbildung 6.4(d) ist schließlich Probe D zu erkennen.



(a) Schematische Darstellung der Probengeometrie mit 8 Kontakten.

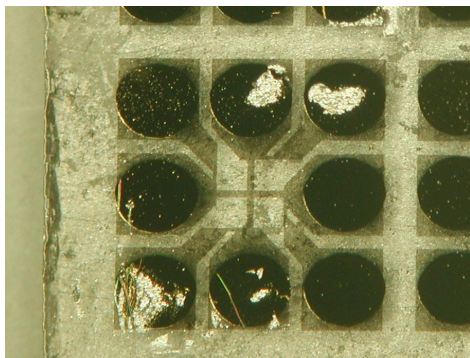


(b) Gesamtes Probenplättchen der Probe D, welche mithilfe von Golddrähten an den Probenkopf kontaktiert wurde.

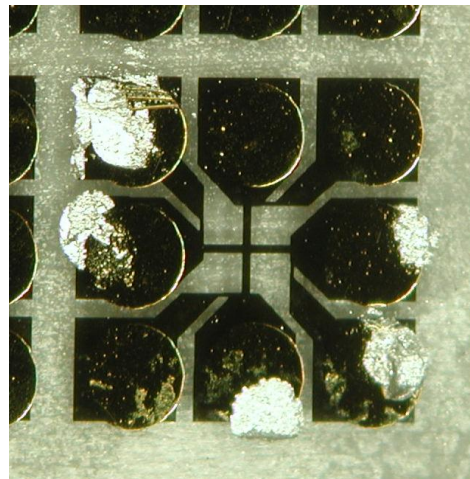
Abbildung 6.3: Kontaktierung der Probe

Kenngröße	Probe A	Probe B	Probe C	Probe D
Herstellernummer	34-040708	91-130508	123-191108	123-191108
Feld	3	3	2	1
Material	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$
Substrat	MgO	MgO	MgO	MgO
Steglänge [mm]	1,0	1,0	1,0	1,0
Stegbreite [μm]	100	100	100	100
Filmdicke [nm]	70	220	68	68
Probengröße [mm^2]	$5 * 5$	$5 * 5$	$5 * 5$	$5 * 5$
He^+ – Energie [keV]	75	75	75	75
Ionenstrahl Stromst. [μA]	1	1	0,8	0,4
Bestrahlungsdosis [cm^{-2}]	$0,5 * 10^{15}$	$0,5 * 10^{15}$	$0,5 * 10^{15}$	$1,25 * 10^{15}$
Bestrahlungswinkel [$^\circ$]	0	0	0	0

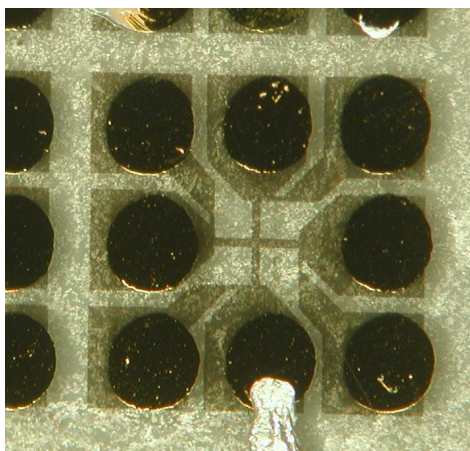
Tabelle 6.1: Daten der Proben, die in dieser Diplomarbeit verwendet wurden.



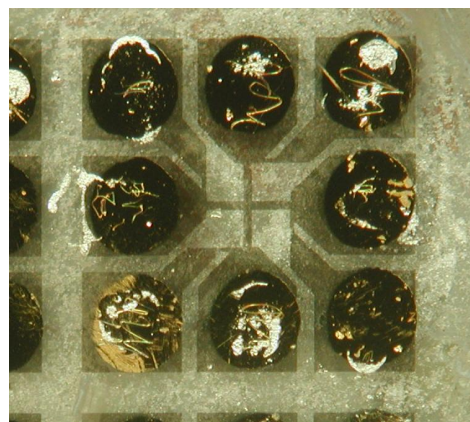
(a) Probe A



(b) Probe B



(c) Probe C



(d) Probe D

Abbildung 6.4: Die vier in dieser Diplomarbeit verwendeten Proben, vor der Kontaktierung.

Kapitel 7

Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Experimente präsentiert. Die Auswertung dieser Messergebnisse sowie die Diskussion der selbigen ist in Kapitel 8 zu finden. Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Ergebnisse der Untersuchungen bezüglich der Auswirkungen der Photodotierung auf die jeweilige Probe (elektrischer Widerstand und T_c) beschrieben. Im zweiten Teil werden die gewonnenen Informationen aus den Experimenten zur zeitliche Entwicklung von T_c nach der Ionenbestrahlung der jeweiligen Probe dargestellt. In beiden Teilen dieses Kapitels werden die Ergebnisse jeweils getrennt für die einzelnen Proben vorgestellt.

7.1 Auswirkungen der Photodotierung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Auswirkungen der Photodotierung einerseits auf den elektrischen Widerstand und andererseits auf das T_c der jeweiligen Probe präsentiert.

In der Tabelle 7.1, ist zu erkennen, wie oft jede der einzelnen Proben photodotiert und wieviele Tage nach der Ionenbestrahlung die jeweilige Dotierung durchgeführt wurde.

7.1.1 Probe A

Auswirkungen auf den elektrischen Widerstand

In Abbildung 7.1 ist nun das Ergebnis für Probe A dargestellt. In dieser Abbildung ist der elektrische Widerstand der Probe A gegen die Zeit, kurz vor, während und kurz nach den jeweiligen Photodotierungen, aufgetragen. Deutlich lässt sich erkennen, dass lediglich die erste Photodotierung (7 Tage

	Probe A	Probe B	Probe C	Probe D
1.Dotierung	7	52	8	22
2.Dotierung	8	70	14	30
3.Dotierung	10	-	19	36
4.Dotierung	45	-	-	50

Tabelle 7.1: Auflistung der einzelnen Photodotierungen der verschiedenen Proben, in Tagen nach der Ionenbestrahlung der jeweiligen Probe.

nach Ionenbestrahlung) eine signifikante Erniedrigung des Widerstandes der Probe A zur Folge hatte.

Der elektrische Widerstand sinkt während der ersten Dotierung (siehe Abbildung 7.1) innerhalb der ersten 40 Minuten um etwas mehr als 1 % ab, steigt dann allerdings (nachdem er für etwa 60 Minuten einen konstanten Wert gehalten hat) wieder an! Ein derartiges Verhalten des elektrischen Widerstandes wurde im Rahmen des PPC-Effektes nie beobachtet, bei welchem der Widerstand (wie in Abschnitt 4.2 erläutert) eine stetig abnehmende Kohlrauschfunktion beschreibt.

Im Gegensatz zur ersten Photodotierung hat die zweite Dotierung (8 Tage nach Ionenbestrahlung) keinen signifikanten Einfluss auf den elektrischen Widerstand der Probe A. Sehr ähnlich verhält es sich bei der dritten Dotierung (10 Tage nach Ionenbestrahlung), wobei die Rauschbreite in diesem Fall größer ist als bei der zweiten Dotierung.

Die vierte Photodotierung (45 Tage nach Ionenbestrahlung) wurde im Gegensatz zu den vorangegangenen 3 Dotierungen (295 K bzw. 285 K) bei 82 K durchgeführt. Dies hatte (wie in Abschnitt 5.2.4 erläutert) zur Folge, dass sich die Temperatur bei der Probe unmittelbar nach Einschalten des Lasers kurzzeitig geringfügig erhöhte und nach Ausschalten des Lasers kurzzeitig geringfügig absank, bis dies vom Temperature-Controller kompensiert wurde. Wie nun aber in Abbildung 7.1 zu erkennen ist, weist der Widerstand während der vierten Dotierung ein äußerst unerwartetes Verhalten auf, er steigt unmittelbar mit Einschalten des Lasers um 1 % an und unmittelbar mit Ausschalten des Lasers um 1 % ab. Nun ist offensichtlich, dass es sich bei diesem Effekt nicht um eine durch die Photodotierung ausgelöste Widerstandsreduktion handelt, vielmehr löst die vierte Dotierung einen Widerstandsanstieg aus. Da diese Dotierung im Vergleich zu den vorangegangenen bei einer viel tieferen Temperatur stattgefunden hat und geringe Temperaturfluktuationen bei tiefen Temperaturen eine viel größere Auswirkung als bei hohen Temperaturen haben, wird im Folgenden überprüft, ob diese Temperaturfluktuationen für den Temperaturanstieg während der vierten Dotierung

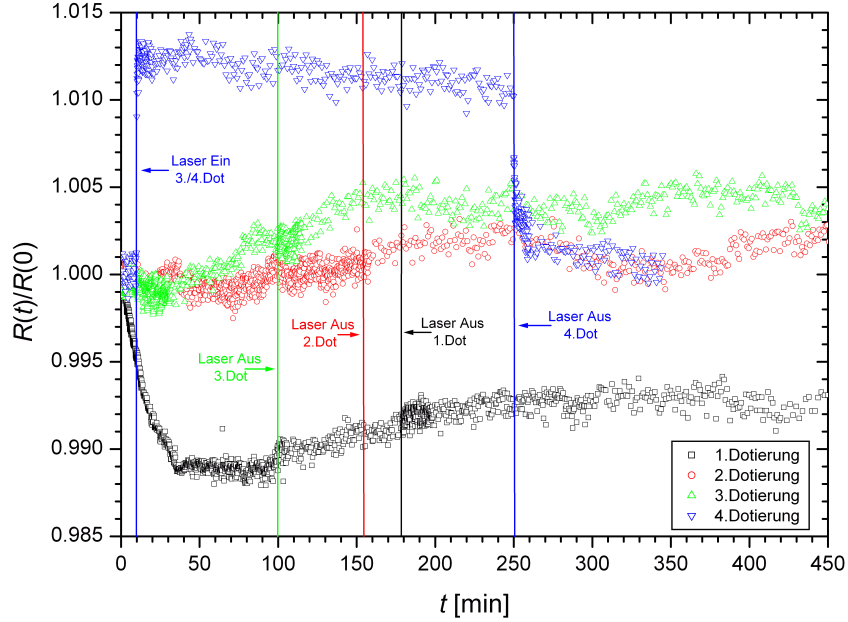


Abbildung 7.1: Relativer Widerstand, aufgetragen gegen die Zeit kurz vor, während und nach den vier Photodotierungen der Probe A. Wobei die Messwerte der vierten Dotierung einer, im Text beschriebenen, Temperaturkompensation unterzogen wurden. Laser Ein bei erster Dotierung nach rund 1,5 min, Laser Ein bei zweiter Dotierung nach rund 2 min

verantwortlich sein können. Dazu muss für die Messergebnisse der vierten Photodotierung folgende Temperaturkorrektur (Gleichung 7.1) durchgeführt werden. Gleichung 7.1 entspricht dabei dem ersten Glied einer Taylorreihe.

$$R(T_0) = R(T) - \left(\frac{dR}{dT}\right)_{T_0} \cdot (T - T_0) \quad (7.1)$$

$R(T_0)$ entspricht dem elektrischen Widerstand, den die Probe hätte, wenn die gemessene Temperatur T gleich der Temperatur zu Beginn der Messung T_0 wäre. Im Gegensatz zum bei der Temperatur T gemessenen Widerstand $R(T)$.

In Abbildung 7.1 wurden für die vierte Dotierung bereits die Werte des Widerstandes nach der Temperaturkorrektur verwendet, weil selbige keine wesentliche Änderung am gezeigten Verhalten des Widerstandes während der Dotierungen bei 82 K verursacht. Daraus kann geschlossen werden, dass die geringen Temperaturschwankungen keinen Einfluss auf den Widerstand

hatten, oder anders ausgedrückt, dass der Temperature-Controller die Temperatur konstant genug gehalten hatte. Somit wurde gezeigt, dass durch die verwendeten Hilfsmittel (Temperature-Controller, Temperaturkompensation) die Temperatur konstant gehalten werden konnte, wodurch aber die Frage nach der Ursache für den Widerstandsanstieg bei einsetzender Dotierung weiterhin offen bleibt.

Die, sehr wahrscheinliche, Lösung dieser Frage liegt im Messaufbau. Wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, wird die Temperatur der Probe mit einem am Probenkopf befindlichen Pt100 Sensor bestimmt. Dieser befindet sich aus experimentellen Gründen nicht exakt bei der Probe, vielmehr gibt es einen kleinen räumlichen Abstand. Dieser hat zur Folge, dass es einen Temperaturgradienten zwischen Probe und der Stelle, an der die Temperatur der Probe gemessen wird, gibt. Wenn der Laser bei 80 K aktiviert wird, ist die punktuelle Erwärmung der Probe durch den Laserstrahl, im Vergleich zu Dotierungen bei Raumtemperatur, viel größer, und dann ist der räumliche Abstand zwischen der Probe und dem Pt100 Sensor entscheidend, da nur die Probe direkt vom Laser beleuchtet und somit erwärmt wird. Deswegen stimmen die eigentliche Temperatur der Probe und die durch den Widerstand bestimmte Temperatur nicht mehr exakt überein und es kommt bei Dotierungen bei 80 K zu einem nicht zu verhindernden Temperatur- und somit Widerstandsanstieg, der auch durch die rechnerische Korrektur nicht auszugleichen ist.

Um nun weiter zu verdeutlichen, dass auch die vierte (wie die zweite und dritte) Dotierung keine systematische Erniedrigung des relativen spezifischen Widerstands von Probe A ausgelöst hatte, wurde Abbildung 7.2 erstellt, für die die aus der vierten Dotierung gewonnen Daten in folgender Weise bearbeitet wurden. Zu sämtlichen Widerstandswerten nach dem Ausschalten des Lasers wurde die Differenz zwischen dem Wert des Widerstandes unmittelbar vor Ausschalten des Lasers und dem Wert, bei dem sich wieder ein konstanter Widerstand eingestellt hat, dazu addiert. Zusätzlich wurden zwei weitere Veränderungen durchgeführt, um die Anschaulichkeit zu erhöhen. Einerseits wurde der Startzeitpunkt so gewählt, dass $t = 0$ dem Beginn der jeweiligen Dotierung entspricht. Andererseits wurden die Werte zwischen Ausschalten des Lasers und Erreichens eines konstanten Widerstandswertes entfernt. Auf diese Weise lässt sich mithilfe der Abbildung 7.2 zeigen, dass während der vierten Dotierung keine systematische Erniedrigung des relativen spezifischen Widerstandes stattgefunden hat. Der Widerstand sinkt zwar konstant, aber da diese Widerstandsreduktion auch nach Ausschalten des Lasers unverändert auftritt, kann daraus geschlossen werden, dass diese nicht durch die Dotierung ausgelöst wurde.

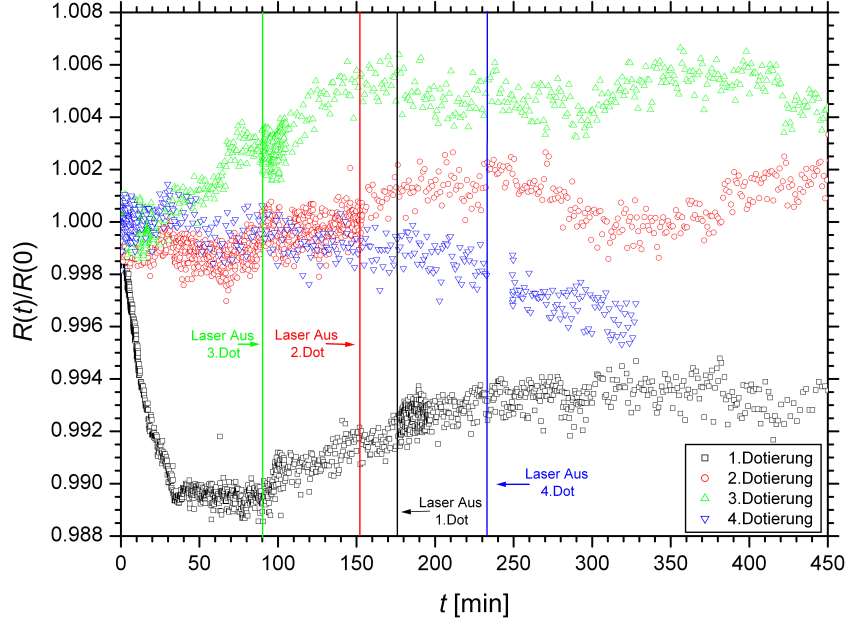


Abbildung 7.2: Relativer Widerstand, aufgetragen gegen die Zeit, während und nach den vier Photodotierungen der Probe A. Die Messwerte der vierten Dotierung wurden einerseits einer Temperaturkompensation und andererseits der im Text beschriebenen Bearbeitung unterzogen.

Auswirkungen auf T_c

In Abbildung 7.3 sind die Kennlinien vor und nach der vierten Photodotierung von Probe A dargestellt. Im Zuge der vorangegangenen 3 Dotierungen wurden keine Temperatursweeps durchgeführt. Aus Abbildung 7.3 geht hervor, dass durch diese Dotierung keinerlei Änderungen an T_c ausgelöst wurden, denn die Kennlinie vor und die Kennlinie nach der Dotierung liegen (im Rahmen der Messgenauigkeit) exakt übereinander.

7.1.2 Probe B

Auswirkungen auf den elektrischen Widerstand

Abbildung 7.4 zeigt die Auswirkungen von 2 Photodotierungen auf den relativen spezifischen Widerstand von Probe B. Beide Dotierungen wurden bei 80 K durchgeführt, wodurch der Widerstand von Probe B ein Verhalten ana-

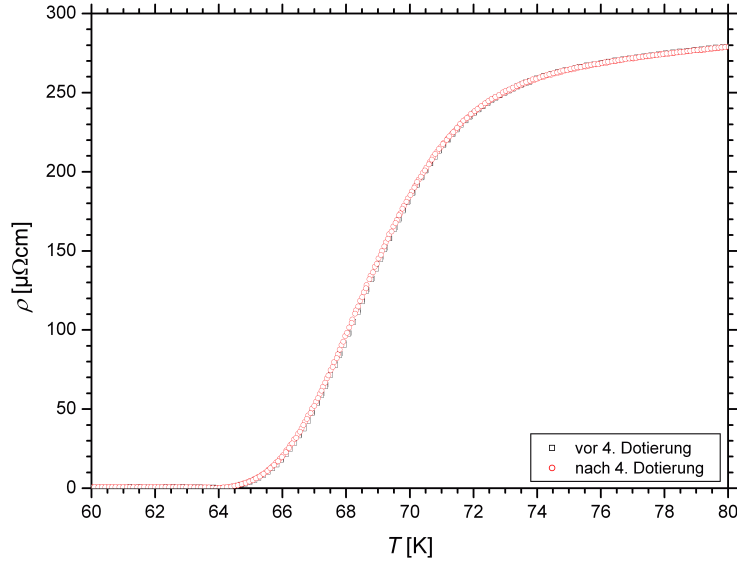


Abbildung 7.3: Spezifischer Widerstand, aufgetragen gegen die Temperatur vor und nach der vierten Photodotierung von Probe A.

log zum Widerstand von Probe A im Zuge der vierten Dotierung von Probe A zeigt. Zu Beginn beider Dotierungen steigt der Widerstand plötzlich um rund 1,5 % an und fällt nach Beendigung der Dotierung wieder ab, allerdings bei beiden Dotierungen unterschiedlich stark. Auch für die Widerstandswerte der beiden Dotierungen von Probe B wurde eine Temperaturkompensation durchgeführt (wie bei der vierten Dotierung von Probe A) und auch hier änderte diese nichts am Verhalten des Widerstandes.

Es ist aus Abbildung 7.4 erkennbar, dass lediglich die erste Dotierungen (52 Tage nach Ionenbestrahlung) einen systematischen Einfluss auf den elektrischen Widerstand hat, ihn zuerst erniedrigt (in diesem Fall um rund 0,75 %), bis sich nach ≈ 100 min, noch während der Bestrahlung, ein konstanter Wert einstellt.

Im Gegensatz dazu hat die zweite Photodotierung (70 Tage nach Ionenbestrahlung) keinen systematischen Einfluss auf den Widerstand, dies ist zwar analog zu den Ergebnissen von Probe A, aber aus Abbildung 7.4 weniger deutlich zu erkennen, als dies bei Probe A der Fall war. Die Ursache dafür liegt in der Temperaturerhöhung (Temperaturerniedrigung) bei der Probe beim Einschalten (Ausschalten) des Lasers. Aus diesem Grund wurden die Messwerte analog zum Vorgehen im Fall der vierten Dotierung von Probe A

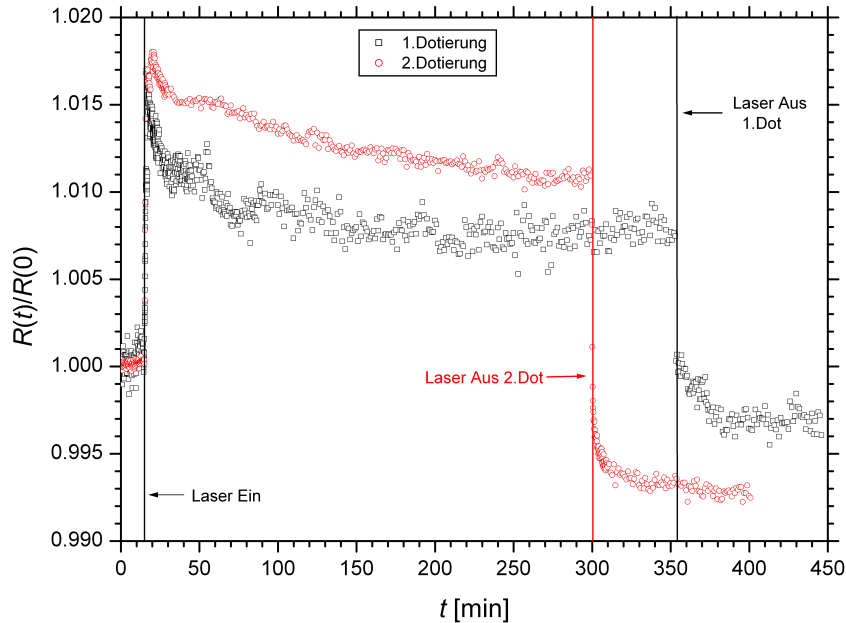


Abbildung 7.4: Relativer Widerstand, aufgetragen gegen die Zeit kurz vor, während, und nach den zwei Photodotierungen der Probe B. Wobei die Messwerte beider Dotierungen einer Temperaturkompensation unterzogen wurden. Der Beginn der beiden Dotierungen erfolgte jeweils 10 min nach dem Start der Messung.

bearbeitet, um den gewünschten Sachverhalt (systematischer Einfluss auf den Widerstand nur bei erster Dotierung der Probe B) in Abbildung 7.5 deutlicher darstellen zu können. Dazu wurde analog zur Abbildung 7.4 der Widerstand gegen die Zeit während und nach der Dotierung aufgetragen, diesmal allerdings begonnen mit dem Zeitpunkt des Einschaltens des Lasers. Entscheidender Unterschied der Abbildung 7.5 zur Abbildung 7.4 ist nun, dass zu sämtlichen Widerstandswerten nach dem Ausschalten des Lasers, die Differenz zwischen dem Wert des Widerstandes unmittelbar vor Ausschalten des Lasers und dem Wert, bei dem sich wieder ein konstanter Widerstand eingestellt hat, dazu addiert wurde. Abschließend wurden zwecks Anschaulichkeit die Werte zwischen Ausschalten des Lasers und Erreichens eines konstanten Widerstandswertes entfernt. Nun ist aus Abbildung 7.5 deutlich zu erkennen, dass die erste Photodotierung den Widerstand zuerst um rund 0,75 % senkt und nach rund 100 min einen konstanten Wert, auch nach

Ausschalten des Lasers, hält. Die zweite Dotierung senkt zwar auf den ersten Blick ebenfalls den Widerstand, aber aus der Tatsache, dass sich diese Widerstandsreduktion auch nach Ausschalten des Lasers mit gleicher Steigung fortsetzt, kann geschlossen werden, dass es sich dabei lediglich um eine Temperaturdrift handelt, welche nichts mit der Photodotierung zu tun hat.

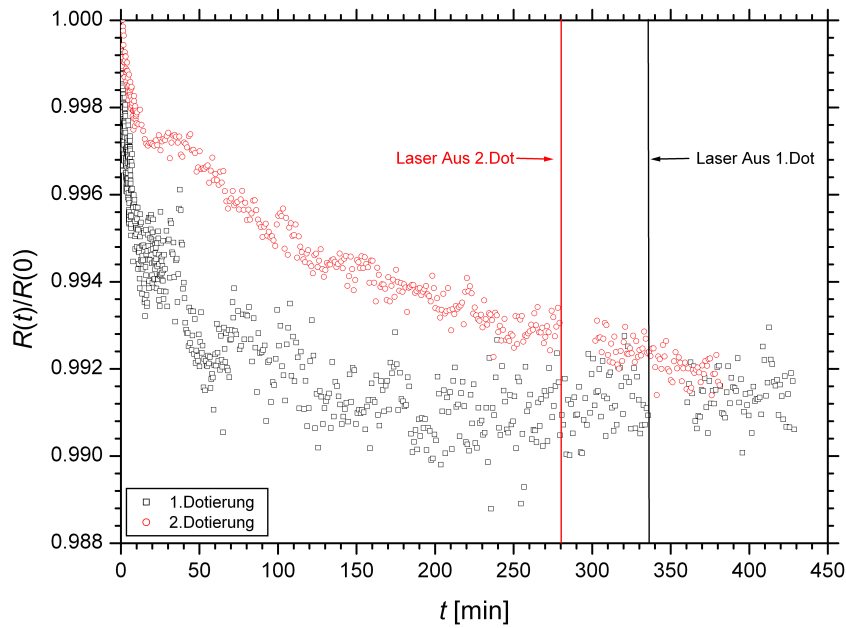


Abbildung 7.5: Relativer Widerstand, aufgetragen gegen die Zeit während, und nach den zwei Photodotierungen der Probe B. Wobei die Messwerte bei der Dotierung einerseits einer Temperaturkompensation und andererseits der im Text beschriebenen Bearbeitung unterzogen wurden.

Auswirkungen auf T_c

In Abbildung 7.6 sind die Kennlinien vor und nach der ersten Photodotierung beziehungsweise vor und nach der zweiten Photodotierung der Probe B dargestellt. Aus beiden geht klar hervor, dass beide Photodotierungen keinerlei Einfluss auf T_c hatten, analog zu den Ergebnissen von Probe A.

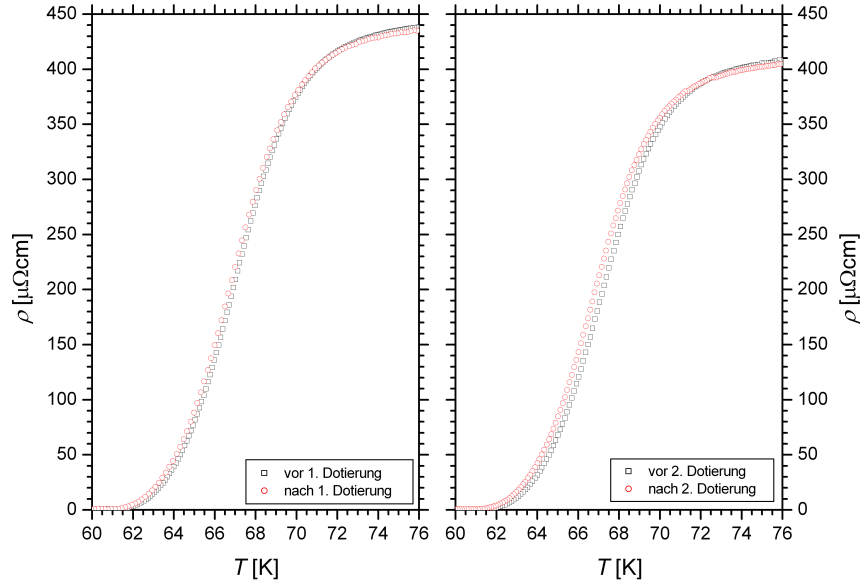


Abbildung 7.6: Spezifischer Widerstand, aufgetragen gegen die Temperatur vor und nach der ersten (linker Graph) bzw. vor und nach der zweiten (rechter Graph) Photodotierung von Probe B

7.1.3 Probe C

Auswirkungen auf den elektrischen Widerstand

Abbildung 7.7 zeigt die Auswirkung zweier Photodotierungen auf den relativen spezifischen Widerstand der Probe C. Weder die erste Dotierung (8 Tage nach Ionenbestrahlung) noch die dritte Dotierung (19 Tage nach Ionenbestrahlung) hatten einen signifikanten, eindeutig nachgewiesenen Effekt auf den Widerstand der Probe C. Zu Beginn der ersten Dotierung sinkt der Widerstand zwar, aber mit rund 0,1 % am Rande der Messgenauigkeit. Weiters ist in Abbildung 7.7 gut zu erkennen, dass das statistische Rauschen der Messwerte während und nach der ersten Photodotierung nahezu so groß ist wie die Erniedrigung des Widerstandes zu Beginn der ersten Dotierung, weshalb mit vorliegenden Messdaten dieser ersten Dotierung von Probe C keine eindeutige photoinduzierte Widerstandsreduktion nachweisbar ist.

Ebenso wie bei der ersten sind auch die durch die zweite Photodotierung der Probe C ausgelösten Änderungen des spezifischen Widerstandes zu gering, um daraus eine fundierte Aussage zuzulassen. Der Widerstand sinkt zwar während der dritten Dotierung etwas stärker als im Zuge der ersten Do-

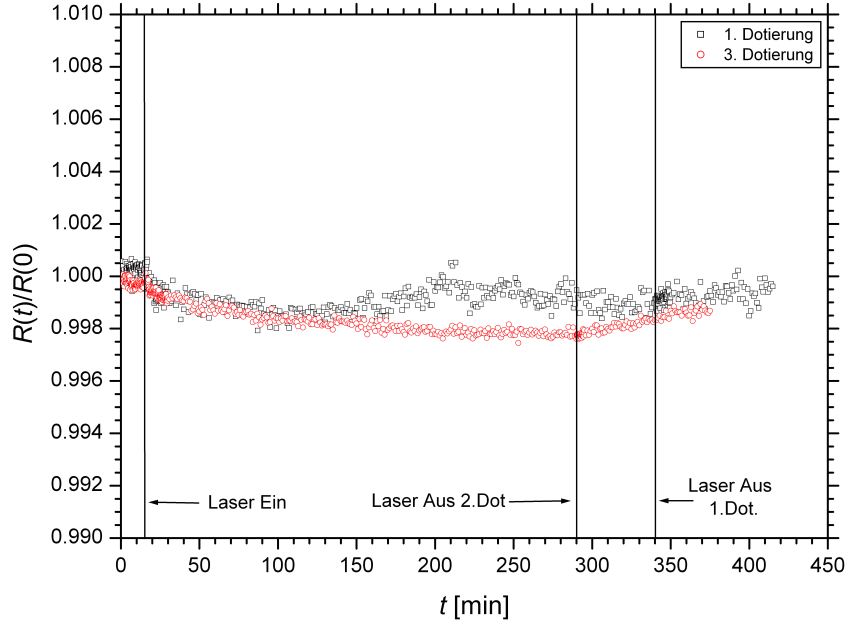


Abbildung 7.7: Relativer Widerstand aufgetragen gegen die Zeit kurz vor, während, und nach der ersten und dritten Photodotierungen der Probe C. Wobei der Beginn der beiden Dotierungen jeweils 15 Minuten nach dem Start der Messung erfolgte.

tierung, aber auch in diesem Fall ist die Widerstandsreduktion mit $\approx 0,2\%$ zu gering, um daraus klar schließen zu können, dass sie von der dritten Dotierung ausgelöst wurde.

Schließlich sei der Vollständigkeit halber noch erwähnt, warum in Abbildung 7.7 zwar eine erste und eine dritte Dotierung, aber keine zweite Dotierung eingetragen ist. Der Grund dafür liegt in technischen Problemen die während der zweiten Dotierung auftraten und die Messergebnisse unbrauchbar machten.

Auswirkungen auf T_c

In Abbildung 7.8 sind die Kennlinien vor und nach der ersten Photodotierung beziehungsweise vor und nach der dritten Photodotierung der Probe C dargestellt. In beiden Graphen hatte die Dotierung, im Rahmen der Messgenauigkeit, keinen Einfluss auf das T_c der Probe C, analog zu den Ergebnissen von Probe A und Probe B.

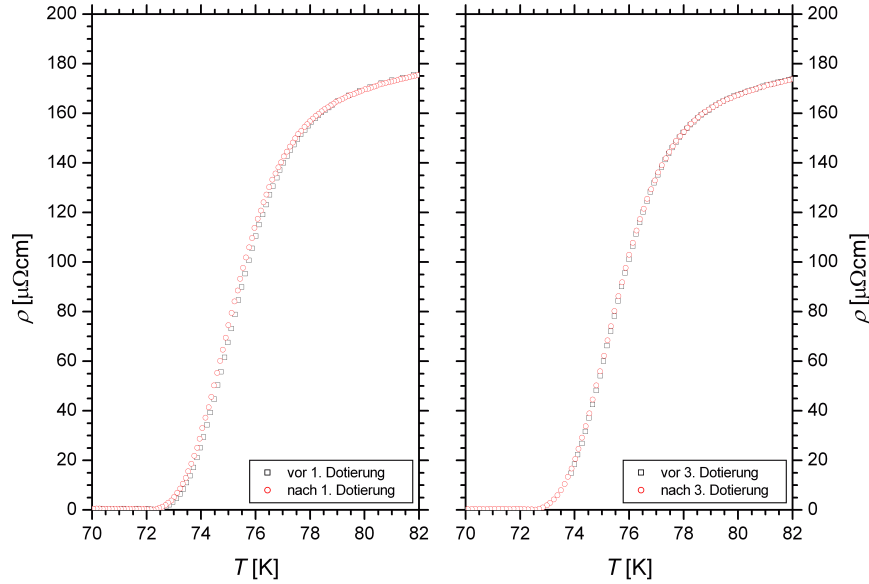


Abbildung 7.8: Spezifischer Widerstand, aufgetragen gegen die Temperatur vor und nach der ersten (linker Graph) bzw. vor und nach der dritten Photodotierung (rechter Graph) von Probe C

7.1.4 Probe D

Auswirkungen auf den elektrischen Widerstand

Abbildung 7.9 zeigt die Auswirkungen von vier Photodotierungen auf den relativen spezifischen Widerstand der Probe D. In der Abbildung ist klar zu erkennen, dass keine der vier Dotierungen einen signifikanten Einfluss auf den Widerstand der Probe D hatte. Zwar sinkt der Widerstand zu Beginn der ersten Dotierung (22 Tage nach der Ionenbestrahlung) um rund 0,1 %, damit liegt diese Reduktion unterhalb der Messgenauigkeit, denn sie geht völlig im Rauschen unter. Somit kann für die erste Dotierung der Probe D (analog zu den beiden Dotierungen der Probe C) festgehalten werden, dass anhand der vorliegenden Ergebnisse keine photoinduzierte Widerstandsreduktion nachweisbar ist. Selbiges gilt auch für die zweite (30 Tage nach Ionenbestrahlung), dritte (36 Tage nach Ionenbestrahlung) und vierte Dotierung (50 Tage nach Ionenbestrahlung) von Probe D.

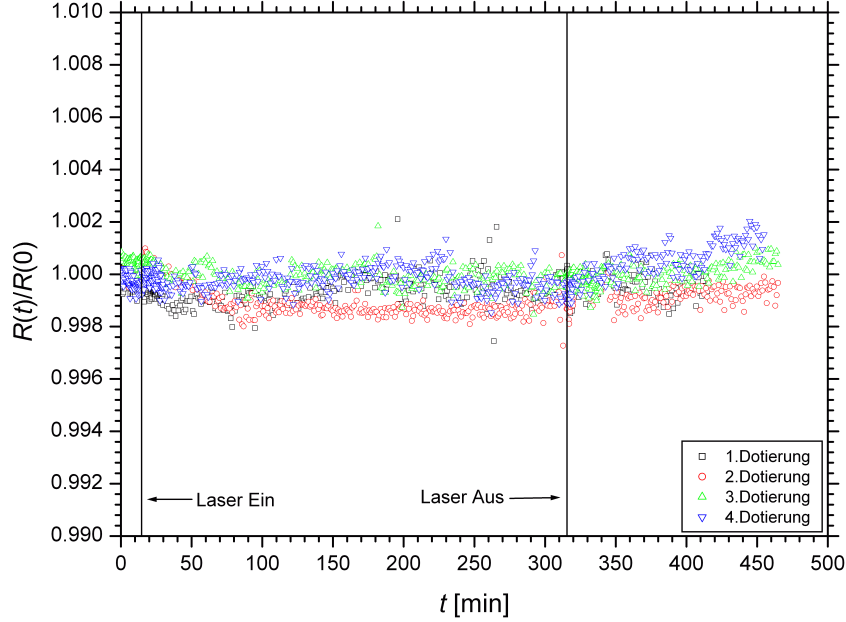


Abbildung 7.9: Relativer Widerstand, aufgetragen gegen die Zeit kurz vor, während, und nach der ersten, zweiten, dritten und vierten Photodotierungen der Probe D. Der Beginn (nach 15 Minuten) und das Ende (nach 315 Minuten) der Dotierungen erfolgten zu den gleichen Zeitpunkten.

Auswirkungen auf T_c

In Abbildung 7.10 sind die Kennlinien vor und nach den vier Photodotierungen der Probe D dargestellt. Im Falle der zweiten, dritten und vierten Dotierung hatte diese, im Rahmen der Messgenauigkeit, keinen Einfluss auf das T_c der Probe D, analog zu den Ergebnissen von Probe A, Probe B und Probe C.

Anders als bei den drei eben besprochenen Messungen der Widerstandskennlinien vor und nach den Photodotierungen der Probe D (und auch im Gegensatz zu den Ergebnissen der Proben A, B und C) hat sich das T_c nach der ersten Photodotierung von Probe D im Vergleich zur Messung vor der ersten Dotierung deutlich (um rund 0,5 K) erhöht. Im Zuge des folgenden Abschnitts 7.2.4) wird sich allerdings herausstellen, dass dieser Anstieg von T_c *nicht* durch die Photodotierung, sondern durch einen anderen Effekt ausgelöst wurde.

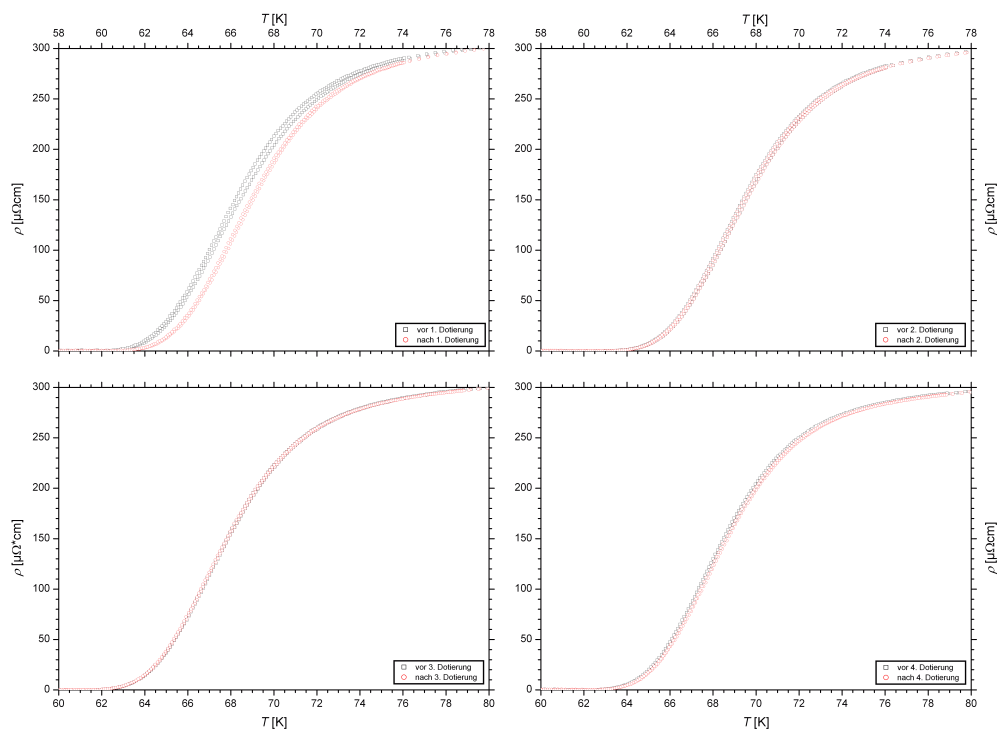


Abbildung 7.10: Spezifischer Widerstand, aufgetragen gegen die Temperatur vor und nach der jeweiligen Photodotierung von Probe D.

7.2 Langzeitrelaxation von T_c nach Ionenbestrahlung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Untersuchungen der Entwicklung der Sprungtemperatur T_c in Abhängigkeit der seit der Ionenbestrahlung vergangenen Zeit untersucht. Während für Probe A und Probe B nur 2 bzw. 3 Kennlinienmessungen durchgeführt wurden, wurden die Proben C und D nach der Ionenbestrahlung in regelmäßigen Zeitabständen bezüglich ihres T_c untersucht. Wie in Abschnitt 5.4 besprochen, wurden einerseits einzelne Kennlinienmessungen mit dem Ziel der Bestimmung des T_c der jeweiligen Probe durchgeführt. Zusätzlich wurden vor und nach den Photodotierungen ebenfalls Kennlinienmessungen durchgeführt (um einen möglichen photoinduzierten Anstieg von T_c nachzuweisen), wobei die aus den Kennlinienmessungen vor den Dotierungen gewonnenen Daten ebenfalls in die Untersuchung der Langzeitentwicklung von T_c nach der Ionenbestrahlung der jeweiligen Proben einbezogen wurden. Lediglich im Falle der ersten Dotierung der Probe D wurden auch die Daten aus der Kennlinienmessung nach der Dotierung verwendet, um der Ursache der im Zuge dieser Dotierung beobachteten T_c -Erhöhung auf den Grund zu gehen.

Zusätzlich wurden bei den in den folgenden Unterabschnitten präsentierten Abbildungen nur die Messwerte der jeweiligen Abkühlkurven (im Fall der Probe C die Messwerte der Aufheizkurven) verwendet, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen.

7.2.1 Probe A

In Abbildung 7.11 sind die aus den Kennlinienmessungen der Probe A gewonnenen Werte des spezifischen Widerstandes gegen die Temperatur aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, dass T_c von Probe A zwischen der ersten Kennlinienmessung 3 Tage nach der Ionenbestrahlung und der zweiten Kennlinienmessung 44 Tage nach der Ionenbestrahlung um rund 6 K gestiegen ist. Dies entspricht einem Anstieg von rund 10 %. Es wurde aber nicht nur T_c erhöht, vielmehr wurde die gesamte Kennlinie um die besagten 6 K nach rechts verschoben, wobei ihre Form im betrachteten Temperaturintervall nahezu unverändert blieb.

7.2.2 Probe B

In Abbildung 7.12 sind nun die Ergebnisse von drei Kennlinienmessungen der Probe B eingezeichnet. Auch im Fall der Probe B erfuhr ihr T_c einen

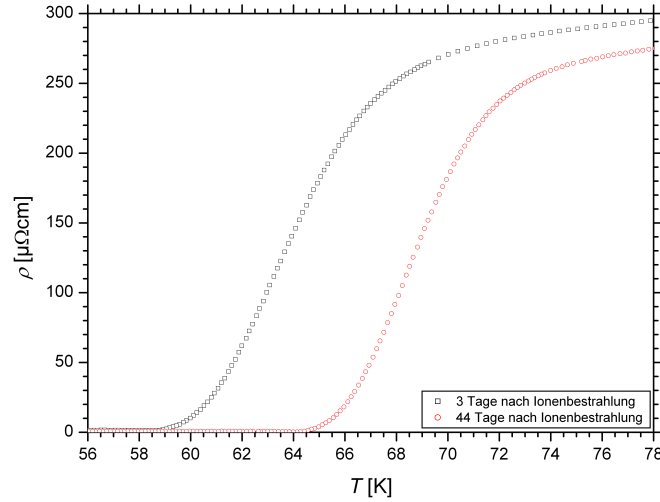


Abbildung 7.11: Spezifischer Widerstand, aufgetragen gegen die Temperatur, nach den jeweils angegebenen Tagen nach der Ionenbestrahlung von Probe A.

eindeutigen Anstieg, wenn dieser auch zwischen der Messung 52 Tage und 70 Tage nach der Ionenbestrahlung gering ausfällt. Auch bei der Probe B wurde die gesamte Kennlinie, im betrachteten Temperaturintervall, mit nur geringer Formveränderung zu den höheren Werten verschoben.

7.2.3 Probe C

Besonders deutlich wird der kontinuierliche Anstieg des T_c von Probe C in Abbildung 7.13, wo die Messwerte aus 9 verschiedenen Kennlinienmessungen eingetragen sind. Mithilfe dieser Abbildung ist klar festzuhalten, dass sich das T_c seit der durch die Ionenbestrahlung verursachten Erniedrigung wieder kontinuierlich erhöht. Kurz nach der Ionenbestrahlung stieg T_c innerhalb von 11 Tagen um rund 0,5 K an. Je mehr Zeit seit der Ionenbestrahlung verging, desto langsamer wurde aber der beobachtete T_c -Anstieg. Auch im Falle der Probe C wurde die Kennlinie, im betrachteten Temperaturintervall, nahezu ohne Formveränderung zu den höheren Werten verschoben.

7.2.4 Probe D

Am ausführlichsten wurde der Effekt der T_c -Erhöhung an Probe D untersucht. In Abbildung 7.14 sind die Messwerte aus 13 in regelmäßigen Abständen

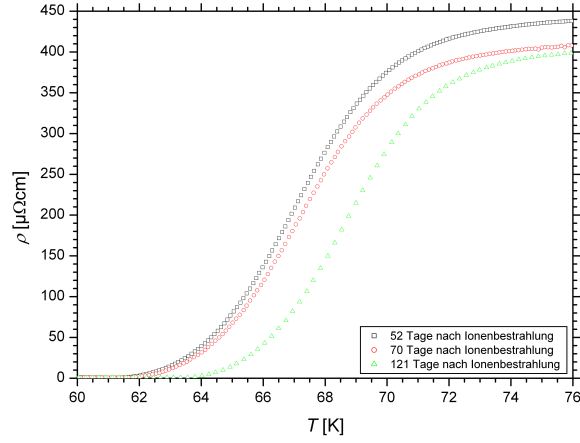


Abbildung 7.12: Spezifischer Widerstand, aufgetragen gegen die Temperatur, nach den jeweils angegebenen Tagen nach der Ionenbestrahlung von Probe B.

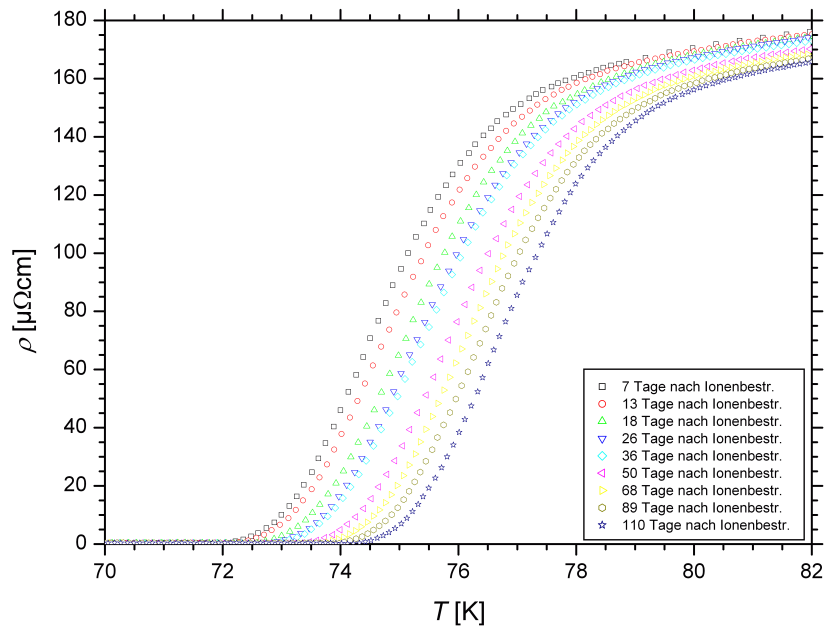


Abbildung 7.13: Spezifischer Widerstand, aufgetragen gegen die Temperatur, nach den jeweils angegebenen Tagen nach der Ionenbestrahlung von Probe C.

durchgeführten Kennlinienmessungen dargestellt. Auch aus dieser Abbildung wird klar, dass sich T_c der Probe D kontinuierlich erhöht hat, und zwar umso schneller, je geringer der zeitliche Abstand zur Ionenbestrahlung war. Zusätzlich wird hier auch klar, wodurch die T_c -Erhöhung im Rahmen der ersten Photodotierung von Probe D zustande gekommen ist. Denn zwischen den Messungen der Kennlinie vor und der Kennlinie nach einer Dotierung vergingen in etwa 24 Stunden. Nun legt Abbildung 7.14 den Schluss nahe, dass die zwischen der Messung vor und der Messung nach der ersten Dotierung erfolgte T_c -Erhöhung nicht durch die Dotierung selbst ausgelöst wurde, sondern lediglich Bestandteil der kontinuierlichen T_c -Erhöhung nach der Ionenbestrahlung von Probe D ist. Abschließend kann festgestellt werden, dass auch im Fall der Probe D die Kennlinie, im betrachteten Temperaturintervall, nahezu ohne Formveränderung zu höheren Temperaturwerten verschoben wurde.

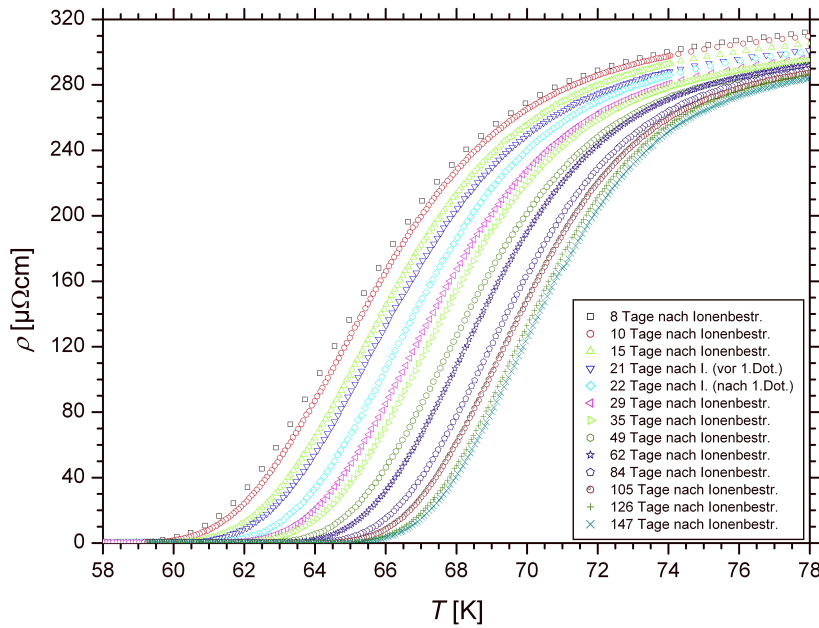


Abbildung 7.14: Spezifischer Widerstand, aufgetragen gegen die Temperatur, nach den jeweils angegebenen Tagen nach der Ionenbestrahlung von Probe D.

Kapitel 8

Auswertung und Diskussion

In diesem Kapitel werden nun die bereits in Kapitel 7 präsentierten Ergebnisse ausgewertet und anschließend diskutiert.

8.1 Zusammenfassung der Messergebnisse

Zunächst werden die Ergebnisse der einzelnen Proben übersichtlich zusammengefasst, wobei wieder zwischen den Untersuchungen der Auswirkungen der Photodotierung auf den spezifischen Widerstand und das T_c der Probe einerseits und den Beobachtungen der Langzeitrelaxation des T_c der Proben andererseits unterschieden wurde.

8.1.1 Photodotierungen der Proben

Aus den Messungen der Zeitabhängigkeit des spezifischen Widerstandes während und kurz nach der Photodotierung einer zuvor ionenbestrahlten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Probe können folgende Ergebnisse zusammengefasst werden.

Es konnte lediglich bei den Proben A und B eine photoinduzierte Widerstandsreduktion nachgewiesen werden. Weiters trat dieser Effekt nur bei der jeweils ersten Photodotierung der beiden Proben auf und ist mit höchstens rund 1 % (gemessen an Probe A, siehe dazu Abbildung 7.2) relativ gering im Vergleich zur Widerstandsreduktionen von mehr als 10 % im Rahmen des PPC-Effekts bei sauerstoffreduzierten YBCO Proben [54]. Die erste Dotierung der Probe A zeigt den klarsten Effekt aller durchgeführten Dotierungen bei allen Proben. Der relative spezifische Widerstand sinkt zunächst auf das besprochene Minimum, anschließend hält er diesen Wert rund 60 min konstant, bevor er nach insgesamt 100 Minuten (wohlgemerkt noch während der Dotierung) wieder zu steigen beginnt und schließlich rund 60 min nach

Ausschalten des Lasers wiederum einen konstanten Wert einnimmt. Im Falle der ersten Dotierung von Probe B (siehe Abbildung 7.5) tritt dieser an der Probe A beobachtete zwischenzeitliche Anstieg des relativen spezifischen Widerstandes nicht auf, vielmehr erreicht der Widerstand nach etwa 100 min einen konstanten Wert, der auch nach Ausschalten des Lasers erhalten bleibt.

Im Gegensatz zu den jeweils ersten Photodotierungen der Proben A und B übt keine der weiteren Dotierungen dieser Proben einen systematischen Einfluss auf den spezifischen Widerstand der jeweiligen Probe aus.

Und ebenfalls im Gegensatz zu den ersten Dotierungen von Probe A und Probe B haben die jeweils ersten Dotierungen von Probe C (siehe Abbildung 7.7) und Probe D (siehe Abbildung 7.9) keinen systematischen Einfluss auf den spezifischen Widerstand der jeweiligen Probe. Ebenso wenig wird der Widerstand durch irgendeine der folgenden Dotierungen der Proben C und D signifikant beeinflusst.

Wesentlich eindeutiger geht aus den Messungen hervor, dass die jeweiligen Photodotierungen keinen Einfluss auf T_c haben. Aus den Abbildungen 7.3 (Probe A), 7.6 (Probe B), 7.8 (Probe C) und 7.10 (Probe D) geht klar hervor, dass die Kennlinie nach der jeweiligen Dotierung der Probe, im Rahmen der Messgenauigkeit, mit der Kennlinie vor dieser Dotierung übereinstimmt. Lediglich die erste Dotierung von Probe D scheint das T_c der Probe um rund 0,5 K erhöht zu haben. Wie sich aber bereits in Abschnitt 7.2.4 gezeigt hat, ist für diesen Anstieg nicht die Photodotierung, sondern die Langzeitrelaxation der Auswirkungen der Ionenbestrahlung der Probe verantwortlich.

Somit kann zusammenfassend festgehalten werden, dass es bei keiner einzigen der durchgeführten Dotierungen an sämtlichen Probe zu einem photoinduzierten T_c -Anstieg gekommen ist. Zusätzlich stellte sich nicht bei allen durchgeführten Dotierungen eine systematische Reduktion des spezifischen Widerstandes ein, vielmehr kann lediglich bei der ersten Dotierung von Probe A und bei der ersten Dotierung von Probe B eine photoinduzierte Erniedrigung des Widerstandes der jeweiligen Probe nachgewiesen werden.

8.1.2 Langzeitrelaxation von T_c nach Ionenbestrahlung

Die Messungen der Widerstandskennlinien in regelmäßigen Abständen nach der Ionenbestrahlung der jeweiligen Probe liefern ein eindeutiges Ergebnis. Das durch die Ionenbestrahlung erniedrigte T_c steigt danach langsam aber kontinuierlich wieder an. Bereits aus den Ergebnissen der diesbezüglichen Untersuchungen von Probe A (siehe Abbildung 7.11) und Probe B (siehe Abbildung 7.12) geht klar hervor, dass das T_c zwischen den einzelnen Kennlinienmessungen gestiegen ist. Noch deutlicher wird dies aus den regelmäßigen

Messungen von Probe C (siehe Abbildung 7.13) und Probe D (siehe Abbildung 7.14), wo T_c bei allen aufeinanderfolgenden Messungen stets gewachsen ist.

Zusätzlich lässt sich eine weitere Erkenntnis aus den Untersuchungen der Proben C und D gewinnen. Diese Relaxation des durch die Ionenbestrahlung erniedrigten T_c geht wenige Tage nach der selbigen wesentlich rascher vonstatten als gegen Ende des Untersuchungszeitraums (je nach Probe bis zu 147 Tage).

Weiters gilt es anzumerken, dass dieser Anstieg von T_c nicht direkt durch die Photodotierungen hervorgerufen wurde, denn im Gegensatz zum im Rahmen des PPC-Effektes bei sauerstoffreduzierten YBCO Proben auftretenden photoinduzierten T_c -Anstieges kam es bei den hier untersuchten ionenbestrahlten YBCO Proben zu keinem Anstieg des T_c im Zuge der Dotierungen (wie bereits im vorangegangenen Abschnitt 8.1.1 beschrieben). Zusätzlich setzte sich die Erhöhung des T_c auch nach Beendigung der Dotierungsexperimente weiter fort.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, dass sich das T_c sämtlicher Proben im Laufe der Zeit nach der Ionenbestrahlung kontinuierlich erhöht hat, und zwar umso rascher, je geringer der zeitliche Abstand zur Ionenbestrahlung war.

8.2 Widerlegung des PPC-Effektes in ionenbestrahltem YBCO

Ziel dieser Diplomarbeit war es, zu untersuchen, ob es bei der Photodotierung einer zuvor ionenbestrahlten YBCO Probe zum PPC-Effekt, analog wie er bei sauerstoffreduzierten Proben auftritt, kommt.

8.2.1 PPC-Effekt in sauerstoffreduziertem YBCO

In Kapitel 4 wurde der PPC-Effekt in sauerstoffreduzierten YBCO Proben vorgestellt. In den folgenden Punkten sei nochmals kurz zusammengefasst, welche Effekte die Hauptbestandteile des PPC-Effektes sind, woraufhin daher die für die Diplomarbeit verwendeten Proben diesbezüglich untersucht wurden.

- Der elektrische Widerstand der Probe erfährt eine photoinduzierte Reduktion ab dem Beginn der Beleuchtung mit einer Lichtquelle, welche während der gesamten Beleuchtungszeit ohne Anzeichen von Sättigung

auftritt, wobei diese Erniedrigung einer Kohlrauschfunktion folgt. Beträgt die Temperatur der Probe unter rund 270 K ist dieser Effekt persistent (siehe Abschnitt 4.2).

- Ist die Temperatur der Probe größer als rund 270 K, kommt es nach der Beendigung der Photodotierung zur Relaxation der erzeugten Widerstandsreduktion, und zwar umso schneller, je höher die Temperatur ist. Auch diese Relaxation folgt einer Kohlrauschfunktion (siehe Abschnitt 4.2).
- Durch die Beleuchtung kommt es zu einer Erhöhung des T_c der Probe (siehe Abschnitt 4.1).

8.2.2 Photoinduzierte Effekte in ionenbestrahltem YBCO

Reduktion des Widerstandes während der Photodotierung

Wie in Abschnitt 8.1.1 bereits verdeutlicht wurde, kommt es lediglich bei der ersten Dotierung von Probe A (siehe Abbildung 7.2) und bei der ersten Dotierung von Probe B (siehe Abbildung 7.5) zu einer nachweisbaren systematischen Reduktion des Widerstandes der jeweiligen Probe. Diese Erniedrigung ist aber einerseits mit rund 1 % wesentlich geringer als bei sauerstoffreduzierten Proben (bis zu mehr als 10 %), andererseits sättigt die Reduktion zusätzlich bereits nach kurzer Zeit (≈ 100 min), im Gegensatz zur Widerstandsreduktion bei sauerstoffreduzierten Proben, die ohne Anzeichen von Sättigung erfolgt. Zusätzlich kam es bei der ersten Dotierung von Probe A sogar während der Beleuchtung wieder zu einem Widerstandsanstieg (analog zu den Ergebnissen von Markowitsch et al. in [67]). Bei den anderen Photodotierungen der Proben A und B konnte keine systematische photoinduzierte Widerstandsreduktion nachgewiesen werden. Ebensowenig war dies bei der Probe C (siehe Abbildung 7.7) und Probe D (siehe Abbildung 7.9) der Fall, wo der Widerstand während (und nach) sämtlicher Photodotierungen nahezu konstant blieb.

Aus der Tatsache, dass sich (falls überhaupt) nur mit der jeweils ersten Photodotierung einer Probe eine Widerstandsreduktion erzielen lässt und dass es sich dabei um einen mit rund 1 % kleinen Effekt handelt, kann geschlossen werden, dass sich nur sehr wenige der durch die Ionenbestrahlung in der Probe erzeugten Defekte (hauptsächlich Sauerstofffehlstellen) durch die Photodotierung anregen lassen. Haben die durch die Ionenbestrahlung versetzten Sauerstoffatome wegen der ihnen durch die Laserbeleuchtung zugeführten Energie ihren idealen Gitterplatz wieder eingenommen, endet der

Effekt der Widerstandsrelaxation, wobei dies (je nach Probe) bereits nach rund 100 Minuten der Beleuchtung der Fall ist. Jede weitere Photodotierung hat deswegen keinerlei Einfluss auf den Widerstand der Probe.

In Abbildung 8.1 ist der relative spezifische Widerstand der Probe A während des Beginns der ersten Photodotierung aufgetragen, weil bei selbiger die Widerstandsreduktion am größten war. Diese Auftragung wurde gewählt, um zu untersuchen, ob die in diesem Bereich erfolgte Widerstandsreduktion einer Kohlrauschfunktion folgt, wie dies bei den Widerstandsreduktionen im Rahmen des PPC-Effektes der Fall ist, wobei in Abbildung 8.1 nur die Messwerte von Beginn der Dotierung bis zum noch während der Dotierung einsetzenden Widerstandsanstiegs, berücksichtigt wurden.

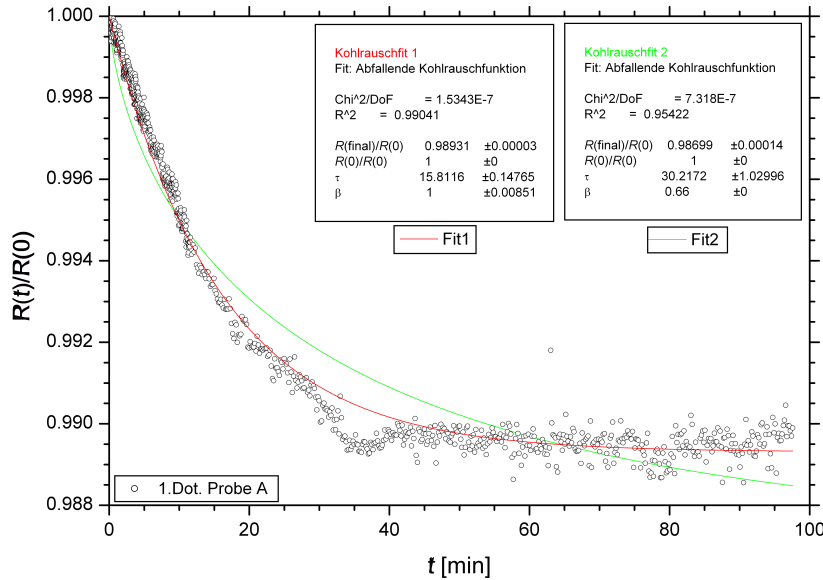


Abbildung 8.1: Relativer Widerstand von Probe A während den ersten rund 100 min der ersten Photodotierung. Für die beiden Kohlrauschfits (Parameter im jeweiligen Einschub) wurden nur die in der Abbildung eingetragenen Messpunkte verwendet.

In Abbildung 8.1 wird nun deutlich, dass die gemessene Widerstandsreduktion zu Beginn der Photodotierung keiner Kohlrauschfunktion folgt. Im Falle des ersten Fits (rote Kurve) wird zwar eine brauchbare Fitkurve berechnet, wenn man aber die Fitparameter (siehe linker Einschub in 8.1, für deren Bedeutung siehe Gleichung 4.1) untersucht, stellt sich heraus, dass für diesen Fit keine Kohlrauschfunktion, sondern eine gewöhnliche Exponentialfunktion

ausgewählt wurde. Denn für den Dispersionsparameter β , ($0 < \beta < 1$) der den Grad der „Streckung“ der Kohlrauschfunktion beschreibt, gilt $\beta = 1$.

Was passiert, falls man für die Messwerte in Abbildung 8.1 einen Kohlrauschfit durchführt, dessen Parameter β mit $\beta = 0.66$ (typischer Wert beim PPC-Effekt) fixiert wird, erkennt man im zweiten Fit (grüne Kurve). Bereits der Widerstandsabfall in den ersten ≈ 10 min der Dotierung ist zu gering um der Kohlrauschfunktion zu folgen. Im Bereich zwischen ≈ 10 min und ≈ 45 min nach Beginn der Photodotierung ist er hingegen stärker als er es nach dem Kohlrauschfit sein sollte. Schließlich liegen die Messwerte ab ≈ 80 min nach Beginn der Dotierung oberhalb des Fits, wobei hier nochmal daran erinnert werden muss, dass der Widerstand nach ≈ 100 min ansteigt und somit noch weiter vom Kohlrauschfit abweicht.

Zusammenfassend lässt sich also festhalten, dass von sämtlichen Photodotierungen (12) an insgesamt vier Proben also nur zwei eine kurzzeitige, geringe Widerstandsreduktion aufwiesen, welche nicht dem Kohlrauschgesetz folgt. Somit wurde gezeigt, dass in den im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Photodotierungsexperimenten an ionenbestrahlten YBCO Proben keine photoinduzierte Widerstandsreduktion analog zur Erniedrigung des Widerstandes im Rahmen des PPC-Effektes bei sauerstoffreduzierten YBCO Proben auftrat.

Relaxation des Widerstandes nach der Photodotierung

Logischerweise kann eine Relaxation des Widerstandes nur dann auftreten, wenn dieser eine Reduktion des Widerstandes vorangegangen ist. Somit bleiben zur Untersuchung dieses Punktes nur die Messergebnisse der jeweils ersten Photodotierung von Probe A und B übrig.

Im Fall von Probe A hatte das Ausschalten des Lasers hat keinerlei Einfluss auf den bereits mehrfach erwähnten Widerstandsanstieg, welcher noch während der Dotierung begonnen hat. Dieser hielt auch 45 Minuten nach Beendigung der Beleuchtung weiter an, bevor der Widerstand schließlich einen konstanten Wert hielt.

Im Fall der ersten Dotierung von Probe B hatte das Ausschalten des Lasers ebensowenig Einfluss auf den Widerstand der Probe. Dieser hatte bereits rund 80 min vor Beendigung der Beleuchtung einen konstanten Wert erreicht, und diesen hielt er auch nach dem Ende der Beleuchtung.

Es sei hier erwähnt, dass es aber auch bei allen anderen Photodotierungen zu keiner Änderung des Verhaltens des Widerstandes durch das Beenden der Beleuchtung kam.

Somit konnte gezeigt werden, dass es bei keiner einzigen der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Photodotierungen zu einer Relaxation

des Widerstandes nach Beendigung der Beleuchtung kam, wie sie beim PPC-Effekt bei sauerstoffreduzierten YBCO Proben auftritt.

Erhöhung des T_c

Wie bereits in Abschnitt 8.1.1 zusammengefasst, hatte keine der durchgeführten Photodotierungen eine Erhöhung des T_c zur Folge. Lediglich zwischen den Kennlinienmessungen vor und nach der ersten Dotierung von Probe D kam es zu einer geringen T_c -Erhöhung. Als Grund dieser Erhöhung hat sich aber die Langzeitrelaxation der Auswirkungen der Ionenbestrahlung der Probe herausgestellt. Dies erklärt auch den von Navacerrada et al. beobachteten Anstieg des T_c [80], welcher in Abschnitt 4.6 erläutert wurde und der Anstoß zu dieser Diplomarbeit war. Die von Navacerrada et al. untersuchte Probe wies unmittelbar nach der Ionenbestrahlung mit $T_c = 29$ K eine entscheidend geringere Sprungtemperatur auf als die im Rahmen dieser Diplomarbeit untersuchten Proben. Wie in dieser Diplomarbeit gezeigt werden konnte, ist die Relaxation der Auswirkungen der Ionenbestrahlung umso stärker, je größer diese Auswirkungen waren. Deshalb konnte bei Probe D ein T_c -Anstieg von 1K zwischen den Kennlinienmessungen vor und nach der ersten Photodotierung der Probe nachgewiesen werden. Selbiges passierte vermutlich bei den Messungen von Navacerrada et al., allerdings wurde dieser Effekt der T_c -Relaxation nach der Ionenbestrahlung als Auswirkung der Photodotierung fehlinterpretiert.

Zusammenfassend konnte somit gezeigt werden, dass keine einzige der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Photodotierungen eine Erhöhung des T_c auslöst, wie dies beim PPC-Effekt bei sauerstoffreduzierten YBCO Proben der Fall ist.

Anhand der vorliegenden Ergebnisse lässt sich also ganz klar ausschließen, dass es einen PPC-Effekt in ionenbestrahlten YBCO Proben, analog zum PPC-Effekt in sauerstoffreduzierten YBCO Proben, gibt. Denn obwohl nicht alle Aspekte des PPC-Effekts untersucht wurden, so lässt sich aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse bezüglich des Verhaltens des Widerstandes während (und nach) den Photodotierungen und des T_c bereits ausschließen, dass es sich hier um den selben Effekt wie den PPC-Effekt in sauerstoffreduzierten YBCO Proben handelt.

8.2.3 Mögliche Ursachen

Nachdem nun gezeigt wurde, dass es bei ionenbestrahlten YBCO Proben zu keinem PPC-Effekt analog zum PPC-Effekt von sauerstoffreduzierten YBCO Proben kommt, bleibt natürlich die Frage zu klären, warum dies nicht so ist. Eine exakte Antwort auf diese Frage kann nach aktuellem Wissenstand, ebenso wie auch aus den hier gewonnenen Ergebnissen, nicht gegeben werden.

Zieht man die Modelle des PPC-Effektes (für sauerstoffreduzierte YBCO Proben), welche in Kapitel 4.5 erläutert wurden, zu Rate, so könnte selbiger ebenso gut auch in ionenbestrahlten YBCO Proben auftreten. Denn das zentrale Element der erwähnten Theorien, die Sauerstoffleerstellen in den CuO-Ketten, existiert auch in ionenbestrahltem YBCO.

Der Grund dafür, dass in ionenbestrahlten YBCO Proben nun aber kein PPC-Effekt wie bei sauerstoffreduzierten YBCO Proben nachgewiesen werden konnte, dürfte in den Unterschieden zwischen sauerstoffreduziertem und ionenbestrahltem YBCO liegen. Auf zwei sei hier nun näher eingegangen:

- Die Punktdefekte, die durch die Ionenbestrahlung mit He^+ -Kernen innerhalb des YBCO erzeugt werden, sind nicht auf die Sauerstoffatome der CuO-Ketten beschränkt. Im Gegensatz zu sauerstoffreduzierten YBCO Proben, wo lediglich innerhalb der CuO-Ketten Sauerstoffleerstellen auftreten.
- Die durch die Ionenbestrahlung erzeugten Defekte in den CuO-Ketten betreffen auch die Kupferatome. Dies könnte erklären, warum die im „photo assisted oxygen ordering“ Modell zur Erklärung des PPC-Effektes verwendeten Sauerstoffumordnungen nicht stattfinden. Denn die durch die Ionenbestrahlung verschobenen Kupferatome behindern die restlichen CuO-Ketten Sauerstoffatome bei ihrer Umordnung.

Einen weiteren möglichen Grund für die Nichtexistenz eines PPC-Effektes in ionenbestrahlten YBCO Proben liefern Computersimulationen des Ionenbestrahlungsprozesses, welche bereits in Abschnitt 3.3 vorgestellt wurden. Diese haben gezeigt, dass durch eine Bestrahlung mit 75 keV He^+ -Ionen bei einer Ionendosis von $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ rund 0,7 Sauerstoffleerstellen pro Elementarzelle erzeugt werden (siehe dazu Abbildung 3.17). Unter der Annahme einer statistischen Verteilung dieser erzeugten Leerstellen auf sämtliche Sauerstoffatome wird durch die Ionenbestrahlung lediglich rund 0,1 CuO-Ketten Sauerstoffleerestelle pro Elementarzelle erzeugt. Dies wiederum entspricht einem Sauerstoffgehalt von $x \approx 6,9$ bei sauerstoffreduzierten Proben. Bei sauerstoffreduzierten YBCO Proben mit derart hohem Sauerstoffgehalt wurde bis heute kein PPC-Effekt beobachtet. Der höchste Sauerstoffgehalt einer

YBCO Probe, an welcher ein PPC-Effekt nachgewiesen werden konnte, war $x \approx 6,8$ [82].

8.3 Langzeitrelaxation nach der Ionenbestrahlung

In Abschnitt 8.1.2 wurden bereits die, aus den in regelmäßigen zeitlichen Abständen durchgeführten Temperatursweeps, gewonnenen Messergebnisse aller vier Proben zusammengefasst. Es wurde gezeigt, dass sich das T_c aller vier Proben im Laufe der Zeit nach der Ionenbestrahlung kontinuierlich erhöht hat, und zwar umso schneller, je kürzer der zeitliche Abstand zur Ionenbestrahlung war. Dieser Effekt einer langzeitlichen T_c -Erhöhung nach vorangegangener Bestrahlung mit He^+ -Ionen einer YBCO Probe, wurde, nach derzeitigem Informationsstand, noch von keiner anderen Forschungsgruppe in dieser Ausführlichkeit untersucht. Womöglich wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit erstmals systematisch Kennlinienmessungen in regelmäßigen zeitlichen Abständen an zuvor ionenbestrahlten YBCO Proben durchgeführt.

8.3.1 Relaxation des Widerstandes

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen bezüglich der Auswirkungen der beobachteten Langzeitrelaxation auf den elektrischen Widerstand einer zuvor ionenbestrahlten YBCO Probe diskutiert. Es werden dazu die Ergebnisse der Proben C und D herangezogen, da nur diese beiden Proben ausreichend lange systematisch untersucht wurden. Wobei es hier anzumerken gilt, dass die Ergebnisse von Probe D aussagekräftiger als die von Probe C sind, weil die auftretenden Änderungen des Widerstandes um das bis zu Zweifache größer sind und somit wesentlich deutlicher oberhalb der Messungenauigkeit liegen. Der Grund dafür liegt aller Voraussicht nach in der größeren Bestrahlungsdosis bei der Ionenbestrahlung von Probe D im Vergleich zu der von Probe C (siehe Tabelle 6.1), wodurch mehr Sauerstoffversetzungen in der Probe erzeugt wurden, welche im Anschluss im Laufe der Zeit relaxieren können.

Im Folgenden wird nun für beide Proben (D und C) untersucht, in welcher Form sich der Widerstand im Laufe der Zeit nach der Ionenbestrahlung ändert, ob es zu verschiedenen Entwicklungen in unterschiedlichen Temperaturbereichen kommt und welche Auswirkungen dies auf die Form der Widerstandskennlinie hat. Abschließend wird die zeitliche Entwicklung des Widerstandes bei bestimmten Temperaturen untersucht.

Erniedrigung des Widerstandes

Probe D In Abbildung 8.2 ist die Differenz des spezifischen Widerstandes von Probe D der Kennlinienmessungen 10 und 147 Tage nach der Ionenbestrahlung $\Delta\rho_D = \rho(t=10) - \rho(t=147)$ gegen die Temperatur aufgetragen. In dieser Abbildung ist nun deutlich zu erkennen, dass sich die Änderung des spezifischen Widerstandes im Übergangsbereich am stärksten ausgewirkt hat. Dies ist auch leicht nachvollziehbar, denn durch die besprochene Erhöhung des T_c um 10 K zwischen den Messungen 10 und 147 Tage nach der Ionenbestrahlung kommt es dazu, dass der Widerstand in einem Bereich der Kennlinie 147 Tage nach der Ionenbestrahlung schon 0 ist, wo er 10 Tage nach der Ionenbestrahlung noch mehr als $100 \mu\Omega\text{cm}$ betragen hat, wodurch sich der enorme Peak im Übergangsbereich erklären lässt.

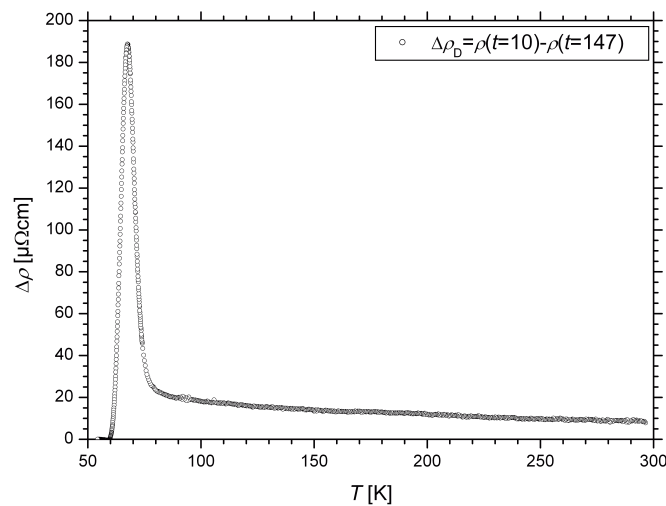


Abbildung 8.2: Differenz zwischen den Widerstandswerten 10 Tage und 147 Tage nach der Ionenbestrahlung von Probe D, aufgetragen gegen die Temperatur.

Im Vergleich zur großen Änderung des Widerstandes im Übergangsbereich, die Änderung beträgt rund 35 % des Widerstandes bei Raumtemperatur, ist die Änderung des Widerstandes im Bereich der Raumtemperatur, in den zwischen den beiden Messungen verstrichenen 136 Tagen, mit rund 3,5 % deutlich geringer, sie beträgt somit lediglich rund 10 % der Änderung im Übergangsbereich.

Weiters lässt sich aus Abbildung 8.2 erkennen, dass $\Delta\rho_D$ oberhalb des Übergangsbereiches keinen konstanten Wert hält, sondern vielmehr kontinu-

ierlich bis hin zur Raumtemperatur absinkt. Dies bedeutet, dass die Relaxation des Widerstandes in den untersuchten 137 Tagen auch im linearen Teil der Kennlinie in unterschiedlichen Temperaturbereichen unterschiedlich stark ausgeprägt war, wobei die geringste Widerstandserniedrigung im Bereich der Raumtemperatur stattgefunden hat.

Probe C In Abbildung 8.3 ist die Differenz des spezifischen Widerstandes von Probe C der Kennlinienmessungen 7 und 110 Tage nach der Ionenbestrahlung $\Delta\rho_C = \rho(t=7) - \rho(t=110)$ gegen die Temperatur aufgetragen. In dieser Abbildung ist nun deutlich zu erkennen, dass sich (analog zu den Ergebnissen von Probe D) die Änderung des spezifische Widerstandes im Übergangsbereich am stärksten ausgewirkt hat. Ebenso sinkt auch der Widerstand nach dem Übergangsbereich kontinuierlich bis hin zur Raumtemperatur ab. Ebenfalls analog zu Probe D zeigt sich, dass im Gegensatz zur großen Änderung des Widerstandes im Übergangsbereich, die Änderung beträgt rund 25 % des Widerstandes bei Raumtemperatur, die Änderung des Widerstandes im Bereich der Raumtemperatur, in den zwischen den beiden Messungen verstrichenen 103 Tagen, mit rund 0,5 % deutlich geringer ist, sie beträgt lediglich rund 2 % der Änderung im Übergangsbereich.

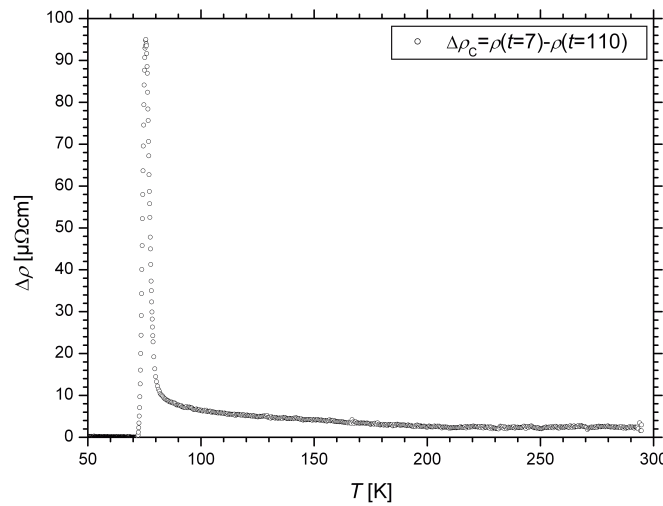


Abbildung 8.3: Differenz zwischen den Widerstandswerten 7 Tage und 110 Tage nach der Ionenbestrahlung von Probe C, aufgetragen gegen die Temperatur.

Die Untersuchung der Differenz der Kennlinien zu Beginn und am En-

de des Untersuchungszeitraums lieferte zusammenfassend folgende wichtige Ergebnisse:

- Der elektrische Widerstand einer zuvor ionenbestrahlten YBCO Probe sinkt im Laufe der Zeit nach der Ionenbestrahlung.
- Im Übergangsbereich kommt es zu einer starken Widerstandserniedrigung, welche stark mit der Erhöhung des T_c der Probe verknüpft ist.
- Im Bereich der Raumtemperatur kommt es lediglich zu einer geringen Erniedrigung des Widerstandes.
- Im linearen Teil der Kennlinie ist die Widerstandserniedrigung nicht konstant, vielmehr ist sie umso geringer, je höher die Temperatur ist.

Verkipfung der Kennlinie

Die oben besprochenen Änderungen des Widerstandes weisen auf eine Änderung der Form der Kennlinie hin.

Um diese quantitativ zu charakterisieren, wurden Ausgleichsgeraden durch den linearen Teil sämtlicher Kennlinien gelegt, welche systematisch nach der Ionenbestrahlung gemessen wurden, gelegt. Eine Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Parameter der Ausgleichsgeraden liefert wertvolle Informationen über den Relaxationsprozess einer zuvor ionenbestrahlten YBCO Probe, denn diese sind mit intrinsischen Größen der Probe verknüpft.

Probe D Aus Abbildung 8.2 lässt sich erkennen, dass $\Delta\rho_D$ auch nach dem Übergangsbereich, also ab dem Beginn des linearen Widerstandsbereichs, keinen konstanten Wert hält, sondern vielmehr bis zur Raumtemperatur kontinuierlich absinkt. Dies bedeutet, dass die Kennlinie der Probe durch die Relaxation der Auswirkungen der Ionenbestrahlung verformt (oder genauer gesagt verkippt) wurde. Denn eine kontinuierliche Verschiebung der Kennlinie zu höheren Temperaturwerten würde bedeuten, dass die Änderung des Widerstandes (also $\Delta\rho_D$) im linearen Widerstandsbereich konstant ist.

Diese Verkipfung der Kennlinie von Probe D ist in Abbildung 8.4 zu sehen, wobei hier der Übersichtlichkeit halber nur die Kennlinien 8 und 147 Tage nach der Ionenbestrahlung eingetragen wurden. Aus dieser Abbildung lässt sich erkennen, dass die beiden Kennlinien im linearen Teil nicht exakt parallel verlaufen, wobei die Differenz der beiden Kennlinien bei 90K noch etwas mehr als rund $20 \mu\Omega\text{cm}$, bei 290 K allerdings weniger als rund $10 \mu\Omega\text{cm}$ beträgt, also die Hälfte.

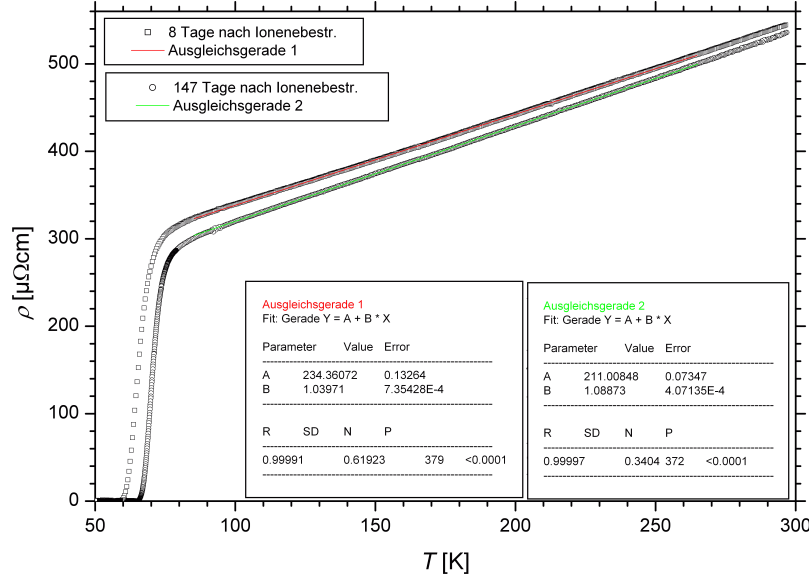


Abbildung 8.4: Spezifischer Widerstand von Probe D nach 8 bzw 147 Tagen nach der Ionenbestrahlung, aufgetragen gegen die Temperatur. Für den linearen Teil beider Kennlinien wurde jeweils ein linearer Fit durchgeführt (Parameter in der Abbildung und in Tabelle 8.1).

Wenn man nun für den linearen Teil beider Kennlinien jeweils einen linearen Fit durchführt, deren Ergebnisse in Abbildung 8.4 dargestellt sind, lassen sich daraus Rückschlüsse auf die in der Probe während der Relaxation ablaufenden Mechanismen ziehen. Denn wie bereits in Abschnitt 3.3 erklärt wurde, sind die Steigung und der Achsenabschnitt des linearen Teils der Kennlinie (bzw des durchgeführten Fits) mit wichtigen physikalischen Größen verknüpft [46]. So ist die Steigung der Ausgleichsgerade sowohl indirekt proportional zur Zahl der Ladungsträger [83], also auch der Ladungsträgerdichte, und der Achsenabschnitt direkt proportional der Zahl der Defekte (Defektdichte) in der Probe. Nun lässt sich aus den Parametern der Ausgleichsgeraden in Abbildung 8.4 (oder in Tabelle 8.1) ablesen, dass einerseits die Steigung in den 136 Tagen zwischen den beiden Messungen um rund 5 % gestiegen ist, andererseits verringerte sich der Achsenabschnitt im selben Zeitraum um immerhin rund 11 %. Somit hat sich die Ladungsträgerdichte um rund 5 % und die Defektdichte um rund 11 % verringert.

Die Ergebnisse der Kennlinienmessungen, die zwischen der ersten und letzten Kennlinienmessung stattfanden, wurden auf analoge Weise unter-

sucht. Die Ausgleichsgeradenparameter des linearen Teils sämtlicher gemessener Kennlinien nach den angegebenen Tagen sind in Tabelle 8.1 aufgelistet.

Zeit nach Ionenbestr. [d]	d [$\mu\Omega\text{cm}$]	k [$\mu\Omega\text{cm/d}$]
8	234 ± 1	$1,040 \pm 0,005$
10	233 ± 1	$1,035 \pm 0,005$
15	229 ± 1	$1,040 \pm 0,005$
21	224 ± 1	$1,045 \pm 0,005$
22	224 ± 1	$1,055 \pm 0,005$
29	221 ± 1	$1,055 \pm 0,005$
35	220 ± 1	$1,055 \pm 0,005$
49	217 ± 1	$1,055 \pm 0,005$
62	218 ± 1	$1,070 \pm 0,005$
84	215 ± 1	$1,080 \pm 0,005$
105	214 ± 1	$1,085 \pm 0,005$
126	214 ± 1	$1,080 \pm 0,005$
147	211 ± 1	$1,090 \pm 0,005$

Tabelle 8.1: Parameter der Ausgleichsgeraden des linearen Bereichs der Kennlinie von Probe D, nach den angegebenen Tage nach der Ionenbestrahlung derselben. Wobei k dem Achsenabschnitt und d der Steigung entspricht.

Trägt man die in Tabelle 8.1 zusammengefassten Parameter gegen die Zeit auf, lässt sich deren Zeitabhängigkeit untersuchen. In Abbildung 8.5 sind die Werte des Achsenabschnitts d der verschiedenen Ausgleichsgeraden der Probe D gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung aufgetragen. Man erkennt ganz deutlich, dass d (und damit die Defektdichte in der Probe) im Laufe der Zeit *sinkt*. Diese Erniedrigung erfolgt deutlich nichtlinear, zu Beginn des Untersuchungszeitraums (8 Tage nach der Ionenbestrahlung) ist sie wesentlich größer als gegen Ende des Untersuchungszeitraums (147 Tage nach der Ionenbestrahlung). In Abbildung 8.5 wurde versucht die Erniedrigung des Achsenabschnitts mit einer Kohlrauschfunktion zu fitten (Fit 1 in Abbildung 8.5, rote Kurve), wie aber aus den in der Abbildung angegebenen Fit Parametern ersichtlich wird, folgt der beobachtete Abfall des Achsenabschnitts keiner Kohlrauschfunktion, vielmehr beschreibt er einen gewöhnlichen exponentiellen Abfall, wie auch anhand von Fit 2 (grüne Kurve) zu sehen ist, bei dem $\beta = 1$ fix vorgegeben wurde, es sich somit um einen rein exponentiellen Fit handelt. Dieser liefert ein sehr ähnliches Ergebnis wie Fit 1, womit gezeigt wurde, dass der Anstieg des Achsenabschnitts von Probe D einer gewöhnlichen Exponentialfunktion folgt.

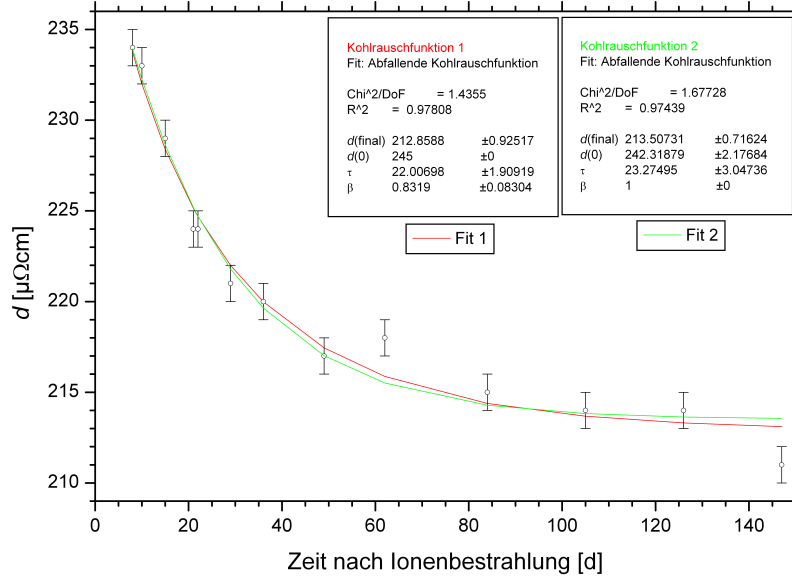


Abbildung 8.5: Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden des linearen Teils der Kennlinie von Probe D, nach den angegebenen Tagen nach der Ionenbestrahlung derselben.

In Abbildung 8.6 sind die Werte der Steigung k der verschiedenen Ausgleichsgeraden des linearen Teils der Kennlinie der Probe D gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass sich k im Laufe der Zeit kontinuierlich *erhöht*. Wobei auch hier überprüft wurde, ob die Werte der Steigung einer Kohlrauschfunktion (Fit 1, rote Kurve) oder einer gewöhnlichen Exponentialfunktion (Fit 2, grüne Kurve) folgen, wie in Abbildung 8.6 ersichtlich tun sie dies nicht signifikant. Vielmehr wächst auch die Steigung in guter Näherung exponentiell an.

Probe C Wie bereits erwähnt, kam es auch bei Probe C dazu, dass die Widerstandsdifferenz zwischen erster und letzter Kennlinienmessung nach dem Übergangsbereich mit steigender Temperatur kontinuierlich bis zur Raumtemperatur absank (siehe Abbildung 8.3). Dieses Verhalten wurde völlig analog auch bei Probe D beobachtet (siehe Abbildung 8.2), mit dem einzigen Unterschied, dass $\Delta\rho_D$ in allen Temperaturbereichen ungefähr doppelt so groß ist wie $\Delta\rho_C$.

Dieser Umstand geht (so wie bei Probe D) mit einer Verkippung der Kennlinie zwischen den Messungen 7 und 110 Tage nach der Ionenbestrah-

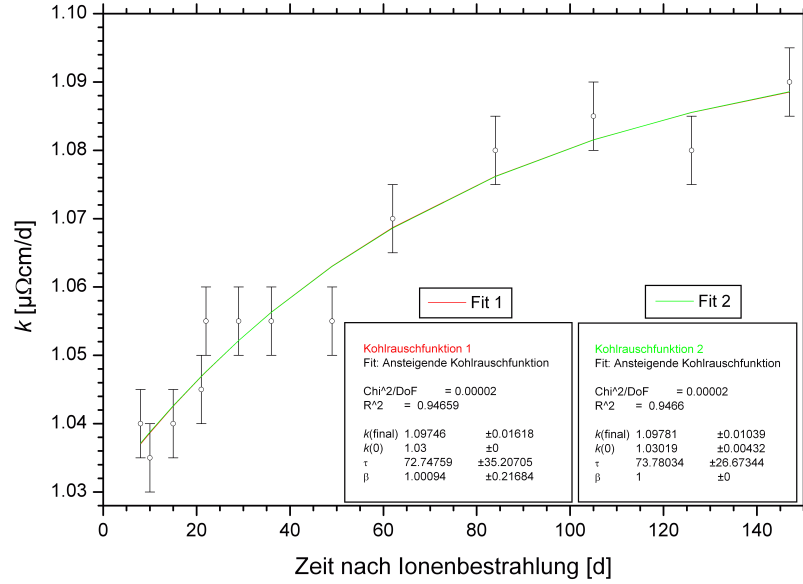


Abbildung 8.6: Steigung der Ausgleichsgeraden des linearen Teils der Kennlinie von Probe D, bestimmt nach den angegebenen Tagen nach der Ionenbestrahlung.

lung einher. Dies ist in Abbildung 8.7 dargestellt, wo der spezifischen Widerstandes der Probe C aus den Messungen 7 und 110 Tage nach der Ionenbestrahlung gegen die Temperatur aufgetragen ist. In dieser Abbildung lässt sich die (geringe) Verkipfung der Kennlinie im Bereich des linearen Teils erkennen. Zusätzlich wurden, wie schon bei Probe D, lineare Fits für den linearen Teil der beiden Kennlinien durchgeführt. Aus den Parametern dieses Fits (siehe Abbildung 8.7 oder Tabelle 8.1) lässt sich, analog zu Probe D, die Aussage treffen, dass sich in den 103 Tagen zwischen den beiden Messungen einerseits die Ladungsträgerdichte (aus der Steigung ermittelt) um rund 3 % verringert, andererseits die Defektanzahl (aus dem Achsenabschnitt ermittelt) um rund 8 % verkleinert hat.

Analog zu Probe D wurden auch bei Probe C zu sämtlichen gemessenen Kennlinien lineare Fits des linearen Bereichs der Kennlinie durchgeführt, um die zeitliche Entwicklung der Fitparameter (und damit der Ladungsträgerdichte und Defektdichte) untersuchen zu können. Die Ausgleichsgeradenparameter des linearen Teils der Kennlinien nach den angegebenen Tagen sind in Tabelle 8.2 aufgelistet.

Wenn man (wie im Fall von Probe D) die Werte des Achsenabschnitts der

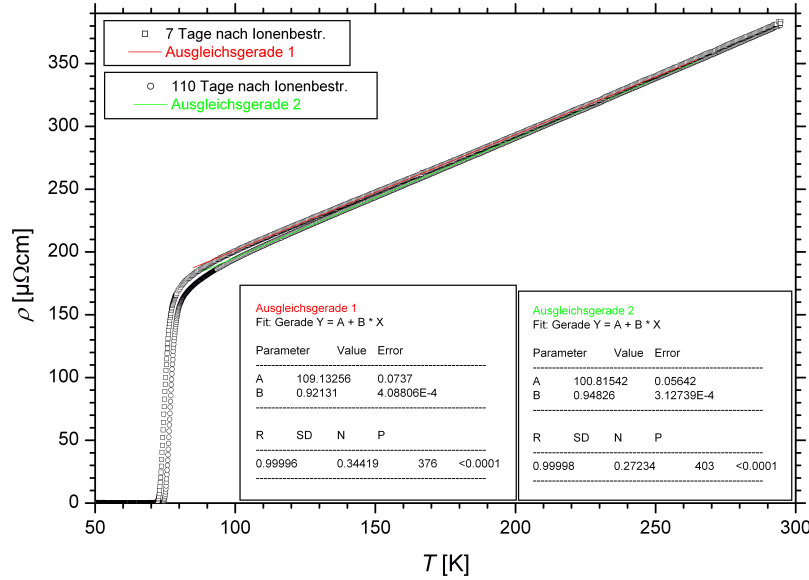


Abbildung 8.7: Spezifischer Widerstand von Probe C nach 7 bzw 110 Tagen nach der Ionenbestrahlung, aufgetragen gegen die Temperatur. Für den linearen Teil beider Kennlinien wurde jeweils ein linearer Fit durchgeführt (Parameter in der Abbildung und in Tabelle 8.2).

Ausgleichsgeraden aus Tabelle 8.2 gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung aufträgt, erhält man Abbildung 8.8. Aus dieser wird deutlich, dass der Achsenabschnitt (und damit die Defektdichte) im Laufe der Zeit geringer wird. Ein Kohlrauschfit, welcher in Abbildung 8.8 nicht eingetragen wurde, lieferte im Gegensatz zu einem Fit mit einer gewöhnlichen Exponentialfunktion (entspricht einer Kohlrauschfunktion mit $\beta = 1$) keine Übereinstimmung mit den Messwerten, wodurch der Rückgang der Defektdichte auch im Fall der Probe C (analog zu Probe D) nach einer normalen Exponentialfunktion erfolgte.

In Abbildung 8.9 sind die Werte der Steigung der verschiedenen Ausgleichsgeraden des linearen Teils der Kennlinie der Probe C gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass sich der Fitparameter k im Laufe der Zeit kontinuierlich erhöht. Ein Kohlrauschfit, welcher in Abbildung 8.9 nicht eingetragen wurde, lieferte im Gegensatz zu einem Fit mit einer gewöhnlichen Exponentialfunktion (hier erzielt durch Annahme einer Kohlrauschfunktion mit $\beta = 1$) keine Übereinstimmung mit den Messwerten, wodurch der Anstieg der Ladungsträgerdichte auch im Fall der Probe C (analog zu Probe D) nach einer normalen Exponentialfunktion

Zeit nach Ionenbestr. [d]	d [$\mu\Omega\text{cm}$]	k [$\mu\Omega\text{cm/d}$]
7	$109,0 \pm 0,5$	$0,920 \pm 0,005$
13	$108,0 \pm 0,5$	$0,925 \pm 0,005$
18	$108,0 \pm 0,5$	$0,925 \pm 0,005$
26	$107,5 \pm 0,5$	$0,935 \pm 0,005$
36	$106,0 \pm 0,5$	$0,935 \pm 0,005$
50	$104,5 \pm 0,5$	$0,940 \pm 0,005$
68	$102,5 \pm 0,5$	$0,945 \pm 0,005$
89	$101,5 \pm 0,5$	$0,945 \pm 0,005$
110	$101,0 \pm 0,5$	$0,950 \pm 0,005$

Tabelle 8.2: Parameter der Ausgleichsgeraden des linearen Bereichs der Kennlinie von Probe C, nach den angegebenen Zeit nach der Ionenbestrahlung derselben. Wobei d der Achsenabschnitt und k die Steigung ist.

erfolgt.

Somit lässt sich zusammenfassend festhalten, dass aus den Untersuchungen der mit der Langzeitrelaxation der Auswirkungen der Ionenbestrahlung einer YBCO Probe verknüpften Verkippung der Kennlinie folgende Erkenntnisse gewonnen wurden:

- Die Defektdichte c sinkt um bis zu 10 % in 139 Tagen (gemessen an Probe D, siehe Abbildungen 8.4 bzw. 8.5).
- Die Ladungsträgerdichte n sinkt um bis zu 5 % in 139 Tagen (gemessen an Probe D, siehe Abbildungen 8.4 bzw. 8.6).
- Die Änderung der beiden Größen erfolgte im untersuchten Zeitraum (8 bis 147 Tage nach der Ionenbestrahlung bei Probe D) nach einer normalen Exponentialfunktion, folgte also keiner Kohlranschfunktion.

Änderung des Widerstandes bei speziellen Temperaturen

In den vorangegangenen Abschnitten wurde bereits gezeigt, dass die Relaxation des Widerstandes nach der Ionenbestrahlung in unterschiedlichen Temperaturbereichen unterschiedlich stark ausgeprägt ist (siehe z.B. Abbildung 8.2). Zusätzlich wurde gezeigt, dass es auch innerhalb des linearen Teils der Kennlinie zu einer unterschiedlich starken Widerstandserniedrigung in verschiedenen Temperaturbereichen gekommen ist (siehe z.B. Abbildung 8.4).

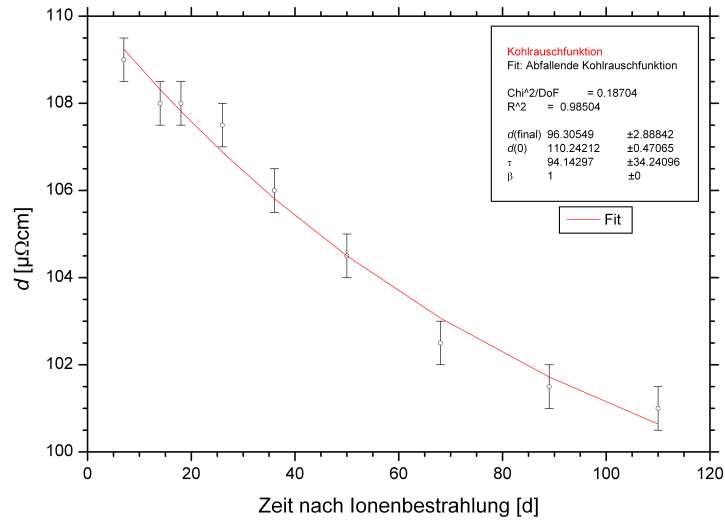


Abbildung 8.8: Achsenabschnitte der Ausgleichsgeraden des linearen Teils der Kennlinie von Probe C, nach der angegebenen Zeit nach der Ionenbestrahlung derselben.

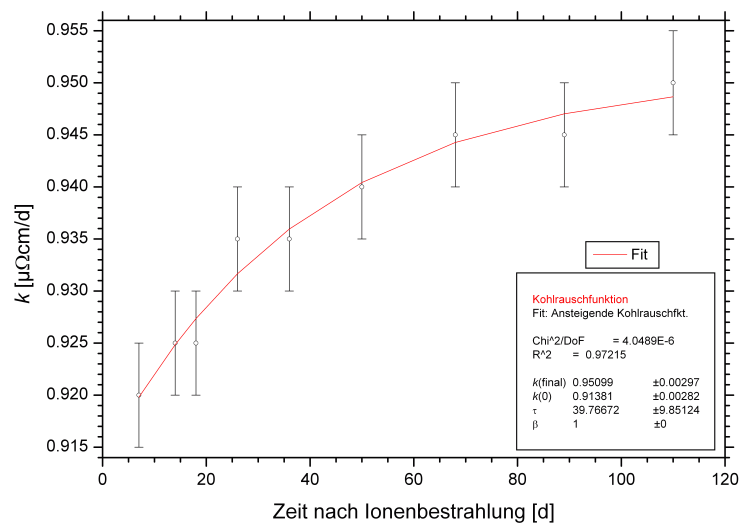


Abbildung 8.9: Steigungen der Ausgleichsgeraden des linearen Teils der Kennlinie von Probe C, nach der angegebenen Zeit nach der Ionenbestrahlung derselben.

Genauer gesagt sank die Widerstandserniedrigung vom Beginn des linearen Bereichs der Kennlinie bis hin zur Raumtemperatur kontinuierlich ab. Dieser Sachverhalt wird in diesem Abschnitt noch deutlicher hervorgehoben. Dazu werden 3 repräsentative Punkte der Kennlinie ausgewählt: $T_1 = 250$ K, $T_2 = 175$ K und $T_3 = 100$ K, welche dem (ungefähren) Ende, der Mitte und dem Beginn des beobachteten Abschnitts des linearen Teils der Kennlinie entsprechen. Die zeitliche Entwicklung dieser 3 Punkte der Kennlinie wird im folgenden für die Proben D und C untersucht.

Probe D In Abbildung 8.10 sind die Widerstandswerte bei den drei besprochenen Temperaturen ($T_1 = 250$ K, $T_2 = 175$ K und $T_3 = 100$ K) aus den systematischen Kennlinienmessungen gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung aufgetragen. Man erkennt darin deutlich, dass sich für jede Temperatur eine unterschiedliche Entwicklung des Widerstandes zeigt. Die Erniedrigung des Widerstandes von Probe D bei 250 K hat bereits nach rund 30 Tagen ein Ende, danach stellt sich ein (nahezu) konstanter Wert (entspricht eine Erniedrigung des Widerstandes von rund 2 %) ein. Ebenso dauert die Erniedrigung des Widerstandes von Probe D bei 175 K rund 30 Tage an, hingegen ist sie mit rund 3 % ausgeprägter als bei 250 K (siehe Abbildung 8.10).

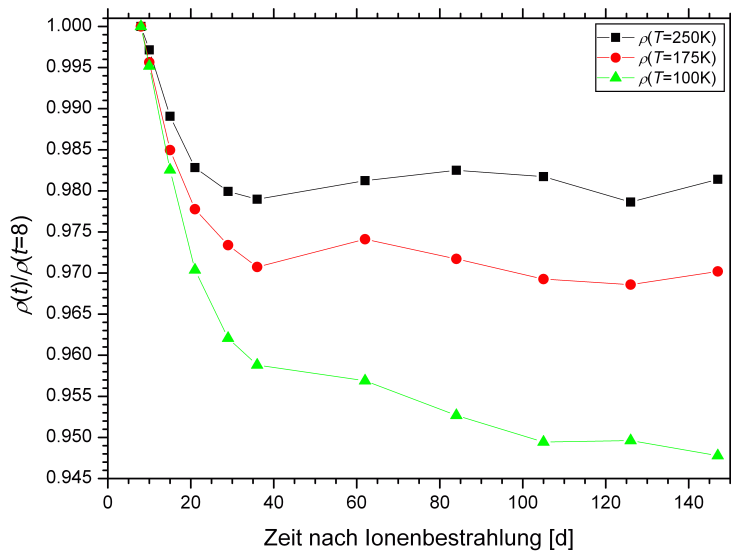


Abbildung 8.10: Relativer Widerstand der Probe D bei bestimmten Temperaturen ($T_1 = 250$ K, $T_2 = 175$ K und $T_3 = 100$ K), aufgetragen gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung derselben.

Entscheidend anders verhält sich der Widerstand aber bei 100 K, also dem Beginn des linearen Teils der Kennlinie. Bei dieser Temperatur konnte im gesamten Beobachtungszeitraum eine Widerstandsreduktion nachgewiesen werden. Eine Sättigung wird auch nach 150 Tagen noch nicht eindeutig erreicht. Zusätzlich ist die Abnahme des Widerstandes bei dieser Temperatur am größten ($\approx 5\%$ nach insgesamt 147 Tagen nach der Ionenbestrahlung).

Probe C Analog zu den Untersuchungen bei Probe D wurden aus den systematischen Kennlinienmessungen der Probe C die Widerstandswerte bei den drei repräsentativen Temperaturen ($T_1 = 250\text{ K}$, $T_2 = 175\text{ K}$ und $T_3 = 100\text{ K}$) bestimmt. Trägt man diese gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung von Probe C auf, erhält man Abbildung 8.11

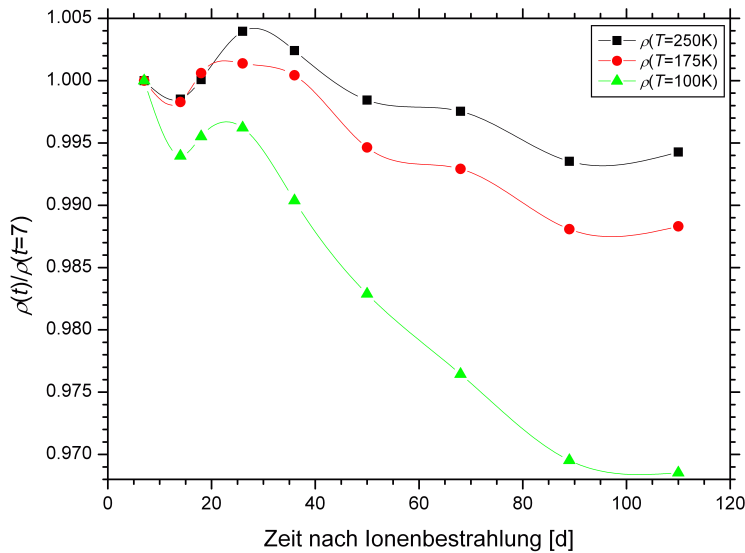


Abbildung 8.11: Relativer Widerstand der Probe C bei bestimmten Temperaturen ($T_1 = 250\text{ K}$, $T_2 = 175\text{ K}$ und $T_3 = 100\text{ K}$), aufgetragen gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung derselben.

Aus Abbildung 8.11 erkennt man qualitativ das selbe Verhalten wie in Abbildung 8.10 bei Probe D, allerdings weniger ausgeprägt. Auch bei Probe C stellt sich bei den Temperaturen $T_1 = 250\text{ K}$ und $T_2 = 175\text{ K}$ innerhalb des Beobachtungszeitraums ein konstanter Widerstandswert ein, dieser tritt aber mit rund 85 Tagen nach der Ionenbestrahlung wesentlich später auf als bei Probe C (30 Tage), wobei hier anzumerken ist, dass der Widerstand bei

250 K lediglich um rund 0,5 % erniedrigt wird und somit weniger deutlich außerhalb des Messfehlerbereiches liegt.

Wie bei Probe D ist die Widerstandsreduktion bei 175 K mit rund 1 % größer als die Reduktion bei 250 K. Und ebenfalls analog zu Probe D setzt sich die Reduktion des Widerstandes bei 100 K im gesamten Untersuchungszeitraum (7 bis 110 Tage nach der Ionenbestrahlung) fort und beträgt 110 Tagen nach der Ionenbestrahlung rund 3 % des Wertes nach 7 Tagen.

Zusammenfassend lassen sich aus den langzeitlichen Untersuchungen von Widerstandswerten bei bestimmten Temperaturen im linearen Teil der Kennlinie einer YBCO Probe nach deren Ionenbestrahlung folgende Erkenntnisse gewinnen:

- Je größer die Temperatur, desto geringer die Widerstandsreduktion.
- Bei 250 K und bei 175 K stellt sich innerhalb des Untersuchungszeitraums ein konstanter Widerstandswert ein.
- Bei 100 K sinkt der Widerstand im gesamten Untersuchungszeitraum ohne Anzeichen einer Sättigung.

Zusammenfassung

Die Untersuchungen der Relaxation des Widerstandes nach vorangegangener Ionenbestrahlung der YBCO Probe lieferten folgende Ergebnisse.

Der Widerstand der Probe sinkt im Laufe der Zeit nach der Ionenbestrahlung kontinuierlich ab. Diese Reduktion ist allerdings in verschiedenen Temperaturbereichen unterschiedlich stark ausgeprägt. Die größten Erniedrigungen des Widerstandes treten im Übergangsbereich der Kennlinie auf, welche mit der Erhöhung des T_c der Probe verknüpft sind. Verglichen dazu ist die Erniedrigung des Widerstandes im linearen Teil der Kennlinie gering. Weiters ist diese Reduktion im linearen Teil der Kennlinie nicht konstant, sondern sie sinkt weiter, bis hin zur Raumtemperatur, kontinuierlich ab. Ausgelöst wird dies dadurch, dass die Reduktion des Widerstandes bei 250 K bereits nach rund 25 Tagen endet (gemessen an Probe D), hingegen sinkt der Widerstand bei 100 K im gesamten Untersuchungszeitraum ohne Anzeichen von Sättigung bei den Proben C und D weiter ab.

Mit der Tatsache einer unterschiedlichen zeitlichen Entwicklung des Widerstandes geht eine Verkipfung der Kennlinie im Laufe der Zeit einher. Mithilfe der Parameter von Ausgleichsgeraden, welche in den linearen Bereich der Kennlinie gelegt wurden, lässt sich auf eine zeitliche Änderung der

Probe	Untersuchungszeitraum	Δc	Δn
Probe C	103 Tage	$\approx 8 \%$	$\approx 3 \%$
Probe D	139 Tage	$\approx 11 \%$	$\approx 5 \%$

Tabelle 8.3: Prozentuelle Änderungen der Defektdichte (Δc) und der Ladungsträgerdichte (Δn) der Proben C und D innerhalb des gesamten Beobachtungszeitraums.

Defektdichte und der Ladungsträgerdichte während des Relaxationsprozesses schließen. Die Relaxation (der Auswirkungen der Ionenbestrahlung auf den Widerstand der Proben) ist demnach mit einer *Verringerung der Defektdichte* und einer (geringeren) *Verringerung der Ladungsträgerdichte* verknüpft, wobei die zeitliche Änderung dieser beiden Größen keiner ausgeprägten Kohlrauschfunktion, sondern eher einer gewöhnlichen Exponentialfunktion folgt. Der Grund dafür könnte darin liegen, dass die Proben erst 7 (Probe C) bzw. 8 (Probe D) Tage nach der Ionenbestrahlung vom Hersteller eingetroffen sind. Da Kohlrauschfunktionen durch eine starke Änderung zu Beginn und eine schleichende Änderung zu späteren Zeiten charakterisiert werden (darum werden sie auch „stretched exponential“ genannt), ist es besonders gravierend, dass die ersten Tage nach der Ionenbestrahlung nicht beobachtet werden konnten, denn innerhalb derer war die Änderung der beiden Größen (Defektdichte und Ladungsträgerdichte) am größten, falls beide einer Kohlrauschfunktion folgen.

Abschließend sind in Tabelle 8.3 die prozentuellen Verringerungen der Defektdichte Δc und der Ladungsträgerdichte Δn der Proben C und D, welche innerhalb des gesamten Beobachtungszeitraums aufgetreten sind, zusammengefasst.

8.3.2 Relaxation des T_c

Nachdem bereits im Abschnitt 7.2 deutlich dargelegt wurde, dass es bei allen Proben im gesamten Beobachtungszeitraum zu einer Erhöhung des T_c gekommen ist, wird dieser Anstieg in diesem Abschnitt anhand der Proben C und D (nur diese wurden lange genug systematisch untersucht) nun genauer besprochen und ausgewertet.

Zunächst muss allerdings genau definiert werden, welcher exakte Wert der Kennlinie als T_c definiert wird. Dazu sind prinzipiell eine Vielzahl von unterschiedlichen Möglichkeiten denkbar, üblich ist es zum Beispiel den Temperaturwert der größten Krümmung der Kennlinie als T_c zu definieren. Da nun aber im Rahmen dieser Diplomarbeit lediglich Änderungen des T_c von

Interesse sind, wurde eine andere Definition verwendet. Für die folgenden Auswertungen wurde diejenige Temperatur als T_c definiert, bei der der Widerstand der Probe sich (von sehr tiefen Temperaturen beginnend) innerhalb der Messgenauigkeit von 0 unterscheidet. Mithilfe dieses Kriteriums wurde die „Widerstandseintrittstemperatur“ ($= T_c$) der einzelnen Kennlinien der systematischen Untersuchungen der verschiedenen Proben graphisch (händisch) bestimmt.

Zeitabhängigkeit der Relaxation des T_c

Probe C In Abbildung 8.12 wurden die (wie eben erklärt) gemessenen T_c -Werte der Probe C gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung derselben aufgetragen. Deutlich ist auch hier zu erkennen, dass das T_c im gesamten Untersuchungszeitraum kontinuierlich gewachsen ist. Dieses Wachstum war zwar zu Beginn (also kurz nach der Ionenbestrahlung) der Untersuchungen größer als gegen Ende, aber von einer Sättigung der T_c -Relaxation kann bei Probe C keine Rede sein, denn auch zwischen den letzten beiden Kennlinienmessungen hat sich das T_c deutlich außerhalb der Messunsicherheit erhöht.

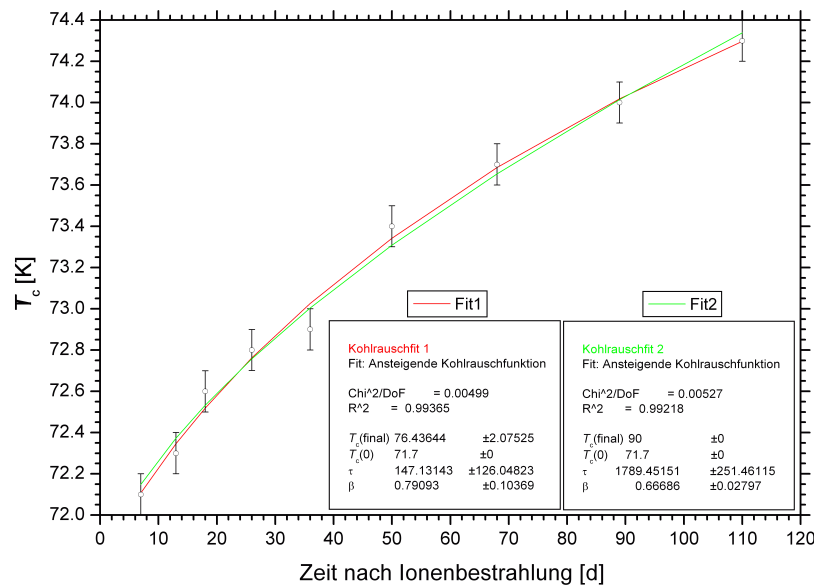


Abbildung 8.12: Zeitliche Entwicklung des T_c von Probe C nach ihrer Ionenbestrahlung, wobei für die ermittelten Werte des T_c zwei Kohlruschfits durchgeführt wurden (siehe Text).

Weiters wurden in Abbildung 8.12 auch zwei Kohlrauschfits durchgeführt. Beim ersten Kohlrauschfit (rote Kurve) wurde lediglich der T_c -Wert bei $t = 0$ (unmittelbar nach der Ionenbestrahlung, entspricht $T_c(0)$ in Abbildung 8.12) mit $T_c(t = 0) = 71,7$ K vorgegeben. Dieser wurde anhand der Werte in Abbildung 8.12 (händisch) graphisch extrapoliert. Der unter diesen Voraussetzungen durchgeführte Fit liefert ein akzeptables Ergebnis, lediglich der Fehler der Zeitkonstante τ ist dabei sehr hoch, was aber aufgrund der geringen Zahl der Messpunkte nicht verwunderlich ist. Anhand dieser Ergebnisse ließe sich schlussfolgern, dass der beobachtete Anstieg des T_c einer Kohlrauschfunktion folgt und bei rund 76,4 K ein Ende findet. Dies entspräche einer relativen T_c -Erhöhung von rund 6,5 % im Vergleich zum (extrapolierten) Wert unmittelbar nach der Ionenbestrahlung (entspricht einem Zeitraum von 139 Tagen).

Für den zweiten Kohlrauschfit (grüne Kurve) in Abbildung 8.12 wurde neben dem Wert von T_c bei $t = 0$ auch der Endwert des Kohlrauschfits mit $T_c(t = \infty) = 90$ K vorgegeben. Diese Vorgabe wurde gewählt, um zu überprüfen, ob aus der für diese Probe im gesamten Untersuchungszeitraum gemessenen zeitlichen Entwicklung auf eine vollständige Relaxation des durch die Ionenbestrahlung erniedrigten T_c der Probe geschlossen werden kann. Genau diese Vermutung scheint Abbildung 8.12 zu bestätigen, denn der unter diesen Bedingungen durchgeführte zweite Kohlrauschfit passt mindestens so gut zu den T_c -Werten wie der erste Kohlrauschfit. Logischerweise ergibt sich im Fall des zweiten Kohlrauschfits eine dramatisch größere Zeitkonstante. Deren relativer Fehler ist aber mit rund 14 % auch deutlich kleiner als der relative Fehler der Zeitkonstante beim ersten Kohlrauschfit (≈ 85 %). Auch der relative Fehler des Dispersionsparameters β ist beim zweiten Kohlrauschfit wesentlich geringer als beim ersten. Allerdings gilt es hier gleich anzumerken, dass die Zeitkonstanten in beiden Fits größer (im Falle des zweiten Fits sogar dramatisch größer) als der Beobachtungszeitraum sind, weshalb eine qualitative Unterscheidung zwischen beiden Fits schwierig ist.

Probe D Analog zum Vorgehen bei Probe C wurde auch bei Probe D das T_c der einzelnen Kennlinienmessungen bestimmt. Trägt man diese Werte gegen die Zeit nach der Ionenbestrahlung der Probe D auf, erhält man Abbildung 8.13. Sie bestätigt ebenfalls die gewonnene Erkenntnis, dass sich das T_c im Laufe der Zeit nach der Ionenbestrahlung erhöht, und zwar umso schneller, je kleiner der zeitliche Abstand zur Ionenbestrahlung ist. Weiters weist die T_c -Relaxation im untersuchten Zeitraum (bis zu 147 Tage nach der Ionenbestrahlung) kein Anzeichen einer Sättigung des Effektes auf.

Wie in Abbildung 8.12 (Probe C) wurden auch in Abbildung 8.13 zwei

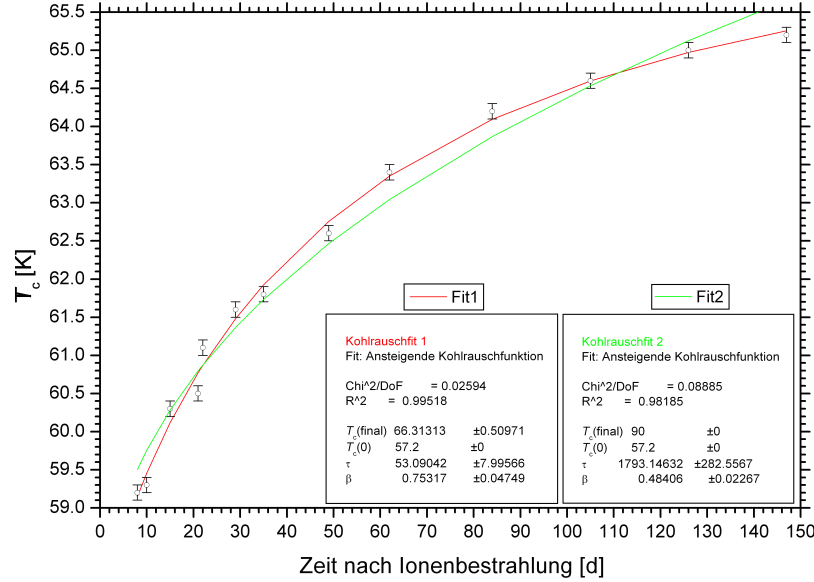


Abbildung 8.13: Zeitliche Entwicklung des T_c von Probe D nach ihrer Ionenbestrahlung. Wobei für die ermittelten Werte des T_c zwei Kohlrauschfits durchgeführt wurden.

Kohlrauschfits durchgeführt. Die Vorgaben waren bei beiden Fits die gleichen wie bei Probe C. Beim ersten Kohlrauschfit war nur der Startwert $T_c(t = 0) = 57,2$ K vorgegeben, beim zweiten war der Startwert und der Endwert des Kohlrauschfits $T_c(\text{final}) = 90$ K fixiert. Aus den Parametern der beiden Kohlrauschfits ergeben sich Unterschiede zu Probe C, die nun besprochen werden.

Der erste Kohlrauschfit (rote Kurve) liefert ein exzellentes Ergebnis, nahezu sämtliche Werte liegen auf der Kurve und die relativen Fehler der variablen Parameter sind gering. Aus diesem ersten Kohlrauschfit kann geschlossen werden, dass der T_c -Anstieg bei rund 66,3 K endet. Dies entspräche einer relativen T_c -Erhöhung von rund 8,5 % im Vergleich zum (extrapolierten) Wert unmittelbar nach der Ionenbestrahlung (innerhalb von 139 Tagen).

Im Gegensatz zu Probe C liefert der zweite Kohlrauschfit (grüne Kurve) mit einem fixierten Ende bei 90 K kein perfekt passendes Ergebnis. Zwar liegen alle T_c -Werte bis auf die letzten beiden in akzeptablem Abstand zur Fitkurve, betrachtet man allerdings das Verhalten nach rund 120 d, erkennt man eine deutliche Abweichung zwischen den bestimmten T_c -Werten und der Fitkurve. Die Steigung der Fitkurve ist ab diesem Bereich nämlich signifikant

Probe	Untersuchungszeitraum	$\Delta T_c/T_c(0)[\%]$
Probe C	103 Tage	≈ 3
Probe D	139 Tage	≈ 10

Tabelle 8.4: Prozentuelle Änderungen des T_c der Proben C und D innerhalb des gesamten Beobachtungszeitraums.

und systematisch größer als die T_c -Werte, zusätzlich kann man aus der enormen Zeitkonstante ($\tau \approx 1793$ d) schließen, dass diese Diskrepanz zwischen den Messwerten und der Fitkurve mit zunehmender Zeit umso größer wird. Dies würde auch perfekt erklären, warum im Falle von Probe C ein guter Kohlranschfit mit fixiertem Ende ($T_c(\text{final}) = 90$ K) erzielt wurde (siehe Abbildung 8.12). Denn Probe C wurde nur bis 110 Tage nach der Ionenbestrahlung untersucht, und die Abweichungen zwischen Messwerten und Kohlranschfit traten bei Probe D erst nach 120 Tagen nach der Ionenbestrahlung auf. Zusätzlich untermauert die Tatsache, dass die Zeitkonstante der ersten Ausgleichsgeraden von Probe D deutlich geringer ist als der Beobachtungszeitraum (im Gegensatz zum analogen Fit bei Probe C), die Schlussfolgerung, dass es zu keiner vollständigen T_c -Relaxation nach vorangegangener Erniedrigung durch die Ionenbestrahlung kommt.

Somit muss aus den Ergebnissen der Untersuchungen der Zeitabhängigkeit der Relaxation des T_c einer YBCO Probe nach vorangegangener Ionenbestrahlung geschlossen werden, dass die beobachtete T_c -Erhöhung einer Kohlranschfunktion folgt und nach einer Erhöhung von rund 10 % ein Ende findet. Zusammenfassend sind die im Untersuchungszeitraum beobachteten Erhöhungen des T_c der Proben C und D in Tabelle 8.4 eingetragen.

8.3.3 Diskussion der Langzeitrelaxation

Der wesentliche Unterschied zwischen den zeitlichen Entwicklungen des Widerstandes und T_c nach der Ionenbestrahlung ist die Tatsache, dass die Relaxation von T_c auch nach 147 Tagen (Probe D) weiterhin, wenn auch schwächer werdend, auftritt (siehe Abbildung 8.13), die Relaxation des Widerstandes bei Raumtemperatur hingegen nach ungefähr 30 Tagen (Probe D) endet (siehe Abbildung 8.10). Ein gleichzeitiges Auftreten dieser beiden Effekte hat zwangsläufig zur Folge, dass sich die Widerstandskennlinie der untersuchten Probe im Laufe der Zeit nach der Ionenbestrahlung verkippt, und nicht bloß zu höheren Temperaturen und geringeren Widerständen verschoben wird. Diese zeitabhängige Verkipfung der Kennlinie ist direkt verknüpft mit den intrinsischen Parametern Defektdichte c und Ladungsträgerdichte n

der untersuchten Probe. Die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass die beobachtete Langzeitrelaxation mit einer Erniedrigung von c und einer Erniedrigung von n einhergeht, wobei die Erniedrigung von c ungefähr doppelt so stark ausgeprägt ist wie jene von n (siehe z.B. die Abbildungen 8.5 und 8.6). Die Abhängigkeit beider intrinsischen Größen von der Zeit erfolgt nach einer gewöhnlichen Exponentialfunktion, im Gegensatz zur Zeitabhängigkeit der T_c -Erhöhung, welche einer Kohlrauschfunktion folgt.

Bei konventionellen Supraleitern (welche sich durch die BCS Theorie erklären lassen) folgt aus einer Erniedrigung von n eine Verringerung von T_c . Hingegen wird das T_c bei d-Wellen-Supraleitern (wie dem YBCO) auch von der Beweglichkeit (Defektdichte) derart beeinflusst, dass aus einer Erniedrigung von c eine Erhöhung von T_c folgt [46]. Wodurch sich schließlich die gemessene T_c -Erhöhung im Rahmen der Relaxation der Auswirkungen der Ionenbestrahlung als Ergebnis zweier konkurrierender Entwicklungen erklären lässt. Eine geringe Verringerung des T_c durch die Erniedrigung von n wird durch eine größere Erhöhung des von T_c durch die Erniedrigung von c überkompensiert, sodass sich schließlich eine Erhöhung des T_c um rund 10% nach rund 150 Tagen nach der Ionenbestrahlung ergibt.

Um nun abschließend darzustellen, dass eine langzeitliche T_c -Erhöhung ohne äußere Einflüsse in YBCO nicht nur nach vorangegangener Ionenbestrahlung auftritt, sei hier ein kurzer Vergleich zwischen der im Rahmen dieser Diplomarbeit beschriebenen langzeitlichen T_c -Relaxation nach einer Ionenbestrahlung und dem „room-temperature aging“-Effekt gezogen. Bei diesem wird eine YBCO Probe von einer erhöhten Temperatur (bei der sie sich im thermischen Gleichgewicht befindet) auf beispielsweise Raumtemperatur abgeschreckt. Durch das rasche Abschrecken befindet sich die Probe noch im Zustand der höheren Temperatur, obwohl sie bereits Raumtemperatur hat. Das T_c der anschließend im Dunkeln gehaltene Probe relaxiert daraufhin in den zur Raumtemperatur gehörigen Gleichgewichtszustand. Diese Relaxation folgt ebenfalls einer Kohlrauschfunktion, deren Zeitkonstante sich (je nach Sauerstoffgehalt der Probe) in der Größenordnung von Tagen befindet [75]. Die in dieser Diplomarbeit besprochene Langzeitrelaxation nach der Ionenbestrahlung hat vergleichsweise eine Zeitkonstante von rund 53 Tagen (siehe Abbildung 8.13). Bei beiden Effekten kommt es also zu einer langzeitlichen Relaxation eines Unordnungszustandes in einen Ordnungszustand, wobei dieser Prozess einer Kohlrauschfunktion folgt. Beim „room-temperature aging“-Effekt wurde die Unordnung durch das rasche Abschrecken der Probe, bei der in dieser Diplomarbeit besprochene Langzeitrelaxation durch die Ionenbestrahlung der Probe, verursacht.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Ziel dieser Diplomarbeit war es zu untersuchen, ob mit 75keV He^+ -Ionen bei einer Ionendosis von rund $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ bestrahlte YBCO Proben einen PPC-Effekt analog zu jenem in sauerstoffreduzierten YBCO Proben aufweisen, wie es in einer Publikation von Navacerrada et al. [80] behauptet wurde. Dazu wurden 4 ionenbestrahlte YBCO Proben mit einem HeNe-Laser ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) optisch angeregt und währenddessen wurde das Verhalten des Widerstandes gemessen. Zusätzlich wurde jeweils vor und nach jeder Photodototierung eine Kennlinienmessung durchgeführt, um eine mögliche photoinduzierte T_c -Erhöhung nachzuweisen.

Aus den durchgeführten Messungen (siehe Abschnitt 7.1) bei sämtlichen Proben haben sich folgende Ergebnisse gezeigt:

- Es konnte lediglich bei den ersten Dotierungen der Proben A und B eine geringe photoinduzierte Widerstandsreduktion nachgewiesen werden, welche allerdings keiner Kohlranschfunktion folgt. Bei sämtlichen darauffolgenden Dotierungen, sowie bei allen Dotierungen von Probe C und D, hatte die Laserbestrahlung keinen systematischen Einfluss auf den elektrischen Widerstand der Probe.
- Ebenso wenig beeinflusste das Ausschalten des Lasers den Widerstand der Proben systematisch, es konnte also kein Widerstandsanstieg, wie er bei ionenbestrahlten YBCO Proben (in Form einer Relaxation der zuvor photoinduzierten Widerstandsreduktion) auftritt, nachgewiesen werden.
- Schließlich konnte auch bei keiner der vier untersuchten Proben eine photoinduzierte T_c -Erhöhung nachgewiesen werden.

Somit konnte mit den im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen deutlich gezeigt werden, dass ionenbestrahlte YBCO Proben kei-

nen PPC-Effekt analog zu jenem bei sauerstoffreduzierten YBCO Proben aufweisen (siehe Abschnitt 8.2).

Neben der Widerlegung des PPC-Effekts in ionenbestrahlten YBCO Proben wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit eine weitere wichtige Eigenschaft von ionenbestrahlten YBCO Proben untersucht. Die durch die Ionenbestrahlung verursachten Auswirkungen in der Probe relaxieren langfristig nach der Ionenbestrahlung. Dabei wurden folgende Erkenntnisse erzielt (siehe Abschnitt 8.3):

- Der Widerstand der Probe relaxiert im Laufe der Zeit nach der Ionenbestrahlung, allerdings andersartig in unterschiedlichen Temperaturbereichen des linearen Teils der Kennlinie, was zu einer langzeitlichen Verkipfung der Kennlinie führt.
- Die Defektdichte c in Probe C sinkt um rund 8 % nach rund 110 Tagen. In Probe D sinkt c um rund 10 % nach rund 150 Tagen, wobei diese Rückgänge einer gewöhnlichen Exponentialfunktion folgen.
- Die Ladungsträgerdichte n in Probe C sinkt um rund 3 % nach rund 110 Tagen, in Probe D sinkt n um rund 8 % nach rund 150 Tagen, wobei diese Rückgänge einer gewöhnlichen Exponentialfunktion folgen. Der Rückgang von c ist also ungefähr doppelt so groß wie der Rückgang von n .
- Mit den Rückgängen von c und n ist ein langzeitlicher Anstieg des T_c der Probe verknüpft, welches um bis zu 10 % nach ≈ 150 Tagen nach der Ionenbestrahlung ansteigt, wobei dieser Anstieg einer Kohlrauschfunktion folgt.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Buckel, R. Kleiner. Supraleitung (6.Auflage). Wiley-VCH, (2004)
- [2] H. Kamerlingh Onnes. Proc. Roy. Acad. Amsterdam **11**, 168, (1908)
- [3] H. Kammerling Onnes. Comm. Leiden **120b**, (1911)
- [4] W. Meissner, R. Ochsenfeld. Naturwissenschaften **21**, 787, (1933)
- [5] F. London, H. London. Proc. Roy. Soc. (London) **149**, 71, (1935)
- [6] V.L. Ginzburg, L.D. Landau. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1044, (1950)
- [7] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer. Phys. Rev. **108**, 1175, (1957)
- [8] J.G. Bednorz, K.A. Müller. Z. Phys. B **64**, 189, (1986)
- [9] J.G. Bednorz, M. Takashige, K. A. Müller. Europhysics Lett. **3**, 379, (1987)
- [10] M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, J.Q. Wang, C.W. Chu. Phys. Rev. Lett. **58**, 908, (1987)
- [11] S.N. Putilin, E.V. Antipov, O. Chmaissem, M. Marezio. Nature **362**, 226, (1993)
- [12] A. Schilling, M. Cantoni, J.D. Guo, H.R. Ott. Nature **363**, 56, (1993)
- [13] L. Gao, Y.Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R.L. Meng, D. Ramirez, C.W. Chu, J.H. Eggert, H.K. Mao. Phys. Rev. B **50**, 4260, (1994)
- [14] J.R. Kirtley, C.C. Tsuei. Ein Quantenmodell der Hochtemperatursupraleitung. Spektrum der Wissenschaft, page 58, Oktober (1996)
- [15] D.M. Ginsberg. Physical Properties Of High Temperature Superconductors vol. 1. World Scientific, (1989)

- [16] H.W. Weber. Anisotropy Effects in Superconductors. Plenum, (1977)
- [17] D.M. Ginsberg. Physical Properties Of High Temperature Superconductors vol. 2. World Scientific, (1990)
- [18] H. Shaked, P.M. Keane, J.C. Rodriguez, F.F. Owen, R.L. Hitterman, J.D. Jorgensen. Crystal structure of the high-Tc superconducting copper-oxides. Elsevier Science B.V., (1994)
- [19] R. Bittner. Untersuchung des supraleitenden Phasenübergangs in HTSL mit verschiedenen seltenen Erden. Diplomarbeit, Universität Wien, (1999)
- [20] J.D. Jorgensen, H. Shaked, D.G. Hinks, D. Dabrowski, B.W. Veal, A.P. Panlikas, L.J. Nowicki, G.W. Grabtree, W.K. Kwok, L.H. Lumez u. H. Claus. Physica C **153-155**, 587, (1988)
- [21] M. Cyrot u. D. Pavuna. Introduction to Superconductivity and High-TcMaterials. World Scientific, (1992)
- [22] R.J. Cava, B. Batlogg, K.M. Rabe, E.A. Rietman, P.K. Gallagher, L.W. Rupp Jr.. Physica C **156**, 523, (1988)
- [23] J.J. Neumeier, M.S. Torikachvili, K.N. Yang, H. Zhou, R.P. Guertin, M.V. Kuric, M.B. Marple, Y. Dalichaouch, J.M. Ferreira, R.R. Hake, B.W. Lee. Physica B **148**, 155, (1987)
- [24] P. Gehring, W. Lang, E. Stangl, S. Proyer, B. Hellebrand. IOP Conf. Proc. Ser. **148**, 1019, (1995)
- [25] W. Göb. Magnetotransport-Effekte und Fluktuationen im sauerstoffreduzierten Hochtemperatur-Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$. Diplomarbeit, Universität Wien, (1997)
- [26] K. Kadowaki, Y. Songliu, K. Kitazawa. Superconductor Science and Technology **7**, 519, 1994
- [27] R.E. Glover. Physics Letters A **25**, 542, (1967)
- [28] E. Abrahams, J.W.F. Woo. Physics Letters A **27** 117, (1968)
- [29] A. Schmid. Z. Phys. **215**, 210 (1968)
- [30] W.E. Lawrence und S. Doniach, Proc. 12th Int. Conf. Low Temp. Phys., Kyoto (1970), ed. E. Kanda, S. 361 (Keigaku, Tokyo, 1971)

- [31] J.M. Tranquada, A.H. Moudden, A.I. Goldman, P. Zolliker, D.E. Cox, G. Shirane, S.K. Sinha, D. Vaknin, D.C. Johnston, M.S. Alvarez, A.J. Jacobson, J.T. Lewandowski, J.M. Newsam. Phys. Rev. B **38**, 2477, (1988)
- [32] B. Wuyts, E. Osquiguil, M. Maenhoudt, S. Libbrecht, Z.X. Gao, Y. Bruynseraede. Phys. Rev. B **47**, 5512, (1993)
- [33] J.W. Rabalais and John Wiley. Low Energy Ion-Surface Interactions, (1994)
- [34] H. Gnaser. Low-Energy Ion Irradiation of Solid Surfaces, Springer,(1999)
- [35] B. Roas, B.Hensel, G.Saemann-Ischenko, L. Schultz. Applied Physics Letters, **54**, 1051 (1989)
- [36] O. Meyer, T. Kroener, J. Remmel, J. Geerk, G. Linker, B. Strehlau, T. Wolf. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, **65**, 539, (1992)
- [37] C.H. Chen, A.E. White, K.T. Short, R.C. Dynes, J.M. Poate, D.C. Jacobson, P.M. Mankiewich, W.J. Skocpol, R.E. Howard. Applied Physics Letters, **54**, 1178, (1989)
- [38] J.Z. Wu, N. Yu, W.K. Chu. Physical Review B, **48**, 9929, (1993)
- [39] J.M. Wheatley, T.C. Hsu, P.W. Anderson. Physical Review B, **37**, 5897, (1988)
- [40] Z.Y. Weng. Physical Review Letters, **16**, 2156, (1991)
- [41] B. Hensel, B. Roas, S. Henke, R. Hopfengärtner, M. Lippert, J.P. Ströbel, M. Vildic, G. Saemann-Ischenko, S. Klaumünzer. Physical Review B, **42**, 4135, (1990)
- [42] W. Lang, H. Richter, M. Marksteiner, K. Siraj, M.A. Bodea, J.D. Pedarnig, D. Bäuerle, C. Hasenfuss, L. Palmethofer, R. Kolarova, P. Bauer. Nanoelectronics Conference, 2008. INEC 2008. 2nd IEEE International, 886, (2008)
- [43] M.Dineva-Stavreva, Monte-Carlo Simulation der Defekterzeugung durch Ionenstrahlen in Hochtemperatursupraleitern, Doktorarbeit. Universität Wien, (2005)

- [44] A.S. Katz, A.G. Sun, S.I. Woods, R.C. Dynes. Applied Physics Letters. **72**, 2032, (1998)
- [45] W. Lang, M. Marksteiner, M. Dineva-Stavreva, T. Enzenhofer, K. Siraj, M. Peruzzi, J.D. Pedarnig, D. Bäuerle, R. Korntner, E. Cekan, E. Platzgummer, H. Loeschner. Emerging Technologies - Nanoelectronics, 2006 IEEE Conference on. **79**, (2006)
- [46] W. Lang, T. Enzenhofer, M. Peruzzi, J.D. Pedarnig, D. Bäuerle, C. Horner, E. Cekan, E. Platzgummer, H. Loeschner. Institute of Physics Conference Series, **181**, 1549-55, (2004)
- [47] Y. Iye. Physical Properties of High Temperature Superconductors vol.3. ed. by. D.M. Ginsberg. World Scientific, Singapore. Seite 285, (1992)
- [48] V.I. Kudinov, A.I. Kirilyuk, N.M. Kreines, R. Laiho, E. Lähderanta. Physics Letters A. **151**, 358, (1990)
- [49] V.I. Kudinov, I.L. Chaplygin, A.I. Kirilyuk, N.M. Kreines, R. Laiho, E. Lähderanta. Physics Letters A. **157**, 290, (1991)
- [50] V.I. Kudinov, A.I. Kirilyuk, N.M. Kreines. JETP Letters. **56**, 102, (1992)
- [51] C. Ayache, I.L. Chaplygin, A.I. Kirilyuk, N.M. Kreines, V.I. Kudinov. Solid State Communications. **81**, 41, (1992)
- [52] G. Nieva, E. Osquiguil, J. Guimpel, M. Maenhoudt, B. Wuyts, Y. Bruynseraede, M.B. Maple, I.K. Schuller. Applied Physics Letters. **60**, 2159, (1992)
- [53] N.M. Kreines, V.I. Kudinov. Modern Physics Letters B. **6**, 289, (1992)
- [54] V.I. Kudinov, I.L. Chaplygin, A.I. Kirilyuk, N.M. Kreines, R. Laiho, E. Lähderanta, C. Ayache. Physical Review B. **47**, 9017, (1993)
- [55] G. Nieva, E. Osquiguil, J. Guimpel, M. Maenhoudt, B. Wuyts, Y. Bruynseraede, M.B. Maple, I.K. Schuller. Physical Review B. **46**, 14249, (1992)
- [56] K. Tanabe, S. Kubo, F. Hosseini Teherani, H. Asano, M. Suzuki. Physical Review Letters. **72**, 1537, (1994)
- [57] D. Lederman, J. Hasen, I.K. Schuller, E. Osquiguil, Y. Bruynseraede. Applied Physics Letters. **64**, 652, (1994)

- [58] K. Kawamoto, I. Hirabayashi. *Physical Review B.* **49**, 3655, (1994)
- [59] R. Kohlrausch. *Ann. Phys.* **72**, 393, (1847)
- [60] J.P. Locquet, J. Vanacken, B. Wuyts, Y. Bruynseraede, K. Zhang, I.K. Schuller. *Europhysics Letters* **7**, 469, (1988)
- [61] S.K. Tolpygo, J.Y. Lin, M. Gurvitch, S.Y. Hou, J.M. Phillips. *Physical Review B* **53**, 12462 (1996)
- [62] W. Markowitsch, C. Stockinger, W. Göb, W. Lang, W. Kula, R. Sobolewski. *Physica C.* **265**, 187, (1996)
- [63] W. Markowitsch, C. Stockinger, W. Lang, W. Kula, R. Sobolewski. *Proc. SPIE.* **2696**, 617, (1996)
- [64] W. Markowitsch, A. Altenburger, W. Lang, M. Peruzzi, J.D. Pedarnig, D. Bäuerle. *Physica C.* **405**, 173, (2004)
- [65] W. Markowitsch, P. Brantner, W. Lang, M. Peruzzi, J.D. Pedarnig, D. Bäuerle. *Journal of Physics: Conference Series.* **43**, 694, (2006)
- [66] W. Markowitsch, P. Brantner, W. Lang, K. Siraj, A. Moser, J.D. Pedarnig. *Superconductor Science and Technology.* **21**, 75017, (2008)
- [67] W. Markowitsch, W. Lang, J.D. Pedarnig, D. Bäuerle. *Superconductor Science and Technology.* **22**, 34011, (2009)
- [68] R.W. Anderson. *Physical Review Letters.* **67**, 2092, (1991)
- [69] E.C. Jones, D.K. Christen, J.R. Thompson, R. Feenstra, S. Zhu, D.H. Lowndes, J.M. Phillips, M.P. Siegal, J.D. Budai. *Physical Review B.* **47**, 8986, (1993)
- [70] C. Stockinger, W. Markowitsch, W. Lang, W. Kula, R. Sobolewski. *The European Physical Journal B.* **2**, 301, (1998)
- [71] S.L. Bud'ko, H.H. Feng, M.F. Davis, J.C. Wolfe, P.H. Hor. *Physical Review B.* **48**, 16707, (1993)
- [72] E. Osquiguil, M. Maenhoudt, B. Wuyts, Y. Bruynseraede, D. Lederman, I.K. Schuller. *Physical Review B.* **49**, 3675, (1994)
- [73] J. Hasen, D. Lederman, I.K. Schuller, V. Kudinov, M. Maenhoudt, Y. Bruynseraede. *Physical Review B.* **51**, 1342, (1995)

- [74] X.M. Xie, T.G. Chen, Z.L. Wu. Physical Review B. 40, 4549, (1989)
- [75] B.W. Veal, A.P. Paulikas, H. You, H. Shi, Y. Fang, J.W. Downey. Physical Review B. **42**, 6305, (1990)
- [76] J. Cava. Keramische Supraleiter. Spektrum der Wissenschaften, Seite 118, Oktober 1990
- [77] G.V. Uimin, V.F. Gantmakher, A.M. Neminsky, L.A. Novomlinsky, D.V. Shovkun, P. Brüll. Physica C. **192**, 481, (1992)
- [78] G.V. Uimin, J. Rossat-Mignod. Physica C. **199**, 251, (1992)
- [79] C. Stockinger, W. Markowitsch, W. Lang, W. Kula, R. Sobolewski. Physical Review B. **57**, 8702, (1998)
- [80] M.A. Navacerrada, D. Arias, Z. Sefrioui, G. Loos, M.L. Lucia, J. Santamaria, F. Sanchez-Quesada, M. Varela. Applied Physics Letters. **76**, 3289, (2000)
- [81] D. Bäuerle. Laser Processing and Chemistry, Third Edition. Springer, (2000)
- [82] K. Tanabe, S. Kubo, F. Hosseini Teherani, H. Asano, M. Suzuki. Jpn. J. Appl. Phys, Part 2. **32**, 264, (1993)
- [83] B. Wuyts, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede. Phys. Rev. B. **53**, 9418, (1996)

Erklärung

Ich habe mich bemüht, sämtliche Inhaber der Bildrechte ausfindig zu machen und ihre Zustimmung zur Verwendung der Bilder in dieser Arbeit eingeholt. Sollte dennoch eine Urheberrechtsverletzung bekannt werden, ersuche ich um Meldung bei mir.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, ohne deren Hilfe die Fertigstellung dieser Diplomarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Zu allererst gilt mein Dank Prof. Wilhelm Markowitsch, der mir viel seiner knappen Zeit für Erklärungen und Besprechungen zur Verfügung stellte und sich geduldig dutzende meiner Graphen zeigen ließ. Natürlich möchte ich auch Prof. Wolfgang Lang für die Bereitstellung dieses interessanten Themas danken. Ebenfalls möchte ich mich bei Dr. Ionut Puica, für die tatkräftige Unterstützung bei der Kontaktierung der Proben bedanken.

Weiters gilt mein Dank Prof. Johannes D. Pedarnig vom Institut für Angewandte Physik der Johannes-Kepler-Universität Linz und seinen Mitarbeitern, vor allem Marius Bodea, für die Herstellung und Ionenbestrahlung der Proben.

Tiefer Dank gilt meiner Freundin Angela für ihre moralische Unterstützung, und ganz besonders dafür mir ein Ziel im Leben gegeben zu haben. Bei meinen Eltern möchte ich mich für die finanzielle Unterstützung bedanken.

Weiters möchte ich mich bei meinem Freund und Studienkollegen Markus Sauer bedanken, der mich nun schon seit der Volksschule durch alle Schul- und Studienjahre begleitet und somit nicht nur bei der Fertigstellung dieser Diplomarbeit großen Anteil hat. Weiterer Dank gilt natürlich auch allen anderen Studienkollegen, herausheben möchte ich davon lediglich Philip Rohringer und ihm, für die Erweiterung des Diskussionspektrums innerhalb unserer Forschungsgruppe über die physikalischen Themen hinaus, danken.

Abschließend danke ich all meinen Freunden mit einer mehr oder weniger große Abneigung zur Physik, von denen jeder seine eigene Hilfestellung geleistet hat.

Lebenslauf

Persönliche Daten

- Name: Bernd Steiger
- Geburtsdatum: 29.07.1985
- Geburtsort: Neunkirchen (Niederösterreich)
- Adresse: Pernerstorferstraße 23, 2620 Neunkirchen
- Staatsbürgerschaft: Österreich
- Familienstand: ledig

Bildungsweg

- 1991 - 1995: Volksschule Neunkirchen, Steinfeld
- 1995 - 2003: BG/BRG Neunkirchen
- 2003 - 2004: Präsenzdienst
- 2004 - 2010: Physikstudium an der Universität Wien