

# Kapitel 4

## Ergebnisse

### 4.1 Leitfähigkeitsuntersuchungen

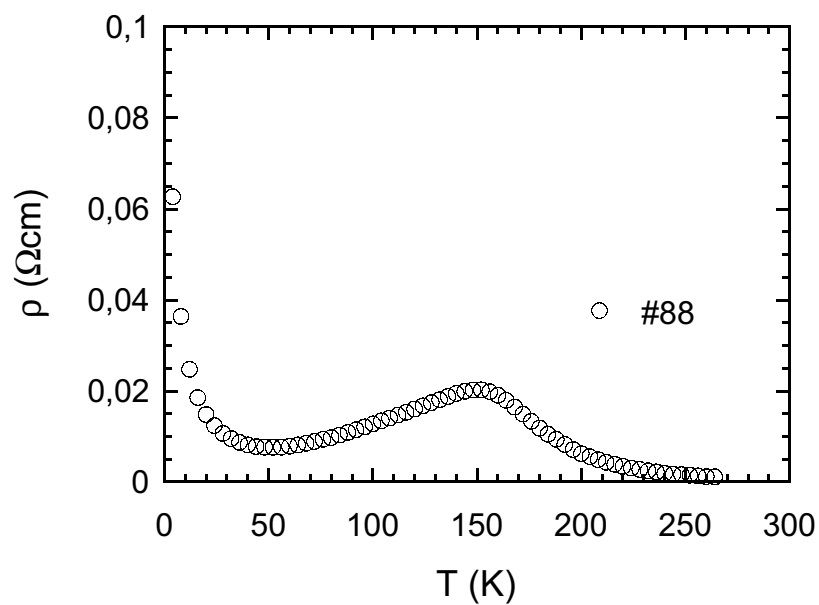
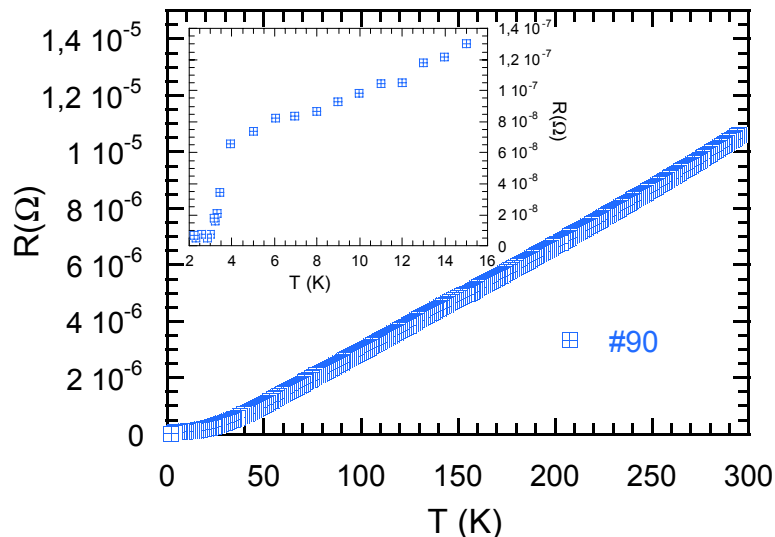


Abb. 4-1: Spezifischer Widerstand des Indiumantimonid-Substrats im Temperaturbereich 0 K - 300 K bei 0 T

Zu Beginn der Untersuchungen am System Zinn auf Indiumantimonid wurde die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit des reinem InSb-Substrats (Abb. 4-1) und einer

$\beta$ -Zinn-Folie\* (Abb. 4-2) untersucht.

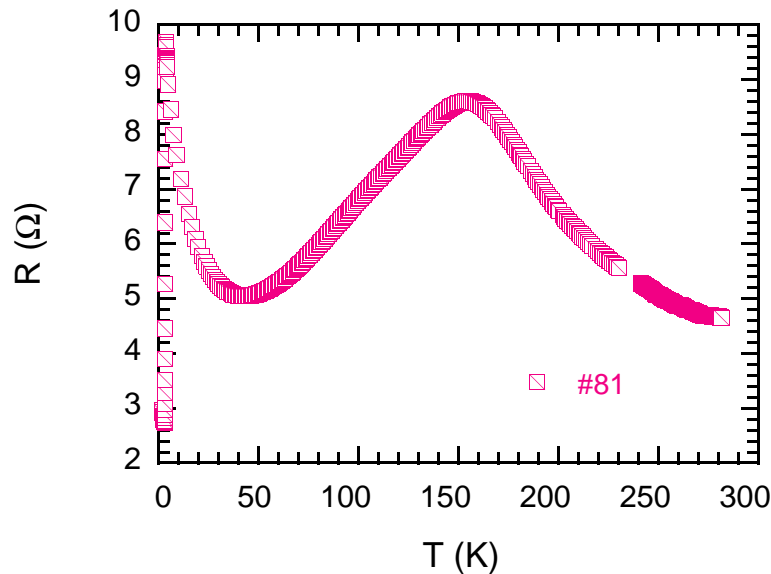


**Abb. 4-2:** Widerstand der  $\beta$ -Sn-Folie ( $d = 5 \mu\text{m}$ ) im Temperaturbereich 0 K - 300 K bei 0 T

Diese Messungen wurden zur Überprüfung des Meßaufbaus und zum Kennenlernen des Leitfähigkeitsverhaltens der Grundkomponenten (Sn, InSb) der hier untersuchten Schichten durchgeführt. In Abb. 4-1 ist zu sehen, daß der spezifische Widerstand von InSb ( $\rho_{260K} = 12 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}$ ) mit fallender Temperatur zunächst ansteigt und dann ab  $T = 150 \text{ K}$  linear mit der Temperatur abfällt. Beim Erreichen von ca. 50 K durchläuft der spezifische Widerstand ein Minimum und steigt bis zur Temperatur von 2 K<sup>†</sup> auf einen Wert von  $\rho_{2K} = 6,3 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}$  an. Der an einer  $\beta$ -Sn-Folie gemessene Widerstandsverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur (Abb. 4-2) ist wie erwartet der eines Metalls. Der Widerstand ( $R_{295K} = 11 \mu\Omega$ ) fällt linear mit der Temperatur ab aufgrund der abnehmenden Phononwechselwirkung und erreicht bei ca. 6 K einen Restwiderstand von  $R_{6K} = 800 \mu\Omega$ . Im Inset der Abb. 4-2 ist ein Ausschnitt des Widerstands bei kleinen Temperaturen dargestellt. In dieser vergrößerten Darstellung des Tieftemperaturbereichs ist zu sehen, daß der Widerstand bei  $T_c = 3,7 \text{ K}$  einen supraleitenden Übergang zeigt.

\* Es handelt sich um eine 5  $\mu\text{m}$  dicke Zinnfolie mit einem Reinheitsgrad 99,75 % der Firma Goodfellow

† tiefste erreichbare Temperatur des PPMS-Meßsystems



**Abb. 4-3:** Widerstandsverlauf der Probe #81 ( $d = 103,4$  nm) im Temperaturbereich 0 K - 300 K bei 0 T

Abb. 4-3 zeigt die erste Messung des Widerstandsverhaltens einer Sn-Schicht auf InSb #81 ( $d = 103,4$  nm) über einen großen Temperaturbereich (1,6 K - 280 K). Es ist zu erkennen, daß der Widerstand ( $R_{280K} = 4,6 \Omega$ ) mit kleiner werdender Temperatur ansteigt und ab  $T = 150$  K linear abfällt. Der Widerstand erreicht bei ca. 40 K ein Minimum ( $R_{40K} = 5 \Omega$ ) und steigt dann wieder mit fallender Temperatur bis zu einem maximalen Wert von  $R_{5K} = 9,8 \Omega$  an. In der Abb. 4-3 wird weiterhin deutlich, daß der Widerstandsverlauf der Sn-Schicht vom Substrat dominiert wird, jedoch zeigt die Probe #81 ( $d = 103,4$  nm) bei  $T_c = 3,27$  K (Abb. 4-4) einen supraleitenden Übergang. Im Kap. 5.1 werden die Ursachen der Widerstandsverläufe des InSb-Substrats, der Sn-Folie sowie der Probe #81 ( $d = 103,4$  nm) diskutiert.

Einen Überblick über alle untersuchten Proben gibt Tab. 4.1 wieder. Es ist zu bemerken, daß die ersten Proben (#81, #82) keine definierte Geometrie aufwiesen und somit nur 2-Punkt-Widerstandsmessungen durchgeführt werden konnten. Diese Messungen wurden trotzdem durchgeführt, da die Bestimmung der kritischen Übergangstemperatur  $T_c$  und des kritischen Magnetfeldes  $B_c$  davon unabhängig ist. Erst bei einem direkten Vergleich des Widerstandsverhaltens der einzelnen Proben kommen die unterschiedlichen

Meßmethoden zum Tragen.

Proben Nr.	Schicht	Substrat	Dicke (nm)	Dicke <sup>a</sup> (ML)	$T_c$ <sup>b</sup> (K)	$T_c$ <sup>c</sup> (K)	Bemerkungen
	Sn				3,72		Literaturwert[73] des Volumen- materials
#81	Sn	InSb	103,4	451	3,27 ±0,4	n. b. <sup>d</sup>	keine Mikrobrücke
#82	Sn	InSb	39,3	170	2,91 ±0,4	2,61 ±0,1	keine Mikrobrücke
#88	-	InSb	3·10 <sup>+6</sup>		k. SL <sup>e</sup>	k. SL	
#90	Sn	-	5000		3,20 ±0,4	3,4 ±0,4	Folie mit m=48,2 mg,
#91	Sn	InSb	7,86	34	k. SL	n. b.	
#92	Sn	InSb	39,3	170	2,54 ±0,5	n. b.	
#95	Sn	InSb	63,6	275	n. b.	3,36 ±0,5	
#97	Sn	InSb	63,6	275	3,14 ±0,4	n. b.	
#102	Sn	-	-	-	n. b.	3,74 ±0,2	Granulat m=644 mg

<sup>a</sup> Umrechnung (Tab. 2.1)

<sup>b</sup> Bestimmung erfolgt durch den Halbwertspunkt

<sup>c</sup> Bestimmung erfolgt durch den Onsetwert

<sup>d</sup> n. b. - nicht bestimmt

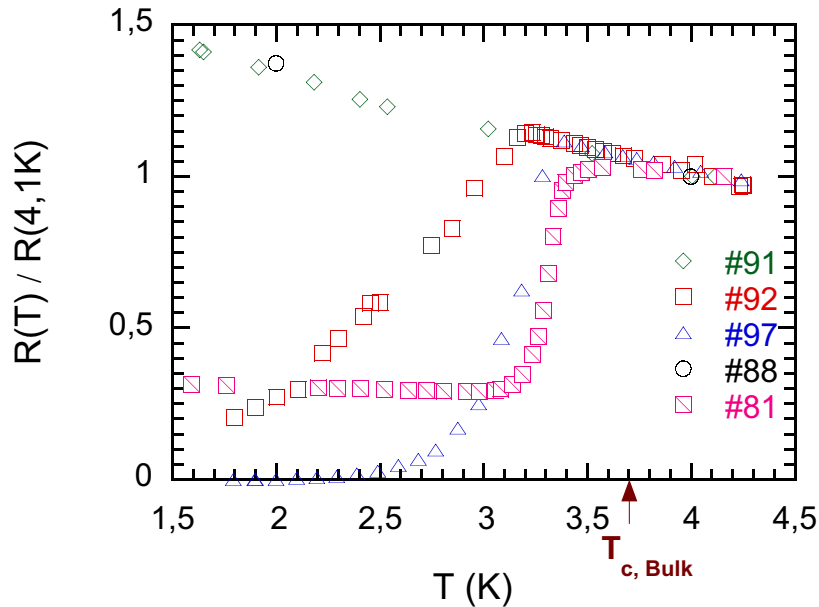
<sup>e</sup> Es wurde keine Supraleitung bis zu einer Temperatur von 1,6 K gefunden.

**Tab. 4.1:** Übersicht über die untersuchten Zinnschichten

#### 4.1.1 Kritische Temperatur $T_c$

In Abb. 4-4 ist für die verschiedenen Proben der Widerstand über der Temperatur aufgetragen. Zum Vergleich der einzelnen Proben wurde der Widerstand  $R(T)$  auf den

Widerstand  $R(T = 4,1 \text{ K})$  normiert. Als erstes fällt auf, daß die  $T_c$ -Werte der einzelnen Schichten deutlich unterhalb des Wertes für Volumenzinn ( $T_c = 3,7 \text{ K}$ ) liegen.



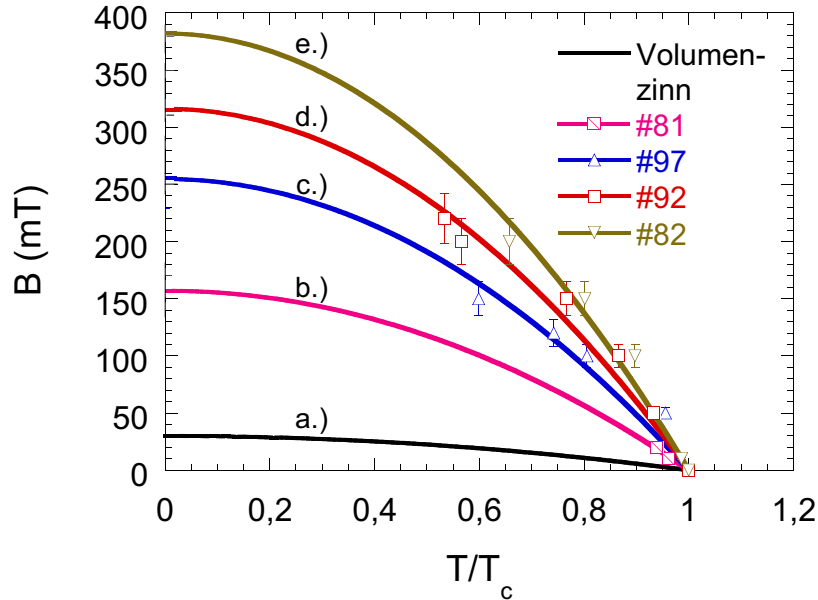
**Abb. 4-4:** Normierte Widerstandskurven, die den supraleitenden Übergang der verschiedenen Proben zeigen (#92: Sn auf InSb ( $d = 39,3 \text{ nm}$ ), #97: Sn auf InSb ( $d = 63,3 \text{ nm}$ ), #81: Sn auf InSb ( $d = 103,4 \text{ nm}$ ), sowie #88: reines InSb und #91: Sn auf InSb ( $d = 7,86 \text{ nm}$ ))

Bis zum Eintreten der Supraleitung verhalten sich die normierten Widerstände der einzelnen Proben gleich, es ist ein Widerstandsanstieg mit fallender Temperatur zu beobachten. Bei der Probe #81 ( $d = 104,3 \text{ nm}$ ) zeigt der Widerstand bei  $T_c = 3,27 \text{ K}$  ( $T_c$ :  $T$  beim Halbwertspunkt) einen scharfen Abfall und geht bei  $T = 3,1 \text{ K}$  in einen Sättigungswert von  $R(3\text{K})/R(4,1\text{K}) = 0,3$  über. Dieser Sättigungswert bleibt bis  $T = 1,6 \text{ K}^*$  konstant. Bei der Probe #97 ( $d = 63,3 \text{ nm}$ ) ist bei  $T_c = 3,14 \text{ K}$  der supraleitende Übergang zu sehen. Gegenüber der Probe #81 ist die Breite des Übergangs größer geworden. Bei ca.  $2,5 \text{ K}$  fällt der Widerstand auf Null und ändert sich nicht bis  $T = 1,75 \text{ K}$ . Die Probe #92 ( $d = 39,3 \text{ nm}$ ) zeigt ab  $3 \text{ K}$  einen fast linearen Abfall, der sich bis hin zu  $T = 1,75 \text{ K}$  erstreckt. Der Widerstand ist bei  $T = 1,75 \text{ K}$  erst auf einen Wert von  $R(1,75\text{K})/R(4,1\text{K}) = 0,2$  abgefallen. Bei der Probe #91 ( $d = 7,86 \text{ nm}$ ) ist kein su-

\* tiefste erreichbare Temperatur des VTI-Meßsystems

praleitender Übergang zu sehen, sondern ein stetiger Widerstandsanstieg von  $T = 4,1$  K bis  $T = 1,6$  K. Bei der Probe #88 (reines InSb-Substrat) ist zu beobachten, daß der normierte Widerstand mit dem gleichen Anstieg wie bei der Probe #91 mit kleiner werdender Temperatur zunimmt. In Kap. 5.3 werden die Ursachen für dieses Verhalten der unterschiedlich dicken Schichten diskutiert.

#### 4.1.2 Kritisches Magnetfeld $B_c$

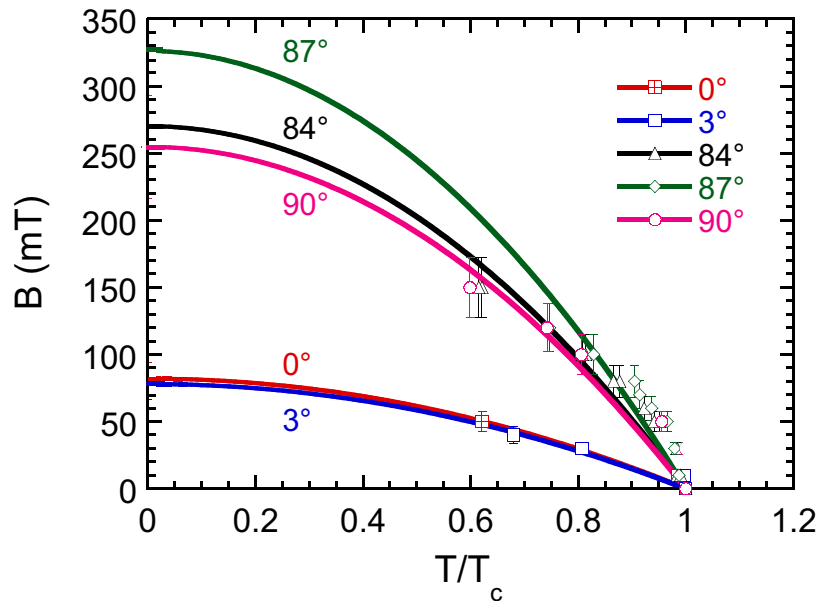


**Abb. 4-5:** Kritisches Feld der verschiedenen Proben [a.) errechnete Werte für Volumenzinn, b.) #81: Sn auf InSb ( $d = 103,4$  nm), c.) # 97: Sn auf InSb ( $d = 63,3$  nm), d.) #92: Sn auf InSb ( $d = 39,3$  nm), e.) #82: Sn auf InSb ( $d = 39,3$  nm)] in der Orientierung  $B \perp c$ -Achse. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungskurven entsprechend Gl. (3.22)

Die Abhängigkeit des Widerstands der einzelnen Schichten vom äußeren Magnetfeld wurde durch die Variation verschiedener Parameter (Temperatur  $T$ , Magnetfeld  $B$ , Winkel  $\theta$  zwischen Magnetfeld und  $c$ -Achse der Probe, Schichtdicke  $d$ ) untersucht.

Zunächst wurde ein äußeres Magnetfeld angelegt und der Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. Aus den so erhaltenen Widerstandskurven wurde die kritische Temperatur der Schichten bei einem konstanten äußeren Magnetfeld bestimmt. In

Abb. 4-5 sind aus diesen einzelnen Messungen die kritischen Temperaturen mit den zugehörigen konstanten äußeren Magnetfeldern der einzelnen Proben graphisch dargestellt. Zum besseren Vergleich der einzelnen Proben untereinander wurden diese Daten über der reduzierten Temperatur  $T/T_c$  aufgetragen. Bei diesen Messungen war die Orientierung des Magnetfeldes  $B \perp c$ -Achse der Schicht (Abb. 2-9). Es ist zu sehen, daß bei allen Proben die Magnetfeldwerte quadratisch mit der Temperatur ansteigen. Des weiteren ist zu beobachten, daß die Werte der Proben #97 ( $d = 63,3$  nm) tiefer als die der Probe #92 ( $d = 39,3$  nm) liegen. Durch die unterschiedlichen Meßmethoden liegen die Kurven der Schichten mit gleicher Dicke nicht übereinander. Trotzdem liegen die Daten der dickeren Probe #81 ( $d = 103,4$  nm) unterhalb der Werte der dünneren Probe #82 ( $d = 63,3$  nm).



**Abb. 4-6:** Das kritische Magnetfeld der Probe #97 bei verschiedenen Winkeln zwischen äußerem Magnetfeld und der  $c$ -Achse der Schicht. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungskurven entsprechend Gl. (3.22).

Zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit des kritischen Magnetfeldes der Probe #97 ( $d = 63,3$  nm) wurde zunächst die Temperaturabhängigkeit des Widerstands der Schicht bei einem konstanten äußeren Magnetfeld gemessen, wobei die Orientierung  $B \perp c$ -Achse war. Danach wurde der Winkel zwischen dem angelegten Magnetfeld und der  $c$ -

Achse der Schicht variiert (Abb. 2-9). Die Daten aus dem eben beschriebenen Meßprinzip sind in Abb. 4-6 graphisch aufgetragen. Auch hier wurden zum besseren Vergleich die Magnetfeldwerte über der reduzierten Temperatur  $T/T_c$  aufgetragen. Es ist zu sehen, daß bei der Schicht #97 ( $d = 63,3$  nm) sich wieder die Meßwerte im Rahmen des Meßfehlers mit einer quadratischen Temperaturabhängigkeit beschreiben lassen. Diese Anpassung ist unabhängig von der Orientierung der Schicht zum Magnetfeld. Auffällig ist aber, daß die Magnetfeldwerte bei tiefen Temperaturen in der parallelen Ausrichtung um den Faktor 3 kleiner sind als in der senkrechten Orientierung. Weiter ist zu beobachten, daß in der Nähe der parallelen Orientierung die Temperaturabhängigkeit der Magnetfeldwerte  $B(T/T_c)_{3^\circ}$  kaum von denen bei  $B(T/T_c)_{0^\circ}$  abweichen. Das gleiche ist auch in der Nähe der senkrechten Orientierung zu sehen, dort unterscheiden sich die Werte von  $B(T/T_c)_{84^\circ}$ ,  $B(T/T_c)_{87^\circ}$  und  $B(T/T_c)_{90^\circ}$  kaum voneinander. Dies entspricht der Einstellgenauigkeit des Winkels (Abb. 2-9).

### 4.1.3 Magnetowiderstand

Zur Bestimmung des Magnetowiderstandes wurde die Temperatur konstant gehalten und das äußere Magnetfeld variiert. Die Temperatur wurde so gewählt, daß sich die Probe zunächst im normalleitenden ( $T = 4,2$  K) und dann im supraleitenden ( $T < 2$  K) Zustand befand. Diese Messungen sind für die Probe # 92 ( $d = 39,3$  nm) bei  $B \parallel c$ -Achse in Abb. 4-7 und bei  $B \perp c$ -Achse in Abb. 4-8 zu sehen. Zum besseren Erkennen wurde zum einen der Bereich kleiner Magnetfelder ( $\leq 1$  T, linkes Teilbild) und zum anderen der gesamte Magnetfeldbereich (0 T bis 8 T, rechtes Teilbild) dargestellt.

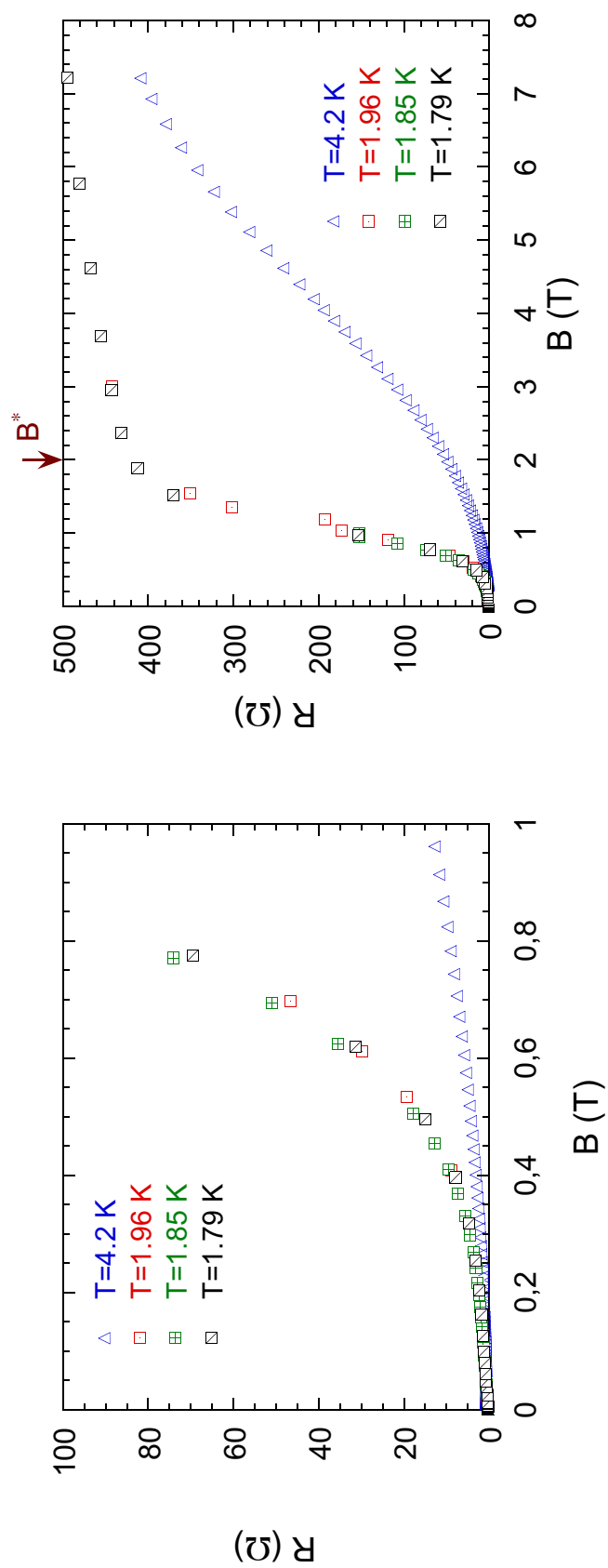
Im linken Teilbild von Abb. 4-7 ist zu sehen, daß der Magnetowiderstand in der normalleitenden Phase nur sehr langsam ansteigt, im Gegensatz zum Magnetowiderstand bei  $T < T_{c\#92} = 2,54$  K. Hier steigt der Magnetowiderstand kubisch mit dem äußeren Magnetfeld an. Des weiteren ist zu sehen, daß der Magnetowiderstand bei  $T < T_{c\#92} = 2,54$  K fast unabhängig von der Temperatur ist.

Im rechten Teilbild von Abb. 4-7 ist zu beobachten, daß der Magnetowiderstand oberhalb von  $T_c$  ( $T = 4,2$  K) mit wachsendem äußeren Magnetfeld gleichmäßig ansteigt, und bei sehr großen Magnetfeldern  $> 7$  T deutet sich an, daß der Magnetowiderstand einen

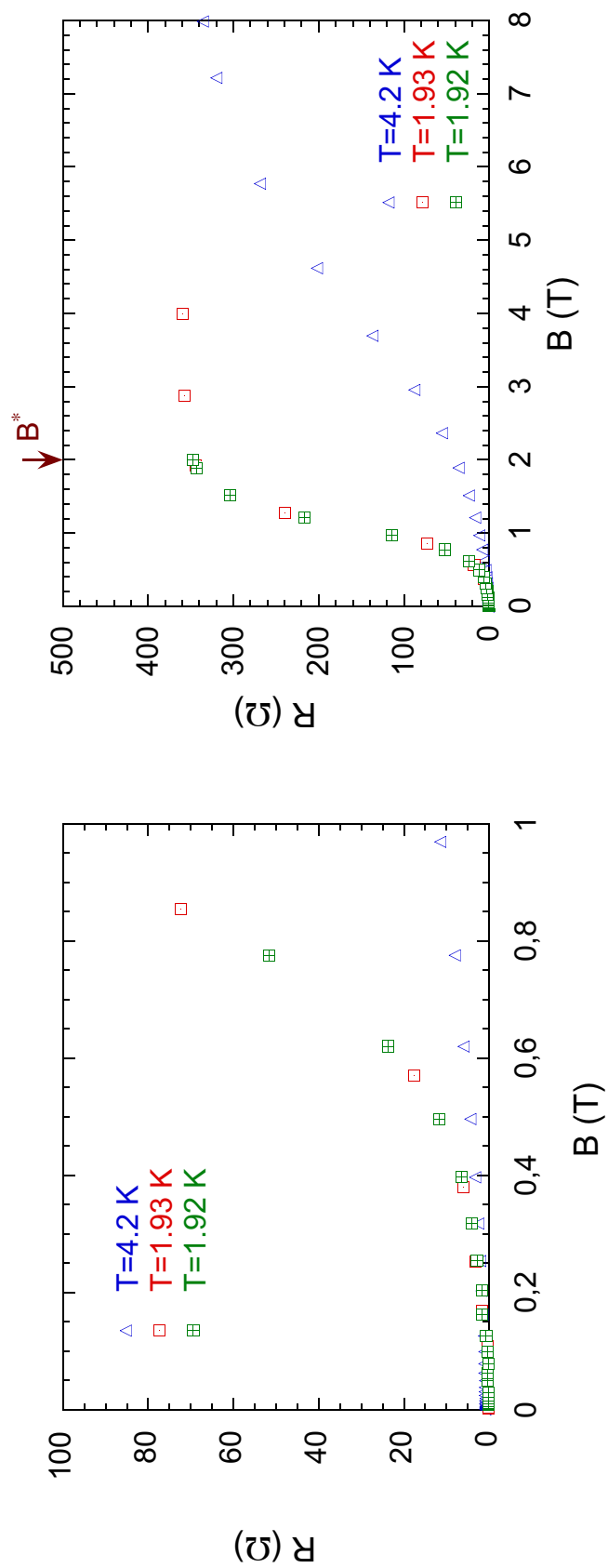


Sättigungswert ( $R_S = 410 \Omega$ ) erreicht. Unterhalb von  $T_{c\#92}$  steigt der Magnetowiderstand rapide mit dem äußeren Magnetfeld bis zu einem Magnetfeld  $B^* = 2 \text{ T}$ . Oberhalb von  $B^*$  strebt auch der Magnetowiderstand bei  $T < T_{c\#92}$  einen Sättigungswert an. Auch bei großen Magnetfeldern ist keine Temperaturabhängigkeit bei  $T < T_{c\#92} = 2,54 \text{ K}$  zu erkennen.

In Abb. 4-8 ist der Magnetowiderstand der Probe #92 ( $d = 39,3 \text{ nm}$ ) in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld in der Orientierung ist  $B \perp c$ -Achse dargestellt. Bei kleinen Magnetfeldern ist kein Unterschied im Magnetowiderstand gegenüber der anderen Orientierung  $B \parallel c$ -Achse zu erkennen. Der Magnetowiderstand bei  $T < T_{c\#92}$  wächst kubisch mit dem äußeren Magnetfeld, und es tritt keine Temperaturabhängigkeit auf. Bei  $4,2 \text{ K}$  steigt der Magnetowiderstand nur langsam mit dem äußeren Magnetfeld an, wie in der Orientierung  $B \parallel c$ -Achse. Im Bereich großer Magnetfelder steigt der Magnetowiderstand in der normalleitenden Phase auch gleichmäßig mit dem äußeren Magnetfeld an und geht in einen Sättigungswert über, nur ist der Sättigungswert des Magnetowiderstandes etwas geringer und liegt bei  $R_S = 320 \Omega$ . Bei  $T < T_{c\#92}$  wächst der Magnetowiderstand rapide mit dem äußeren Magnetfeld bis zu  $B^* = 2 \text{ T}$  an und geht wieder in die Sättigung über. Auch hier liegt der Sättigungswert etwas niedriger als in der Orientierung  $B \parallel c$ -Achse. Aber die Sättigung tritt sofort nach Erreichen von  $B^*$  ein, was in der Orientierung  $B \perp c$ -Achse nicht beobachtet werden kann.

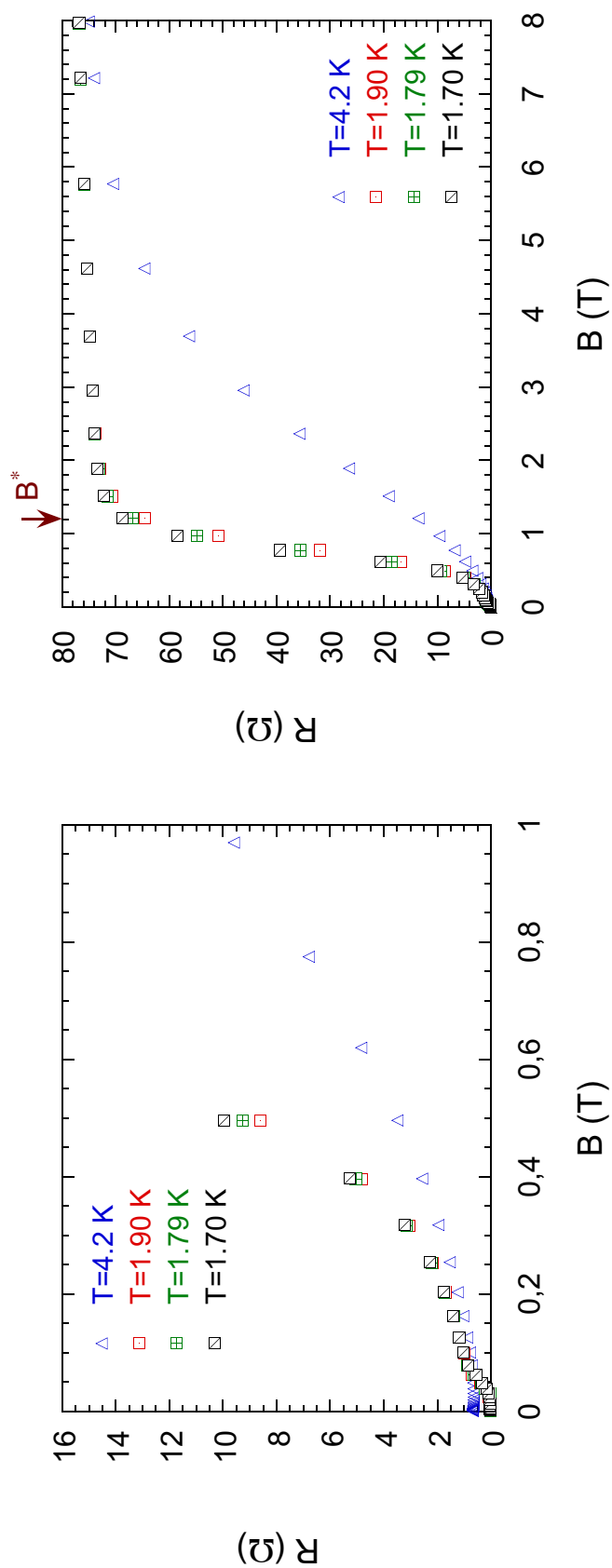


**Abb. 4-7:** Widerstandsverlauf in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld  $B \parallel c$ -Achse der Probe #92 ( $d = 39,3$  nm) bei verschiedenen Temperaturen. Mit  $B^*$ , bei dem die Sättigung des Magnetowiderstandes eintritt.

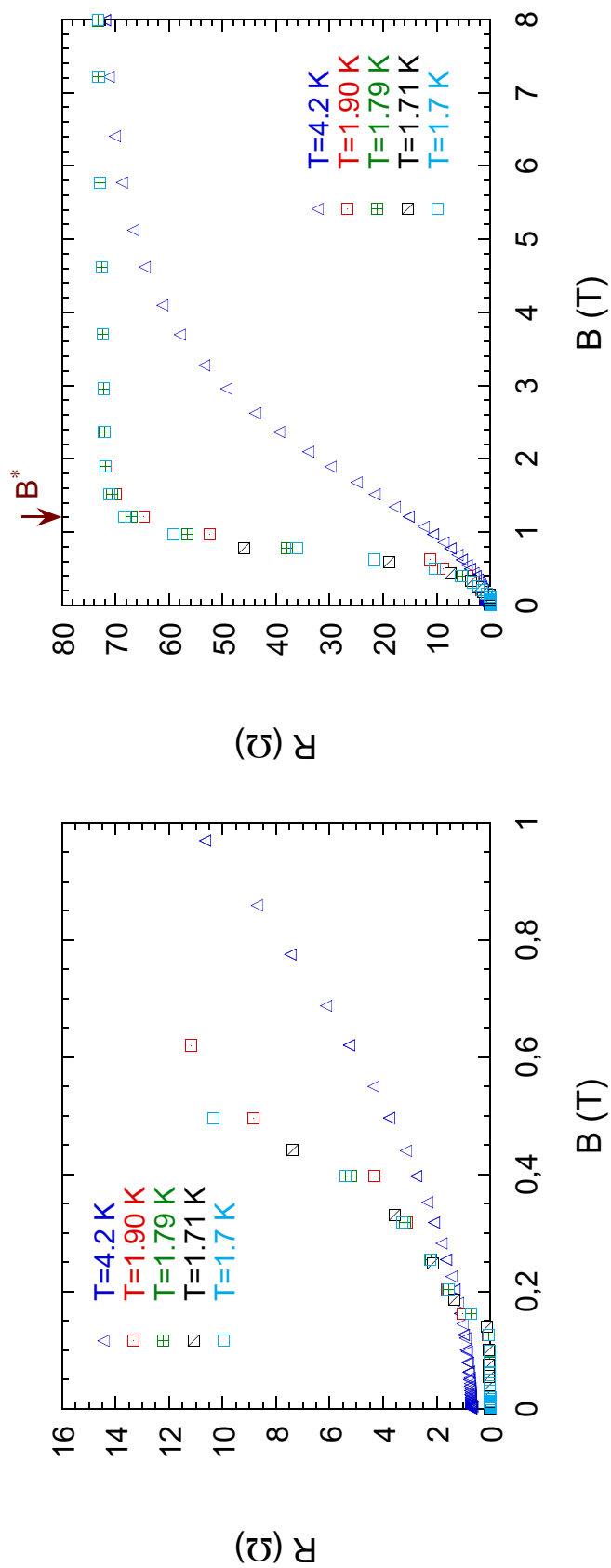


**Abb. 4-8:** Widerstandsverlauf in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld  $B \perp c$ -Achse der Probe #92 ( $d = 39,3$  nm) bei verschiedenen Temperaturen

Die eben beschriebene Meßprozedur wurde auch an der Probe # 97 ( $d = 63,6$  nm) durchgeführt. Die Ergebnisse sind auf die gleiche Art und Weise in Abb. 4-9 und Abb. 4-10 dargestellt. In der normalleitenden Phase ( $T = 4,2$  K) (linkes Teilbild von Abb. 4-9) steigt der Magnetowiderstand deutlich stärker mit dem äußeren Magnetfeld an als bei der Probe #92 im selben Magnetfeldbereich. Unterhalb von  $T_{c\#97} = 3,14$  K, bei kleinen Magnetfeldern, ändert sich der Magnetowiderstand zunächst nicht mit steigendem Magnetfeld, geht dann aber bei  $B = 0,05$  T in einen linearen Anstieg über, um bei einem etwas höheren äußeren Magnetfeld wieder die kubische Abhängigkeit des Magnetowiderstandes vom Magnetfeld zu zeigen. Bei höheren äußeren Magnetfeldern im rechten Teilbild von Abb. 4-9 ist zu sehen, daß der Magnetowiderstand oberhalb von  $T_c$  unverkennbar stärker als bei der Probe #92 ansteigt und eine Sättigung bei  $R_S = 74 \Omega$  erreicht. In der supraleitenden Phase wächst der Magnetowiderstand wieder stark mit dem äußeren Magnetfeld an und geht bei  $B^* = 1,1$  T in die Sättigung über. Bei  $B = 8$  T wird ein ähnlicher Sättigungswert ( $R_S = 76 \Omega$ ) wie in der normalleitenden Phase erreicht. In Abb. 4-10 ist der Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld der Probe #97 für die Orientierung  $B \perp c$ -Achse dargestellt. Im linken Teilbild ist zu erkennen, daß oberhalb von  $T_c$  bei  $T = 4,2$  K der Magnetowiderstand wieder gleichmäßig mit dem Magnetfeld ansteigt. In der supraleitenden Phase ändert sich der Magnetowiderstand zunächst kaum für kleine Magnetfelder, erst über  $B = 0,15$  T (dieser Wert ist um den Faktor 3 größer als bei  $B \parallel c$ -Achse) geht er in den linearen Anstieg über. Bei etwas höheren Magnetfeldern tritt auch hier die kubische Abhängigkeit des Magnetowiderstandes vom äußeren Magnetfeld auf. Bei großen Magnetfeldern (rechtes Teilbild von Abb. 4-10) in der normalleitenden Phase steigt der Magnetowiderstand gleichmäßig an und geht in die Sättigung über, mit  $R_S = 72 \Omega$  bei  $B = 8$  T. Dieser Wert unterscheidet sich nur minimal von dem in der Orientierung  $B \parallel c$ -Achse. Auch in der supraleitenden Phase ist kein signifikanter Unterschied im Magnetowiderstandsverhalten zur Orientierung  $B \parallel c$ -Achse zu erkennen. Der Magnetowiderstand steigt rapide mit dem Magnetfeld an, um dann bei  $B^* = 1,1$  T in die Sättigung überzugehen. Auch hier wird ein ähnlicher Sättigungswert ( $R_S = 74 \Omega$ ) wie in der anderen Orientierung  $B \perp c$ -Achse erreicht. Interessanterweise ist der Magnetowiderstand bei beiden Proben unterhalb von  $T_c$  fast temperaturunabhängig.

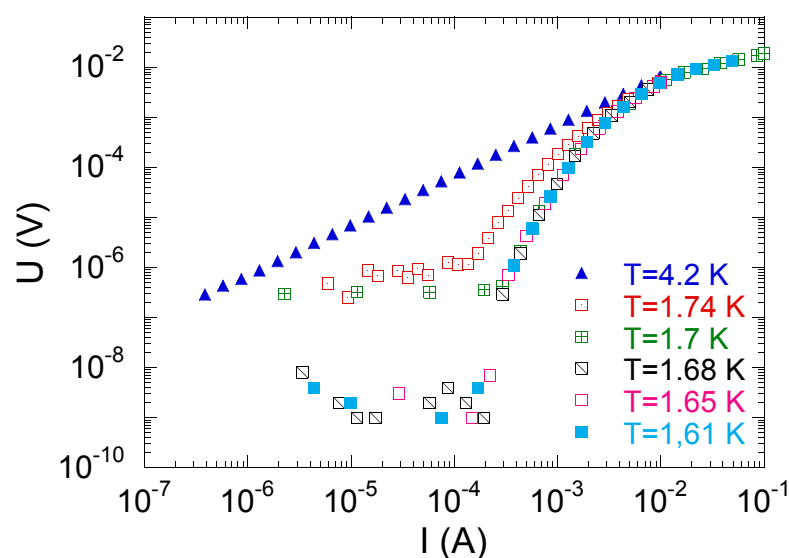


**Abb. 4-9:** Widerstandsverlauf in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld  $B \parallel c$ -Achse der Probe #97 ( $d = 63,3$  mm) bei verschiedenen Temperaturen



**Abb. 4-10:** Widerstandsverlauf in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld  $B \perp c$ -Achse der Probe #97 ( $d = 63,3$  mm) bei verschiedenen Temperaturen

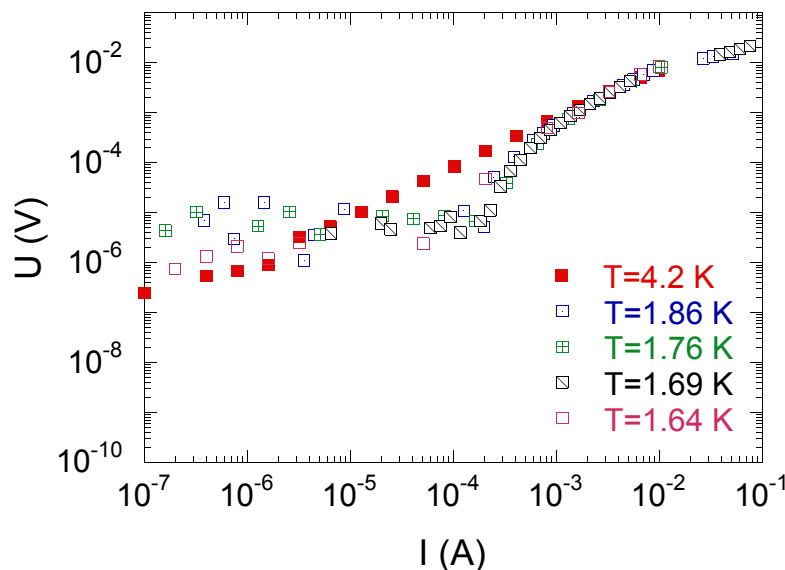
## 4.1.4 Strom–Spannungs–Kennlinien



**Abb. 4-11:** U-I-Kennlinie der Probe #97: Sn auf InSb ( $d = 63,3$  nm) in logarithmischer Auftragung bei verschiedenen Temperaturen

Abb. 4-11 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe #97 ( $d = 63,3$  nm) bei verschiedenen Temperaturen in logarithmischer Auftragung. Oberhalb der kritischen Temperatur der Schicht ( $T_{c\#97} = 3,14$  K) bei 4,2 K zeigt die Probe den bekannten linearen Zusammenhang zwischen Strom und Spannung entsprechend dem Ohmschen Gesetz. Unterhalb von  $T_{c\#97}$  ist zu erkennen, daß bis zu einer bestimmten Stromstärke  $I_c$  (kritische Stromstärke) keine oder nur eine sehr geringe Spannung\* an der Meßbrücke (Abb. 2-3, Abb. 2-10) abgenommen werden kann. Erst oberhalb von  $I_c$  steigt die Spannung zunächst linear an, um dann in den Strom-Spannungs-Verlauf bei 4,2 K überzugehen. Auffällig an der Strom-Spannungs-Kennlinie ist, daß in der supraleitenden Phase zwei temperaturabhängige Bereiche existieren. Im ersten Bereich ( $4,2 \text{ K} \leq T \leq 1,7 \text{ K}$ ) ist die Spannung unterhalb von  $I_c$  um zwei Größenordnungen höher als die Spannung im zweiten Bereich ( $1,7 \text{ K} \leq T \leq 1,61 \text{ K}$ ).

\* Bei  $I < I_c$  kann auch schon schwache Dissipation auftreten, so daß kleine Spannungen beobachtet werden können.



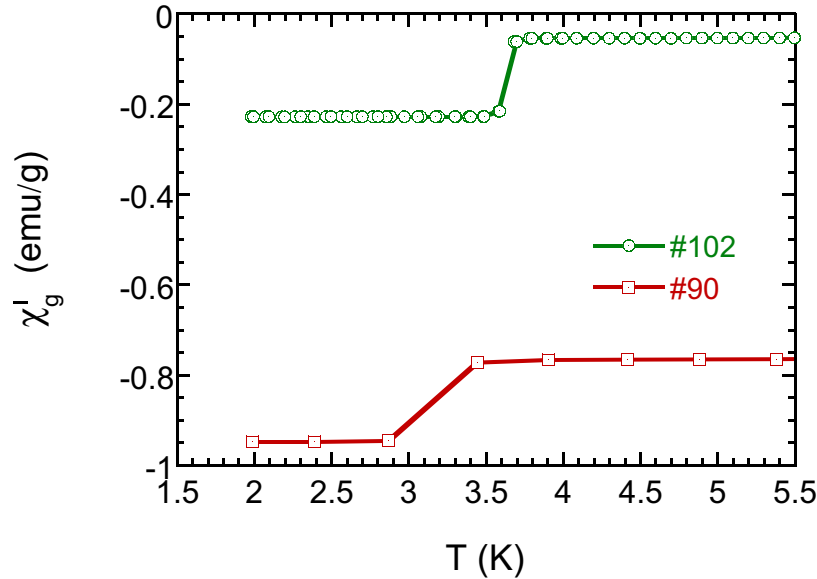
**Abb. 4-12:** U-I-Kennlinie der Probe #92: Sn auf InSb ( $d = 39,3 \text{ nm}$ ) in logarithmischer Auftragung bei verschiedenen Temperaturen

Es wurden auch Strom–Spannungs–Kennlinien von der Probe #92 ( $d = 39,3 \text{ nm}$ ) aufgenommen (Abb. 4-12). Das Strom–Spannungs–Verhalten oberhalb von  $T_c$  ( $T_{c\#92}=2,54 \text{ K}$ ) und  $I_c$  entspricht dem der Probe #97. Der Unterschied ist in der supraleitenden Phase zu erkennen. Dort ist kein temperaturabhängiger Spannungsverlauf zu beobachten, aber was beobachtet werden kann ist, daß eine relativ hohe Spannung auftritt. Aufgrund des benutzten Kryostatsystemes (Kap. 2.2.1) konnte nicht bei noch tieferen Temperaturen gemessen werden, so daß das Vorhandensein eines Bereiches mit geringerer Spannung in der supraleitenden Phase (wie bei Probe #97) nicht ausgeschlossen werden kann.

## 4.2 Suszeptibilitätsmessung

Zusätzlich zu den Leitfähigkeitsuntersuchungen wurde die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität bestimmt. Als erstes wurde  $\beta$ -Zinn in seiner Volumenform einmal als Folie (#90,  $d = 5000 \text{ nm}$ ) und zum anderen als Granulat (#102,  $m=644 \text{ mg}$ ) untersucht. Das Ergebnis der Suszeptibilitätsmessung in Abhängigkeit von der Temperatur beider Proben ist in Abb. 4-13 dargestellt. Zum besseren Vergleich beider Proben miteinander wurde die Massensuszeptibilität bestimmt und aufgetragen.

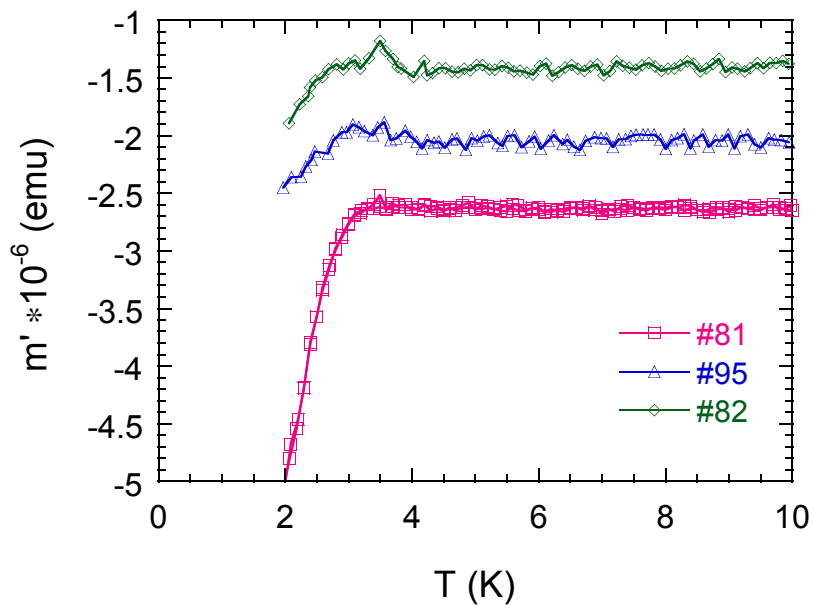




**Abb. 4-13:** Komplexe Massenssuszeptibilität  $\chi'_g$  in Abhängigkeit von der Temperatur der beiden Zinnproben (#90=Zinnfolie, #102=Zinngranulat)

Wie erwartet zeigen beide Proben einen Übergang in die Supraleitung, aber die Übergangstemperaturen sind nicht identisch. Die Probe #102 hat eine kritische Temperatur  $T_{conset}$  von 3,7 K, wie für Volumenzinn aus der Literatur bekannt ist [73], hingegen hat die Probe #90 eine niedrige kritische Temperatur  $T_{conset}$  von 3,2 K.

Suszeptibilitätsmessungen an Schichten sind komplizierter, da das Signal dieser Meßmethode abhängig vom Volumen und damit von der Masse der zu untersuchenden Probe ist (Kap. 3.3). Diese Tatsache spiegelt sich auch in den Ergebnissen der Messungen an Proben mit unterschiedlicher Dicke, wie sie in Abb. 4-14 zu sehen sind, wieder. Es zeigt sich, daß nur die Probe #81 ( $d = 103,4 \text{ nm} = 451 \text{ ML}$ ) ein sehr deutliches Signal von der Schicht mit einem Abfall bei  $T_{conset} = 3,3 \text{ K}$  zeigt. Die Größe der Realteile der magnetischen Momente der anderen beiden Proben (#82:  $d = 39,3 \text{ nm} = 170 \text{ ML}$ , #95:  $d = 63,3 \text{ nm} = 275 \text{ ML}$ ) sind kleiner, aufgrund der Volumenabhängigkeit des Signals. Auch ist eine Zunahme des Rauschen im Realteil der magnetischen Momente zu beobachten. Aber auch bei diesen Proben ist ein Abfall bei tiefen Temperaturen zu erkennen.



**Abb. 4-14:** Realteil des magnetischen Moments  $m' \cdot 10^{-6}$  (emu) in Abhängigkeit von der Temperatur der verschiedenen dicken Schichten [ #82: Sn auf InSb ( $d = 39,3$  nm), #95: Sn auf InSb ( $d = 63,3$  nm), #81: Sn auf InSb ( $d = 103,4$  nm)]