

ARBEITSKREIS BAYERISCHER PHYSIKDIDAKTIKER

BEITRAG AUS DER REIHE:

Werner B. Schneider (Hrsg.)

Wege in der Physikdidaktik

Band 1

Sammlung aktueller Beiträge aus der
physikdidaktischen Forschung

ISBN 3 - 7896 - 0090 - 3

Verlag Palm & Enke, Erlangen 1989

Anmerkung:

Die Bände 1 bis 5 sind (Ausnahme Band 5) im Buchhandel vergriffen.
Die einzelnen Beiträge stehen jedoch auf der Homepage

<http://www.solstice.de>

zum freien Herunterladen zur Verfügung.

Das Copyright liegt bei den Autoren und Herausgebern.

Zum privaten Gebrauch dürfen die Beiträge unter Angabe der Quelle
genutzt werden. Auf der Homepage

www.solstice.de

werden noch weitere Materialien zur Verfügung gestellt.

Hans Micklitz

Über die Natur des Metall-Isolator-Übergangs in Metall-Edelgas-Mischungen

Der Metall-Isolator-Übergang (MIÜ) in abgeschreckt kondensierten Metall-Edelgas-Mischungen war in den vergangenen Jahren der Gegenstand zahlreicher Untersuchungen [1-9]. In solchen Systemen können im Prinzip zwei völlig verschiedene Typen des MIÜ auftreten: (1) Der klassische Perkolationsübergang, typisch für granulare Systeme und (2) der Anderson- oder Anderson-Mott-Übergang, der nur quantenmechanisch erklärt werden kann und der verursacht wird durch die sog. Anderson-Lokalisation und/oder Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Letzterer Übergang ist typisch für stark dotierte Halbleiter und amorphe Metall-Halbleiter-Mischungen. Zwischen diesen beiden Typen des MIÜ kann dadurch unterschieden werden, indem man die elektrische Leitfähigkeit σ als Funktion der Metallatomkonzentration x bzw. des Metallvolumenanteils v mißt. Nach theoretischen Vorhersagen soll für beide MIÜ die nach $T=0$ K extrapolierte Leitfähigkeit σ bei einer kritischen Metallatomkonzentration x_c (kritischer Metallvolumenanteil v_c) beginnen und dann entsprechend einem Potenzgesetz $\sigma \sim (x-x_c)^{\nu}$ kontinuierlich ansteigen. Der charakteristische kritische Exponent ν sollte jedoch verschieden sein für die beiden Typen des MIÜ. Für den Perkolationsübergang wird $\nu = \nu_p = 1.7 \div 2.0$ [10,11] vorhergesagt, während im Fall eines Anderson- bzw. Anderson-Mott-Übergangs der Wert von $\nu = \nu_L$ zwischen 1.0 und 0.5 liegen sollte [12-15].

Fast alle bisher untersuchten Metall-Edelgas-Mischungen zeigen einen MIÜ des Typs (1), d.h. zeigen einen kritischen Exponenten der Leitfähigkeit, so wie er von der klassischen Perkolationstheorie für granulare Systeme vorhergesagt wird. Ein typisches Beispiel ist das System Sn-Ar [7]. Abb. 1 zeigt die bei $T \approx 5$ K gemessenen σ -Werte als Funktion der Sn-Konzentration x . Die Meßpunkte unterhalb $x_c = 0.32$ zeigen das für ungeordnete Systeme typische "variable range hopping" ($\ln \sigma \sim T^{-1/4}$) [16], d.h. diese Meßpunkte liegen auf der "isolierenden" Seite des MIÜ. Die kritische Konzentration $x_c = 0.32$ entspricht einem kritischen Sn- Volumenanteil $v_c = 0.26$, der nur etwas höher liegt als der von der Perkolationstheorie vorhergesagte Wert von $v_p = 0.18$ [17]. Der Leitfähigkeitsexponent ν ist $\nu = 1.6 \pm 0.1$, ebenfalls in Übereinstimmung mit der Perkolationstheorie. Zusätzlich wurde in diesem System die Supraleitungssprungtemperatur T_c als Funktion von x gemessen (s. Abb. 1). T_c

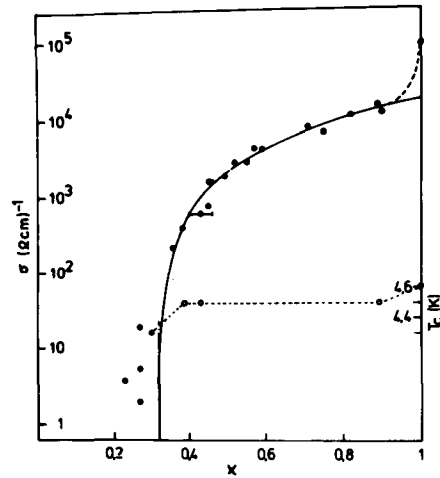


Abb. 1: Elektrische Leitfähigkeit σ (Punkte) und Supraleitungssprungtemperatur T_c (Kreise) in Sn-Ar-Mischungen als Funktion der Sn-Atomkonzentration x . Die durchgezogene Linie ist ein Fit $\sigma \sim (x - x_c)^\nu$ mit $x_c = 0.32$ und $\nu = 1.6$. Die anderen Linien sind nur als Hilfe für das Auge gedacht.

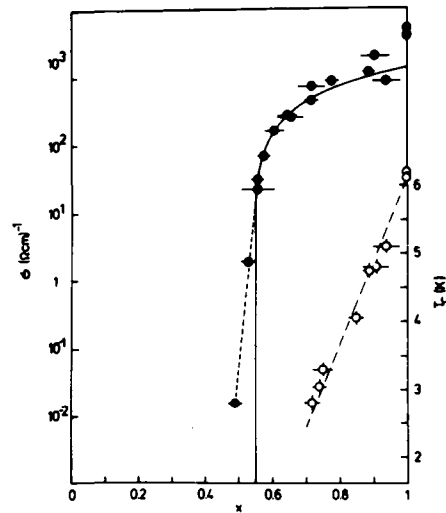


Abb. 2: Elektrische Leitfähigkeit σ (Punkte) und Supraleitungssprungtemperatur T_c (Kreise) in Bi-Kr-Mischungen als Funktion der Bi-Atomkonzentration x . Die durchgezogene Linie ist ein Fit $\sigma \sim (x - x_c)^\nu$ mit $x_c = 0.55$ und $\nu = 1.07$. Die anderen Linien sind nur als Hilfe für das Auge gedacht.

bleibt im gesamten metallischen Gebiet praktisch konstant und fällt erst ganz in der Nähe von x_c ab. Solch ein Verhalten ist ebenfalls typisch für ein perkolierendes System, da die Perkolation ein klassisches Phänomen ist und keinen direkten Einfluß auf T_c haben sollte.

Im Gegensatz zu obigen Systemen wurde kürzlich eine Metall-Edelgasmischung gefunden, die zum ersten Mal eindeutig zeigt, daß der MIÜ in diesem System von Typ (2) ist, d.h. daß er durch Lokalisation und/oder Elektron-Elektron-Wechselwirkung verursacht wird. Dieses System ist Bi-Kr [18]. Abb. 2 zeigt G und T_c als Funktion der Bi-Konzentration x . Die durch die G -Werte gezogene Kurve ist ein "least-squares"-Fit [$G \sim (x-x_c)^\nu$] mit $x_c=0.55$ und $\nu = 1.07 \pm 0.1$. Beides, sowohl der kritische Exponent ν als auch die kritische Konzentration x_c (entspricht $\nu_c=0.42$), spricht gegen einen Perkolations-Übergang. Der Exponent ν ist jedoch in guter Übereinstimmung mit dem kritischen Exponenten ν_L für einen reinen Anderson-Übergang [12], dem Wert, wie er von McMillan für einen Anderson-Mott-Übergang vorhergesagt wird [13], oder dem Wert, der von Oppermann für sein Zeitumkehr-invariantes Modell angegeben wird [4]. Ähnliche Exponenten wurden in amorphen Metall-Halbleiter-Mischungen gefunden [19-21]. Die Supraleitungssprungtemperatur T_c (s. Abb.2) zeigt einen starken Abfall mit sinkendem x . Dieses Verhalten ist völlig verschieden von dem im System Sn-Ar beobachteten und bereits diskutierten $T_c(x)$ -Verhalten (s.Abb. 1). Es ist ein weiteres Indiz dafür, daß das System Bi-Kr kein perkolierendes System ist, sondern daß hier Lokalisations- bzw. Elektron-Elektron-Wechselwirkungseffekte wichtig sind. Der beobachtete Abfall von T_c kann interpretiert werden als Abnahme in der Zustandsschichte $N(\xi_F)$ bei der Fermi-Energie ξ_F . Eine detaillierte Analyse liefert $N(\xi_F) \sim (x-x_c)^s$ mit $s=0.65 \pm 0.2$ oder $\eta=3-s/\nu=2.4 \pm 0.3$ [22,23]. Ähnliche Werte für η wurden aus Tunnelmessungen in amorphen Nb-Si-Mischungen erhalten [21]. Folgt man der Argumentation von Castellani, Kotliar und Lee [24], so ist die Tatsache, daß $N(\xi_F)$ bei Annäherung an den MIÜ gegen Null geht, ein Anzeichen dafür, daß hier der MIÜ verursacht wird durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung und nicht durch Anderson-Lokalisation. Im letzten Fall bleibt $N(\xi_F)$ bei Annäherung an den MIÜ konstant, während die Diffusionskonstante D gegen Null geht.

Es stellt sich nun die entscheidende Frage, ob man verstehen kann, wieso sich die beiden Systeme Sn-Ar und Bi-Kr so völlig verschieden verhalten. Wir glauben, daß die Antwort darauf in der verschiedenen Längenskala der Unordnung in diesen beiden Systemen liegt. Es ist bekannt, daß abgeschreckt

kondensierte Bi-Filme amorph sind [25]. Das gleiche ist zu erwarten von abgeschreckt kondensierten Bi-Kr-Filmen. Die charakteristische Längenskala der Unordnung in diesem System ist also von der Größenordnung der atomaren Abstände ($\approx 5 \text{ \AA}$) abhängig. Im Gegensatz dazu haben Sn-Ar-Mischungen eine granulare Struktur, d.h. sie bestehen aus Sn-Clustern, eingebettet in eine isolierende Ar-Matrix. In diesem Fall ist die charakteristische Längenskala der mittlere Sn-Clusterdurchmesser ($\approx 100 \text{ \AA}$ [26]), d.h. wesentlich größer als im Fall von Bi-Kr-Mischungen.

Im folgenden möchte ich kurz skizzieren, wie die Längenskala der Unordnung in die Beschreibung des MIÜ eingeht. Details hierzu finden sich in Ref. 27. Das Grundkonzept folgt der Idee von Khmel'nitskii [28], welcher das Auftreten von Lokalisation in einem perkolierenden System durch Einführung einer dimensionslosen Größe $y = \xi_0 e^2 / L \cdot \hbar$ diskutiert. y ist der Widerstand eines Blocks der Dimension L mit spezifischem Widerstand ξ_0 in Einheiten von \hbar/e^2 ($\approx 4.1 \text{ k}\Omega$). L ist die charakteristische, minimale Länge, über welche ein spezifischer Widerstand ξ_0 definiert werden kann, d.h. L ist die charakteristische Größe der "Bausteine", aus welchen sich die Metall-Isolator-Mischung zusammensetzt. Abb.3 zeigt das schematische Phasendiagramm des MIÜ in Metall-Isolator-Mischungen als Funktion dieses Parameters y und der Metallatomkonzentration x . Der klassische

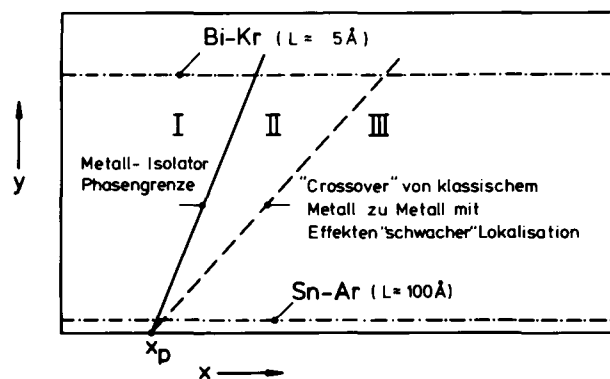


Abb. 3: Schematisches Phasendiagramm für den MIÜ in einem System mit Perkulations-Lokalisations-"Crossover". Phase I: isolierende Phase. Phase II: metallische Phase mit Effekten der schwachen Lokalisation. Phase III: metallische Phase, in der die klassische Perkulationstheorie angewendet werden kann. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Perkolationsübergang geschieht bei der kritischen Konzentration x_p . Der MIÜ tritt nur dann bei x_p auf, falls $y \rightarrow 0$, d.h. nur in granularen Systemen mit unendlich großer Clustergröße ($L \rightarrow \infty$). Für Systeme mit endlicher Längenskala L der Unordnung, d.h. für Systeme mit $y > 0$, tritt immer Lokalisation auf, bevor die klassische Perkolationsgrenze x_p erreicht wird, d.h. für $x_c > x_p$. Die schräge, durchgezogene Linie in Abb. 3, welche die Phasen I und II trennt, gibt die MIÜ-Phasengrenze an. Der MIÜ ist also immer durch Lokalisation verursacht, d.h. ist immer ein Anderson- oder Anderson-Mott-Übergang. Er tritt dann auf, wenn der Widerstand eines Blocks der Größe ξ_p größer wird als $R = \frac{\hbar}{e^2} \approx 4.1 \text{ k}\Omega$. ξ_p ist die sogenannte Perkolationskorrelationslänge und ist ein Maß für die mittlere "Gitterkonstante" des Perkolationsnetzwerkes. Die schräge, gestrichelte Linie in Abb.3, welche Phasen II und III trennt, markiert das sog. "Crossover" von Perkolations (klassischem Verhalten) zu beginnender ("schwacher") Lokalisation (nicht-klassischem Verhalten) in der metallischen Phase. Um dieses "Crossover" zu bestimmen, haben wir folgenden Ansatz gemacht [27]: "Crossover" tritt auf, wenn die Lokalisationskorrelationslänge ξ_L größer wird als die Perkolationskorrelationslänge $\xi_p(x_c)$ beim MIÜ. Die Lokalisationskorrelationslänge ξ_L divergiert bei Annäherung an den MIÜ entsprechend $\xi_L = L(x-x_c)^{-\nu}L$. Für Systeme mit großem y , d.h. großem ξ_0/L , geschieht dieses "Crossover" für x -Werte weit oberhalb von x_p . Das System Bi-Kr zum Beispiel hat $y \approx 1$ (angedeutet durch die obere strichpunktierte Linie in Abb.3), d.h. hier geschieht das "Crossover" bereits bei $x \approx 1$. In anderen Worten, Lokalisation ist hier für alle Metallatomkonzentrationen auf der metallischen Seite des MIÜ von Bedeutung. Dies erklärt den beobachteten, unverzüglichen Abfall in T_c bei Erniedrigung von x (s.Abb. 2). Im Gegensatz dazu haben granuläre Systeme mit einer Clustergröße von $L \approx 100 \text{ \AA}$ und $\xi_0 \approx 10^{-5} \Omega\text{cm}$ (Werte, wie sie für das System Sn-Ar zutreffen) einen y -Wert von $\approx 10^{-3}$! (angedeutet durch die untere strichpunktierte Linie in Abb.2). "Crossover" von Perkolations zu "schwacher" Lokalisation geschieht deshalb hier erst so nahe an x_p , daß vom experimentellen Standpunkt aus gesehen nur Perkolationsverhalten zu beobachten ist. Dies ist im System Sn-Ar in der Tat der Fall. Für Metall-Edelgasmischungen mit etwas kleinerer Clustergröße sollte das "Crossover" von Perkolations zu Lokalisation beobachtbar sein. Anzeichen dafür gibt es im System Hg-Xe mit einer mittleren Hg-Clustergröße von $\approx 20 \text{ \AA}$ [29].

Mit diesen soeben skizzierten Modellvorstellungen zur Beschreibung des "Crossovers" von Perkolations zur Lokalisation können also die unter-

schiedlichen Ergebnisse bezüglich des Typs des MIÜ, der in verschiedenen Metall-Edelgas-Mischungen auftritt, verstanden werden. Ein quantitativer Test dieser Modellvorstellungen durch Untersuchung des MIÜ in einem System M_xI_{1-x} (M= Metall, I= Isolator) bei Variation der Längenskala L der Unordnung stand bisher noch aus. Solche Experimente sind möglich, wenn man Metall-Cluster definierter Größe L, erzeugt mit Hilfe einer sog. "Clusterquelle", in eine isolierende Matrix einbaut und den MIÜ in Abhängigkeit von x und L untersucht. Erste, bisher unveröffentlichte Ergebnisse mit Bi-Clustern definierter Größe ($L \approx 40 \text{ \AA}$), eingebettet in festes Kr, zeigen, daß sich dieses System völlig anders verhält als das vorher diskutierte System amorphes Bi-Kr ($L \lesssim 5 \text{ \AA}$) [30]. Abb. 4 zeigt den Verlauf von σ im System

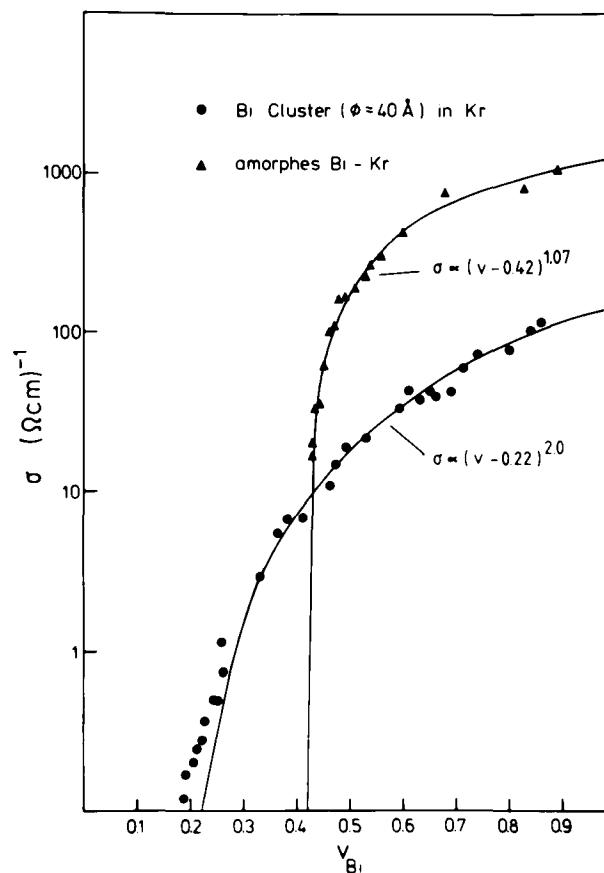


Abb. 4: Elektrische Leitfähigkeit σ für Bi-Cluster ($\approx 40 \text{ \AA}$ Durchmesser), eingebettet in eine Kr-Matrix (\bullet) bzw. für amorphe Bi-Kr-Mischungen (\blacktriangle) in Abhängigkeit des Bi-Volumenanteils v . Die durchgezogenen Linien sind Fits $\sigma \sim (v - v_c)^{\nu}$ mit $v_c = 0.22$ und $\nu = 2.0$ bzw. $v_c = 0.42$ und $\nu = 1.07$.

Bi-Cluster, eingebettet in Kr, in Abhängigkeit des Bi-Volumenanteils v . Im Vergleich dazu ist ζ in amorphem Bi-Kr (s. Abb.2) miteingezeichnet. Im Fall der Bi-Cluster in Kr wird eindeutig ein Perkolationsübergang beobachtet (kritischer Exponent $\nu = 2.0$, kritische Volumenkonzentration $v_c = 0.22$), im Fall von amorphen Bi-Kr tritt, wie bereits oben diskutiert, der MIÜ bereits wesentlich früher bei $v_c = 0.42$ auf, und der kritische Exponent ist $\nu = 1.07$. Damit wurde zum ersten Mal gezeigt, daß in einer Metall-Isolator-Mischung $M_x I_{1-x}$ in der Tat die Längenskala L der Unordnung der entscheidende Parameter dafür ist, ob ein klassischer Perkolationsübergang oder ein nur quantenmechanisch erklärbarer Anderson- oder Anderson-Mott-Übergang beobachtet wird.

Diese Arbeit ist Herrn Prof. Dr. K. Luchner zu seinem 60. Geburtstag gewidmet. Der Autor dieses Beitrags hat vor mehr als 20 Jahren unter der Anleitung und Betreuung von Prof. Dr. K. Luchner an der TU München die optischen Spektren dotierter, fester Edelgase studiert. Aus diesen atomphysikalisch orientierten Experimenten entwickelten sich im Laufe der Jahre die hier vorgestellten Untersuchungen, bei denen nun eine festkörperphysikalische Fragestellung im Vordergrund steht. Die Erfahrungen aus dieser "Münchener" Zeit in der Arbeitsgruppe Prof. Dr. K. Luchners, an welche der Autor oft und gern zurückblickt, waren jedoch eine entscheidende Voraussetzung für den Erfolg der hier vorgestellten "Bochumer" Experimente.

Referenzen:

- [1] Z. Shanfield, P.A. Montano, and P.H. Barrett, Phys.Rev. Lett.35:1789(1975)
- [2] D.J. Phelps, and C.P. Flynn, Phys.Rev.B14:5279(1976)
- [3] O. Cheshnovski, U.Even, and J. Jortner, Solid State Commun. 22:745(1977)
- [4] R.Ryberg, and O. Hunderi, J.Phys.C10:3559(1977)
- [5] K. Epstein, E.D. Dahlberg, and A.M. Goldman, Phys.Rev.Lett.43:1889(1979)
- [6] R. Römer, F. Siebers, and H. Micklitz, Solid State Commun.36:881(1980)
- [7] R. Ludwig, F.S. Razavi, and H. Micklitz, Solid State Commun.39:363(1981)

- [8] R. Ludwig, T. Paul, and H. Micklitz, Z.Phys.B47:31(1982)
- [9] A.I. Eatah, and A.A. Ghani Awad, J.Chem.Phys.79:1552(1983);
A.I. Eatah, N.E. Cusack, and J.G. Wright, Phys.Lett.51a:
1889(1979)
- [10] D. Stauffer, Physica (Utrecht)106A:177(1981)
- [11] "Percolation Structure and Processes", Annal of the Israel
Physical Society Vol.5, G. Deutscher, R. Zallen, and
J. Adler, ed., Adam Hilger, Bristol and the Israel Physical
Society, Jerusalem (1983)
- [12] E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, and
T.V. Ramakrishnan, Phys.Rev.Lett.42:673(1979); Y. Imry,
Phys.Rev.Lett.44:469(1980); F.Wegner, Z.Phys.B25: 327(1976);
D. Vollhardt, and P. Wölfle, Phys.Rev.Lett.45:842(1980);
A. McKinnon, and B. Kramer, Phys.Rev.Lett.47:1546(1981);
D. Belitz, A. Gold, and W. Götze, Z.Phys.B44:273(1981)
- [13] W.L. McMillan, Phys.Rev.B24:2739(1981)
- [14] G.S. Grest and P.A.Lee, Phys.Rev.Lett.50:693(1983),
- [15] R. Oppermann, Z.Phys.B49:273(1983)
- [16] N.F. Mott, "Metal-Insulator Transition", Taylor and Francis,
London(1974)
- [17] S. Kirkpatrick, Rev.Mod.Phys.45:574(1973)
- [18] R. Ludwig, and H. Micklitz, Solid State Commun.50:861(1984)
- [19] B.W. Dodson, W.L. McMillan, and J.M. Mochel,
Phys.Rev.Lett.46:46(1981); W.L. McMillan, and J. Mochel,
Phys.Rev.Lett.46:556(1981)
- [20] N. Nishida, M. Yamaguchi, T. Furubayashi, K. Morigaki,
H. Ishimoto, and K. Ono, Solid State Commun.44:305(1982)
- [21] G. Hertel, D.J. Bishop, E.G. Spencer, J.M. Rowell, and
R.C. Dynes, Phys.Rev.Lett.50:743(1983)
- [22] R. Ludwig, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1984
- [23] R. Ludwig, and H. Micklitz, in "Proceedings of the
International Conference on Localization, Interaction,
and Transport Phenomena in Impure Metals", L. Schweitzer
and B. Kramer, ed., PTB Braunschweig (1984) p.283
- [24] C. Castellani, G. Kotliar and P.A. Lee,
Phys.Rev.Lett.59:323 (1987)
- [25] W. Rühl, Z.Physik 138:121(1954)

- [26] W. Buckel, Z.Phys.138:136(1954)
- [27] G. Deutscher, A.M. Goldman, and H. Micklitz,
Phys.Rev.B 31:1679(1985)
- [28] D.E. Khmel'nitskii, Pis'ma Zh.Teor.Fiz 32:248(1980)
(JETP Letters 32:229(1980))
- [29] K. Epstein, A.M. Goldman, and A.M. Kadin,
Phys.Rev.B27: 6685(1983)
- [30] B. Weitzel, A. Schreyer und H. Micklitz, unveröffentlichte
Daten