

MODELLBESCHREIBUNG

PLANARER OHMSCHER METALL-HALBLEITERKONTAKTE

VON

HORST BERGER

Pe

91

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Liste der verwendeten Symbole	6
1. <u>Einleitung</u>	9
2. <u>Der Metall-Halbleiterkontakt und die Ursachen des Übergangswiderstandes</u>	12
2.1 Die Technologie des Kontaktes	12
2.2 Die physikalischen Ursachen des Übergangswiderstandes	13
3. <u>Die Charakterisierung von ohmschen Kontakten auf Halbleitern</u>	19
3.1 Der ohmsche Kontakt	19
3.2 Der Kontaktwiderstand des ebenen Kontaktes	20
3.3 Der spezifische Kontaktwiderstand	23
4. <u>Das Transmissionsleitungsmodell (TLM) zur Beschreibung des planaren Kontaktes</u>	26
4.1 Die planaren Bauelemente und ihre Kontakte	26
4.2 Die Ableitung des TLM für den rechteckigen Kontakt	28
4.3 Der Endkontakt	33
4.3.1 Spannung und Stromdichte der Zwischenschicht	33
4.3.2 Der Kontaktwiderstand	38
4.3.3 Der Kontaktendwiderstand	40
4.3.4 Der kombinierte Endkontakt	42
4.4 Der Zwischenkontakt	43
4.5 Experimente zum TLM	48
4.5.1 Kontaktwiderstand und Kontaktendwiderstand	49
4.5.2 Spannung über der Zwischenschicht	52
4.6 Zusammenfassung des Hauptabschnittes 4	53

	Seite
5. <u>Erweiterung des Transmissionsleitungsmodells</u>	55
5.1 Kontakte auf dickeren Halbleiterschichten	55
5.1.1 Ableitung der Ergänzung	56
5.1.2 Experimentelle Bestätigung	60
5.2 Kontakte, die schmaler als der Widerstand sind	65
5.3 Erweiterung des Modells für Hochfrequenz	68
5.4 Der kreisförmige Kontakt	73
5.5 Zusammenfassung des Hauptabschnittes 5	80
6. <u>Die Anwendung des TLM zur Messung spezifischer Kontaktwiderstände und der Vergleich mit anderen Meßverfahren</u>	81
6.1 Die Meßmethoden	82
6.1.1 Der Doppelkontaktquader	82
6.1.2 Die Differenzmethode	83
6.1.3 Methode der Potentialabtastung und Extrapolation	85
6.1.4 Methoden, die auf der Berechnung der Stromausbreitung unter dem Kontakt beruhen	87
6.1.5 Die TLM-Methode	88
6.1.6 Zusammenfassender Vergleich der Meßverfahren	89
6.2 Messungen des spezifischen Kontaktwiderstandes von Aluminium-Silizium-Kontakten	93
7. <u>Die Bedeutung des TLM für die Entwicklung monolithischer Bausteine</u>	97
7.1 Prozeßentwicklung und Prozeßkontrolle	97
7.2 Die Auslegung von monolithischen Strukturen	98
8. <u>Zusammenfassung und Schluß</u>	100
Schrifttum	102

<u>Anhang</u>	(Die Abschnitte des Anhanges sind nach den Abschnitten des Haupttextes benannt, denen sie zugehören)	Seite
A 4.3.5	Die Berechnung der maximalen Stromdichte im kombinierten Endkontakt	108
A 4.5	Methode zur Messung von Kontakten und zur Bestimmung der Kontaktparameter	110
A 5.3	Darstellung der Fortpflanzungskonstanten als Funktion der normierten Frequenz	118
A 5.4	Die Aufstellung und Lösung der Differentialgleichungen für den kreisförmigen Kontakt	119
A 6.1.1	Ableitung des Fehlers der ρ_c -Messung nach der Doppelkontaktquader-Methode	122
A 6.1.2	Ableitung der Gl.(6.3) für die ρ_c -Bestimmung nach der Differenzmethode und des Meßfehlers	124
A 6.1.5	Berechnung des Fehlers der ρ_c -Messung nach der TLM-Methode	129
	Lebenslauf des Verfassers	133

planaren Widerstandskontaktes widmen. Nach dem oben Gesagten bekommen wir damit auch die gewünschten Informationen über den Basiskontakt des NPN-Transistors. Die Ergebnisse können aber ebenso auf die Source- und Drain-Kontakte des planaren Feldeffekttransistors angewendet werden, denn er stellt dem Wesen und der Gestalt nach einen (gesteuerten) planaren Widerstand dar. Schließlich folgen auch die Kontakte von lateralen PNP-Transistoren den prinzipiellen Gesetzmäßigkeiten des planaren Widerstandskontaktes ¹⁾.

Der planare Widerstandskontakt wird also im folgenden nicht nur für sich, sondern auch stellvertretend für Kontakte an anderen planaren Bauelementen analysiert, auch wenn das nicht immer besonders erwähnt wird.

4.2 Die Ableitung des TLM für den rechteckigen Kontakt

Die Region des planaren Widerstandskontaktes läßt sich gut analysieren, wenn man folgende vereinfachenden Annahmen macht:

- 1) Die Kontaktzweischicht ist ohmsch und gleichförmig über der Kontaktfläche; der Strom tritt nur senkrecht zur Kontaktfläche durch diese Schicht hindurch, d.h., sie läßt sich insgesamt durch einen spezifischen Kontaktwiderstand charakterisieren (vgl. Abschnitt 3.3).
- 2) Der Halbleiterkörper des Widerstandes kann zumindest unter der Kontaktfläche als unendlich dünn angesehen werden.
- 3) Der Schichtwiderstand R_S des Kontaktmetalls kann gegenüber dem des Halbleiterkörpers unter dem Kontakt ²⁾ vernachlässigt werden.

1) Den speziellen Fall des Kreiskontaktes auf einem kreisförmigen Emitter des PNP-Transistors werden wir in Abschnitt 5.4 besonders behandeln.

2) Wegen eines vorgekommenen Mißverständnisses ⁽⁸⁾ sei in diesem Zusammenhang betont, daß der Schichtwiderstand der Halbleiterschicht unter der Kontaktfläche nicht unbedingt identisch mit dem der Schicht außerhalb der Kontaktregion sein muß.

- 4) Die Kontaktfläche ist ein Rechteck, das von einer Widerstandslängskante zur anderen reicht.

Diese Annahmen lassen sich folgendermaßen rechtfertigen ¹⁾:

- 1) In der Praxis werden die meisten Kontaktübergänge durch den Tunneleffekt regiert, der erfahrungsgemäß einen ausreichenden ohmschen Bereich der Strom-Spannungscharakteristik sichert. Die Gleichförmigkeit der Kontaktzweischicht stellt eine Anforderung an die Technologie dar mit dem Gedanken, daß ein Prozeß dann am ehesten unter Kontrolle ist, wenn er gleichmäßige Ergebnisse liefert. Der vertikale Stromdurchgang wird entweder schon durch den Mechanismus der Leitung allein erzwungen (Tunneleffekt) oder kann einfach daher rühren, daß die Zweischicht sich als sehr hochohmig gegen den Halbleiter erweist (vgl. Abschnitt 3.3).
- 2) Bei den meistverwendeten diffundierten Widerständen fließen 80% - 90% des Gesamtstromes in einer Schicht von der Tiefe der Diffusionslänge L der eindiffundierten Fremdatome ⁽²⁾. L entspricht etwa 0,7 μm bei derzeit üblichen Diffusionsprozessen. Die Weiterentwicklung tendiert zu noch flacheren Diffusionen.
- 3) Der typische Schichtwiderstand von Aluminium-Schichten in monolithischen Bauelementen ist 30...50 $\text{m}\Omega/\square$. Dem stehen mindestens 3 Ω/\square der diffundierten Schichten gegenüber.
- 4) Rechteckige Kontakte sind der Normalfall; die Kontakte können allerdings in der Praxis nur durch besondere Maßnahmen genau so breit wie der Widerstand gemacht werden. Man versucht aber, nahe an dieses Ideal heranzukommen.

Die Verhältnisse, wie sie sich aus den Annahmen 1) bis 4) ergeben, werden durch Bild 4.2 veranschaulicht. ²⁾

1) In Abschnitt 5 werden wir noch im Detail auf die in der Praxis möglichen Abweichungen von diesen idealisierenden Annahmen eingehen.

2) Vgl. auch S.20 bezüglich der Anwendung von ρ_c .

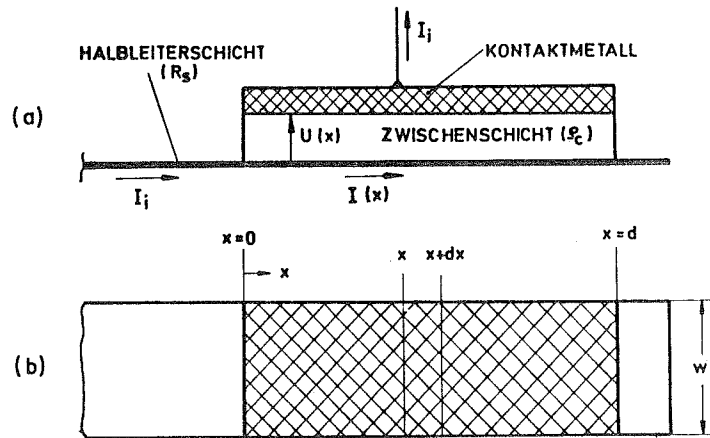


Bild 4.2: Idealisierte Kontaktregion des planaren Widerstandes. (a) Querschnitt (b) Draufsicht. (Nach den Annahmen führt die Halbleiterschicht den Strom nur horizontal, die Zwischenschicht nur vertikal)

Ein Streifen der Kontaktregion zwischen x und $x + dx$ (vgl. Bild 4.2) hat den Längswiderstand in der diffundierten Schicht

$$dR = \frac{R_s}{w} \cdot dx \quad (4.1)$$

und den Leitwert der Zwischenschicht

$$dG = \frac{w}{\rho_c} \cdot dx \quad (4.2)$$

Schreibt man weiter

$$R' = \frac{dR}{dx} = \frac{R_s}{w} \quad , \quad (4.1a)$$

$$G' = \frac{dG}{dx} = \frac{w}{\rho_c} \quad , \quad (4.2a)$$

dann ergibt sich Bild 4.3 als Ersatzschaltbild des Streifens dx.

Es stellt bereits das Grundelement einer Transmissionsleitung dar, für das die Knotenregel und der Maschensatz auf die Gleichungen (4.3) und (4.4) führen.

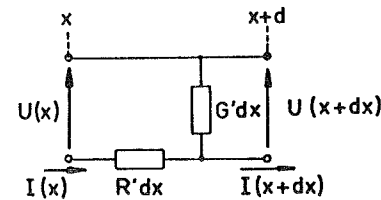


Bild 4.3: Ersatzschaltbild für einen Streifen der Kontaktregion zwischen x und $x + dx$ (vgl. Bild 4.2)

$$I(x + dx) = I(x) - U(x) \cdot G' \cdot dx \quad (4.3)$$

$$U(x + dx) = U(x) - I(x) \cdot R' \cdot dx \quad (4.4)$$

Diese Gleichungen werden in der Form

$$\frac{I(x + dx) - I(x)}{dx} = \frac{dI}{dx} = I'(x) = -U(x) \cdot G' \quad (4.3a)$$

bzw.

$$\frac{U(x + dx) - U(x)}{dx} = \frac{dU}{dx} = U'(x) = -I(x) \cdot R' \quad (4.4a)$$

geschrieben. Aus ihnen folgt dann

$$\frac{d^2 I}{dx^2} - \alpha^2 \cdot I = 0 \quad (4.5)$$

und

$$\frac{d^2 U}{dx^2} - \alpha^2 \cdot U = 0 \quad , \quad (4.6)$$

wenn man

$$R' \cdot G' = \alpha^2 \quad (4.7)$$

setzt ¹⁾. Die Lösungsansätze für Gl. (4.5) bzw. (4.6) sind

$$I = I_1 \cdot e^{\alpha x} + I_2 \cdot e^{-\alpha x} \quad (4.8)$$

¹⁾ Dieser Weg wurde parallel und unabhängig auch von Murrmann und Widmann ^{(4),(5),(6)} begangen, jedoch nicht unter dem Blickwinkel der Leitungstheorie. Sie haben aus den Lösungsansätzen die hier noch zu bestimmenden Gleichungen (4.16a) und (4.23) direkt abgeleitet. Der Autor hat jedoch von Anbeginn auf die Analogie zur Leitungstheorie hingewiesen ⁽³⁾. Der Weg über die Leitungsanalogie ist anschaulicher und führt deshalb auch leichter zu weitergehenden Einsichten.

bzw.

$$U = U_1 \cdot e^{\alpha x} + U_2 \cdot e^{-\alpha x} \quad (4.9)$$

Sie ergeben mit den Randwerten $U(0)=U_i$, $I(0)=I_i$ sowie mit Gl.(4.3a) und (4.4a) dann die Leitungsgleichungen ¹⁾ (Gleichstromfall)

$$U(x) = U_i \cdot \cosh \alpha x - I_i \cdot Z \cdot \sinh \alpha x \quad (4.10)$$

$$I(x) = I_i \cosh \alpha x - \frac{U_i}{Z} \cdot \sinh \alpha x \quad (4.11)$$

Dabei wurde

$$\sqrt{R'/G'} = Z \quad (4.12)$$

gesetzt.

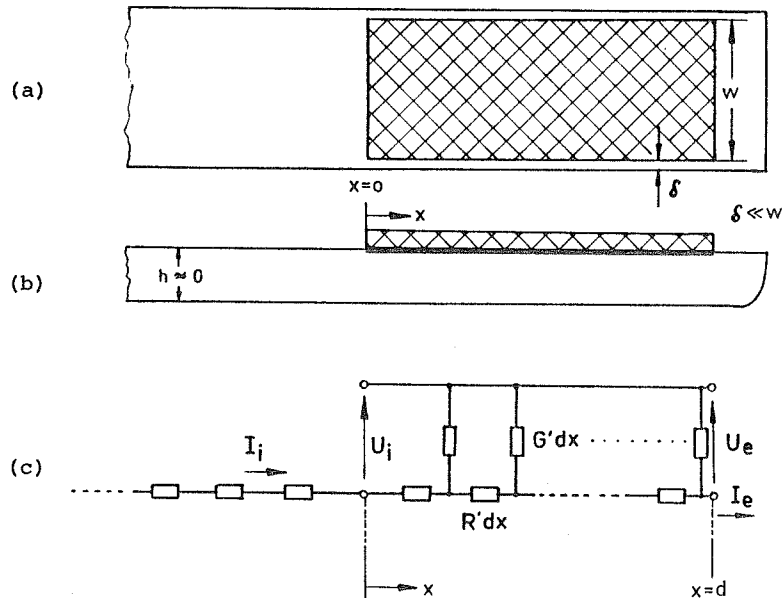


Bild 4.4: Widerstandskontakt (a) Draufsicht
(b) Längsschnitt
(c) Äquivalente Leitung

¹⁾ vgl. z.B. (24).

Nach Gl.(4.10), (4.11), (4.7), (4.12), (4.1a) u. (4.2a) verhält sich also der idealisierte planare Kontakt wie eine Transmissionsleitung mit dem Wellenwiderstand

$$Z = \frac{1}{w} \cdot \sqrt{R_s \cdot \epsilon_c} \quad (4.13)$$

und der Dämpfungskonstanten

$$\alpha = \sqrt{\frac{R_s}{\epsilon_c}} \quad (4.14)$$

Bild 4.4 stellt die Leitungsäquivalenz des Kontaktes anschaulich dar. Es sei betont, daß wir zunächst noch keine speziellen Annahmen über die Größen $U_e=U(d)$ und $I_e=I(d)$ am Ende der äquivalenten Leitung gemacht haben.

4.3 Der Endkontakt

Die Kontakte eines Widerstandes nach Bild 3.2 wollen wir als Endkontakte bezeichnen, denn sie bilden die Enden des aktiven Widerstandsbereiches. Jenseits von ihnen befindet sich zwar in der Regel auch noch Widerstandsschicht, aber es fließt kein Strom mehr darin. In der Leitungsäquivalenz (vgl. Bild 4.4) bedeutet es, daß der Strom am Ende der Leitung $I_e=I(d)$ Null ist: die Leitung läuft leer. Das ist der häufigste, aber nicht einzig mögliche Fall, wie wir später noch sehen werden (Abschnitt 4.4).

4.3.1 Spannung und Stromdichte der Zwischenschicht

Wir beginnen mit der Ableitung des Spannungsverlaufes über der Zwischenschicht, weil man aus ihm am leichtesten die übrigen Kontakteigenschaften erkennen kann.

Der Eingangsstrom der äquivalenten Leitung ist bekannt, denn er ist gleich dem Strom durch den Widerstand (vgl. Bild 4.4). Außerdem wissen wir, daß die Leitung leertläuft ($I_e=0$). Die erste Leitungsgleichung (4.10) gibt bereits den gefragten Verlauf $U(x)$ an, jedoch müßte die unbekannte Eingangsspannung U_i erst noch durch den bekannten Strom I_i ersetzt werden.

Dazu hilft die zweite Leitungsgleichung (4.11), bei der für $x = d$ $I(d) = I_e = 0$ sein soll (Endkontaktbedingung). Danach ist

$$U_i = I_i \cdot Z \cdot \coth \alpha d \quad (4.15)$$

Eingesetzt in Gl.(4.10) ergibt das

$$U(x) = I_i \cdot Z (\cosh \alpha x \cdot \coth \alpha d - \sinh \alpha x) \quad (4.16)$$

Dieser Ausdruck ist identisch ¹⁾ mit

$$U(x) = I_i \cdot Z \cdot \frac{\cosh[\alpha d (1 - x/d)]}{\sinh \alpha d} \quad (4.16a)$$

Wir erweitern mit $\rho_c \cdot d$ und berücksichtigen dabei Gl.(4.13) und (4.14), so daß

$$U(x) = \frac{I_i \cdot \rho_c}{w \cdot d} \cdot \alpha \cdot d \cdot \frac{\cosh[\alpha d (1 - x/d)]}{\sinh \alpha d} \quad (4.17)$$

wird. Den Faktor $\frac{I_i \cdot \rho_c}{w \cdot d}$ kann man als mittlere Spannung \bar{U} identifizieren

$$\frac{I_i \cdot \rho_c}{w \cdot d} = \frac{1}{d} \int_0^d U(x) dx = \bar{U} \quad (4.18)$$

indem man Gl.(4.16a) integriert und Gl.(4.13) und (4.14) verwendet. Damit kann Gl.(4.17) in die Form

$$\frac{U(x)}{\bar{U}} = \alpha d \frac{\cosh[\alpha d (1 - x/d)]}{\sinh \alpha d} \quad (4.17a)$$

gebracht werden.

Wenn wir berücksichtigen, daß die mittlere Stromdichte in der Zwischenschicht

$$\bar{j} = \frac{I_i}{w \cdot d} \quad (4.19)$$

ist, dann gilt nach Gl.(4.18) offenbar $\bar{j} = \bar{U}/\rho_c$, was aber schon mit Gl.(3.10) allgemeiner ausgedrückt wurde; also gilt auch

$$\frac{U(x)}{\rho_c} = j(x) \quad (4.20)$$

Aus dieser vom ohmschen Gesetz diktierten Proportionalität ergibt sich, daß Gl.(4.17a) auch den relativen Verlauf der Stromdichte in der Zwischenschicht angibt:

$$\frac{U(x)}{\bar{U}} = \frac{j(x)}{\bar{j}} = \alpha d \frac{\cosh[\alpha d (1 - x/d)]}{\sinh \alpha d} \quad (4.21)$$

Diese Funktion wurde in Bild 4.5 aufgetragen. Das Diagramm zeigt anschaulich, daß nur das Produkt αd die Form der Stromverteilung über der Kontaktlänge d bestimmt. Je größer αd , desto ungleichmäßiger verteilt sich der Strom.

Die Maximalstromdichte j_{\max} tritt nach Bild 4.5 an der vorderen Kontaktkante ($x = 0$) auf. Um besser zu übersehen, wie sich die Dämpfungskonstante α und die Kontaktlänge d auf die Maximalstromdichte auswirken, bezieht man diese besser auf die Kantenstromdichte I_i/w statt auf die mittlere Stromdichte \bar{j} , die sich nach Gl.(4.19) mit der Kontaktlänge ebenfalls ändern würde. Aus Gl.(4.19) und (4.21) erhalten wir demgemäß ($x = 0$):

$$\frac{j_{\max}}{I_i/w} = \alpha \coth \alpha d \quad (4.22)$$

In Bild 4.6 wurde die Funktion $\coth \alpha d$ über αd aufgetragen. Nach Gl.(4.22) braucht man sie also nur mit

$\alpha \cdot I_i/w$ zu multiplizieren, um die Maximalstromdichte j_{\max} zu erhalten. Bei fixiertem α und gegebener Kantenstromdichte I_i/w kann man nach Bild 4.6 und Gl.(4.22) die Maximalstromdichte auch durch einen noch so langen Kontakt nicht unter den Grenzwert $\alpha I_i/w$ bringen, weil die \coth -Funktion sich asymptotisch dem Endwert 1 nähert. Kontaktverlängerungen über $d = 2/\alpha$ hinaus haben schon keinen nennenswerten Nutzeffekt mehr, weil für $\alpha d = 2$ der Grenzwert bereits bis auf 4% erreicht ist. Bei $\alpha d = 1,5$ beträgt die Abweichung 10% vom Grenzwert.

¹⁾ Beweis über $\cosh(u-v) = \cosh u \cdot \cosh v - \sinh u \cdot \sinh v$

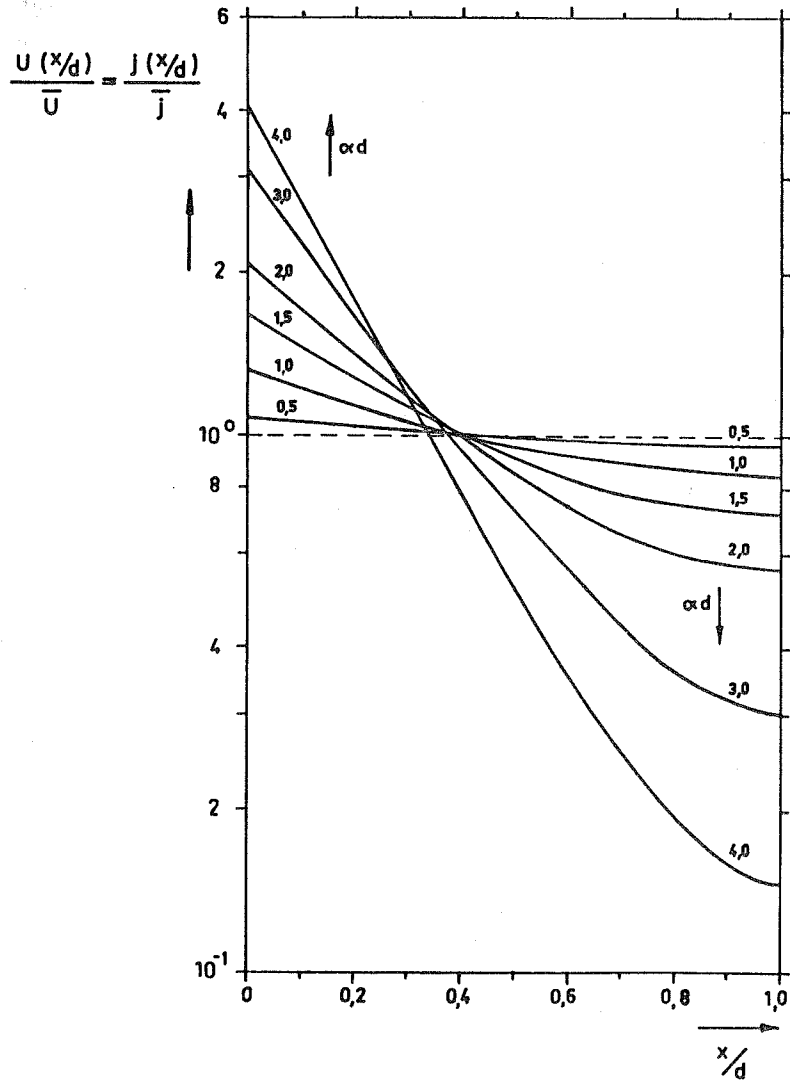


Bild 4.5: Spannung $U(x)$ oder Stromdichte $j(x)$, bezogen auf ihren Mittelwert, über dem relativen Abstand von der vorderen Kontaktkante

In Abschnitt 4.5 wird noch von Messungen an Aluminium-Kontakten auf diffundierten Schichten einer typischen monolithischen Struktur berichtet werden. Diese Ergebnisse ($\alpha \approx 0,2 \dots 0,4/\mu\text{m}$) vorwegnehmend, läßt sich feststellen, daß Kontaktlängen von $10\mu\text{m}$ bereits gut ausreichen, um die Stromdichte auf annähernd den Grenzwert zu reduzieren ($\alpha d \geq 2$). Weiter verringern läßt sich dann die Stromdichte bei fixiertem Strom nur durch Kontaktverbreiterung. Diese Aussagen gelten ganz analog für den Kontaktwiderstand, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

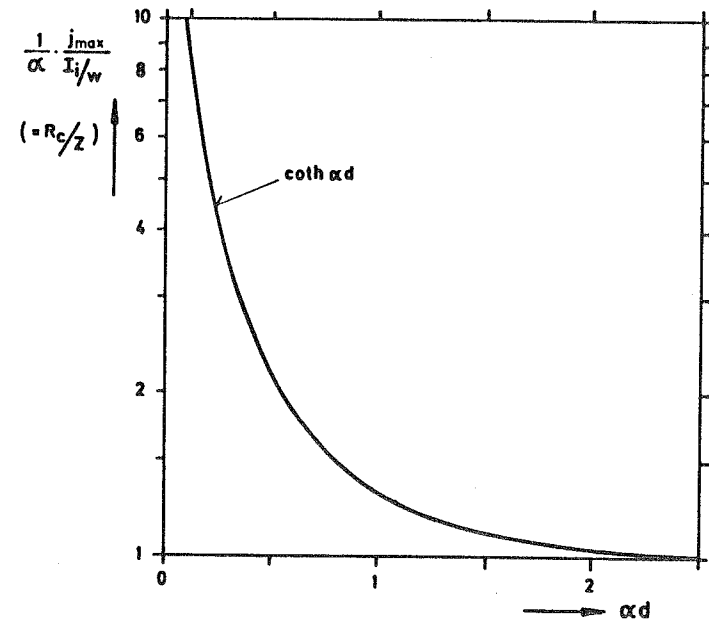


Bild 4.6: Normierte Maximalstromdichte ($j_{\text{max}} \cdot \alpha^{-1} \cdot I_i^{-1} \cdot w$) als Funktion der normierten Kontaktlänge (αd). Die Kurve gibt gleichzeitig den normierten Kontaktwiderstand (R_c/Z) wieder.

4.3.2 Der Kontaktwiderstand

Der Kontaktwiderstand R_c des planaren Kontaktes war bereits in Abschnitt (3.2) definiert worden (vgl. Bild 3.3). Wendet man diese Definition auf den dem TLM zugrunde liegenden idealisierten Widerstand (Bild 4.2) an, dann wird der Kontaktwiderstand gerade gleich dem Eingangswiderstand der äquivalenten Leitung, denn der ideale Vergleichskontakt liegt direkt am Leitungsanfang. Der Eingangswiderstand ist gleich dem Quotienten aus Eingangsspannung U_i und Eingangsstrom I_i , also mit Gl. (4.15)

$$R_c = \frac{U_i}{I_i} = Z \cdot \cot h \alpha d \quad (4.23)$$

Das ist ein aus der Leitungstheorie wohlbekanntes Ergebnis. Verlängert man eine leerlaufende Leitung (einen Kontakt), dann nähert sich ihr Eingangswiderstand (der Kontaktwiderstand) von großen Werten her asymptotisch dem Wellenwiderstand Z . Wie bei der Maximalstromdichte j_{\max} wird dieser Grenzwert schon mit $\alpha d \approx 2$ annähernd erreicht, denn der Verlauf des normierten Kontaktwiderstandes R_c/Z über der normierten Kontaktlänge αd ist der gleiche wie der Verlauf der normierten Maximalstromdichte (vgl. Gl. (4.23) u. (4.22)):

$$\frac{R_c}{Z} = \frac{j_{\max}}{\alpha \cdot I_i/w} = \cot h \alpha d \quad (4.24)$$

R_c/Z kann also ebenfalls aus Bild 4.6 abgelesen werden.

Der Begriff "Wellenwiderstand" für die Größe Z entbehrt der Anschaulichkeit, wenn er auf den Kontakt angewendet wird. Wir wollen Z deshalb für diesen Zweck mit "Grenz-widerstand" bezeichnen. Es empfiehlt sich auch, eine von der Geometrie unabhängige Größe zu verwenden, die wir als spezifischen Widerstand des Planarkontaktes ρ_p über

$$\rho_p = w \cdot Z = \sqrt{R_s \cdot R_c} \quad (4.25)$$

definieren (vgl. Gl. (4.13)). Man kann dann mit ρ_p und der Dämpfungskonstanten α eine Metall-Halbleiterschicht-Paarung unabhängig von der Geometrie charakterisieren. Die Größen

Schichtwiderstand R_s und spezifischer Kontaktwiderstand ρ_c erfüllen prinzipiell den gleichen Zweck, jedoch lassen sich mit ihnen nicht ganz so bequem die zu einer bestimmten Kontaktgeometrie gehörenden Größen errechnen. Insgesamt werden R_s und ρ_c die dem Technologen, α und ρ_p die dem Bauelemente-Entwickler näher liegenden Größen sein.

Interessant und anschaulich sind einige Näherungen für den Kontaktwiderstand. Eine davon, $R_c \approx Z$ für $\alpha d \geq 2$ hatten wir bereits kennengelernt. Für den Bereich der kleinen αd -Werte können wir weitere Näherungen ableiten, wenn wir Gl. (4.23) mit Hilfe von Gl. (4.13) und (4.14) in der Form

$$R_c = \frac{\rho_c}{w \cdot d} \alpha d \cdot \cot h \alpha d \quad (4.26)$$

schreiben. Diese Gleichung interpretiert den Kontaktwiderstand als den Widerstand

$$R_{c0} = \frac{\rho_c}{w \cdot d} \quad (4.27)$$

der sich bei gleichförmiger Stromverteilung ergeben würde (vgl. Gl. (3.9)), multipliziert mit dem Erhöhungsfaktor $\alpha d \cdot \coth \alpha d$ ¹⁾. Dieser kann in eine konvergierende unendliche Reihe entwickelt werden. Deren erste Glieder lauten

$$\alpha d \cdot \cot h \alpha d = 1 + \frac{1}{3} (\alpha d)^2 - \frac{1}{45} (\alpha d)^4 + \dots \quad (4.28)$$

Bei entsprechend kleinem αd genügen die ersten beiden Glieder, und dann kann Gl. (4.26) mit (4.14) als

$$R_c \approx R_{c0} + \frac{1}{3} \cdot R_s \cdot \frac{d}{w} \quad (4.29)$$

dargestellt werden. Demnach wächst der Kontaktwiderstand gegenüber dem Wert für gleichförmige Stromverteilung durch schwach ungleichförmige Stromverteilung um ein Drittel des Längswiderstandes der Halbleiterschicht unter dem Kontakt an.

¹⁾ Dieser Faktor ist nach Gl. (4.18a) und Gl. (4.21a)

$$\alpha d \cdot \cot h \alpha d = \frac{U(\alpha)}{U} = \frac{j(\alpha)}{j}$$

Läßt man für die Näherungen einen maximalen Fehler von 10% zu, dann kann man folgende Liste aufstellen:

Bereich quasi-gleichförmiger Stromverteilung:

$$R_c \approx R_{c0} = \frac{\rho_c}{w \cdot d} \quad (0 \leq \alpha d \leq 0,5) \quad (4.30)$$

Übergangsbereich:

$$R_c \approx \frac{\rho_c}{w \cdot d} + \frac{1}{3} \cdot R_s \cdot \frac{d}{w} \quad (0 \leq \alpha d \leq 1,5) \quad (4.31)$$

Bereich extrem ungleichförmiger Stromverteilung:

$$R_c \approx Z = \frac{1}{w} \sqrt{R_s \cdot \rho_c} \quad (1,5 \leq \alpha d < \infty) \quad (4.32)$$

4.3.3 Der Kontaktendwiderstand

Am leerlaufenden Kontaktende bildet sich ein Spannungsabfall $U_e = U(d)$ zwischen Halbleiter und Metall (vgl. Bild 4.5). Er ergibt sich aus Gl.(4.16a) mit $x = d$ zu

$$U_e = I_i \cdot \frac{Z}{\sin h \alpha d} \quad (4.33)$$

Diese Spannung läßt sich messen, indem man das Potential des Halbleiters hinter dem Kontakt durch einen zusätzlichen Kontakt oder eine Sonde abgreift (vgl. Bild 4.7). Deshalb erscheint es auch sinnvoll, eine neue Größe einzuführen, die Kontaktendwiderstand R_e heißen soll und durch

$$R_e = \frac{U_e}{I_i} = \frac{Z}{\sin h \alpha d} \quad (4.33a)$$

definiert ist.

1) Der Grenzwiderstand Z läßt sich als geometrisches Mittel aus dem Längswiderstand der Schicht unter dem Kontakt und R_{00} (Gl. (4.27)) interpretieren, wenn man mit \sqrt{d} erweitert:

$$Z = \sqrt{(R_s \cdot \rho_w) \cdot \left(\frac{\rho_c}{w \cdot d}\right)}$$

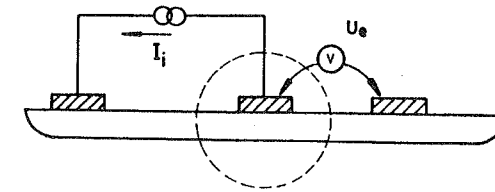


Bild 4.7: Querschnitt durch einen planaren Widerstand mit drei Kontakten mit der Meßschaltung zur Bestimmung von $R_e = U_e / I_i$.

Der Kontaktendwiderstand ist in der Terminologie der allgemeinen Vierpoltheorie der Leerlaufkernwiderstand des Vierpols, den der Kontakt mit seiner äquivalenten Leitung darstellt. Dieser Vierpol ist passiv und nach unseren Voraussetzungen linear, so daß für ihn der Umkehrsatz gilt. Er besagt beim Vierpol, daß die Leerlaufkernwiderstände in beiden Richtungen (Vertauschung der Klemmenpaare) gleich sind. Dazu muß man nicht einmal einen symmetrischen Vierpol voraussetzen. Deshalb wird man selbst am schlechtesten Kontakt, der womöglich inhomogen und unsymmetrisch ist, von beiden Seiten her den gleichen Kontaktendwiderstand messen, wenn der Kontakt nur ohmsch ist. Man kann also nicht aus der Symmetrie bezüglich R_e auf die Homogenität oder Symmetrie des Kontaktes schließen.

Bei den Kurven, die den Spannungsverlauf über der Kontakt-zwischenschicht angeben (Bild 4.5), findet man für großes αd (≥ 2), daß die den Kontaktendwiderstand bestimmende Spannung $U_e = U(x/d=1)$ doppelt so groß ist wie der aus dem exponentiellen Kurvenanfang extrapolierte Wert (geradlinige Verlängerung in der logarithmischen Auftragung). Das erklärt sich aus der vollständigen Reflexion der Spannung am offenen Ende der äquivalenten Leitung. Aus Gl.(4.22) erhält man auch dementsprechend für $d \geq 1,5$ (Fehler < 5%)

$$R_e \approx 2 \cdot Z \cdot e^{-\alpha d} \quad (4.34)$$

indem man das Glied $e^{-\alpha d}$ in der $\sinh \alpha d$ -Darstellung gegen das Glied $e^{\alpha d}$ vernachlässigt. In den meisten praktischen Fällen genügt diese Näherung.

4.3.4 Der kombinierte Endkontakt

Die bisherigen Rechnungen hatten ergeben, daß die Variationsmöglichkeiten für den Kontaktwiderstand und die Stromdichte bei bereits fixiertem Schichtwiderstand und fixiertem spezifischen Kontaktwiderstand eingeengt sind, weil die Kontaktlänge nur begrenzten Einfluß hat. Der Vollständigkeit halber sollte aber noch untersucht werden, ob nicht durch Kombinationen verschiedener Halbleiterdotierungen unter dem Kontakt Verbesserungen erzielt werden können.

Steht ein zusätzlicher Diffusionsprozess zur Verfügung, der bei gleichem Leitungstyp höher dotiert als die eigentliche Widerstandsdiffusion, dann wird er mit dem gleichen Kontaktmetall in der Regel einen niedrigeren Grenz-widerstand ergeben. Erhält man dabei außerdem eine kleinere Dämpfungskonstante α als mit der Widerstandsschicht selbst, dann wird man selbstverständlich die ganze Kontaktfläche mit dieser Diffusion belegen. Die Dämpfungskonstante kann sich aber durchaus als etwa genau so groß ergeben, so daß trotz kleineren Kontaktwiderstandes die Stromdichte etwa gleich hoch bliebe (vgl. Gl. (4.23) und (4.22)). Im Anhang A 4.3.4 wird nachgewiesen, daß man durch die Kombination zweier extrem verschiedener Halbleiterdotierungen gleicher Dämpfungskonstante α tatsächlich eine Verringerung der maximalen Stromdichte erzielen könnte. Leider ist aber die Reduktion mit höchstens 30% zu klein, um noch den technologischen Aufwand zu rechtfertigen.

4.4 Der Zwischenkontakt

Eine direkte Widerstandszusammenschaltung läßt sich in der monolithischen Technik durch einen einzigen Widerstandsstreifen bilden, der bei n in Reihe liegenden Widerständen zusätzlich zu den beiden Endkontakten $n-1$ Zwischenkontakte erhält. Bild 4.8 illustriert eine solche Zusammenschaltung mit einem Zwischenkontakt zusammen mit seiner äquivalenten Leitung.

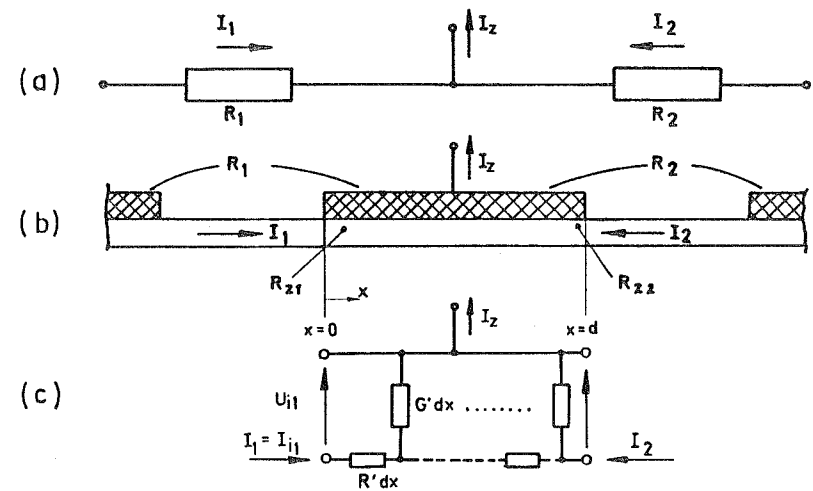


Bild 4.8: Widerstandszusammenschaltung mit Zwischenkontakt
 a) Schaltbild b) Ausführung im Querschnitt
 c) Äquivalente Leitung für den Zwischenkontakt.

Anhand der äquivalenten Leitung läßt sich der Zwischenkontakt durch die Betriebsweise charakterisieren; im Gegensatz zum Endkontakt sind die Ströme an beiden Leitungsenden gleichzeitig ungleich Null ¹⁾. Damit hat auch keines der beiden

¹⁾ Ein aufgrund der geometrischen Anordnung zwischen zwei anderen Kontakten identifizierter Zwischenkontakt kann sich als doppelter Endkontakt entpuppen, wenn man die Betriebsweise betrachtet; denn in digitalen Schaltungen z.B. führt u.U. abwechselnd nur das eine oder das andere kontaktende Strom.

Enden eine grundsätzliche Präferenz in der Betrachtung. In Bild 4.8 zählen wir wie gewohnt die x-Koordinate von links nach rechts. Die Strom- und Spannungszählpfeile sind aber symmetrisch gewählt, so daß man sich ohne Schwierigkeiten die Leitung umgekehrt vorstellen kann.

Den Kontaktwiderstand $R_{z1} = \frac{U_{i1}}{I_{i1}}$, der dem Widerstand R_1 zugeordnet ist (vgl. Bild 4.8), erhält man, wenn man die neue Randbedingung

$$I(d) = -I_2 = I_1 \left(1 - I_2/I_1\right) \quad (4.35)$$

in die Leitungsgleichung (4.11) einsetzt:

$$R_{z1} = \frac{U_{i1}}{I_{i1}} = \frac{U_{i1}}{I_1} \\ = Z \cdot \coth \kappa \alpha d - \frac{Z}{\sin \kappa \alpha d} \left(1 - I_2/I_1\right) \quad (4.36)$$

Mit Gl.(4.23) und (4.33a) kann man aber auch

$$R_{z1} = R_c - R_e \left(1 - I_2/I_1\right) \quad (4.37)$$

schreiben. Für den Widerstand der rechten Kontaktseite R_{z2} wäre nur I_1 durch I_2 zu ersetzen. Mit Gl.(4.37) wird R_{z2} also durch die Widerstandsgrößen des Endkontaktes ausgedrückt.

Das Glied mit R_e in Gl.(4.37) entsteht durch die Wirkung des Stromes I_2 der rechten Kontaktseite auf die linke. Da wir den Kontakt als linear voraussetzen, dürfen wir generell den Überlagerungssatz anwenden, d.h., wir dürfen die Teilwirkungen der Ströme I_1 und I_2 (vgl. Bild 4.8) addieren. Dadurch werden die Strom- und Spannungsgrößen eines Zwischenkontaktes auf die Überlagerung der Strom- und Spannungsgrößen zweier Endkontakte zurückgeführt ¹⁾. Das Ergebnis Gl.(4.37) hätten wir auch auf diese Weise erhalten. Wir wollen deshalb im folgenden nur noch zwei Sonderfälle betrachten.

¹⁾ Daraus folgt zwangsläufig, daß Gl.(4.37) ganz allgemein gilt, auch wenn der Kontakt nicht den TLM-Gesetzmäßigkeiten folgt, weil er z.B. inhomogen ist. Er muß nur linear sein. Die Schlußfolgerung in ⁽³⁾, daß man aus dieser gemessenen Beziehung allein schon auf die Anwendbarkeit des TLM schließen könnte, ist also ein Trugschluß.

Dient der Zwischenkontakt lediglich als Potentialabgriff, ist also $I_z=0$ (vgl. Bild 4.8), dann erhalten wir nach Gl. (4.37) die einfache Beziehung

$$R_z = R_c - R_e \quad (4.38)$$

Um auch eine Vorstellung vom Verlauf der Stromdichte zu bekommen, braucht man nur aufgrund des Überlagerungssatzes von der passenden Kurve nach Bild 4.5 die gleich große, aber gegenläufige zu subtrahieren, weil $I_2 = -I_1$ ist. In der Kontaktmitte wird die Stromdichte also zu Null, wie Bild 4.9, Kurve (c), zeigt. Insgesamt ist die Stromdichte niedriger als für zwei separate Endkontakte (vgl. Kurve (a) bzw. (b)). Wegen des Nulldurchgangs der Stromdichte und damit auch der Spannung in der Kontaktmitte, kann man sich dort einen Kurzschluß vorstellen und die Rechnung für eine am Ende kurzgeschlossene Leitung halber Länge durchführen, die auch auf Gl.(4.38) führt.

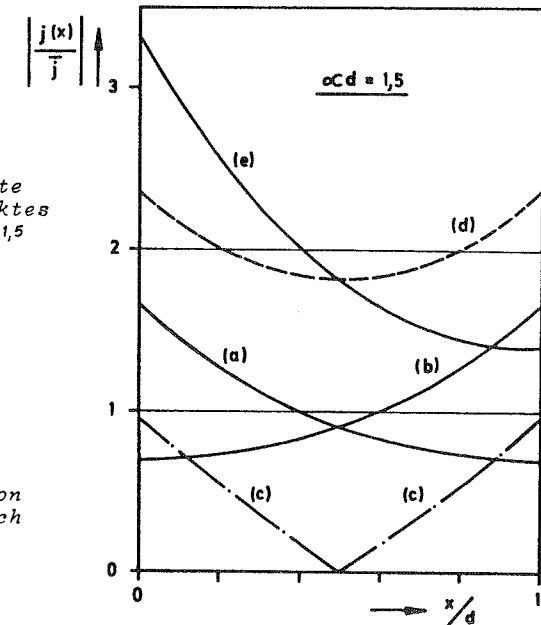


Bild 4.9:

Normierte Stromdichte eines Zwischenkontaktes mit $|I_1| = |I_2|$ $\alpha d = 1,5$ (vgl. Bild 4.8)

$$\bar{j} = I_1 \cdot (w \cdot d)^{-1}$$

- (a) Einzelwirkungen
- (b) von I_1 bzw. I_2
- (c) Summenwirkung für $I_1 = -I_2$
- (d) Summenwirkung für $I_1 = I_2$
- (e) Einzelwirkung von $2I_1$ zum Vergleich mit (d)

Einen anderen Sonderfall des Zwischenkontaktes findet man z.B. bei den parallelgeschalteten Basiskontakten eines Transistors mit mehreren parallelgeschalteten Emitterstreifen nach Bild 4.10.

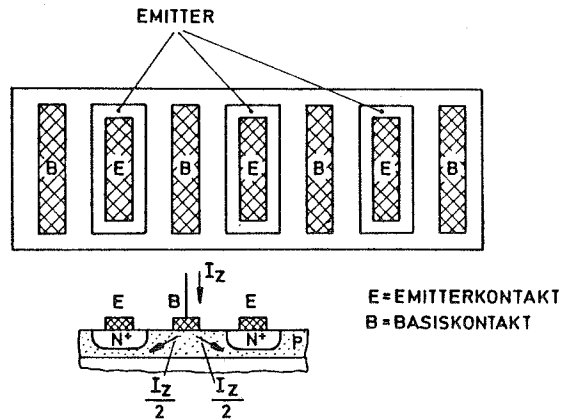


Bild 4.10: Basis-Emitter-Region eines planaren NPN-Transistors mit Mehrfach-Emitterstreifen (Draufsicht und Querschnitt).

Wir setzen voraus, daß sich der Gesamtstrom I_z eines von Emittlern eingeschlossenen Basiskontaktes gleichmäßig auf beide Seiten verteilt. Also ist (vgl. Bild 4.8)

$$I_1 = I_2 = I_z/2 \quad (4.39)$$

Setzt man das in Gl.(4.37) ein, dann erhält man

$$R_{z1} = R_{z2} = R_c + R_e \quad (4.40)$$

Diese Gleichung beschreibt auch den Widerstand eines Emitterkontaktes, wenn der Emitter vorwiegend an den Längskanten injiziert¹⁾. Diese Voraussetzung erfüllt z.B. ein streifenförmiger Emitter eines lateralen PNP-Transistors ohne weiteres. Beim Emitter des vertikalen NPN-Transistors kann die

¹⁾ Man beachte, daß R_z nach Gl.(4.40) sich auf den halben Gesamtstrom $I_z/2$ bezieht; bezogen auf den Gesamtstrom I_z ist der Kontaktwiderstand dann nur $R_z/2$.

Voraussetzung im Bereich hoher Ströme erfüllt sein, wo die Injektion zu den Kanten hin verdrängt wird.

Faßt man die Stromverteilung wieder als Summe der Einzelwirkungen von I_1 und I_2 auf, dann ergibt sich in Bild 4.9 die Kurve (d), die eine wesentlich ausgeglichene Stromverteilung darstellt als vergleichsweise die Kurve (e) für den mit dem gleichen Gesamtstrom I_z belasteten Endkontakt.

Die Stromverteilungskurve läßt sich aber auch auf andere anschauliche Weise ableiten. So wie man beim weiter oben geschilderten Fall $I_1 = -I_2$ den Zwischenkontakt als in der Mitte kurzgeschlossen ansehen kann (vgl. Bild 4.9, Kurve (c)), so erscheint er jetzt mit $I_1 = I_2$ als in der Mitte leerlaufend, weil sich dort die von I_1 und I_2 herrührenden Ströme in der Halbleiterschicht gerade aufheben. Wie bereits erwähnt, können wir im ersten Fall den Kontakt wie aus zwei kurzgeschlossenen Hälften zusammengesetzt berechnen. Im zweiten, dazu komplementären Fall, ist die Rechnung für zwei leerlaufende Kontakthälften korrekt. Damit erkennt man sofort, daß die Strom- bzw. Spannungsverteilung jeder Hälfte des Zwischenkontaktes bei $I_1 = I_2$ durch Gl.(4.21) beschrieben wird, wenn man statt d nun $d/2$ einsetzt¹⁾. Bild 4.5 gilt dann auch für diesen Betriebsfall des Zwischenkontaktes, wenn man dort konsequent d durch $d/2$ ersetzt und die Kurvenschar an der rechten y-Achse spiegelt, um wieder die gesamte Kontaktlänge $2 \cdot d/2$ zu erhalten. Daraus ersehen wir auch die gleichmäßigere Stromverteilung dieses Zwischenkontaktes, denn die Kurve αd für den Endkontakt bewegt sich zwischen größeren Extremen als die Kurve $\alpha d/2$.

¹⁾ Wie man ohne weiteres aus der Leitungsgl. (4.10) ableiten kann, lautet die Stromverteilungsgleichung für den am Ende kurzgeschlossenen Kontakt, also das Pendant zu Gl.(4.21)

$$\frac{U(x)}{U} = \frac{j(x)}{j} = \alpha d \cdot \frac{\sin h[\alpha d(1-x/d)]}{\cosh \alpha d} \quad (4.41)$$

Dann erhält man also ganz analog die Stromverteilung einer Zwischenkontakthälfte mit $I_1 = -I_2$, indem man statt d nun $d/2$ in diese Gleichung einsetzt.