

523 | August 1992

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Heinrich Schimmöller

Entstehung und Bestimmung von Schweißeigenstressungen

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Entstehung und Bestimmung von Schweißeigenstressen

Heinrich Schimmöller, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1992

ISBN: 3-89220-523-x

© Technische Universität Hamburg-Harburg
Schriftenreihe Schiffbau
Schwarzenbergstraße 95c
D-21073 Hamburg

<http://www.tuhh.de/vss>

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 523

Entstehung und Bestimmung von Schweißelgennspannungen

Heinrich Schimmöller

August 1992

Vorwort

Der vorliegende Bericht ist die schriftliche Fassung meines Einführungsvortrages zu dem Kolloquium "Eigenspannungen in geschweißten Konstruktionen", das am 12.10.1992 an der Schweißtechnischen Lehr- und Versuchsanstalt Duisburg abgehalten wird. In diesem Einführungsvortrag wird der Versuch unternommen, in das Thema Entstehung und Bestimmung von Schweiß eigenspannungen unter Bezug auf durchgeführte Eigenspannungsanalysen einzuführen. Aus diesem Grunde wurde auch auf die Ableitung oder die Wiedergabe umfangreicher mathematischer Zusammenhänge (wie sie z.B. bei n-fach geschichteten anisotropen Verbundwerkstoffen bestehen) weitgehend verzichtet. Der an diesen Grundlagen interessierte Leser möge sich anhand des zitierten Schrifttums informieren.

Zusammenfassung

Im Teil I wird eine allgemeine Einführung zur Entstehung und Elastomechanik von Eigenspannungszuständen gegeben. Teil II beschäftigt sich mit experimentell-rechnerischen Eigenspannungsbestimmungen nach der Zerlegungsmethode. Im Teil III werden zunächst die Ursachen von Schweiß eigenspannungen analysiert, wobei auf die beim Schweißen auftretenden Umwandlungsvorgänge besonders eingegangen wird. Anschließend werden experimentell-rechnerisch bestimmte Schweiß eigenspannungszustände behandelt und ihre charakteristische Verteilung interpretiert. Die lineare und die nichtlineare Überlagerung von Last- und Eigenspannungen werden untersucht. Für den sogenannten 1D-1K-Überlagerungsfall wird das den Überlagerungsmechanismus beschreibende nichtlineare Gleichungssystem formuliert. Der durch den nichtlinearen Überlagerungsfall hervorgerufene Abbau der Eigenspannungen wird wegen seiner praktischen Bedeutung besonders berücksichtigt. Anschließend wird dieser Eigenspannungsabbau am Beispiel einer symmetrischen 1D-1K-Überlagerung und an einer geschweißten Doppelschalenkonstruktion praktisch verdeutlicht.

Prof. Dr.-Ing. H. Schimmöller
Institut für Schiffbau der Universität Hamburg
Lämmersieth 90, 2000 Hamburg 60

Entstehung und Bestimmung von Schweißeigenspannungen

Inhaltsverzeichnis

- Teil I : Elastomechanik von Eigenspannungszuständen
- 1. : Einführung
 - 2. : Zur Entstehung von Eigenspannungen
 - 3. : Berechnung der Eigenspannungen bei gegebener Eigenspannungsquelle $\epsilon_q(y)$
 - 3.1 : Anwendung von Gl.(13) auf überelastische Biegung
 - 3.2 : Anwendung von Gl.(13) auf ein Temperaturfeld $t(y)$
- Teil II : Experimentelle Verfahren zur Bestimmung von Eigenspannungen
- 4. : Zerlegemethoden
 - 4.1 : Zerlegemethode bei Balken mit Rechteckquerschnitt
 - 4.2 : Zerlegemethode bei Profilen
 - 4.3 : Zerlegemethode bei plattierten Werkstoffen
 - 4.4 : Zerlegemethode bei ebenen Eigenspannungszuständen
- Teil III : Schweißeigenspannungen
- 5. : Ursachen
 - 5.1 : Umwandlungsvorgänge
 - 5.2 : Plastische Verformungen
 - 5.3 : Stoffschlußänderung
 - 5.4 : Lokales Aufschmelzen
 - 6. : Beispiele von Schweißeigenspannungszuständen
 - 6.1 : Brennschneiden
 - 6.2 : Wärmepunkt
 - 6.3 : Unterpulverbandplattieren
 - 7. : Überlagerung von Last- und Eigenspannungen
 - 7.1 : Der lineare oder elastische Überlagerungsfall
 - 7.2 : Der nichtlineare oder elastisch-plastische Überlagerungsfall
 - 8. : Der Einfluß von Eigenspannungen auf das Werkstoffverhalten
 - 9. : Schrifttum

Teil I: Elastomechanik von Eigenspannungszuständen, [1,2]

1. Einführung

Im Inneren von Bauteilen, die durch äußere Kräfte belastet werden, treten Materialbeanspruchungen auf. Ihre Größe und Verteilung kann aus den gegebenen Belastungen mit Hilfe der Festigkeitslehre bestimmt werden. Diese durch äußere Kräfte verursachten Bauteilbeanspruchungen nennt man Lastspannungen.

Außerdem können Spannungen auftreten, die nicht auf am Bauteil angreifende Kräfte, Volumenkräfte oder Momente zurückgeführt werden können. Solche inneren Materialbeanspruchungen heißen Eigenspannungen.

Aus der Sicht der Werkstoffkunde unterscheidet man zwischen Eigenspannungen I., II. und III. Art [3]. Eigenspannungen III. Art entstehen durch Störungen im regelmäßigen Aufbau der Kristallgitter (z.B. durch Versetzungen). Diese Eigenspannungen haben nur einen Wirkungsbereich in der Größenordnung der jeweils vorliegenden Gitterkonstanten. Eigenspannungen II. Art werden durch den kornartigen Aufbau metallischer Werkstoffe ermöglicht. Sie entstehen z.B. durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten in zweiphasigen Legierungen bei Temperaturänderung. Ihr Wirkungsbereich beschränkt sich auf die vorliegende Korngröße. Dagegen erstrecken sich die Eigenspannungen I. Art, genau wie der Wirkungsbereich der Lastspannungen, über das gesamte Bauteil. Aus diesem Grunde werden Eigenspannungen I. Art gelegentlich auch als makroskopisch wirkende Eigenspannungen (kurz Makroeigenspannungen) bezeichnet.

In Bild 1 werden die unterschiedlichen Wirkungsbereiche von Eigenspannungen I., II. und III. Art am Bauteil, Schliffbild und Gitteraufbau veranschaulicht.

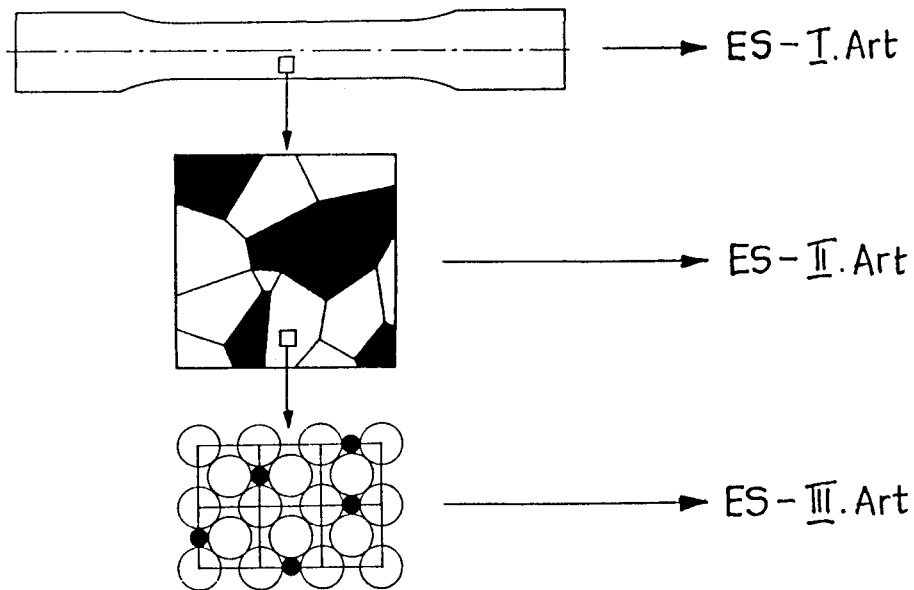


Bild 1: Veranschaulichung der Wirkungsbereiche von
Eigenspannungen (ES) I., II. und III. Art

Für den Ingenieur sind nur die Eigenspannungen I. Art von praktischer Bedeutung. Auch Schweißeigenspannungen sind Eigenspannungen I. Art. Daher werden in diesem Beitrag nur die Eigenspannungen I. Art behandelt.

Wir wissen bereits, daß sich der Wirkungsbereich der Eigenspannungen I. Art, genau wie der Wirkungsbereich der Lastspannungen, über das gesamte Bauteil erstreckt. Daher kann man zur Beschreibung und Behandlung der Eigenspannungen I. Art die Grundlagen der Mechanik deformierbarer Körper (Festigkeitslehre) anwenden [1,2]. Diese Grundlagen sind die Gleichungen, die die Statik (Gleichgewichtsbedingungen) und die Kinematik (Verträglichkeitsbedingungen) des Bauteils beschreiben. Hinzu kommt das für den Werkstoff gültige Stoffgesetz. Die Anwendung von Statik, Kinematik und Stoffgesetz auf einen eigenspannungsbehafteten Balken wird im Abschnitt 3 behandelt.

Da Eigenspannungen I. Art über das gesamte Bauteil einwirken, überlagern sie sich bei auftretenden Betriebslasten elastisch oder elastisch-plastisch mit den Lastspannungen. Durch die Überlagerung mit Eigenspannungen I. Art verändern sich Größe und Verteilung der Lastspannungen (eventuell sogar das Vorzeichen

an bestimmten ausgezeichneten Stellen). Demnach können Eigenspannungen I. Art einen Einfluß auf die mechanischen Werkstoff- und Bauteileigenschaften ausüben.

Die Überlagerung erfolgt, sofern dadurch kein lokales Fließen auftritt, durch Addition von Last- und Eigenspannungen I. Art (elastische Überlagerung). Bei der elastisch-plastischen Überlagerung werden im Bauteil lokale Fließvorgänge eingeleitet. Diese kommen dadurch zustande, daß sich die aufgebrachtten Lastspannungen mit den größten Eigenspannungswerten vorzeichengleich addieren können. Tritt dies auf, entstehen örtlich hohe resultierende Gesamtspannungen, die in der Regel lokales Fließen auslösen. Da in Schweißkonstruktionen dieser Überlagerungsfall häufig auftritt, werden wir in diesem Beitrag auf das elastisch-plastische Überlagerungsproblem noch eingehen.

Im folgenden werden die Eigenspannungen I. Art, die wir ausschließlich behandeln, der Einfachheit halber stets als Eigenspannungen oder als Eigenspannungszustände bezeichnet.

2. Zur Entstehung von Eigenspannungen

Eigenspannungen entstehen durch bleibende und ungleichmäßige Verformungen!

Wir machen uns dies an einem einfachen Beispiel klar. Gegeben sei ein Werkstoff mit einem elastisch ideal-plastischen Stoffgesetz nach Bild 2. Die größte mögliche elastische Dehnung, auch Streckgrenzendehnung ϵ_F genannt, beträgt

$$\epsilon_F = \sigma_F / E \quad (1)$$

Die Belastung OFG führt zur Gesamtdehnung ϵ . Nach elastischer Entlastung ist die plastische (bleibende) Dehnung ϵ_p eingepreßt, Bild 2.

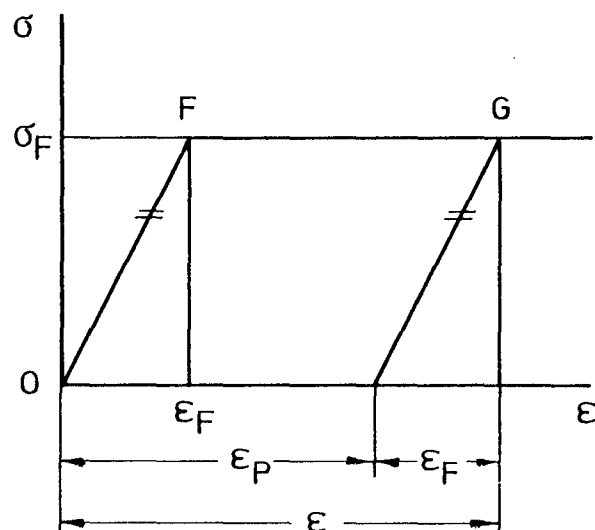


Bild 2: Elastisch ideal-plastisches Stoffgesetz

Ein Balken mit Rechteckquerschnitt $b \cdot 2H$ wird jetzt unter Zugrundelegung des Stoffgesetzes nach Bild 2 durch ein Biegemoment M elastisch-plastisch verformt. Dabei bildet sich der in Bild 3 dargestellte Lastspannungsverlauf $\sigma(y)$ aus.

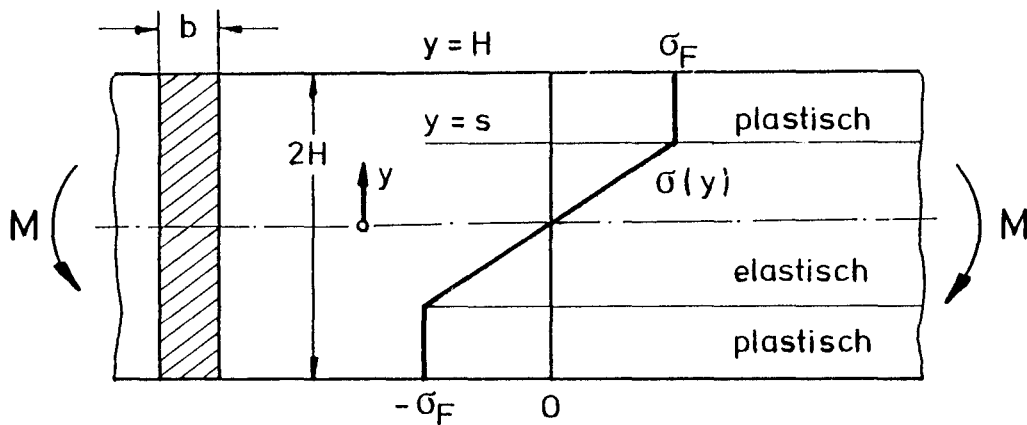


Bild 3: Lastspannungsverlauf durch Biegemoment M

Bei Plastizierung bis zur Balkenfaser s , siehe Bild 3, ist das Biegemoment

$$M = b \int_{-H}^{+H} y\sigma(y)dy = b\sigma_F \left(H^2 - \frac{1}{3}s^2 \right) \quad (2)$$

erforderlich.

Aus der Festigkeitslehre kennen wir die Verträglichkeitsbedingung des Balkens, auch Bernoullihypothese genannt. Danach bleiben die Balkenquerschnitte eben. Demnach verläuft die durch M erzeugte Gesamtdehnung ϵ linear über dem Querschnitt, wobei im plastischen Bereich die größtmögliche elastische Dehnung ϵ_F auftritt. Demnach kann man den Verlauf der durch M eingprägten plastischen Dehnung $\epsilon_p(y)$ direkt ablesen, Bild 4.

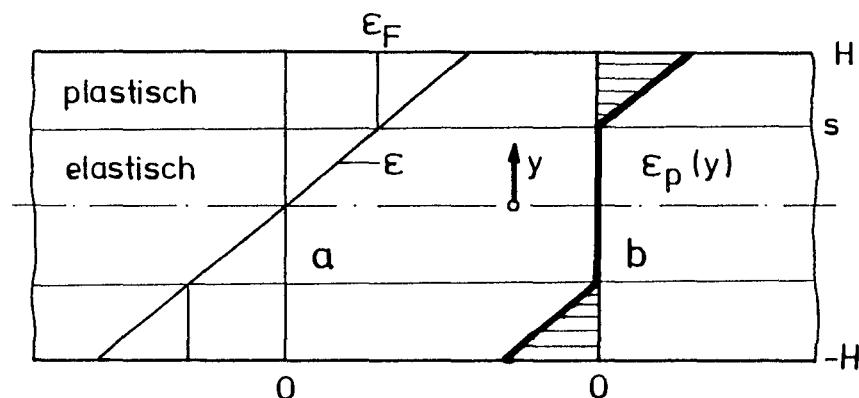


Bild 4: Zur Bestimmung des plastischen Dehnungsverlaufs

Wendet man in Bild 4a den Strahlensatz an, und berücksichtigt man für ε_F die Gl.(1), ergibt sich für die Verteilung der eingeprägten plastischen Verformung im oberen Balkenbereich

$$\varepsilon_p(y) = \frac{\sigma_F}{E} \left(\frac{y}{s} - 1 \right) . \quad (3)$$

Im elastischen Bereich ist $\varepsilon_p = 0$. Der Gesamtverlauf der plastischen Deformationen, die durch den Lastspannungszustand nach Bild 3 eingeprägt werden, gibt Bild 4b wieder.

Bei Rücknahme des Biegemomentes M können die einzelnen Balkenfasern nicht vollständig zurückfedern, da sie durch die ungleichmäßige ε_p -Verteilung nach Bild 4b behindert werden. Dadurch bildet sich in dem betrachteten Balken bei Entlastung ein Eigenspannungszustand aus. Es besteht demnach ein kausaler Zusammenhang zwischen den eingeprägten bleibenden Dehnungen und den entstehenden Eigenspannungen.

Eigenspannungen, die wie hier im Beispiel durch lokale überelastische Verformungen entstehen, werden auch als lastinduzierte Eigenspannungen bezeichnet.

Den an diesem Einführungsbeispiel abgeleiteten Kausalzusammenhang zwischen eingeprägten Deformationen und der Ausbildung von Eigenspannungen kann man verallgemeinern:

Eigenspannungen entstehen durch bleibende und ungleichmäßige Verformungen!

Diese werden mit ε_q (eindimensional) oder ε_{ij}^q (zwei- und dreidimensional) bezeichnet. Man nennt sie Eigenspannungsquellen oder eingeprägte Verformungen, siehe [1,2,4].

3. Berechnung der Eigenspannungen bei gegebener Eigenspannungsquelle $\varepsilon_q(y)$

Wir gehen von einem einachsigen Eigenspannungszustand aus, der nur von der Koordinate y abhängt und der durch $\varepsilon_q(y)$ verursacht wird. Ein solcher Eigenspannungszustand entspricht unserem Einführungsbeispiel: Durch die $\varepsilon_p(y)$ -Verteilung nach Bild 4b entstehen in Balkenlängsrichtung wirkende Eigenspannungen $\sigma(y)$.

Wir können deshalb von Bild 4b ausgehen. Statt der speziellen $\varepsilon_p(y)$ -Verteilung nach Bild 4b nehmen wir jetzt eine allgemeine Verteilung der Eigenspannungsquelle an, die wir mit $\varepsilon_q(y)$ bezeichnen. Damit wird ausgedrückt, daß die physikalische

Ursache der eingepprägten Dehnungen für die nachfolgenden Berechnungen keine Rolle spielt. Zur Beantwortung der Frage, wie die durch $\varepsilon_q(y)$ erzeugten Eigenspannungen $\sigma(y)$ berechnet werden, formulieren wir in Anlehnung an die Festigkeitslehre (Technische Biegelehre) zunächst die elastischen Grundgleichungen des Problems:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_q, \quad (4)$$

$$\sigma = E\varepsilon_e, \quad (5)$$

$$\varepsilon = C_1 y + C_2, \quad (6)$$

$$b \int_{-H}^{+H} \sigma dy = 0, \quad (7)$$

$$b \int_{-H}^{+H} y \sigma dy = 0. \quad (8)$$

In diesem Gleichungssystem hängen die Größen ε , ε_e , ε_q und σ von der Koordinate y ab, E ist der Elastizitätsmodul, C_1 und C_2 sind noch zu bestimmende Konstante, die Eigenspannungsquelle $\varepsilon_q(y)$ ist vorgegeben.

Gl.(4) ist die Dehnungsbeziehung. Die Gesamtdehnung ε einer Balkenfaser setzt sich aus der elastischen Dehnung ε_e und aus der eingepprägten Dehnung ε_q zusammen. Da die Entstehung der Eigenspannungen durch ε_q rein elastisch ablaufen soll, also die Streckgrenze durch die entstehenden Eigenspannungen nicht erreicht werden soll, tritt in der Dehnungsbeziehung kein zusätzlicher plastischer Dehnungsanteil auf.

Gl.(5) ist das linear elastische Stoffgesetz (Hooke'sches Gesetz). Die gesuchten Eigenspannungen σ berechnen sich aus der elastischen Dehnung ε_e . Die über das Stoffgesetz (5) mit den Eigenspannungen σ verknüpften elastischen Dehnungen ε_e werden deshalb auch spannungswirksame Dehnungen genannt.

Gl.(6) ist die Kompatibilitäts- bzw. Verträglichkeitsbedingung des Balkens, auch Bernoulli-Hypothese genannt. Danach sind die Gesamtdehnungen ε linear über dem Querschnitt verteilt. Es ist einleuchtend, daß die Gesamtdehnungen stets die Verträglichkeitsbedingungen des vorliegenden Bauteils erfüllen müssen.

Die Gln.(7) und (8) beschreiben die Statik. Es sind die Kräfte- und Momentengleichgewichtsbedingungen des Balkens. Wie aus den Gln. (7) und (8) ersichtlich,

müssen die aus dem gesuchten Eigenspannungsverlauf $\sigma(y)$ gebildeten resultierenden Kräfte und Momente, also die Schnittreaktionen des Balkens, verschwinden. Demnach treten keine äußeren Beanspruchungen auf, und die in dem Gl.-System (4) bis (8) auftretenden Spannungen $\sigma(y)$ sind reine Eigenspannungen ohne Lastspannungsanteil.

Mit den Gln. (4) bis (8) haben wir an einem einfachen Beispiel gezeigt, wie man die Grundgleichungen der Festigkeitslehre (Statik, Kinematik, Stoffgesetz) zur Formulierung eines Eigenspannungsproblems heranziehen kann. Die entsprechenden Gleichungen für zwei- und dreiaxige Eigenspannungszustände findet man in der Arbeit [1].

Zur Berechnung der fünf Unbekannten ϵ , ϵ_e , σ , C_1 und C_2 stehen die fünf Gleichungen der Elastomechanik (4) bis (8) zur Verfügung. Zur Auflösung nach den gesuchten Eigenspannungen setzen wir die Gln. (4) und (6) in Gl. (5) ein. Man erhält:

$$\sigma = E(C_1 \cdot y + C_2 - \epsilon_q) . \quad (9)$$

Mit Gl. (9) sind die gesuchten Eigenspannungen bis auf die Konstanten C_1 und C_2 bekannt. Diese Konstanten müssen so bestimmt werden, daß die Eigenspannungen nach Gl. (9) die Gleichgewichtsbedingungen (7) und (8) erfüllen. Einsetzen von Gl. (9) in die Gln. (7) und (8) liefert:

$$b \int_{-H}^{+H} E (C_1 y + C_2 - \epsilon_q) dy = 0 , \quad (10)$$

$$b \int_{-H}^{+H} E (C_1 y + C_2 - \epsilon_q) y dy = 0 . \quad (11)$$

Dies sind die beiden Gleichungen zur Bestimmung von C_1 und C_2 . Die einfache Integration der Gln. (10) und (11) und die anschließende Auflösung nach C_1 und C_2 ergibt:

$$C_1 = \frac{3}{2H^3} \int_{-H}^{+H} y \epsilon_q dy \quad \text{und} \quad C_2 = \frac{1}{2H} \int_{-H}^{+H} \epsilon_q dy . \quad (12)$$

Einsetzen in Gl. (9) liefert:

$$\sigma(y) = E \left\{ \frac{1}{2H} \int_{-H}^{+H} \varepsilon_q(y) dy + \frac{3y}{2H^3} \int_{-H}^{+H} y \varepsilon_q(y) dy - \varepsilon_q(y) \right\}. \quad (13)$$

Gl. (13) ist die Gleichung zur Berechnung des gesuchten Eigenspannungsverlaufes $\sigma(y)$. Wie ersichtlich, sind die Eigenspannungen $\sigma(y)$ eine eindeutige Funktion der Eigenspannungsquelle $\varepsilon_q(y)$. Das zugrunde gelegte Gleichungssystem (4) bis (8) berücksichtigt nur elastische Vorgänge bei der Eigenspannungsentstehung. Aus diesem Grunde müssen die nach Gl. (13) berechneten Eigenspannungen $\sigma(y)$ für jede Balkenfaser y unterhalb der Streckgrenze σ_F liegen. Diese Bedingung ist meistens erfüllt, man vergleiche die Arbeit [1] und das nachfolgende Beispiel, in dem wir die $\varepsilon_p(y)$ -Verteilung nach Bild 4b als $\varepsilon_q(y)$ in Gl. (13) einsetzen, wodurch ein rein elastischer Eigenspannungsverlauf $\sigma(y) < \sigma_F$ entsteht.

Führt die Eigenspannungsquelle $\varepsilon_q(y)$ zu einer Eigenspannungsbildung $\sigma(y)$, die lokal die Streckgrenze σ_F überschreitet, muß man das Grundgleichungssystem (4) bis (8) erweitern, da man zwischen elastisch - und plastisch verformten Balkenbereichen unterscheiden muß, wodurch als zusätzliche Unbekannte die beiden Koordinaten des Fließbereichs auftreten. Die Grundgleichungen für elastisch-plastische Ausbildung der Eigenspannungen und ihre vollständige Auflösung wurde für den Balken in der Arbeit [2] behandelt. Man erhält ein sogenanntes nichtlineares Problem.

Wir machen jetzt noch eine wichtige Ergänzung zur Gleichung (13). Wie aus der Ableitung ersichtlich, wurde sie für $b = \text{konst.}$ abgeleitet, man vergl. Bild 3. Für $b = b(y)$, z.B. Profile, muß $b(y)$ in den Gln. (7), (8), (10) und (11) unter die Integrale, wodurch sich dann aus den Gln. (10) und (11) andere Konstante C_1 und C_2 ergeben. Diese in Gl. (9) eingesetzt ergeben bei gegebenem $b(y)$ den Eigenspannungsverlauf $\sigma(y)$ z.B. für ein gegebenes Profil.

3.1 Anwendung von Gl.(13) auf überelastische Biegung

Wir wenden die allgemein gültige Gl. (13) jetzt auf unser Einführungsbeispiel an, indem wir die $\varepsilon_p(y)$ -Verteilung nach Bild 4b als $\varepsilon_q(y)$ in Gl. (13) einsetzen. Um konkrete Eigenspannungswerte zu erhalten, müssen wir M oder s festlegen, man vergl. Gl. (2) und Bild 4. Wir wählen hier $s=H/2$. Damit folgt aus Gl. (3)

$$\varepsilon_q(y) = \frac{\sigma_F}{E} \left(\frac{2y}{H} - 1 \right). \quad (14)$$

Die größte auftretende plastische Randdehnung bzw. Randstauchung beträgt nach Gl.(14) : $\varepsilon_q(H) = \sigma_F/E$. Der zugrunde gelegte $\varepsilon_q(y)$ -Verlauf nach Gl.(14) ist in Bild 5a dargestellt. Setzt man diesen $\varepsilon_q(y)$ -Verlauf, setzt man also Gl(14) in Gl.(13) ein, ergibt sich der in Bild 5b dargestellte Eigenspannungsverlauf $\sigma(y)$. Auf die Zwischenrechnungen wird hier aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.

Das zu $s = H/2$ zugehörige Biegemoment M ergibt sich aus Gl.(2) zu $M(s=H/2) = \frac{11}{12} b \sigma_F H^2$. Bringt man dieses Biegemoment auf und nimmt man es anschließend wieder zurück, ist die Dehnung $\varepsilon_q(y)$ nach Bild 5a eingepreßt. Diese führt zu dem lastinduzierten Eigenspannungszustand nach Bild 5b. Dieser Eigenspannungsverlauf erreicht an keiner Stelle y (in keiner Balkenfaser) die Streckgrenze σ_F , Bild 5a. Demnach war die Anwendung von Gl.(13) gerechtfertigt.

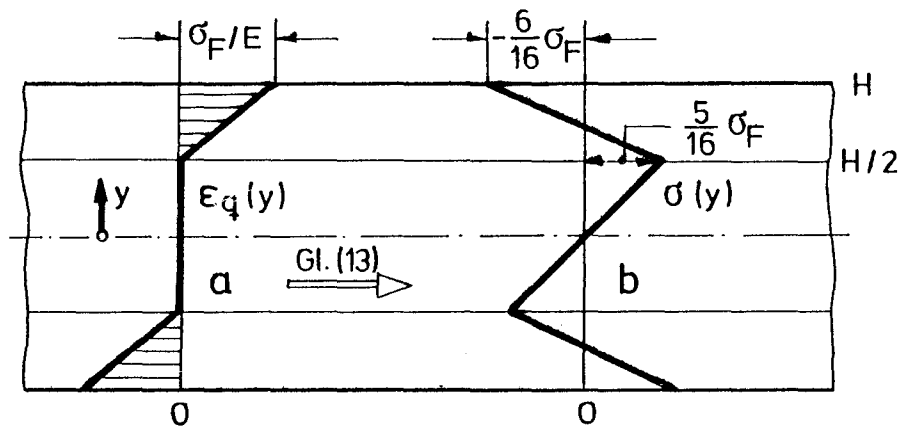


Bild 5: Extradehnungsverlauf $\varepsilon_q(y)$ und zugehöriger Eigenspannungszustand $\sigma(y)$ nach Gl.(13)

Wir können das Ergebnis verallgemeinern: Lastinduzierte Eigenspannungen entstehen durch lokale plastische Verformungen. In der Regel bleiben solche Eigenspannungszustände unterhalb der Fließgrenze.

Man kann den Eigenspannungsverlauf nach Bild 5b in diesem einfachen Fall auch zeichnerisch ermitteln. Da die plastisch verformten Balkenfaser bei Entlastung elastisch zurückfedern, kann man die Entlastung durch negative Überlagerung der

zu M gehörenden vollständig elastischen Lastspannungsverteilung mit dem wahren elastisch-plastischen Lastspannungsverlauf erreichen. Das Ergebnis der Überlagerung sind die gesuchten Eigenspannungen. Die Überlagerung ist in Bild 6 dargestellt. Der zeichnerisch ermittelte Eigenspannungsverlauf $\sigma(y)$ in Bild 6 entspricht natürlich dem nach Gl.(13) berechneten Verlauf in Bild 5b. Der in Bild 6 eingetragene fiktive Lastspannungsverlauf folgt aus der elastischen Randspannung $\sigma = M/W$, mit $M = \frac{11}{12} b \sigma_F H^2$ und $W = b(2H)^2/6$ ergibt sich $\sigma = \frac{11}{8} \sigma_F$, Bild 6.

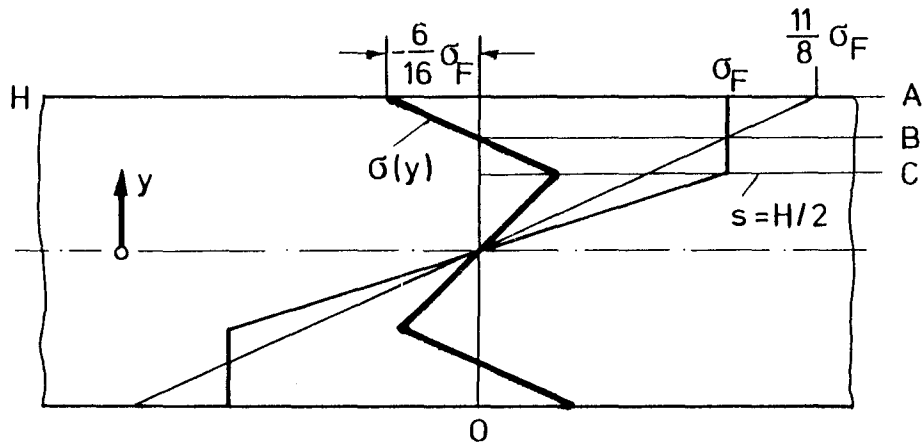


Bild 6: Zeichnerische Ermittlung der Eigenspannungen $\sigma(y)$

Man kann den Vorgang der Be- und Entlastung der einzelnen Balkenfasern auch im Spannungsdehnungsdiagramm darstellen. In Bild 7 sind für die Fasern A, B. und C, siehe Bild 6, die zugehörigen Zyklen eingetragen, z.B. für die Faser A: Belastung OA, Entlastung AA'. Die zurückbleibenden Eigenspannungen in den einzelnen Fasern werden im σ - ϵ -Diagramm durch die Punkte A', B' und C' gekennzeichnet, Bild 7. Die bleibenden Deformationen, es handelt sich um die Strecken \overline{CB} und \overline{CA} in Bild 7, erhält man aus dem zugehörigen $\epsilon_q(y)$ -Verlauf nach Bild 5a. Wie aus Bild 7 ersichtlich, ist der Bereich für elastisches Entlasten im eindimensionalen Fall gleich der doppelten Streckgrenze $2 \sigma_F$. In diesem Bereich $2 \sigma_F$ gilt die Bestimmungsgleichung (13).

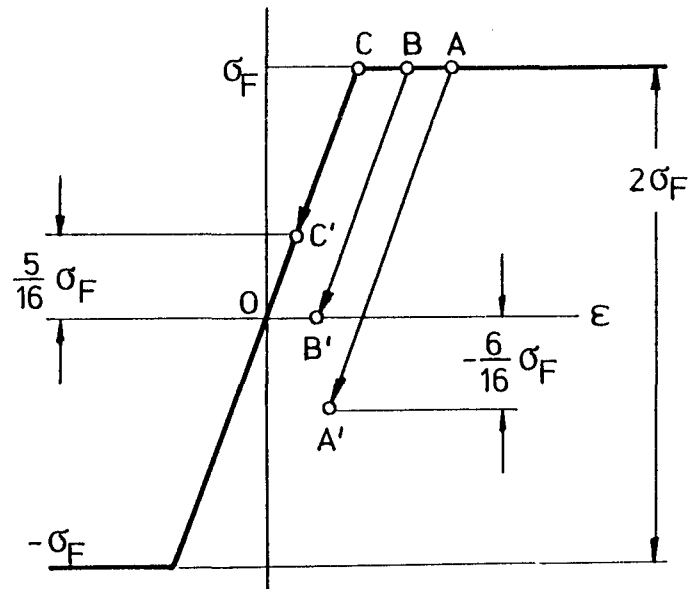


Bild 7: Darstellung der Eigenspannungen im σ - ϵ -Diagramm

3.2 Anwendung von Gl.(13) auf ein Temperaturfeld $t(y)$

Als zweites Anwendungsbeispiel der Gl.(13) betrachten wir den Fall, daß auf den Balken mit Rechteckquerschnitt $b \cdot 2H$, siehe Bild 3, ein Temperaturfeld $t(y)$ einwirkt. Für die einzelnen Balkenfasern y ergibt sich dadurch die eingepreßte Temperaturdehnung bzw. Eigenspannungsquelle

$$\epsilon_q(y) = \alpha \{t(y) - t_0\} = \alpha T(y), \quad (15)$$

mit α als Wärmeausdehnungskoeffizient, t_0 als Bezugstemperatur (z.B. Raumtemperatur) und T als Temperaturdifferenz. Einsetzen von Gl.(15) in Gl.(13) liefert unter der Voraussetzung, daß α nicht von der Koordinate y abhängt:

$$\sigma(y) = E\alpha \left\{ \frac{1}{2H} \int_{-H}^{+H} T(y) dy + \frac{3y}{2H^3} \int_{-H}^{+H} y T(y) dy - T(y) \right\}. \quad (16)$$

Gl.(16) beschreibt die durch das Temperaturfeld $t(y)$ erzeugten Eigenspannungen. Diese werden mit Rücksicht auf das verursachende Temperaturfeld in der Regel als Wärmespannungen bezeichnet. Bei der Rechnung fällt der konstante Term $-\alpha t_0$ heraus. Daher kann man in Gl.(16) statt $T(y)$ auch $t(y)$ einsetzen.

Im vorliegenden Fall hängt die Streckgrenze von der Temperatur ab. Bezeichnet man $\sigma_F(t)$ als Warmstreckgrenze, so gilt Gl.(16) nur für den Fall, daß in keiner Faser y die Warmstreckgrenze erreicht wird. In diesem Falle sind die eingepprägten Temperaturdehnungen nach Gl.(15) und die daraus resultierenden Wärmespannungen nach Gl.(16) nur solange vorhanden, wie das Temperaturfeld einwirkt. Nach Rücknahme von $t(y)$ auf t_0 gehen auch die Wärmespannungen zurück. Führt dagegen $t(y)$ zu Wärmespannungen, die örtlich die Warmstreckgrenze überschreiten, werden zusätzlich zu $\epsilon_q = \alpha T(y)$ lokal plastische Verformungen $\epsilon_p(y)$ eingepragt. In diesem Falle verbleibt nach Rücknahme von $t(y)$ ein Eigenspannungszustand. Falls $\epsilon_p(y)$ bestimmt werden kann, erhält man diese Eigenspannungen durch Anwendung von Gl.(13).

Teil II: Experimentelle Verfahren zur Bestimmung von Eigenspannungen

In den meisten Herstellungsprozessen und Fertigungsverfahren werden die Bauteile mit Eigenspannungen "beladen". Als Beispiele seien genannt: Walzen, Gießen, Pressen, Schmieden, Ziehen, Richten, Härten, Schweißen, Auftragsschweißen, Brennschneiden, Spreng- und Walzplattieren, Drehen, Fräsen, Hobeln und Schleifen. Die durch den jeweiligen Fertigungsprozeß eingepprägten Eigenspannungsquellen entziehen sich aber meistens unserer Kenntnis. Daher kann man sagen, daß in vielen praktischen Fällen die durch das jeweilige Fertigungsverfahren eingebrachten Eigenspannungsquellen, die den Eigenspannungszustand erzeugen, nicht bekannt sind.

Als Beispiel betrachten wir eine Unterpulver-Auftragsschweißung von austenitischem Stahl auf einen dickwandigen Grundwerkstoff aus Feinkornbaustahl, siehe [5,6]. Dabei entsteht durch die plastischen Deformationen des Grundwerkstoffes, durch die Umwandlungsvorgänge in der Wärmeeinflußzone des Grundwerkstoffes und durch die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von Grundwerkstoff und Plattierung ein resultierender Eigenspannungszustand. Für den Fall, daß man eine nachträgliche Wärmebehandlung vornimmt, wird der ursprüngliche durch das Schweißplattieren induzierte Eigenspannungszustand nochmals umgelagert.

Es ist offensichtlich, daß man für den im Beispiel geschilderten komplexen Vorgang der Eigenspannungsentstehung nicht in der Lage ist, auswertbare Informationen über die Eigenspannungsquelle zu erhalten. Für das genannte Beispiel und in vielen praktischen Fällen mit ähnlich komplexen Ursachen für die Eigenspannungsbildung (z.B. Brennschneiden) versagt deshalb die bislang angewendete Methode, über $\epsilon_{ij}^q(x_i)$ die Eigenspannungszustände zu berechnen.

Zur Bestimmung von Eigenspannungszuständen in Bauteilen ohne Kenntnis der Eigenspannungsquelle wurden deshalb zahlreiche und zum Teil sehr unterschiedlich arbeitende experimentelle Eigenspannungsmeßverfahren entwickelt. Diese Verfahren werden im folgenden aufgezählt, siehe [7]:

1. Abtrage- oder Zerlegemethoden,
2. Nutverfahren,
3. Ringkernverfahren,
4. Bohrlochmethode,
5. Tandemfreischnittverfahren,
6. Röntgenografie,
7. Neutronenbeugung,
8. Spannungsoptik und Moirémethode,
9. Ultraschallverfahren und
10. Magnetische Verfahren.

Die Methoden 1 bis 5 werden auch als mechanische Verfahren bezeichnet. Bei 6 und 7 handelt es sich um Beugungsverfahren. Die Methoden unter 8 heißen auch optische Verfahren. Die mechanischen Verfahren 1 bis 5 kennzeichnen die Art und Weise, mit der man durch spanabhebende Bearbeitung oder durch chemischen oder funkenerosiven Abtrag das Gleichgewicht des eigenspannungsbehafteten Körpers stört, um dadurch am Restkörper meßbare Verformungsreaktionen auszulösen. Dagegen bezeichnen die Verfahren 6 bis 10 nur die Meßmethoden. So kann man beispielsweise die Abtragemethode 1 anwenden und die dadurch ausgelösten Verformungen des Restkörpers mit Hilfe der Moirétechnik 8 messen, siehe [8]. Die gebräuchliche Einteilung der Eigenspannungsmeßmethoden nach der Aufzählung 1 bis 10 ist demnach nicht streng systematisch.

Die Abtrage- oder Zerlegemethoden haben sich seit langem bewährt. Man kann sie in dieser Veranstaltung auch gut darstellen, da keine besonderen physikalischen Hintergrundkenntnisse (wie etwa bei den Methoden 6-10) erforderlich sind. Wir behandeln daher hier nur die Abtrage- oder Zerlegemethode 1, zumal auch die hier noch behandelten Beispiele von Schweißeigenspannungen nach dieser Methode bestimmt werden.

4. Zerlegemethoden

4.1 Zerlegemethode bei Balken mit Rechteckquerschnitt

Gegeben sei ein Balken mit Rechteckquerschnitt $b \cdot h_0$, in dem ein eindimensionaler (einachsiger), in Balkenlängsrichtung wirkender und nur von einer Koordinate ab-

hängiger unbekannter Eigenspannungsverlauf herrscht. Ein solcher Eigenspannungszustand tritt z.B. nach überelastischer Biegung oder in der Umgebung brenn geschnittener Kanten auf, man vergl. Bild 6 und Bild 19. Nach [1] bezeichnet man solche Eigenspannungen (eindimensional und von einer Koordinate abhängig) als 1D-1K-ES-Zustand bzw. 1D-1K-ES-Verteilung. Eine solche Eigenspannungsverteilung soll jetzt mit der in Bild 8 dargestellten Zerlege- bzw. Abtragungsmethode bestimmt werden.

Wie aus Bild 8 ersichtlich, wird der Balken durch Schichtenabtrag t_μ ($\mu = 1$ bis ν) von h_0 auf h_μ ($\mu = 1$ bis ν) Schritt für Schritt abgetragen. Nach jeweils Abtragen einer Schicht t_μ wird auf der Meßseite des Restbalkens die zu h_μ zugehörige Verformung $s_\mu = s_\mu(h_\mu)$ als Durchbiegung über der Balkenlänge $2a$ gemessen und registriert. Man nennt die Durchbiegung s_μ auch Biegepfeil. Die in Bild 8 skizzierte Meßeinrichtung bezeichnet man als Biegepfeilmeßgerät. In Bild 8 wurde die Zerlegung bis zum ν -ten Abtrageschritt vollzogen. Entsprechend wurde am Biegepfeilmeßgerät in Bild 8 der aktuelle Wert s_ν eingetragen. Zur praktischen Ausführung von Biegepfeilmeßgeräten vergleiche man die Arbeiten [9,10].

Die gesuchten Eigenspannungen σ_μ ($\mu = 1$ bis ν) sind jeweils Mittelwerte in der Schicht t_μ . Bei σ_0 handelt es sich um die Randeigenspannung, siehe Bild 8. Die c_μ ($\mu = 1$ bis ν) sind die Hebelarme von der Neutralen Faser NF des Restbalkens der Höhe h_ν bis zur jeweiligen Schichtmitte t_μ . Unter der Voraussetzung eines hinreichend dünnen Schichtenabtrages wirken die gesuchten Eigenspannungen σ_μ jeweils in der Mitte von t_μ .

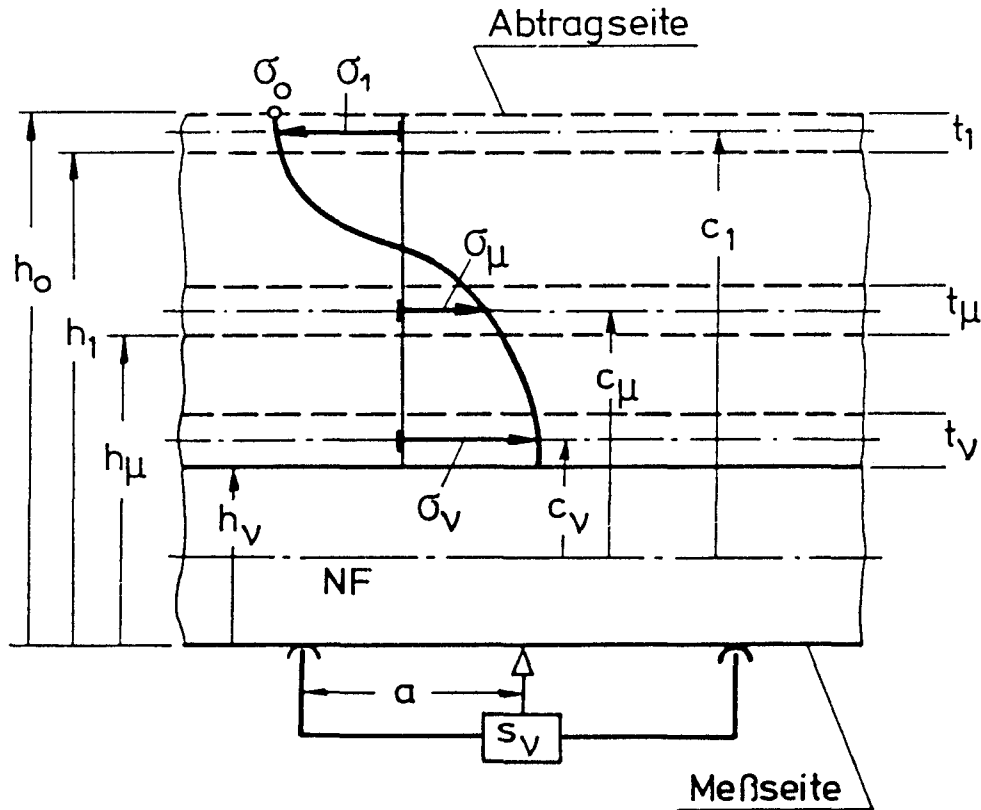


Bild 8: Abtragungsmethode mit Biegepeilmessung für Balken mit Rechteckquerschnitt

Wendet man die Festigkeitslehre (Balkenmechanik) auf den in Bild 8 dargestellten Schichtenabtrag konsequent an, ergibt sich nach [11] die zur Berechnung der gesuchten Eigenspannungen benötigte Auswertgleichung in der Form

$$\sigma_\nu = \frac{Eh_\nu^3 (s_0 - s_\nu) - \sum_{\mu=1}^{\nu-1} \sigma_\mu t_\mu (h_0 - t_1 - t_2 - \dots - t_{\mu-1} + t_{\mu+1} + \dots + t_\nu)}{t_\nu (h_\nu + t_\nu)} \quad (17)$$

mit $\nu = 1, 2, 3, \text{ usw.}$. In Gl.(17) treten die Hebelarme c_μ nicht explizit auf, da sie als Funktion von h_0 und t_μ geschrieben wurden, siehe [11]. Aus Gl.(17) folgen die gesuchten Eigenspannungen in den einzelnen Schichten:

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= \frac{Eh_1^3}{3a^2} \frac{(s_0 - s_1)}{t_1(h_1 + t_1)}, \\ \sigma_2 &= \frac{Eh_2^3}{3a^2} \frac{(s_0 - s_2) - \sigma_1 t_1(h_0 + t_2)}{t_2(h_2 + t_2)}, \\ \sigma_3 &= \frac{Eh_3^3}{3a^2} \frac{(s_0 - s_3) - \sigma_1 t_1(h_0 + t_2 + t_3) - \sigma_2 t_2(h_0 - t_1 + t_3)}{t_3(h_3 + t_3)} \text{ usw.}\end{aligned}\tag{18}$$

Die Randeigenspannung σ_0 , siehe Bild 8, ergibt sich aus σ_1 durch den Grenzübergang:

$$\begin{aligned}\sigma_0 &= \lim_{t_1 \rightarrow 0} \sigma_1 = \lim_{t_1 \rightarrow 0} \frac{Eh_1^3(s_0 - s_1)}{3a^2 t_1(h_1 + t_1)} = \lim_{t_1 \rightarrow 0} \frac{E(h_0 - t_1)^3(s_0 - s_1)}{3a^2 t_1 h_0} \\ &= \frac{Eh_0^2}{3a^2} \lim_{t_1 \rightarrow 0} \frac{s_0 - s_1}{h_0 - h_1} = \frac{Eh_0^2}{3a^2} \frac{ds}{dh} \Big|_{h_0}.\end{aligned}\tag{19}$$

Zu Beginn der Messung setzt man zweckmäßig $s_0(h_0) = 0$. Die Meßgenauigkeit der Biegepeile liegt bei Verwendung von mechanischen Meßuhren bei 0.001 mm, bei induktiven Wegaufnehmern erreicht man 0.0001 mm. Die Abtrageschnittweite t_μ braucht nach den Auswertgleichungen (17) und (18) nicht konstant zu sein. In der Praxis wählt man jedoch häufig $t_\mu = \text{konst.}$ Wie die Gln.(18) zeigen, handelt es sich bei der Auswertgleichung (17) um eine numerisch einfach zu handhabende und leicht zu programmierende Rekursionsformel: Nach der Berechnung von σ_1 ergibt sich σ_2 usw.

Die Biegepeilmessmethode hat sich im Zusammenhang mit der Auswertgleichung (17) praktisch bewährt, siehe [9-12]. Der Einfluß der Abtrageschnittweite t_μ auf die Bestimmungsgenauigkeit der Eigenspannungen wird in der grundlegenden Arbeit [11] behandelt. Einen kurzen Überblick über dieses Problem findet man in [1], Abschnitt 14.3. Aus der Arbeit [11] geben wir mit Bild 9 die Ergebnisse einer Fehlersimulation für die Randeigenspannungsformel (19) an. Danach hängt der relative Fehler ϵ_{rel} bei der Bestimmung der Randeigenspannung σ_0 (Bild 8) von der Abtrageschnittweite Δt (für die Fehleruntersuchung wurde $t_\mu = \Delta t = \text{konst.}$ gewählt) und vom Gra-

dienten der Randeigenspannung ab. In Bild 9 bezeichnet σ_w den wahren Eigenspannungsverlauf. Wie aus Bild 9 ersichtlich, macht man bei einem Randeigenspannungsgradienten von $600 \text{ kp/mm}^3 = 6000 \text{ N/mm}^3$ und einer Zerlegeschrittweite von $\Delta t = 0,1 \text{ mm}$ bei der Berechnung von σ_o einen Bestimmungsfehler von 20 %.

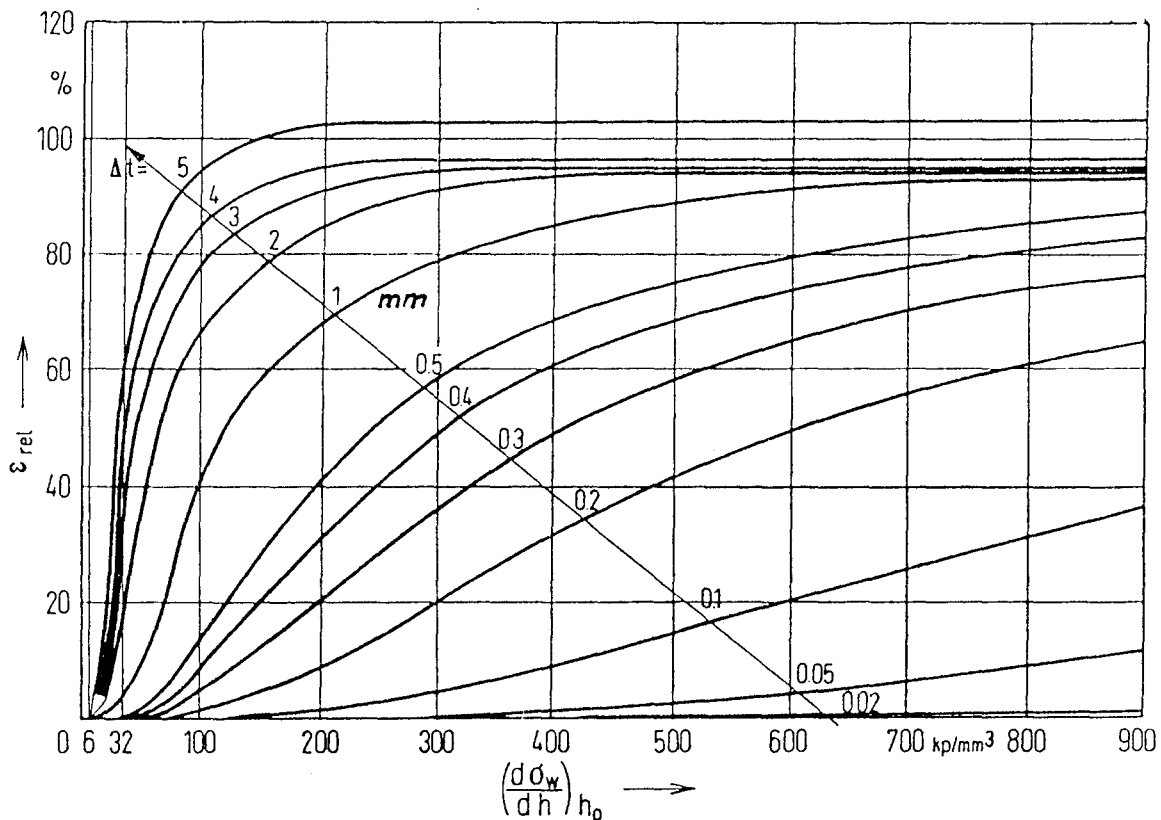


Bild 9: Relativer Randspannungsfehler in Abhängigkeit vom Randspannungsgradienten und von der Zerlegeschrittweite

Häufig wird die Eigenspannungsverteilung (Tiefenverteilung) nur in einer oberflächennahen Zone von einigen Millimetern benötigt. In solchen Fällen ist die Wahl einer relativ dünnen Abtrageschichtdicke in der Größenordnung Zehntelmillimeter möglich. Als Beispiel wird auf durchgeführte Eigenspannungsanalysen nach der Abtragungsmethode hingewiesen: So wurden in der Arbeit [9] 0,1 mm - in [10,12] 0,2 mm - in [13] 0,4 mm - und in [5,6,14] 0,5 mm für die Abtrageschrittweite gewählt.

4.2 Zerlegungsmethode bei Profilen

Wir betrachten zunächst Profile mit mindestens einer Symmetrieachse. In Bild 10 ist ein solches Profil dargestellt. Es besteht aus einem gurtverstärkten Walzprofil mit Doppelkehlnaht. In solchen Profilen wirkt ein einachsiger (in Längsrichtung wirkender) Eigenspannungszustand, der von den beiden Querschnittskoordinaten abhängt, also ein 1D-2K-ES-Zustand.

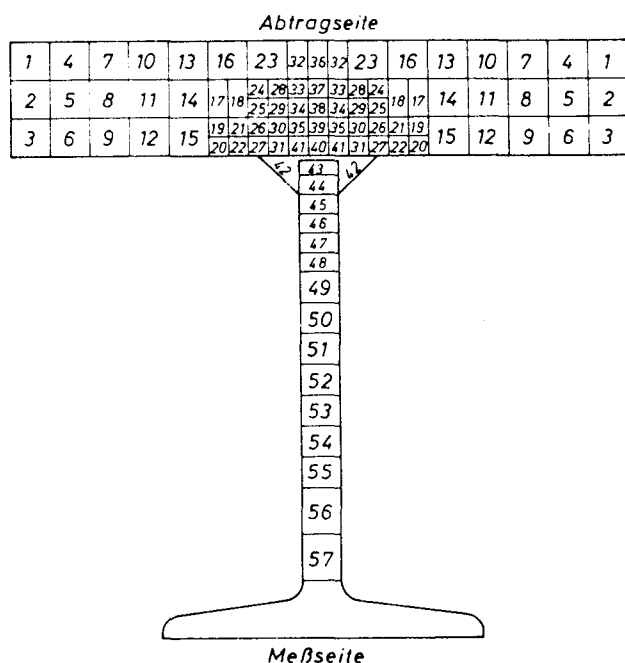


Bild 10: Zerlegungsmethode bei Profilen mit Symmetrieachse

Wie aus Bild 10 ersichtlich, erfolgt die Zerlegung durch symmetrischen Abtrag von Flächenteilen 1, 2, 3, usw.. Auf der Meßseite werden die zugehörigen Biegepeile experimentell bestimmt, man vergl. Bild 8. Mit den Zusammenhängen der geraden Balkenbiegung wird eine Auswertgleichung nach Art der Gl.(17) aufgestellt. Sie ermöglicht mit Hilfe der Biegepeile und der Zerlegegeometrie eine eindeutige Bestimmung der mittleren Eigenspannungen in den einzelnen Flächenteilen.

In der Arbeit [15] wurden auf diese Weise die Längseigenspannungen in einem T-Stoß mit Doppelkehlnaht bestimmt. Die Ergebnisse zeigt Bild 11.

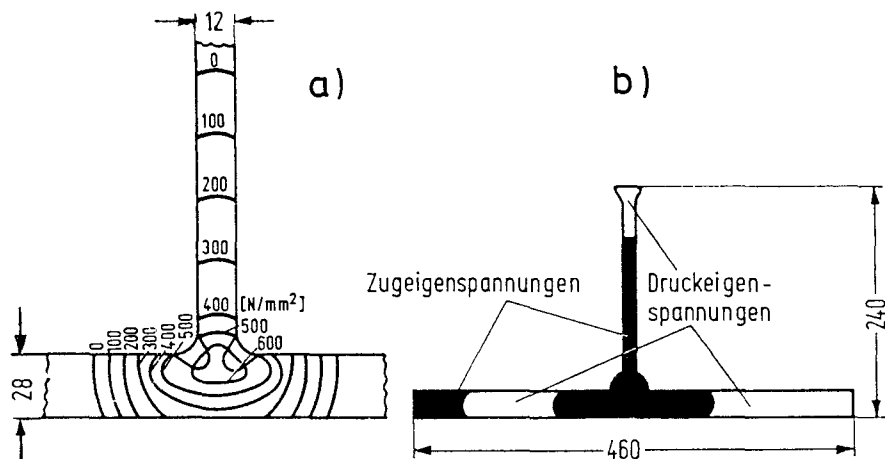


Bild 11: Durch Zerlegung bestimmte Längseigenstressungen in einem T-Stoß mit Doppelkehlnaht nach [15],
a) Teilquerschnitt mit Linien gleicher Eigenstressung,
b) Gesamtquerschnitt

Durch die große Längssteifigkeit EA (E-Modul \times Fläche) solcher Profile führt die Nahtschumpfung zu hohen Zugeigenstressungen im Nahtbereich, Bild 11a. Im Gesamtprofil entstehen aus Gleichgewichtsgründen - man beachte die Gln.(7) und (8) mit $b=b(y)$ unter dem Integral - auch Druckeigenstressungen, Bild 11b. Solche in den Randzonen des Profils wirkende Druckeigenstressungen führen immer zur Verringerung der Knickstabilität [16].

Im Falle des T- oder I-Profils besteht mindestens eine Flächensymmetrieachse, und die abzuleitenden Auswertgleichungen können aus der sog. "geraden Balkenbiegung" ermittelt werden. Bei Profilen ohne Symmetrieachse (z.B. L- oder Z-Profile) müssen zur Ableitung der Auswertgleichungen die Grundlagen der sog. "schiefen Biegung" - auch "Doppelbiegung" genannt - herangezogen werden, siehe z.B. [17].

4.3 Zerlegungsmethode bei plattierten Werkstoffen

Wir betrachten einseitig plattierte Bleche oder Werkstoffe, wie sie z.B. durch Walz- oder Sprengplattieren oder durch Auftragsschweißen mit Bandedelektrode hergestellt werden können. In allen diesen Fällen wird der Plattierungswerkstoff

"flächenhaft" aufgebracht. Aus diesem Grunde hängt der entstehende Eigenspannungszustand nicht von den Flächenkoordinaten (x,y) ab, Bild 13a. Der durch flächenhaftes Plattieren erzeugte Eigenspannungszustand ist zweiachsig und hängt nur von der Dickenkoordinate z ab, Bild 12 und Bild 13a. Demnach liegt ein 2D-1K-ES-Zustand vor.

Der zweiachsige Eigenspannungszustand - auch ebener Eigenspannungstensor genannt - besteht aus den beiden Normaleigenspannungen $\sigma_x(z)$ und $\sigma_y(z)$ und aus der Schub-eigenspannung $\tau(z)$, Bild 12 und Bild 13a.

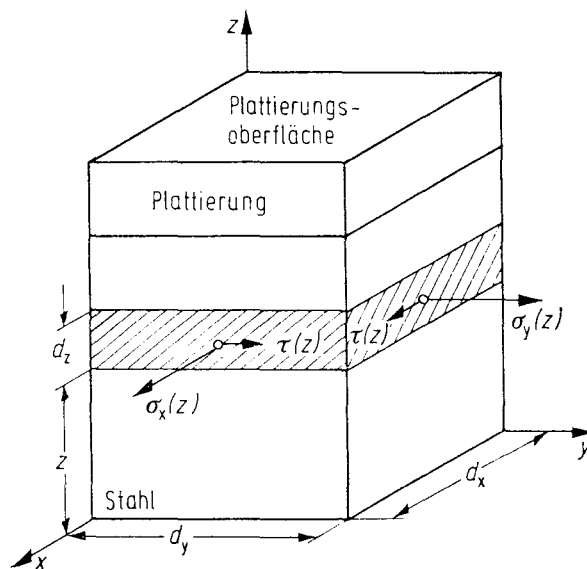


Bild 12: Veranschaulichung des zweiachsigen Schweiß-eigenspannungszustandes an einer einseitig plattierten Elementarplatte $dx \cdot dy$

In allen untersuchten Fällen von Walz-, Spreng- und Schweißplattierungen [1,5,6, 13,14,16] zeigte sich, daß die entstehenden Schubeigenspannungen τ um mindestens eine Größenordnung kleiner als die Normaleigenspannungen σ_x und σ_y ausfielen. Demnach liegt bei flächenhaften Plattierungen immer ein reiner Hauptspannungszustand der Eigenspannungen vor.

Die Zerlegung erfolgt durch Abtragen dünner Schichten (in diesem Falle 0,5 mm), beginnend von der Plattierungsseite, Bild 13b. Auf der gegenüberliegenden Meßseite wird der durch den Schichtenabtrag ausgelöste ebene Dehnungstensor durch DMS-Rosetten bestimmt. Die zugehörigen Auswertgleichungen für $\sigma_x(z)$, $\sigma_y(z)$ und $\tau(z)$

wurden in [18,19] vollständig hergeleitet. Eine gute Übersicht, jedoch ohne Ableitung, findet man in der Arbeit [1]. Es wird noch darauf hingewiesen, daß mit diesen Auswertgleichungen, auf deren Wiedergabe wir hier verzichten, auch der

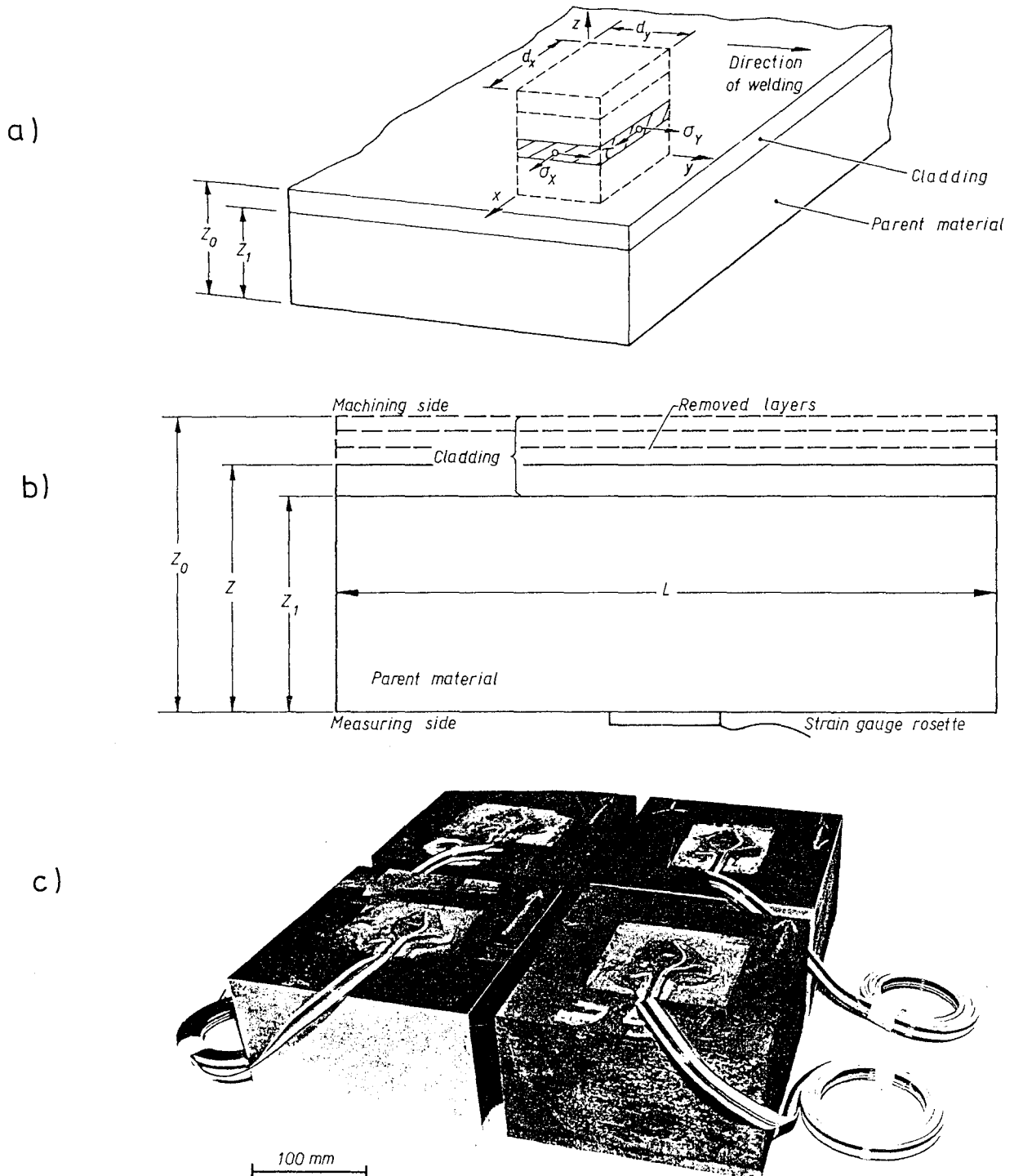


Bild 13: Experimentelle Eigenspannungsermittlung in plattierten Werkstoffen nach [5], Grundwerkstoff 22NiMoCr 37, Plattierung zweilagig, 24/13- und 21/10-Cr-Ni-Stahl, Abmessungen: $L \cdot L \cdot Z_0 = 200 \cdot 200 \cdot (86 + 2 \cdot 4,5)$ mm, a) Übersicht, b) Zerlegemethode, c) Proben mit DMS-Rosetten

in der Plattierungsoberfläche Z_0 (Bild 13) herrschende Oberflächeneigenstresszustand $\sigma_x(z_0)$ und $\sigma_y(z_0)$ bestimmt werden kann. In diesem Zusammenhang wird auf die sogenannte Spannungsrißkorrosion (SRK) hingewiesen. Sie führt zur Rißbildung in einer benetzten Metalloberfläche, wenn ein für den Werkstoff kritisches Angriffsmittel vorliegt und wenn in der benetzten Metalloberfläche Zugeigenstressungen vorliegen. Untersuchungen zur SRK an austenitplattierten Stahlblechen wurden in [13,16] durchgeführt.

Ferner wird hier noch angemerkt, daß die Auswertgleichungen in ihrer allgemeinen Form auch für n-fach geschichtete Werkstoffe bei vollständiger Anisotropie der Einzelschichten gelten, man siehe besonders [1]. Demnach können mit der Zerlegungsmethode nach Bild 13b auch geschichtete Verbundwerkstoffe auf Eigenstressungen untersucht werden.

Zum Schluß wird darauf hingewiesen, daß die Eigenstressungsergebnisse aus der Untersuchung nach Bild 13 im Teil III, SchweißEigenstressungen, mitgeteilt und diskutiert werden.

4.4 Zerlegungsmethode bei ebenen Eigenstressungszuständen

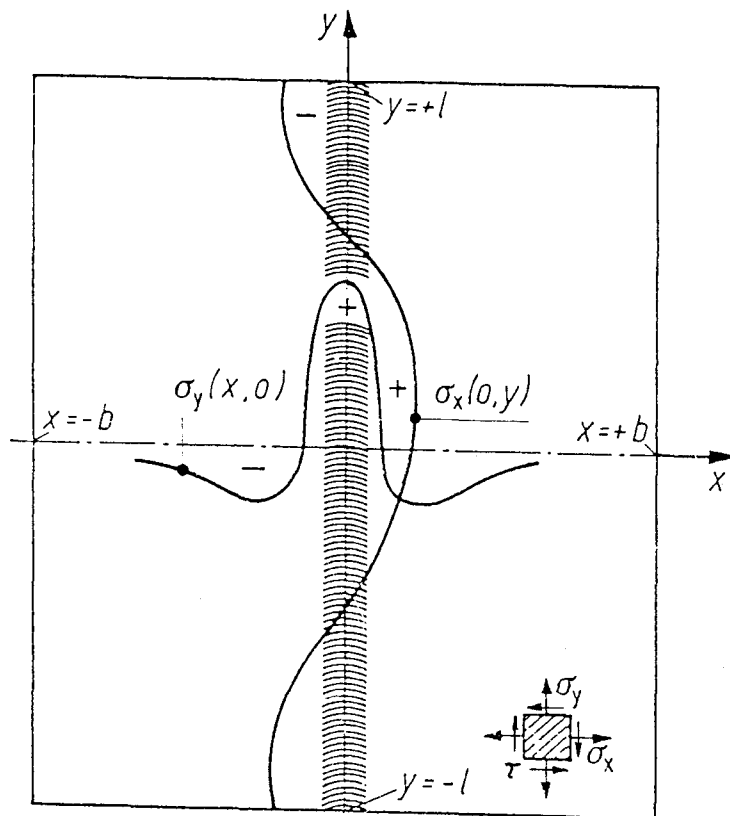
In stumpfgeschweißten Blechen herrscht ein ebener Eigenstressungszustand, dessen Komponenten σ_x , σ_y und τ von den Flächenkoordinaten (x,y) abhängen. Über der Blechdicke sind die genannten Eigenstressungskomponenten konstant. Demnach liegt ein 2D-2K-ES-Zustand vor. Man vergleiche in diesem Zusammenhang die sogenannte Scheibentheorie der Festigkeitslehre, in der der durch äußere Belastungen erzeugte ebene Spannungszustand - allgemein auch ESZ abgekürzt - behandelt wird.

Wir betrachten ein stumpfgeschweißtes Blech mit den Abmessungen $2b \cdot 2l$ mit den in der Regel auftretenden Nahtlängseigenstressungen $\sigma_y(x,0)$ und den Nahtquereigenstressungen $\sigma_x(0,y)$, Bild 14. Die Gln.(20) und (21) in Bild 14 sind die zugehörigen Kräfte- und Momentengleichgewichtsbedingungen, man vergl. die Gln.(7) und (8) für 1D-1K-ES-Zustände.

Will man den Eigenstressungszustand in irgendeinem Punkt P bestimmen, geht man nach Bild 15 vor (meist wird P in Nahtmitte oder in der WEZ liegen!). Man markiert in P drei Meßstrecken, Bild 15a. Danach schneidet man die Umgebung von P mit den Meßstrecken aus der Platte heraus und mißt erneut, Bild 15b. Der in der Umgebung von P wirkende Eigenstressungszustand ist damit "ausgelöst", wodurch die Dehnungen nach Gl.(22) entstehen (ausgelöst werden). Aus diesen Dehnungen berechnen sich über das Stoffgesetz für den ESZ Gl.(23) die gesuchten Eigenstress-

nungskomponenten in P. In Bild 15 sind die Meßstrecken symbolisch dargestellt. in der Praxis verwendet man meistens DMS-Rosetten.

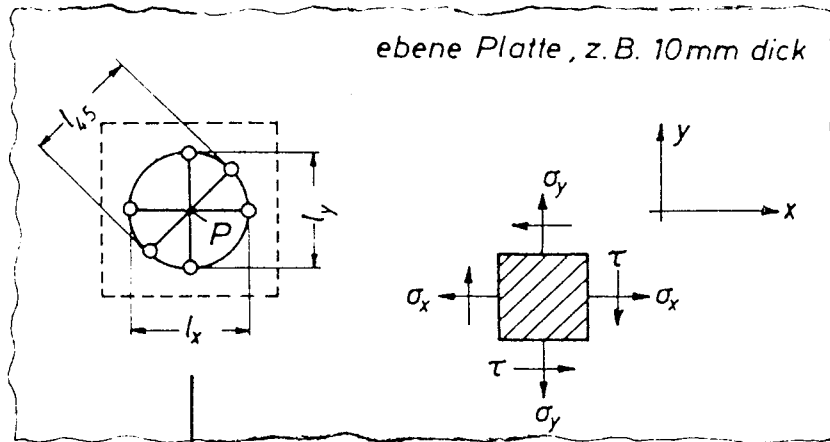
Als erstes Anwendungsbeispiel besprechen wir die Bestimmung der in einer austenitplattierten Oberfläche wirkenden Eigenspannungen nach [13]. Diese sind zur Beurteilung der Empfindlichkeit gegenüber Spannungsrißkorrosion (SRK) von praktischer Bedeutung. Bei Zugeigenspannungen kann SRK auftreten, bei Druckeigenspannungen nicht [13,16]. In einem plattierten Probeblech $100 \cdot 100 \cdot (15+2)$ mm werden in der Oberflächenmitte drei Meßstrecken markiert (oder eine DMS-Rosette appliziert), Bild 16a. Anschließend Heraustrennen eines Rundteils, z.B. mit Funkenerosion, Bild 16b, dann Abstechen einer möglichst dünnen Ronde, Bild 16c.



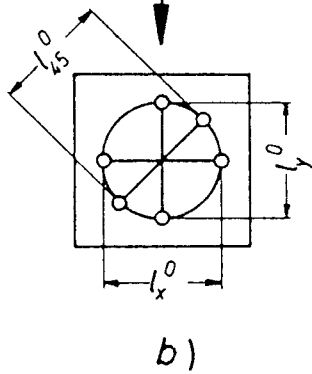
$$\int_{-b}^{+b} \sigma_y(x, 0) dx = 0 \quad \text{und} \quad \int_{-l}^{+l} \sigma_x(0, y) dy = 0. \quad (20)$$

$$\int_{-b}^{+b} x \sigma_y(x, 0) dx = 0 \quad \text{und} \quad \int_{-l}^{+l} y \sigma_x(0, y) dy = 0. \quad (21)$$

Bild 14: Ebener Schweißspannungszustand in einem stumpfgeschweißten Blech nach [16],
 $\sigma_y(x,0)$: Nahtlängseigenspannungen auf der x-Achse,
 $\sigma_x(0,y)$: Nahtquereigenspannungen auf der y-Achse,
 Hinweis: Im linken Integral von (21) fehlt dx.



a)



$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{l_x - l_x^0}{l_x^0} \\ \epsilon_y &= \frac{l_y - l_y^0}{l_y^0} \\ \epsilon_{45} &= \frac{l_{45} - l_{45}^0}{l_{45}^0} \\ \gamma &= 2 \cdot \epsilon_{45} - \epsilon_x - \epsilon_y \end{aligned} \right\} (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{E}{1-\nu^2} (\epsilon_x + \nu \epsilon_y) \\ \sigma_y &= \frac{E}{1-\nu^2} (\epsilon_y + \nu \epsilon_x) \\ \tau &= G \gamma \end{aligned} \right\} (23)$$

E = Elastizitätsmodul
 ν = Querkontraktionszahl

Bild 15: Zerlegungsmethode bei ebenen Eigenspannungszuständen,

Gl.(22) : Ausgelöster ebener Dehnungstensor $(\epsilon_x, \epsilon_y, \gamma)$,

Gl.(23) : Gesuchter ebener Eigenspannungstensor $(\sigma_x, \sigma_y, \tau)$

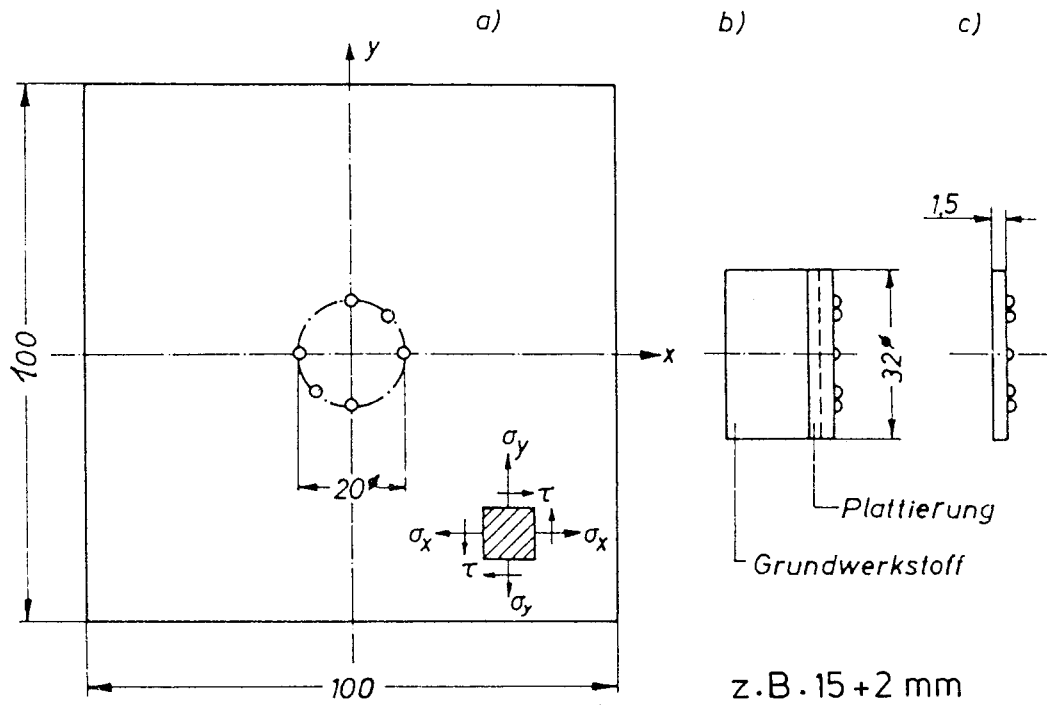


Bild 16: Zerlegemethode zur Bestimmung ebener Eigenspannungszustände an Oberflächen, nach [13]

An dieser dünnen Ronde wird erneut gemessen (oder die DMS-Rosette abgeglichen). Die ausgelösten Dehnungen ergeben sich aus Gl.(22), eine gute Näherung der gesuchten Oberflächeneigenspannungen aus dem Stoffgesetz nach Gl.(23).

Eine weitere Anwendung der Zerlegemethode nach Bild 15 auf eine geschweißte Doppelschalenkonstruktion wird in Teil III, Schweißbeigenspannungen, behandelt.

Teil III: Schweißspannungen

5. Ursachen

Schweißspannungen werden durch Umwandlungsvorgänge, plastische Verformungen, Stoffschlußänderung und lokales Aufschmelzen hervorgerufen.

5.1 Umwandlungsvorgänge

Zunächst allgemeine Zusammenhänge: Treten im Bauteil chemische Reaktionen oder physikalische Vorgänge auf, die für ein Volumenelement dV den neuen Volumenbedarf $dV + \Delta(dV)$ erzeugen, so wird dadurch die spezifische Volumenänderung V_S (auch Volumendilatation oder Volumendehnung genannt)

$$V_S = \Delta(dV)/dV \quad (24)$$

eingepreßt. Dies führt zur Entstehung von Eigenspannungen. Nach den Grundlagen der Festigkeitslehre ist die spezifische Volumenänderung gleich der Summe der drei Normaldehnungen. Demnach gilt:

$$V_S = \epsilon_x^q + \epsilon_y^q + \epsilon_z^q . \quad (25)$$

In aller Regel laufen die chemischen Reaktionen oder die physikalischen Vorgänge als gestalttreue Volumenänderung ab (keine Scherungen). Außerdem wird bei Isotropie keine Raumrichtung bevorzugt. Demnach gilt:

$$\epsilon_x^q = \epsilon_y^q = \epsilon_z^q = \epsilon_q . \quad (26)$$

Aus den Gln.(25) und (26) folgt:

$$V_S = 3\epsilon_q \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_q = \frac{1}{3} V_S . \quad (27)$$

In Worten: Die durch Volumendilatation eingepreßten Dehnungen ϵ_q , gleichbedeutend mit Eigenspannungsquelle, ist gleich einem Drittel der Volumendilatation V_S , wobei die eingepreßten Dehnungen ϵ_q nach Gl.(26) in allen drei Raumrichtungen gleich sind.

Das Umwandlungsverhalten der Stähle durch Wärmebehandlung und durch Schweißen führt zu einer physikalisch verursachten Volumendilatation. So entsteht z.B. bei Abkühlung mit der oberen kritischen Abkühlgeschwindigkeit durch Umklappvorgänge im Kristallgitter ein martensitisches Gefüge [20,21]. In diesem ist

der Kohlenstoff zwangsgelöst, wodurch eine eingeprägte vom Kohlenstoffgehalt etwa linear abhängige Volumendilatation entsteht [22]. Schätzt man die durch Martensitbildung entstehende Volumenänderung V_s für einen mittleren Kohlenstoffgehalt von 0,2 Prozent mit $V_s = 0,01$ ab, siehe [22], so ergeben sich nach Gl.(27) die drei eingepprägten Dehnungen in der Größenordnung

$$\varepsilon_x^q = \varepsilon_y^q = \varepsilon_z^q = \varepsilon_q = 0,003 . \quad (28)$$

Zur Beurteilung dieses Wertes berechnen wir die ungefähre Größe der Streckgrenzendehnung eines unlegierten Baustahls nach Gl.(1) zu

$$\varepsilon_F = \frac{\sigma_F}{E} = \frac{210}{210\ 000} = 0,001 . \quad (29)$$

Der Vergleich von Gl.(28) mit Gl.(29) zeigt auf, daß die durch martensitische Umwandlungen erzeugten Eigenspannungsquellen ein Vielfaches der größten möglichen elastischen Dehnungswerte ε_F betragen können. Demnach ist zu erwarten, daß sich die Eigenspannungen in der Wärmeeinflußzone von Schweißverbindungen charakteristisch ausbilden.

Neben Martensit tritt in der Wärmeeinflußzone von Schweißverbindungen vor allem Zwischenstufengefüge auf. Dieser Gefügebestandteil entsteht durch gleichzeitiges Auftreten von Umklappvorgängen und Kohlenstoffdiffusion, siehe [20,21]. Das Zwischenstufengefüge hat ebenfalls einen größeren Volumenbedarf als das ungestörte Grundgitter bzw. der Gleichgewichtsferrit. Die durch den Vergleich von Gl.(28) mit Gl.(29) gefolgerte charakteristische Ausbildung der Eigenspannungen in der Wärmeeinflußzone von Schweißverbindungen kann man demnach wie folgt beschreiben: Durch den erhöhten Volumenbedarf von Martensit und Zwischenstufengefüge bilden sich in der Wärmeeinflußzone Druckeinsattelungen im Eigenspannungsverlauf aus. Bei der Interpretation von gemessenen Eigenspannungsverteilungen in Schweißverbindungen kommen wir auf den hieraufgezeigten Zusammenhang zurück.

5.2 Plastische Verformungen

Durch die Temperatureinwirkung beim Schweißen entstehen Wärmespannungen, die lokal die Warmstreckgrenze erreichen, wodurch plastische Verformungen entstehen. Nach Abkühlung wirken diese Verformungen als Eigenspannungsquelle. Hinweis: Wir haben die Entstehung von Eigenspannungen durch Wärmespannungen mit Warmstreckgrenzenüberschreitung bereits im Zusammenhang mit Gl.(16) behandelt. Man nennt diese Eigenspannungen auch thermische Eigenspannungen oder thermisch bedingte Eigenspannungen.

5.3 Stoffschlußänderung

Die Entstehung von Eigenspannungen durch Stoffschlußänderung wird an Bild 17 erläutert. Die Berandungen zweier Platten seien so bearbeitet, daß sie nach Aufbringen eines linearen Temperaturfeldes gerade sind. Eine Verbindung im erwärmten Zustand (z.B. durch Löten oder Kleben) verhindert bei anschließender Abkühlung, daß die Platten ihre ursprüngliche Form wieder annehmen. Es ist ein Eigenspannungszustand durch Stoffschluß entstanden [23]. Ein solcher bildet sich auch beim

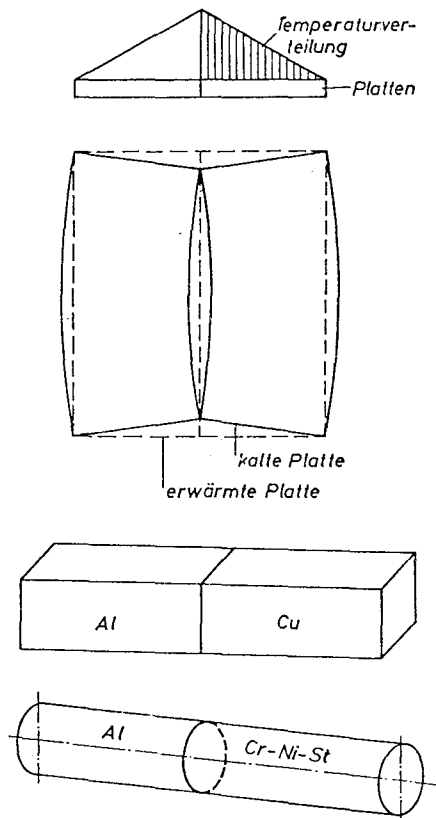


Bild 17: Beispiele zur Änderung des Stoffschlusses nach [23,24]

Diffusionsschweißen von Verbundkörpern aus ungleichartigen Werkstoffen durch die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten aus, Bild 17 und [24]. Dieser kann, sofern die Ausdehnungskoeffizienten der beteiligten Werkstoffe große Unterschiede aufweisen, erhebliche Werte annehmen, wodurch die Verbindung kaum noch belastbar ist. In solchen Fällen schweißt man den Verbundkörper mit einer oder mehreren Zwischenschichten, die den Unterschied im Wärmeausdehnungskoeffizienten ausgleichen. Eine Werkstoffpaarung, für die dies zutrifft, ist z.B. die

in der Kerntechnik eingesetzte Zr/Cr-Ni-Stahl-Verbindung mit α -Werten für Zr und Cr-Ni-Stahl von $7 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$ und $16 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$. Man spricht in diesem Falle auch von "Werkstoffkerbe" und der "Abstumpfung" einer Werkstoffkerbe durch Zwischenschichten [24].

<i>Beispiele</i> <i>Ursachen</i>	<i>Brenn= schnei= den</i>	<i>Schweiß= plat= tieren</i>	<i>Verbin= dungs= schw.</i>	<i>Diffu= sions= schw.</i>	<i>Kalt= preß= schw.</i>
<i>Umwandlungsvorgänge</i>	X	(X)	X		
<i>Plastische Verformungen</i>	X	X	X	(X)	X
<i>Stoffschlußänderung</i>		X	(X)	X	(X)
<i>Lokales Aufschmelzen</i>		X	X		

Bild 18: Ursachen von Schweißbeigenspannungen, nach [16]

5.4 Lokales Aufschmelzen

Dabei handelt es sich um das örtlich und zeitlich begrenzte Aufschmelzen von Grund- und Zusatzwerkstoff. Bei der Erstarrung entstehen lokal Zugeigenspannungen.

Zusammenfassung: Die vier genannten Ursachen für Schweißbeigenspannungen treten meistens kombiniert auf. Man vergleiche die in Bild 18 gegebene Übersicht. Ob und in welchem Maße die aufgezählten Ursachen verantwortlich sind hängt ab vom Werkstoff, dem Schweißverfahren, der Temperaturführung, der Nahtform und den mechanischen Randbedingungen, denen eine Schweißnaht zum Fügezeitpunkt unterworfen ist.

Im folgenden werden vier Beispiele von gemessenen Schweißbeigenspannungen diskutiert.

6. Beispiele von Schweißeigenzuständen

6.1 Brennschneiden

Beim Brennschneiden von Stahl treten zwei Randeffekte auf, die zur Erzeugung eines in Schneidrichtung wirkenden und von der Koordinate y abhängigen 1D-1K-ES-Zustandes $\sigma(y)$ führen, Bild 19a. Es handelt sich um die Aufhärtung und die plastische Stauchung des wärmebeeinflussten Bereichs, siehe [10,16].

Die Aufhärtung entsteht durch die hohe Abkühlungsgeschwindigkeit und durch die Aufkohlung der Schneidzone. Die die Härtesteigerung verursachende Martensitbildung ist mit einer Volumenvergrößerung verbunden, die Druckeigenstressungen in der Brennschneidfläche hervorruft, man vergleiche dazu Abschnitt 5.1 .

Die plastische Stauchung des brenngeschnittenen Randes erfolgt durch die Erwärmung einer schmalen Zone während des Schneidvorganges. Nach Abkühlung entstehen hierdurch Zugeigenstressungen, man vergleiche Abschnitt 5.2 .

Die beiden genannten Mechanismen überlagern sich und bilden damit den resultierenden Eigenstresszustand. Da die zugehörige Eigenstressquelle $\epsilon_q(y)$ nicht bekannt ist, müssen experimentelle Verfahren eingesetzt werden. Alle im folgenden mitgeteilten Ergebnisse wurden nach der Zerlege- und Meßmethode nach Bild 8 und mit den Auswertgleichungen (17), (18) und der Randeigenstressformel (19) ermittelt.

Bild 19b zeigt die gemessene Tiefenverteilung der Eigenstressungen. Wie daraus ersichtlich, herrschen in der brenngeschnittenen Oberfläche Druckeigenstressungen der Größenordnung 250 N/mm^2 . Demnach überwiegt beim St E 36 (St 52) der Umwandlungsmechanismus. Man kann dieses Ergebnis auf andere schweißgeeignete Baustähle übertragen. Wählt man als Werkstoff Armcoeisen (etwa 0,01 %C), wird die Umwandlung weitgehend unterdrückt, und man erhält durch die plastische Stauchung der Randschicht Zugeigenstressungen in der brenngeschnittenen Oberfläche, siehe [12]. Verkleinert man die Heizflamme und/oder vergrößert man die Schneidgeschwindigkeit, nimmt die Druckeigenstressung zu und umgekehrt [12].

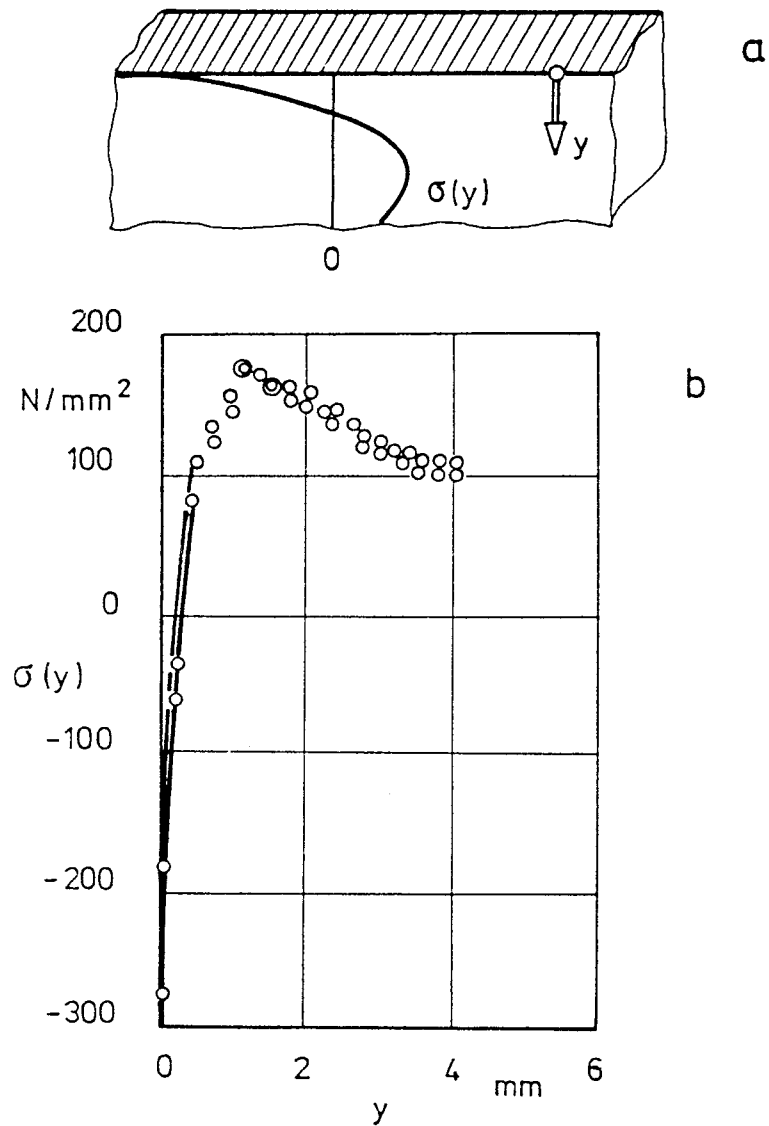


Bild 19: Eigenspannungen in brenngeschnittenen Stahlblechen nach [10],
a: Veranschaulichung des 1D-1K-ES-Zustandes,
b: An zwei Probekörpern gemessene Tiefenverteilung $\sigma(y)$,
Werkstoff St E 36, y = Brennschnittkantenabstand

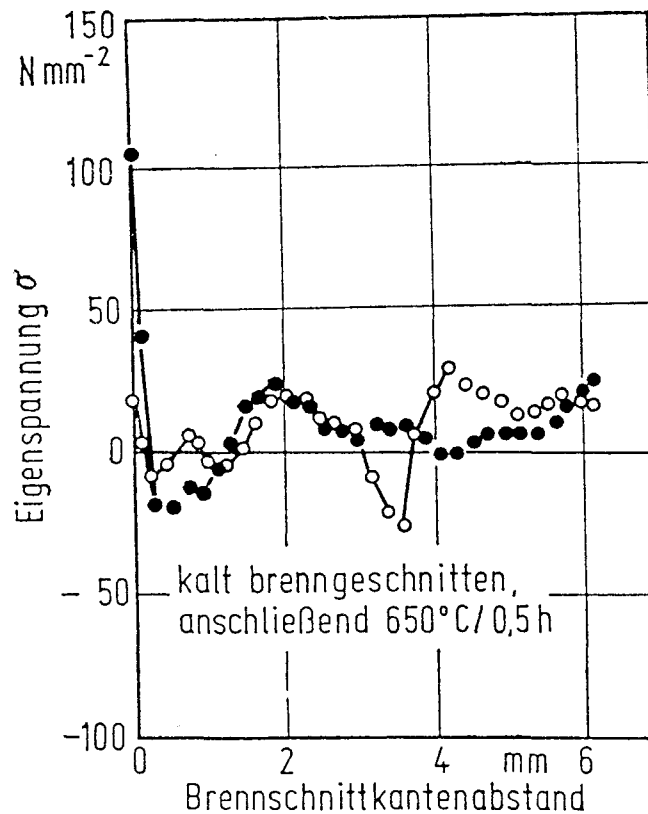


Bild 20: Eigenspannungen in brenngeschnittenen Stahlblechen nach Spannungsarmglühen, Werkstoff St E 36, nach [10]

Der ursprüngliche Eigenspannungsverlauf des kalt brenngeschnittenen Bleches (Bild 19) wird durch Spannungsarmglühen stark verändert, siehe Bild 20. Bis auf den Rand, wo Zugeigenspannungen entstanden sind, werden die beiden Proben nahezu spannungsfrei. Die durch Glühen in der Schnittfläche eingetretene Umlagerung von Druckeigenspannungen (Bild 19) in Zugeigenspannungen (Bild 20) kann man wie folgt erklären:

Durch die Glühbehandlung wird das Abschreckgefüge der Randzone angelassen, der zwangsgelöste Kohlenstoff kann z.T. diffundieren, wodurch die für die Druckeigenspannungen verantwortlichen Volumenvergrößerungen z.T. abgebaut werden. Außerdem wird die zu Beginn der Spannungsarmglühung vorhandene hohe Druckeigenspannung (Bild 19) im Verlaufe der Erwärmung die Warmquetschgrenze erreichen, wodurch plastische Stauchungen entstehen. Beide Effekte, nämlich Abbau der ursprünglich

durch Härtung hervorgerufenen Volumenvergrößerung und plastische Verkürzung durch Temperaturerhöhung, führen zur Verringerung der Druckeigenspannungen und können, wie aus Bild 20 ersichtlich, bis zum Aufbau von Zugeigenspannungen in der Schnittfläche führen.

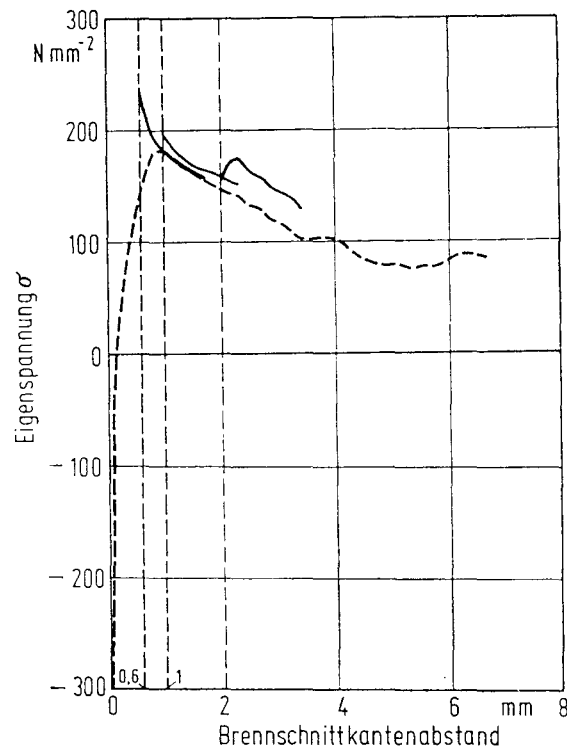


Bild 21: Umlagerung des Eigenspannungsverlaufs nach Bild 19 durch Abtragen der Brennschnittfläche um 0,6 - 1,0 - und 2,0 mm, nach [10]

Häufig wird zur Entfernung der aufgekohlten harten Randzone und zur Verbesserung der Oberflächenbeschaffenheit die Brennschnittzone mechanisch abgearbeitet. Dies führt wegen der Gleichgewichtsstörung zu einer Umlagerung der ursprünglichen Eigenspannungsverteilung.

Hat man den ursprünglich experimentell ermittelten Datensatz $s_v(h_v)$, siehe Bild 8, kann man damit unter Beachtung der Gleichgewichtsbedingungen (7) und (8) die Eigenspannungsumlagerung durch Abtragen exakt simulieren, siehe [10]. Das Ergebnis solcher Rechnungen gibt Bild 21 wieder. Der gestrichelte Verlauf in Bild 21 ist

die zugrunde gelegte ursprüngliche Eigenspannungsverteilung nach Bild 19, untere Kurve. Wie aus Bild 21 ersichtlich, ist die Bearbeitung der Brennschnittfläche in diesem Falle mit einer ungünstigen Ausbildung der Randeigenspannung (Zug-eigenspannung) gekoppelt.

6.2 Wärmepunkt

Auch in diesem Beispiel wird der Eigenspannungszustand durch die Ursachen 5.1 (Umwandlungsvorgänge) und 5.2 (Plastische Verformungen) ausgebildet. Bild 22 zeigt den tendenziellen Eigenspannungsverlauf in einer Scheibe nach einer Wärmepunktbelastung für unterschiedliche Werkstoffe nach [25].

Der St 37 zeigt lediglich Eigenspannungen, welche durch die Stauchung des Wärmepunktes hervorgerufen werden, Abschnitt 5.2. Da die $\gamma \rightarrow \alpha$ Umwandlung bei relativ hohen Temperaturen stattfindet (hier ist die Warmstreckgrenze des St 37 vernachlässigbar klein), können sich umwandlungsbedingte Eigenspannungen nicht ausbilden, Bild 22.

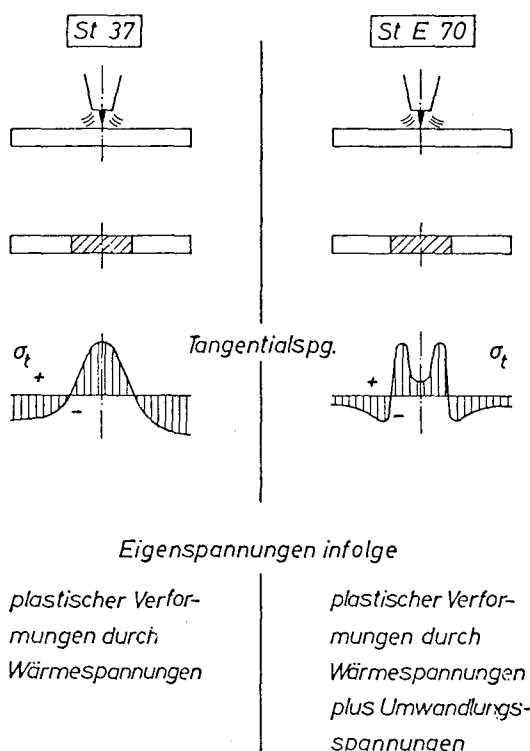


Bild 22: Eigenspannungen in einer Scheibe nach Wärmepunktbelastung, nach [25]

Beim St E 70 entstehen die Umwandlungsgefüge Martensit und Zwischenstufe bei relativ niedrigen Temperaturen, bei denen die Warmstreckgrenze des St E 70 bereits ausgeprägte Werte annimmt. Entsprechend überlagern sich den thermisch bedingten Eigenspannungen aus der plastischen Stauchung des Wärmepunktes noch die Umwandlungseigenspannungen als Druckeinsattelung, Bild 22.

6.3 Unterpulverbandplattieren

Bild 23 veranschaulicht das UP-Bandplattieren. Man erkennt die Schweißbadgeometrie. Die Schweißrichtung in Bild 23 wurde in Übereinstimmung mit Bild 13 a festgelegt. Die an den Proben nach Bild 13c ermittelten Eigenspannungsverläufe sind in Bild 24 dargestellt.

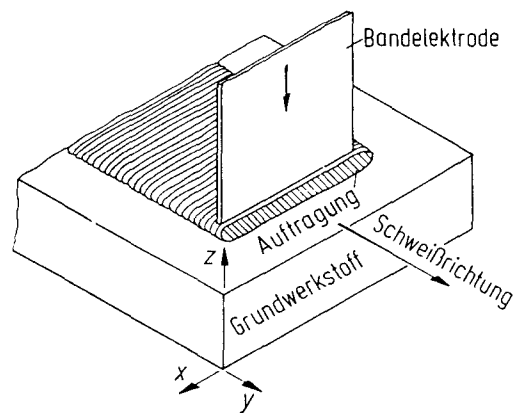


Bild 23: Schweißbadgeometrie und Schweißrichtung beim UP-Bandplattieren

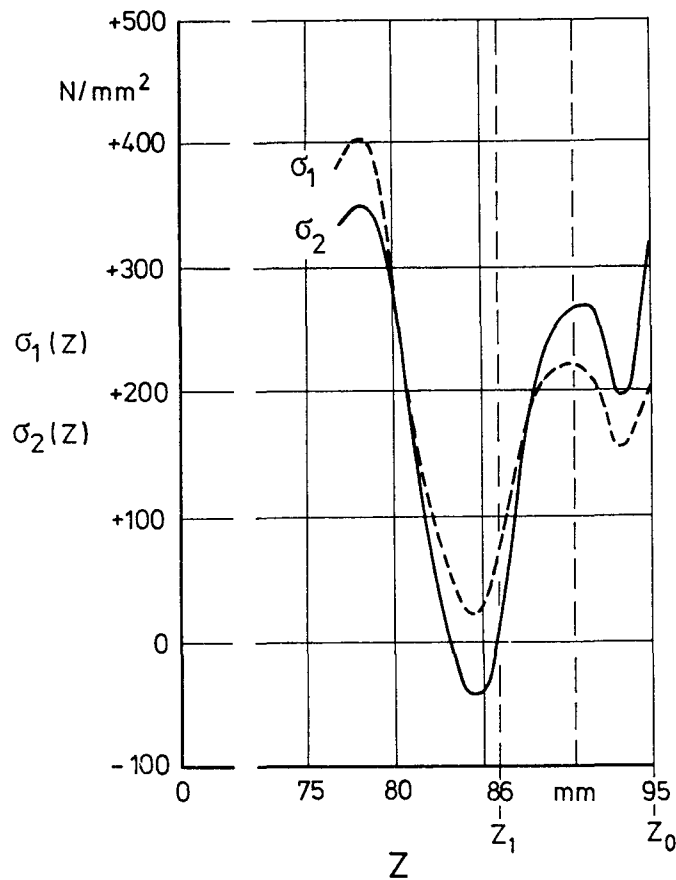


Bild 24: Eigenspannungen in den UP-bandplattierten Proben von Bild 13c, nach [5]

$\sigma_1 = \sigma_y$: Normaleigenspannungen in Schweißrichtung

$\sigma_2 = \sigma_x$: Normaleigenspannungen quer zur Schweißrichtung

Die in der Plattierungsoberfläche Z_0 herrschenden Zugeigenspannungen sind in Schweißrichtung kleiner als quer zur Schweißrichtung, Bild 24. Dieses Ergebnis kann durch die spezielle Geometrie des Schmelzbades beim UP-Bandplattieren erklärt werden, Bild 23. Wegen des länglichen Bades ist die Schrumpfbehinderung quer größer als längs, was bei der Erstarrung zu größeren Oberflächeneigenspannungen in Querrichtung führt. Dieses Ergebnis gilt ganz allgemein auch für Grundwerkstoffe aus unlegiertem Baustahl, für andere Grundwerkstoffdicken und auch für einlagige UP-Bandplattierungen, siehe [5,6,14,16].

In der WEZ des Grundwerkstoffes verläuft die Umwandlung vorwiegend in der Zwischenstufe, man vergl. Abschnitt 5.1. Dadurch ergibt sich hier gegenüber dem unbeein-

flußten Grundwerkstoff ein größerer Volumenbedarf. Die auf diese Weise lokal entstehenden Druckeigenspannungen führen in der WEZ des Grundwerkstoffes zu einer Einsattelung im resultierenden Eigenspannungsverlauf. In Bild 24 tritt diese charakteristische Ausbildung der Eigenspannungen in der Unterplattierungsschicht unterhalb Z_1 ausgeprägt in Erscheinung. Wie aus Bild 24 ersichtlich, führen die Umwandlungsvorgänge zu einem Minimum der Eigenspannungen im Zugeigenspannungsgebirge. Außerdem wurde die Umlagerung der in Bild 24 dargestellten Eigenspannungsverläufe durch eine nachträgliche Wärmebehandlung bestimmt, siehe [5].

Der Einfluß der Grundwerkstoffdicke auf die Eigenspannungsverteilung in austenitisch plattierten dickwandigen Feinkornbaustählen wurde in [6] ermittelt. In der genannten Arbeit wurde außerdem die Umlagerung durch nachträglich durchgeführte induktive Stoßglühungen bestimmt. Anhand der ermittelten Eigenspannungsverteilungen, die ähnlich charakteristisch wie in Bild 24 verlaufen, konnte der Bildungsmechanismus von Unterplattierungsrissen erklärt werden [6].

7. Überlagerung von Last- und Eigenspannungen

7.1 Der lineare oder elastische Überlagerungsfall

Bei Belastung eines Bauteils überlagern sich die Lastspannungen aus den Betriebslasten $\overset{1}{\sigma}_{ij}$ mit den im Bauteil vorliegenden Eigenspannungen $\overset{2}{\sigma}_{ij}$. Der auf das Bauteil einwirkende resultierende Spannungszustand σ_{ij} kann als Addition von Last- und Eigenspannungstensor berechnet werden:

$$\sigma_{ij}(x_i) = \overset{1}{\sigma}_{ij}(x_i) + \overset{2}{\sigma}_{ij}(x_i) . \quad (30)$$

Die lineare oder elastische Überlagerung nach Gl.(30) gilt nur dann, wenn für alle Stellen x_i des Bauteils das Fließen durch den resultierenden Spannungszustand $\sigma_{ij}(x_i)$ ausgeschlossen werden kann. Dies ist mit Hilfe eines für den Werkstoff gültigen Fließkriteriums nachzuprüfen [1]. Im 1D-1K-Überlagerungsfall lautet die Bedingung für elastische Überlagerung:

$$\sigma(y) = \overset{1}{\sigma}(y) + \overset{2}{\sigma}(y) < \sigma_F \quad \text{für alle } y . \quad (31)$$

7.2 Der nichtlineare oder elastisch-plastische Überlagerungsfall

In der Regel ist die Anwendung der Gln.(30) bzw. (31) unzulässig, da bei der Überlagerung von Last- und Eigenspannungen häufig lokale Fließvorgänge eingeleitet werden. Dies gilt besonders für geschweißte Konstruktionen, in denen fast immer

ausgeprägte Eigenspannungen vorhanden sind, man vergleiche Bild 19 (-250 N/mm^2 , $+180 \text{ N/mm}^2$) und Bild 24 ($+400 \text{ N/mm}^2$). Bei Belastung dieser Bauteile wird örtliches Fließen im Bereich der Eigenspannungsspitzen unvermeidlich sein. Das örtliche Fließen prägt plastische Verformungen ein, die sich der ursprünglichen Eigenspannungsquelle überlagern. Deshalb ergibt sich nach Entlastung ein veränderter Eigenspannungszustand. Die Eigenspannungen werden verlagert oder umgelagert. Wir wollen diese Zusammenhänge jetzt am einfachen 1D-1K-Überlagerungsfall kurz beschreiben und daraus wichtige Schlüsse ziehen. Bild 25 veranschaulicht diesen Überlagerungsfall.

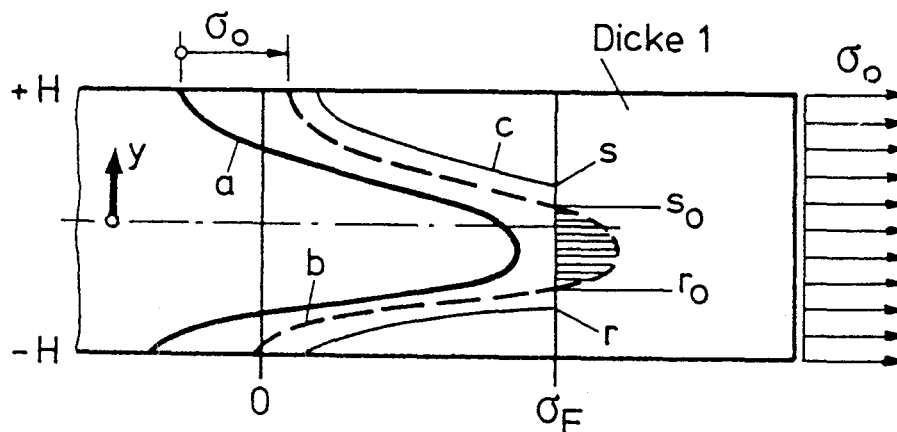


Bild 25

Der elastisch-plastische 1D-1K-Überlagerungsfall

- a: Eigenspannungsverlauf
- b: Resultierender Spannungsverlauf aus linearer Überlagerung
- c: Resultierender Spannungsverlauf aus nichtlinearer Überlagerung
- r, s: Koordinaten des tatsächlichen Fließbereiches

Für den Flachzugstab mit Rechteckquerschnitt $2H$ -Dicke 1, Bild 25, sei die Eigenspannungsquelle $\varepsilon_q(y)$ vorgegeben. Die zugehörige Eigenspannungsverteilung berechnet sich nach Gl.(13). Sie ist in Bild 25 als Spannungsverlauf a dargestellt. Überlagert man die gleichmäßige Lastzugspannung σ_0 gemäß Gl.(31), ergibt sich der in Bild 25 gestrichelte Spannungsverlauf b. Dieser stellt sich in Wirklichkeit nicht ein, da die Streckgrenze σ_F nicht überschritten werden kann.

Der durch die konstante Fließspannung σ_F abgeschnittene Spannungsverlauf b genügt, wie aus der schraffierten Bläche in Bild 25 ersichtlich, nicht den Gleichgewichtsbedingungen. Infolgedessen hat die in Bild 25 zunächst grafisch ermittelte Fließzone $r_0 \leq y \leq s_0$ noch nicht ihre endgültige Ausdehnung erreicht. Die Werkstoffbereiche oberhalb von s_0 und unterhalb von r_0 werden vielmehr durch die Belastung σ_0 soweit auf Fließniveau angehoben, bis die Kräfte- und Momentengleichgewichtsbedingungen erfüllt sind. Damit ist der elastisch-plastische Überlagerungsvorgang abgeschlossen und der endgültige lokale Fließbereich $r \leq y \leq s$ bestimmt, Bild 25. Die aus der elastisch-plastischen Überlagerung hervorgehende resultierende Beanspruchung ist in Bild 25 als Spannungsverlauf c dargestellt.

Man kann jetzt in Anlehnung an die Gln.(4) bis (8) das Grundgleichungssystem für den Überlagerungsfall nach Bild 25 aufstellen und in eine zusammenhängende Form bringen. Das Ergebnis lautet:

$$\begin{aligned} (r^2 - s^2)C_1 + 2(r - s + 2H)C_2 &= \frac{2}{E} \{ 2H\sigma_0 + \sigma_F(r - s) + E[\int_{-H}^r \epsilon_q dy + \int_s^{+H} \epsilon_q dy] \} , \\ 2(r^3 - s^3 + 2H^3)C_1 + 3(r^2 - s^2)C_2 &= \frac{6}{E} \{ \sigma_F \frac{r^2 - s^2}{2} + E[\int_{-H}^r y\epsilon_q dy + \int_s^{+H} y\epsilon_q dy] \} , \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \sigma_F &= E\{C_1 s + C_2 - \epsilon_q(s)\} , \\ \sigma_F &= E\{C_1 r + C_2 - \epsilon_q(r)\} . \end{aligned}$$

Das sind vier Gleichungen für die vier Unbekannten r, s, C_1 und C_2 , wobei die Konstanten C_1 und C_2 aus der auch hiergeltenden Verträglichkeitsbedingung Gl.(6) stammen. Der elastisch-plastische Überlagerungsmechanismus nach Bild 25 wird durch das nichtlineare Gleichungssystem (32) vollständig beschrieben. Nach der Auflösung von Gl.(32) - auf die wir hier nicht eingehen - kann man alle gesuchten Größen bestimmen, einschließlich der durch die plastischen Verformungen umgelagerten Eigenspannungen, siehe [26]. Auf die Ableitung der Gln.(32) gehen wir hier aus Zeitgründen nicht ein. Der interessierte Leser kann alle Zusammenhänge in [1,2,26] nachlesen.

Das Gleichungssystem (32) vereinfacht sich, wenn man eine symmetrische Eigenspannungsquelle und damit einen symmetrischen Eigenspannungsverlauf annimmt [1,2,26]. Es bleibt aber nichtlinear und muß durch Iteration gelöst werden. Das Ergebnis

eines symmetrischen elastisch-plastischen 1D-1K-Überlagerungsfalles gibt Bild 26 wieder, man vergl. die Arbeiten [1,2,26]. Der Wert $s = 0,6735 \cdot H$ wurde aus der iterativen Auflösung berechnet, wobei $s_0 = H/2$ als Anfangswert des Iterationsverfahrens benutzt wurde.

Die ursprüngliche Eigenspannungsverteilung ist in Bild 26 als Spannungsverlauf a dargestellt, die unzulässige elastische Überlagerung ist der Verlauf b, der wirkliche resultierende Spannungsverlauf, bestehend aus Last- und Eigenspannungen, wird durch den Verlauf c wiedergegeben, Bild 26. Bei Zurücknahme der Lastspannung σ_0 , die hier im Beispiel mit $\sigma_0 = (12/13)\sigma_F$ gewählt wurde, werden die einzelnen Fasern elastisch entlastet. Dies führt nach Entlastung zu dem veränderten (umgelagerten, verlagerten) Eigenspannungsverlauf d.

Vergleicht man die ursprüngliche Eigenspannungsverteilung a mit der durch den einmaligen Belastungsvorgang veränderten Eigenspannungsverteilung d, erkennt man aus Bild 26 den folgenden grundlegenden Sachverhalt: Die Eigenspannungsspitzen werden sowohl im Zug- als auch im Druckbereich abgebaut. Einmalige Be- und Entlastung führt demnach bei Auslösen von örtlichen Fließvorgängen zu einem Abbau der Eigenspannungen.

Der beschriebene Vorgang wird daher als Verfahren zum Abbau der Eigenspannungen eingesetzt. Dabei versucht man, durch gezielte einmalige Be- und Entlastung von Bauteilen und Konstruktionen den vorliegenden Eigenspannungszustand zu entschärfen. Das Verfahren bezeichnet man als Überbelasten oder als Overstressing. Nach den Erfahrungen, die man an Brücken, Fahrzeugen, Druckbehältern und Rohrleitungen gesammelt hat, kann man das Overstressing als Mittel zum Eigenspannungsabbau da empfehlen, wo thermisches Entspannen nicht möglich ist, siehe [16,27]. Auf das Verhalten innerer Fehlstellen (Mikrorisse, Kerben) bei Anwendung der Overstressing-Behandlung wird in der Arbeit [16] eingegangen.

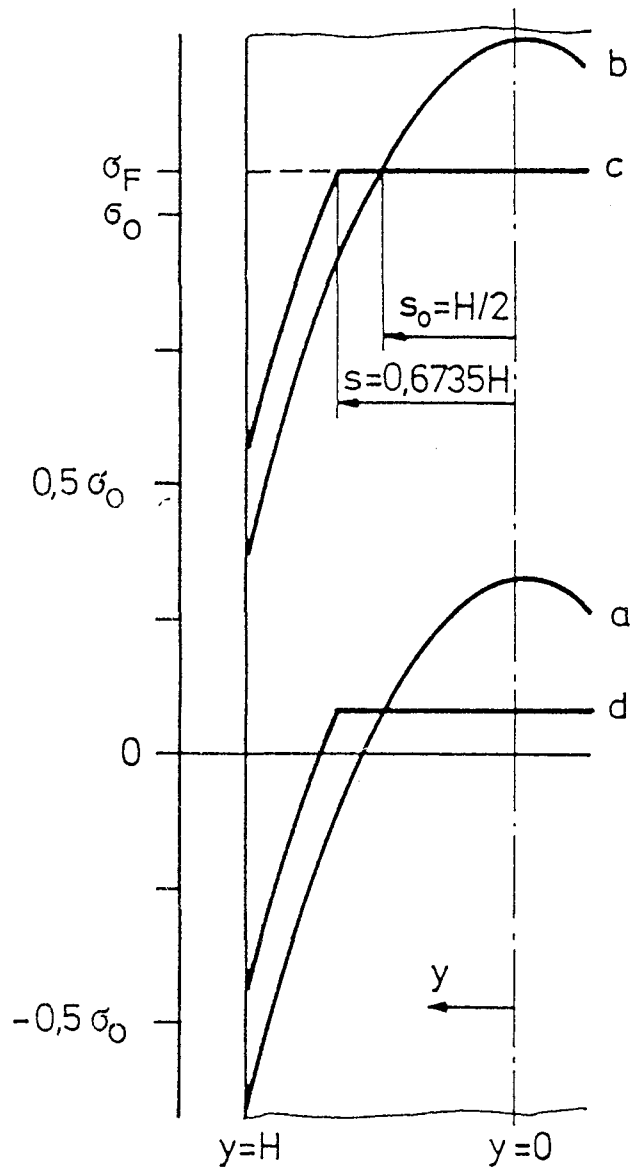


Bild 26

Symmetrischer elastisch-plastischer 1D-1K-Überlagerungsfall, nach [26]

- a: Ursprünglicher Eigenspannungsverlauf
- b: Resultierende Spannungen aus elastischer Überlagerung
- c: Resultierender Spannungsverlauf aus elastisch-plastischer Überlagerung
- d: Durch örtliches Fließen veränderte Eigenspannungen

Der Abbau von Eigenspannungen durch elastisch-plastische Überlagerung mit Lastspannungen wurde soeben analytisch nachgewiesen, siehe Bild 26. Als Ergänzung dieser Darstellung wird jetzt ein Beispiel aus der Praxis angeführt, welches der Arbeit [16] entnommen wurde.

An einer geschweißten Doppelschalenkonstruktion wurden die an der Innenschale herrschenden Oberflächeneigenspannungen in geschweißtem Zustand und nach einer mit plastischen Verformungen gekoppelten Belastungsprobe bestimmt. Die innere Schale, bestehend aus schmalen Gurt- und breiten Deckblechen, ist über die an den Gurtblechen befestigten Stege mit der Außenschale verbunden, siehe Bild 27. Die Außenschale ist in Bild 27 nicht dargestellt. Die Eigenspannungsmessungen erfolgten in einem Großversuch (Maßstab 1:1) mit Hilfe von Dehnungsmeßstreifenrosetten nach der in Bild 15 geschilderten Zerlegemethode.

In Bild 27 sind die gemessenen Normaleigenspannungen in Schweißrichtung, genannt Längseigenspannungen σ_x , im Bereich der Stumpfnahht zwischen Gurt- und Deckblech in Abhängigkeit vom Nahtabstand y aufgetragen. Die Kurve a kennzeichnet die Eigenspannungen in geschweißtem Zustand, die Kurve b gibt den Eigenspannungsverlauf nach einmaliger Be- und Entlastung wieder, Bild 27.

Wie aus den beiden Eigenspannungsauftragungen ersichtlich, führt die durchgeführte elastisch-plastische Überlagerung von Lastspannungen zu einem bemerkenswerten Abbau der Eigenspannungen im untersuchten Bereich. Aus der Zuordnung von Querschnitt und Eigenspannungsverlauf erkennt man, daß im Bereich der beiden Wärmeeinflußzonen die für Umwandlungsvorgänge charakteristischen Einsattelungen in der Eigenspannungsverteilung auftreten, man vergleiche Abschnitt 5.1. Diese umwandlungsbedingten Einsattelungen bleiben nach der Umlagerung der Eigenspannungen erhalten, siehe Kurve b, Bild 27. Aus Vergleich der Kurven a und b erkennt man ferner, daß der im Deckblech (links von Nahtmitte) erzielte Eigenspannungsabbau etwa doppelt so groß wie im Bereich des Steges (rechts von Nahtmitte) ausfällt. Dies hängt offenbar mit der gegenüber dem Deckblech größeren Steifigkeit des Gurt-Steg-Bereiches zusammen. Der Mechanismus des Eigenspannungsabbaus durch Overstressing setzt deshalb, wie am Beispiel von Bild 27 besonders gut erkennbar, eine möglichst fließweiche Gestaltung voraus.

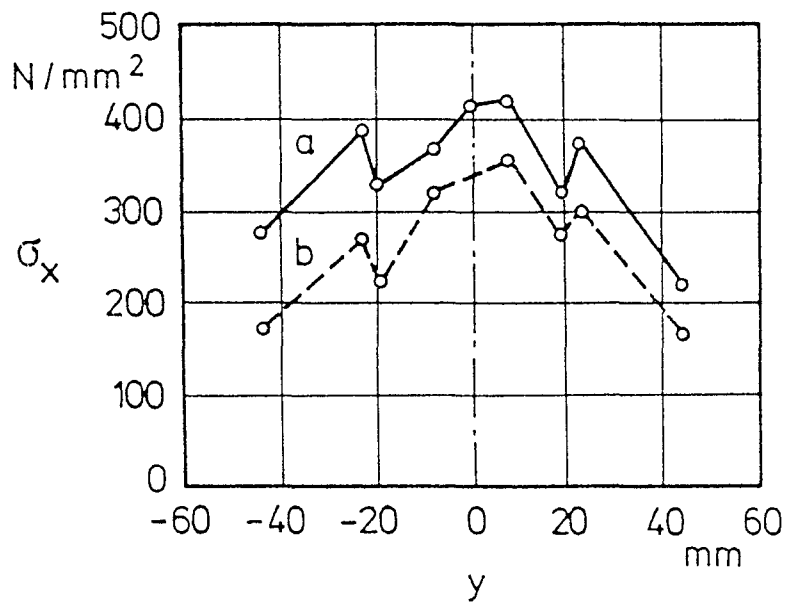
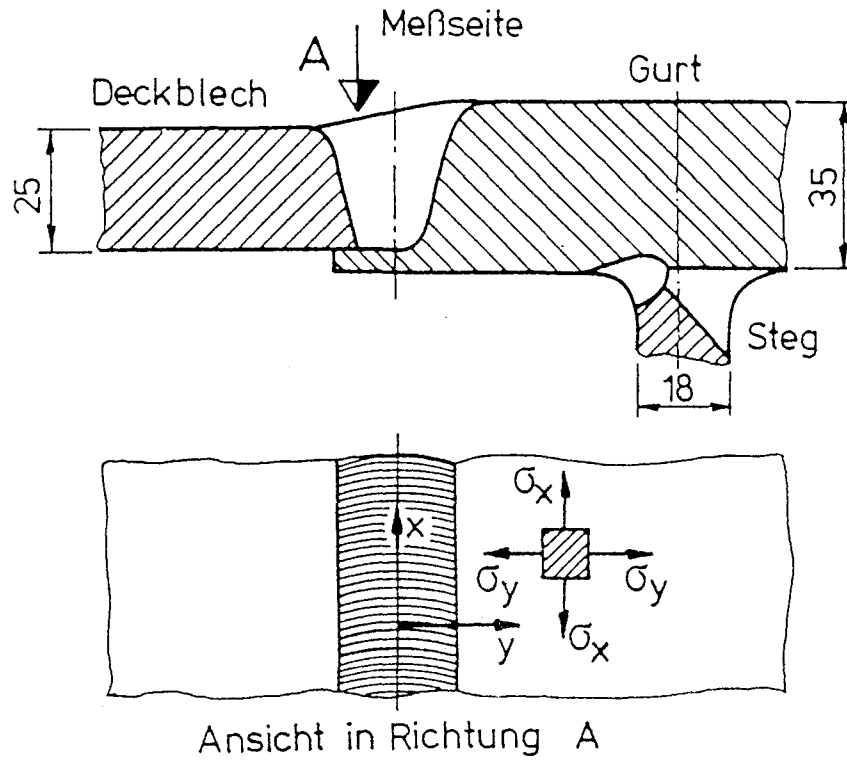


Bild 27

Längseigenspannungen σ_x an der Oberfläche der Innenschale einer Doppelschalenkonstruktion, nach [16]

a: In geschweißtem Zustand

b: Nach einmaliger Be- und Entlastung

8. Der Einfluß von Eigenspannungen auf das Werkstoffverhalten

Eigenspannungen üben im allgemeinen einen Einfluß auf
Korrosionsbeständigkeit,
Statische Festigkeit und Spröbruchverhalten,
Knick- und Beulstabilität,
Schwingbruchverhalten und
Rißzähigkeit

aus. Eine zusammenfassende Darstellung zu diesem Thema findet man in der Arbeit [16]. Im Einzelfall muß auf die spezielle Literatur zurückgegriffen werden. So wird z.B. in der Arbeit [28] über Untersuchungen zum Rißausbreitungsverhalten in der Randzone von Brennschnittkanten berichtet.

9. Schrifttum

- [1] Schimmöller, H.:
Analytische Behandlung von Eigenspannungszuständen auf der Grundlage der Elastizitätstheorie. Fortschr.-Ber. VDI, Reihe 18, Mechanik/Bruchmechanik, Nr. 88. Düsseldorf: VDI-Verlag 1990.
- [2] Schimmöller, H.:
Elastomechanik von Eigenspannungszuständen. Kapitel 7 in A. Peiter (Hrsg.): Handbuch der Spannungsanalyse. Wiesbaden: Vieweg Verlag 1992.
- [3] Macherauch, E.; Wohlfahrt, H. und Wolfstieg, U.:
Zur zweckmäßigen Definition von Eigenspannungen. Härterei-Technische Mitteilungen 28(1973) Nr. 3, 201/211.
- [4] Reißner, H.:
Eigenspannungen und Eigenspannungsquellen. ZAMM 11(1931) Nr. 1, 1/8.
- [5] Schimmöller, H.; Ruge, J.:
Estimation of residual stresses in reactor pressure vessel steel specimens clad by stainless steel strip electrodes. International conference on residual stresses in welded construction and their effects, London 15.-17. November 1977, Abington Hall/Cambridge: The Welding Institute 1977.
- [6] Bertram, W.; Detert, K. und Schimmöller, H.:
Eigenspannungen in austenitisch plattiertem dickwandigen Feinkornbaustahl. Archiv Eisenhüttenwesen 48 (1977) Nr. 12, 623/628.
- [7] Dritte Arbeitssitzung der Gemeinschaft Experimentelle Spannungsanalyse (GESA) im VDI/VDE, Arbeitsgruppe 3: Experimentelle Verfahren zur Bestimmung von Eigenspannungen. 9. März 1989 in Mühlheim, Anlage 3 zur Tagesordnung.
- [8] König, G. und Kockelmann, H.:
Ermittlung von Eigenspannungen in Folien und dünnen Walzbändern mittels Zerlege- und Abtrageverfahren unter Verwendung der Schattenmoirétechnik. Kolloquium über Eigenspannungen und Oberflächenverfestigung. Ingenieurhochschule Zwickau, 29.-30. November 1989.
- [9] Paetzold, H.:
Beitrag zur Gütesicherung Unterwasser-Plasmageschnittener Blechkanten in der Schiffskonstruktion. Forschungszentrum des Deutschen Schiffbaus e.V., Bericht Nr. 211/1989, Hamburg 1989.
- [10] Ruge, J. und Schimmöller, H.:
Berechnung von Eigenspannungen in brenngeschnittenen Stahlblechen aus St E 36. DVS-Bericht 22, S. 67/71. Düsseldorf: Deutscher Verlag für Schweißtechnik 1971.
- [11] Schimmöller, H.:
Berechnung des numerischen Einflusses von Zerlegeschnittweite und Auswertgleichung auf die Bestimmungsgenauigkeit von experimentell-rechnerischen Eigenspannungsermittlungen. Zeitschrift für Werkstofftechnik 4 (1973), Nr. 6, 315/322.

- [12] Rao, K.N.; Ruge, J. und Schimmöller, H.:
Bestimmung der durch Brennschneiden von Stahlblechen verursachten Eigenspannungen. Forschung im Ingenieurwesen 36 (1970) Nr. 6, 192/200.
- [13] Schimmöller, H.:
Bestimmung von Eigenspannungen in ebenen plattierten Werkstoffen. Teil II: Eigenspannungen in warmgewalzten und sprenggeschweißten austenitplattierten Stahlblechen. Materialprüfung 14 (1972) Nr. 11, 380/387.
- [14] Ruge, J. und Schimmöller, H.:
Bestimmung des zweidimensionalen Schweiß- und Wärmespannungszustandes in einem mit Bandedrode aus nichtrostendem Stahl unterpulverschweißplattierten Blech aus unlegiertem Baustahl. Schweißen und Schneiden 24 (1972) Nr. 10, 391/394.
- [15] Malisius, R.:
Schrumpfungen, Spannungen und Risse beim Schweißen. Düsseldorf: DVS-Verlag 1977.
- [16] Schimmöller, H.:
Eigenspannungen. Abschnitt 23.5 in: J. Ruge, Handbuch der Schweißtechnik, Bd. II, Verfahren und Fertigung, S. 277/315. Berlin/Heidelberg/ New York: Springer-Verlag 1980. Neuauflage 1992 in Arbeit.
- [17] Klöppel, K.:
Zur Weiterentwicklung der Eigenspannungsforschung. Fachbuchreihe Schweißtechnik, Bd. 20, S. 6/24. Düsseldorf: Deutscher Verlag für Schweißtechnik GmbH 1960.
- [18] Schimmöller, H.:
Experimentell-rechnerische Bestimmung von Eigenspannungen in austenitplattierten Stahlblechen. Dissertation an der Technischen Universität Braunschweig, 1971.
- [19] Schimmöller, H.:
Bestimmung von Eigenspannungen in ebenen plattierten Werkstoffen. Teil I: Rechnerische Grundlagen. Materialprüfung 14 (1972), Nr. 4, 115/122.
- [20] Das Zustandsschaubild Eisen-Kohlenstoff und die Grundlagen der Eisen-Kohlenstoff-Legierungen. Düsseldorf: Verlag Stahleisen M.B.H. 1961.
- [21] Ruge, J.:
Handbuch der Schweißtechnik. Bd. I: Werkstoffe. Berlin/Heidelberg/New York: Springer-Verlag 1980.
- [22] Domke, W.:
Werkstoffkunde und Werkstoffprüfung. Essen: Verlag W. Giradet 1964.
- [23] Koch, H.:
Fachbuchreihe Schweißtechnik, Band 46, Schweißen und Schneiden - Fortschritte in den Grundlagen und in der Anwendung, S. 130/135. Deutscher Verlag für Schweißtechnik, Düsseldorf 1966.
- [24] Schimmöller, H. und Ruge, J.:
Mechanische Wechselwirkungen an Werkstoffübergängen von Verbundkörpern aus ungleichartigen Werkstoffen.
Teil I: Einführende Beschreibung. Z.für Werkstofftechnik 5(1974)H7, 366/373.
Teil II: Grundlagen zur Berechnung von Spannungs- und Verformungszuständen. Z.für Werkstofftechnik 6(1975)H3, 73/82.

- [25] Rappe, H.-A.:
Beitrag zur Frage der Schweißbeigenspannungen. Dissertation an der Technischen Universität Hannover, 1972.
- [26] Schimmöller, H.:
Rechnerische Behandlung der Verlagerung von Eigenspannungen in einem Stabmodell durch Überbelastung. Zeitschrift für Werkstofftechnik 3 (1972) Nr. 6, 301/306.
- [27] Rädiker, W.:
Anwendung einer gezielten Überbelastung zur Verringerung der Sprödbruchgefahr. Schweißen und Schneiden 22 (1970), 178/183.
- [28] Lormes, H.:
Dauerschwingfestigkeitsuntersuchungen an brenngeschnittenen Proben aus Stahl St52-3 mit und ohne Nachbehandlung auf der Grundlage von Rißfortschrittsmessungen. Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, AIF-Bericht Nr. 5062, 1984.