

**Beschreibung des Eigenspannungsabbaus in
kugelgestrahltem Inconel 718 bei
thermischer, quasistatischer
und zyklischer Beanspruchung**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
Dr.-Ing.

von der Fakultät für Maschinenbau
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Jürgen Hoffmeister
aus Marbach a.N.

Tag der mündlichen Prüfung: 24.11.2009

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Volker Schulze

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Dipl.-Ing. Alexander Wanner

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Werkstoffkunde I der Universität Karlsruhe (TH).

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. V. Schulze für die zahlreichen Anregungen und fachlichen Diskussionen, die engagierte und zügige Durchsicht des Manuskripts und die Übernahme des Hauptreferats, sowie für das jederzeit entgegengebrachte Vertrauen.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. Dipl.-Ing. Alexander Wanner danke ich für die Durchsicht der Arbeit, die zahlreichen Anregungen sowie für die Übernahme des Korreferats herzlich.

Mein Dank gilt allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts für Werkstoffkunde I für die positive Arbeitsatmosphäre am Institut. Außerdem danke ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders hervorheben möchte ich hierbei Frau Adelheid Ohl, sowie die Herrn Marc Brecht, Arndt Hermeneit, Dietmar Mügge, Ingolf Mugrauer, Werner Reich, Ralf Rößler, Jürgen Rübel und Robert Welker.

Weiterhin danke ich all jenen Studierenden, die als wissenschaftliche Hilfskräfte sowie durch Studien- und Diplomarbeiten entscheidenden Anteil am Gelingen der Arbeit hatten. Zu erwähnen sind Nicola Schmitt, Stefan Fünfschilling, Jochen Gast, Fabien Grimmig, Milen Kucarov, Peter-Michael Kuhrke-Juckel, Philipp Nußkern, Moritz Paul, Manuel Scharmacher, Volker Schlabach, Thomas Schwind, Alex Störrle und Philipp Tröndle.

Bei der MTU Aero Engines in München möchte ich mich für die finanzielle Unterstützung im Rahmen des Luftfahrtforschungsprogramms III des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie, sowie für die Publikationsmöglichkeit bedanken. Frau C. Preikszas, Herrn Dr. R. Hessert und Herrn Dr. G. König gilt hierbei mein besonderer Dank.

Der größte Dank für das Gelingen dieser Arbeit gebührt meiner Familie. Vor allem meiner Frau Christiane, die mir zum einen in jeglicher Hinsicht den Rücken freigehalten hat und meinen Kindern nie das Gefühl gab, dass der „Papa“ fehlt. Zum anderen danke ich ihr für die Durchsicht dieser Arbeit, durch die den Lesern eine Vielzahl von Rechtschreibfehlern sowie eine Unmenge an unverständlichen Endlossätzen erspart blieb.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|-------|--|----|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Kenntnisstand | 3 |
| 2.1 | Randschichtzustände nach dem Kugelstrahlen | 3 |
| 2.1.1 | Kugelstrahlen | 3 |
| 2.1.2 | Einflussgrößen auf den Randschichtzustand | 4 |
| 2.1.3 | Einstellung von kugelgestrahlten Randschichtzuständen | 6 |
| 2.2 | Stabilität von kugelgestrahlten Eigenspannungszuständen | 7 |
| 2.2.1 | Thermischer Eigenspannungsabbau | 7 |
| 2.2.2 | Quasistatischer Eigenspannungsabbau | 11 |
| 2.2.3 | Zyklischer Eigenspannungsabbau | 14 |
| 2.3 | Auswirkungen des Randschichtzustands bei zyklischer Beanspruchung | 18 |
| 2.3.1 | Auswirkung auf das Wechselverformungsverhalten | 18 |
| 2.3.2 | Auswirkungen auf das Rissinitiierungs- und Rissausbreitungsverhalten | 19 |
| 2.3.3 | Auswirkungen auf die Schwingfestigkeit | 20 |
| 3 | Werkstoff und Probengeometrie | 24 |
| 3.1 | Versuchswerkstoff | 24 |
| 3.2 | Probengeometrie und -zustand | 24 |
| 3.2.1 | Auslagerungsversuche | 24 |
| 3.2.2 | Warmzugversuche und isotherme Ermüdungsversuche | 25 |
| 4 | Versuchseinrichtungen und -ablauf, Untersuchungsmethoden | 27 |
| 4.1 | Thermische Auslagerungen | 27 |
| 4.1.1 | Versuchseinrichtung | 27 |
| 4.1.2 | Versuchsablauf | 28 |
| 4.2 | Isotherme quasistatische Beanspruchung | 29 |
| 4.2.1 | Versuchseinrichtung | 29 |
| 4.2.2 | Versuchsablauf | 30 |
| 4.3 | Isotherm zyklische Beanspruchung | 31 |
| 4.3.1 | Versuchseinrichtung | 31 |
| 4.3.2 | Versuchsablauf | 32 |
| 4.4 | Eigenspannungsmessungen | 34 |
| 4.5 | Vermessung der Oberflächentopographie | 36 |
| 5 | Vergleich der Ausgangsrandschichtzustände | 37 |
| 5.1 | Vergleich zwischen den Strahlzuständen für die Plättchenproben | 37 |
| 5.2 | Vergleich zwischen den Probengeometrien | 39 |
| 6 | Thermischer Eigenspannungsabbau | 42 |
| 6.1 | Oberflächen- und maximale Eigenspannungen | 42 |
| 6.2 | Oberflächenhalbwidthsbreiten (HWB) | 46 |
| 6.3 | Eigenspannungs- und Halbwidthsbreitentiefenprofile | 48 |
| 6.4 | Modellierung und Diskussion | 49 |
| 6.4.1 | Modellierung der Ergebnisse | 49 |
| 6.4.2 | Anpassung an die gemessenen Eigenspannungen | 51 |
| 6.4.3 | Anpassung an die gemessenen Halbwidthsbreiten | 59 |
| 6.4.4 | Modellierung vollständiger Tiefenprofile | 61 |
| 7 | Isotherm quasistatischer Eigenspannungsabbau | 64 |
| 7.1 | Ergebnisse der glatten Rundproben | 64 |
| 7.1.1 | Oberflächeneigenspannungen | 64 |
| 7.1.2 | Oberflächenhalbwidthsbreiten (HWB) | 66 |
| 7.1.3 | Eigenspannungs- und Halbwidthsbreitentiefenprofile | 67 |
| 7.2 | Ergebnisse der gekerbten Flachproben | 69 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 7.2.1 | Oberflächeneigenspannungen | 69 |
| 7.2.2 | Oberflächenhalbwidthsreiten (HWB) | 70 |
| 7.2.3 | Eigenspannungs- und Halbwidthsreitentiepenprofile | 71 |
| 7.3 | Modellierung und Diskussion | 74 |
| 7.3.1 | Modellierung der Versuchsergebnisse der glatten Proben | 74 |
| 7.3.2 | Anpassung des Modells für die glatten Rundproben | 87 |
| 7.3.3 | Modellierung der Versuchsergebnisse der gekerbten Proben | 94 |
| 8 | Isotherm zyklischer Eigenspannungsabbau | 105 |
| 8.1 | Ergebnisse der Versuche an den glatten Rundproben | 105 |
| 8.1.1 | Oberflächeneigenspannungen | 105 |
| 8.1.2 | Oberflächenhalbwidthsreiten (HWB) | 106 |
| 8.1.3 | Eigenspannungs- und Halbwidthsreitentiepenprofile | 107 |
| 8.2 | Ergebnisse der gekerbten Flachproben | 109 |
| 8.2.1 | Oberflächeneigenspannungen | 109 |
| 8.2.2 | Oberflächenhalbwidthsreiten (HWB) | 111 |
| 8.2.3 | Eigenspannungs- und Halbwidthsreitentiepenprofile | 112 |
| 8.3 | Modellierung und Diskussion | 114 |
| 8.3.1 | Modellierung der Versuchsergebnisse der glatten Proben | 114 |
| 8.3.2 | Modellierung der Versuchsergebnisse der gekerbten Proben | 119 |
| 9 | Zusammenfassung | 125 |
| 10 | Anhang | 128 |
| 10.1 | Abschätzung der maximalen Beanspruchung für die gekerbten Proben | 128 |
| 11 | Literaturverzeichnis | 129 |

1 Einleitung

Die Randschicht stellt in einer Vielzahl von Beanspruchungszuständen den höchst beanspruchten Bauteilbereich dar. Dies gilt sowohl für quasistatische inhomogene Beanspruchungen durch Torsion, Biegung oder durch Kerben als auch für homogene oder inhomogene schwingende Beanspruchung. Durch mechanische Oberflächenverfestigungsverfahren, wie Kugelstrahlen oder Festwalzen, ist es möglich, oberflächennahe Druckeigenspannungs- und Verfestigungszustände in das Bauteile einzubringen und somit die Randschicht lokal zu verstärken. Diese lokale Steigerung der Festigkeit bietet ein großes Potential für den Leichtbau, um gewichtsoptimierte Gesamtstrukturen bei gleichzeitig erhöhter lokaler Beanspruchbarkeit zu realisieren.

Um die durch Randschichtverfestigungsverfahren erzeugten Druckeigenspannungs- und Verfestigungszustände bei der Auslegung von Bauteilen berücksichtigen zu können, muss sichergestellt sein, dass die eingebrachten Verfestigungs- und Druckeigenspannungszustände während der gesamten Lebensdauer bzw. zwischen einzelnen Wartungsintervallen stabil bleiben oder der Abbau der Eigenspannungen bzw. Verfestigungen bekannt ist. Für die Nickelbasis-superlegierung Inconel 718 (IN718), die hauptsächlich als Scheibenlegierung für Gasturbinen eingesetzt wird, soll im Rahmen dieser Arbeit die Stabilität von unterschiedlichen, durch Kugelstrahlen erzeugten Randschichtzuständen untersucht und beschrieben werden. Es sollen die für Gasturbinen typischen Beanspruchungen berücksichtigt werden, wobei es sich hierbei um thermische, isotherm quasistatische und isotherm zyklische Beanspruchungen handelt.

Um die thermische Eigenspannungsstabilität zu untersuchen, wurden isotherme Auslagerungen bei unterschiedlichen Zeiten und Temperaturen von einseitig kugelgestrahlten IN718 Plättchenproben vorgenommen. Die isotherm quasistatische Beanspruchung wurde mit Hilfe von abgebrochenen Warmzugversuchen bei unterschiedlichen Versuchstemperaturen und Abbruchkriterien an kugelgestrahlten IN718 Proben simuliert. Um einerseits eine homogene und andererseits eine inhomogene Beanspruchung zu realisieren, wurden eine kerbfreie und eine gekerbte Probengeometrie verwendet. Außerdem wurde der zyklische Eigenspannungsabbau untersucht. Hierfür wurden abgebrochene isotherme Ermüdungsversuche bei unterschiedlichen Versuchstemperaturen und Beanspruchungsamplituden durchgeführt, wobei ebenfalls kugelgestrahlte kerbfreie und gekerbte Probengeometrien zur Verfügung standen. Die Eigenspannungen wurden vor und nach der Beanspruchung mit Hilfe der röntgenographischen Spannungsanalyse bestimmt. Die gewonnenen Daten wurden mit Modellen für den

thermischen Eigenspannungsabbau auf der Basis des Zener-Wert-Avrami-Ansatzes und für die isotherm quasistatische und zyklische Beanspruchung auf Basis des Rand-Kern-Modells beschrieben. Die Modelle wurden für die Beschreibung der Versuchsdaten modifiziert. Außerdem wurden sie erweitert, um vollständige Tiefenprofile beschreiben zu können.

2 Kenntnisstand

2.1 Randschichtzustände nach dem Kugelstrahlen

2.1.1 Kugelstrahlen

Nach DIN 8200 [1] wird unter Strahlen ein Fertigungsverfahren verstanden, bei dem ein Strahlmittel (Werkzeug) in Strahlgeräten unterschiedlicher Strahlssysteme beschleunigt und zum Aufprall auf die zu bearbeitende Oberfläche eines Strahlguts (Werkstück) gebracht wird. Dabei wird beim Auftreffen des Strahlmittels auf dem Strahlgut die kinetische Energie insbesondere in elastisch-plastische Verformungsarbeit umgesetzt. Folgende Prozessparameter spielen hierbei eine Rolle und beeinflussen das Strahlergebnis und damit den Randschichtzustand (vgl. Kapitel 2.1.2): das Strahlmittel, bestimmt durch Form und Härte (vgl. DIN 8201 [2]), die Strahlmittelaufreffgeschwindigkeit, der Strahlabstand, der Strahlaufreffwinkel, der Strahlmitteldurchsatz, der Strahlmittelbedeckungsgrad, der spezifische Strahlmittelbedeckungsgrad und die Strahleinwirkdauer. Strahlen kann je nach Zielsetzung in unterschiedliche Unterverfahren eingeteilt werden (vgl. z.B. [3,4]). Im Folgenden soll nur das Verfestigungsstrahlen betrachtet werden. Das Hauptziel dieses Verfahrens besteht in der Randschichtverfestigung bei gleichzeitiger Erzeugung von oberflächennahen Druckeigenspannungen, um die Schwingfestigkeit, Verschleißbeständigkeit oder Korrosionsbeständigkeit zu verbessern. Ein unerwünschter Nebeneffekt des Verfestigungsstrahlens ist die meist erhöhte Oberflächenrauheit.

Um die beim Verfestigungsstrahlen auftretenden Randschichtzustände deuten zu können, haben sich zwei unterschiedliche Modellvorstellungen zur Beschreibung der inhomogenen Umformvorgänge bewährt. Das erste Modell geht von einer direkten plastischen Streckung der oberflächennahen Schicht durch viele Strahlmitteleinschläge aus. Hierbei wird angenommen, dass die plastische Verformung an der Oberfläche am größten ist und mit zunehmendem Oberflächenabstand abnimmt. Diese elastisch-plastisch gestreckte Oberflächenschicht wird durch die nicht plastizierten Bauteilbereiche in der Ausdehnung behindert, so dass sich oberflächennah Druckeigenspannungen einstellen, die sich an darunterliegenden Zugeigenspannungen abstützen (vgl. Abbildung 2.1 links). Dieses Verhalten wird bei einem im Vergleich zum Strahlmittel weichen Strahlgut (bei Stählen: Härte < 300 HV) beobachtet. Das zweite Modell beruht auf der Hertz'schen Pressung [5]. Beim Auftreffen des Strahlmittels auf dem Strahlgut stellt sich kurzzeitig ein dreiachsiger Spannungszustand in dem oberflächennahen

Werkstoffbereich ein, woraus sich die maximale Schubspannung τ_{\max} unterhalb der Oberfläche ergibt. Wird die Streckgrenze des Strahlguts überschritten, werden die maximalen plastischen Verformungen an der Stelle der maximalen Schubspannung auftreten. Diese lokalen Streckungen haben wiederum lokale Druckeigenspannungen zur Folge (vgl. Abbildung 2.1 rechts). Das Modell der Hertz'schen Pressung führt für harte Werkstoffzuständen (bei Stählen: Härte $> 600\text{HV}$) zu einer gute Prozessbeschreibung [4,6,7].

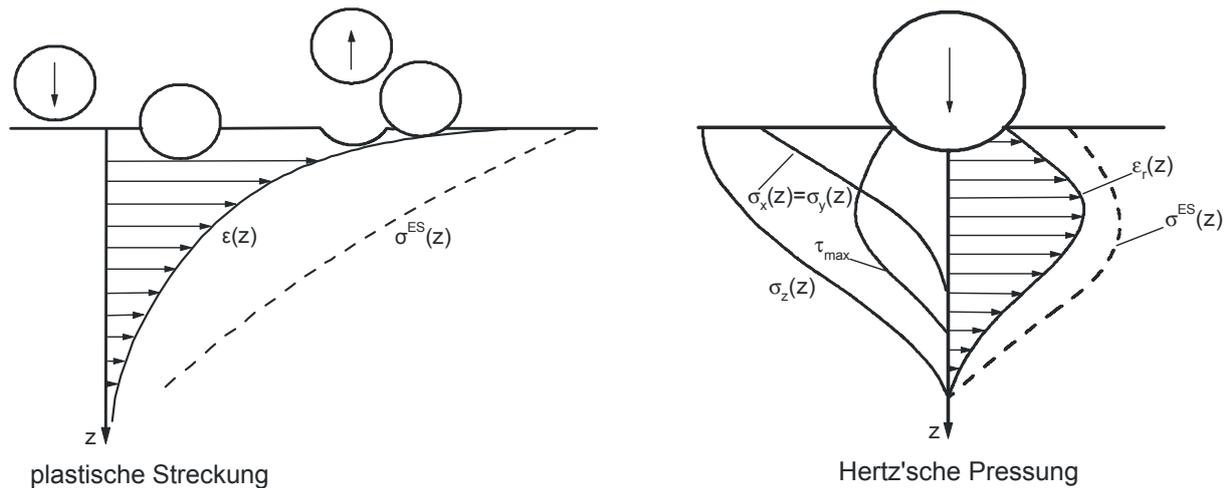


Abbildung 2.1: Deformationsprozesse beim Kugelstrahlen [4]

Die vorgestellten Modelle vereinfachen die realen Prozesse stark. Diese Beschreibungen gehen von einer quasistatischen Beanspruchung und im Fall des Modells nach Hertz von einer elastischen Verformung aus. Um den realen Prozess richtig abbilden zu können, müssen weitere Einflussfaktoren wie Geometrieinflüsse, thermische, dynamische und zyklische Werkstoffeffekte (z.B. Bauschinger-effekt [8], Ver- und Entfestigungsvorgänge), sowie Reibungseffekte mit berücksichtigt werden [9].

2.1.2 Einflussgrößen auf den Randschichtzustand

Beim Verfestigungsstrahlen können durch massive oberflächennahe Umformung sowohl Formänderungen, Topographieänderungen, Erzeugung und Änderungen von Gitterstrukturen, Erzeugung und Änderungen des Markoeigenspannungszustandes, Änderungen der Phasenanteile und Texturzustände als auch Risserzeugung und Dichteänderungen auftreten [3,10,11]. Diese Veränderungen hängen stark von den Strahlparametern ab. Um die Veränderungen der Oberfläche zur Festigkeitssteigerung nutzen zu können, müssen die Randschichtzustände objektiv bewertet werden können, um gezielte Randschichtzustände einstellen zu können [12]. Im Folgenden soll die Oberflächenrauheit als Maß für die Topographieänderung, die Halbwertsbreite der Röntgeninterferenzlinien bzw. die Härte als Maß für den Verfestigungs-

stand und die Makroelastizitäten zur Bewertung des Eigenspannungszustandes verwendet werden. In Abbildung 2.2 sind die Verläufe dieser Größen nach einer mechanischen Randschichtverformung schematisch dargestellt.

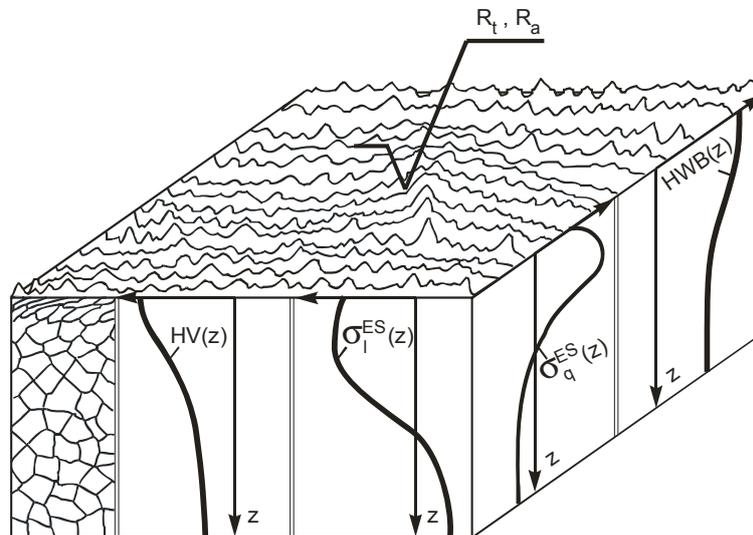


Abbildung 2.2: Schematischer Verlauf der Randschichteigenschaften nach einer mechanischen Randschichtverformung [12]

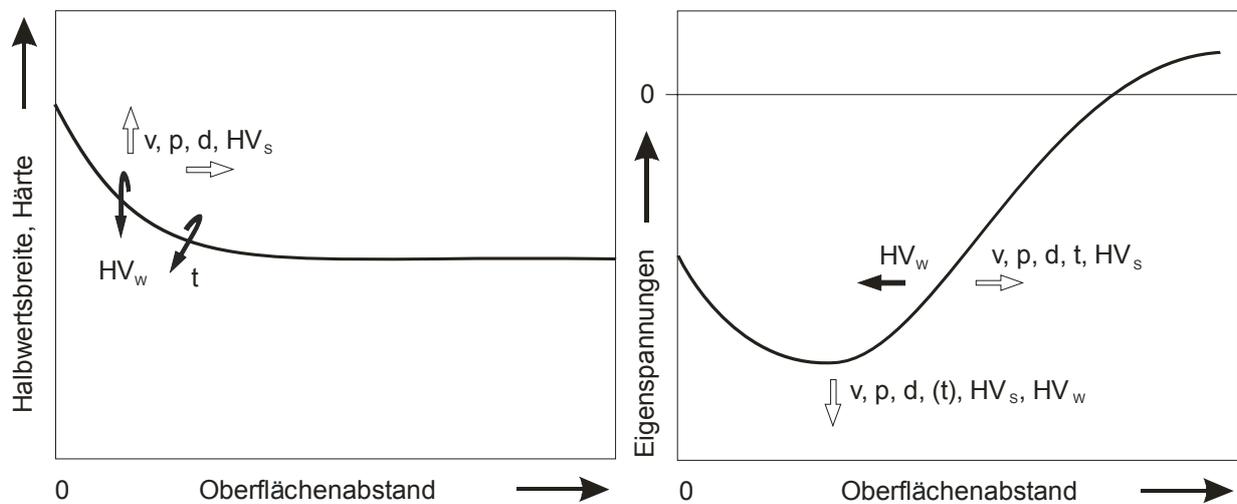
Oberflächentopographie

Die Oberflächentopographie wird durch das Verfestigungsstrahlen in praktisch allen Fällen beeinflusst [3]. Bei der Plastizierung des Strahlguts durch die Einschläge des Strahlmittels bildet sich die Form des Strahlmittels in der Oberfläche ab. Neben der Strahlmittel- und Strahlguthärte hängt die sich einstellende Topographie einerseits von der Ausgangstopographie und andererseits von den Strahlparametern ab. So kann durch geeignete Strahlparameter die Oberflächenrauheit verringert [13-15] bzw. nicht merklich beeinflusst werden [9]. Meist wird allerdings die Oberflächenrauheit durch den Strahlprozess erhöht [16]. Der Einfluss der Strahlparameter auf die Oberflächenrauheit ist in [3,17] zusammenfassend dargestellt.

Verfestigungszustand

Die oberflächennahe Versetzungsdichte wird bei kaltverfestigenden Materialien in der Randzone erhöht [18]. Damit verbunden ist die Zunahme der Verfestigung bzw. der lokalen Streckgrenze. In Abbildung 2.3 links ist der Einfluss der verschiedenen Strahlparameter auf das Halbwertsbreiten- bzw. Härtetiefenprofil als Maß des Verfestigungszustands zusammenfassend dargestellt. Eine Zunahme der Strahlparameter Strahlmittelgeschwindigkeit, Strahlendruck, mittlerer Strahlmitteldurchmesser und Strahlmittelhärte haben eine Erhöhung des Verfestigungszustands sowie der Tiefenlage, bei der der Verfestigungszustand des Grundwerk-

stoffs erreicht wird, zur Folge. Steigen hingegen die Strahlghärte und der Überdeckungsgrad bzw. die Strahlzeit an, kann es zu Entfestigungsvorgängen kommen [19].



Strahlmittelgeschwindigkeit v
 Strahldruck p
 mittlere Strahlmitteldurchmesser d

Überdeckungsgrad oder Strahlzeit t
 Strahlmittelhärte HV_s
 Strahlghärte HV_w

Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Einflusses auf den Verfestigungszustand (links) und den Eigenspannungszustand (rechts) bei Erhöhung unterschiedlicher Strahlparameter [19]

Eigenspannungszustand

Die sich beim Kugelstrahlen ausbildenden Eigenspannungszustände wurden vielfach untersucht und sind in [3,4] zusammengefasst. Der sich einstellende Eigenspannungszustand hängt aus Gründen des Kräfte- und Momentengleichgewichts einerseits von der Probengeometrie [20-22] und andererseits wiederum von den verwendeten Strahlparametern ab (vgl. Abbildung 2.3 rechts). Eine Steigerung aller Parameter hat eine Zunahme der maximalen Druckeigenspannungen zur Folge. Ähnliches gilt für die Tiefenlage der maximalen Eigenspannungen und des Nulldurchgangs der Eigenspannungen. Eine Steigerung aller Parameter mit Ausnahme der Strahlghärte ergibt eine Zunahme der Tiefenlage. Eine höhere Strahlghärte hat eine Reduzierung der Tiefenlage zur Folge [19].

2.1.3 Einstellung von kugelgestrahlten Randschichtzuständen

Da die vollständige Randschicht mit konventionellen Messtechniken nur zerstörend charakterisiert werden kann, wird in der industriellen Praxis zur gezielten Einbringung von kugelgestrahlten Randschichtzuständen das von [23] entwickelte Almen-Verfahren eingesetzt. Bei diesem Verfahren werden sogenannte Almen-Plättchen, genormt nach [24], mit den gleichen

Strahlbedingungen wie später das Strahlgut behandelt, mit der Ausnahme der Strahlzeit. Es werden verschiedene Almenplättchen auf einem Halter mit unterschiedlichen Strahlzeiten kugelgestrahlt. Bei der anschließenden Demontage des Almenplättchens vom Halter biegt sich das Plättchen aufgrund der eingebrachten Druckeigenspannung konvex zur bestrahlten Oberfläche durch. Die sich ergebende Krümmung bzw. die Durchbiegung bei den genormten Plättchen wird vermessen und über der Strahlzeit aufgetragen. Daraus ergibt sich die sogenannte Sättigungskurve, wie sie in Abbildung 2.4 dargestellt ist. Am Sättigungspunkt der Sättigungskurve kann die Almenintensität abgelesen wird. Die Sättigung ist definitionsgemäß erreicht, wenn bei Verdopplung der Strahlzeit die Bogenhöhe um 10 % zunimmt [25].

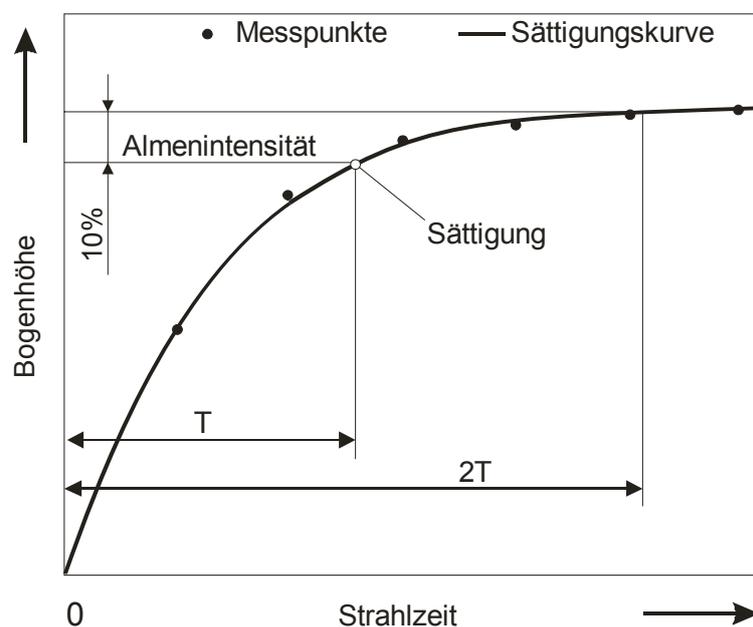


Abbildung 2.4: Sättigungskurve zur Bestimmung der Almenintensität

Die so ermittelte Almenintensität ist ein Maß für die in das Bauteil eingebrachte Energie des Strahlmittelstroms. Sie ist allerdings nicht dazu geeignet, eindeutige Aussagen über den Eigenspannungszustand zu treffen, da mit unterschiedlichen Strahlparametern zwar die gleiche Intensität aber dennoch unterschiedliche Eigenspannungszustände erzeugt werden können [26-28].

2.2 Stabilität von kugelgestrahlten Eigenspannungszuständen

2.2.1 Thermischer Eigenspannungsabbau

Bei Zufuhr thermischer Energie werden Eigenspannungen abgebaut, wobei hier mehrere Temperaturbereiche unterschieden werden können. Im Temperaturbereich $T \geq 0,5 \cdot T_S$ (T_S = Solidustemperatur in Kelvin [K]) werden Makroeigenspannungen durch Rekristallisations-

prozesse vollständig beseitigt. Die Mikroeigenstressen bzw. Verfestigungszustände werden hierbei stark abgemindert, aber nicht vollständig abgebaut, da vorhandene Gitterstörungen, sowie bei heterogenen Werkstoffen mit unterschiedlichen Gefügeanteilen und daraus resultierenden verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten stets Mikroeigenstressen zur Folge haben [29]. Für Temperaturen unterhalb der halben Solidustemperatur ($T < 0,5 \cdot T_S$ [K]) sind die vorherrschenden Kriech- bzw. Relaxationsprozesse, die zu einem thermischen Eigenstressabbau führen, auf diffusionskontrollierte Versetzungsbewegungen zurückzuführen. Die Temperatur und die Zeit sind daher in gewissen Grenzen austauschbar. Abhängig von der vorherrschenden Temperatur kommt es entweder bei niedrigen Temperaturen zu Versetzungskernndiffusion oder bei erhöhten Temperaturen zu Volumendiffusion. Dabei korreliert die scheinbare Aktivierungsenthalpie mit den entsprechenden Prozessen. Ist der aktive Mechanismus die Versetzungskernndiffusion ist die Aktivierungsenthalpie ungefähr halb so groß wie die Aktivierungsenthalpie für Selbstdiffusion ($\Delta H_A \approx 0,5 \cdot \Delta H_S$). Ist hingegen der vorherrschende Prozess auf die Volumendiffusion zurückzuführen, sind die beiden Aktivierungsenthalpien ungefähr gleich groß [3,29]. Abbildung 2.5 fasst nochmals schematisch die Temperaturabhängigkeit des jeweils dominierenden Prozesses bei konstanter Zeit zusammen.

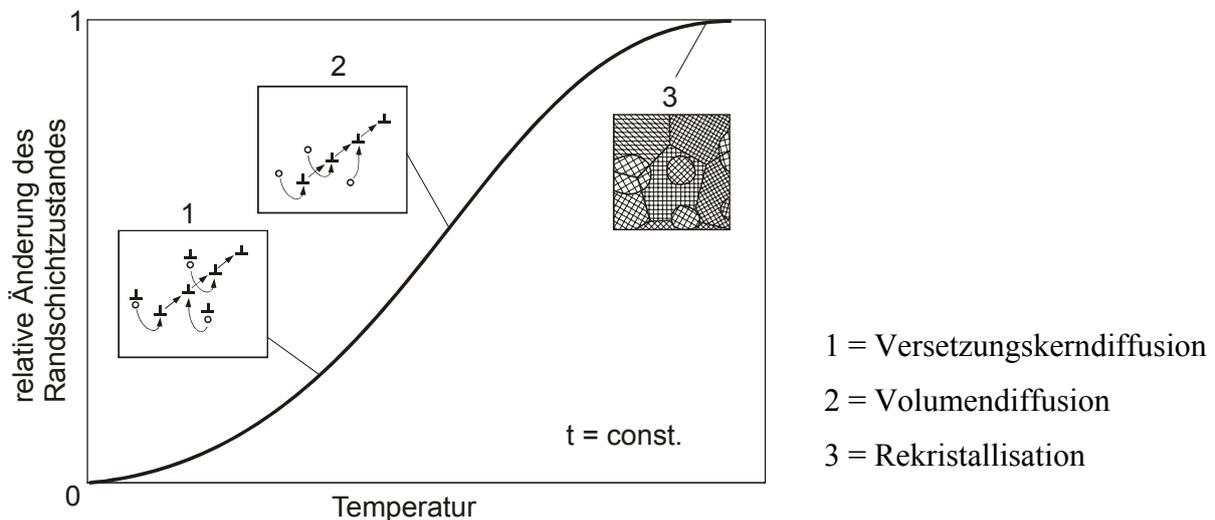


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Einflusses der Auslagerungstemperatur auf den für die Änderung des Randschichtzustands verantwortlichen Prozess [3]

Zusätzlich zu den bereits beschriebenen Mechanismen kann es bei rekalterungsfähigen Werkstoffen noch zu Rekalterungseffekten kommen. So kann in einem Temperaturbereich zwischen $0,3 \cdot T_S$ und $0,5 \cdot T_S$ (T_S = Solidustemperatur in Kelvin [K]) [30] der dominierende Kriechprozess unterdrückt werden, da die Diffusion von Interstitutionsatomen wie Kohlenstoff oder Stickstoff eine geringere Aktivierungsenthalpie benötigt [31]. Die Versetzungsbewegun-

gen werden dann durch ständiges Nachdiffundieren der Interstitutionsatome blockiert. Bei niedrigen Temperaturen bewegen sich die Versetzungen schneller, als die Interstitutionsatome diffundieren können. Bei hohen Temperaturen erfolgt die Diffusion der Interstitutionsatome so schnell, dass sie den Versetzungsbewegungen keinen Widerstand mehr entgegen bringen können. Es ist also ein geeignetes Verhältnis zwischen Versetzungsgeschwindigkeit und Diffusionsgeschwindigkeit erforderlich, damit dieser Prozess wirksam wird. Nur in diesem Zwischentemperaturbereich wird die Versetzungsbewegung blockiert [32,33]. Als Folge daraus ergibt sich in diesem Temperaturbereich keine bzw. eine verringerte Eigenspannungsrelaxation, gefolgt von einem Temperaturbereich mit einem erhöhten Eigenspannungsabbau (vgl. Abbildung 2.6) [3].

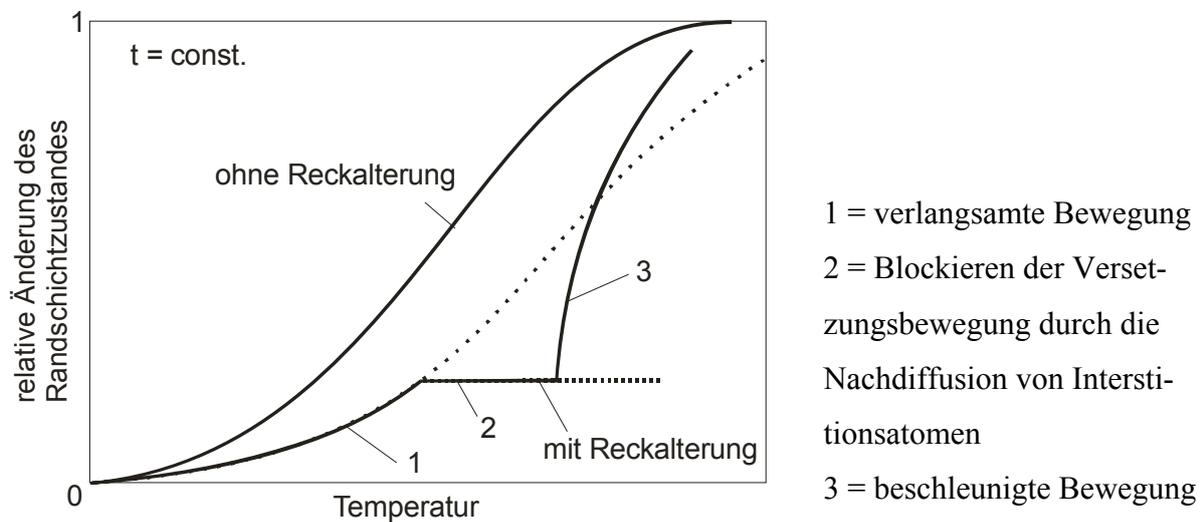


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Einflusses der Auslagerungstemperatur auf die Änderung der Randschicht bei rekalterungsfähigen Werkstoffen [3]

Für die quantitative Prozessbeschreibung des thermischen Makro- und Mikro eigenspannungsabbaus schlägt [29] den Zener-Wert-Avrami-Ansatz vor:

$$\frac{\sigma^{ES}(t, T)}{\sigma^{ES}(t = 0)} = \exp\left(-\left(C \cdot t \cdot \exp\left(\frac{\Delta H_A}{kT}\right)\right)^m\right) \quad (2.1)$$

Dabei ist $\sigma^{ES}(t = 0)$ der gemittelte Eigenspannungswert eines Strahlzustandes vor der Auslagerung, ΔH_A die Aktivierungsenthalpie des geschwindigkeitsbestimmenden Vorgangs, m ein Exponent, C eine Geschwindigkeitskonstante und k die Boltzmannkonstante.

Der Zener-Wert-Avrami-Ansatz hat sich für eine Vielzahl unterschiedlicher metallischer Werkstoffe zur Beschreibung des thermischen Makro- und Mikro eigenspannungsabbaus bewährt [17,34-41]. In Abbildung 2.7 sind exemplarisch die Makro eigenspannungen (links) und

die Mikroeigenstressungen in Form der Halbwertsbreiten (rechts) eines 42CrMo4 in vergütetem Zustand für verschiedene Auslagerungstemperaturen in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit dargestellt. Um die apparativen Einflüsse zu verringern, wurde die Auswertung des Zener-Wert-Avrami-Ansatzes der Halbwertsbreite nicht absolut durchgeführt, sondern mit einer Differenz gegenüber dem Ausgangswert der Halbwertsbreite einer normalisierten Probe. Die Makrospannungen bauen sich im Verhältnis zu den Mikrospannungen etwas schneller ab, was sich auch in einer geringeren Geschwindigkeitskonstante C und einer geringeren Aktivierungsenthalpie ΔH_A des Zener-Wert-Avrami-Ansatzes für die Mikrospannungen zeigt. Ähnliche Befunde sind auch bei anderen Werkstoffen festzustellen [34,35,41,42].

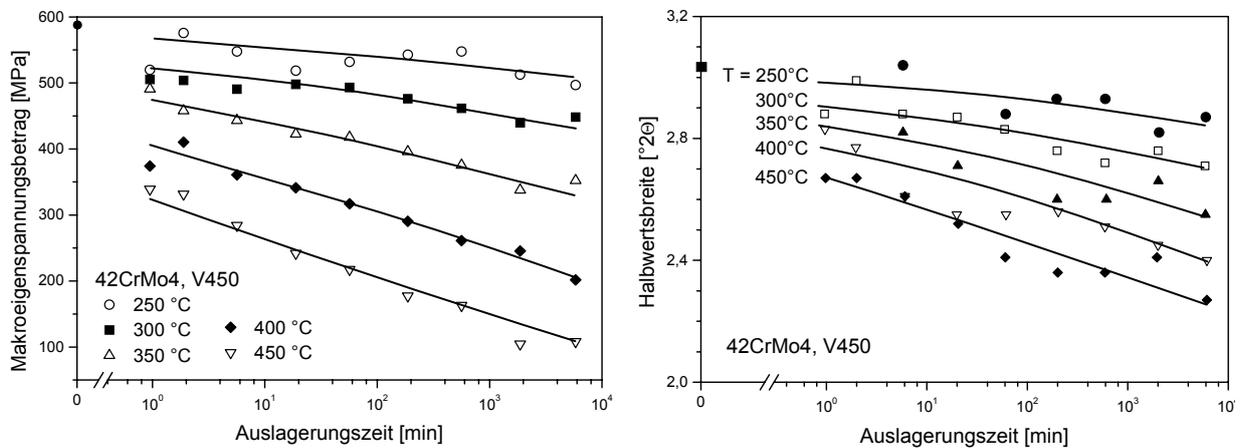


Abbildung 2.7: Makrospannungen (links) und Halbwertsbreiten (rechts) eines kugelgestrahlten 42CrMo4 in vergütetem Zustand für verschiedene Auslagerungstemperaturen in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit und deren Beschreibung mit dem Zener-Wert-Avrami-Ansatz (Linien) [38]

Die den thermischen Eigenspannungsabbau bestimmenden Prozesse hängen nicht nur von der Auslagerungszeit und –temperatur, sondern auch von der Art der Eigenspannungserzeugung bzw. der Art der Verformung sowie des Verformungsgrads, der Höhe der Eigenspannungen und vom Werkstoffzustand ab [29,34,43-45]. Dies kann auf die Erhöhung der inneren Energie durch Gitterstörungen und der damit verbundenen Erhöhung der freien Enthalpie des Werkstoffzustandes zurückgeführt werden. Werden diese thermomechanisch instabilen Werkstoffzustände erwärmt, steht neben der thermischen Aktivierungsenergie zusätzliche die freie Enthalpie zur Verfügung, um Versetzungsanihilationen und –umordnungen zu realisieren [46]. Es bilden sich dementsprechend unterschiedlich schnell energetisch günstige Versetzungsanordnungen aus. So zeigt sich z.B. bei einem kugelgestrahlten Kohlenstoffstahl Ck45 im normalisierten, vergüteten und gehärteten Zustand bei einer thermischen Beanspruchung ein unterschiedliches Abbauverhalten je nach Wärmebehandlungszustand der Makro- bzw.

Mikroeigenstressen [41]. Ähnliches gilt für den Randeigenstressabbau einer Nickelbasissuperlegierung IN718, die mit unterschiedlichen Intensitäten und Randverfestigungsverfahren behandelt wurde. Es konnte hier mit zunehmendem Grad der Kaltverformung ein erhöhter Eigenstressabbau festgestellt werden [47].

Um den Einfluss des Verformungsgrads bzw. der unterschiedlichen Versetzungsdichte bei einem durch das Kugelstrahlen eingebrachten Eigenstresszustand mit dem Zener-Wert-Avrami-Ansatz (vgl. Gleichung (2.1)) erfassen zu können, müssen die Aktivierungsenthalpie ΔH_A , der Exponent m und die Geschwindigkeitskonstante C des Ansatzes an den Verformungsgrad angepasst werden [38,48]. In Abbildung 2.8 ist die Tiefenverteilung der Kennwerte des Zener-Wert-Avrami-Ansatzes (links) und die mit diesen Kennwerten berechneten und gemessenen Tiefenprofile (rechts) dargestellt.

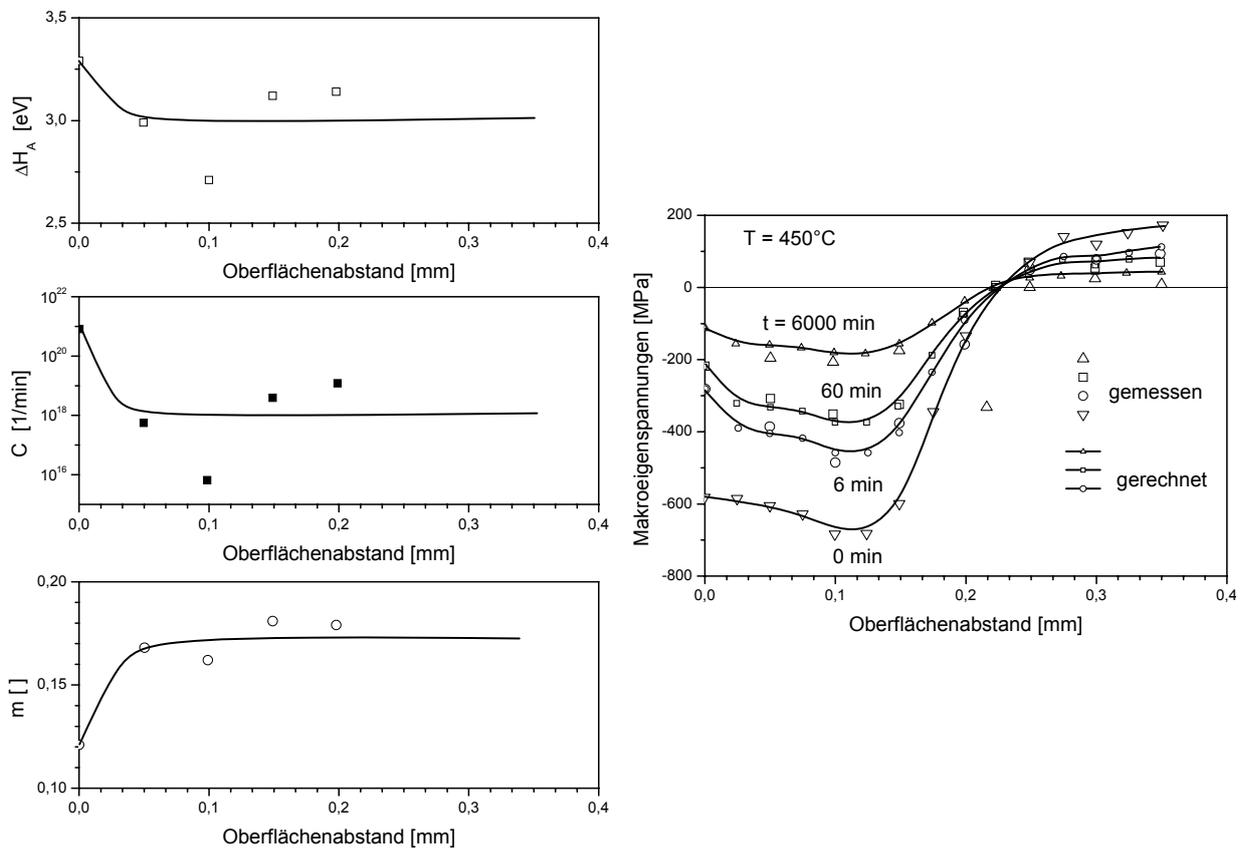


Abbildung 2.8: Tiefenverteilung der Kennwerte des Zener-Wert-Avrami-Ansatzes (links) sowie der Vergleich der gemessenen und mit diesen Werten berechneten Tiefenverläufe der Makrospannungen bei einer Temperatur $T = 450^\circ\text{C}$ (rechts) für einen vergüteten und kugelgestrahlten 42CrMo4 [38,48]

2.2.2 Quasistatischer Eigenstressabbau

Der Randschichtzustand, der sich durch das Kugelstrahlen einstellt, beeinflusst das mechanische Verhalten des Gesamtbauteils: einerseits durch die daraus resultierende Eigenstressverteilung und andererseits durch das infolge der Verfestigung geänderte Verformungs-

verhalten der Randzone (vgl. Kapitel 2.1.2). Außerdem kann es auf Grund des Bauschinger-effekts [8] zu einer verfrühten Rückverformungen bzw. einer zu geringeren Fließgrenze der kugelgestrahlten Randschicht kommen, da es sich beim Kugelstrahlen um eine plastische Vorverformung handelt und es damit zu einer Lastumkehr kommen kann.

Die sich einstellenden Makroelastizitätsspannungszustände können tensoriell zu den aufgeprägten Lastspannungen addiert werden. Die Summe ergibt die mechanische Beanspruchung [3]. Überschreitet die lokale Beanspruchung die lokale Streckgrenze, wird sich der Spannungszustand des gesamten Bauteils anpassen. Derartige Änderungen des Spannungszustandes können je nach Bauteilgeometrie sehr komplex sein.

Für einfache Geometrien und homogene Zug- bzw. Druckbeanspruchungen haben [29,49,50] das Rand-Kern-Modell zur Beschreibung des Oberflächeneigenstressabbaus bei einer quasistatischen Beanspruchung vorgestellt. Dieses Modell unterteilt die nach dem Kugelstrahlen im Werkstoff tatsächlich vorliegende Spannungverteilung in zwei Bereiche mit konstanten Spannungen: den Randbereich mit konstanten Druckeigenstressungen σ_R^{ES} und den Kernbereich σ_K^{ES} , in welchem sich aus den Flächenverhältnissen resultierende konstante Zugeigenstressungen einstellen (vgl. Abbildung 2.9). Diesen beiden Bereichen wird stets die gleiche Totaldehnung aufgeprägt [29].

Dem Randbereich wird hier ein verfestigtes Verfestigungsverhalten $\sigma_R(\epsilon_t)$ mit der Randstreckgrenze $R_{eS,R}$ und der Randstauchgrenze $R_{deS,R}$ und dem Kernbereich das unverfestigte Verfestigungsverhalten $\sigma_K(\epsilon_t)$ mit der Kernstreckgrenze $R_{eS,K}$ und der Kernstauchgrenze $R_{deS,K}$ zugeordnet, die beide jeweils bei den vorliegenden Spannungen im Rand- und Kernbereich σ_R^{ES} und σ_K^{ES} beginnen. Werden diese mit den entsprechenden Flächenanteilen multipliziert, ergibt sich die Lastspannung $\sigma^{LS}(\epsilon_t)$ bzw. die gemittelte Spannung $\bar{\sigma}(\epsilon_t)$:

$$\sigma^{LS}(\epsilon_t) = \bar{\sigma}(\epsilon_t) = \frac{A_R}{A_{Gesamt}} \sigma_R(\epsilon_t) + \frac{A_K}{A_{Gesamt}} \sigma_K(\epsilon_t) \quad (2.2)$$

Aus diesem Zusammenhang heraus resultieren auch die gemittelte Streckgrenze \bar{R}_{eS} und die gemittelte Stauchgrenze \bar{R}_{deS} . Mit der Lastspannung ergeben sich die folgenden Spannungen für den Kern und den Rand nach einer quasistatischen Beanspruchung unter Annahme linear-elastischer Entlastungsvorgänge:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Rand}}^{\text{ES}}(\epsilon_t) &= \sigma_{\text{Rand}}(\epsilon_t) - \sigma^{\text{LS}}(\epsilon_t) \\ \sigma_{\text{Kern}}^{\text{ES}}(\epsilon_t) &= \sigma_{\text{Kern}}(\epsilon_t) - \sigma^{\text{LS}}(\epsilon_t) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Grafisch sind diese Zusammenhänge ebenfalls in Abbildung 2.9 rechts zusammengefasst.

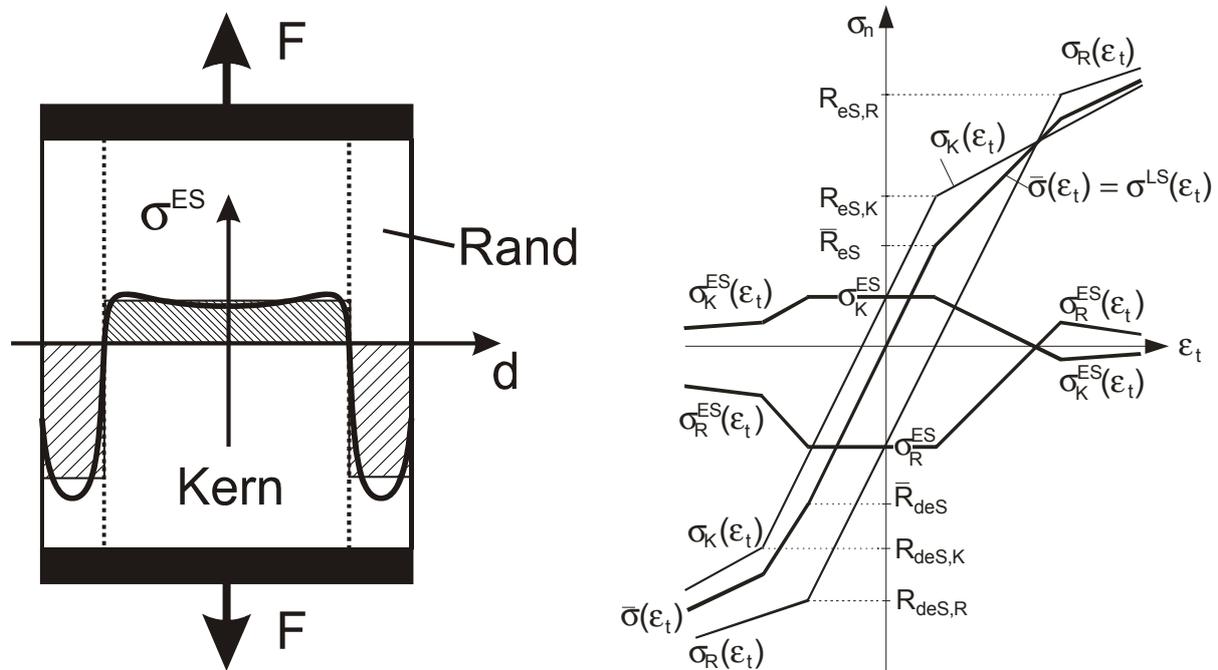


Abbildung 2.9: Rand-Kern-Modell für eine zylindrische Probe (links) und schematische Darstellung des Verformungsverhaltens und der Änderung der Eigenspannungen nach dem Rand-Kern-Modell für eine erhöhte Randstreckgrenze sowie linear verfestigendes Werkstoffverhalten (rechts) [2, 3]

Um das Eigenspannungsabbauverhalten an der Oberfläche und das reale Eigenspannungstiefenprofil und Verfestigungsverhalten besser beschreiben zu können, wurde das Rand-Kern-Modell erstmals von [50] auf ein Randschichten-Modell mit mehreren Randschichten erweitert. Es wurden dabei drei Randschichten mit unterschiedlichen Ausgangseigenspannungen und Streckgrenzen verwendet, wobei die Streckgrenze, beginnend von der größten Streckgrenze am Rand zum Kern hin, auf die Streckgrenze des Kernmaterials abfällt. Die Abbauraten der Eigenspannungen konnten damit vermindert werden.

Diese Modellvorstellung wurde von [51,52] auf ein Mehrschicht-Modell mit sieben Bereichen erweitert. Aufbauend auf der realen Eigenspannungstiefenverteilung wurden den Schichten die Ausgangseigenspannungen in Längs- und Querrichtung zugewiesen. Mit Hilfe einer iterativen Berechnung basierend auf der Gestaltänderungsenergiehypothese [53], der Fließregel nach Prandtl-Reuss [54] und der Methode der Anfangsspannungen [55] wurde das Verformungsverhalten der einzelnen Bereiche bestimmt, so dass die im Experiment an 42CrMo4 in

vergütetem Zustand festgestellten Unterschiede beim Verbundverfestigungsverhalten der kugelgestrahlten Probe und der unbehandelten Probe richtig abgebildet werden. Das Modell konnte die Lastspannungs- und Totaldehnungsabhängigkeit der Eigenspannung in Längs- und Querrichtung gut vorhersagen.

Auf der Basis eines Finite-Elemente-Modells, mit welchem der quasistatische Eigenspannungsabbau von 42CrMo4 für verschiedene Werkstoffzustände und bei verschiedenen Versuchstemperaturen beschreibbar ist, stellte [17,56] eine weitere Präzisierung der vorgestellten Modelle vor.

Ein Vergleich der Modelle durch [3] zeigt, dass alle Modelle es ermöglichen, die grundsätzlichen Zusammenhänge, wie der Beginn des Eigenspannungsabbaus und den Vorzeichenwechsel der Eigenspannungen bei mechanischer Beanspruchung, zu beschreiben. In der Qualität der Beschreibung unterscheiden sich die Modelle allerdings, wobei zusammenfassend festzuhalten ist, dass die Genauigkeit der Modelle vom Rand-Kern-Modell über das Finite-Elemente-Modell bis hin zum Mehrschicht-Modell zunimmt. Es wurde aber von [3] ergänzt, dass das Finite-Elemente-Modell das gleiche Potential wie das Mehrschicht-Modell haben sollte.

Bezüglich der Mikroeigenspannungen bzw. dem Verfestigungszustand in Form der Halbwertsbreite der röntgenographischen Interferenzlinie liegen nur wenige experimentelle Befunde vor. Bei den wenigen vorhandenen Befunden hängt die Halbwertsbreitenentwicklung stark vom Werkstoff bzw. Werkstoffzustand ab und weniger von der aufgeprägten Beanspruchung [3].

2.2.3 Zyklischer Eigenspannungsabbau

Die Eigenspannungszustände infolge zyklischer Beanspruchung können in drei Phasen eingeteilt werden [29,49,57]. Die erste Phase ist durch die Erstbelastung mit der anschließenden Lastumkehr, also dem ersten Zyklus, gegeben. Bei dieser Phase kommen keine zusätzlichen Effekte zum Tragen als die bei einer rein quasistatischen Beanspruchung, welche bereits im Kapitel 2.2.2 beschrieben wurde. Die zweite Phase ist die eigentliche zyklische Beanspruchung im anrissfreien Zustand. Die Stabilität der Randschicht wird hierbei hauptsächlich durch das Wechselverformungsverhalten bestimmt und ist damit auf zyklische plastische Verformungen zurückzuführen [29]. Demnach spielt die zyklische Streckgrenze bzw. die Tatsache, ob das Material ver- oder entfestigt, eine entscheidende Rolle. Übersteigt die lokale Be-

anspruchung die lokale zyklische Streck- bzw. Stauchgrenze, ändert sich der Eigenspannungszustand. Die erste und zweite Phase des zyklischen Eigenspannungsabbaus können also in vier unterschiedliche Fälle zusammengefasst werden [58], welche in Abbildung 2.10 dargestellt sind.

Die Eigenspannungen bleiben stabil, wenn die lokale Beanspruchung weder die lokale Streck- bzw. Stauchgrenze, noch die zyklische Streckgrenze überschreitet ((vgl. Abbildung 2.10, Fall 1). Ist die lokale Beanspruchung ausschließlich größer als die lokale zyklische Streckgrenze, kommt es zu dem in Abbildung 2.10 als Fall 2 bezeichneten Verlauf der Eigenspannungen über der Zyklenzahl. Die Eigenspannungen bauen sich aufgrund der Plastizierung schwach mit der Zyklenzahl ab. Die Eigenspannungen bauen sich wie Fall 3 zeigt, nur im ersten Zyklus ab und bleiben dann stabil, wenn die lokale Streck- bzw. Stauchgrenze, aber nicht die zyklische Streckgrenze von der lokalen Beanspruchung überschritten wird. Werden sowohl die lokale Streck- bzw. Stauchgrenze als auch die zyklische Streckgrenze von einer lokalen Beanspruchung überschritten, bauen sich die Eigenspannungen nach dem ersten Zyklus weiter ab (vgl. Fall 4 in Abbildung 2.10). Für diese vier Fälle sind in [3,4,51,57,59,60] entsprechende experimentelle Belege zu finden.

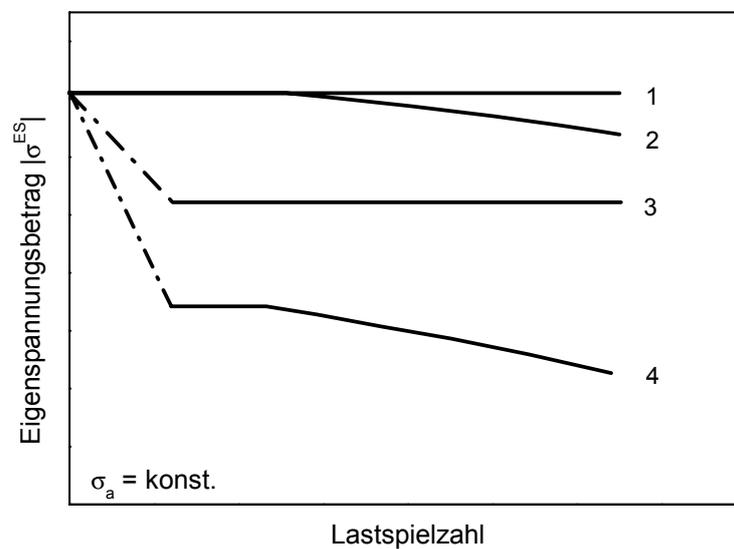


Abbildung 2.10: Schematische Darstellungen der verschiedenen Möglichkeiten der zyklischen Eigenspannungsrelaxation [58]

Die experimentellen Befunde zeigen hierbei, dass sich der zyklische Eigenspannungsabbau von Werkstoffen bzw. Werkstoffzuständen mit geringen bzw. mittleren Festigkeiten unterscheidet von dem hochfester Werkstoffe bzw. Werkstoffzustände. Bei Materialien mit geringen Festigkeiten werden die Eigenspannungen unter zyklischer Beanspruchung sowohl im

Zeit- als auch Wechselfestigkeitsbereich nahezu vollständig abgebaut. Hochfeste Werkstoffe zeigen demgegenüber vornehmlich stabile Eigenspannungszustände, manchmal sogar absolut stabile Zustände [4]. Ursache hierfür ist die Abhängigkeit der Differenz zwischen Wechselfestigkeit und der quasistatischen bzw. zyklischen Streckgrenze von der Härte bzw. Zugfestigkeit, wie sie in Abbildung 2.11 schematisch dargestellt ist [58]. Dementsprechend ist die Sicherheit gegen quasistatische bzw. zyklische Plastizierung im Wechselfestigkeitsbereich umso geringer, je geringer die Zugfestigkeit bzw. Härte des Materials ist. Im Gegensatz dazu sind Beanspruchungen im Wechselfestigkeitsbereich von mittel- bis hochfesten Zuständen weit genug von der quasistatischen bzw. zyklischen Streckgrenze entfernt, so dass von keiner Plastizierung bzw. keinem Eigenspannungsabbau auszugehen ist. Bei Beanspruchungen im Zeitfestigkeitsbereich bzw. durch Mittelspannungen oder -dehnungen ist das Wechselverformungsverhalten mit zu berücksichtigen.

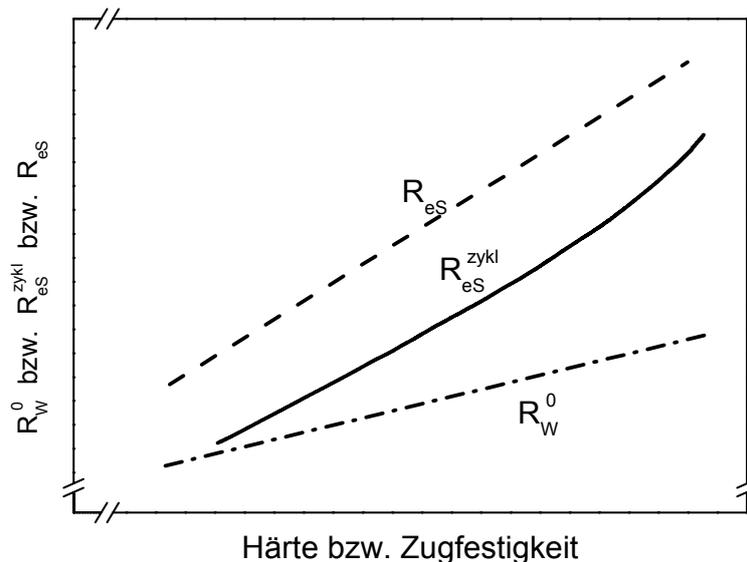


Abbildung 2.11: Schematischer Zusammenhang zwischen Härte bzw. Zugfestigkeit und der quasistatischen Streckgrenze R_{eS} , der zyklischen Streckgrenze R_{eS}^{zykl} und der Wechselfestigkeit des eigenspannungsfreien Zustandes R_w^0 [58]

Die sich an die zweite Phase des zyklischen Eigenspannungsabbaus anschließende dritte Phase beginnt mit der Rissinitiierung und ist durch das Rissausbreitungsverhalten bestimmt. Dabei treten nochmals deutliche Änderungen der Eigenspannungen auf.

Die Einteilung des zyklischen Eigenspannungsabbaus in drei Phasen finden sich in der quantitativen Modellierung des zyklischen Eigenspannungsabbaus wieder. Die erste Phase, also der erste Zyklus kann mit den bereits in Kapitel 2.2.2 vorgestellten Modellen für den quasistatischen Eigenspannungsabbau beschrieben werden. Für die dritte Phase der zyklischen Riss-

ausbreitung sind keine Beschreibungsansätze bekannt [3]. Für den eigentlichen zyklischen Eigenspannungsabbau im anrissfreien Zustand der zweiten Phase stehen verschiedene Ansätze zur Verfügung, welche die zyklische Eigenspannungsrelaxation beschreiben können [3].

Diese empirischen Gleichungen beruhen alle auf Ansätzen zur Beschreibung der zyklischen Mittelspannungsrelaxation, um das zyklische Kriechen beschreiben zu können [61]. In den Arbeiten von [62,63] sind die wesentlichen Beziehungen zur Beschreibung der Eigenspannungen in Abhängigkeit der Lastspielzahl zusammengefasst. Dabei sind Exponential-, Potenzfunktionen und logarithmische Funktionen aufgeführt. In Abbildung 2.12 sind die drei Ansätze gegenübergestellt. Während bei der logarithmischen Beziehung konstante Änderungen der Eigenspannungen in Abhängigkeit der logarithmierten Lastspielzahl gefunden werden, findet bei der exponentiellen Funktion anfänglich kaum ein Eigenspannungsabbau statt, wobei die Eigenspannungen stetig schneller relaxieren. Bei der Potenzfunktion ist zu Beginn eine hohe Relaxationsrate der Eigenspannungen festzustellen, welche mit abnehmenden Eigenspannungen kontinuierlich geringer wird.

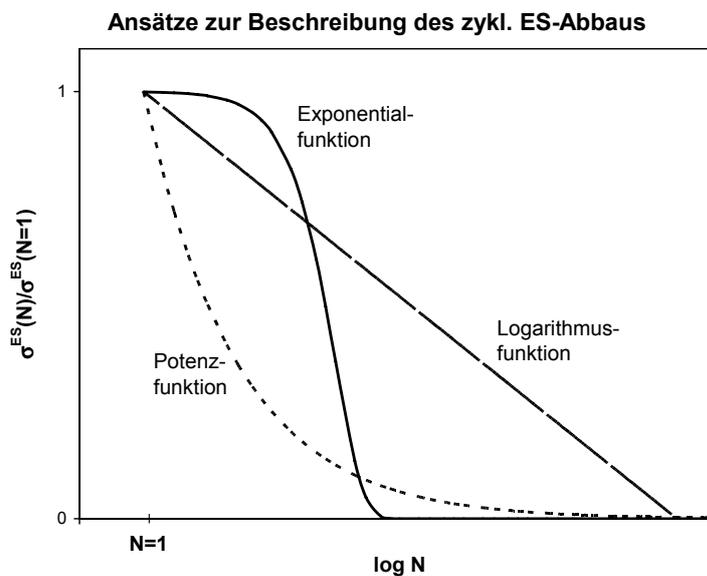


Abbildung 2.12: Schematische Übersichtsdarstellung der eingeführten Zusammenhänge zur Beschreibung des zyklischen Eigenspannungsabbaus [3]

Die exponentielle Beziehung

$$\sigma^{\text{ES}} = \sigma^{\text{ES}}(N=1) \cdot \exp(-k \cdot N) \quad (2.4)$$

wurde zuerst von [64] in Anlehnung an das Kriechen und von [65], welcher den Ansatz zur Beschreibung der Mittelspannungsrelaxation anwendete, vorgeschlagen. Das Potenzgesetz wurde von [66] eingeführt:

$$\sigma^{\text{ES}} = \sigma^{\text{ES}}(N=1) \cdot N^{-b} \quad (2.5)$$

Durchgesetzt hat sich allerdings der logarithmische Ansatz nach [67]:

$$\sigma^{\text{ES}} = \sigma^{\text{ES}}(N=1) - \mu \cdot \log N \quad (2.6)$$

Der Vollständigkeit halber wird auf weitere, nicht empirisch, sondern mikrostrukturell begründete Ansätze zur Beschreibung des zyklischen Eigenspannungsabbaus wie z.B. von [68] hingewiesen.

Ähnlich wie bei der quasistatischen Beanspruchung kann kein eindeutiger Zusammenhang zwischen den Mikroeigenspannungen bzw. dem Verfestigungszustand in Form der Halbwertsbreite der röntgenographischen Interferenzlinie und der aufgetragenen Zyklenzahl festgestellt werden. Die Befunde zeigen eher eine Abhängigkeit vom Werkstoff bzw. Werkstoffzustand [3].

2.3 Auswirkungen des Randschichtzustands bei zyklischer Beanspruchung

2.3.1 Auswirkung auf das Wechselverformungsverhalten

Die Einflüsse des Kugelstrahlens bzw. allgemein von Randverfestigungsverfahren auf das Verformungsverhalten können erheblich sein [3]. Dies zeigt sich bei den zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurven von kugelgestrahlten bzw. festgewalzten Voll- bzw. Hohlproben im Vergleich zum unverfestigten Material (vgl. Abbildung 2.13). Deutlich wird zudem, dass mit abnehmender Wandstärke die Spannungsamplituden zu wesentlich höheren Werten hin verschoben werden. Dies kann mit der bei dünneren Bauteilen zum Rand hin zunehmenden Verfestigung des Bauteils erklärt werden [69,70].

Die Wechselverformungskurven von verschiedensten oberflächenverfestigten Proben zeigen bei spannungskontrollierter Versuchsführung zudem geringere plastische Dehnungsamplituden über der Lastspielzahl. Dies gilt sowohl für Versuche bei Raumtemperatur [69,71-73] als auch für Versuche bei erhöhten Temperaturen [74]. Für dehnungskontrollierte Versuche wurde eine entsprechend höhere resultierende Spannungsamplitude festgestellt [72]. Erklärt wer-

den kann dieses Verhalten durch die vorliegenden Eigenspannungen im Randbereich und die zusätzlich höhere Verfestigung. Der Effekt wird umso deutlicher, je größer die durch die Oberflächenbehandlung beeinflusste Zone im Verhältnis zum nicht behandelten Kernmaterial ist.

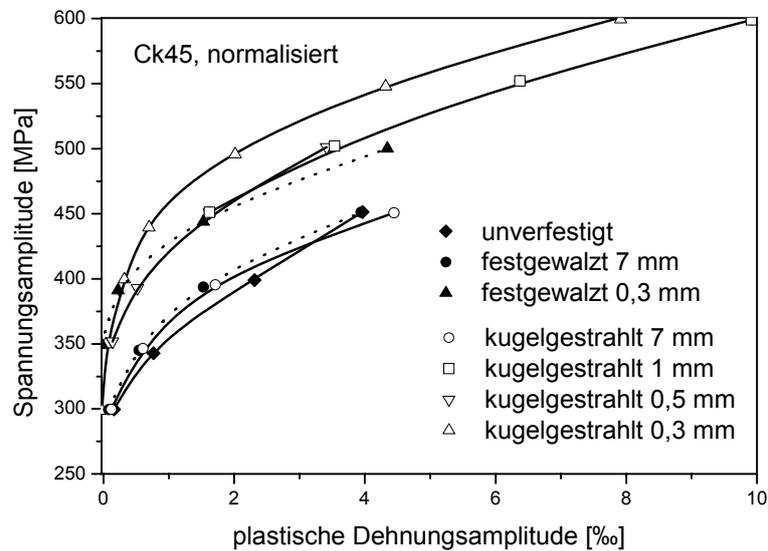


Abbildung 2.13: Zyklische Spannung-Dehnungs-Kurven bei halber Bruchlastspielzahl von unbehandelten, mit der Intensität 0,175 mmA kugelgestrahlten, mit einem Druck von 150 bar festgewalzten und anschließend teilweise hohlgebohrten Proben aus normiertem Ck45 [69]

2.3.2 Auswirkungen auf das Rissinitiierungs- und Rissausbreitungsverhalten

Nach [4] hängt die Rissinitiierung in komplexer Weise vom Randschichtzustand, also der Oberflächentopographie, dem Verfestigungs- und Eigenspannungszustand ab. Je nach Werkstoff bzw. Werkstoffzustand und Beanspruchung kommt den verschiedenen Faktoren eine unterschiedliche Gewichtung zu. So findet [69] für kugelgestrahlten normierten Ck45 und X5CrNi18-10 eine verzögerte Rissinitiierung gegenüber dem Ausgangszustand. Ein ähnliches Ergebnis findet [75] für normierten 42CrMo4 und Ck80. Hingegen berichtet [76] für vergüteten und [77] für gehärteten Ck45 von einer beschleunigten Rissinitiierung im kugelgestrahlten Zustand. [78] bestätigt diese Ergebnisse für die 7010 AlZnMgCu- und 8090 AlLiCuMg- Liegerungen. [79] findet für TiAl6V4 mit feinlamellarem Gefüge wiederum eine verzögerte Rissinitiierung für den kugelgestrahlten Zustand und ermittelt durch eine Parameter-trennung, dass die Oberflächenrauheit die Rissinitiierung beschleunigt, die Verfestigung bzw. eine hohe Versetzungsdichte auf die Rissinitiierung verzögernd wirkt und die Eigenspannungen eine untergeordnete bis gar keine Rolle spielen.

Für die Rissausbreitung findet [79] hingegen, dass die Oberflächenrauheit keine Rolle spielt, die Verfestigung bzw. hohe Versetzungsdichte die Rissausbreitung beschleunigt und Druckeigenstressungen die Rissausbreitung verzögern bzw. stoppen. In Abbildung 2.14 ist für eine elektropolierte, eine kugelgestrahlte und eine nach dem Kugelstrahlen spannungsarmgeglühte Probe die Rissausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Schwingweite der Spannungsintensität dargestellt. Für die kugelgestrahlte Probe nimmt die Rissausbreitungsgeschwindigkeit zunächst ab bis es beinahe zu einem Rissstopp in einer Tiefe zwischen den maximalen Druckeigenstressungen und dem Nulldurchgang der Eigenstressungen kommt. Erst nachdem der Riss den durch das Kugelstrahlen beeinflussten Werkstoffbereich längst durchlaufen hat, ist die Rissausbreitungsgeschwindigkeit wieder so groß wie für die elektropolierte Probe. Die zusätzlich zum Kugelstrahlen spannungsarmgeglühte Probe zeigt anfänglich eine höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit, da die Rissinitiation durch die Rauheitseffekte beschleunigt wurde. Für die 7010 AlZnMgCu- und 8090 AlLiCuMg- Legierungen findet [79] ähnliche Ergebnisse.

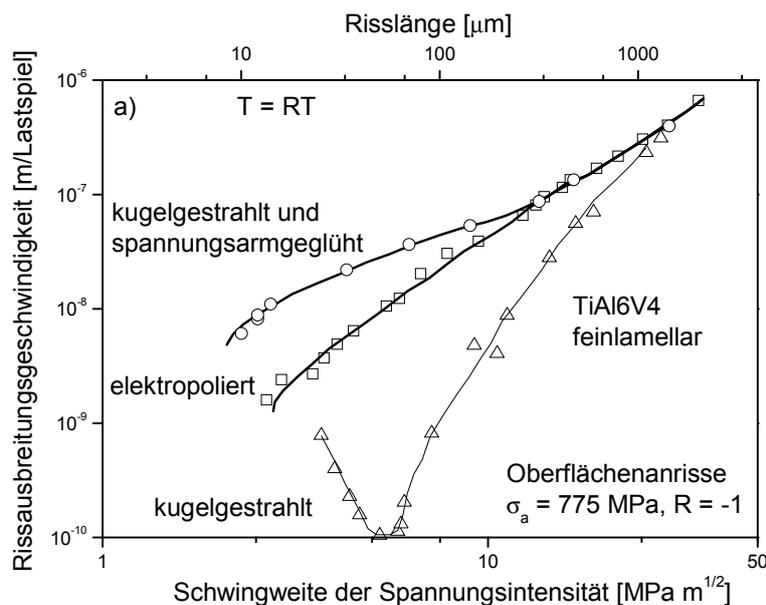


Abbildung 2.14: Abhängigkeit der Rissausbreitungsgeschwindigkeit von der Schwingweite der Spannungsintensität für elektropolierte (EP), kugelgestrahlte (SP) und anschließend an das Kugelstrahlen spannungsarmgeglühte (SP + SR) Proben aus TiAl6V4 mit feinelamellarem Gefüge bei Raumtemperatur [79]

2.3.3 Auswirkungen auf die Schwingfestigkeit

Wesentliche Übersichtsarbeiten zu den Auswirkungen des Randschichtzustandes auf die Schwingfestigkeit sind [3,4,12,58,60,80,81]. Durch den geänderten Randschichtzustand wird

die Wechselfestigkeit bzw. Zeitstandfestigkeit je nach Werkstoff und Werkstoffzustand, Art der Schwingbeanspruchung und den Lastspannungsgradienten unterschiedlich stark beeinflusst. Die Änderung der Wechselfestigkeit aufgrund der unterschiedlichen Einflussgrößen Rauheit, Verfestigung, Eigenspannungen und Phasenumwandlungen kann nach [80] mittels

$$\Delta R_{w,ges} = \Delta R_w(\Delta R_t) + \Delta R_w(\Delta HV) + \Delta R_w(\Delta \sigma^{ES}) + \Delta R_w(\Delta Ph) \quad (2.7)$$

beschrieben werden. Mit ΔR_t ist die Änderung der Rauheit als Maß für die Oberflächengestalt, mit ΔHV die Änderung der Härte als Grad des Verfestigungszustands, mit $\Delta \sigma^{ES}$ die Änderung des Eigenspannungszustands und mit ΔPh ein Maß für die eventuell auftretende Phasenumwandlung gemeint. Repräsentative Beziehungen zwischen den gewählten Variablen und der entsprechenden Steigerung bzw. Minderung der Schwingfestigkeit sind in [3] dargestellt, wobei von keiner Allgemeingültigkeit der quantitativen Beziehungen ausgegangen werden kann.

Die Rauheit nach dem Kugelstrahlen kann abhängig vom Oberflächenzustand vor dem Kugelstrahlen eine Erhöhung oder eine Verringerung der Wechselfestigkeit zur Folge haben. Wird die Rautiefe durch das Kugelstrahlen erhöht, folgt daraus eine geringere Wechselfestigkeit, wird sie verringert erhöht sich die Wechselfestigkeit. Wie groß der Einfluss der Rautiefe auf die Gesamtwechselfestigkeit ist, hängt stark vom Werkstoff bzw. Werkstoffzustand ab. In Abbildung 2.15 links ist der Rauheitseinfluss auf die Wechselfestigkeit durch die Größe $-\Delta R_w/\Delta R_t$, die als Rauheitsempfindlichkeit bezeichnet werden kann, dargestellt. Die Rautiefe hat bei hochfesten Werkstoffzuständen einen größeren Einfluss als bei niederfesten Werkstoffzuständen. Dies kann mit einer zunehmenden Kerbempfindlichkeit mit steigender Härte bzw. Zugfestigkeit erklärt werden [80,82,83]. Ergänzend ist allerdings zu bemerken, dass die Rauheit beim Kugelstrahlen von hochfesten Werkstoffzuständen weniger stark beeinflusst wird als bei niedrigfesten Werkstoffzuständen (vgl. Kapitel 2.1.2).

Der Einfluss des Verfestigungszustands (vgl. Abbildung 2.15 rechts) ist vor allem bei niedrigfesten Werkstoffzuständen stark ausgeprägt, für mittelfeste Zustände noch vorhanden und für hochfeste Zustände kaum mehr relevant [83,84]. Begründet ist dies in der höheren Verfestigungssteigerung und höheren Eigenspannungsrelaxation beim Kugelstrahlen in nieder- und mittelfesten Werkstoffzuständen im Vergleich zu hochfesten Werkstoffzuständen [3].

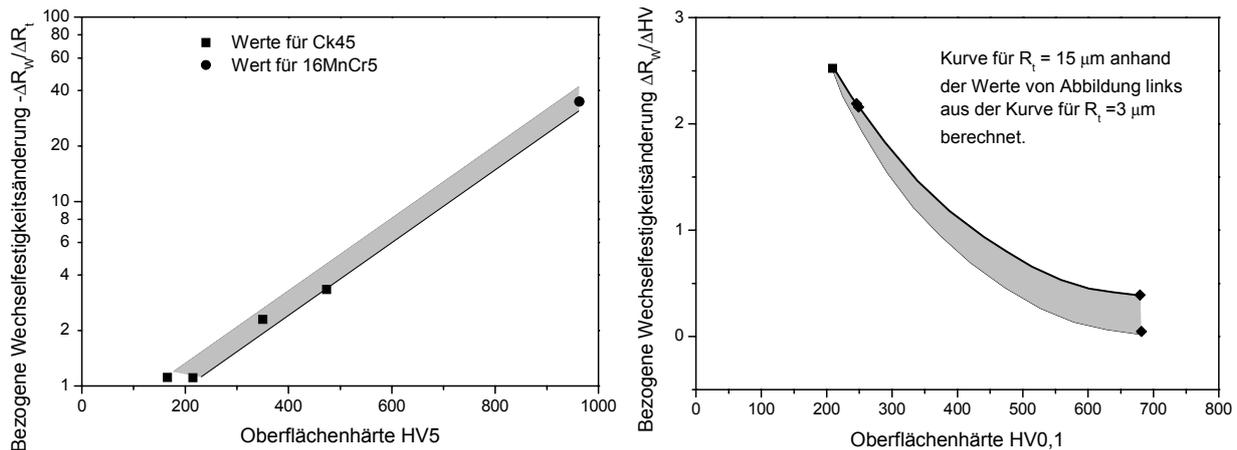


Abbildung 2.15: Der Einfluss der kugelstrahlbedingten Rautiefenänderung auf die Wechselfestigkeit (links) und der Einfluss der kugelstrahlbedingten Härteänderung auf die Wechselfestigkeit (rechts) von Stählen unterschiedlicher Oberflächenhärte [16,82,85]

Eigenstressen dürfen bei der Bauteilauslegung nur berücksichtigt werden, solange sicher gestellt ist, dass die Eigenstressen stabil sind. Dies ist bei hochfesten Werkstoffzustände eher gegeben als bei nieder- bis mittelfesten (vgl. Kapitel 2.2.3). Sind die Eigenstressen stabil, können sie analog zu Mittelstressen in Anlehnung an die Goodman-Beziehung [86] behandelt werden und die Dauerfestigkeit R_D^{ES} mit Hilfe der Gleichung

$$R_D^{ES} = R_w - m \cdot \sigma^{ES} \Rightarrow \Delta R_w(\sigma^{ES}) = R_D^{ES} - R_w = -m \cdot \sigma^{ES} \quad (2.8)$$

berechnet werden [58]. Dabei sind R_w die Wechselfestigkeit ohne Eigenstressen, m die werkstoffspezifische Eigenstressempfindlichkeit und σ^{ES} die Eigenstressen. Die Gleichung kann so umgeformt werden, dass die Änderung der Wechselfestigkeit aufgrund der Eigenstressen $\Delta R_w(\sigma^{ES})$ resultiert. Wird die Eigenstressempfindlichkeit m mit der Mittelstressempfindlichkeit verglichen, wird deutlich, dass die Eigenstressempfindlichkeit m stets geringer als die Mittelstressempfindlichkeit ist (vgl. Abbildung 2.16). Außerdem zeigt sich bei diesem Vergleich, dass sich die Mittel- und Eigenstressempfindlichkeit zwar unterschiedlich auf die Schwingfestigkeit auswirkt, Mittelstressen bzw. Eigenstressen aber auf hochfeste Werkstoffzustände einen stärkeren Einfluss haben als auf niedrigfeste Werkstoffzustände [58].

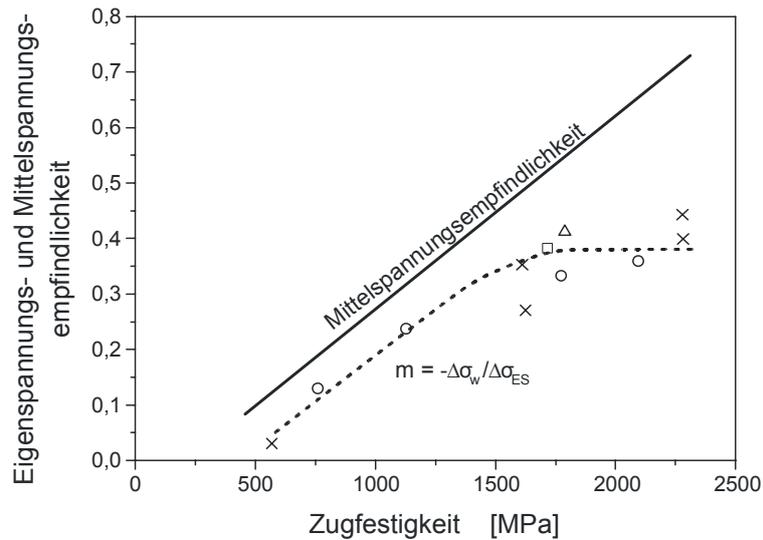


Abbildung 2.16: Mittelspannungsempfindlichkeit und Eigenspannungsempfindlichkeit m von Stählen in Abhängigkeit von der Zugfestigkeit [87,88]

Der Einfluss der Phasenumwandlung, speziell die Restaustenitumwandlung, beim Kugelstrahlen von einsatzgehärteten Stählen, auf die Wechselfestigkeit ist kaum von der Änderung der anderen Einflussfaktoren zu separieren [3]. Zudem spielt sie für den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Werkstoff keine Rolle.

3 Werkstoff und Probengeometrie

3.1 Versuchswerkstoff

Versuchswerkstoff für die Untersuchungen war die ausscheidungsgehärtete Nickel-Basis-Schmiede-Legierung Inconel 718 (IN718). Die chemische Zusammensetzung des verwendeten Materials wurde mit der optischen Emissionsspektrometrie [89] bestimmt (vgl. Tabelle 3.1) und stimmt nach der Spezifikation mit IN718 überein.

Tabelle 3.1: Chemische Zusammensetzung des Versuchswerkstoffes IN718

| Element | Ni | Cr | Fe | Nb | Mo | Ti | Al | Co | Mn | andere |
|---------|-------|-------|-------|------|------|------|------|------|------|--------|
| Ma.-% | 51,51 | 17,92 | 17,69 | 5,23 | 3,02 | 1,05 | 0,48 | 0,18 | 0,10 | Rest |

Die Proben sind einer Turbinenscheibe entnommen, welche zuvor ausscheidungsgehärtet wurde, wobei die isotherme Auslagerung zweistufig erfolgte. Die Wärmebehandlung wurde unter Luftatmosphäre durchgeführt und ist in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Mit dieser Wärmebehandlung wird die beste Kombination aus hoher Zugfestigkeit und Bruchdehnung bei erhöhten Temperaturen eingestellt [90]. Diese Warmfestigkeit und Duktilität beruht auf einem mikrostrukturellen Optimum aus Größe und Verteilung der γ' -Ausscheidungen [91].

Tabelle 3.2: Wärmebehandlung des Versuchswerkstoff IN718

| | Temperatur [°C] | Haltezeit [h] |
|--------------------------|-----------------|---------------|
| Lösungsglühung | 955-985 | 1 |
| 1. Stufe der Auslagerung | 720 | 8 |
| 2. Stufe der Auslagerung | 620 | 8 |

3.2 Probengeometrie und -zustand

3.2.1 Auslagerungsversuche

Für die Auslagerungsversuche wurden Plättchenproben mit den Abmessungen $20 \times 20 \times 5 \text{ mm}^3$ ($l \times b \times h$) verwendet (vgl. Abbildung 3.1). Eine der $20 \times 20 \text{ mm}^2$ feingeschliffenen Oberflächen wurde mit Hilfe des Oberflächenverfestigungsverfahrens Kugelstrahlen so behandelt, dass drei verschiedene Randschichtzustände für die Untersuchungen zur Verfügung standen. Die Randschichtzustände sind durch die Almenintensität von 0,1 mmA, 0,15 mmA und 0,25 mmA charakterisiert. Die daraus resultierenden Eigenspannungstiefenprofile, Verfestigungstiefenprofile und Oberflächentopografien sind in Kapitel 5.1 dargestellt.

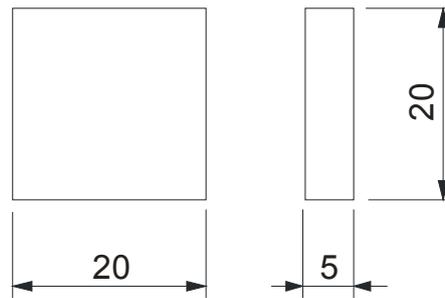


Abbildung 3.1: Probengeometrie für thermischen Eigenspannungsabbau

3.2.2 Warmzugversuche und isotherme Ermüdungsversuche

Die Warmzugversuche und die isothermen Ermüdungsversuche wurden sowohl an glatten Rundproben (vgl. Abbildung 3.2), als auch an gekerbten Flächenproben (vgl. Abbildung 3.3) durchgeführt. Der Kerbfaktor der Flachproben wurde durch eine FEM-Simulation zu $\alpha_K = 2,27$ bestimmt. Die feinstbearbeiteten Oberflächen wurden ebenfalls mit Hilfe des Oberflächenverfestigungsverfahrens Kugelstrahlen so behandelt, dass drei verschiedene Randschichtzustände für die Untersuchungen zur Verfügung standen, welche durch die Almenintensität von 0,1 mmA, 0,15 mmA und 0,25 mmA charakterisiert sind. Für den Strahlzustand 0,25 mmA werden die für die verschiedenen Probenformen resultierenden Eigenspannungstiefenprofile, Verfestigungstiefenprofile und Oberflächentopografien in Kapitel 5.2 gegenübergestellt.

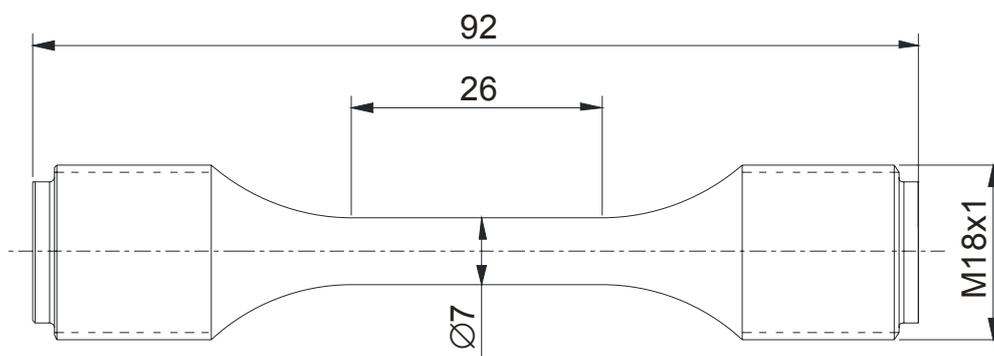


Abbildung 3.2: Glatte Rundprobe

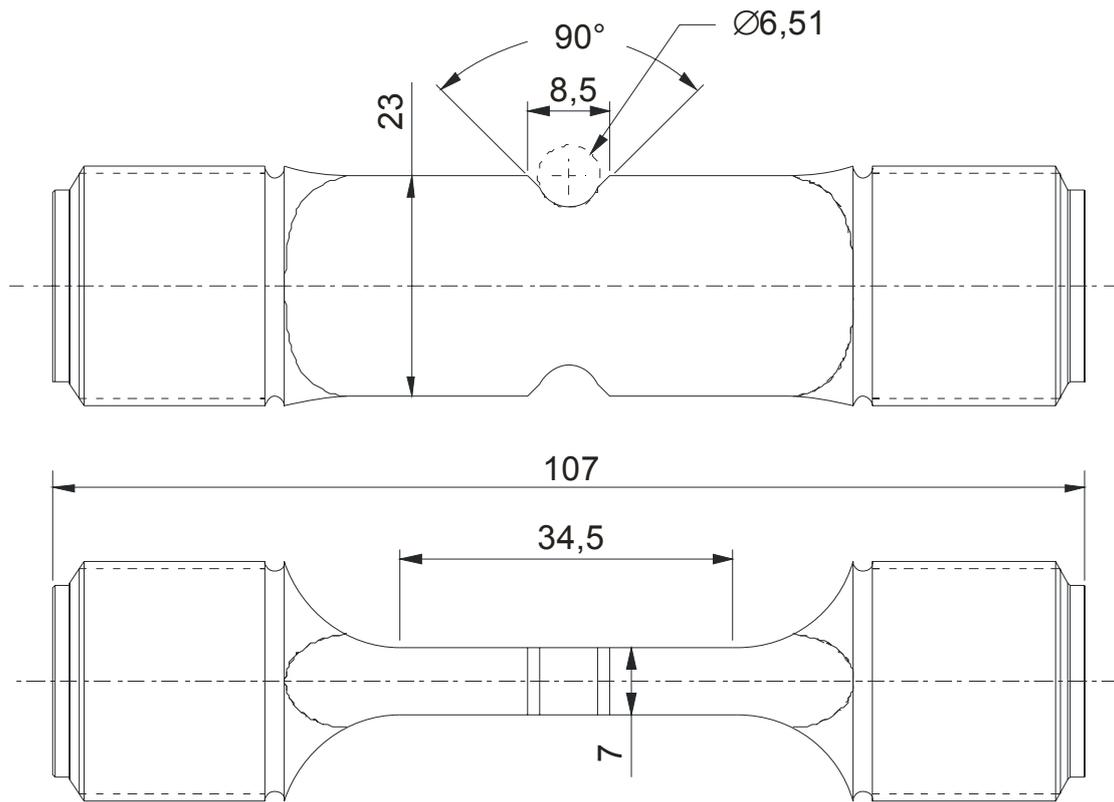


Abbildung 3.3: Gekerbte Flachprobe

4 Versuchseinrichtungen und -ablauf, Untersuchungsmethoden

4.1 Thermische Auslagerungen

4.1.1 Versuchseinrichtung

Um einerseits die Aufheizphase möglichst kurz zu halten und andererseits eine Randoxidation der Proben und der damit einhergehenden erschwerten röntgenographischen Eigenspannungsmessung zu vermeiden, wurden die thermischen Auslagerungen in Abhängigkeit von Auslagerungszeit und Auslagerungstemperatur in unterschiedlichen Öfen isotherm durchgeführt. Prinzipiell haben sich Salzbad bewährt [38,45]. Deshalb wurde für geringe Temperaturen das Salzbad „Durferrit AS 140“ der Firma Durferrit GmbH [92] verwendet. Für dieses Salzgemisch konnte bei Voruntersuchungen keine Oxidation der Probe festgestellt werden. Das normalerweise für höhere Temperaturen verwendete Salzbad „Durferrit GS 540/C3“ der Firma Durferrit GmbH zeigte bei den Vorversuchen hingegen eine Korngrenzenoxidation im Randbereich der Probe, so dass eine Beeinflussung des oberflächennahen Eigenspannungszustands nicht ausgeschlossen werden konnte. Deshalb wurden für höhere Temperaturen andere Ofentypen verwendet. Dies war einerseits ein Strahlungs-ofen, der über ein der kugelgestrahlten Oberfläche gegenüberliegenden Seite angeschweißtes Thermo-element des „Typs K“ geregelt wurde, und andererseits ein Vakuumofen. Der Strahlungs-ofen eignet sich vor allem für kurze Auslagerungszeiten bis zu drei Stunden, bei denen eine möglichst schnelle Aufheizung notwendig ist, um den Einfluss des Aufheizens auf die spätere isotherme Auslagerung gering zu halten (vgl. Abbildung 4.1). Für längere Auslagerungszeiten wurde allerdings auch hier eine Oxidation der Oberfläche festgestellt, so dass für Zeiten ab drei Stunden die Auslagerung unter Luftausschluss im Vakuumofen erfolgte. In Tabelle 4.1 sind die Auslagerungsbedingungen, sowie die Aufheizzeiten nochmals zusammenfassend dargestellt.

Tabelle 4.1: Auslagerungsbedingungen

| | Salzbad | Strahlungs-ofen | Vakuumofen |
|--------------------------------------|---------------|-----------------|---------------|
| Minimale Einsatztemperatur | T1 | $T3 < T < T4$ | $T3 < T < T4$ |
| Maximale Einsatztemperatur | $T3 < T < T4$ | T5 | T5 |
| Minimale Auslagerungszeit [h] | 0,1 | 0,1 | 10 |
| Maximale Auslagerungszeit [h] | 1000 | 3 | 100 |
| Mittlere Aufheizzeit [h] | 0,02 | 0,02 | 1,1 |

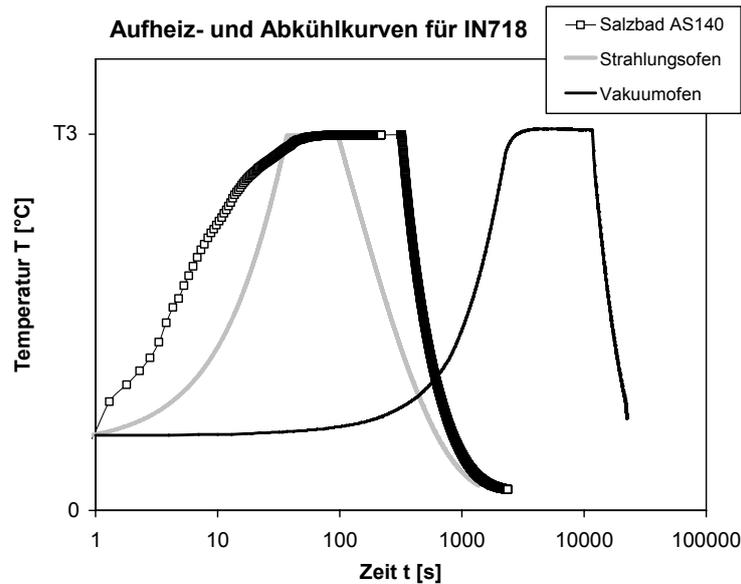


Abbildung 4.1: Aufheiz- und Abkühlkurven für die drei verwendeten Öfen:
Salzbad Duferrit AS 140, Strahlungs-ofen und Vakuum-ofen

Eine Ausnahme von diesen Auslagerungsbedingungen stellen zwei Proben dar, an welchen Eigenspannungstiefenprofile bestimmt wurden. Es handelt sich um Proben mit den Strahlzu-
ständen von 0,1 mmA und 0,15 mmA, die bei der Versuchstemperatur T_5 für 100 Stunden
ausgelagert wurden. Diese beiden Proben wurden im Muffelofen ausgelagert. Auf Grund der
aufwendigen Bestimmung der Eigenspannungstiefenprofile wurden diese beiden Tiefenprofi-
le nicht nochmals bestimmt. Die Oberflächen- und die maximalen Druckeigenspannungen
unter der Oberfläche wurden aber nochmals an Proben, die im Vakuumofen ausgelagert wur-
den, bestimmt.

4.1.2 Versuchsablauf

Die Auslagerungszeiten wurden zwischen 0,1 Stunden und 1000 Stunden und die Auslage-
rungstemperaturen im Temperaturbereich von T_1 bis T_5 gewählt, wobei T_5 kleiner als
 $T = 750\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $T_1 < T_2 < T_3 < T_4 < T_5$ ist. Die genauen Temperaturen dürfen aufgrund von
Geheimhaltungsvereinbarungen nicht genannt werden. Die Versuchsparameter können
Tabelle 4.2 entnommen werden.

Die Eigenspannungen wurden jeweils vor und nach der Warmauslagerung röntgenographisch
in der Mitte der gestrahlten Probenfläche gemessen. Zusätzlich wurden für die Proben, die für
die Zeiten $t = 0,1; 1; 10$ und 100 h ausgelagert wurden, die maximalen Eigenspannungen be-

stimmt (vgl. Kapitel 4.4). Für ausgewählte Auslagerungszeiten und Auslagerungstemperaturen wurden komplette Tiefenprofile ermittelt.

Tabelle 4.2: Versuchsparameter

| Strahlzustand | Auslagerungstemperatur T | Auslagerungszeiten t [h] |
|---------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| 0,1 mmA | T1 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |
| | T2 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100; 1000 |
| | 3 Temperaturen zwischen T2 und T3 | 100 |
| | T3 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100; 1000 |
| | 3 Temperaturen zwischen T3 und T4 | 100 |
| | T4 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |
| | T5 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |
| 0,15 mmA | T1 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |
| | T2 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100; 1000 |
| | 3 Temperaturen zwischen T2 und T3 | 100 |
| | T3 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100; 1000 |
| | 3 Temperaturen zwischen T3 und T4 | 100 |
| | T4 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |
| | T5 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |
| 0,25 mmA | T1 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |
| | T2 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100; 1000 |
| | 3 Temperaturen zwischen T2 und T3 | 100 |
| | T3 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100; 1000 |
| | 3 Temperaturen zwischen T3 und T4 | 100 |
| | T4 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |
| | T5 | 0,1; 0,3; 1; 3; 10; 30; 100 |

4.2 Isotherme quasistatische Beanspruchung

4.2.1 Versuchseinrichtung

Die isotherm quasistatischen Beanspruchungen wurden auf einer elektromechanischen Prüfmaschine der Bauart Zwick aufgebracht. Die Proben wurden indirekt mit Hilfe eines 3-Zonen-Widerstandsofens, wobei jede Zone einzeln geregelt wurde, beheizt. Die Versuche wurden in Anlehnung an die Normen ASTM-E21 [93] bzw. DIN EN 2002-002 [94] durchgeführt.

Die Versuche an den glatten Rundproben wurden dehnungsgeregelt mit einer konstanten Dehnrate von 0,3 %/min bis zu der vorgegebenen Abbruchdehnung durchgeführt. Anschließend wurden die Proben wieder entlastet. Dabei wurden die Dehnung, die Kraft und die Temperatur aufgezeichnet.

Die gekerbten Flachproben wurden mit einer konstanten Traversengeschwindigkeit von 0,1 mm/min bis zu einer vorgegebenen Abbruchspannung beansprucht und danach wieder entlastet. Währenddessen wurden der Traversenweg, die Kraft und die Temperatur aufgezeichnet.

4.2.2 Versuchsablauf

Vor dem Versuch wurden die Oberflächeneigenstressungen jeder Probe röntgenographisch bestimmt. Anschließend wurden die Proben in die Zugprüfmaschine eingebaut und eine Vorspannkraft von $F_V = 200$ N aufgebracht, welche während der Aufheizphase und der anschließend mindestens 30 min dauernden Haltephase der Versuchstemperatur konstant gehalten wurde. Die Beanspruchung wurde dann bis zu einem vorgegebenen Abbruchkriterium aufgeprägt. Je nach Probenform war dies eine Totaldehnungsgrenze für die glatten Rundproben oder eine Kraftgrenze für die gekerbten Flachproben. Nach Erreichen der Abbruchbedingung wurde die Probe entlastet und spannungsfrei auf Raumtemperatur abgekühlt. Anschließend wurden wieder die Oberflächeneigenstressungen bestimmt. Beispielhaft ist in Abbildung 4.2 ein bei einer Totaldehnung von $\epsilon_t = 1,5$ % abgebrochener dehnungsgeregelter Warmzugversuch dargestellt.

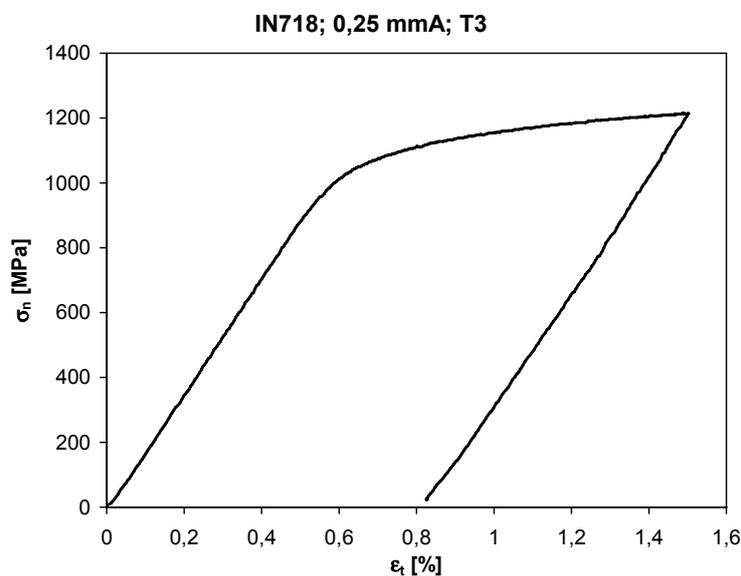


Abbildung 4.2: Spannungs-Dehnungs-Kurve eines abgebrochenen Warmzugversuchs einer mit 0,25 mmA kugelgestrahlten MTN93A-Probe bei der Versuchstemperatur T3

Um eine entsprechende Datenbasis für die Beschreibung des isothermen quasistatischen Eigenspannungsabbaus zu erhalten, wurden die Versuchsparameter Abbruchbeanspruchung und Temperatur variiert. Für die drei Strahlzustände der glatten Rundprobe wurden zwei Tempe-

turen T1 und T3 (die genauen Temperaturen dürfen aus Geheimhaltungsgründen nicht genannt werden, es gilt $T1 < T3$) und unterschiedliche Abbruchttotaldehnungen zwischen $\epsilon_t = 0\%$ bis $\epsilon_t = 2\%$ untersucht. In Tabelle 4.3 ist das durchgeführte Versuchsprogramm für die glatten Rundproben zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Versuchsparameter für die glatten Rundproben

| Strahlzustand | Versuchstemperatur T | Abbruchttotaldehnungen ϵ_t [%] |
|---------------|----------------------|---|
| 0,1 mmA | T1 | 0; 0,4; 0,45; 0,5; 0,55; 0,7; 0,9; 1,2; 1,5; 2 |
| | T3 | 0; 0,4; 0,45; 0,5; 0,55; 0,7; 0,9; 1,2; 1,5; 2 |
| 0,15 mmA | T1 | 0; 0,4; 0,45; 0,5; 0,55; 0,7; 0,9; 1,2; 1,5; 2 |
| | T3 | 0; 0,4; 0,45; 0,5; 0,55; 0,6; 0,7; 0,9; 1,2; 1,5; 2 |
| 0,25 mmA | T1 | 0; 0,4; 0,55; 0,7; 0,9; 1,2; 1,5; 2 |
| | T3 | 0; 0,4; 0,55; 0,7; 0,9; 1,2; 1,5; 2 |

Für die gekerbten Flachproben wurden die Versuche nur für die Versuchstemperatur T3, die genaue Temperatur darf aus Geheimhaltungsgründen nicht genannt werden, und verschiedene Abbruchnennspannungen zwischen 0 MPa und 860 MPa durchgeführt. Es wurden ebenfalls drei Kugelstrahlzustände untersucht. In Tabelle 4.4 ist das durchgeführte Versuchsprogramm für die gekerbten Flachproben dargestellt.

Tabelle 4.4: Versuchsparameter für die gekerbten Flachproben

| Strahlzustand | Versuchstemperatur | Abbruchnennspannung σ_n [MPa] |
|---------------|--------------------|---|
| 0,1 mmA | T3 | 0; 259; 278; 301; 323; 350; 432; 518; 605; 670; 776; 860 |
| 0,15 mmA | T3 | 0; 259; 280; 300; 323; 343; 429; 517; 602; 687; 774; 860 |
| 0,25 mmA | T3 | 0; 258; 280; 300; 323; 348; 430; 515; 602; 688; 776; 860 |

4.3 Isotherm zyklische Beanspruchung

4.3.1 Versuchseinrichtung

Die isotherm zyklischen Versuche wurden abhängig vom Probentyp an zwei servohydraulischen Prüfmaschinen durchgeführt. Grundlage hierbei waren für die dehnungsgeregelten Versuche die Norm ASTM-E606 [95] bzw. DIN EN 3988 [96] und für die kraft- bzw. spannungsgeregelten Versuche die DIN EN 3874 [97].

Für die glatten Rundproben wurde eine Prüfmaschine der Firma Instron verwendet, welche mit einer Dreizonenheizung, bestehend aus zwei Widerstandsöfen für die Probenfassungen und einem Strahlungsöfen für die Probenmitte ausgestattet war. Die Versuche wurden deh-

nungsgeregelt mit einer konstanten Dehnrates von 6,0 %/s ab dem zweiten Zyklus bis zu der vorgegebenen Abbruchlastspielzahl durchgeführt. Der erste Zyklus wurde mit einer Dehnrates von 0,6 %/s gefahren, da es ansonsten aufgrund der großen Plastizierung der Probe während der Erstbelastung zu einer unzulässigen Probenerwärmung gekommen wäre und weil zudem auf diese Art und Weise das Regelverhalten der servohydraulischen Prüfmaschine verbessert wurde. Die Sollvorgabe der Dehnung war ein Dreiecksignal. Während des Versuchs wurden die Dehnung, die Kraft und die Temperatur erfasst.

Für die gekerbten Flachproben stand eine servohydraulische Prüfmaschine der Bauart Schenck zur Verfügung, welche ebenfalls mit einer Dreizonenheizung, bestehend aus zwei Widerstandsöfen für die Probenfassungen und einem Strahlungsöfen für die Probenmitte ausgestattet war. Die Versuche wurden nennspannungsgeregelt und sinusförmig mit einer konstanten Prüffrequenz von $f = 5$ Hz bis zu der vorgegebenen Abbruchlastspielzahl durchgeführt. Dabei wurden der Kolbenweg, die Kraft und die Temperatur aufgezeichnet.

4.3.2 Versuchsablauf

Vor dem Versuch wurden die Oberflächeneigenstressungen an jeder Probe röntgenographisch vermessen. Anschließend wurden die Proben in den Versuchstand eingebaut, kraftfrei aufgeheizt und die Versuchstemperatur mindestens 30 min konstant gehalten. Die verschiedenen Beanspruchungsamplituden wurden bei einem R-Verhältnis von $R = 0$ bis zu einer vorgegebenen Abbruchlastspielzahl aufgeprägt. Je nach Probenform waren dies Dehnungsamplituden für die glatte Rundprobe oder Nennspannungsamplituden für die gekerbte Flachprobe. Nach Erreichen der Abbruchbedingung wurde die Probe wieder entlastet und spannungsfrei auf Raumtemperatur abgekühlt. Beispielhaft ist dieses Vorgehen in Abbildung 4.3 für einen abgebrochen dehnungsgeregelten Ermüdungsversuch an einer glatten Rundprobe mit einer Dehnungsamplitude $\epsilon_a = 0,5$ % und einer Abbruchlastspielzahl von 10 Zyklen dargestellt.

Um eine Datenbasis für die Beschreibung des isotherm zyklischen Eigenspannungsabbaus zu generieren, wurden die Versuchsparameter Beanspruchungsamplitude, Abbruchzyklenzahl und Versuchstemperatur variiert. Für die glatte Rundprobe wurden zwei Temperaturen T1 und T3 (die genauen Temperatur dürfen aus Geheimhaltungsgründen nicht genannt werden, es gilt $T1 < T3$), die beiden Strahlzustände 0,1 mA und 0,25 mA, unterschiedliche Dehnungsamplituden zwischen $\epsilon_a = 0,35$ % und $\epsilon_a = 0,6$ % und verschiedene Abbruchzyklenzahlen zwischen 1 und 100000 untersucht. In

Tabelle 4.5 ist das für die glatten Rundproben durchgeführte Versuchprogramm zusammengefasst.

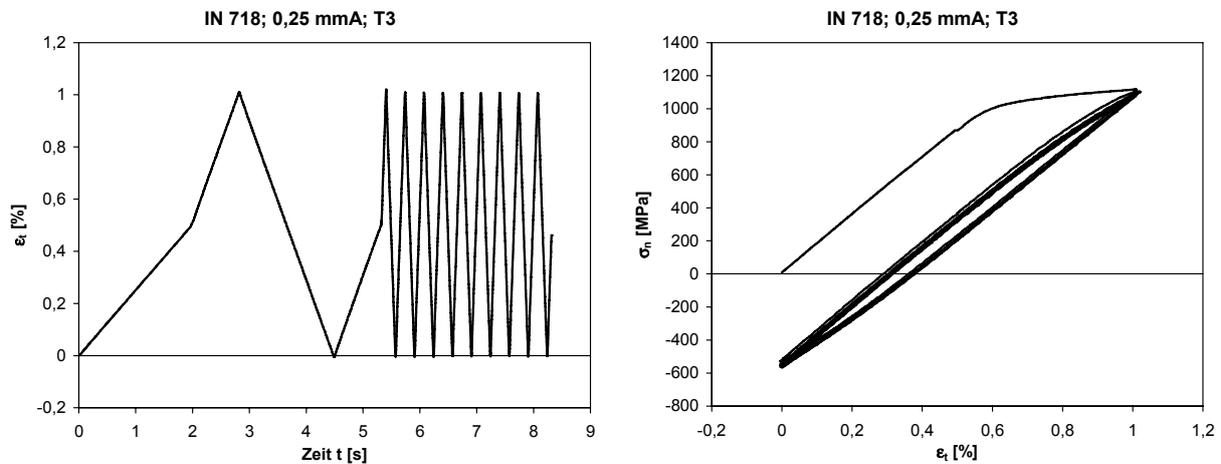


Abbildung 4.3: Totaldehnung-Zeit-Verlauf (links) und Nennspannung-Totaldehnungs-Hysteresen (rechts) für einen nach zehn Zyklen abgebrochenen dehnungsgeregelten Ermüdungsversuch

Tabelle 4.5: Versuchsparameter für die glatten Rundproben

| Strahlzustand | Versuchstemperatur T | Dehnungsamplitude ϵ_a [%] | Abbruchzyklen |
|---------------|----------------------|------------------------------------|---------------------------------|
| 0,1 mmA | T1 | 0,35 | 1, 10, 100, 1000, 10000, 100000 |
| | | 0,425 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | | 0,5 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | T3 | 0,35 | 1, 10, 100, 1000, 10000, 100000 |
| | | 0,425 | 1, 10, 100, 1000, 10000, 100000 |
| | | 0,5 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| 0,25 mmA | T1 | 0,35 | 1, 10, 100, 1000, 10000, 100000 |
| | | 0,425 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | | 0,5 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | T3 | 0,35 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | | 0,425 | 1, 10, 100, 1000, 10000, 100000 |
| | | 0,5 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | | 0,6 | 1, 10, 100, 1000 |

Für die gekerbten Flachproben wurden für die beiden Strahlzustände 0,1 mmA und 0,25 mmA nur Versuche bei der Versuchstemperatur T3, die genaue Temperatur darf aus Geheimhaltungsgründen nicht genannt werden, durchgeführt. Die Nennspannungsamplitude variierte zwischen 350 MPa und 425 MPa und die Abbruchzyklenzahl lag zwischen 1 und 10000. In Tabelle 4.6 ist das durchgeführte Versuchsprogramm für die gekerbten Flachproben zusammengefasst.

Tabelle 4.6: Versuchsparameter für die gekerbten Flachproben

| Strahlzustand | Versuchstemperatur T | Nennspannungsamplitude σ_a [MPa] | Abbruchzyklenzahl |
|---------------|----------------------|---|-------------------------|
| 0,1 mmA | T3 | 350 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | | 375 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | | 400 | 1, 10, 100, 1000 |
| | | 425 | 1, 10, 100, 1000 |
| 0,25 mmA | T3 | 350 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | | 375 | 1, 10, 100, 1000, 10000 |
| | | 400 | 1, 100, 1000 |
| | | 425 | 1, 10, 100, 1000 |

4.4 Eigenspannungsmessungen

Die röntgenographischen Eigenspannungsmessungen erfolgten nach dem $\sin^2\psi$ -Verfahren [98] an den $\{311\}$ -Gitterebenen der γ -, γ' - und γ'' -Phase mit Cr-gefilterter Mn-K α -Strahlung unter der Verwendung eines Diffraktometers „Karlsruher“-Bauart. Die 2θ -Bereiche wurden so gewählt, dass die vollständige Interferenzlinie aufgenommen wurde und ein näherungsweise horizontaler Abzug des Untergrunds möglich war. Die Schrittweite $\Delta 2\theta$ wurde entsprechend der Bedingung $\Delta 2\theta \approx 0,05 \times \text{HWB}$ angepasst. Die Zählzeit wurde so gewählt, dass das Maximum der Interferenzlinie mindestens 1000 Zählimpulse über dem Untergrund liegt [99].

Die Messungen an den Plättchenproben erfolgten immer in Schleifrichtung unter neun verschiedenen Distanzwinkeln $-70^\circ \leq \psi \leq 70^\circ$ mit einer Schrittweite von $\Delta 2\theta = 17,5^\circ$. Für die Messungen wurde folgendes Blendensystem verwendet: primärseitig eine Rundblende mit einem Durchmesser von 1 mm, sekundärseitig eine Spaltblende mit einer Spaltbreite von 4 mm.

Für die glatten Rundproben erfolgten die Messungen immer in Probenlängsrichtung, also parallel zur Belastungsrichtung, unter neun verschiedenen Distanzwinkeln $-70^\circ \leq \psi \leq 70^\circ$ mit einer Schrittweite von $\Delta 2\theta = 17,5^\circ$. Für die Messungen wurde folgendes Blendensystem verwendet: primärseitig eine Rundblende mit einem Durchmesser von 0,7 mm, sekundärseitig eine Spaltblende mit einer Spaltbreite von 4 mm.

Für die gekerbten Flachproben erfolgten die Messungen immer in Probenlängsrichtung, parallel zur Belastungsrichtung, im Kerbgrund unter 13 verschiedenen Distanzwinkeln $-45^\circ \leq \psi \leq 45^\circ$ mit einer Schrittweite $\Delta 2\theta = 9^\circ$. Für die Messungen wurde folgendes Blen-

densystem verwendet: primärseitig eine Spaltblende mit einer Spaltbreite von 0,5 mm und einer Spaltlänge von 3 mm, sekundärseitig eine Spaltblende mit einer Spaltbreite von 4 mm.

Die $K\alpha_1$ - und $K\alpha_2$ -Profile sowie die Interferenzlinien der einzelnen Phasen wurden nicht getrennt. Für die Bestimmung der Gitterdehnungen wurde ein spannungsfreier Bragg-Winkel von $2\theta_0 = 151^\circ$ verwendet. Die Auswertung der Spannungsanalysen erfolgte unter der Annahme isotropen Materialverhaltens mit den röntgenographischen Werten $E^{\{311\}} = 200000$ MPa für den Elastizitätsmodul und $\nu^{\{311\}} = 0,325$ für die Querkontraktionszahl. Die Halbwertsbreiten der $\{311\}$ Röntgeninterferenzlinie wurden bei jeder Eigenspannungsmessung durch Mittelung der Halbwertsbreiten der drei ψ -Winkel $\Psi = -17,5^\circ, 0^\circ, 17,5^\circ$ bzw. $-9^\circ, 0^\circ, 9^\circ$ bestimmt.

Für die Bestimmung von Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofilen wurde bei den Plättchenproben und den glatten Rundenproben ein kreisförmiger Abtragsfleck mit einem Durchmesser von $d = 5$ mm und bei den gekerbten Proben ein 2 mm breiterer Spalt über den kompletten Kerbgrund schrittweise elektrolytisch abgetragen. Die durch das Abtragen auftretende Eigenspannungsumlagerung wurde auf Grund des kleinen Abtragsflecks gegenüber der eigenspannungsbehafteten Probenfläche vernachlässigt.

Die Messdaten der Eigenspannungstiefenprofile wurden mit Hilfe eines Least-Square-Algorithmus an die folgende Funktion angepasst:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{ES}}(x) &= \sigma_{\text{max}}^{\text{ES}} - (\sigma_{\text{max}}^{\text{ES}} - \sigma_{\text{O}}^{\text{ES}}) \cdot (x - x_{\text{max}})^2 / x_{\text{max}}^2 && \text{für } x \leq x_{\text{max}} \\ \sigma^{\text{ES}}(x) &= (\sigma_{\text{max}}^{\text{ES}} - \sigma_{\text{O}}^{\text{ES}}) \cdot \frac{1 - (x - x_{\text{max}})^2 / (x_0 - x_{\text{max}})^2}{\left[1 + (x - x_{\text{max}})^2 / (x_0 - x_{\text{max}})^2\right]^2} && \text{für } x > x_{\text{max}} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Die Parameter der Funktion sind: $\sigma_{\text{O}}^{\text{ES}}$ für die Eigenspannungen an der Oberfläche, $\sigma_{\text{max}}^{\text{ES}}$ für die maximalen Eigenspannungen unterhalb der Oberfläche, x_{max} für die Lage der maximalen Eigenspannungen und x_0 für die Lage des Nulldurchgangs der Eigenspannungen (vgl. Abbildung 4.4). Die Fitfunktion besteht aus zwei Teilen: Für Tiefen x kleiner als die Lage der maximalen Eigenspannungen x_{max} ist die Funktion eine Parabel, für Tiefen größer als die Lage der maximalen Eigenspannungen x_{max} wird eine rationale Funktion herangezogen. Die Fitfunktion liefert keine Aussage über den Verlauf nach dem Nulldurchgang, da die Funktion kein Kräfte- und Momentengleichgewicht über der Probenquerschnittsfläche garantiert.

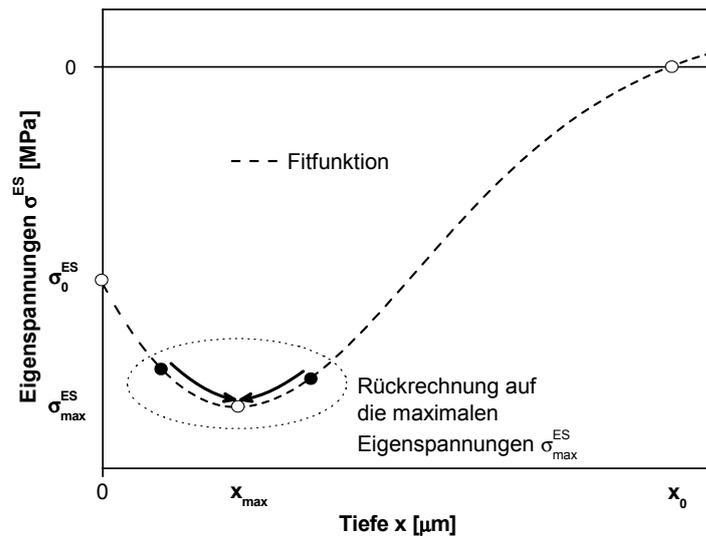


Abbildung 4.4: Fitfunktion für Eigenspannungstiefenprofile und Vorgehensweise zur Bestimmung des maximalen Druckeigenspannungswerts

Das komplette Eigenspannungstiefenprofil konnte nicht für alle Probenzustände bestimmt werden. Da aber trotzdem eine Aussage über das jeweilige komplette Tiefenprofil für die thermisch beanspruchten Plättchenproben gemacht werden sollte, wurden die maximalen Eigenspannungen unterhalb der Oberfläche bestimmt. Hierfür wurde in der Nähe der Lage der maximalen Eigenspannungen x_{max} elektrolytisch abgetragen, anschließend die Tiefe vermessen und dann entweder mit der Parabel oder der rationalen Funktion auf die maximalen Eigenspannungen zurückgerechnet (vgl. Abbildung 4.4). Dabei wurde angenommen, dass die Lage der maximalen Eigenspannungen x_{max} und des Nulldurchgangs x_0 konstant bleiben (vgl. Kapitel 5).

4.5 Vermessung der Oberflächentopographie

Die Oberflächentopographie der kugelgestrahlten Proben wurde mit einem konfokalen Weislichtmikroskop der Bauart Nanofocus μSurf vermessen. Die Oberflächenparameter wurden nach DIN EN ISO 4287f. [100,101] bestimmt.

5 Vergleich der Ausgangsrandschichtzustände

Die nach dem Kugelstrahlen vorliegenden Randschichtzustände wurden charakterisiert. In den folgenden beiden Abschnitten werden die Ausgangsrandschichtzustände hinsichtlich der verschiedenen Strahlzustände für die Plättchenproben und die verschiedenen Probengeometrien verglichen. Es wird dabei aus Übersichtlichkeitsgründen auf eine vollständige Darstellung aller Zustände verzichtet.

5.1 Vergleich zwischen den Strahlzuständen für die Plättchenproben

Es wurden drei verschiedene Almenintensitäten durch unterschiedliche Kugelstrahlparameter eingestellt. Die daraus resultierenden Randschichtzustände wurden mit Hilfe von Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofilen, sowie der Aufnahme der Oberflächentopographie bestimmt. Im Folgenden werden die an Plättchenproben durchgeführten Charakterisierungen der unterschiedlichen Strahlzustände miteinander verglichen.

In Abbildung 5.1 oben sind die Eigenspannungstiefenprofile der unterschiedlich gestrahlten Plättchenproben dargestellt. Alle Eigenspannungstiefenprofile haben den gleichen charakteristischen Verlauf. Beginnend mit Druckeigenspannungen an der Oberfläche nehmen die Druckeigenspannungen bis zu einem maximalen Wert unterhalb der Oberfläche zu, um dann wieder bis zum Nulldurchgang der Eigenspannungen bzw. geringen Zugeigenspannungen abzunehmen. Die dargestellten Fit-Funktionen wurden mit der Gleichung (4.1) bestimmt (vgl. Kapitel 4.4). So wurden folgende charakteristische Werte des Eigenspannungstiefenprofils ermittelt: die Oberflächeneigenspannungen, die maximalen Eigenspannungen und deren Lage sowie der Nulldurchgang der Eigenspannungen. Mit steigender Strahlintensität nehmen die Oberflächeneigenspannungen ab. Die maximalen Eigenspannungen, deren Lage und der Nulldurchgang der Eigenspannungen nehmen hingegen mit steigender Strahlintensität zu.

In Abbildung 5.1 unten sind die ermittelten Halbwertsbreitentiefenprofile dargestellt. Alle Tiefenprofile zeigen an der Oberfläche ihren maximalen Wert und nehmen dann kontinuierlich auf die Grundhalbwertsbreite des unbehandelten Kernmaterials ab. Die Oberflächenwerte der Halbwertsbreite nehmen mit zunehmender Almenintensität zu. Die Grundhalbwertsbreite streut leicht, was mit unterschiedlichen Chargen des Ausgangsmaterials erklärt werden kann. Der Übergang von der Halbwertsbreite des verfestigten Bereichs zur Grundhalbwertsbreite ist

schwer zu bestimmen. Es ist aber tendenziell mit zunehmender Strahlintensität eine Zunahme der Übergangstiefe festzustellen.

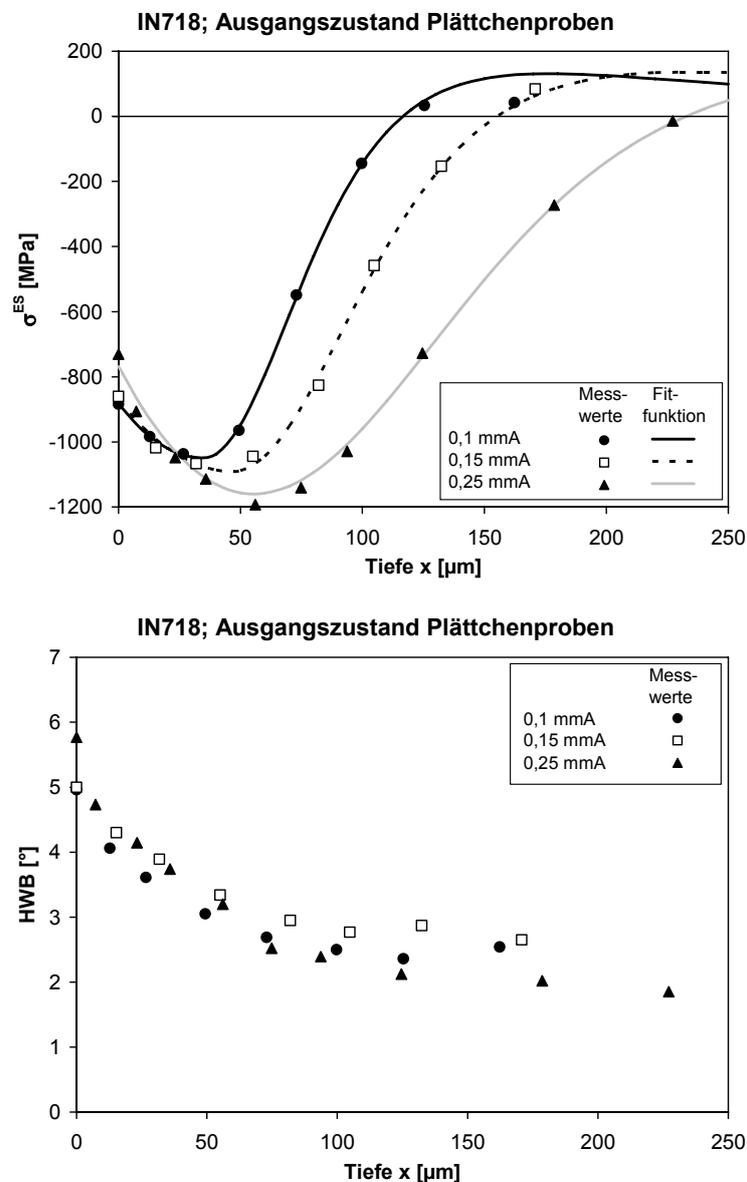


Abbildung 5.1: Eigenspannungstiefenprofile (oben) und Halbwertsbreitentiefenprofil (unten) der unterschiedlich gestrahlten Plättchenproben

In Abbildung 5.2 sind die aufgenommenen Oberflächentopographien der kugelgestrahlten Oberflächen dargestellt. Alle Oberflächen zeigen sowohl Krater, die von den Kugeleinschlägen herrühren, als auch unverformte Bereiche, die nicht durch Kugeln getroffen wurden, so dass die Schleifspuren der nicht gestrahlten Probe noch zu erkennen sind. Die beiden Rauheitswerte Mittenrauwert R_a und die gemittelte Rautiefe R_z nehmen mit der Strahlintensität zu.

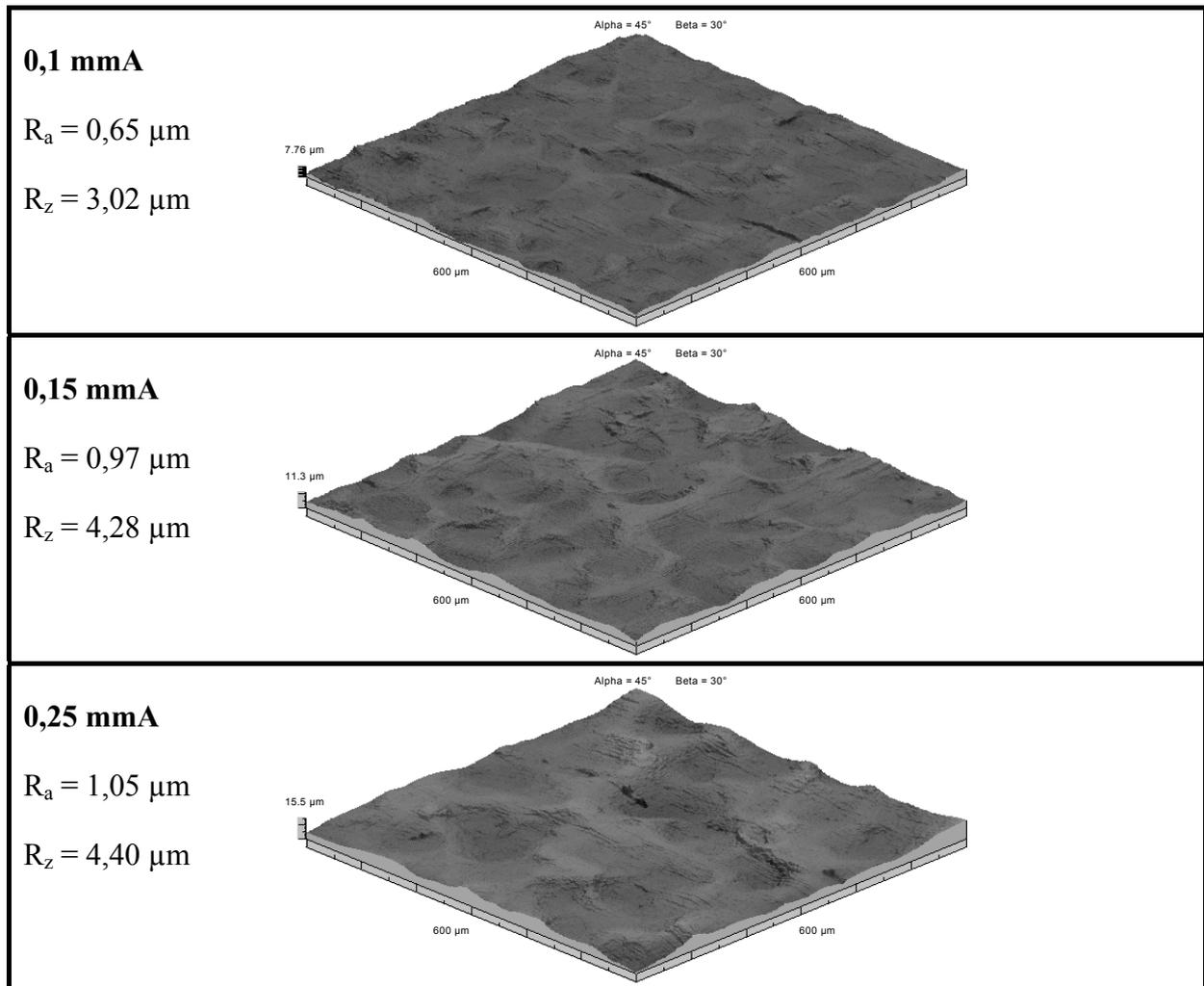


Abbildung 5.2: Oberflächentopographie mit den ermittelten Rauheitswerten der unterschiedlich gestrahlten Plättchenproben

5.2 Vergleich zwischen den Probengeometrien

Es wurden drei unterschiedliche Probengeometrien für die Untersuchungen verwendet. Im Folgenden werden die charakteristischen Werte der erzeugten Randschichtzustände für den Strahlzustand 0,25 mA miteinander verglichen. In Abbildung 5.3 sind die charakteristischen Werte des Eigenspannungstiefenprofils zusammengefasst. Dabei wurde für den Oberflächenwert der Mittelwert des jeweiligen Probentyps aufgetragen. Für die maximalen Druckeigenstressungen und deren Lage, sowie den Nulldurchgang der Eigenspannungen wurde der Wert aus dem ermittelten Tiefenprofil verwendet, wobei die Werte für die gekerbten Flachproben teilweise nach einer thermischen Auslagerung aufgetragen sind. Die Bestimmung des Ausgangszustands der gekerbten Flachproben wurde nicht durchgeführt, da zum einen nur eine beschränkte Probenanzahl zur Verfügung stand, zum anderen die Bestimmung der Eigenspannungstiefenprofile für die gekerbten Flachproben relativ aufwendig ist und dieser für die

Beschreibung des quasistatischen Eigenspannungsabbaus nicht erforderlich ist. Die aufgeführten Werte sind aber für die Tiefenlagen nicht und für die maximalen Druckeigenspannungen nur geringfügig durch die Auslagerung beeinflusst (vgl. Kapitel 5). Links sind Oberflächeneigenspannungen und die maximalen Druckeigenspannungen für die Probentypen dargestellt. Die Oberflächeneigenspannungen sind für alle Probengeometrien in derselben Größenordnung. Für die gekerbte Flachprobe im Kerbgrund wurden etwas höhere Oberflächeneigenspannungswerte ermittelt. Die ermittelten maximalen Druckeigenspannungswerte zeigen für die glatte Rundprobe im Vergleich zur Plättchenprobe einen erhöhten Eigenspannungswert. Der maximale Druckeigenspannungswert der Flachprobe bewegt sich zwischen denen der beiden anderen Proben, wobei dieser Wert aufgrund der thermischen Beanspruchung leicht relaxiert sein könnte. Ein Vergleich der charakteristischen Tiefenlagen (Abbildung 5.3 rechts) zeigt, dass die gekerbte Flachprobe die höchste Tiefenwirkung der Eigenspannungen besitzt. Dies gilt sowohl für die Lage der maximalen Druckeigenspannungen als auch für den Nulldurchgang der Eigenspannungen. Ein Vergleich zwischen der Plättchenprobe und der glatten Rundprobe zeigt dieselbe Lage der maximalen Druckeigenspannungen. Der Nulldurchgang der Eigenspannungen wird bei der glatten Rundprobe etwas früher erreicht.

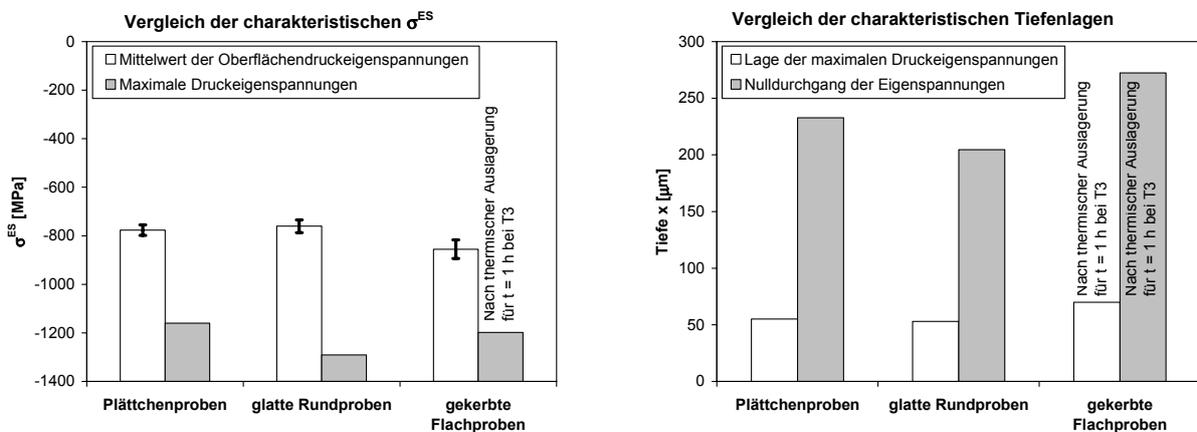


Abbildung 5.3: Vergleich der charakteristischen Werte des Eigenspannungstiefenprofils für die verschiedenen Probengeometrien und den Strahlzustand 0,25 mmA

In Abbildung 5.4 links sind die gemittelten Oberflächenhalbwidthen der Plättchenproben, der glatten Rundproben und der gekerbten Flachprobe dargestellt. Zusätzlich wurden die glatten Rundproben und gekerbten Flachproben nochmals in zwei Untergruppen aufgeteilt: zum einen Proben, die für den Warmzugversuch und zum anderen Proben, die für den isothermen Ermüdungsversuch gefertigt wurden. Diese Unterteilung wurde vorgenommen, da die gemittelte Halbwidthbreite der gekerbten Flachproben eine größere Streuung als die der beiden anderen Probentypen aufwies. Es zeigt sich, dass nur die Flachproben, die für den isothermen

Ermüdungsversuch verwendet wurden, eine große Streuung haben. Dies kann an einer gesonderten und nicht zusammenhängenden Kugelstrahlbehandlung liegen. Prinzipiell zeigen die gekerbten Flachproben eine höhere Oberflächenhalbwidthe als die Plättchenproben bzw. die glatten Rundproben, welche auf vergleichbarem Niveau trotz der Verwendung eines unterschiedlichen Blendensystems des Diffraktometers (vgl. Kapitel 4.4) liegen.

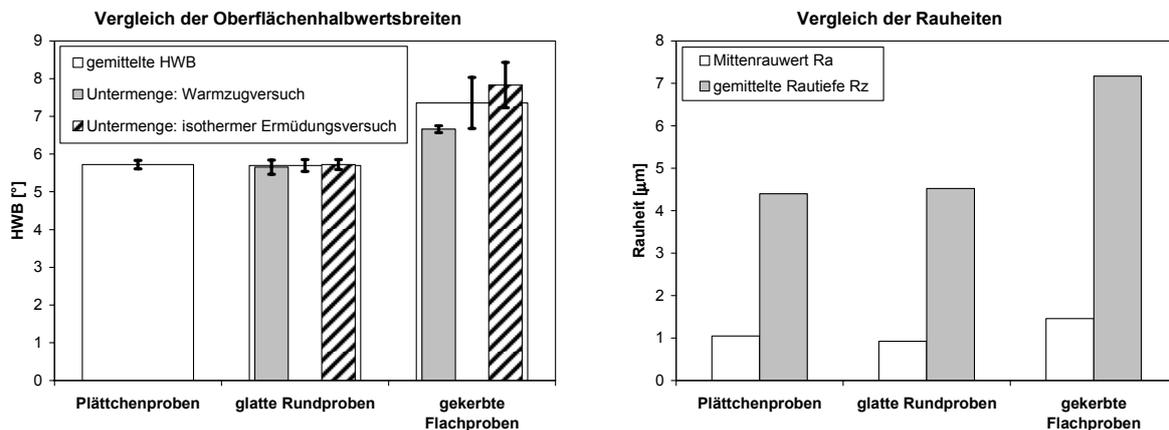


Abbildung 5.4: Vergleich der Oberflächenhalbwidthen (links) und Rauheiten (rechts) für die verschiedenen Probengeometrien und den Strahlzustand 0,25 mmA

In Abbildung 5.4 rechts sind die Rauheiten in Form des Mittenrauwerths R_a und der gemittelten Rautiefe R_z aufgetragen. Die ermittelten Werte sind für die Plättchenproben und die glatten Rundproben auf einem vergleichbaren Niveau. Nur die gekerbte Flachprobe zeigt etwas höhere Rauheitswerte.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Plättchenproben und glatten Rundproben einen vergleichbaren Randschichtzustand aufweisen. Die gekerbte Flachprobe wurde im Kerbgrund etwas stärker verfestigt, was mit Hilfe der Halbwidthe und der Oberflächerauhtigkeit gezeigt wurde.

6 Thermischer Eigenspannungsabbau

6.1 Oberflächen- und maximale Eigenspannungen

Abbildung 6.1 zeigt für den Strahlzustand 0,1 mA, Abbildung 6.2 für den Strahlzustand 0,15 mA und Abbildung 6.3 für den Strahlzustand 0,25 mA jeweils graphisch den thermischen Eigenspannungsabbau für die Oberflächeneigenspannungen und die Eigenspannungen an der Lage der maximalen Eigenspannungen des Ausgangstiefenprofils, im Folgenden nur noch als maximale Eigenspannungen bezeichnet. Auf der Ordinate ist für die Oberfläche jeweils das Verhältnis der Eigenspannungen nach der entsprechenden Auslagerung zu den gemittelten Eigenspannungen vor der Auslagerung dargestellt. Für die maximalen Eigenspannungen wurden die ermittelten Eigenspannungswerte auf den im Ausgangstiefenprofil bestimmten Wert der maximalen Eigenspannungen bezogen. Auf der Abszisse ist die Auslagerungszeit zu sehen.

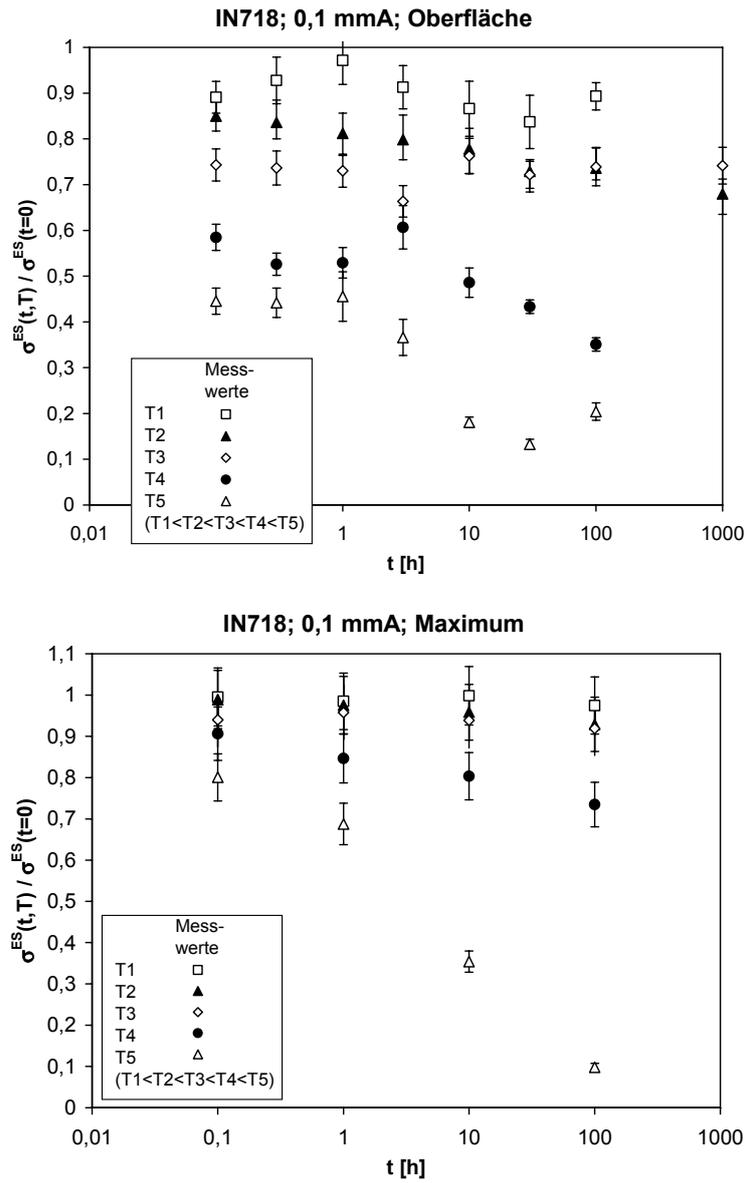


Abbildung 6.1: Einfluss der Auslagerungstemperatur auf die Abhängigkeit der auf den Ausgangswert bezogenen Oberflächeneigenspannungen (oben) und maximalen Eigenspannungen (unten) von der Auslagerungszeit für den Strahlzustand 0,1 mA

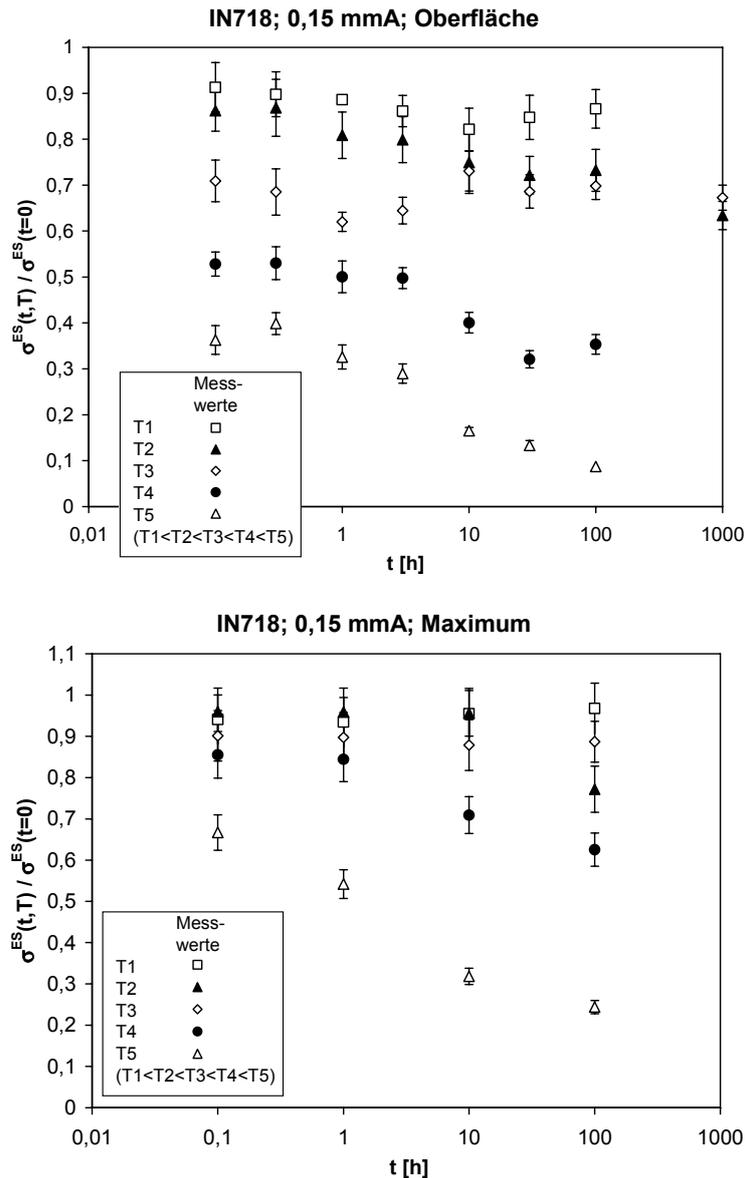


Abbildung 6.2: Einfluss der Auslagerungstemperatur auf die Abhängigkeit der auf den Ausgangswert bezogenen Oberflächeneigenspannungen (oben) und maximalen Eigenspannungen (unten) von der Auslagerungszeit für den Strahlzustand 0,15 mmA

Für alle untersuchten Strahlzustände, Tiefen und Temperaturen nehmen die Eigenspannungen mit zunehmender Zeit und Temperatur kontinuierlich ab, außer für die Temperatur T3. Bei dieser Temperatur bleibt der Eigenspannungswert nach einem anfänglichen Eigenspannungsabbau näherungsweise konstant. Dieses Phänomen wird vor allem an den ermittelten Oberflächeneigenspannungen der zusätzlich durchgeführten Auslagerungen mit 1000 Stunden und bei den Temperaturen T2 und T3 deutlich. Der festgestellte Eigenspannungsabbau an der Oberfläche bei der Auslagerungstemperatur T3 blieb für alle drei Strahlzustände geringer als bei der Auslagerungstemperatur T2.

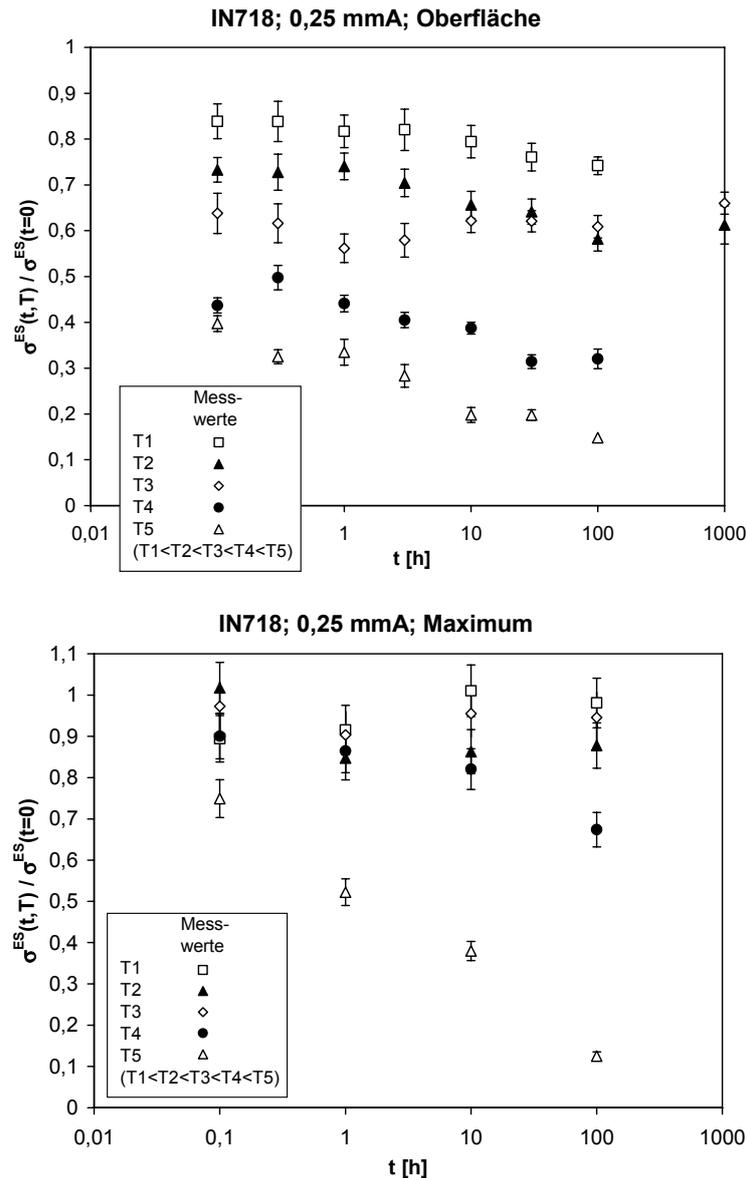


Abbildung 6.3: Einfluss der Auslagerungstemperatur auf die Abhängigkeit der auf den Ausgangswert bezogenen Oberflächeneigenspannungen (oben) und maximalen Eigenspannungen (unten) von der Auslagerungszeit für den Strahlzustand 0,25 mmA

Auf Grund der beschriebenen Unabhängigkeit des Eigenspannungsabbaus für die Temperatur bei T3 wurde der Eigenspannungsabbau im Temperaturbereich zwischen T2 und T4 nochmals genauer untersucht. Um das Übergangverhalten in diesem Temperaturbereich besser beschreiben zu können, wurden in Temperaturbereich zwischen T2 und T3 und zwischen T3 und T4 jeweils drei zusätzliche Auslagerung bei unterschiedlichen Temperaturen bei einer Auslagerungszeit von 100 h durchgeführt. Die Ergebnisse dieser zusätzlichen Untersuchung sind in der Abbildung 6.4 zusammengefasst.

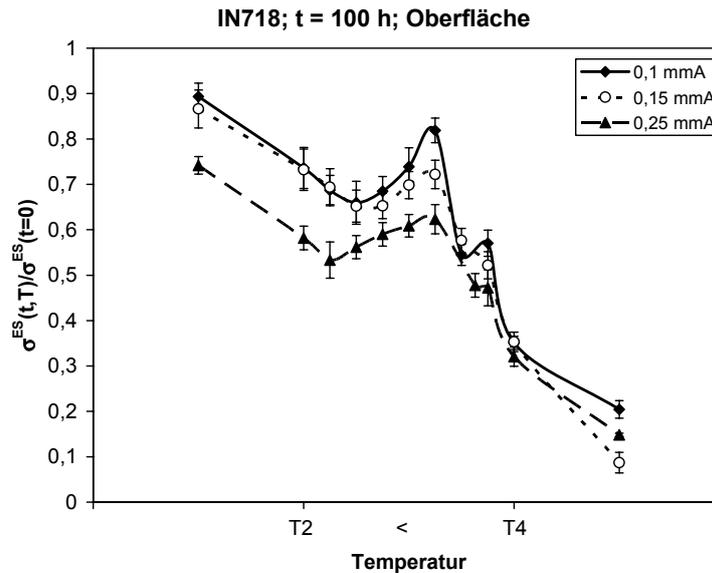


Abbildung 6.4: Einfluss des Strahlzustandes auf die auf den Ausgangswert bezogene Oberflächeneigenspannungen über der Auslagerungstemperatur für eine Auslagerungszeit t = 100 h

Der Eigenspannungsabbau nimmt im Temperaturbereich für alle Strahlzustände zwischen T2 und T3 stetig ab. Bei höheren Temperaturen beschleunigt sich der Eigenspannungsabbau wieder. Dabei ist auffällig, dass bei den Strahlzuständen 0,1 mmA und 0,15 mmA im Temperaturbereich zwischen T3 und T4 jeweils ein etwas stärkerer Eigenspannungsabbau zu beobachten ist, als ein homogener Übergang erwarten ließe.

Ein Vergleich zwischen den verschiedenen Strahlzuständen zeigt, dass sich mit zunehmender Almenintensität und bei gleichen Auslagerungsbedingungen die Eigenspannungen schneller abbauen. In der Nähe der Lage der maximalen Eigenspannungen ist die gleiche Tendenz zu beobachten. Beim Vergleich des thermischen Eigenspannungsabbaus an der Oberfläche und des Eigenspannungsabbaus unterhalb der Oberfläche (vgl. Abbildung 6.1 bis Abbildung 6.3) kann bei allen drei Strahlzuständen ein deutlich beschleunigter Eigenspannungsabbau an der Oberfläche im Vergleich zu dem Bereich unter der Oberfläche beobachtet werden.

6.2 Oberflächenhalbwidthsbreiten (HWB)

Die Halbwertsbreite gibt Aufschluss über die Mikrospannungen und ist damit ein Maß für die Versetzungsdichte bzw. den Verfestigungszustand. Für alle Versuchsdaten wurden die Halbwertsbreiten ermittelt. Da das Hauptaugenmerk auf der Beschreibung der Stabilität der Makrospannungen liegt, wird nur exemplarisch für den Strahlzustand 0,25 mmA und die Oberfläche die Stabilität der Mikrospannungen dargestellt. Für die Lage der maximalen Spannungen konnte die Darstellung die Halbwertsbreite nicht durchgeführt werden, da

sich zu große Schwankungen zeigten. Diese Schwankungen sind einerseits durch die ungenaue Tiefe nach dem elektrolytischen Abtrag begründet, andererseits durch Streuung der Ausgangshalbwertsbreitentiefenprofile.

In der Abbildung 6.5 ist der thermische Halbwertsbreitenabbau an der Oberfläche für diesen Strahlzustand graphisch dargestellt. Auf der Ordinate ist das Verhältnis der Differenz der gemessenen Halbwertsbreite nach der Auslagerung und der Halbwertsbreite des unverformten Kernmaterials zu der entsprechenden mittleren Differenz vor der Auslagerung aufgetragen. Die Halbwertsbreite des Kernmaterials wurde den Halbwertsbreitentiefenprofilen entnommen. Auf der Abszisse ist die Auslagerungszeit abgetragen.

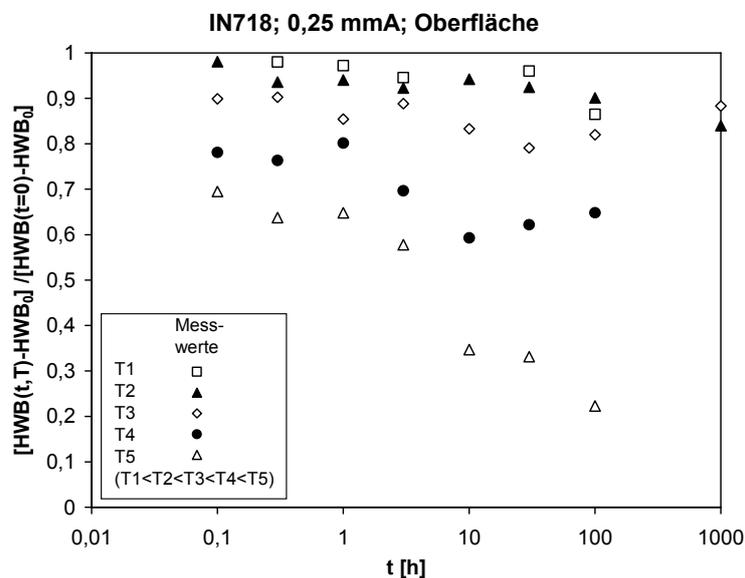


Abbildung 6.5: Einfluss der Auslagerungstemperatur auf die Abhängigkeit der Differenz der Halbwertsbreite nach der Auslagerung und dem unverformten Kernmaterial bezogen auf die Differenz aus der Halbwertsbreite vor der Auslagerung und dem unverformten Kernmaterial an der Oberfläche von der Auslagerungszeit für den Strahlzustand 0,25 mmA

Der Halbwertsbreitenabbau bzw. Mikroeigenspannungsabbau verläuft ähnlich dem der Makrospannungen. Für alle Temperaturen nehmen die Halbwertsbreiten mit zunehmender Zeit und Temperatur kontinuierlich ab, außer für die Temperatur T3 und teilweise für die T4. Bei diesen Temperaturen bleiben der Halbwertsbreiten nach einem anfänglichen Halbwertsbreitenabbau näherungsweise konstant. Wie bei den Makrospannungen wird für die durchgeführten Auslagerungen mit der Dauer von 1000 h, für die Temperatur T3 ein geringerer Halbwertsbreitenabbau als bei T2 gefunden. Im Vergleich zum Makrospannungsabbau nehmen die Halbwertsbreiten insgesamt schwächer ab.

6.3 Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile

Für ausgewählte Zeiten und Temperaturen wurden die Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile bestimmt. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Die Eigenspannungstiefenprofile wurden mit der Formel (4.1) und mit Hilfe eines Least-Square-Schätzers angefitet. Da sich die Lage der maximalen Eigenspannungen und die des Nulldurchgangs nur geringfügig ändern und diese Änderung in der Streuung der Tiefenprofile sowie der Messunsicherheit untergeht, wurden für jeden Strahlzustand die Lagen der maximalen Eigenspannungen und die des Nulldurchgangs der Eigenspannungen an alle Tiefenprofile mit einem gemeinschaftlichen Wert angepasst.

Die Eigenspannungstiefenprofile bestätigen den Trend, der bereits im Vergleich der Eigenspannungsrelaxation an der Oberfläche mit den maximalen Eigenspannungen unter der Oberfläche beobachten werden konnte (vgl. Kapitel 6.1): Die Eigenspannungen relaxieren in Oberflächennähe schneller als im Materialinneren.

Die Halbwertsbreitentiefenprofile zeigen für alle untersuchten Auslagerungszustände einen ähnlichen Verlauf. An der Oberfläche ergibt sich nach dem Kugelstrahlen der höchste Wert der Halbwertsbreite. Anschließend nimmt die Halbwertsbreite kontinuierlich auf den Wert des Kernmaterials ab. Die maximale Halbwertsbreite an der Oberfläche sowie die Tiefe, in der die Halbwertsbreite den Wert des Kernmaterials erreicht, nehmen mit der Strahlintensität zu, so dass noch nicht von einer Sättigung der Verfestigung nach dem Kugelstrahlen auszugehen ist.

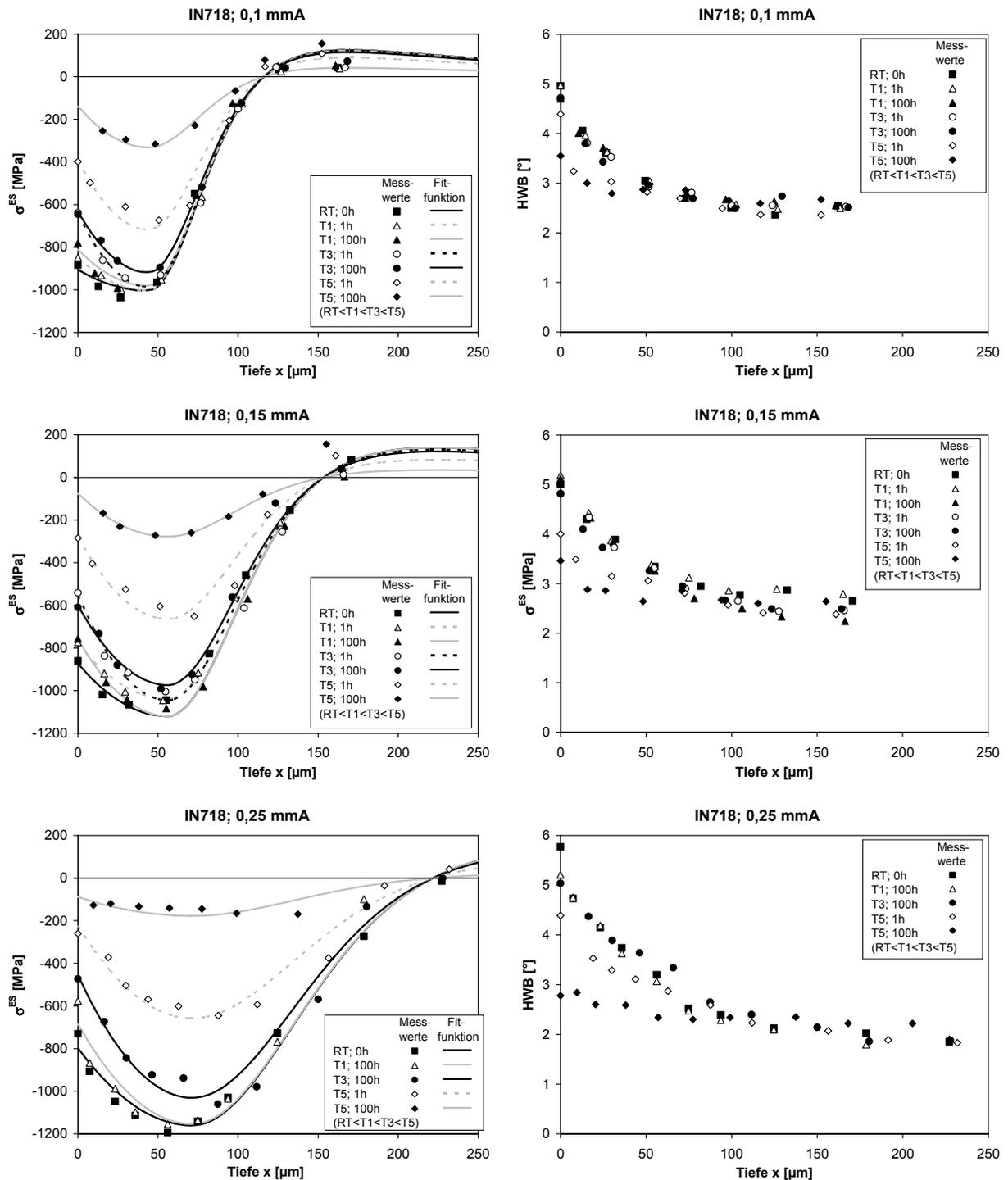


Abbildung 6.6: Ausgewählte Eigenspannungstiefenprofile (links) und Halbwertsbreitentiefenprofile (rechts) für unterschiedliche Auslagerungen und die drei Strahlzustände 0,1 mmA; 0,15 mmA; 0,25 mmA

6.4 Modellierung und Diskussion

6.4.1 Modellierung der Ergebnisse

Zur Anpassung der Parameter des Zener-Wert-Avrami-Ansatzes (vgl. Gleichung (2.1)) bestehen mehrere Möglichkeiten. Bei der herkömmlichen Auswertmethode wird die Gleichung des

Zener-Wert-Avrami-Ansatzes so umgeformt, dass durch Ausgleichsgeraden die Parameter bestimmt werden können [34]. Beginnend mit der Gleichung (6.1) werden für konstante Auslagerungstemperaturen Geraden erwartete, deren Steigung den Exponenten m ergeben:

$$\lg\left(\ln\frac{\sigma^{RS}(t=0)}{\sigma^{RS}(t,T)}\right) = \left(m \lg C - \frac{m}{\ln 10} \frac{\Delta H_A}{kT}\right) + m \lg t \quad (6.1)$$

In Abbildung 6.7 ist die geeignete Auftragung zur Bestimmung des Exponenten m mit entsprechenden Ausgleichsgeraden für die Oberfläche und Strahlzustand 0,25 mmA dargestellt.

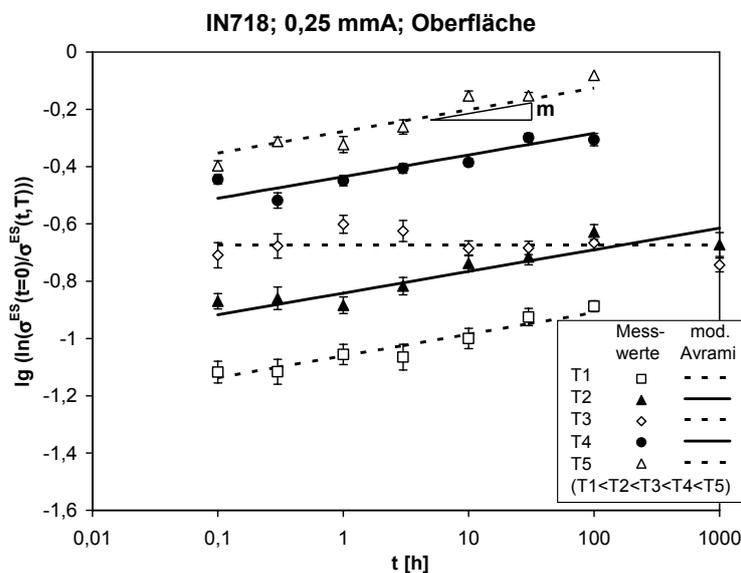


Abbildung 6.7: Einfluss der Auslagerungstemperatur auf die Abhängigkeit der Funktion $\lg(\ln(\sigma^{ES}(t=0)/\sigma^{ES}(t,T)))$ von der Auslagerungszeit an der Oberfläche für den Strahlzustand 0,25 mmA, um durch Ausgleichsgeraden den Exponenten m des Zener-Wert-Avrami-Ansatzes zu bestimmen (vgl. Gleichung (6.1))

Durch die Versuchsergebnisse der Temperaturen T1, T2, T4, und T5 können Geraden mit der gleichen Steigung m gelegt werden. Für die Auslagerungstemperatur T3 hingegen ergibt sich eine Steigung m von näherungsweise Null, d.h. es gibt einen Temperaturbereich, in dem kein bzw. nur ein geringer Eigenspannungsabbau stattfindet. Grund für diese Anomalie ist vermutlich die Unterdrückung des vorherrschenden Kriechmechanismus durch Reckalterung, welche in diesem Temperaturbereich auftritt [102,103]. Ein Temperaturbereich, in dem ein solches Verhalten auftritt, wurde auch schon von [3] für Stähle angedeutet. Begründet ist der Reckalterungseffekt in der geringeren Aktivierungsenthalpie für die Diffusion von Interstitutionsatomen wie Kohlenstoff oder Stickstoff [31], wodurch die für den Eigenspannungsabbau verantwortlichen Versetzungsbewegungen durch das ständige Nachdiffundieren der Interstitutionsa-

tome blockiert werden. Bei niedrigen Temperaturen bewegen sich die Versetzungen schneller, als die Interstitutionsatome diffundieren können. Bei hohen Temperaturen erfolgt die Diffusion der Interstitutionsatome so schnell, dass sie den Versetzungsbewegungen keinen Widerstand mehr entgegen bringen können. Nur in diesem Zwischentemperaturbereich wird die Versetzungsbewegung blockiert [32,33]. Der Zener-Wert-Avrami-Ansatz wurde daher hier so modifiziert, dass ein Temperaturbereich mit einem verzögerten Eigenspannungsabbau entsteht:

$$\frac{\sigma^{\text{ES}}(t, T)}{\sigma^{\text{ES}}(t=0)} = \exp\left(-\left(C \cdot \frac{t}{t_0 + t \cdot \exp\left(-\frac{(T - T_0)^2}{a}\right)} \cdot \exp\left(\frac{\Delta H_A}{kT}\right)\right)^m\right) \quad (6.2)$$

Die neu eingefügten Parameter haben dabei die folgende Funktion: Ab einer Übergangszeit t_0 wird im Bereich der Übergangstemperatur T_0 der Zeiteinfluss stark reduziert, so dass in diesem Temperaturbereich nach einem anfänglichen Eigenspannungsabbau die Eigenspannungen stabil bleiben. Mit dem Parameter a wird dabei die Schärfe des Übergangs der einzelnen Bereiche eingestellt.

Zur Beschreibung vollständiger Tiefenprofile sind aufgrund des unterschiedlichen Verformungsgrads an der Oberfläche und unterhalb der Oberfläche (vgl. Halbwertsbreitentiefenprofile) unterschiedliche Parametersätze für die Oberfläche sowie für den Bereich unterhalb der Oberfläche nötig. Außerdem werden auf Grund der unterschiedlichen Strahlbehandlungen und der damit verbunden unterschiedlichen Verfestigung der Randzonen (vgl. Kapitel 5) unterschiedliche Parametersätze benötigt [38,47].

6.4.2 Anpassung an die gemessenen Eigenspannungen

Die Parameter der Gleichung (6.2) wurden mit Hilfe des in Excel integrierten Solvers durch die Minimierung der Fehlerquadratsumme $(\sum (\sigma_{\text{mod. Avrami}}^{\text{ES}} - \sigma_{\text{Mess}}^{\text{ES}})^2)$ an die ermittelten Versuchsdaten angepasst. In einem ersten Schritt wurden für jeden Datensatz, welcher sich durch gleiche Strahlintensität und Lage des Eigenspannungsmesswertes auszeichnet, die Parameter einzeln bestimmt, um eine optimale Anpassung an die Versuchsdaten zu gewährleisten. Es ergeben sich daraus 36 Parameter, je 6 Parameter für drei Strahlzustände und 2 Tiefenlagen. Die für Gleichung (6.2) ermittelten Parameter sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Es ergibt sich hierfür eine Standardabweichung aller auf den mittleren Ausgangseigenspannungswert bezogenen Eigenspannungswerte für alle Strahlintensitäten und Lagen nach der thermischen Beanspruchungen zu dem nach Gleichung (6.2) berechneten Eigenspannungsverhältnis von 3,83 %.

Tabelle 6.1: Optimal an die Versuchsdaten angepasste Parameter

| Lage | Strahlintensität [mmA] | Nulldurchgang des ES-Tiefenprofils x_0 [μm] | Geschwindigkeitskonstante C [l] | Aktivierungsenthalpie ΔH_A [eV] | Exponent m [l] | Parameter a [K] | Übergangstemperatur $T_{\bar{U}}$ | Übergangszeit $t_{\bar{U}}$ [h] |
|------------|------------------------|--|---------------------------------|---|----------------|-----------------|-----------------------------------|---------------------------------|
| Oberfläche | 0,1 | 116,2 | $7,8 \cdot 10^{12}$ | 2,70 | 0,11 | $a_1 < 3000$ | $T_3 < T_{\bar{U}1} < T_4$ | $t_{\bar{U}1} < 1$ |
| Maximum | | | $1,2 \cdot 10^7$ | 1,71 | 0,36 | $a_2 < 3000$ | $T_3 < T_{\bar{U}2} < T_4$ | $t_{\bar{U}2} < 1$ |
| Oberfläche | 0,15 | 153,4 | $2,2 \cdot 10^{14}$ | 2,81 | 0,11 | $a_3 < 3000$ | $T_3 < T_{\bar{U}3} < T_4$ | $t_{\bar{U}3} < 1$ |
| Maximum | | | $2,7 \cdot 10^7$ | 1,87 | 0,23 | $a_4 < 3000$ | $T_3 < T_{\bar{U}4} < T_4$ | $t_{\bar{U}4} < 1$ |
| Oberfläche | 0,25 | 221,7 | $2,3 \cdot 10^{14}$ | 2,85 | 0,08 | $a_5 < 3000$ | $T_3 < T_{\bar{U}5} < T_4$ | $t_{\bar{U}5} < 1$ |
| Maximum | | | $1,7 \cdot 10^5$ | 1,48 | 0,28 | $a_6 < 3000$ | $T_3 < T_{\bar{U}6} < T_4$ | $t_{\bar{U}6} < 1$ |

Die mit diesem Ansatz gefundenen Parameter zeigen eine größere Abhängigkeit von den zwei unterschiedlichen Tiefenlagen als von den unterschiedlichen Strahlparametern. Die Versuchsergebnisse von [38,48] werden also bestätigt, die ebenfalls eine starke Abhängigkeit der Zener-Wert-Avrami-Parameter von der Tiefenlage gefunden haben. Außerdem werden die richtigen Tendenzen wieder gegeben: mit größer werdendem Abstand von der Oberfläche nehmen die Aktivierungsenthalpie ΔH_A und die Geschwindigkeitskonstante C ab, der Exponent m nimmt von der Oberfläche bis zur Lage der maximalen Eigenspannungen zu. Begründet werden kann dies mit der höheren Versetzungsdichte nahe der Oberfläche, wodurch der Eigenspannungsabbau beschleunigt wird [47]. Die Oberfläche wirkt sich zudem auf die Ausbildung der Versetzungsstrukturen aus [104,105] und kann daher das Abbauverhalten der Eigenspannungen ebenfalls beeinflussen.

In Abbildung 6.8 ist das Ergebnis der mit Gleichung (6.2) und den Parametersätzen der Tabelle 6.1 durchgeführten Anpassung durch die mit „mod. Avrami“ bezeichneten Kurven dargestellt. Die Messergebnisse werden mit dem gewählten Modellierungsansatz sowohl für die beiden Lagen, also die Oberfläche und die Lage der maximalen Eigenspannungen, als auch für die verschiedenen Strahlzustände im ganzen Temperaturbereich gut beschrieben. Dies gilt vor allem für die Temperatur T_3 , bei der nach einem anfänglichen Eigenspannungsabbau die Eigenspannungen anschließend weitgehend stabil bleiben. Deutlich wird dies vor allem für die Auslagerungen mit der Dauer von 1000 h bei den Temperaturen von T_2 und T_3 für die Oberflächenwerte (Abbildung 6.8 links). Hier zeigt sich ein größerer Eigenspannungsabbau für die Auslagerungstemperatur T_2 als für T_3 . Die Kurven des Modells müssen sich

also für die beiden Temperaturen schneiden, was durch den modifizierten Zener-Wert-Avrami-Ansatz ebenfalls richtig wiedergegeben wird. Dieses Verhalten zeigt sich ebenso für die maximalen Eigenspannungen.

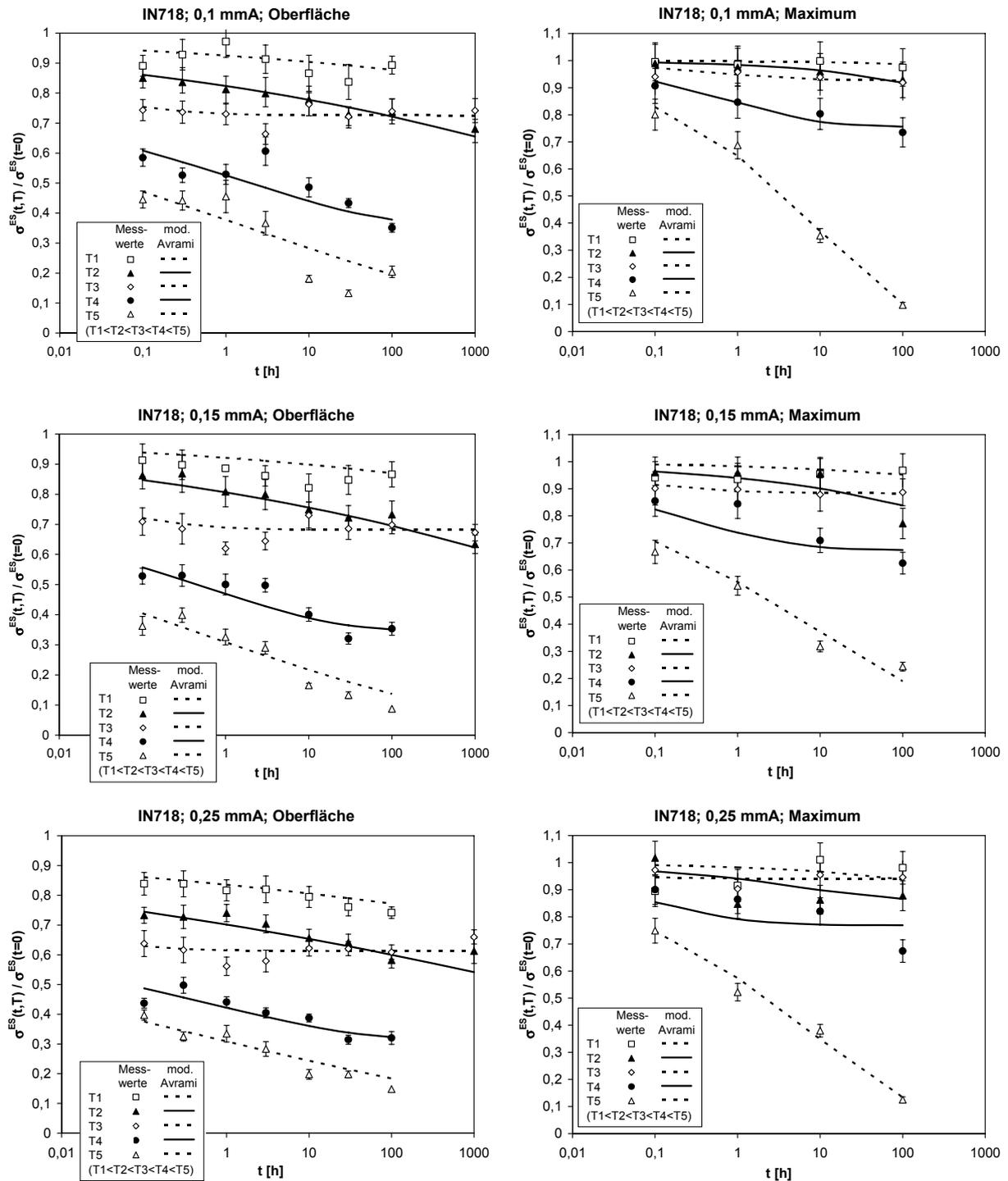


Abbildung 6.8: Einfluss der Auslagerungstemperatur auf die Abhängigkeit der auf den Ausgangswert bezogenen Oberflächeneigenspannungen (links) und maximalen Eigenspannungen (rechts) von der Auslagerungszeit für die drei Strahlzustände 0,1 mmA; 0,15 mmA; 0,25 mmA. Die durchgezogenen Linien wurden dabei mit Hilfe des modifizierten Zener-Wert-Avrami-Ansatzes mit 36 Parametern berechnet.

Um die Anzahl der Parameter zu minimieren und eine ganzheitliche Beschreibung des thermischen Eigenspannungsabbaus für alle Strahlzustände zu realisieren, war es erforderlich, Vereinfachungen zu treffen. Die Übergangstemperatur $T_{\bar{U}}$, die Übergangszeit $t_{\bar{U}}$ und den Parameter a wurden in einem zweiten Schritt für alle Strahlzustände und Tiefenlagen die gleichen Werte angenommen und an alle Daten erneut angepasst (vgl. Tabelle 6.2 grau hinterlegter Bereich). Der Einfluss der Versetzungsdichte auf den Reckalterungsprozess und damit den Temperaturbereich der Wirksamkeit dieses Prozesses wurden auf Grund der geringen Datenbasis, die zusätzlich nur an der Oberfläche ermittelt wurde, vernachlässigt. Alle weiteren verbleibenden Parameter wurden wieder an jeden Datensatz, charakterisiert durch den Strahlzustand und die Tiefenlage, angepasst. Die so ermittelten Parameter sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Hierfür ergibt sich eine Standardabweichung für alle Daten von 4,08 %. Diese ist nur geringfügig größer als die Standardabweichung derjenigen Anpassung, in welcher alle Parameter frei angepasst wurden. Statt 36 Parameter werden jetzt nur noch 21 Parameter benötigt.

Tabelle 6.2: An die Versuchsdaten angepasste Parameter, nachdem die Parameter für die Reckalterung einheitlich gewählt wurden (grau hinterlegter Bereich)

| Lage | Strahlintensität [mmA] | Nulldurchgang des ES-Tiefenprofils x_0 [μm] | Geschwindigkeitskonstante C [l] | Aktivierungsenthalpie ΔH_A [eV] | Exponent m [l] | Parameter a [K] | Übergangstemperatur $T_{\bar{U}}$ | Übergangszeit $t_{\bar{U}}$ [h] |
|------------|------------------------|--|---------------------------------|---|----------------|-----------------|-----------------------------------|---------------------------------|
| Oberfläche | 0,1 | 116,2 | $3,4 \cdot 10^{12}$ | 2,58 | 0,12 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Maximum | | | $1,2 \cdot 10^7$ | 1,74 | 0,36 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Oberfläche | 0,15 | 153,4 | $1,6 \cdot 10^{13}$ | 2,60 | 0,12 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Maximum | | | $7,4 \cdot 10^7$ | 1,90 | 0,22 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Oberfläche | 0,25 | 221,7 | $5,9 \cdot 10^{13}$ | 2,66 | 0,09 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Maximum | | | $3,8 \cdot 10^7$ | 1,83 | 0,29 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |

Nach dieser Anpassung zeigt sich weiterhin, dass sowohl die Aktivierungsenthalpie ΔH_A als auch der Exponent m jeweils für die Oberfläche und für das Maximum nährungsweise den gleichen Wert für alle Strahlzustände annehmen. Werden nun die Daten unter der weiteren Vorgabe, dass jeweils für alle Strahlzustände und für die Oberflächeneigenspannungen und die maximalen Eigenspannungen der gleiche Wert der Aktivierungsenthalpie ΔH_A und des Exponents m angesetzt wird, die Parameter erneut angepasst, ergeben sich die in Tabelle 6.3

dargestellten Werte. Für diese Anpassung mit dann 13 Parametern ergibt sich eine Standardabweichung von 4,66 %.

Tabelle 6.3: An die Versuchsdaten angepasste Parameter, nachdem die Parameter für die Aktivierungsenthalpie ΔH_A , der Exponent m und die Parameter für die Reckalterung einheitlich gewählt wurden (grau hinterlegter Bereich)

| Lage | Strahlintensität [mmA] | Nulldurchgang des ES-Tiefenprofils x_0 [μm] | Geschwindigkeitskonstante C [] | Aktivierungsenthalpie ΔH_A [eV] | Exponent m [] | Parameter a [K] | Übergangstemperatur $T_{\bar{U}}$ | Übergangszeit $t_{\bar{U}}$ [h] |
|------------|------------------------|--|----------------------------------|---|-----------------|-------------------|-----------------------------------|---------------------------------|
| Oberfläche | 0,1 | 116,2 | $5,4 \cdot 10^{12}$ | 2,66 | 0,11 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Maximum | | | $8,0 \cdot 10^6$ | 1,75 | 0,29 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Oberfläche | 0,15 | 153,4 | $2,1 \cdot 10^{13}$ | 2,66 | 0,11 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Maximum | | | $1,9 \cdot 10^7$ | 1,75 | 0,29 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Oberfläche | 0,25 | 221,7 | $1,2 \cdot 10^{14}$ | 2,66 | 0,11 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |
| Maximum | | | $1,2 \cdot 10^7$ | 1,75 | 0,29 | a<3000 | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |

Die Geschwindigkeitskonstanten an der Lage der maximalen Eigenspannungen C_{Max} weisen im Vergleich zu den Geschwindigkeitskonstanten an der Oberfläche $C_{\text{Oberfläche}}$ für die drei Strahlzustände nur geringe Unterschiede auf (vgl. Tabelle 6.3). Die Geschwindigkeitskonstanten C_{Max} werden daher im Folgenden konstant gehalten. Die Geschwindigkeitskonstante an der Oberfläche $C_{\text{Oberfläche}}$ steigt hingegen mit der Strahlintensität, was sich durch die erhöhte Versetzungsdichte nach einer Kugelstrahlbehandlung mit einer stärkeren Strahlintensität erklären lässt. Mit Hilfe eines Potenzansatzes, in welchen als Maß für den Strahlzustand der Nulldurchgang x_0 des jeweiligen Eigenspannungstiefenprofils eingeht, lässt sich dieser Sachverhalt erfassen:

$$C_{\text{Oberfläche}} = C_a \cdot \left(\frac{x_0}{1 \mu\text{m}} \right)^{C_b} + C_{\text{Max}} \quad (6.3)$$

Alle Parameter wurden nochmals mit Hilfe des in Excel integrierten Solvers und der Minimierung der Fehlerquadratsummen unter den bereits vorgestellten Bedingungen bestimmt: die Parameter für die Reckalterung a , $T_{\bar{U}}$ und $t_{\bar{U}}$ werden für alle Strahlzustände und Tiefenlagen konstant gehalten, die Aktivierungsenthalpie ΔH_A und der Exponent m werden jeweils für die Oberfläche und die Lage der maximalen Druckeigenspannungen konstant gehalten und für die Geschwindigkeitskonstante C gilt Gleichung (6.3). Die so gefundenen Parameter sind in

der Tabelle 6.4 zusammengefasst. Es ergibt sich unter Verwendung von jetzt 10 Parametern eine erneut geringfügig größere Standardabweichung von 4,75 %.

Tabelle 6.4: Parameter zur Beschreibung des thermischen Eigenspannungsabbaus

| | Oberfläche | Maximum |
|--|---------------------------|---------------------------|
| Geschwindigkeitskonstante C_{Max} [] | $1,7 \cdot 10^7$ | $1,7 \cdot 10^7$ |
| Parameter C_a der Geschwindigkeitskonstante $C_{Oberfläche}$ [] | $6,81 \cdot 10^2$ | - |
| Parameter C_b der Geschwindigkeitskonstante $C_{Oberfläche}$ [] | 4,81 | - |
| Aktivierungsenthalpie ΔH_A [eV] | 2,67 | 1,78 |
| Exponent m [] | 0,11 | 0,28 |
| Übergangsparameter a [K] | $a < 3000$ | $a < 3000$ |
| Übergangstemperatur $T_{\bar{U}}$ | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ | $T_3 < T_{\bar{U}} < T_4$ |
| Übergangszeit $t_{\bar{U}}$ [h] | $t_{\bar{U}} < 1$ | $t_{\bar{U}} < 1$ |

Die Aktivierungsenthalpie ΔH_A an der Oberfläche von 2,67 eV entspricht in etwa der Selbstdiffusionsenthalpie von Nickel, welche zwischen 2,69 und 3,01 eV bestimmt wurde [106,107]. Dies deutet auf einen Kriechprozess hin, welcher volumendiffusionskontrolliert abläuft. Die Aktivierungsenthalpie ΔH_A unterhalb der Oberfläche von 1,78 eV ist etwa halb so groß wie die für Selbstdiffusion, so dass von einem versetzungskerndiffusionskontrollierten Kriechprozess unterhalb der Oberfläche ausgegangen werden kann [3,29].

Mit dem Parametersatz aus Tabelle 6.4 konnten die Ergebnisse gut interpretiert werden. Die sich ergebende Standardabweichung von 4,75 % ist nur weniger als ein Prozent größer als die zuerst berechnete Standardabweichung (3,83 %), bei welcher die Parameter an die Strahlzustände und Lagen einzeln angepasst wurden. Die Parameteranzahl hat sich dabei von 36 auf 10 verringert. Hiermit ist das Vorgehen vor allem unter Berücksichtigung der Tatsache, dass der Messfehler einer Eigenspannungsmessung in der gleichen Größenordnung liegt, gerechtfertigt. Das Ergebnis der Beschreibung des thermischen Eigenspannungsabbaus ist in Abbildung 6.9 grafisch dargestellt. Die mit „mod. Avrami“ bezeichneten Kurven sind mit den Formeln (6.2) und (6.3) sowie dem Parametersatz aus Tabelle 6.4 berechnet worden.

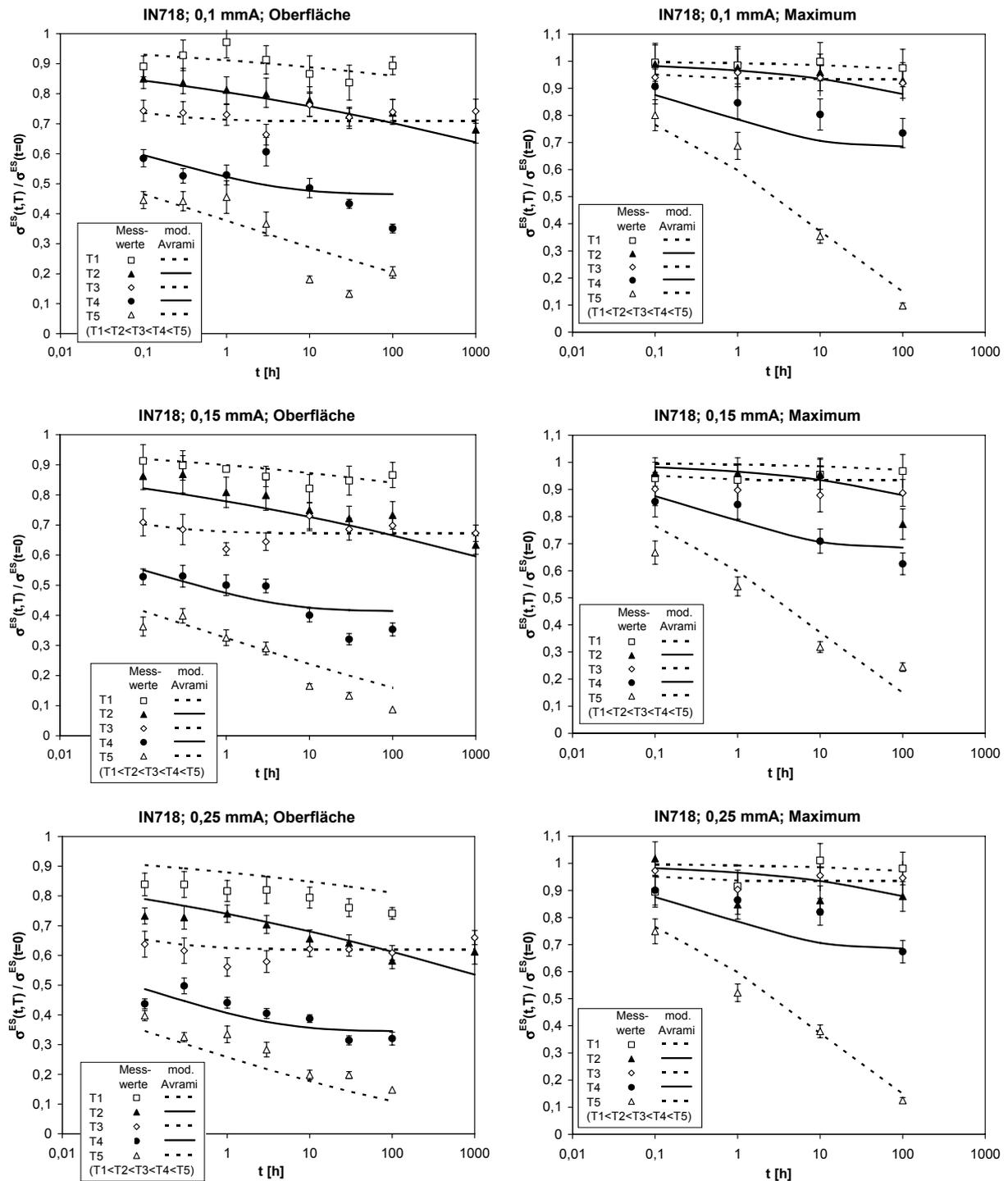


Abbildung 6.9: Einfluss der Auslagerungstemperatur auf die Abhängigkeit der auf den Ausgangswert bezogenen Oberflächeneigenspannungen (links) und maximalen Eigenspannungen (rechts) von der Auslagerungszeit für die drei Strahlzustände 0,1 mA; 0,15 mA; 0,25 mA. Die durchgezogenen Linien wurden dabei mit Hilfe des modifizierten Zener-Wert-Avrami-Ansatzes mit 10 Parametern berechnet.

Der durch die Reckalterung beeinflusste Temperaturbereich zwischen T2 und T4 wird ebenfalls durch den modifizierten Avrami-Ansatz gut wieder gegeben. Auch bei den zusätzlich durchgeführten Auslagerungsversuchen für 100 Stunden wird dies deutlich (vgl. Abbildung

6.10). Die maximale Wirksamkeit des Reckalterungsprozesses wird bei im Temperaturbereich zwischen T3 und T4 bestimmt (vgl. Tabelle 6.4) und befindet sich in dem Temperaturgebiet, für welches [103] für ausgelagerten IN718 dynamische Reckalterungseffekte gefunden hat.

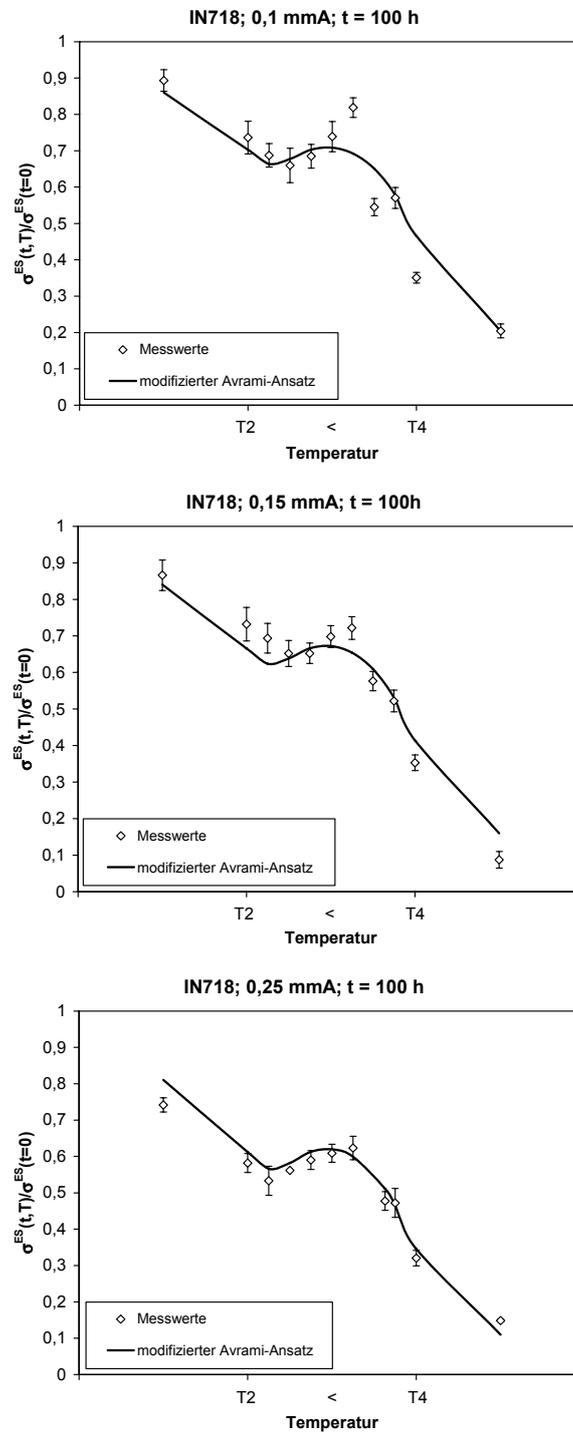


Abbildung 6.10: Auf den Ausgangswert bezogene Oberflächeneigenspannungen für die Strahlzustand 0,1 mA; 0,15 mA und 0,25 mA über der Auslagerungstemperatur für eine Auslagerungszeit von 100 h und die mit Hilfe des modifizierten Avrami-Ansatzes berechneten Werte

6.4.3 Anpassung an die gemessenen Halbwertsbreiten

Ähnlich wie bei den Eigenspannungen kann der Halbwertsbreitenabbau bzw. Mikroeigenspannungsabbau mit dem modifizierten Zener-Wert-Avrami-Ansatz beschrieben werden. Hierfür muss Gleichung (6.2) wie folgt abgeändert werden:

$$\frac{HWB(t,T)-HWB_0}{HWB(t=0)-HWB_0} = \exp\left(-\left(C \cdot \frac{t}{t_{\dot{U}} + t \cdot \exp\left(-\left(T - T_{\dot{U}}\right)^2 \cdot a^{-1}\right)} \cdot \exp\left(\frac{\Delta H_A}{kT}\right)\right)^m\right) \quad (6.4)$$

Dabei ist HWB(t,T) die Halbwertsbreite nach der Auslagerung, HWB(t = 0) die Ausgangshalbwertsbreite vor der Auslagerung und HWB₀ die Halbwertsbreite des nicht verfestigten Kernmaterials. Die anderen Parameter sind identisch mit denen der Gleichung (6.2).

Mit Hilfe des in Excel integrierten Solvers kann durch die Minimierung der Fehlerquadratsumme $\left(\sum \left(\left(\frac{\Delta HWB(t,T)}{\Delta HWB(t=0)}\right)_{\text{mod. Avrami}} - \left(\frac{\Delta HWB(t,T)}{\Delta HWB(t=0)}\right)_{\text{gemessen}}\right)^2\right)$ die Gleichung (6.4) an die ermittelten Versuchsdaten angepasst werden. Die entsprechend gefundenen Parameter sind in Tabelle 6.5 zusammengefasst. Die Standardabweichung für diese Anpassung ergibt sich zu 4,27 %.

Tabelle 6.5: Parameter zur Beschreibung des thermischen Oberflächenhalbhwertsbreitenabbaus

| Lage | Strahlintensität [mmA] | Nulldurchgang des ES-Tiefenprofils x ₀ [μm] | Geschwindigkeitskonstante C [l] | Aktivierungsenthalpie ΔH _A [eV] | Exponent m [l] | Parameter a [K] | Übergangstemperatur T _Ü | Übergangszeit t _Ü [h] |
|------------|------------------------|--|---------------------------------|--|----------------|-----------------|------------------------------------|----------------------------------|
| Oberfläche | 0,25 | 221,7 | 2,0·10 ¹⁰ | 2,37 | 0,20 | a<3000 | T3<T _Ü <T4 | t _Ü <1 |

Beim Vergleich der hier gefundenen Parameter für den Mikroeigenspannungsabbau mit den optimalen Parametern des Makroeigenspannungsabbaus (vgl. Tabelle 6.1) an der Oberfläche für den Strahlzustand 0,25 mmA sind die Geschwindigkeitskonstante C und die Aktivierungsenthalpie ΔH_A etwas geringer und der Exponent m etwas größer für den Mikroeigenspannungsabbau. Insgesamt führt das zu einem etwas geringeren bzw. langsameren Abbau der Mikroeigenspannungen im Vergleich zu den Makroeigenspannungen, wie es auch von [34,35,41,42] gefunden wurde.

Das Ergebnis der optimalen Anpassung an die Versuchsdaten mit den oben genannten Parametern ist für den Strahlzustand 0,25 mmA in Abbildung 6.11 dargestellt.

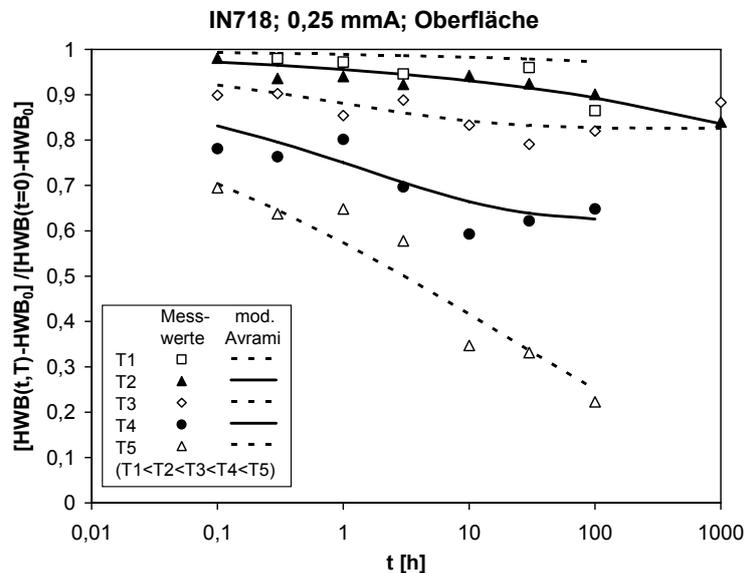


Abbildung 6.11: Einfluss der Auslagerungstemperatur auf die Abhängigkeit der Differenz aus Halbwertsbreite nach der Auslagerung und dem unverformten Kernmaterial bezogen auf die Differenz aus Halbwertsbreite vor der Auslagerung und dem unverformten Kernmaterial an der Oberfläche von der Auslagerungszeit für den Strahlzustand 0,25 mmA. Die durchgezogenen Linien wurden mit Gleichung (6.4) berechnet.

Mit dem eingeführten modifizierten Zener-Wert-Avrami-Ansatz werden auch für die Halbwertsbreiten bzw. die Mikroeigenspannungen die Messergebnisse gut wiedergegeben. Dies wird vor allem bei der gefundenen Anomalie im Temperaturbereich zwischen T2 und T4 deutlich. In Abbildung 6.12 sind die in diesem Temperaturbereich feiner abgestuften experimentellen Daten für die Auslagerungszeit von 100 Stunden im Vergleich zu den vom Modell vorhergesagten Daten dargestellt. Die Anomalie wird auch für die Halbwertsbreiten sehr gut durch das Modell wiedergegeben, wodurch das Modell nochmals bestätigt wird. Dass die Halbwertsbreiten in diesem Temperaturbereich nur geringfügig abgebaut werden, ist ein weiteres Indiz für eine Unterdrückung der Versetzungsbewegung in diesem Temperaturbereich, wie sie bei Reckalterungsprozessen auftritt, so dass Versetzungsumordnung und –annihilationen nicht stattfinden können.

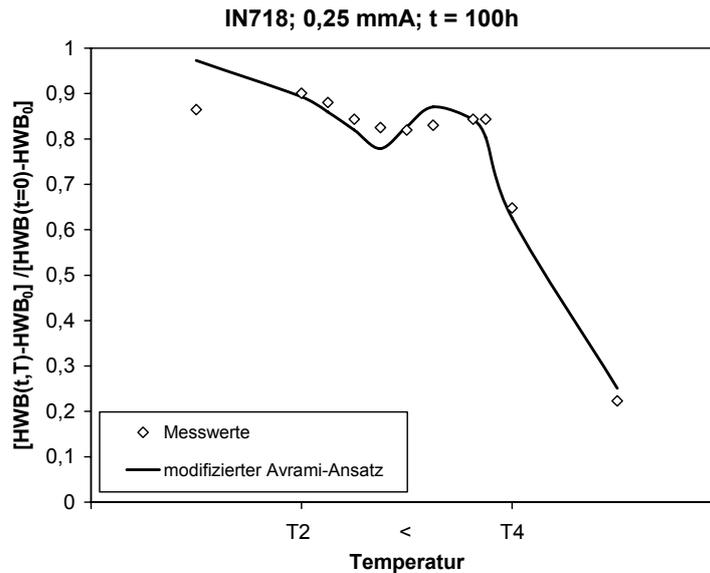


Abbildung 6.12: Differenz aus Halbwertsbreite nach der Auslagerung und dem unverformten Kernmaterial bezogen auf die Differenz aus Halbwertsbreite vor der Auslagerung und dem unverformten Kernmaterial an der Oberfläche über der Auslagerungstemperatur für eine Auslagerungszeit von 100 Stunden und die mit Hilfe des modifizierten Avrami-Ansatzes nach Gleichung (6.4) berechneten Werte

6.4.4 Modellierung vollständiger Tiefenprofile

Um Eigenspannungstiefenprofile nach bestimmten Auslagerungszeiten und Auslagerungstemperaturen beschreiben zu können, werden als erstes die Eigenspannungen an der Oberfläche und die maximalen Eigenspannungen mit Hilfe des modifizierten Zener-Wert-Avrami-Ansatzes (Formel (3)) und den entsprechenden Parametern in Tabelle 6.4 berechnet.

Zur Beschreibung vollständiger Tiefenprofile wurde die nur geringe Änderung der Lage der maximalen Eigenspannungen sowie die Lage des Nulldurchgangs der Eigenspannungen zugrunde gelegt (vgl. Kapitel 6.3). Unter der Annahme, dass diese beiden Lagen konstant bleiben, und mit Hilfe der Formel (1) lassen sich mit den ermittelten Oberflächen- und maximalen Eigenspannungen die vollständigen Tiefenprofile beschreiben.

In Abbildung 6.13 sind die experimentell ermittelten Eigenspannungstiefenprofile den mit der oben geschilderten Vorgehensweise ermittelten Eigenspannungstiefenprofilen gegenübergestellt.

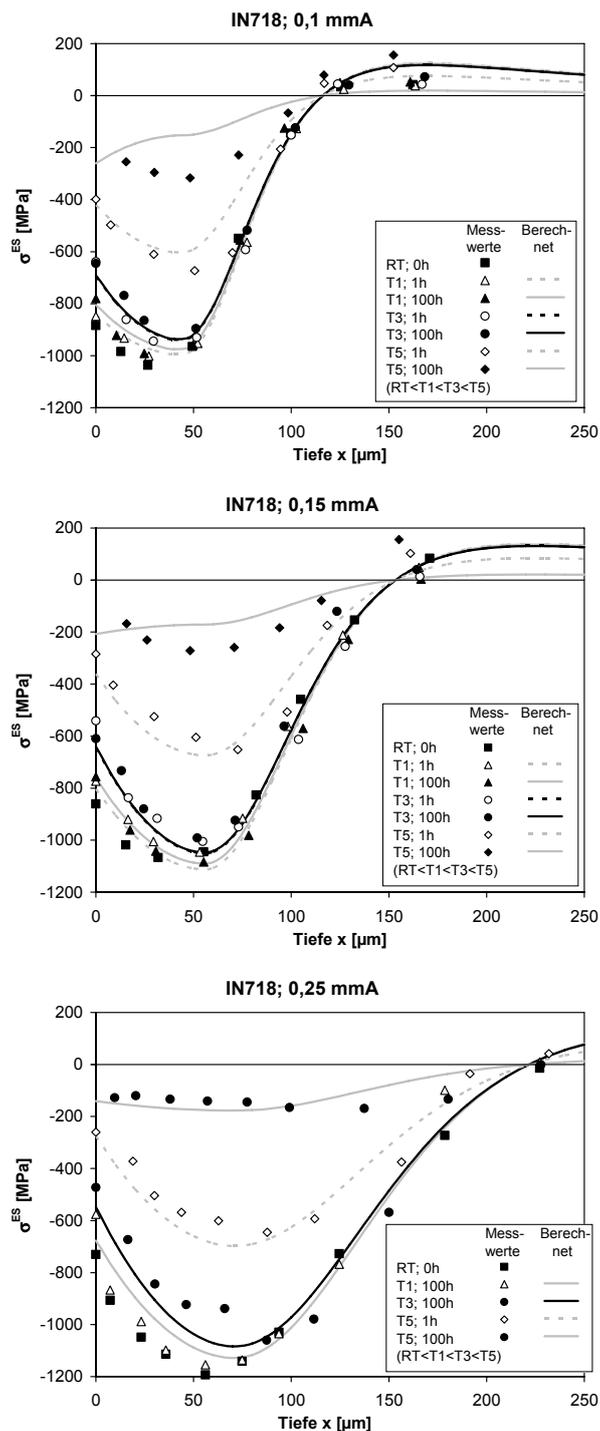


Abbildung 6.13: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Eigenspannungstiefenprofilen für ausgewählte Auslagerungen und die drei Strahlzustände 0,1 mA; 0,15 mA; 0,25 mA

Die Übereinstimmung zwischen den experimentell ermittelten und den berechneten Eigenspannungstiefenprofilen ist, unter Berücksichtigung von Messstreuungen aufgrund der Eigenspannungsmessung und der Tiefenmessung und zusätzlichen Streuungen in den sich einstellenden Tiefenprofilen, als gut zu bezeichnen. Eine Ausnahme ergibt sich für die Auslagerungen bei T5 und 100 h bei den Strahlzuständen 0,1 mA und 0,15 mA. Einerseits nehmen

die Oberflächeneigenspannungen geringfügiger ab als die maximalen Eigenspannungen unter der Oberfläche, andererseits kommt es zu einer geringen Abweichung zwischen dem berechneten und dem gemessenen Eigenspannungstiefenprofil: Diese Diskrepanz zwischen den berechneten und gemessenen Eigenspannungstiefenprofilen kann auf die unterschiedlichen Auslagerungsbedingungen für die Modellierung und für das gemessene Tiefenprofil zurückgeführt werden (vgl. Abschnitt 4.1). Das nicht erwartete Abbauverhalten ist eventuell auch durch die Temperatur T5 und Auslagerungszeit $t = 100$ h begründet, da dies die größte Auslagerungszeit und -temperatur und damit die Grenze der Modellierungsdaten darstellt. Da der Werkstoff nur bis zu Temperaturen von T4 eingesetzt wird und die Auslagerungstemperatur T5 nur gewählt wurde, um das Modell besser anpassen zu können, ist dieses Verhalten als unkritisch zu bewerten.

7 Isotherm quasistatischer Eigenspannungsabbau

7.1 Ergebnisse der glatten Rundproben

7.1.1 Oberflächeneigenspannungen

Die Ergebnisse der Versuche an den glatten Rundproben sind graphisch für die beiden Versuchstemperaturen T1 und T3 für den Strahlzustand 0,1 mmA in Abbildung 7.1, für den Strahlzustand 0,15 mmA in Abbildung 7.2 und für den Strahlzustand 0,25 mmA in Abbildung 7.3 dargestellt. Auf der Ordinate sind jeweils die Mittelwerte der Ausgangsoberflächeneigenspannungen und die Oberflächeneigenspannungswerte nach der thermischen sowie quasistatischen Beanspruchung dargestellt. Auf der Abszisse ist die entsprechende aufgetragene Totaldehnung aufgetragen.

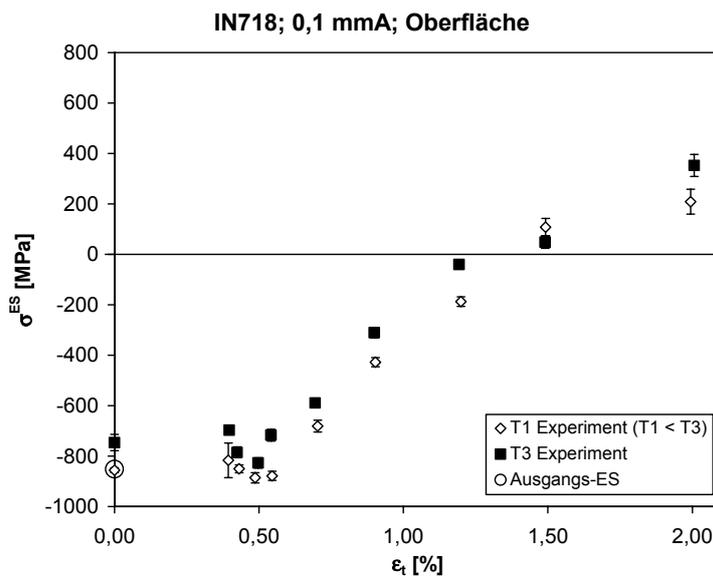


Abbildung 7.1: Einfluss der Versuchstemperatur auf die Abhängigkeit der Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung von der Totaldehnung für den Strahlzustand 0,1 mmA

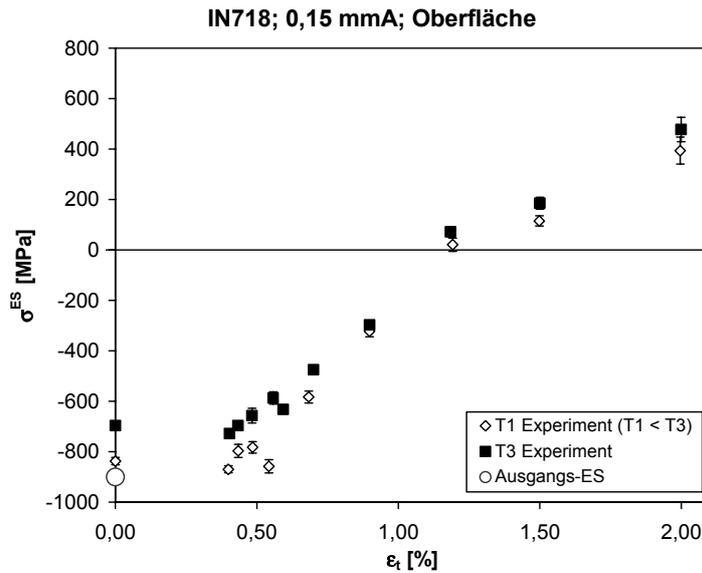


Abbildung 7.2: Einfluss der Versuchstemperatur auf die Abhängigkeit der Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung von der Totaldehnung für den Strahlzustand 0,15 mmA

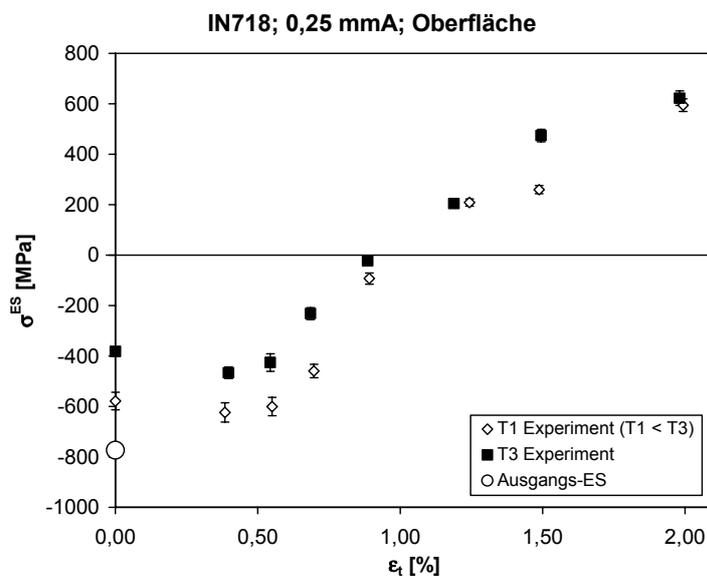


Abbildung 7.3: Einfluss der Versuchstemperatur auf die Abhängigkeit der Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung von der Totaldehnung für den Strahlzustand 0,25 mmA

Die Oberflächendruckeigenspannungen bauen sich je nach Temperatur, Zeit und Strahlintensität rein thermisch unterschiedlich ab, wobei der Eigenspannungsabbau für die beiden Strahlzustände 0,1 mmA und 0,15 mmA vergleichbar dem der Plättchenprobe ist. Für die mit einer Almenintensität 0,25 mmA gestrahlten Proben ist ein stärkerer Eigenspannungsabbau zu beobachten (vgl. Kapitel 5). Aufgrund der mechanischen Beanspruchung bleiben die Oberflä-

cheneigenspannungen bis zu einer Totaldehnung $\epsilon_t \approx 0,55\%$ zunächst stabil. Diese Dehnung kann noch rein elastisch aufgenommen werden. Anschließend bauen sich die Druckeigenspannungen mit steigender Totaldehnung ab und wechseln schließlich in den Zugbereich. Mit steigender Strahlintensität können hierbei höhere Zugeigenspannungen aufgebaut werden. Tendenziell bauen sich etwas höhere Zugeigenspannungen für die Versuche auf, die bei der Temperatur T3 durchgeführten wurden. Die Eigenspannungsentwicklung ist aber prinzipiell gleichartig.

7.1.2 Oberflächenhalbwidths (HWB)

Die ermittelten Oberflächenhalbwidths sind für die Versuche an den glatten Rundproben exemplarisch für den Strahlzustand 0,25 mmA in Abhängigkeit der Versuchstemperatur und der mechanischen Beanspruchung in Abbildung 7.4 dargestellt. Die Oberflächenhalbwidths sind weitgehend unabhängig von der mechanischen Beanspruchung. Die Halbwidths der Versuche, die bei T3 durchgeführt wurden, sind im Schnitt etwas geringer als die der Versuche bei T1 und vor dem Versuch. Für rein thermische Versuche an den Plättchenproben wurde ebenfalls ein Halbwidthsabbau erst ab einer Temperatur von T2 beobachtet (vgl. Kapitel 5).

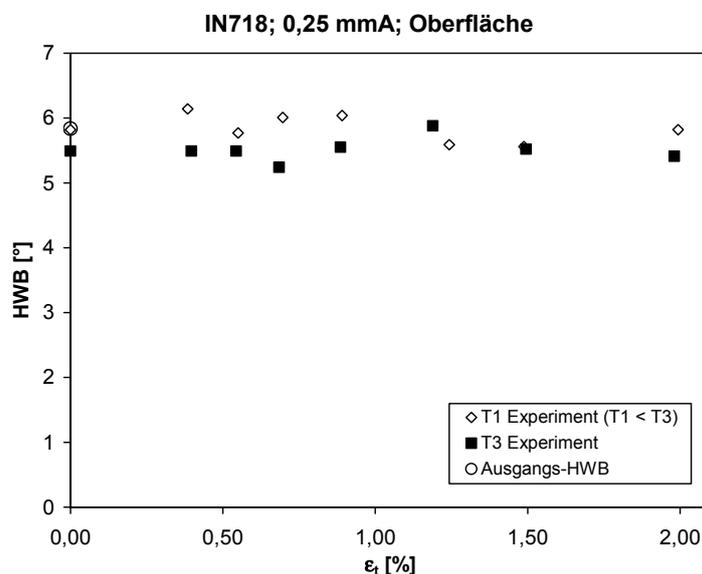


Abbildung 7.4: Einfluss der Versuchstemperatur auf die Abhängigkeit der Oberflächenhalbwidths nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung von der Totaldehnung für den Strahlzustand 0,25 mmA

7.1.3 Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile

Exemplarisch für verschiedene mechanische und thermische Beanspruchungen sowie für die beiden Strahlzustände 0,1 mmA und 0,25 mmA wurden Eigenspannungstiefenprofile und Halbwertsbreitentiefenprofile bestimmt (vgl. Abbildung 7.5 und Abbildung 7.6). Für die in den Tiefenprofilen angegebenen Fitfunktionen wurden die Lage der maximalen Druckeigenspannungen sowie des Nulldurchgangs für jeweils einen Strahlzustand konstant gehalten.

Der rein thermische Eigenspannungsabbau, d.h. der Eigenspannungsabbau ohne mechanische Beanspruchung, verhält sich wie der bereits an Plättchenproben ermittelte. Die Eigenspannungen an der Oberfläche relaxieren wesentlich stärker als unterhalb der Oberfläche und die Lage der maximalen Druckeigenspannungen, sowie des Nulldurchgangs bleiben unverändert (vgl. Kapitel 5).

Wird eine mechanische Beanspruchung aufgeprägt, nehmen die Oberflächendruckeigenspannungen, wie bereits in den Abbildungen 7.1 bis 7.3 gesehen, mit zunehmender Beanspruchung zunächst ab, bis dann schließlich Zugeigenspannungen aufgebaut werden. In der Tiefe nehmen die Druckeigenspannungen, genau wie die Oberflächeneigenspannungen, mit zunehmender Beanspruchung gleichmäßig ab, bis sich schließlich, auch unterhalb der Oberfläche, Zugeigenspannungen aufbauen. Für die gewählten Beanspruchungen ist dieser Zugeigenspannungsaufbau nur bis zur Tiefe der maximalen Druckeigenspannungen des Ausgangstiefenprofils festzustellen. Die Form des Eigenspannungstiefenprofils bleibt weitgehend unbeeinflusst. Die Lage des Nulldurchgangs und der maximalen Druckeigenspannungen sind näherungsweise konstant.

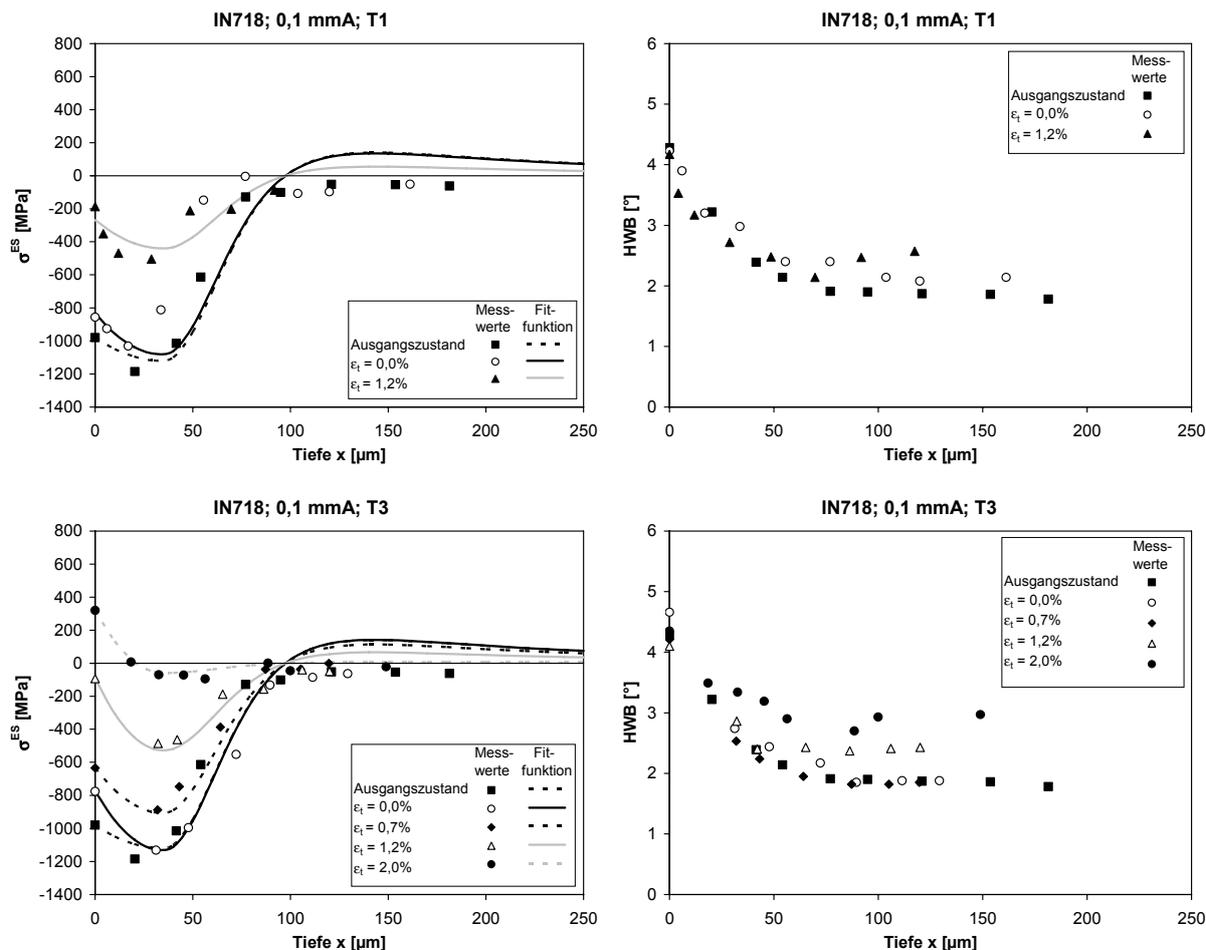


Abbildung 7.5: Einfluss der mechanischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (links) und HWB-Tiefenprofil (rechts) für die Versuchstemperaturen T1 (oben) und T3 (unten) für den Strahlzustand 0,1 mmA

Die Halbwertsbreiten zeigen an der Oberfläche kaum Änderungen in Abhängigkeit von Temperatur und mechanischer Beanspruchung. Dies korreliert mit den Ergebnissen in Abbildung 7.4. Unterhalb der Oberfläche kann für die gewählten Versuchstemperaturen und unter rein thermischer Beanspruchung ebenfalls keine Änderung der Halbwertsbreitentiefenprofile beobachtet werden. Bei zusätzlicher mechanischer Beanspruchung wird hingegen bei den vermessenen Halbwertsbreitentiefenprofilen ab einer Totaldehnung $\epsilon_t = 1,2\%$ und entsprechender plastischer Dehnung im kompletten Probenquerschnitt eine geringe Erhöhung der Halbwertsbreiten beobachtet, welche auf die im Kernbereich auftretende plastische Verformung und die damit verbundene Erhöhung der Versetzungsdichte zurückzuführen ist.

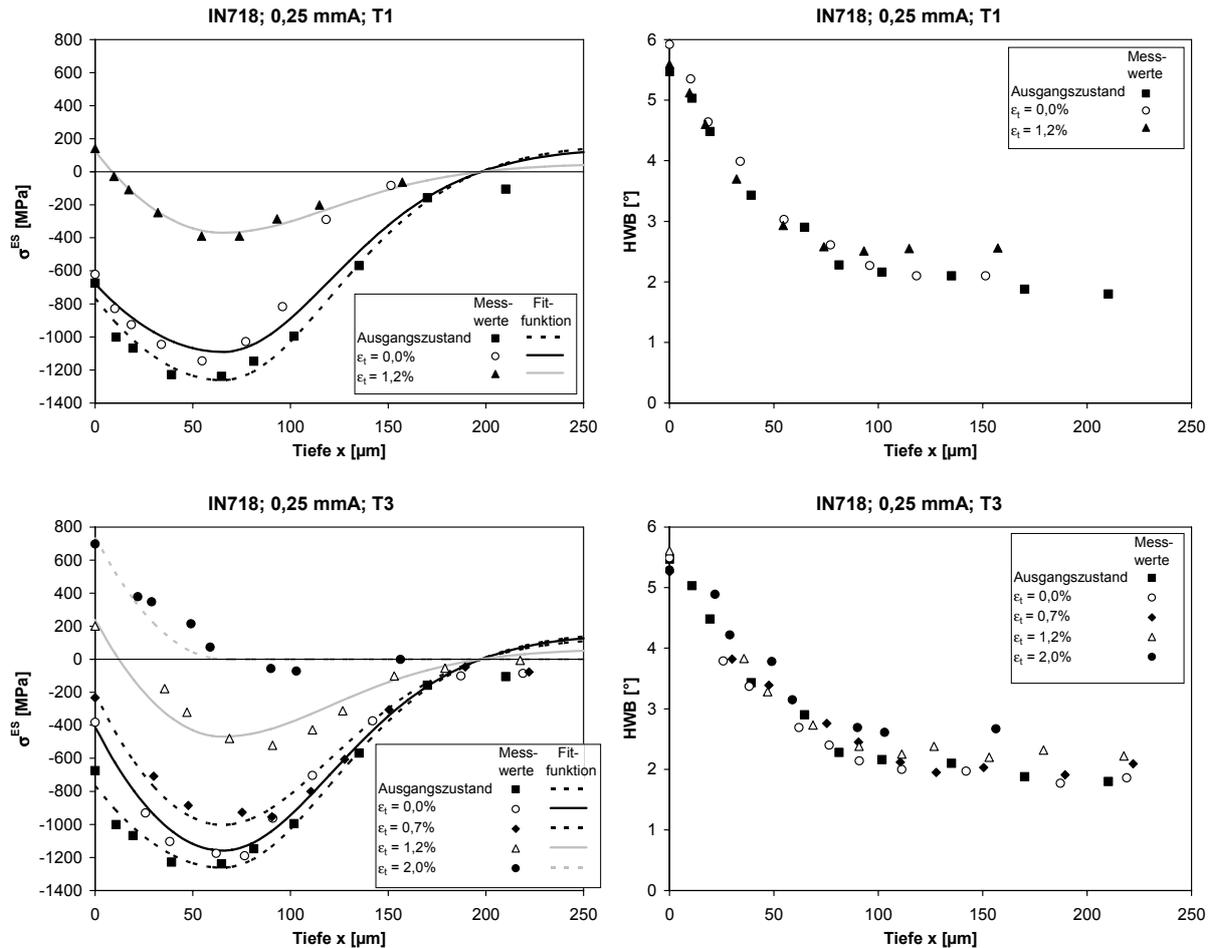


Abbildung 7.6: Einfluss der mechanischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (links) und HWB-Tiefenprofil (rechts) für die Versuchstemperaturen T1 (oben) und T3 (unten) für den Strahlzustand 0,25 mmA

7.2 Ergebnisse der gekerbten Flachproben

7.2.1 Oberflächeneigenspannungen

Die Ergebnisse der Versuche bei T3 an den gekerbten Flachproben sind für alle untersuchten Strahlzustände in der Abbildung 7.7 dargestellt. Auf der Ordinate sind die Mittelwerte der Ausgangsoberflächeneigenspannungen und Oberflächeneigenspannungswerte nach der thermischen und der quasistatischen Beanspruchung dargestellt. Auf der Abszisse ist die aufgetragene Nennspannung aufgetragen.

Die Oberflächendruckeigenspannungen bauen sich bereits bei der ausschließlichen thermischen Beanspruchung ab. Dieser thermische Eigenspannungsabbau ist im Verhältnis zu dem Eigenspannungsabbau, der bei den Plättchenproben festgestellt wurde, relativ stark ausgeprägt (vgl. Kapitel 5). Bei der anschließenden mechanischen Beanspruchung bleiben die Druckeigenspannungen im Rahmen der Messgenauigkeit und der Streuungen der aufgepräg-

ten Eigenspannungen insbesondere beim Strahlzustand 0,25 mmA weitgehend unverändert. Für die Strahlzustände 0,1 mmA und 0,15 mmA kann eventuell eine Tendenz zu einem Druckeigenspannungsabbau beobachtet werden.

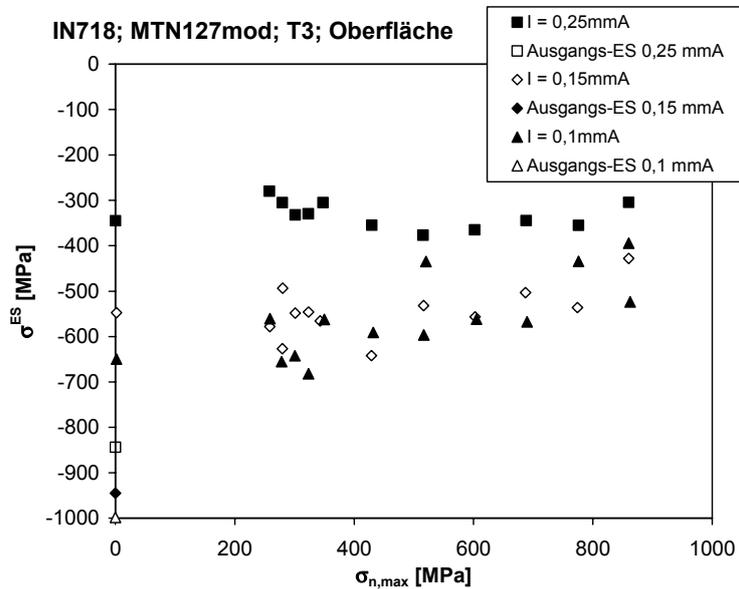


Abbildung 7.7: Einfluss des Strahlzustandes auf die Abhängigkeit der Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung von der maximalen Nennspannung für die Versuchstemperatur T3

7.2.2 Oberflächenhalbwerstbreiten (HWB)

Exemplarisch für den Strahlzustand 0,25 mmA sind in Abbildung 7.8 sowohl der Mittelwert der Ausgangsoberflächenhalbwerstbreiten als auch die Oberflächenhalbwerstbreiten in Abhängigkeit der thermischen und mechanischen Beanspruchung für die Versuchstemperatur T3 dargestellt. Die Oberflächenhalbwerstbreiten bauen sich relativ stark rein thermisch ab. Dieses Verhalten wurde bei den Auslagerungsversuchen an den Plättchenproben für eine Versuchstemperatur T3 nicht beobachtet. Bei der folgenden mechanischen Beanspruchung bleiben die Halbwerstbreiten weitgehend unabhängig von der aufgeprägten Nennspannung.

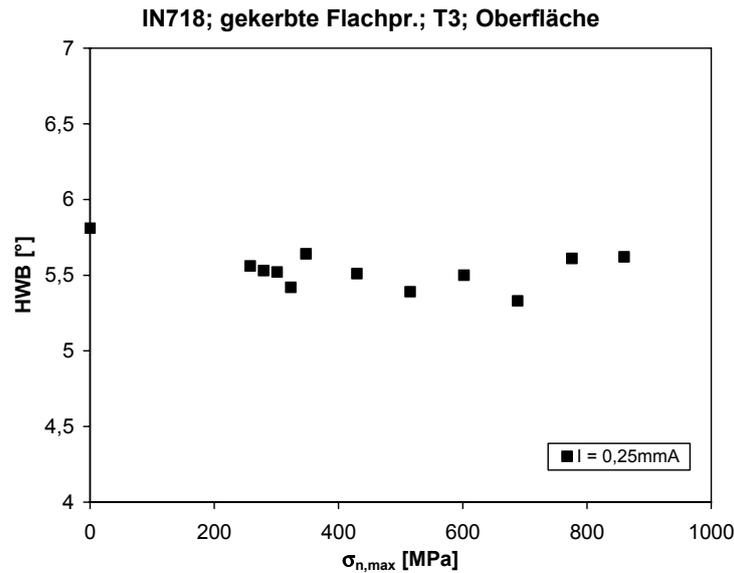


Abbildung 7.8: Oberflächenhalbwidthen nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung für gekerbte Proben und den Strahlzustand 0,25 mmA über der Nennspannung für die Versuchstemperatur T3

7.2.3 Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile

Exemplarisch wurden für verschiedene mechanische Beanspruchungen und für die Strahlzustände 0,1 mmA, 0,15 mmA und 0,25 mmA Eigenspannungstiefenprofile und HWB-Tiefenprofile bestimmt (vgl. Abbildung 7.9 bis Abbildung 7.11).

Die Oberflächendruckeigenspannungen bleiben beim Aufprägen einer mechanischen Beanspruchung, wie bereits in der Abbildung 7.7 gesehen, weitgehend unverändert. Unterhalb der Oberfläche ändern sich die Eigenspannungstiefenprofile zunächst für geringe Beanspruchungen ebenfalls nicht. Die Lage der maximalen Eigenspannungen sowie des Nulldurchgangs bleiben im Rahmen der Messungenauigkeit sowie der Streuung des durch das Kugelstrahlen eingebrachten Eigenspannungstiefenprofils unverändert. Wird die Nennspannung weiter bis zur maximalen Nennspannung $\sigma_{n,max} = 860$ MPa erhöht, bauen sich unterhalb der Oberfläche zusätzliche Druckeigenspannungen auf, die zur Probenmitte hin kontinuierlich abfallen. Dabei verschiebt sich die Lage der maximalen Druckeigenspannungen leicht in Richtung Probeninneres. Dieses Verhalten konnte für alle drei Strahlzustände beobachtet werden.

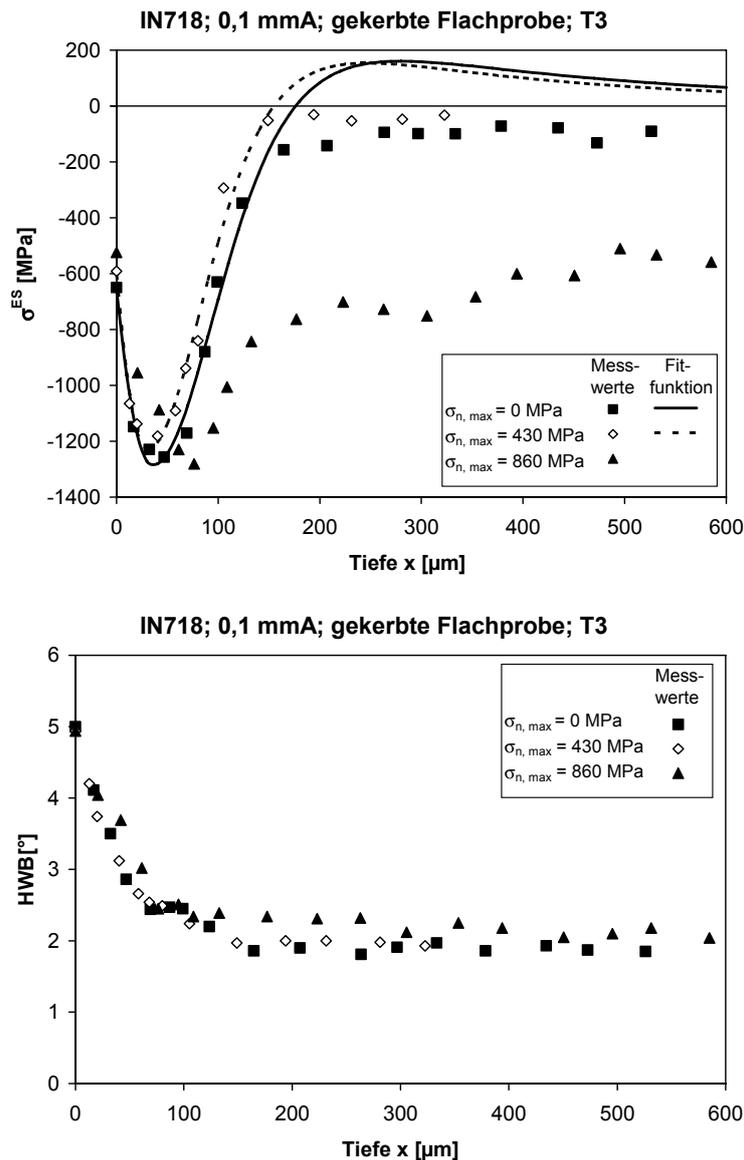


Abbildung 7.9: Einfluss der mechanischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (oben) und HWB-Tiefenprofil (unten) für die Versuchstemperatur T3 für den Strahlzustand 0,1 mmA

Die Halbwertsbreiten zeigen an der Oberfläche kaum Änderungen in Abhängigkeit von der mechanischen Beanspruchung. Diese Feststellung korreliert mit den Ergebnissen in Abbildung 7.8. Unterhalb der Oberfläche wird zunächst ebenfalls keine Änderung des Halbwertsbreitentiefenprofils beobachtet. Bei höheren mechanischen Beanspruchungen wird bei den Strahlzuständen 0,1 mmA und 0,15 mmA hingegen eine Erhöhung der Halbwertsbreiten in Tiefen, in denen die nicht mechanisch beanspruchten Zustände die Grundhalbwertsbreite des Kernmaterials erreichen, beobachtet, welche auf die im Kernbereich auftretende plastische Verformung und die damit verbundene Erhöhung der Versetzungsdichte zurückzuführen ist. Die leicht erhöhten Halbwertsbreiten nähern sich weiter zum Probeninneren hin dem rein thermisch beanspruchten Halbwertsbreitentiefenprofil an.

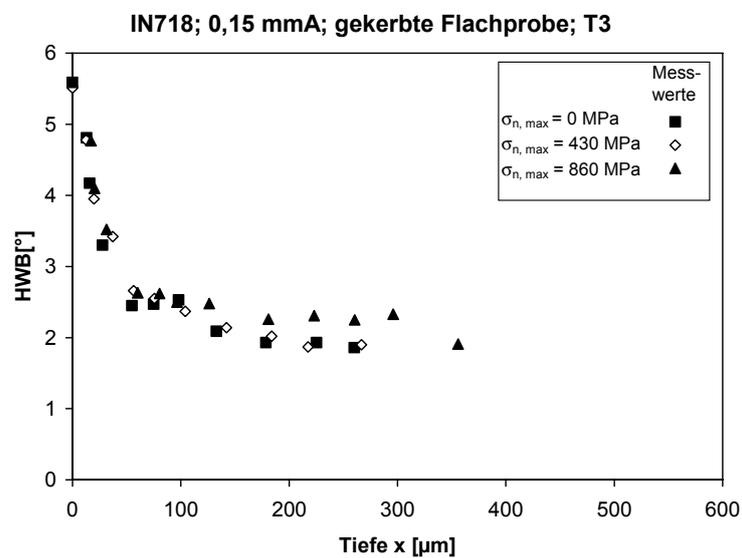
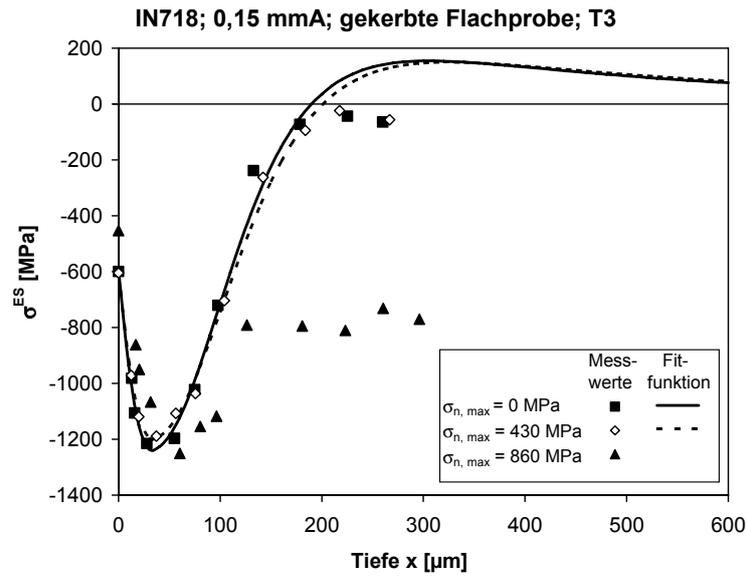


Abbildung 7.10: Einfluss der mechanischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (oben) und HWB-Tiefenprofil (unten) für die Versuchstemperatur T3 für den Strahlzustand 0,15 mmA

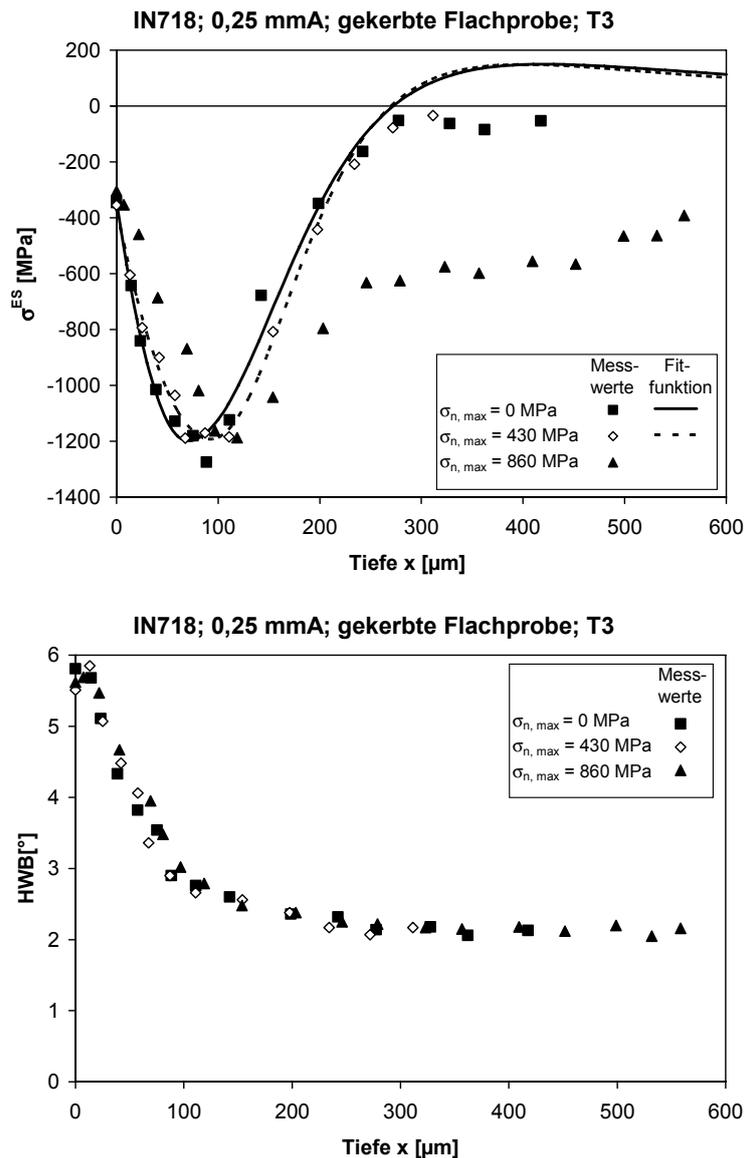


Abbildung 7.11: Einfluss der mechanischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (oben) und HWB-Tiefenprofil (unten) für die Versuchstemperatur T3 für den Strahlzustand 0,25 mmA

7.3 Modellierung und Diskussion

7.3.1 Modellierung der Versuchsergebnisse der glatten Proben

7.3.1.1 Oberflächeneigenspannungen

Das Rand-Kern-Modell dient als Grundlage für die Modellierung des quasistatischen Eigenspannungsabbaus bei isothermen Bedingungen (vgl. Kapitel 2.2.2). Aus den abgebrochenen Warmzugversuchen resultieren die Spannungs-Dehnungs-Kurven bei Versuchstemperatur und die Eigenspannungswerte nach der Beanspruchung bei Raumtemperatur (vgl. Abbildung 7.12). Die Verbundverfestigungskurven wurden abhängig von der Versuchstemperatur durch

Spannungs-Dehnungs-Kurven ersetzt (vgl. Abbildung 7.12, schwarze Kurve), welche an eine Vielzahl von Versuchen an unverfestigtem Probenmaterial angepasst wurden. Da der Einfluss der verfestigten Randzone auf das gesamte Verfestigungsverhalten der Probe auf Grund der Flächenverhältnisse (bei einer Rundprobe mit 7 mm Durchmesser und einer maximal 0,2 mm tief verfestigten Randzone liegt ein Flächenverhältnis von verfestigter Fläche zur Gesamtfläche von 11 % vor) als gering einzustufen ist, wurden die statistisch besser abgesicherten Spannungs-Dehnungs-Kurven verwendet. Zudem zeigen die gemessenen Spannungs-Dehnungs-Kurven starke Streuungen (vgl. Abbildung 7.12, graue Kurven).

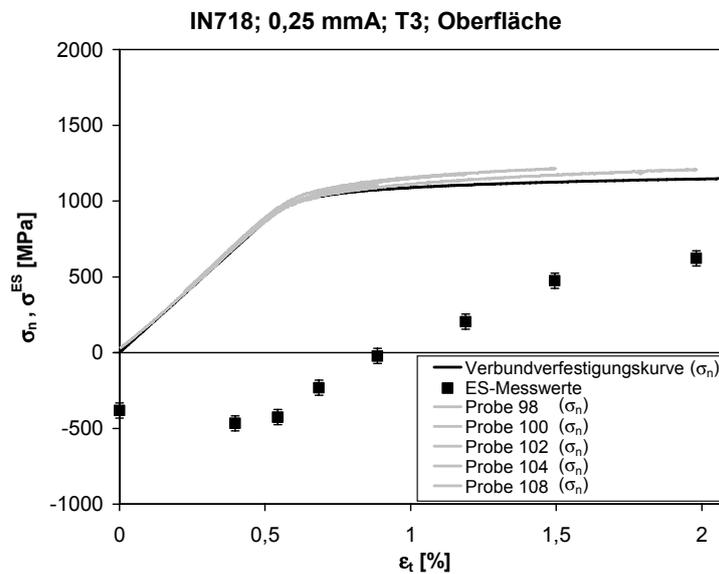


Abbildung 7.12: Für die Modellierung des isotherm quasistatischen Eigenspannungsabbaus vorhanden Daten: Oberflächeneigenspannungswerte nach der Beanspruchung und die Verbundverfestigungskurven, wobei die schwarze Kurve weiter verwendet wurde

Da die Bewertung des Eigenspannungsabbaus bei Versuchstemperatur erfolgt und elastische Dehnungen für die Eigenspannungen verantwortlich sind, werden die Eigenspannungswerte mit dem Verhältnis von Elastizitätsmodul bei Versuchstemperatur und Elastizitätsmodul bei Raumtemperatur multipliziert:

$$\sigma^{ES}(T) = \sigma^{ES}(RT) \cdot \frac{E(T)}{E(RT)} \quad (7.1)$$

Dieses Vorgehen ist bei einer langsamen, gleichmäßigen Erwärmung der Proben, sowie unter der Bedingung, dass die maximal mögliche, rein elastische Dehnung, welche sich aus dem Verhältnis von Streckgrenze zu Elastizitätsmodul ergibt, in dem vorliegenden Temperaturbe-

reich näherungsweise konstant bleibt und damit keine elastische Dehnung in plastische Dehnung umgesetzt wird, gerechtfertigt.

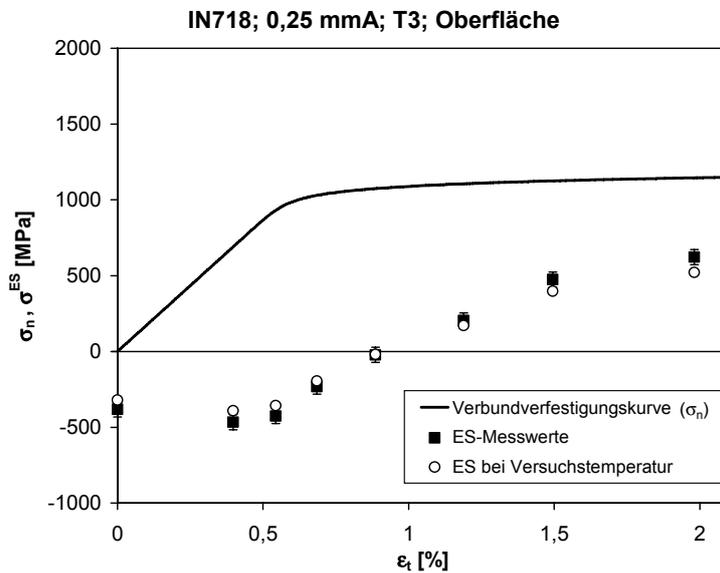


Abbildung 7.13: Durch Multiplikation mit dem E-Modulverhältnis auf Versuchstemperatur umgerechnete Oberflächeneigenspannungswerte (offene Symbole)

Diesen Eigenspannungen bei Versuchstemperatur werden die jeweiligen Spannungswerte der Verbundverfestigungskurve additiv überlagert, um Stützstellen zur Anpassung der Rand- bzw. Oberflächenverfestigungskurve zu erhalten (siehe Abbildung 7.14).

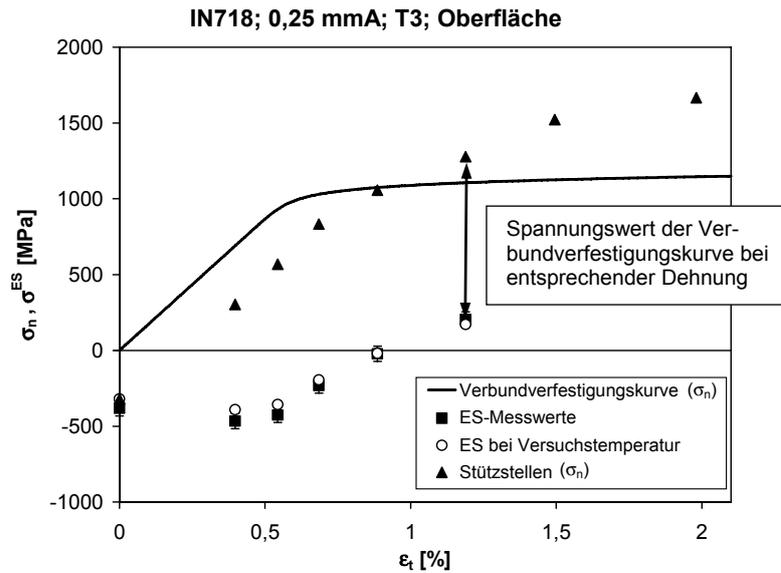


Abbildung 7.14: Berechnung der Stützstellen für die Randverfestigungskurve durch Addition der jeweiligen Beanspruchungen mit den umgerechneten Oberflächeneigenspannungswerten (Dreiecke)

Die Randverfestigungskurve können nun mittels eines modifizierten Ramberg-Osgood-Ansatzes [108] mit Hilfe eines Least-Square-Algorithmus an die Stützstellen angepasst werden (vgl. Abbildung 7.15). Dabei werden die negativen Spannungswerte durch eine elastische Gerade und die positiven Spannungswerte mit einem leicht modifizierten Ramberg-Osgood-Ansatz abgebildet. Die Modifikation besteht aus einer Verschiebung der Spannungs-Dehnungs-Kurve auf der Dehnungsachse um die Eigendehnung aufgrund der Eigenspannungen, so dass für die Spannung Null die betragsmäßige Eigendehnung resultiert:

$$\begin{aligned} \epsilon_t &= \frac{\sigma - \sigma_o^{ES}(\epsilon_t = 0)}{E} && \text{für } \sigma \leq 0 \\ \epsilon_t &= \frac{\sigma - \sigma_o^{ES}(\epsilon_t = 0)}{E} + \left[\frac{\sigma}{K_{Rand}} \right]^{1/n_{Rand}} && \text{für } \sigma > 0 \end{aligned} \quad (7.2)$$

Mit Hilfe des Verfestigungskoeffizienten K_{Rand} , des Verfestigungsexponenten n_{Rand} , des Elastizitätsmoduls E und des Ausgangsoberflächeneigenspannungswerts $\sigma_o^{ES}(\epsilon_t = 0)$ sind die Randverfestigungskurve und deren Lage vollständig bestimmt.

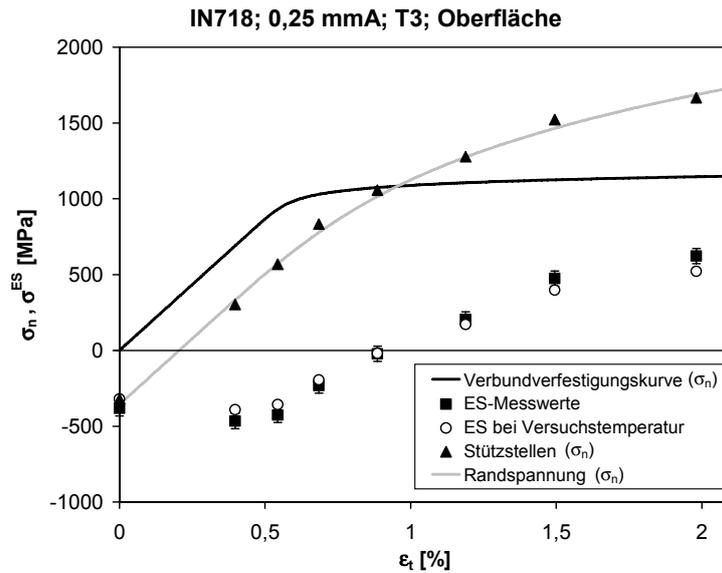


Abbildung 7.15: An die Stützstellen angepasste Randverfestigungskurve (graue Kurve)

Um die Eigenspannungsänderung über der Totaldehnung bei Versuchstemperatur zu bestimmen, muss von dieser ermittelten Randverfestigungskurve der jeweilige Spannungswert der Verbundverfestigungskurve abgezogen werden. Abschließend müssen diese Spannungswerte wieder durch das Verhältnis aus Elastizitätsmodul bei Versuchstemperatur und Elastizitätsmodul bei Raumtemperatur dividiert werden, um die Kurve der Eigenspannungsänderung wieder für Raumtemperatur zeigen zu können (vgl. Abbildung 7.16).

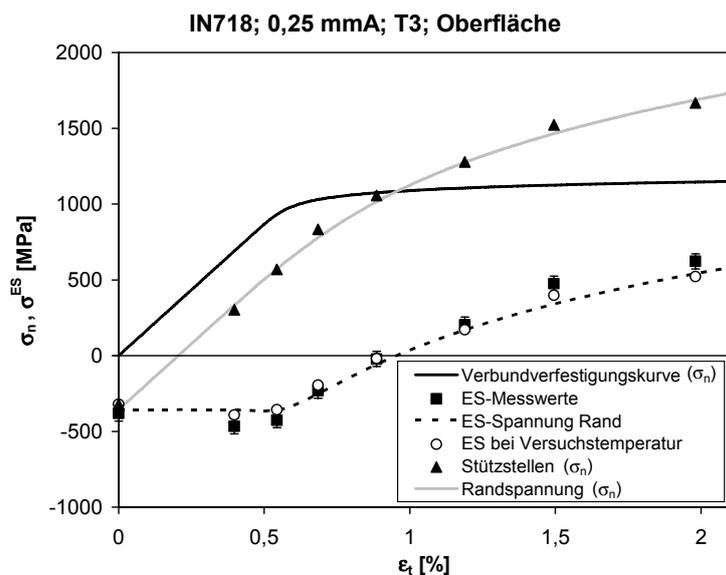


Abbildung 7.16: Oberflächeneigenspannungsänderung über der Totaldehnung

Dieses Vorgehen ergibt für die Oberflächeneigenspannungen eine gute Beschreibung des Eigenspannungsabbauverhaltens.

7.3.1.2 Modellierung vollständiger Tiefenprofile bei glatten Proben

Mit der bisher vorgestellten Vorgehensweise kann nur das Verhalten der Oberflächeneigenspannungen unter quasistatischer Beanspruchung beschrieben werden. Diese Vorgehensweise erlaubt es nicht, die Entwicklung der Eigenspannungstiefenprofile bei einer quasistatischen Beanspruchung zu beschreiben. Um dies zu ermöglichen, wurde das Eigenspannungstiefenprofil beispielhaft für den Strahlzustand mit der größten Eindringtiefe, d.h. für die Intensität von 0,25 mmA, und die Versuchstemperatur T3 (vgl. Abbildung 7.17) in Tiefenabschnitte im Abstand von 40 μm unterteilt.

Mit den vier Eigenspannungstiefenprofilen für die Totaldehnungen $\epsilon_t = 0\%$; 0,7%; 1,2% und 2% ergeben sich vier Eigenspannungswerte für jeweils einen gleichen Oberflächenabstand (vgl. Abbildung 7.17, eingekreiste Schnittpunkte). Aus diesen vier Eigenspannungswerten je Tiefenlage kann mit der bereits im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Vorgehensweise der Eigenspannungsabbau für jede Tiefe beschrieben werden: die Eigenspannungen müssen mit Gleichung (7.1) auf Versuchstemperatur umgerechnet und die Verbundspannung muss überlagert werden, woraus schließlich die Stützstellen zur Anpassung der Spannungs-Dehnungs-Kurve je Tiefenabschnitt nach Gleichung (7.2) resultieren.

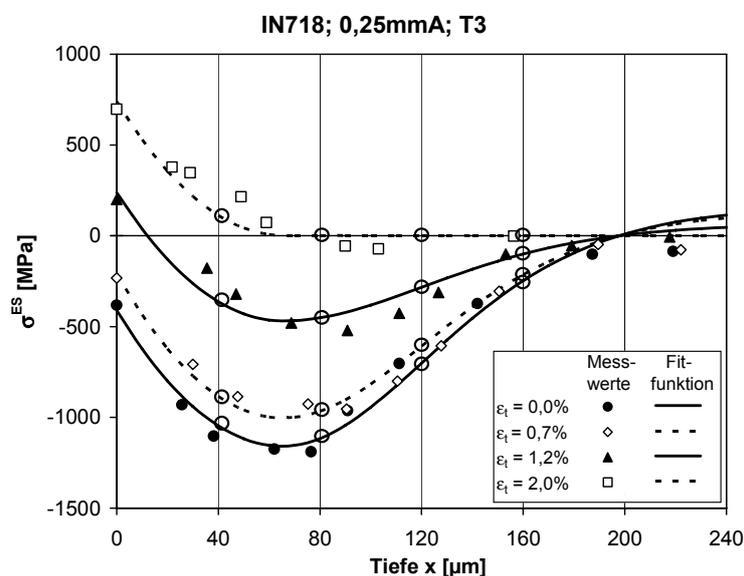


Abbildung 7.17: In 40 μm unterteilte Eigenspannungstiefenprofile für den Strahlzustand 0,25 mmA und die Versuchstemperatur T3

In Abbildung 7.18 sind die Stützstellen und die für die einzelnen Tiefen ermittelten Verfestigungskurven dreidimensional dargestellt. Dabei wurden die Stützstellen und die Verfestigungskurven auf der Totaldehnungsachse so verschoben, dass alle Kurven im Ursprung bzw.

auf der Tiefenachse beginnen. Die Ausgangseigenspannungswerte für eine Totaldehnung von $\varepsilon_t = 0\%$ wurden aus Übersichtlichkeitsgründen weggelassen.

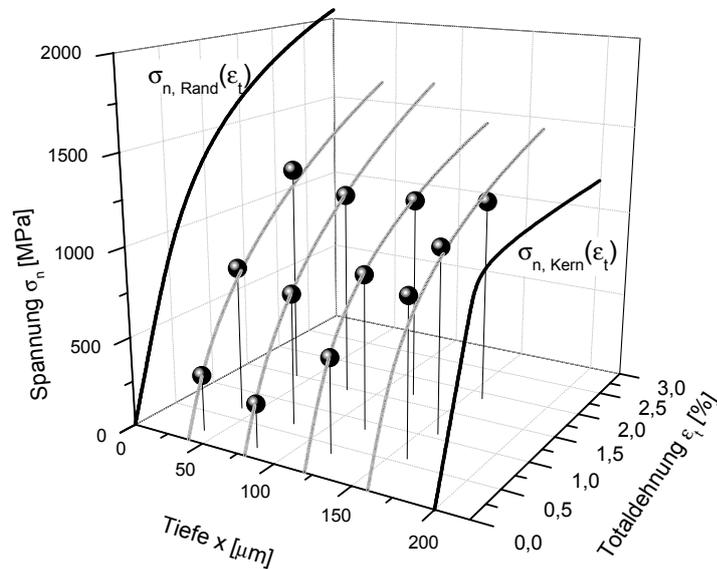


Abbildung 7.18: Anwendung des Rand-Kern-Modells als Schichtenmodell für den Strahlzustand 0,25 mmA und die Versuchstemperatur T3. Exemplarischer Schichtenabstand beträgt 40 μm . Die Verfestigungskurven wurden auf der Dehnungsachse in den Ursprung verschoben.

In dieser Darstellung ist mit steigendem Oberflächenabstand eine kontinuierliche Abnahme der Verfestigung zu erkennen. An der Oberfläche ($x = 0\ \mu\text{m}$) ist die in Abschnitt 7.3.1.1 ermittelte Randverfestigungskurve und in einer Tiefe von ca. 200 μm die Verfestigungskurve des unbehandelten Kernmaterials dargestellt (vgl. Abbildung 7.18 schwarze Linien). Der Zwischenraum soll nun mit einem funktionalen Zusammenhang beschrieben werden. Hierzu wird als Maß für die Verfestigung das Halbwertsbreitentiefenprofil des Ausgangszustandes herangezogen, welches ebenfalls an der Oberfläche sein Maximum und in einer Tiefe von ca. 200 μm den Ausgangswert des Kernmaterials erreicht (vgl. Abbildung 7.19). Dieser Verlauf kann gut mit einer Potenzfunktion 4. Ordnung wiedergegeben werden.

$$\begin{aligned} \text{HWB}(x) &= \left[\frac{x - x_0}{x_0} \right]^4 \cdot (\text{HWB}_{\text{Rand}} - \text{HWB}_{\text{Kern}}) + \text{HWB}_{\text{Kern}} && \text{für } x < x_0 \\ \text{HWB}(x) &= \text{HWB}_{\text{Kern}} && \text{für } x \geq x_0 \end{aligned} \quad (7.3)$$

Dabei ist x_0 der Nulldurchgang der Eigenspannungen, HWB_{Rand} die Halbwertsbreite am Rand und HWB_{Kern} die Halbwertsbreite des Kernmaterials.

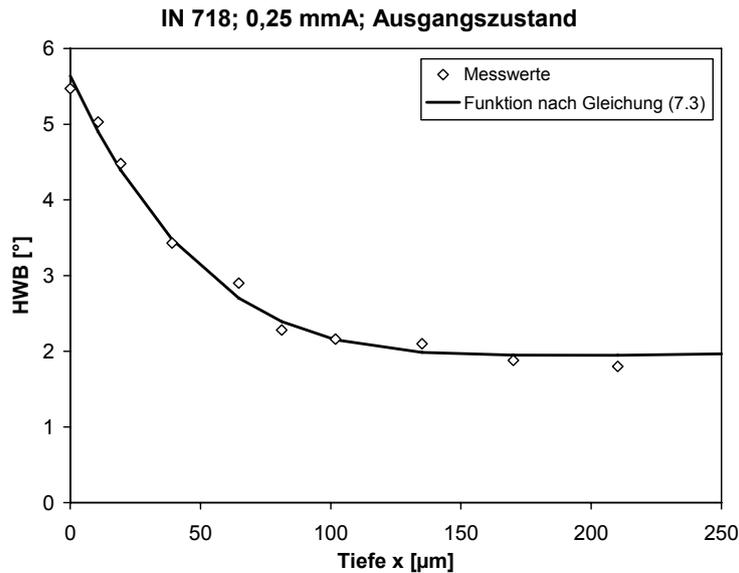


Abbildung 7.19: Halbwertsbreitentiefenprofil für des Ausgangszustandes für 0,25 mmA mit der Gleichung (7.3) und mit Hilfe eines Least-Square-Algorithmus an die Versuchsdaten angepasst

Dieser funktionale Zusammenhang bezüglich der Halbwertsbreite (vgl. Gleichung (7.3)) wurde als Maß für die Verfestigung auf die 1 %-Dehngrenze $R_{p,1\%}(x)$, welche eine ähnliche Abhängigkeit vom Nulldurchgang der Eigenspannungen x_0 zeigte, übertragen:

$$R_{p,1\%}(x) = \left[\frac{x - x_0}{x_0} \right]^4 \cdot (R_{p,1\%,\text{Rand}} - R_{p,1\%,\text{Kern}}) + R_{p,1\%,\text{Kern}} \quad \text{für } x < x_0 \quad (7.4)$$

$$R_{p,1\%}(x) = R_{p,1\%,\text{Kern}} \quad \text{für } x \geq x_0$$

Analog zu Gleichung (7.3) ist $R_{p,1\%,\text{Rand}}$ die 1 %-Dehngrenze am Rand und $R_{p,1\%,\text{Kern}}$ die 1 %-Dehngrenze des Kernmaterials. In Gleichung (7.4) wurde für den Rand die 1 %-Dehngrenze der Randverfestigungskurve, die im vorangegangenen Kapitel bestimmt wurde, und für das Kernmaterial die 1 %-Dehngrenze des Verbund- bzw. Kernmaterials eingesetzt. Zusammen mit den an die Versuchsergebnisse der 0,25 mmA kugelgestrahlten und bei T3 geprüften Proben angepassten Verfestigungskurven für die einzelnen Tiefen ist die daraus resultierende 1 %-Dehngrenze in Abbildung 7.20 links dreidimensional dargestellt. Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den bereits in Abbildung 7.18 dargestellten Verfestigungskurven.

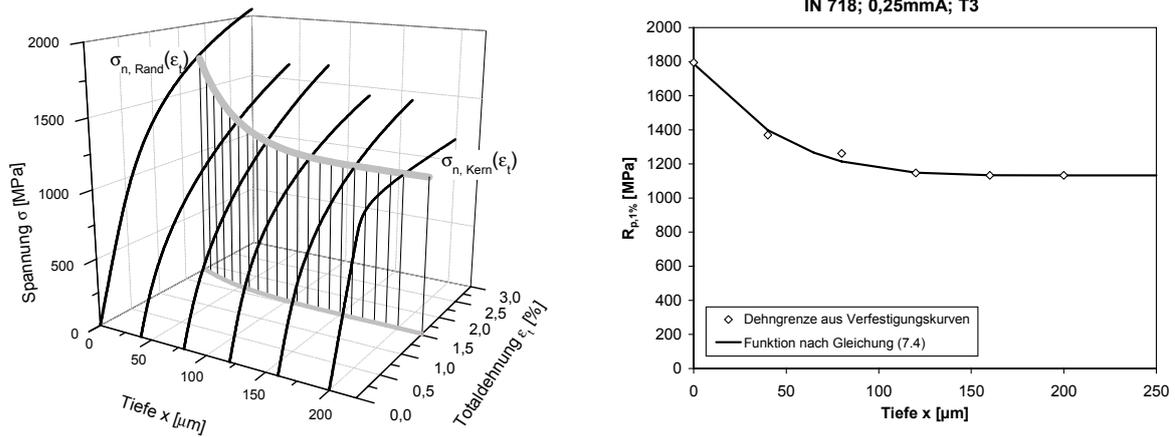


Abbildung 7.20: Anwendung des Rand-Kern-Modells als Schichtenmodell für den Strahlzustand 0,25 mmA und die Versuchstemperatur T3. Anpassung der Dehngrenze $R_{p,1\%}$ durch Gleichung (7.4) dreidimensional dargestellt (links, graue Kurve) und eine Gegenüberstellung mit den aus den einzelnen Verfestigungskurven bestimmten Dehngrenzen $R_{p,1\%}$ (rechts)

Dies zeigt ebenfalls die Abbildung 7.20 rechts, in welcher die mit Hilfe der Gleichung (7.4) berechneten Dehngrenzen $R_{p,1\%}^{\text{ber}}$ den Dehngrenzen $R_{p,1\%}$, welche aus den Verfestigungskurven nach Gleichung (7.5) abgeleitet wurden, gegenübergestellt sind.

$$R_{p,1\%} = (0,01)^n \cdot K \quad (7.5)$$

Dabei ist $R_{p,1\%}$ die 1 %-Dehngrenze; K der Verfestigungskoeffizient der Ramberg-Osgood-Gleichung und n der entsprechende Verfestigungsexponent.

Mit einem weiteren funktionalen Zusammenhang, welcher den Verlauf sowohl des Verfestigungskoeffizienten K als auch des Verfestigungsexponenten n in Abhängigkeit der Tiefe beschreibt, den Gleichungen (7.4) und (7.5) und der Ramberg-Osgood-Gleichung ist das komplette Verfestigungsverhalten der Randzone beschreibbar. Hierbei spielt die Art der Funktion eine untergeordnete Rolle, da die 1 %-Dehngrenze $R_{p,1\%}$ als Maß für die Verfestigung vorgegeben ist. Deshalb wurde der einfachste mögliche Zusammenhang in Form einer linearen Abhängigkeit des Verfestigungskoeffizienten $K(x)$ vom Nulldurchgang der Eigenspannungen x_0 gemäß

$$K(x) = \left| \frac{x - x_0}{x_0} \right| \cdot (K_{\text{Rand}} - K_{\text{Kern}}) + K_{\text{Kern}} \quad \text{für } x < x_0$$

$$K(x) = K_{\text{Kern}} \quad \text{für } x \geq x_0 \quad (7.6)$$

verwendet. Dabei ist K_{Rand} der Verfestigungskoeffizient an der Oberfläche und K_{Kern} der Verfestigungskoeffizient des Kernmaterials. Der Verfestigungsexponent $n(x)$ kann durch Umformen von Gleichung (7.5) berechnet werden:

$$n(x) = \frac{\log(R_{p,1\%}(x)) - \log(K(x))}{\log(0,01)} \quad (7.7)$$

In Abbildung 7.21 ist die mit Hilfe der Gleichung (7.4) berechnete 1 %-Dehngrenze $R_{p,1\%}(x)$ und der mit den Gleichungen (7.6) und (7.7) berechnete Verfestigungskoeffizient $K(x)$ und Verfestigungsexponent $n(x)$ in Abhängigkeit der Tiefe grafisch dargestellt. Der Verlauf des Verfestigungsexponenten $n(x)$ ergibt sich aus den vorgegebenen Verläufen der 1 %-Dehngrenze und des Verfestigungskoeffizienten.

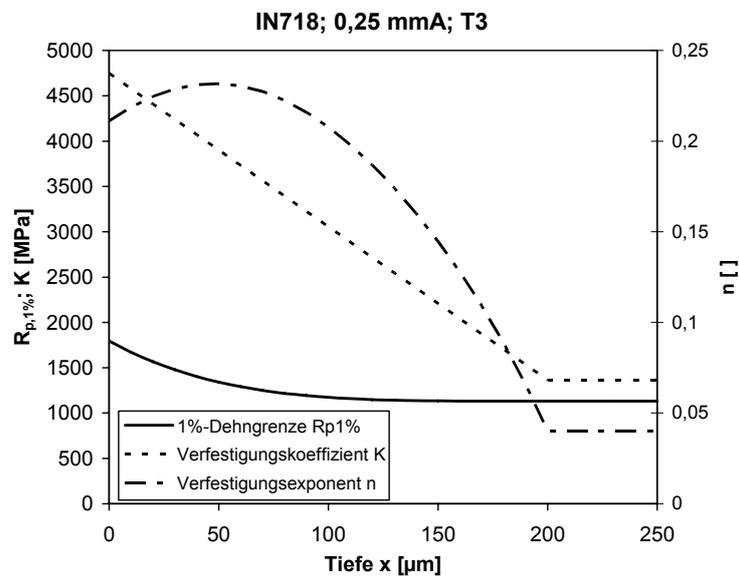


Abbildung 7.21: Mit den Gleichungen (7.4), (7.6) und (7.7) berechnete 1 %-Dehngrenze $R_{p,1\%}(x)$, Verfestigungskoeffizient $K(x)$ und Verfestigungsexponent $n(x)$ in Abhängigkeit der Tiefe für den Strahlzustand 0,25 mmA bei T3

Schließlich resultiert das in Abbildung 7.22 dargestellte Verfestigungsverhalten als Funktion der Tiefe und der Totaldehnung.

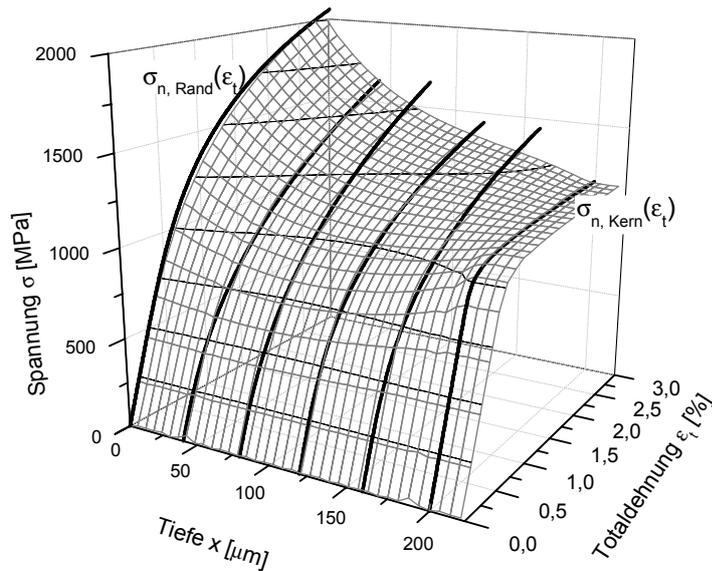


Abbildung 7.22: Verfestigungsverhalten in Abhängigkeit der Tiefe und der Totaldehnung für IN718 für den Strahlzustand 0,25mA und die Versuchstemperatur T3

Ein Vergleich zwischen den optimal an die Stützstellen angepassten Verfestigungskurven und den mit dem Modell nach den Gleichungen (7.2), (7.4) bis (7.7) berechneten Verfestigungskurven ausgehend von den jeweiligen Eigenspannungen für die Schnitte der ausgewählten Tiefen $x = 40 \mu\text{m}$; $80 \mu\text{m}$; $120 \mu\text{m}$ und $160 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 7.23 dargestellt.

Die berechneten Verfestigungskurven überschätzen im Totaldehnungsbereich zwischen 0,7 % und 2 % die optimal angepassten Verfestigungskurven geringfügig. Vor allem im Hinblick darauf, dass die geringeren Spannungswerte der optimal angepassten Verfestigungskurven genau genommen nur aus einem Tiefenprofil resultiert, nämlich aus dem mit einer Totaldehnung von $\epsilon_t = 1,2 \%$ beanspruchten Zustands. Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die berechneten Verfestigungskurven die Realität gut widerspiegeln. Damit ist eine durchgängig funktionale Beschreibung der Verfestigungskurven in Abhängigkeit der Tiefe mit geringen Abweichungen von den experimentell ermittelten Verfestigungskurven möglich.

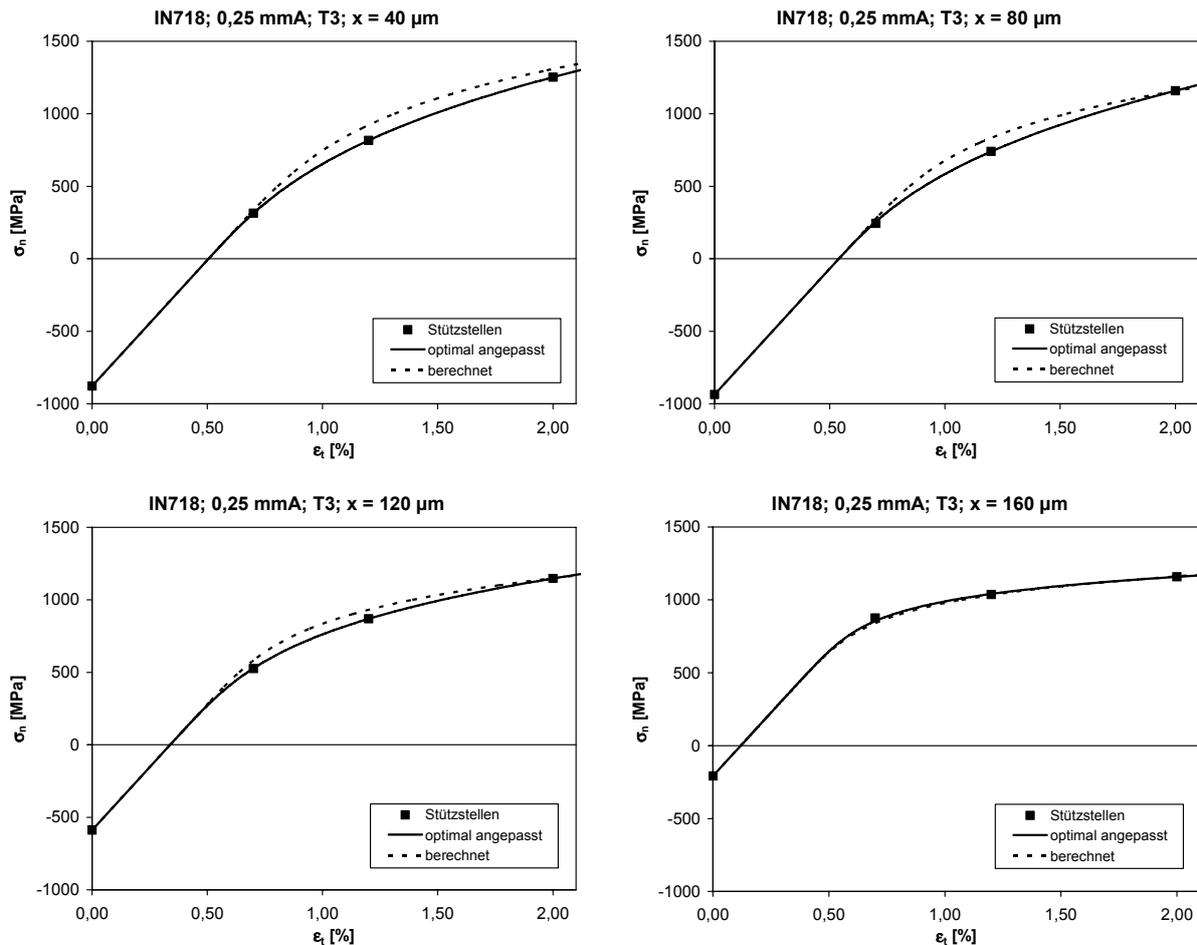


Abbildung 7.23: Berechnete und optimal angepasste Verfestigungskurven für ausgewählte Tiefen in Abhängigkeit der Totaldehnung von IN718 für den Strahlzustand 0,25 mmA und der Versuchstemperatur T3

7.3.1.3 Validierung des vorgestellten Modells für die glatten Rundproben

Die beschriebene Vorgehensweise für die Abbildung des Verfestigungsverhaltens der Randzone wurde nochmals unabhängig von den ermittelten Daten überprüft. Hierfür wurde eine glatte Rundprobe mit einer Bohrung versehen, so dass eine Wandstärke von $t \approx 200 \mu\text{m}$ zwischen Bohrung und Außenwand der Probe zurückblieb. Um unnötige zusätzliche Verfestigungen des Materials zu vermeiden, wurde zunächst eine kleine Bohrung mit einem Spiralbohrer eingebracht. Anschließend wurde die Bohrung mit einer CNC gesteuerten Drahterodiermaschine auf einen Durchmesser von 6,6 mm vergrößert, so dass die gewünschte Wandstärke zurückblieb. Mit dieser Probe wurde ein abgebrochener Warmzugversuch bei der Temperatur T3 mit der servohydraulischen Prüfmaschine, die für die isothermen Ermüdungsversuche verwendet wurde, durchgeführt. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abbildung 7.24 dargestellt.

Um das Schichtenmodell zu überprüfen, wurde das Ergebnis der hohlgebohrten Probe mit dem vorgestellten Modell nachgebildet. Hierfür wurde die Wandstärke der hohlgebohrten Probe in 20 fiktive Schichten von ca. 10 μm Stärke unterteilt. Für jede Schichtmitte wurde das Verfestigungsverhalten nach den Gleichungen (7.2), (7.4) bis (7.7) bestimmt und der vollständigen Schicht zugeordnet. Es wurde dabei eine eigenspannungsfreie Probe zugrundegelegt, da der Eigenspannungszustand der hohlgebohrten Probe nach der Fertigung und einhergehender Spannungsumlagerungen und der thermischen Beanspruchung nicht bekannt war. Anschließend wurde die mittlere Spannung bei gleicher Totaldehnung bestimmt, so dass das Verfestigungsverhalten der hohlgebohrten Probe resultiert, welches ebenfalls in Abbildung 7.24 gezeigt ist.

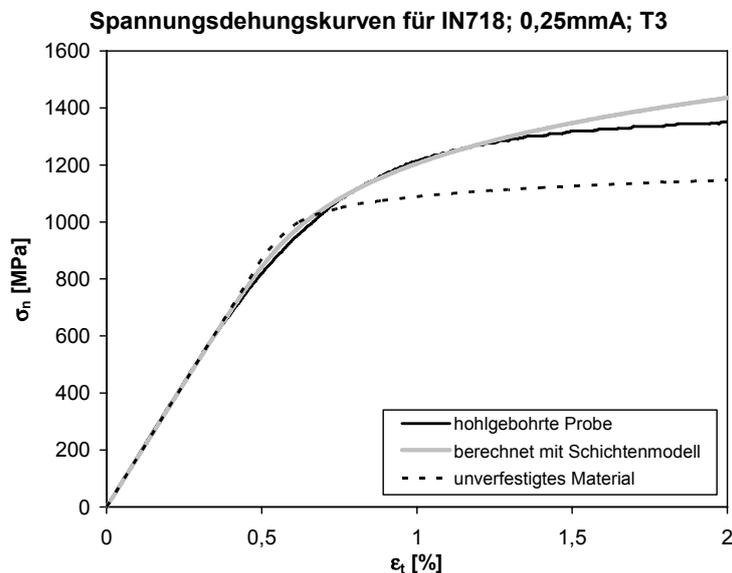


Abbildung 7.24: Spannungs-Dehnungs-Kurven für eine mit einer Almenintensität $I = 0,25 \text{ mmA}$ kugelgestrahlten und anschließend hohlgebohrten Probe, einer unverfestigten Probe und eine mit dem Schichtenmodell berechnete für IN718 und die Versuchstemperatur T3

Ein Vergleich zwischen dem Verfestigungsverhalten des unverfestigten Materials und der hohlgebohrten Probe ergibt, dass die hohlgebohrte Probe bei geringerer Totaldehnung plastische Verformungen zeigt. Im weiteren Verlauf verfestigt die hohlgebohrte Probe aber deutlich stärker als das unverfestigte Material. Dies wurde bereits von [69] beobachtet. Dieses Verhalten wird von der berechneten Verfestigungskurve ebenfalls wiedergegeben, wobei für größere Totaldehnungen eine stärkere Verfestigung des Materials vorhergesagt wird. Begründet ist diese Überschätzung der Verfestigung in der experimentellen Datenbasis. Diese ist auf eine maximale Totaldehnung von $\epsilon_t = 2 \%$ begrenzt. Zudem beginnen die aus den experimentell gemessenen Daten bestimmten Spannungsdehnungskurven im Druckspannungsbereich (vgl.

Abbildung 7.16), so dass für dieses Beispiel bei einer Totaldehnung von $\epsilon_t = 2 \%$ bereits extrapoliert wurde. Für größere Totaldehnungen würde aber voraussichtlich eine Sättigung der Verfestigung und dementsprechend eine geringere Spannung resultieren. Dies wird durch die angepassten Parameter nicht richtig wiedergegeben. Zusätzlich werden die Eigenspannungen nicht berücksichtigt, woraus ebenfalls ein geringfügig anderer Verlauf der Verbundverfestigungskurve resultiert.

Die Abweichungen sind allerdings für den untersuchten Bereich immer noch als gering zu bewerten, so dass das Modell den Verfestigungsverhalten für Dehnungen bis zu $\epsilon_t = 1,5 \%$ sehr gut und für größere Dehnung bis zu $\epsilon_t = 2,0 \%$ noch befriedigend beschreibt.

7.3.2 Anpassung des Modells für die glatten Rundproben

7.3.2.1 Anpassung des Modells an die Versuchsergebnisse bei unterschiedlichen Strahlintensitäten und Versuchstemperaturen

Die in den Kapiteln 7.3.1.1 und 7.3.1.2 dargestellte Vorgehensweise muss an die Versuchsergebnisse aller Strahlzustände angepasst werden, um den quasistatischen Eigenspannungsabbau mit möglichst wenigen Parametern beschreiben zu können. Beginnend mit der Randverfestigungskurve müssen zunächst die Parameter K (Verfestigungskoeffizient) und n (Verfestigungsexponent) der Gleichung (7.2) mit Hilfe eines Least-Square-Algorithmus an die Versuchsdaten angepasst werden. Bei einer optimalen Anpassung der Parameter K und n zeigt sich für die 1 %-Dehngrenze ein annähernd linearer Zusammenhang in Abhängigkeit des Nulldurchgangs x_0 der Eigenspannungstiefenprofile als Maß für den Strahlzustand (vgl. Abbildung 7.25). Dabei wurde in Anlehnung an die Untersuchungen des thermischen Eigenspannungsabbaus an Plättchenproben für den Strahlzustand 0,15 mmA ein Nulldurchgang $x_0 = 150 \mu\text{m}$ angesetzt, da für diesen Strahlzustand keine Tiefenprofile bestimmt wurden. Für die ermittelten 1 %-Dehngrenzen zeigt sich nur eine geringfügige Abhängigkeit von der Versuchstemperatur.

Dieser Zusammenhang wird genutzt, um zwischen den verschiedenen Strahlzuständen zu interpolieren. Hierfür wird eine Geradengleichung aufgestellt

$$R_{p,1\%}(T, x_0) = m \cdot x_0 + R_{p,1\%,\text{Kern}}(T) \quad (7.8)$$

wobei $R_{p,1\%,\text{Kern}}(T)$ der Wert ist, der durch die 1 %-Dehngrenze des Kernmaterials gegeben ist und einen geringfügigen Temperatureinfluss einbringt, m die Steigung der Geraden darstellt

und die Variable x_0 den Nulldurchgang der Eigenspannungen des Ausgangstiefenprofils beschreibt.

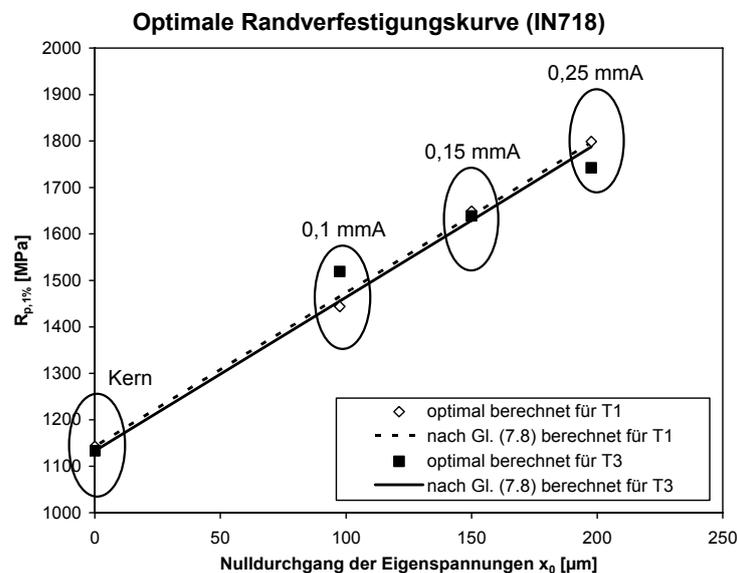


Abbildung 7.25: Einfluss der Versuchstemperatur auf die Abhängigkeit der 1 %-Dehngrenze über dem Nulldurchgang des Eigenspannungstiefenprofils

Unter der Vorgabe einer konstanten Steigerung des Verfestigungskoeffizienten für den Rand ΔK wurde ein einfacher Zusammenhang für den temperaturabhängigen Verfestigungskoeffizient $K_{\text{Rand}}(T)$ gewählt.

$$\Delta K = K_{\text{Rand}}(T) - K_{\text{Kern}}(T) = \text{konst.} \quad (7.9)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (7.5), (7.8) und (7.9) folgt dann schließlich der temperatur- und nulldurchgangsabhängige Verfestigungsexponent $n(T, x_0)$:

$$n(T, x_0) = \frac{\log(R_{p,1\%,\text{Rand}}(T, x_0) - \log(K_{\text{Rand}}(T)))}{\log(0,01)} \quad (7.10)$$

Die Steigung der Geraden m (vgl. Gleichung (7.8)) und die Steigerung der Verfestigungskoeffizienten ΔK (vgl. Gleichung (7.9)) wurden an die Versuchsdaten der Strahlzustände 0,1 mmA und 0,25 mmA mit Hilfe eines Least-Square-Algorithmus angepasst. Der Strahlzustand 0,15 mmA wurde für die Anpassung nicht verwendet, da kein Ausgangseigenspannungstiefenprofil und damit kein Nulldurchgang des Tiefenprofil x_0 zur Verfügung stand. Die sich ergebenden Parameter sind in der Tabelle 7.1 aufgelistet. Mit diesen Werten lassen sich dann

der temperaturabhängige Verfestigungskoeffizient und der temperatur- und strahlzustandsabhängige Verfestigungsexponent berechnen.

Tabelle 7.1: Mit Hilfe eines Least-Square-Algorithmus gefundene optimale Werte für die Bestimmung des temperaturabhängigen Randverfestigungskoeffizienten und des temperatur- und strahlzustandsabhängigen Randverfestigungsexponenten nach den Gleichungen (7.8) bis (7.10)

| | Werte |
|--|--------|
| Steigerung des Verfestigungskoeffizienten ΔK [MPa] | 3883,6 |
| Steigung der Dehngrenze m [MPa/ μm] | 3,31 |

7.3.2.2 Vergleich zwischen Experiment und Modell

Mit den bestimmten Werten aus Kapitel 7.3.2.1 und der in Kapitel 7.3.1.1 vorgestellten Vorgehensweise lassen sich die Randverfestigungskurven des quasistatischen Eigenspannungsabbaus für die verschiedenen Strahlzustände und Temperaturen berechnen. In den Abbildungen 7.26 bis 7.28 ist der so bestimmte Druckeigenspannungsabbau für die drei untersuchten Strahlzustände und die zwei Versuchstemperaturen dargestellt, wobei für den Strahlzustand 0,15 mmA, wieder in Anlehnung an die Untersuchungen des thermischen Eigenspannungsabbaus an Plättchenproben, für den Nulldurchgang $x_0 = 150 \mu\text{m}$ angesetzt wurde.

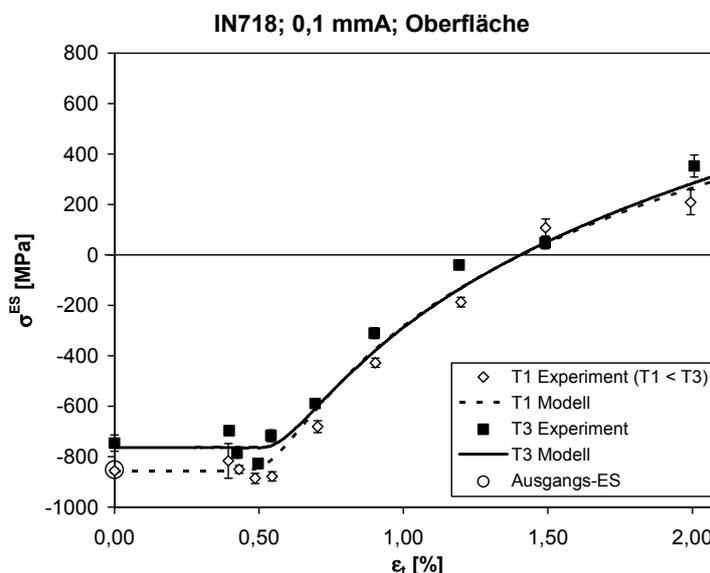


Abbildung 7.26: Einfluss der Temperatur auf die Abhängigkeit der gemessenen und modellierten Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung von der Totaldehnung für den Strahlzustand 0,1 mmA

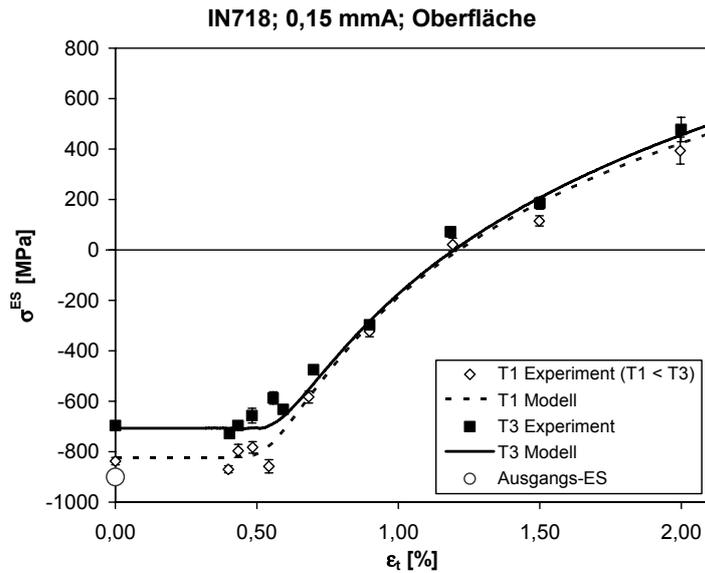


Abbildung 7.27: Einfluss der Temperatur auf die Abhängigkeit der gemessenen und modellierten Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung über Totaldehnung für den Strahlzustand 0,15 mmA

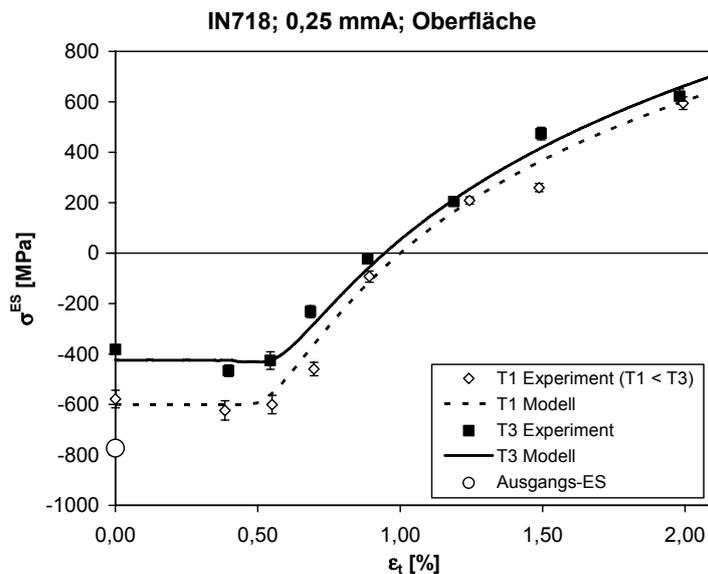


Abbildung 7.28: Einfluss der Temperatur auf die Abhängigkeit der gemessenen und modellierten Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung über Totaldehnung für den Strahlzustand 0,25 mmA

Die in Abhängigkeit der Totaldehnung berechneten Eigenspannungswerte stimmen mit den gemessenen Werten gut überein. Der Einfluss der Versuchstemperatur ist für die beiden Strahlintensitäten $I = 0,1 \text{ mmA}$ und $0,15 \text{ mmA}$ nahezu verschwindend, was aber auch aus dem unterschiedlichen thermischen Eigenspannungsabbau für die Versuchstemperaturen T1 und T3 resultiert. Der Beginn des Eigenspannungsabbaus, der Vorzeichenwechsel der Eigen-

spannungen sowie der weitere Verlauf im Zugbereich werden aber mit dem Modell für alle Strahlzustände richtig ermittelt.

Um die Tiefenprofile zu erhalten, wird das tiefenabhängige Verfestigungsverhalten mit der in Kapitel 7.3.1.2 geschilderten Vorgehensweise und den berechneten Randverfestigungskurven beschrieben. Anschließend wird entsprechend der bereits für den Rand angewendeten Berechnung des Eigenspannungsabbaus in jeder Tiefe ein neuer Eigenspannungswert in Abhängigkeit der Totaldehnung bestimmt. So werden jeweils ausgehend vom Eigenspannungstiefenprofil, welches nach einer ausschließlich thermischen Beanspruchung vorliegt, Eigenspannungstiefenprofile nach thermischer und quasistatischer Beanspruchung berechnet. Diese sind in Abbildung 7.29 und Abbildung 7.30 dargestellt.

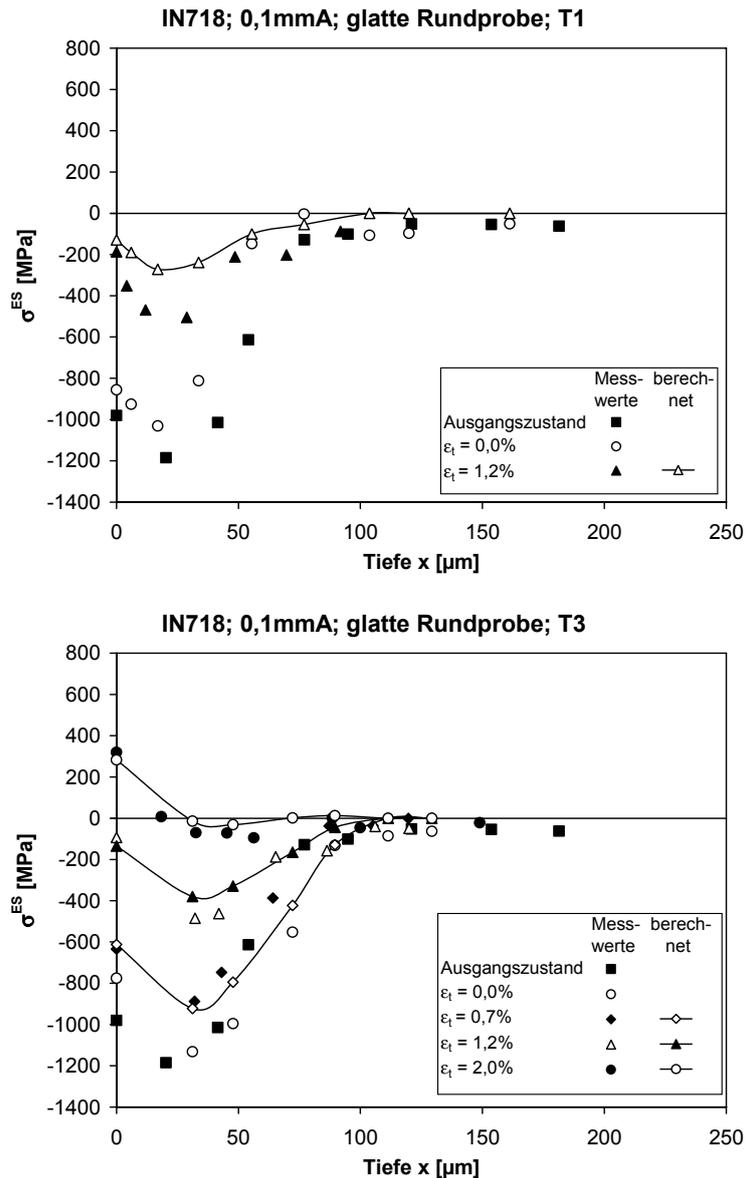


Abbildung 7.29: Gemessene und berechnete Eigenspannungstiefenprofile für die beiden Versuchstemperaturen T1 (oben) und T3 (unten) und ausgewählte quasistatische Beanspruchungen für den Strahlzustand 0,1 mA

Die Eigenspannungstiefenprofile werden durch das Modell prinzipiell richtig wiedergegeben. Die Druckeigenspannungen der Lagen tiefer als die der Lage der maximalen Druckeigenspannungen werden durch das Modell tendenziell unterschätzt. Die Lage der maximalen Druckeigenspannungen und die des Nulldurchgangs werden sehr gut wiedergegeben. Das Eigenspannungstiefenprofil für den Strahlzustand 0,1 mA, das bei der Versuchstemperatur T1 bis zu einer Totaldehnung $\varepsilon_t = 1,2\%$ beansprucht wurde, weicht relativ stark von dem berechneten Tiefenprofil ab (vgl. Abbildung 7.29 oben). Dies liegt eventuell an der Berechnungsgrundlage des berechneten Eigenspannungstiefenprofils, nämlich dem Eigenspannungstiefenprofil einer Probe, die nur auf die Temperatur T1 erwärmt und nicht mechanisch bean-

spricht wurde. Dieses gemessene Eigenspannungstiefenprofil weist im Vergleich zu der Probe, die auf eine Temperatur T3 erwärmt wurde (vgl. Abbildung 7.29 unten), einen hohen Eigenspannungsabbau unterhalb der Oberfläche auf.

Davon abgesehen werden die Eigenspannungstiefenprofile durch das Modell gut vorhergesagt.

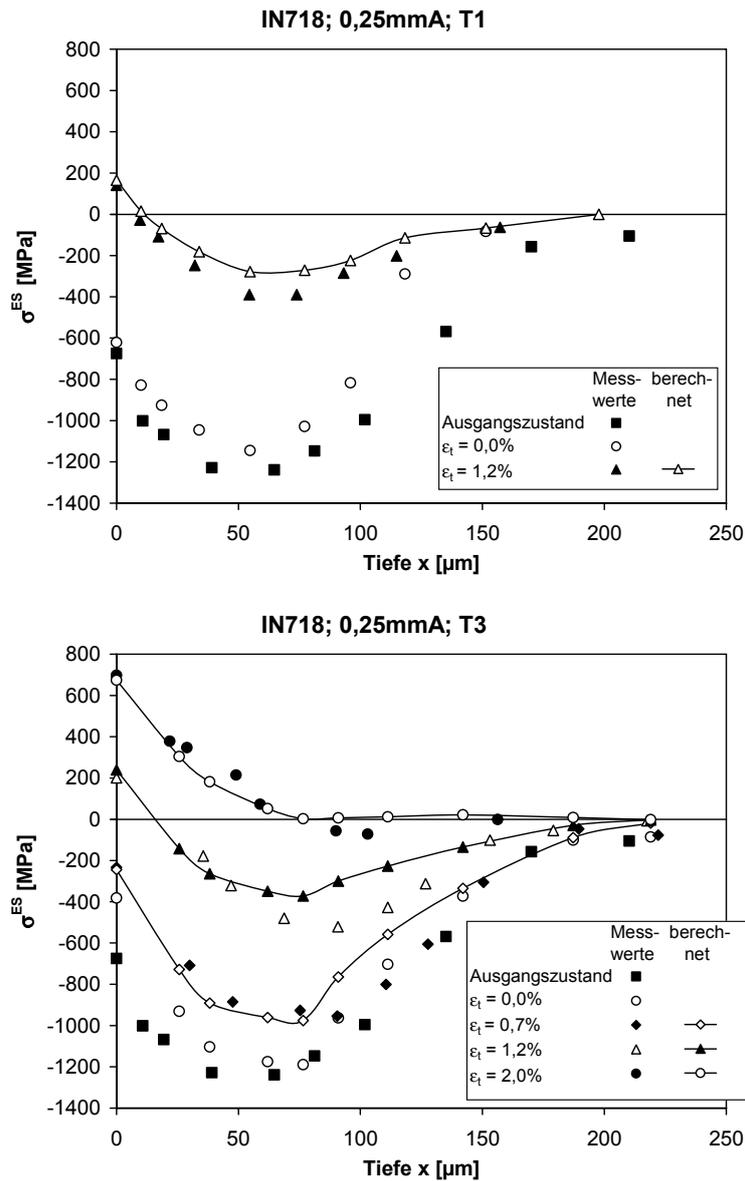


Abbildung 7.30: Gemessene und berechnete Eigenspannungstiefenprofile für die beiden Versuchstemperaturen T1 (oben) und T3 (unten) und ausgewählte quasistatische Beanspruchungen für den Strahlzustand 0,25 mmA

7.3.3 Modellierung der Versuchsergebnisse der gekerbten Proben

7.3.3.1 Modell

Bei den gekerbten Proben wurde keine Änderung der Eigenspannungen an der Oberfläche festgestellt. Ausschließlich die Eigenspannungstiefenprofile zeigten eine starke Änderung der Eigenspannungen. Nach einer quasistatischen Beanspruchung bauen sich unterhalb der Oberfläche Druckeigenspannungen auf, die bis in eine große Tiefe reichen. Dies kann durch den Gradienten in der Last begründet werden, der sich durch die Kerbe und die superponierten Eigenspannungen ergibt. Um die jeweilige Lastspannungsverteilung zu ermitteln, wurden mit Abaqus/Standard rein elastische FEM-Simulationen des Materials durchgeführt. Den berechneten Lastspannungsverteilungen werden die Eigenspannungen überlagert und dadurch ergibt sich die lokale Gesamtbeanspruchung. In Abbildung 7.31 ist die Lastspannungsverteilung einer gekerbten Flachprobe (vgl. Abbildung 3.3), die Eigenspannungsverteilung und die Überlagerung exemplarisch für die Nennbeanspruchung von $\sigma_n = 400$ MPa und 500 MPa dargestellt. Etwas unterhalb der Position des Nulldurchgangs der Eigenspannungen ergibt sich für die Kurve der lokalen Gesamtbeanspruchung ein Maximum. Die 0,01 %-Dehngrenze (schwarz Linie) wird also zuerst unterhalb der Oberfläche überschritten und es findet in einem weiten Bereich unterhalb der Oberfläche eine plastische Streckung des Materials statt, aus welcher nach Entfernen der äußeren Last Druckeigenspannungen resultieren.

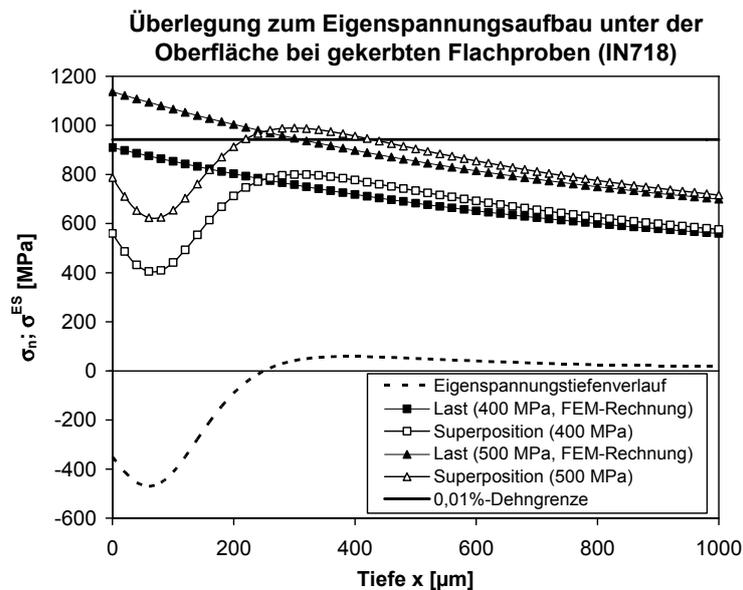


Abbildung 7.31: Überlegungen zum Eigenspannungsaufbau unterhalb der Bauteiloberfläche durch eine Superposition von Last- und Eigenspannungen zur lokal vorliegenden Gesamtbeanspruchung

Es ist also erforderlich, die Lastspannungsverteilung im Probenquerschnitt zu kennen. Deshalb wurde die Spannungsverteilung der rein elastischen FEM-Rechnungen auf die aufgetragten Nennspannungen bezogen. Der daraus resultierende „orts aufgelöste Kerbfaktor“ $\alpha_K(x)$ für diese Probengeometrie wurde nun mit einer mathematischen Funktion beschrieben, welche es ermöglicht, die ortsabhängige Überhöhung der Beanspruchung analytisch wiederzugeben und den folgenden Bedingungen genügt:

- An der Oberfläche muss sich eine Spannungsüberhöhung entsprechend dem Kerbfaktor $\hat{\alpha}_K$ ergeben.
- In der Mitte der Probe muss die Ableitung aufgrund symmetrischer Randbedingungen den Wert Null annehmen.
- Das Integral über den Probenquerschnitt bezogen auf die Fläche muss den Wert Eins ergeben.
- Am Rand muss die Ableitung dem Gradienten entsprechen, welcher sich aus der Simulation (rein elastisch) ergibt.

Es wurde ein Potenzansatz für die lokale Spannungsüberhöhung $\alpha_K(x)$ gewählt, welcher die beiden ersten Bedingungen bereits impliziert. Diese Funktion ist achsensymmetrisch und an der Oberfläche ergibt sich der Kerbfaktor $\hat{\alpha}_K$:

$$\alpha_K(x) = (\hat{\alpha}_K - c) \cdot \left[\frac{b/2 - x}{b/2} \right]^a + c \quad (7.11)$$

Weitere Parameter sind die Breite im Kerbgrund der Probe b , in diesem Fall $b = 16,5$ mm (vgl. Abbildung 3.3), und die Konstanten c und a , die nachfolgend durch die weiteren Bedingungen bestimmt werden.

Das Integral dieser Funktion von 0 bis $b/2$, bezogen auf die halbe Probenbreite $b/2$, muss den Wert Eins ergeben:

$$\frac{2}{b} \int_0^{b/2} \alpha_K(x) dx = 1 = \frac{\hat{\alpha}_K + c \cdot a}{a + 1} \quad (7.12)$$

Daraus folgt eine Abhängigkeit von c und a :

$$c = \frac{a + 1 - \hat{\alpha}_K}{a} \quad (7.13)$$

Die vierte Randbedingung ist, dass die Ableitung der Funktion an der Oberfläche dem Gradienten aus den Simulationsergebnissen an der Oberfläche $g = (\Delta\alpha_K(0)/\Delta x)_{\text{FEM}}$ entspricht.

$$\frac{d\alpha_K(0)}{dx} = g = \frac{a \cdot (c - \hat{\alpha}_K)}{b/2} \quad (7.14)$$

Mit dem gefundenen Zusammenhang der Gleichung (7.13) ergibt sich a zu:

$$a = \frac{g \cdot b/2 + \hat{\alpha}_K - 1}{1 - \hat{\alpha}_K} \quad (7.15)$$

Somit lässt sich die lokale Spannungsüberhöhung durch die Formel (7.11) und die entsprechenden Parameter a und c mit Hilfe des Gradienten und den Gleichungen (7.13) und (7.15) beschreiben. Die rein elastisch durchgeführte FEM-Simulation zeigte, wie erwartet, keine Abhängigkeit von den auf die Nennspannung bezogenen Lastspannungen, also dem orts aufgelösten Kerbfaktor $\alpha_K^{\text{FEM}}(x)$, und der Nennspannung. Damit ist der Gradient g an der Oberfläche ebenfalls unabhängig von der Nennspannung und wird als konstanter Wert $g = -1,493 \text{ mm}^{-1}$ von den Simulationsergebnissen übernommen. Ein Vergleich zwischen dem mit der FEM-Simulation bestimmten Kerbfaktor α_K^{FEM} und dem analytischen Ansatz nach Gleichung (7.11) ist in Abbildung 7.32 zu sehen. Der Ansatz kann den Verlauf des orts aufgelösten Kerbfaktors gut wiedergeben. In dem für die Anwendung wichtigen Bereich bis zu Tiefe von $300 \mu\text{m}$ sind die beiden Kurven beinahe deckungsgleich. Denkbar wären auch komplexere Funktionen, deren Parameter an die Ergebnisse der FEM-Rechnungen angepasst werden. Es wurde aber dieser relativ einfache Ansatz gewählt, da sich hier durch die gewählten Randbedingungen die Parameter nicht willkürlich ergeben und so eine einfache Übertragbarkeit auf andere Probengeometrie gegeben sein sollte.

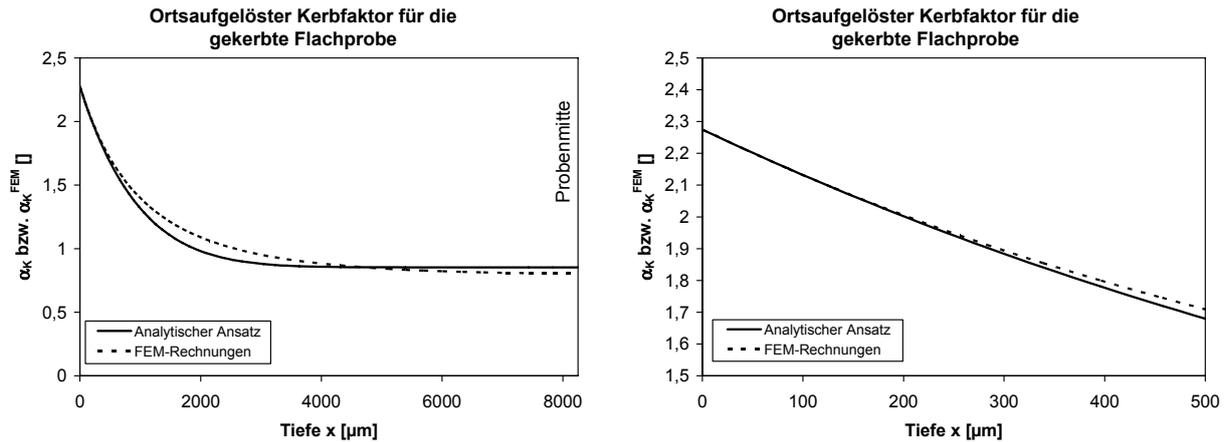


Abbildung 7.32: Vergleich des durch FEM-Rechnungen bestimmten Kerbfaktors α_K^{FEM} mit dem Kerbfaktor $\alpha_K(x)$, der sich aufgrund des analytischen Ansatzes ergibt (vgl. Gleichung (7.11)). Vergleich bis zur Probenmitte (links), Vergleich bis zu einer Tiefe von 500 μm (rechts).

Mit Hilfe des analytischen Ansatzes für den orts aufgelösten Kerbfaktor und der Formel (7.16) lassen sich die fiktiven elastischen Lastspannungen orts aufgelöst berechnen:

$$\sigma_L^*(x) = \alpha_K(x) \cdot \sigma_n \quad (7.16)$$

Diesen fiktiven elastischen Lastspannungen werden die Eigenspannungen bei Versuchstemperatur, welche aus den Eigenspannungen bei Raumtemperatur durch die Multiplikation des Verhältnisses der Elastizitätsmoduli bei Versuchstemperatur und bei Raumtemperatur berechnet werden, durch Superposition überlagert, so dass sich die fiktive elastische Beanspruchungsspannung σ_B^* in Abhängigkeit der Tiefe ergibt:

$$\sigma_B^*(x, T) = \sigma_L^*(x) + \sigma^{\text{ES}}(x, T) = \sigma_L^* + \sigma^{\text{ES}}(x, \text{RT}) \cdot \frac{E(T)}{E(\text{RT})} \quad (7.17)$$

Um die tatsächliche Spannung und tatsächliche Dehnung am jeweiligen Ort zu erhalten, wird die fiktive elastische Spannung mit Hilfe des Neuberansatzes [109] orts aufgelöst in die tatsächliche Beanspruchungsspannung und tatsächliche Dehnung umgerechnet (vgl. Abbildung 7.33 und Gleichung (7.18)).

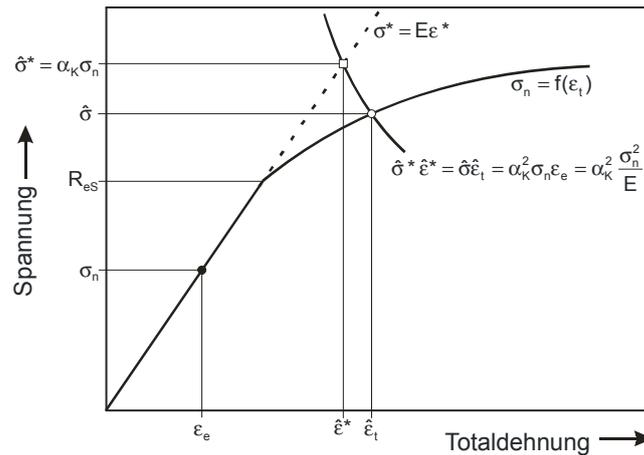


Abbildung 7.33: σ_n - ϵ_t -Kurve mit Neuberhyperbel, dargestellt für die Oberfläche [109]

Die fiktive elastische Beanspruchungsdehnung kann mit Hilfe des Elastizitätsmoduls aus der fiktiven elastischen Beanspruchungsspannung berechnet werden, so dass die tatsächliche Spannung mit dem Ramberg-Osgood-Ansatz [108] und den in Kapitel 7.3.1 bestimmten ortsaufgelösten Verfestigungsexponenten und –koeffizienten berechnet werden kann (vgl. Gleichung (7.18)).

$$\begin{aligned} \sigma_B^*(x, T) \cdot \epsilon_B^*(x, T) &= \sigma_B^{*2}(x, T) / E(T) = [\sigma_L^*(x) + \sigma^{ES}(x, T)]^2 / E(T) = \\ \sigma(x, T) \cdot \epsilon_t(x, T) &= \sigma(x, T) \cdot \left[\left(\frac{\sigma(x, T)}{E, T} \right) + \left(\frac{\sigma(x, T)}{K(x)} \right)^{1/n(x)} \right] \end{aligned} \quad (7.18)$$

Von dieser tatsächlichen Spannung wird nun ortsaufgelöst die fiktive Lastspannung abgezogen, so dass daraus die Eigenspannungen resultieren. Schließlich müssen die Eigenspannungen bei Versuchstemperatur durch eine Division mit dem Elastizitätsmodulverhältnis wieder auf Raumtemperatur umgerechnet werden (vgl. Kapitel 7.3.1.1).

$$\sigma^{ES}(x, \sigma_n, RT) = (\sigma(x, T) - \alpha_k(x) \cdot \sigma_n) \cdot \frac{E(RT)}{E(T)} \quad (7.19)$$

7.3.3.2 Validierung des „Ortsaufgelösten Neuber-Ansatzes“

Die beschriebene Vorgehensweise, die Spannungskonzentration im Kerbgrund nach Neuber [109] auf die Tiefe zu übertragen, war von Neuber ursprünglich so nicht vorgesehen und muss daher überprüft werden. Auf Grund dessen wurde ein Vergleich zwischen einem durch das Modell vorhergesagten und einem experimentell ermittelten Eigenspannungstiefenprofil einer mechanisch beanspruchten Kerbprobe durchgeführt.

Um den Einfluss der Verfestigung ausschließen zu können, wurde 0,1 mm der Oberfläche einer nicht kugelgestrahlten, gekerbten Flachprobe im Kerbgrund elektrolytisch abgetragen. So wurde sichergestellt, dass jegliche Verfestigung entfernt wurde, die durch die spannende Herstellung der Probe in die Randschicht eingebracht worden war. Als Ausgangszustand für das Modell kann daher das unverfestigte Kernmaterial verwendet werden. An dieser präparierten, gekerbten Flachprobe wurde ein abgebrochener Warmzugversuch bei T3 bis zu einer maximalen Nennspannung $\sigma_{n,max} = 860$ MPa durchgeführt. Anschließend wurde ein Eigenspannungstiefenprofil mit einer relativ großen Schrittweite aufgenommen, welches in Abbildung 7.34 dargestellt ist.

Parallel zu der experimentellen Ermittlung des Tiefenprofils wurde mit Hilfe der im vorangegangenen Kapitel dargestellten Vorgehensweise das resultierende Eigenspannungstiefenprofil auf Basis einer unverfestigten Randschicht ermittelt. Das so berechnete Tiefenprofil ist ebenfalls in Abbildung 7.34 eingetragen.

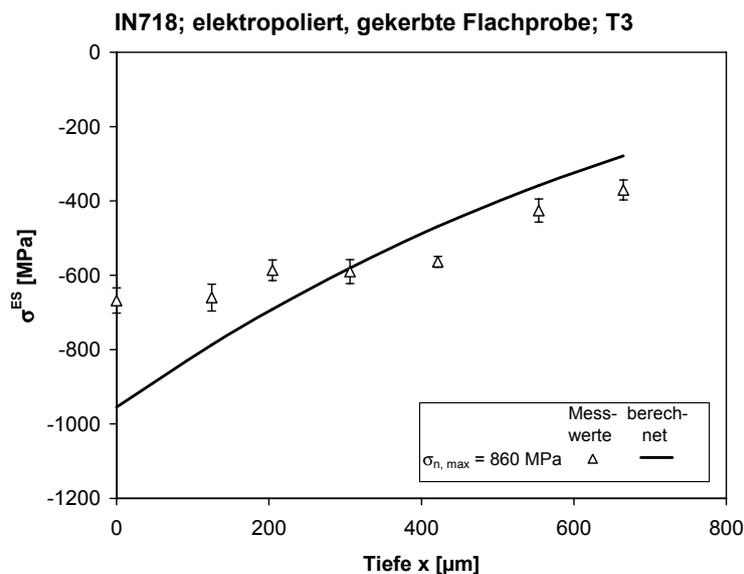


Abbildung 7.34: Vergleich zwischen den Oberflächeneigenspannungen aus dem Experiment und der Modellierung nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung für die Strahlzustände 0,1 mmA, 0,15 mmA und 0,25 mmA über der maximalen Nennspannung für die Versuchstemperatur T3

Ein Vergleich der beiden Tiefenprofile zeigt, dass das berechnete Eigenspannungstiefenprofil den gleichen tendenziellen Verlauf wie das gemessene Tiefenprofil aufweist. Allerdings kommt es oberflächennahe zu Diskrepanzen zwischen den beiden Tiefenprofilen. An der Oberfläche sagt das berechnete Tiefenprofil zu hohe Druckeigenspannungen voraus. Diese Druckeigenspannungen bewegen sich in einer Größenordnung, in der bereits eine Plastizie-

rung im Druckbereich stattfinden müsste. Dieses kann vom Modell nicht wieder geben werden, da beim Modell von einer rein elastischen Entlastung ausgegangen wird. Das Modell überschätzt also die Druckeigenspannungen. Zusätzlich wurde die Probe beansprucht und anschließend direkt wieder entlastet, so dass es zu einer Lastumkehr kommt und der Bauschingereffekt gegebenenfalls von Bedeutung ist. Die gemessenen Oberflächendruckeigenspannungen sind geringer als die Streckgrenze des Materials, was ein Indiz für eine vorzeitige Rückplastizierung in den oberflächennahen Bereichen bei der Entlastung ist.

Ein weiterer Grund für die Differenzen zwischen Modell und Messung kann in dem Neuber-Ansatz begründet sein, welcher die Kerbdehnungen überschätzt und somit zu geringen Beanspruchungsspannungen und einem entsprechenden Druckeigenspannungsaufbau führt. Es wäre daher für große Beanspruchungen eventuell sinnvoll, ein aufwendigeres Modell zu verwenden [110]. Durch das vorgestellte Modell wird die an der Probe angelegte Nennkraft nur näherungsweise erreicht, da mit der Neuberhyperbel auf geringere Spannungen umgerechnet wird, was zu nochmals höheren Beanspruchungsspannungen führt. Zusätzlich wird von einer einachsigen Beanspruchung ausgegangen und der mehrachsige Zustand nicht berücksichtigt. Außerdem beeinflusst die Plastizierung unterhalb der Oberfläche ebenfalls den Eigenspannungszustand an der Oberfläche. Eine FEM-Simulation mit einem aufwendigen Materialmodell, in welchem der Bauschingereffekt berücksichtigt ist, müsste hier das Verhalten besser beschreiben können. Dieses Vorgehen ist aber für die industrielle Anwendung zu aufwendig und wird daher vermieden.

Das Modell des „orts aufgelösten Neuber-Ansatzes“ funktioniert bei der im Rahmen des Versuchsprogramms maximalen Beanspruchung $\sigma_{n,max} = 860 \text{ MPa}$ gut für den Bereich mit einem großen Abstand zur Oberfläche ab einer Tiefe von ca. $200 \mu\text{m}$. An der Oberfläche und knapp darunter kann es zu Abweichungen zwischen Modell und Messwerten kommen.

7.3.3.3 Vergleich zwischen Experiment und Modellierung

Mit der im Kapitel 7.3.3.1 beschriebenen Vorgehensweise wird das Verhalten der experimentell gewonnenen Daten der gekerbten Proben unter thermischer und quasistatischer Beanspruchung beschrieben. Ein Vergleich zwischen den Oberflächenwerten aus den Experimenten und der Modellierung ist der Abbildung 7.35 zu sehen.

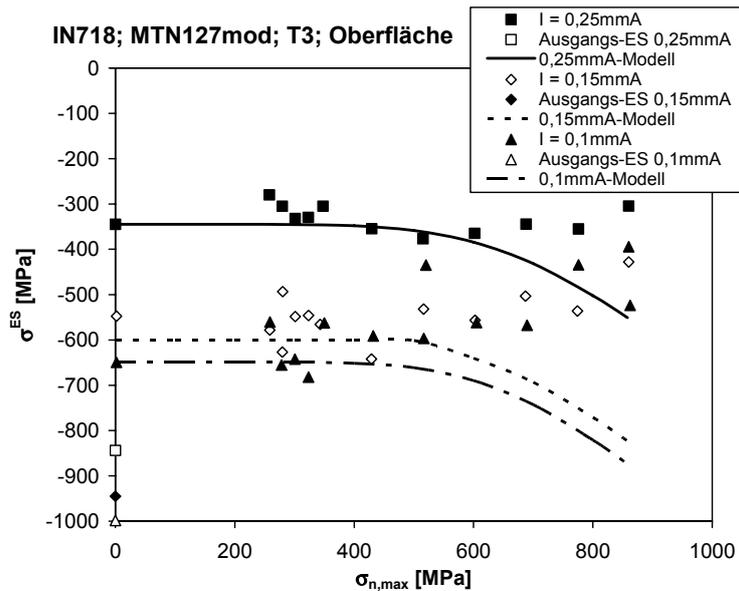


Abbildung 7.35: Vergleich zwischen den Oberflächeneigenspannungen aus dem Experiment und der Modellierung nach einer thermischen und quasistatischen Beanspruchung für die Strahlzustände 0,1 mA, 0,15 mA und 0,25 mA über der maximalen Nennspannung für die Versuchstemperatur T3

Das Modell weicht für Nennspannungen größer als $\sigma_n = 500$ MPa zunehmend von den experimentellen Daten ab. Es liefert größere Druckeigenspannungen an der Oberfläche als sie im Experiment ermittelt wurden. Der Grund für diese Abweichung ist in den im vorangegangenen Kapitel erwähnten Schwächen des Modells zu suchen. Ein Grund ist die Beeinflussung der Oberflächeneigenspannungen durch die sich aufbauenden Druckeigenspannungen unterhalb der Oberfläche. Deshalb sind in Abbildung 7.36 zusätzlich zu den berechneten Oberflächeneigenspannungen die berechneten Eigenspannungen in der Lage des Nulldurchgangs der Eigenspannungen des Ausgangstiefenprofils dargestellt. Dabei wird deutlich, dass ab einer Nennspannung, bei der sich unterhalb der Oberfläche Druckeigenspannungen aufbauen, das Modell ebenfalls einen Druckeigenspannungsaufbau an der Oberfläche vorhersagt. Da die Messungen keinen Druckeigenspannungsaufbau an der Oberfläche ergeben haben, liegt die Schlussfolgerung nahe, dass die Streckung unterhalb der Oberfläche den Eigenspannungszustand an der Oberfläche beeinflusst. Plastiziert das Bauteil unterhalb der Oberfläche, ergibt sich an der Oberfläche ein geringerer Rückgang der Spannung bei der Entlastung, wodurch der berechnete Druckeigenspannungsaufbau an der Oberfläche reduziert bzw. kompensiert oder im Extremfall sogar überkompensiert wird, so dass ein Druckeigenspannungsabbau folgen würde.

Der Geltungsbereich des Modells muss daher und auf Grund unzulässiger plastischer Dehnungen (vgl. Anhang Kapitel 10.1) auf eine maximale Nennspannung von $\sigma_n = 600$ MPa be-

grenzt werden bzw. der Druckeigenspannungsaufbau an der Oberfläche darf nicht berücksichtigt werden.

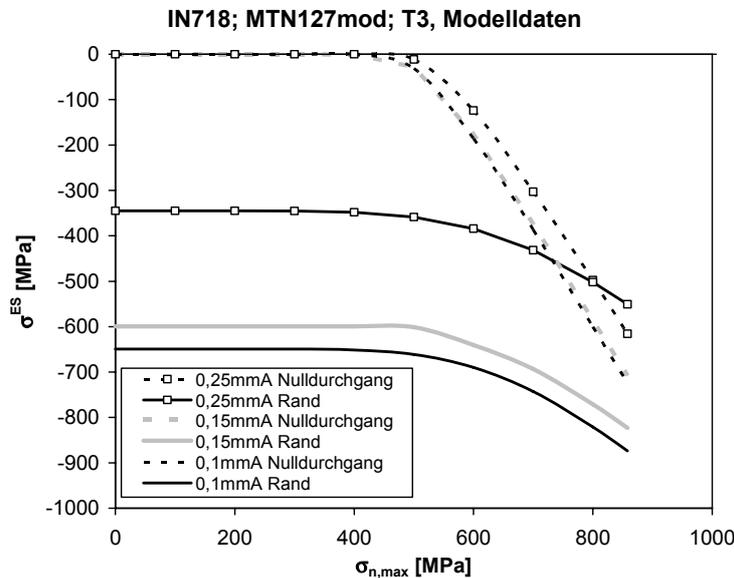


Abbildung 7.36: Berechnete Oberflächeneigenspannungen und Eigenspannungen an der Lage des Nulldurchgangs der Eigenspannungen des jeweiligen Ausgangstiefenprofils nach einer quasistatischen Beanspruchung für die Strahlzustände 0,1 mmA, 0,15 mmA und 0,25 mmA über der maximalen Nennspannung für die Versuchstemperatur T3

In den Abbildungen 7.37 bis 7.39 sind ausgehend von den gemessenen Eigenspannungstiefenprofilen, welche nur thermisch beansprucht wurden ($\sigma_n = 0$ MPa), die mit dem orts aufgelösten Neuber-Modell berechneten Tiefenprofile den gemessenen Tiefenprofilen gegenübergestellt. Für die Beanspruchung mit einer maximalen Nennspannung $\sigma_{n,max} = 430$ MPa gibt das Modell das Eigenspannungstiefenprofil richtig wieder. Für die hohe Beanspruchung mit einer maximalen Nennspannung $\sigma_{n,max} = 860$ MPa zeigt das Modell, dass es an der Oberfläche zu einer Abweichung zwischen der Vorhersage und den gemessenen Ergebnissen kommt. Unterhalb der Oberfläche wird der Druckeigenspannungsabbau aber sehr gut beschrieben. Das Modell gibt abhängig vom Strahlzustand das gemessene Tiefenprofil ab folgenden Tiefen befriedigend wieder: ab einer Tiefe von $x = 80$ μm für die mit der Almenintensität 0,1 mmA und 0,15 mmA gestrahlten Proben und für die mit 0,25 mmA gestrahlten Proben ab einer Tiefe von $x = 110$ μm .

Das Modell kann also den Druckeigenspannungsaufbau unter der Oberfläche sehr gut vorher-sagen. An der Oberfläche muss von konstant bleibenden Druckeigenspannungen ausgegangen werden, was vom Modell nicht richtig wiedergegeben wird.

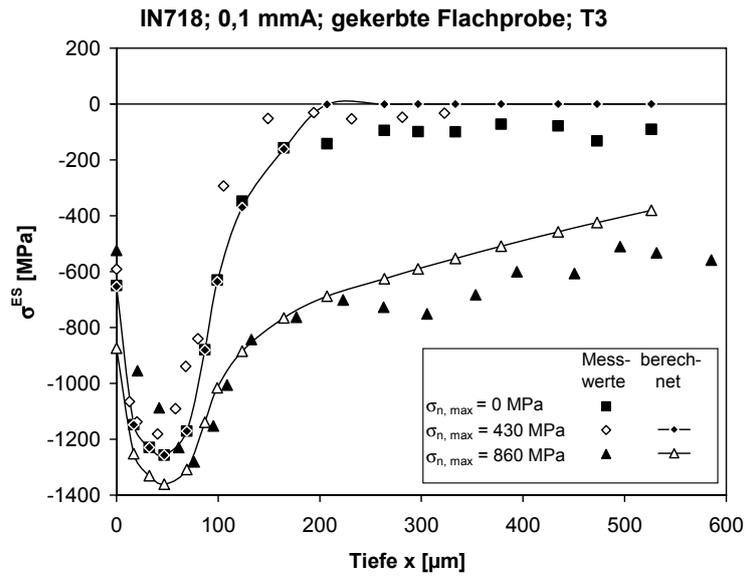


Abbildung 7.37: Gemessenes und berechnetes Eigenspannungstiefenprofil für ausgewählte quasistatische Beanspruchungen bei der Versuchstemperatur T3 und für den Strahlzustand 0,1 mmA

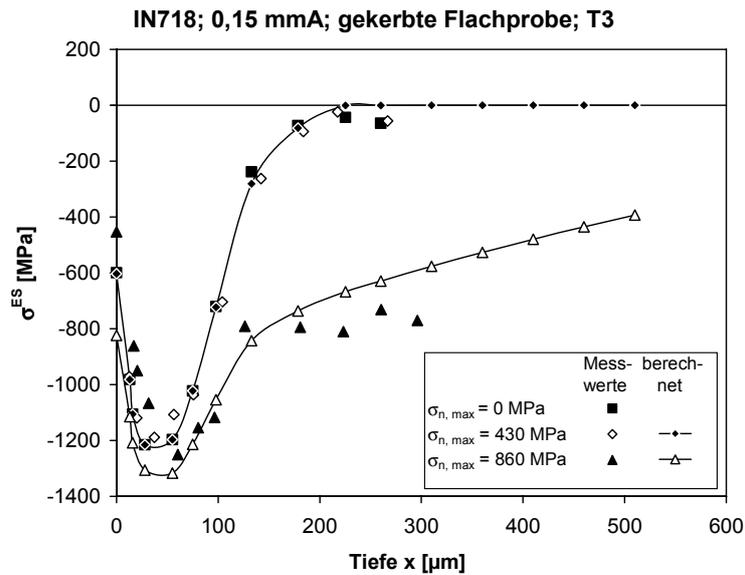


Abbildung 7.38: Gemessenes und berechnetes Eigenspannungstiefenprofil für ausgewählte quasistatische Beanspruchungen bei der Versuchstemperatur T3 und für den Strahlzustand 0,15 mmA

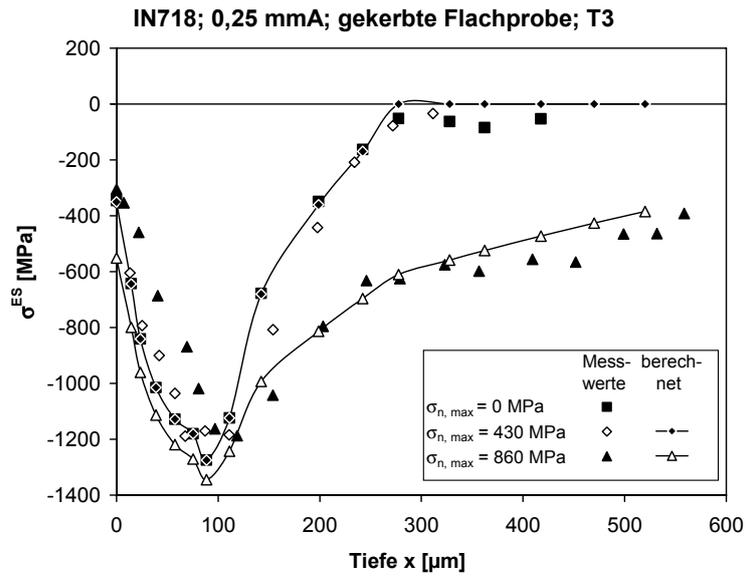


Abbildung 7.39: Gemessenes und berechnetes Eigenspannungstiefenprofil für ausgewählte quasistatische Beanspruchungen bei der Versuchstemperatur T3 und für den Strahlzustand 0,25 mmA

8 Isotherm zyklischer Eigenspannungsabbau

8.1 Ergebnisse der Versuche an den glatten Rundproben

8.1.1 Oberflächeneigenspannungen

Graphisch sind die ermittelten Ergebnisse in den Abbildungen 8.1 und 8.2 für jeweils einen Strahlzustand und die beiden Versuchstemperaturen T1 und T3 abgebildet. Auf der Ordinate sind die Eigenspannungen nach der rein thermischen und nach der zyklischen Beanspruchung dargestellt. Auf der Abszisse sind die entsprechend aufgeprägten Zyklenzahlen aufgetragen.

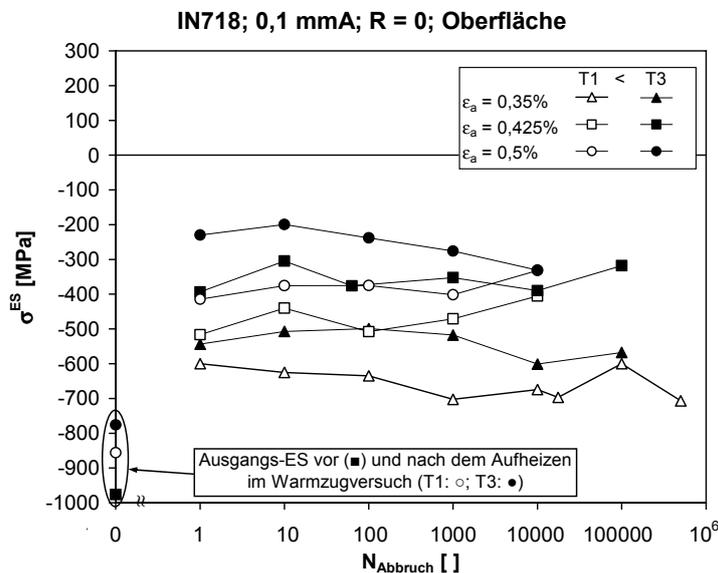


Abbildung 8.1: Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und zyklischen Beanspruchung über der Zyklenzahl für verschiedene Versuchstemperaturen und den Strahlzustand 0,1 mmA

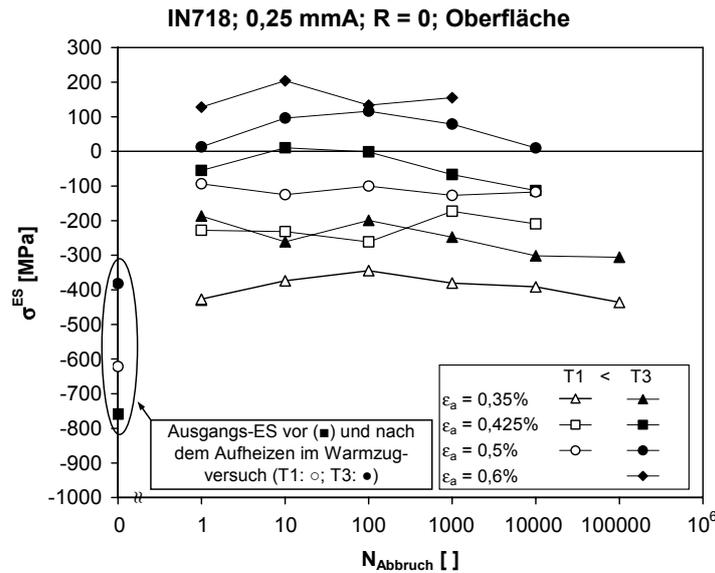


Abbildung 8.2: Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und zyklischen Beanspruchung über der Zyklenzahl für verschiedene Versuchstemperaturen und den Strahlzustand 0,25 mmA

Die Oberflächendruckeigenspannungen bauen sich rein thermisch für die untersuchten Temperaturen mit steigender Temperatur stärker ab. Der Eigenspannungsabbau entspricht beim Strahlzustand 0,1 mmA in der Größenordnung dem in den Auslagerungsversuchen an Plättchenproben ebenfalls beobachteten Abbau. Für den Strahlzustand 0,25 mmA ist der Eigenspannungsabbau etwas ausgeprägter als bei den Plättchenproben (vgl. Kapitel 5). Bei der anschließenden zyklischen Beanspruchung bauen sich die Druckeigenspannungen im ersten Zyklus mit steigender Dehnungsamplitude weiter ab. Das Verhalten gleicht dem nach einer quasistatischen Beanspruchung: bei geringen Beanspruchungen werden die Druckeigenspannungen nur reduziert, bei höheren Beanspruchungsamplituden können sogar Zugeigenspannungen aufgebaut werden. Die Eigenspannungen bleiben während der anschließenden zyklischen Beanspruchung im Rahmen der Messgenauigkeit und der Schwankungen zwischen den einzelnen Proben weitgehend unabhängig von der Zyklenzahl.

8.1.2 Oberflächenhalbweitsbreiten (HWB)

Exemplarisch für den Strahlzustand 0,25 mmA ist die Oberflächenhalbweitsbreitenentwicklung in Abhängigkeit von der Versuchstemperatur, der Dehnungsamplitude und der Zyklenzahl in Abbildung 8.3 dargestellt. Die Halbweitsbreiten sind weitgehend unabhängig von der Dehnungsamplitude sowie der Zyklenzahl. Es kann nur eine geringe Abhängigkeit von der Versuchstemperatur beobachtet werden. Die Oberflächenhalbweitsbreiten der bei der Temperatur T3 beanspruchten Proben sind im Schnitt geringer als die der Versuche bei T1. Bei rein

thermischen Versuchen konnte ein Halbwertsbreitenabbau ebenfalls erst ab der Temperaturen T2 beobachtet werden (vgl. Kapitel 5).

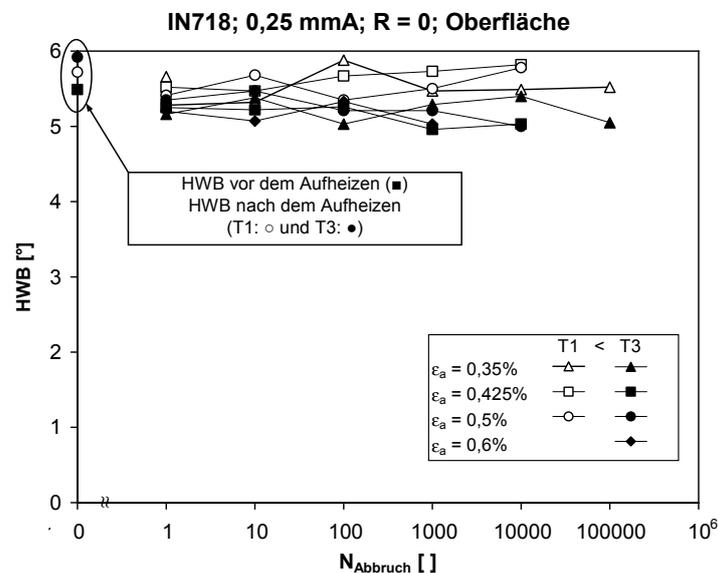


Abbildung 8.3: Oberflächenhalbwidthen nach einer thermischen und zyklischen Beanspruchung über der Zyklenzahl für verschiedene Versuchstemperaturen und Beanspruchungen und den Strahlzustand 0,25 mmA

8.1.3 Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile

Für exemplarische thermische und zyklische Beanspruchungen wurden für die beiden Strahlzustände 0,1 mmA und 0,25 mmA Eigenspannungstiefenprofile und Halbwertsbreitentiefenprofile bestimmt (vgl. Abbildung 8.4 und Abbildung 8.5). Für die in den Tiefenprofilen angegebenen Fitfunktionen wurde die Lage der maximalen Druckeigenspannungen sowie des Nulldurchgangs konstant gehalten.

Der rein thermische Eigenspannungsabbau verhält sich wie aus den an Plättchenproben durchgeführten Untersuchungen zum thermischen Eigenspannungsabbau ersichtlich (vgl. Kapitel 5). Die Eigenspannungen an der Oberfläche relaxieren wesentlich stärker als unterhalb der Oberfläche und die Lage der maximalen Druckeigenspannungen sowie des Nulldurchgangs bleiben unverändert.

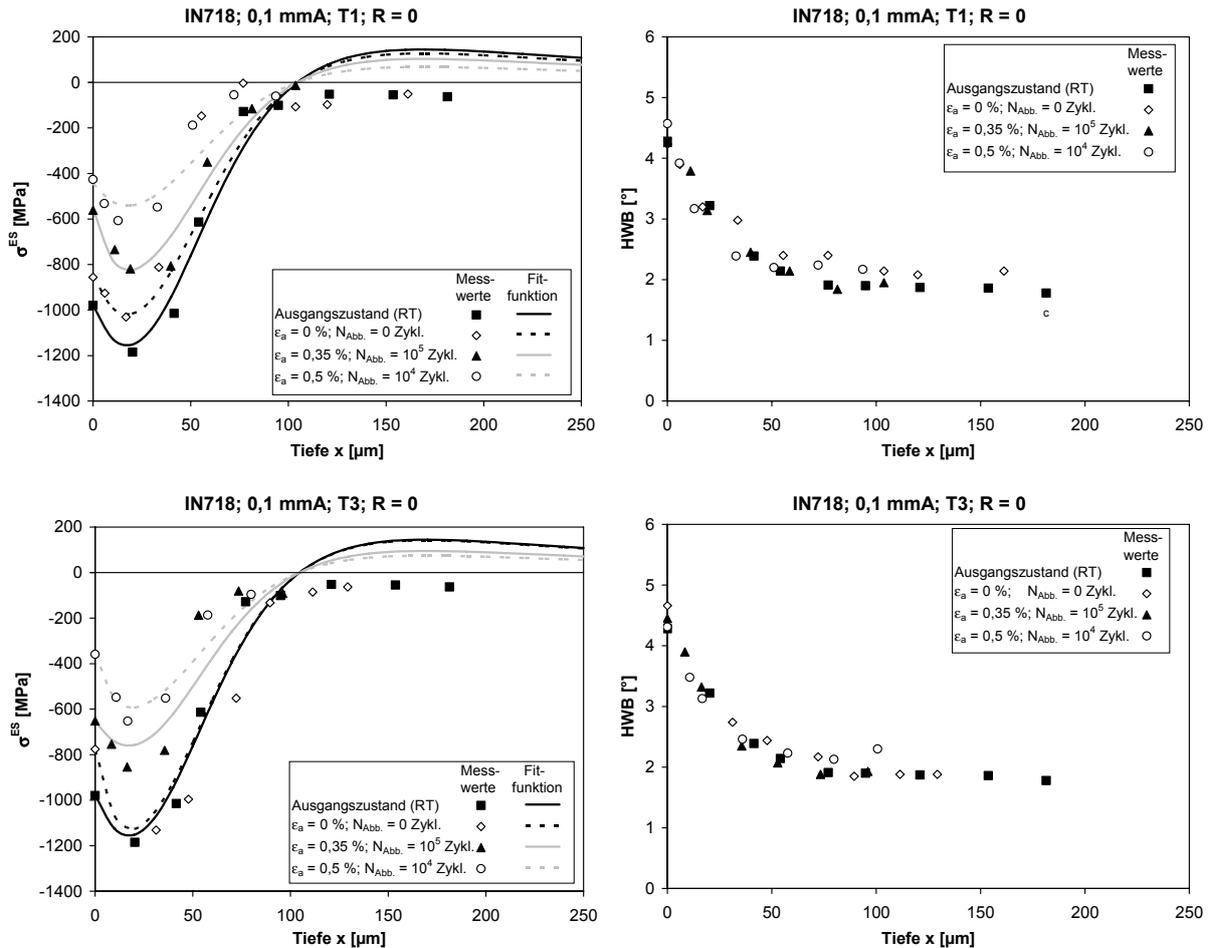


Abbildung 8.4: Einfluss der zyklischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (links) und der Halbwertsbreitentiefenprofil (rechts) für die Versuchstemperaturen T1 (oben) und T3 (unten) und den Strahlzustand 0,1 mmA

Wird eine zyklische Beanspruchung aufgeprägt, nehmen die Oberflächendruckeigenspannungen, wie bereits in der Abbildung 8.1 und der Abbildung 8.2 gesehen, mit zunehmender Beanspruchung ab. Bei großen Totaldehnungen werden für den Strahlzustand 0,25 mmA sogar geringe Zugeigenspannungen aufgebaut. In der Tiefe nehmen die Druckeigenspannungen ebenfalls wie die Oberflächendruckeigenspannungen mit zunehmender Beanspruchung ab. Dabei bleibt die Form des Eigenspannungstiefenprofils weitgehend unbeeinflusst und die Lage des Nulldurchgangs und der maximalen Druckeigenspannungen näherungsweise konstant.

Die Halbwertsbreiten zeigen an der Oberfläche kaum Änderungen in Abhängigkeit der Temperatur und der zyklischen Beanspruchung. Dies korreliert mit den Ergebnissen in Abbildung 7.4. Im Bereich, in dem für den Ausgangszustand die Grundhalbwertsbreite erreicht wird, kann für die beanspruchten Proben eine leichte Erhöhung der Halbwertsbreite beobachtet

werden, welche auf die im Kernbereich auftretende plastische Verformung und die damit verbundene Erhöhung der Versetzungsdichte zurückzuführen ist.

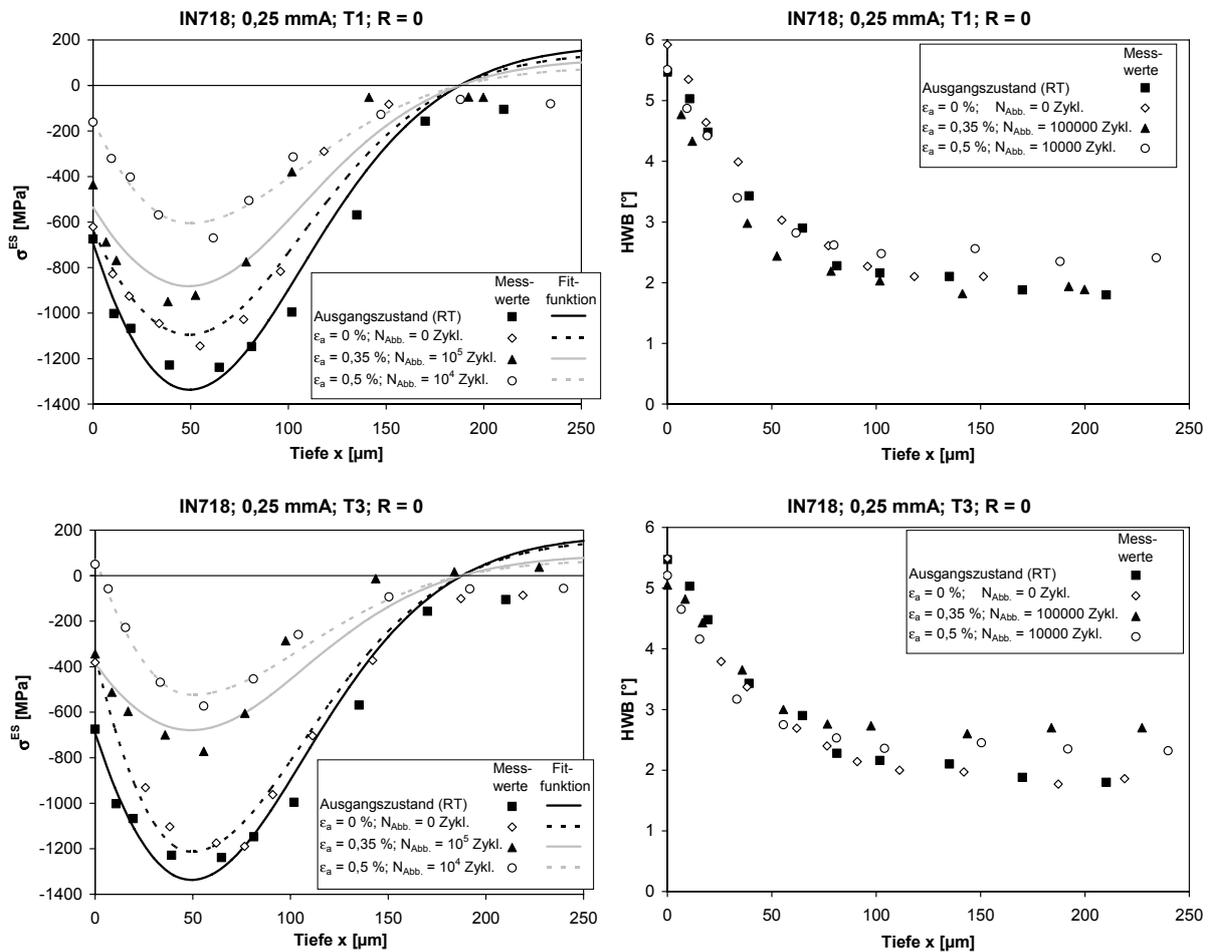


Abbildung 8.5: Einfluss der zyklischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (links) und HWB-Tiefenprofil (rechts) für die Versuchstemperaturen T1 (oben) und T3 (unten) und den Strahlzustand 0,25 mmA

8.2 Ergebnisse der gekerbten Flachproben

8.2.1 Oberflächeneigenspannungen

Die Ergebnisse für die Versuche an den gekerbten Flachproben für die zwei Strahlzustände 0,1 mmA und 0,25 mmA sind graphisch für die Versuchstemperatur T3 in Abbildung 8.6 dargestellt. Auf der Ordinate sind die Ausgangsoberflächeneigenspannungen und Oberflächeneigenspannungswerte nach der rein thermischen und nach der zyklischen Beanspruchung dargestellt. Auf der Abszisse ist die Zyklenzahl aufgetragen.

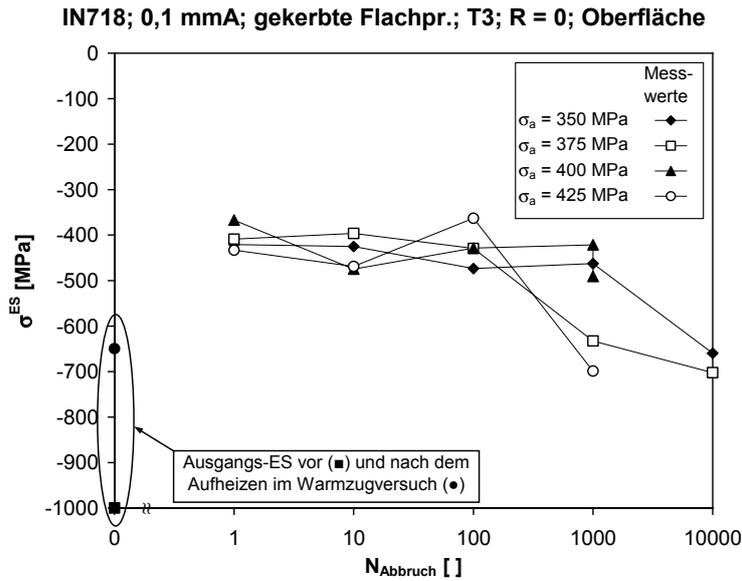


Abbildung 8.6: Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und zyklischen Beanspruchung über der Zyklenzahl für die Versuchstemperatur T3 für den Strahlzustand 0,1 mmA

Die Oberflächendruckeigenspannungen bauen sich rein thermisch relativ stark ab. In Abbildung 8.6 ist der rein thermische Eigenspannungsabbau einer Probe, die mit der Heizung der Warmzugversuchsanlage ausgelagert wurde, eingezeichnet. In Abbildung 8.7 kann der Einfluss der verwendeten Versuchsanlage auf den Eigenspannungszustand beobachtet werden, da hier sowohl der thermische Eigenspannungsabbau aufgrund der Ermüdung (LCF)- als auch der Warmzugversuchsanlage eingezeichnet ist. Die nach dem reinen Aufheizen bestimmten Eigenspannungswerte auf dem Warmzugprüfstand sind weniger stark abgebaut als die Eigenspannungen einer Probe, die auf dem LCF-Prüfstand aufgeheizt wurde. Beide Anlagen waren mit einem Dreizonenofen ausgestattet. Allerdings hat der Warmzugprüfstand drei Widerstandsöfen und der LCF-Prüfstand zwei Widerstandsöfen für die Fassungen und einen Strahlungsöfen für die Probemitte.

Um zu überprüfen, ob nach dem Aufheizen in derselben Versuchsanlage auch in den beiden Kerben der gleiche thermische Eigenspannungsabbau stattfindet, wurden die Eigenspannungen nach dem Aufheizen in den beiden Kerben (Kerbe 1 und Kerbe 2, vgl. auch Abbildung 3.3) vermessen. In Abbildung 8.7 sind zusätzlich die Eigenspannungen nach dem Aufheizen im LCF-Prüfstand in den beiden Kerben dargestellt. In diesem Fall wurde eine Eigenspannungsdifferenz von $\Delta\sigma^{\text{ES}} \approx 150 \text{ MPa}$ festgestellt. Für die anderen gemessenen Kerbeigenspannungen wurde die Kerbe willkürlich ausgewählt.

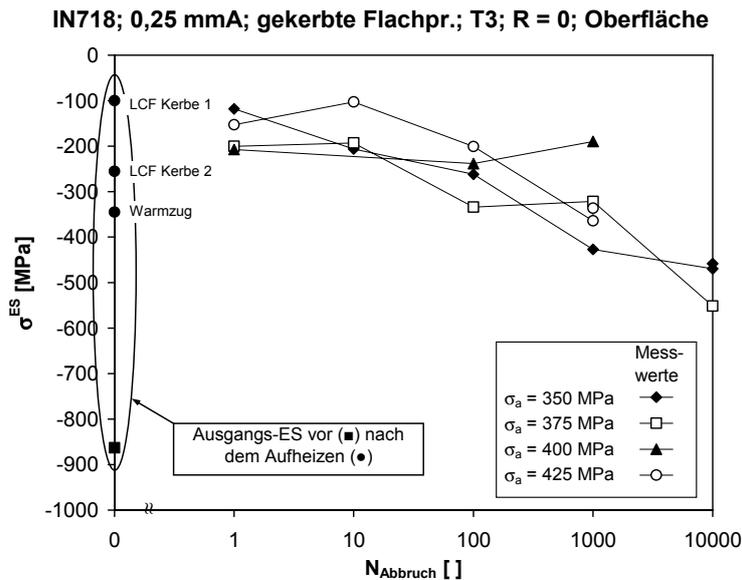


Abbildung 8.7: Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und zyklischen Beanspruchung über der Zyklenzahl für die Versuchstemperatur T3 für den Strahlzustand 0,25 mmA, sowie der Einfluss der unterschiedlichen Versuchsanlagen auf das Eigenspannungsergebnis.

Die Entwicklung der Oberflächendruckeigenspannungen auf Grund der zyklischen Beanspruchung zeigt, dass sich die Eigenspannungen nach dem ersten Zyklus auf einen von der Beanspruchung unabhängigen Wert abbauen bzw. stabil bleiben. Anschließend bleiben die Oberflächeneigenspannungen weitgehend unbeeinflusst von der aufgeprägten Zyklenzahl, bis sich die Eigenspannungen an der Oberfläche wieder in den Druckbereich aufbauen. Dieser Eigenspannungsaufbau beginnt für die schwächer gestrahlten Proben (0,1 mmA) ab einer Zyklenzahl von ca. 1000, für die stärker gestrahlten Proben (0,25mmA) beginnt der Eigenspannungsaufbau bereits ab ca. 10 Zyklen.

8.2.2 Oberflächenhalbwidthsbreiten (HWB)

Exemplarisch für den Strahlzustand 0,25 mmA wird die Oberflächenhalbwidthsbreitenentwicklung in Abhängigkeit der zyklischen Beanspruchung für die Versuchstemperatur T3 in Abbildung 8.8 dargestellt. Die Halbwidthsbreiten sind weitgehend unabhängig von der aufgeprägten zyklischen Beanspruchung. Es zeigt sich aber ein stark thermischer Halbwidthsbreitenabbau, welcher bei den thermischen und quasistatischen Versuchen (vgl. Kapitel 7) und auch bei den zyklischen Versuchen an der glatten Rundprobe (vgl. Abbildung 8.3) für die Versuchstemperatur T3 nicht so ausgeprägt war.

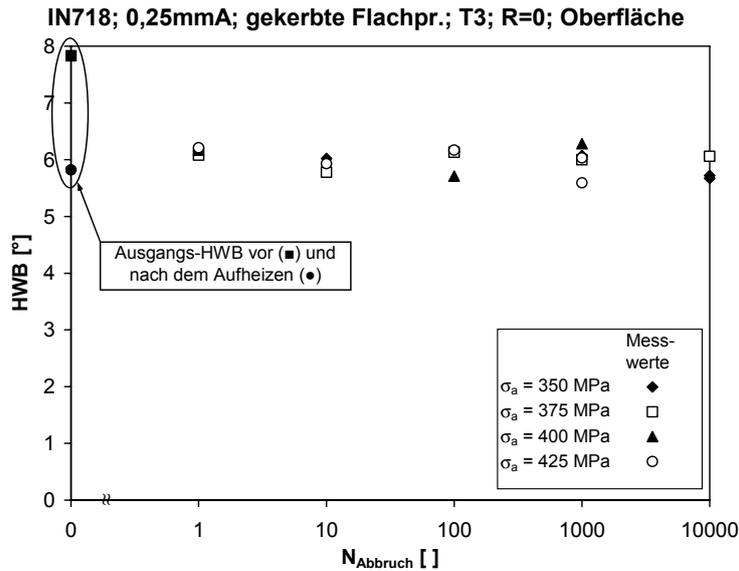


Abbildung 8.8: Oberflächenhalbwidthen nach einer thermisch und zyklischen Beanspruchung über Nennspannung für gekerbte Proben, den Strahlzustand 0,25 mmA und die Versuchstemperatur T3

8.2.3 Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile

Exemplarisch für die Versuche an den gekerbten Flachproben wurden an den Proben der beiden Strahlzustände 0,1 mmA und 0,25 mmA, die bei der Versuchstemperatur T3 mit einer Nennspannungsamplitude von $\sigma_a = 375 \text{ MPa}$ bei einem R-Verhältnis von $R = 0$ für 10000 Zyklen beansprucht wurden Eigenspannungstiefenprofile und Halbwertsbreitentiefenprofile bestimmt (vgl. Abbildung 8.9 und Abbildung 8.10). Die dargestellten Tiefenprofile für nur thermisch beanspruchte Proben sind im Warmzugversuchstand ausgelagert worden, bei welchen ein geringerer Eigenspannungsabbau für den Strahlzustand 0,25 mmA an der Oberfläche festgestellt wurde (vgl. Kapitel 8.2.1).

Die Oberflächendruckeigenspannungen sind für diese Beanspruchung in einer ähnlichen Größenordnung, wie bereits in der Abbildung 8.6 und der Abbildung 8.7 gesehen. Dies gilt auch im oberflächennahen Bereich. Ab der Lage der maximalen Eigenspannungen laufen die Eigenspannungstiefenprofile des rein thermisch beanspruchten und des zyklisch beanspruchten Zustands auseinander. Bei der zyklischen Beanspruchung bauen sich Druckeigenspannungen unterhalb der Oberfläche auf, die zur Mitte der Proben hin kontinuierlich abfallen. Dieses Verhalten wurde bereits bei den Warmzugversuchen festgestellt (vgl. Kapitel 7).

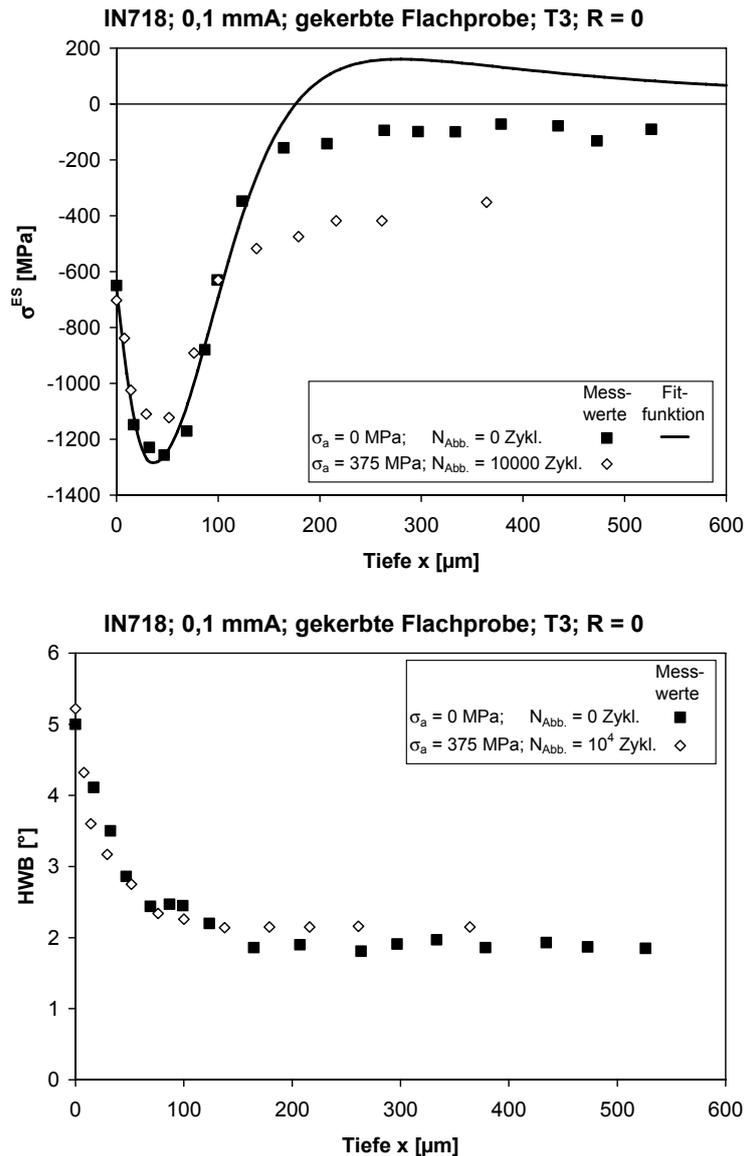


Abbildung 8.9: Einfluss der zyklischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (oben) und HWB-Tiefenprofil (unten) für die Versuchstemperatur T3 und für den Strahlzustand 0,1 mmA

Die Halbwertsbreiten zeigen nach der Erwärmung an der Oberfläche kaum Änderungen in Abhängigkeit von der mechanisch-zyklischen Beanspruchung. Diese Feststellung korreliert mit den Ergebnissen in Abbildung 8.8. Unterhalb der Oberfläche wird zunächst ebenfalls keine Änderung des Halbwertsbreitentiefenprofils beobachtet. Ab einer Tiefe, in der für die rein thermisch beanspruchte Probe die Halbwertsbreiten des Kernmaterials erreicht werden, deutet sich für die zyklisch beanspruchten Proben eine geringfügige Erhöhung der Halbwertsbreite an, welche auf die im Kernbereich auftretende plastische Verformung und die damit verbundene Erhöhung der Versetzungsdichte zurückzuführen ist.

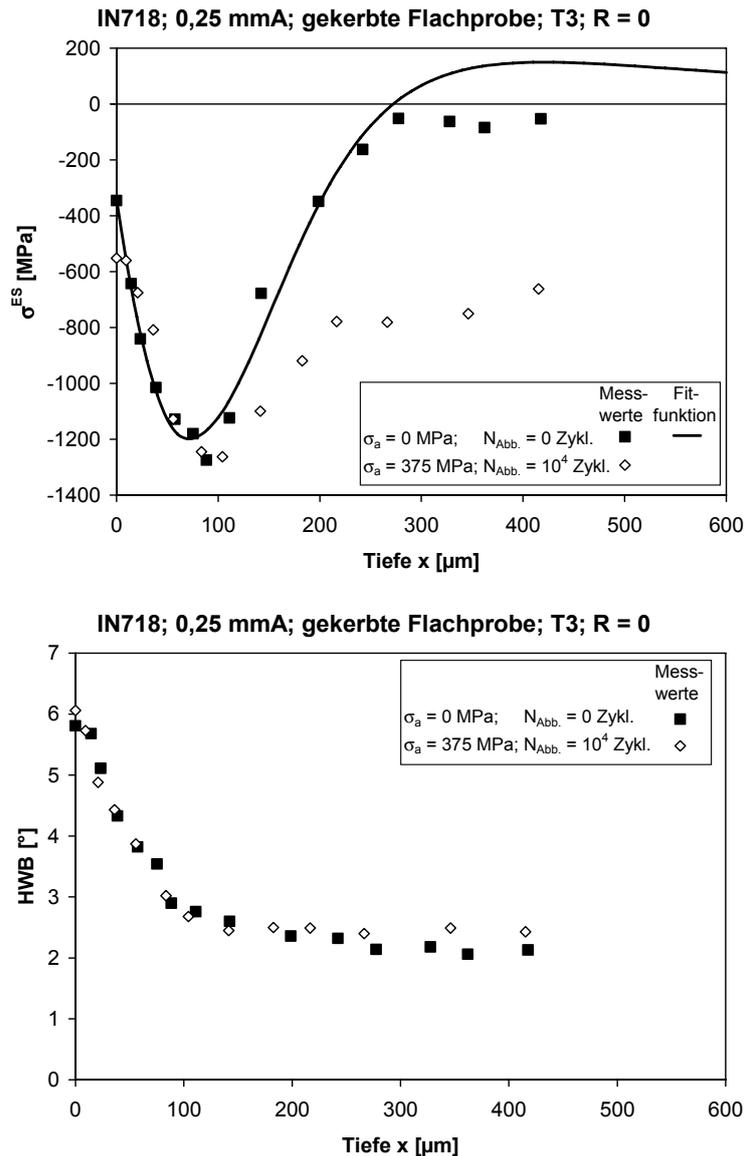


Abbildung 8.10: Einfluss der zyklischen Beanspruchung auf das Eigenspannungstiefenprofil (oben) und HWB-Tiefenprofil (unten) für die Versuchstemperatur T3 und für den Strahlzustand 0,25 mmA

8.3 Modellierung und Diskussion

8.3.1 Modellierung der Versuchsergebnisse der glatten Proben

8.3.1.1 Oberflächeneigenspannungen

Die Oberflächeneigenspannungen zeigen nur eine geringe Abhängigkeit von der aufgeprägten Zyklenzahl (vgl. Abbildung 8.1 und Abbildung 8.2), so dass Fall 3 nach Abbildung 2.10 für die untersuchten Parameter relevant ist: Die lokale Beanspruchung überschreitet nur die lokale Streck- bzw. Stauchgrenze, die zyklische Streckgrenze wird nicht überschritten.

Für die Modellierung des zyklischen Eigenspannungsabbaus an der Oberfläche kann also das für den quasistatischen Eigenspannungsabbau entwickelte Rand-Kern-Modell verwendet werden. In Abbildung 8.11 und 8.12 sind ausgehend vom Ausgangseigenspannungstiefenprofil nach dem Aufheizen auf dem Warmzugprüfstand auf die jeweilige Temperatur die mit dem Rand-Kern-Modell berechneten Oberflächeneigenspannungswerte eingezeichnet.

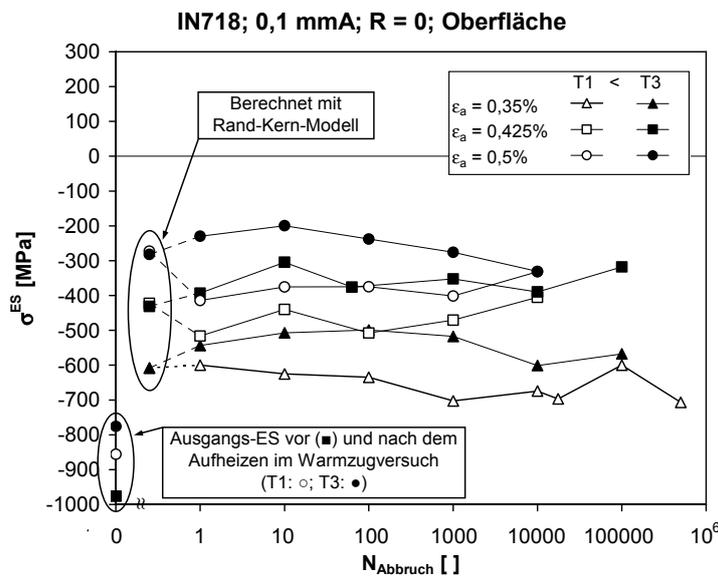


Abbildung 8.11: Mit dem Rand-Kern-Modell berechnete und gemessene Oberflächeneigenspannungen über der Zyklenzahl nach einer thermischen und zyklischen Beanspruchung für verschiedene Versuchstemperaturen und den Strahlzustand 0,1 mmA

Die mit dem Rand-Kern-Modell ermittelten Oberflächeneigenspannungen nach quasistatischen Beanspruchungen beschreiben die korrelierenden Messwerte nach entsprechender ein- oder mehrmaligen zyklischen Beanspruchung im Rahmen der Schwankungen sehr gut. Diese Schwankungen resultieren einerseits aus der Notwendigkeit, verschiedene Proben nicht nur für die unterschiedlichen thermischen und mechanischen Beanspruchungen, sondern auch für die unterschiedlichen Zyklenzahlen zu verwenden. Dies war erforderlich, da sonst der Eigenspannungswert der zyklischen Beanspruchung auf Grund des thermischen Eigenspannungsabbaus und der Beeinflussung durch An- und Abfahrvorgänge verfälscht worden wäre. Andererseits sind Schwankungen durch Messunsicherheiten in den Eigenspannungsmessungen begründet.

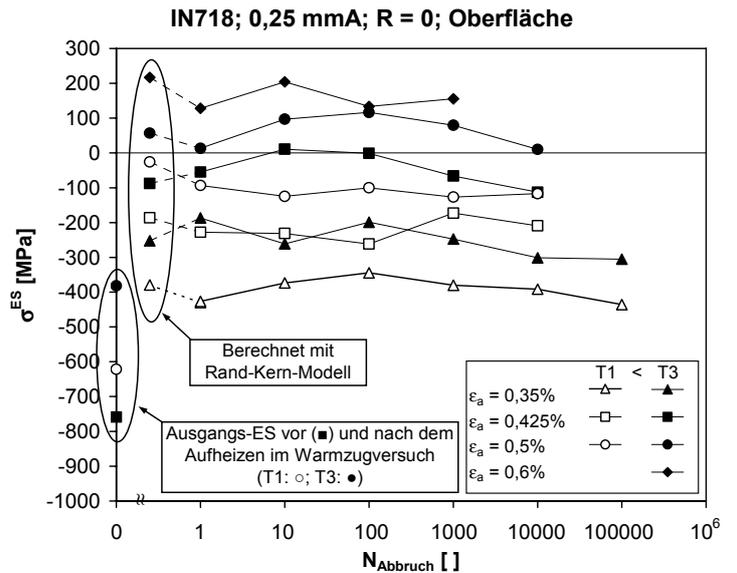


Abbildung 8.12: Mit dem Rand-Kern-Modell berechnete und gemessene Oberflächeneigenspannungen über der Zyklenzahl nach einer thermischen und zyklischen Beanspruchung für verschiedene Versuchstemperaturen und den Strahlzustand 0,25 mmA

8.3.1.2 Modellierung vollständiger Tiefenprofile bei glatten Proben

Ausgehend von den Erkenntnissen der Modellierung der Oberflächeneigenspannungen und den gemessenen Eigenspannungstiefenprofilen, die ihren charakteristischen Verlauf nach einer isotherm zyklischen Beanspruchung beibehalten haben und einen gleichmäßigen Abbau der Eigenspannungen wie bei der quasistatischen Beanspruchung zeigen, werden die Eigenspannungstiefenprofile ebenfalls mit dem bereits beim quasistatischen Eigenspannungsabbau vorgestellten Schichtenmodell (vgl. Kapitel 7) beschrieben. In der Abbildung 8.13 und der Abbildung 8.14 sind die berechneten Eigenspannungstiefenprofile ausgehend vom Ausgangseigenspannungstiefenprofil nach dem Aufheizen auf die jeweilige Temperatur im Warmzugprüfstand dargestellt.

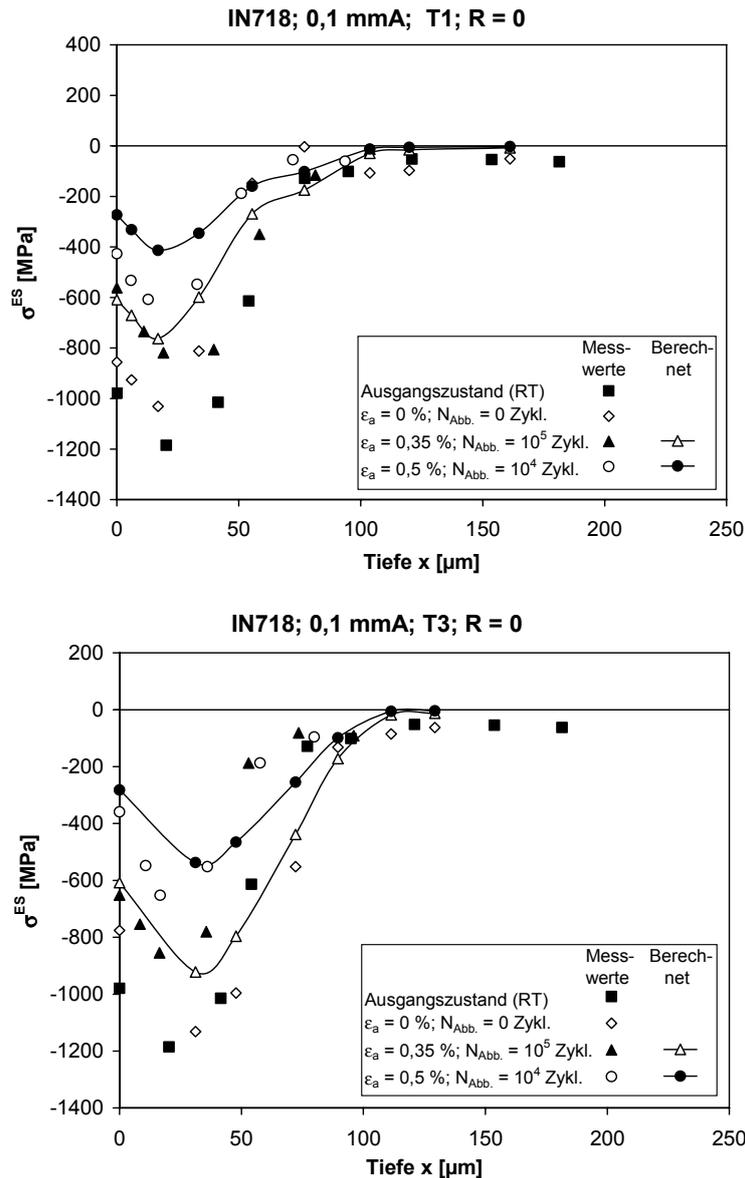


Abbildung 8.13: Gemessenes und berechnetes Eigenspannungstiefenprofil für ausgewählte zyklische Beanspruchungen für die Versuchstemperaturen T1 (oben) und T3 (unten) und den Strahlzustand 0,1 mmA

Es kommt zum großen Teil zu einer guten Übereinstimmung der experimentell ermittelten Ergebnisse und der Ergebnisse, die mit dem Schichtenmodell und dem bei der jeweiligen Temperatur zur Verfügung stehenden Ausgangstiefenprofil bestimmt wurden. Allerdings ergeben sich unterhalb der Oberfläche Abweichungen zwischen den modellierten und gemessenen Tiefenprofilen. Dies kann einerseits ein messtechnisches Problem sein, also an der Bestimmung der Eigenspannungstiefenprofile liegen. Hier können Fehler sowohl in der Bestimmung der abgetragenen Tiefe, welche für die zylindrischen Proben erschwert ist, als auch bei den röntgenographisch bestimmten Eigenspannungswerten vorkommen. Andererseits kön-

nen Schwankungen in den durch das Kugelstrahlen eingestellten Tiefenprofilen nicht ausgeschlossen werden.

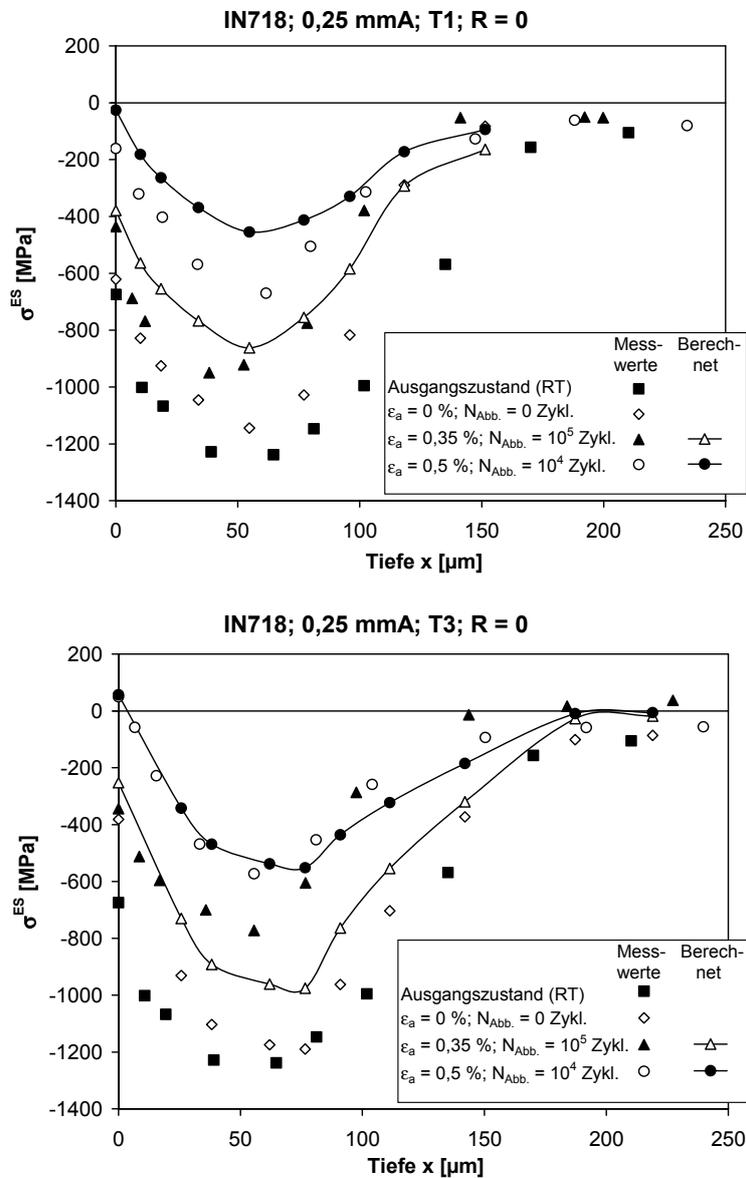


Abbildung 8.14: Gemessenes und berechnetes Eigenspannungstiefenprofil für ausgewählte zyklische Beanspruchungen für die Versuchstemperaturen T1 (oben) und T3 (unten) und den Strahlzustand 0,25 mmA

Denkbar ist auch, dass der gewählte Fall 3 nach Abbildung 2.10 nicht für das vollständige Eigenspannungstiefenprofil gilt. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass unterhalb der Oberfläche, wo geringere Verfestigungszustände eingestellt wurden (vgl. Halbwertsbreitentiefenprofile), eine im Verhältnis zur lokalen Streckgrenze geringere zyklische Streckgrenze vorliegt (vgl. Abbildung 2.11). So findet möglicherweise ein weiterer zyklischer Eigenspannungsabbau unterhalb der Oberfläche nach Fall 4 in Abbildung 2.10 statt. Diese Unterschei-

dung ist in dem Schichtenmodell des quasistatischen Eigenspannungsabbaus bislang nicht berücksichtigt. Mit einer größeren Datenbasis hinsichtlich der Eigenspannungstiefenprofile könnte das Modell überprüft und gegebenenfalls abgeändert werden. Denkbar ist, dass die Basis des Modells von einer monotonen Spannungs-Dehnungs-Kurve auf eine zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve abgewandelt wird.

Denkbar sind allerdings auch Streuungen in gemessenen Eigenspannungstiefenprofile aufgrund der Kugelstrahlbehandlung oder der Eigenspannungsmessung und Tiefenbestimmung.

8.3.2 Modellierung der Versuchsergebnisse der gekerbten Proben

8.3.2.1 Oberflächeneigenspannungen

Die Ausgangseigenspannungen werden bei den Ermüdungsversuchen beim Aufheizen auf die Versuchstemperatur stärker abgebaut als es bei den Warmzugversuchen festzustellen war. Dieser thermische Eigenspannungsabbau kann an den unterschiedlichen Heizkonzepten liegen: für die Ermüdungsversuche wurde ein Dreizonenofen mit zwei Fassungs-widerstandsheizungen und einen Strahlungs-ofen für die Probenmitte verwendet und für die Warmzugversuche ein Dreizonenofen mit drei Widerstandsöfen. Der Abbau der Eigenspannungen kann aber auch auf der starken anfänglichen Änderung der Halbwertsbreite während des Aufheizens beruhen (vgl. Abbildung 8.8). Der starke, sonst nicht beobachtete Halbwertsbreitenabbau deutet auf einen stärkeren Verfestigungszustand der gekerbten Proben hin, wie er auch bei einem Vergleich der Halbwertsbreiten der verschiedenen Probenform festgestellt wurde (vgl. Kapitel 5). Aufgrund der höheren Verfestigung resultiert ein geringerer Widerstand gegen den thermischen Eigenspannungsabbau bzw. werden die Eigenspannungen schneller abgebaut [47]. Dies zeigte sich auch bei den Auslagerungsversuchen, bei welchen für die Plättchenproben mit der Strahlintensität 0,25 mA und damit dem höchsten Verfestigungszustand an der Oberfläche der größte Eigenspannungsabbau beobachtet wurde (vgl. Kapitel 5).

Nach dem Aufheizen zeigen die Oberflächeneigenspannungen zunächst nur eine geringe Abhängigkeit von der aufgeprägten Zyklenzahl. Es bauen sich dann aber ab einer Zyklenzahl von ca. 1000 für die schwächer gestrahlten Proben (0,1 mA) und bereits ab ca. 10 Zyklen für die stärker gestrahlten Proben (0,25 mA) zusätzliche Druckeigenspannungen auf, wobei die sich einstellenden Eigenspannungen weitgehend unabhängig von der Beanspruchung sind. Der anfängliche Zustand der weitgehend von der Zyklenzahl und der Spannungsamplitude unabhängigen Oberflächeneigenspannungen ist vergleichbar mit den Ergebnissen der isothermen Warmzugversuche, bei welchen ebenfalls keine Abhängigkeit der Oberflächeneigen-

spannungen im Kerbgrund von der aufgeprägten Beanspruchung festzustellen war. Bei der Auslegung von Bauteilen darf der Druckeigenspannungsaufbau allerdings nicht berücksichtigt werden, da sichergestellt sein muss, dass die Druckeigenspannungen über den vollständigen Lebenszyklus eines Bauteils zur Verfügung stehen. Das Modell, das für den quasistatischen Eigenspannungsabbau entwickelt wurde, kann also auch für die zyklische Beanspruchung angewendet werden.

Zum besseren Verständnis wird nachfolgend trotzdem auf den Druckeigenspannungsaufbau eingegangen. Um den Druckeigenspannungsaufbau bei den gekerbten Flachproben erklären zu können, muss zunächst das Verhalten bei kerbfreien Proben verdeutlicht werden. In Abbildung 8.15 ist schematisch das Verhalten einer glatten Rundprobe dargestellt.

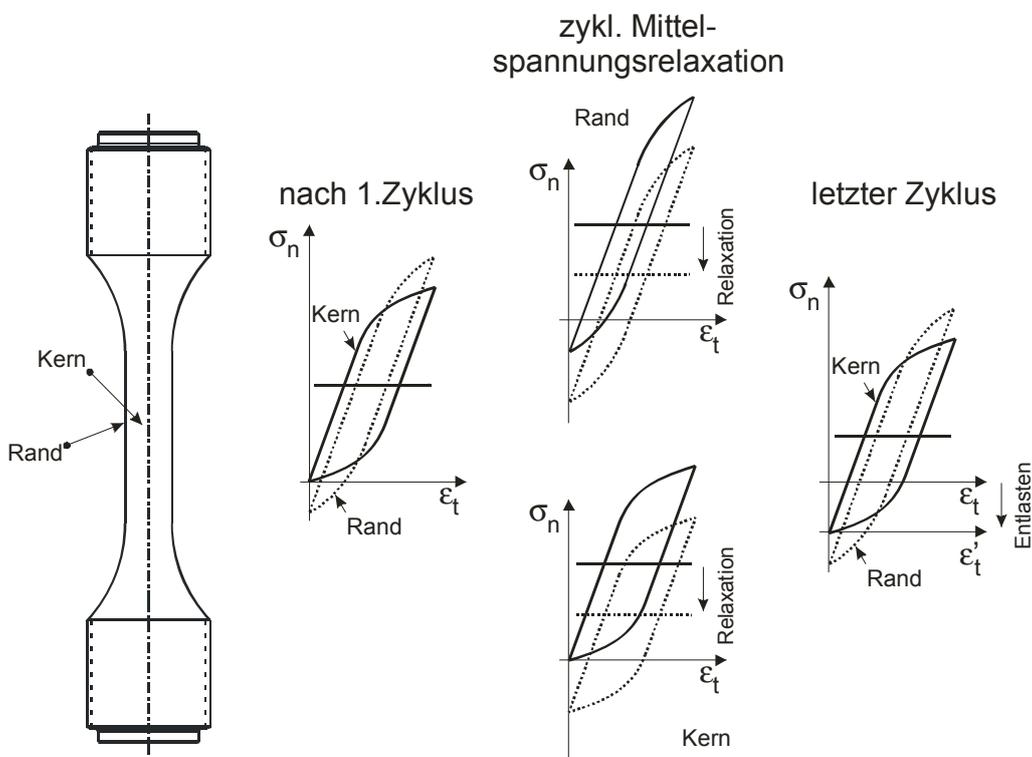


Abbildung 8.15: Schematische Darstellung des Einflusses der Mittelspannungsrelaxation auf den Eigenspannungszustand einer kerbfreien Probe unter totaldehnungskontrollierter Beanspruchung und $R = 0$

Die beiden Werkstoffbereiche, also die Probenoberfläche und der Probenkern, werden mit der gleichen Totaldehnungsamplitude beansprucht. Aufgrund des höheren Verfestigungszustandes stellen sich an der Oberfläche höhere Spannungsamplituden und entsprechend eine geringere plastische Dehnung als im Kernmaterial ein. Entscheidend ist allerdings die sich einstellende Mittelspannung. Diese ist für den Kern und die Oberfläche in einer ähnlichen Größenordnung, da an der Oberfläche noch Druckeigenspannungen vorliegen, welche den Lastspannungen überlagert werden und damit die Randmittelspannung verringern. Für das Kernmate-

rial wird aufgrund der vereinfachten Darstellung davon ausgegangen, dass die dort vorliegenden geringen Zugeigenspannungen vernachlässigt werden können. Relaxieren nun die Mittelspannungen auf Grund der isotherm zyklischen Beanspruchung, verringern sich die Mittelspannungen an der Oberfläche und im Kern um einen ähnlichen Betrag. Wird die Probe entlastet, stellt sich daher auch ein ähnlicher Eigenspannungszustand wie der nach dem ersten Zyklus vorhandene ein.

Für die gekerbte Probe ergibt sich ein anderes Bild (vgl. Abbildung 8.16). Aufgrund der Lastspannungsverteilung in der Kerbe stellen sich am Rand die höchste Beanspruchung und damit die höchste Spannungs- und Dehnungsamplitude ein. Im Bereich unterhalb der Oberfläche kann mit geringeren Beanspruchungen und damit geringeren Spannungs- und Dehnungsamplituden gerechnet werden. Werden die Mittelspannungen der beiden Bereiche betrachtet, ergeben sich für den Rand im Verhältnis zu dem Bereich unterhalb der Oberfläche erheblich höhere Mittelspannungen. Dies ist einerseits durch die höhere Lastspannungsamplitude begründet. Andererseits stellen sich unterhalb der Oberfläche Druckeigenspannungen ein, die in der gleichen Größenordnung wie die Oberflächeneigenspannungen liegen bzw. betragsmäßig sogar größer sein können (vgl. Kapitel 7). Relaxieren diese Mittelspannungen, wird aufgrund der höheren Mittelspannungen am Rand ein stärkerer Mittelspannungsabbau stattfinden als unterhalb der Oberfläche. Wird die Probe entlastet, ergibt sich an der Probenoberfläche im Vergleich zu dem Bereich unterhalb der Oberfläche ein Druckeigenspannungsaufbau.

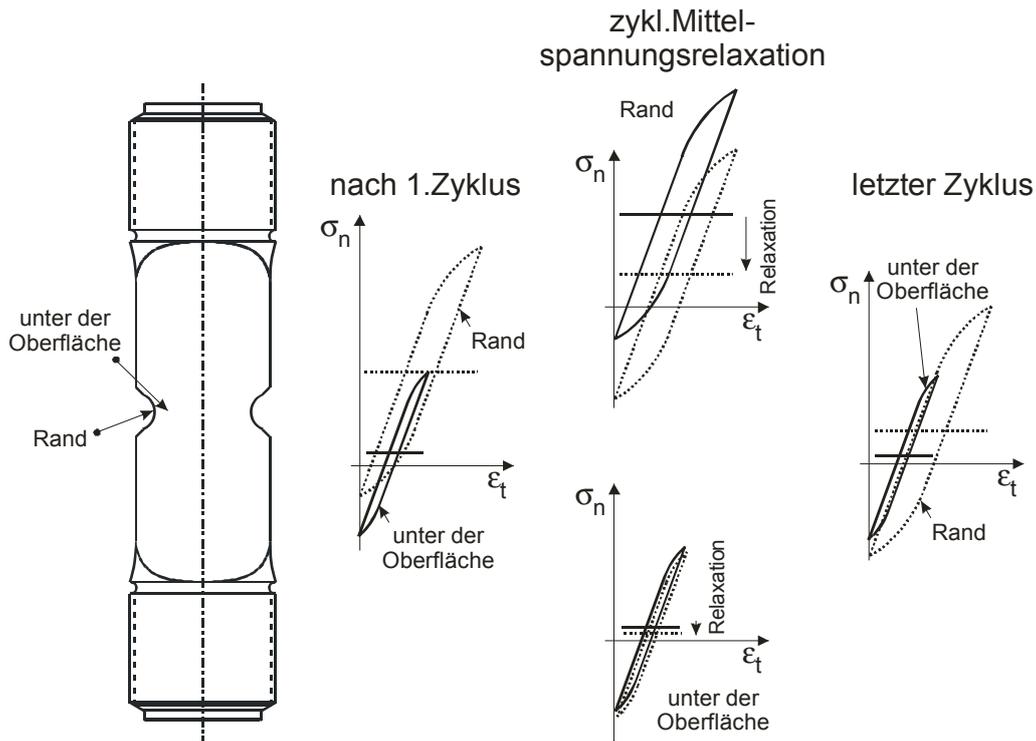


Abbildung 8.16: Schematische Darstellung des Einflusses der Mittelspannungsrelaxation auf den Eigenspannungszustand einer gekerbten Probe unter spannungskontrollierter Beanspruchung und $R = 0$

Dieser Druckeigenspannungsaufbau wird mit einem im Kapitel 2.2.3 vorgestellten Ansatz des Druckeigenspannungsabbaus mit leichten Modifikationen, da es sich nämlich nicht um einen Druckeigenspannungsabbau sondern um einen Druckeigenspannungsaufbau handelt, beschrieben. Der Exponentialansatz (Gleichung (2.4)) zeigt tendenziell den richtigen Verlauf: zunächst ändern sich die Eigenspannungen nicht, um dann ab einer bestimmten Zyklenzahl abzunehmen. Der Ansatz wird folgendermaßen modifiziert, damit ein Druckeigenspannungsaufbau realisiert wird:

$$\sigma^{\text{ES}} = \sigma_{\infty}^{\text{ES}} - (\sigma_{\infty}^{\text{ES}} - \sigma^{\text{ES}}(N=1)) \cdot \exp(-k \cdot N) \quad (8.1)$$

Dabei ist $\sigma_{\infty}^{\text{ES}}$ der Eigenspannungswert, gegen welchen die Oberflächeneigenspannung nach einer großen Anzahl von Zyklen strebt, $\sigma^{\text{ES}}(N=1)$ sind die Eigenspannungen nach einem Zyklus, N die Zyklenzahl und k ein Parameter. In Abbildung 8.17 ist der modifizierte Exponentialansatz nach Gleichung (8.1) zu sehen. Dabei wurden die Parameter der Gleichung (8.1) an alle ermittelten Daten angepasst.

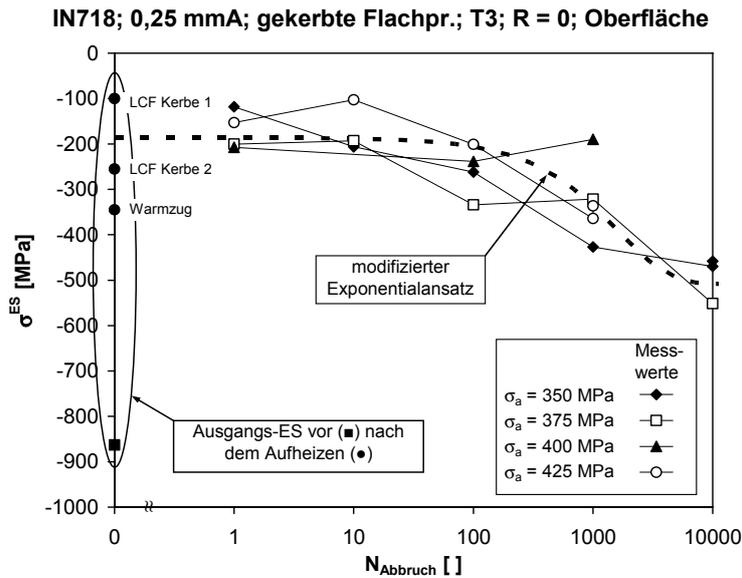


Abbildung 8.17: Gemessene und mit dem modifizierten Exponentialansatz (Gleichung (8.1)) beschriebene Oberflächeneigenspannungen nach einer thermischen und zyklischen Beanspruchung über der Zyklenzahl für die Versuchstemperatur T3 und für den Strahlzustand 0,25 mmA

Der Ansatz gibt den tendenziellen Verlauf des Eigenspannungsaufbaus gut wieder, ist aber für die Auslegung, aus bereits genannten Gründen, nicht zu verwenden und wird daher nicht weiter verfolgt.

8.3.2.2 Modellierung vollständiger Tiefenprofile bei gekerbten Proben

In der Abbildung 8.18 und der Abbildung 8.19 sind die mit dem orts aufgelösten Neuber-Modell für den quasistatischen Eigenspannungsabbau berechneten Tiefenprofile den gemessenen Tiefenprofilen zyklisch beanspruchter Proben gegenübergestellt.

Dabei zeigt sich, dass das Modell den Verlauf der Eigenspannungen für den Strahlzustand 0,1 mmA sehr gut wiedergibt. Dies gilt sowohl für die Oberflächenwerte als auch für den Eigenspannungstiefenverlauf. Für den Strahlzustand 0,25 mmA wird der Oberflächenwert ebenfalls sehr gut wiedergegeben. Der weitere Verlauf wird tendenziell richtig dargestellt, allerdings ergeben sich tatsächlich größere Druckeigenspannungen als vom Modell vorhergesagt. Dies kann eventuell durch die erhöhte Stützwirkung unterhalb der Oberfläche begründet sein, da die Oberflächeneigenspannungen für den Strahlzustand 0,25 mmA geringer sind. Es ist aber auch möglich, dass sich unterhalb der Oberfläche bei zyklischer Beanspruchung ebenfalls Druckeigenspannungen aufbauen.

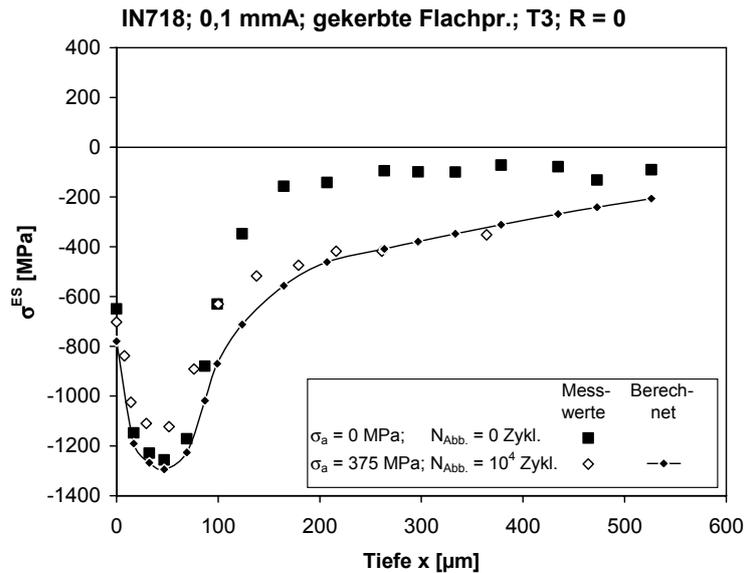


Abbildung 8.18: Gemessenes und berechnetes Eigenspannungstiefenprofil für eine ausgewählte zyklische Beanspruchungen bei der Versuchstemperatur T3 und den Strahlzustand 0,1 mmA

Die durch das Modell gut vorhergesagten Oberflächeneigenspannungen für die beiden Strahlzustände resultieren aber nicht durch das ortsaufgelöste Neuber-Modell, sondern aus der Kombination des im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Druckeigenspannungsaufbaus und der bereits im Kapitel 7.3.3 erwähnte Überschätzung der Druckeigenspannungen ab einer aufgetragenen Nennspannung von $\sigma_{n,\text{max}} = 600 \text{ MPa}$.

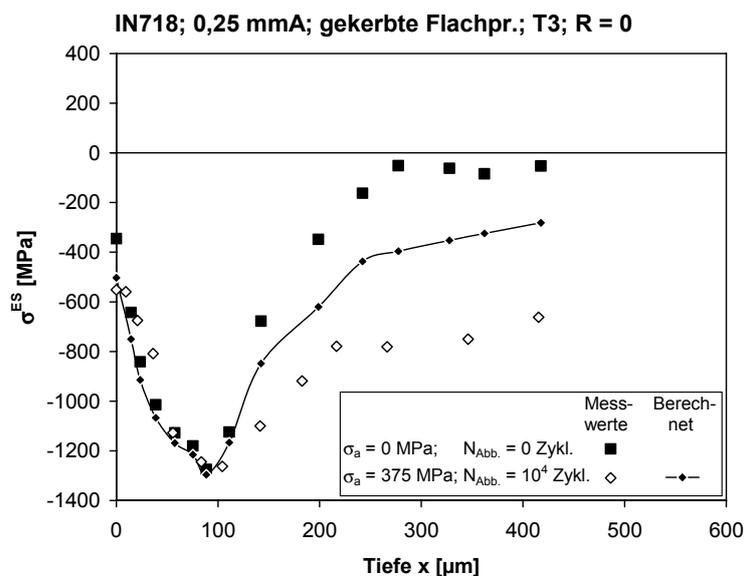


Abbildung 8.19: Gemessenes und berechnetes Eigenspannungstiefenprofil für eine ausgewählte zyklische Beanspruchungen bei der Versuchstemperatur T3 und den Strahlzustand 0,25 mmA

9 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, den thermischen, isotherm quasistatischen und zyklischen Eigenspannungsabbau von kugelgestrahltem Inconel 718 (IN718) zu beschreiben. Hierfür wurden Auslagerungsversuche, abgebrochene Warmzugversuche und abgebrochene isotherme Ermüdungsversuche an mit unterschiedlichen Almenintensitäten kugelgestrahlten Proben durchgeführt. Die gemessenen Eigenspannungen wurden durch Modelle beschrieben. Im Folgenden werden die wichtigsten Fakten und Ergebnisse für die unterschiedlichen Beanspruchungen zusammengefasst:

Thermischer Eigenspannungsabbau

Mit einer Almenintensität von 0,1 mmA, 0,15 mmA und 0,25 mmA kugelgestrahlte IN718 - Plättchenproben wurden für verschiedene Zeiten bis zu 1000 Stunden und bei fünf Temperaturen ($T_1 < T_2 < T_3 < T_4 < T_5$) unter $T = 750 \text{ °C}$ isotherm ausgelagert. Vor und nach der Auslagerung wurden die Oberflächeneigenspannungen und für jede zweite Probe der maximale Eigenspannungswert unterhalb der Oberfläche nach der Auslagerung bestimmt. Für ausgewählte Auslagerungszustände wurden komplette Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile durch elektrolytisches Abtragen erstellt.

Die Eigenspannungen bauen sich, außer für die Temperatur T_3 , mit zunehmender Auslagerungszeit und -temperatur stärker ab. Für den Temperaturbereich zwischen T_2 und T_4 wurden aufgrund der festgestellten Anomalie zusätzliche thermische Auslagerungen für 100 h durchgeführt. Diese zeigten, dass in diesem Temperaturbereich der thermische Eigenspannungsabbau stark abgeschwächt abläuft. Diese Auffälligkeit wird mit Reckalterungseffekten erklärt, welche den vorherrschenden Kriechmechanismus unterdrücken. Der normalerweise für die Beschreibung des thermischen Eigenspannungsabbaus verwendete Zener-Wert-Avrami-Ansatz musste zur Beschreibung der Messergebnisse aufgrund der Anomalie modifiziert werden. Mit jeweils einem Parametersatz für den modifizierten Zener-Wert-Avrami-Ansatz für die Oberflächeneigenspannungen und die maximalen Eigenspannungen und unter der Annahme, dass die Lage der maximalen Eigenspannungen und die Lage des Nulldurchgangs der Eigenspannungen konstant bleiben, konnte mit Hilfe einer mathematischen Funktion das vollständige Tiefenprofil nach einer thermischen Auslagerung beschrieben werden.

Quasistatischer Eigenspannungsabbau

Zur Ermittlung des quasistatischen Eigenspannungsabbaus standen glatte Rundproben, sowie gekerbte Flachproben aus IN718 in den unterschiedlichen Strahlzuständen 0,1 mmA, 0,15 mmA und 0,25 mmA zur Verfügung. Mit den Proben wurden abgebrochene Warmzugversuche bis zu verschiedenen mechanischen Beanspruchungen bei unterschiedlichen Versuchstemperaturen durchgeführt. Vor und nach der Beanspruchung wurde der Oberflächeneigenspannungszustand bestimmt. Für ausgewählte Beanspruchungen wurden komplette Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile durch elektrolytisches Abtragen erstellt.

Die Oberflächeneigenspannungen bauen sich für die glatten Rundproben ab der Streckgrenze des Materials ab, bis sie schließlich in den Zugbereich wechseln. Diese Eigenspannungsumlagerungen fanden in geringerem Maß auch unterhalb der Oberfläche statt. Für die Beschreibung des Eigenspannungsabbauverhaltens wurde auf Basis des Rand-Kern-Modells eine Randverfestigungskurve konstruiert, aus welcher das Verfestigungsverhalten je nach Tiefe abgeleitet wurde. Mit einem Schichten-Modell war es schließlich möglich, das komplette Eigenspannungstiefenprofil in Abhängigkeit der mechanischen Beanspruchung zu beschreiben.

Für die gekerbten Flachproben zeigt sich an der Oberfläche keine Eigenspannungsänderung. Unterhalb der Oberfläche bauen sich Druckeigenspannungen auf. Das für die glatten Rundproben entwickelte Schichten-Modell wurde daher um einen orts aufgelösten Neuber-Ansatz erweitert. Mit diesen Modellen war es möglich, den Druckeigenspannungsaufbau unter der Oberfläche zu beschreiben. An der Oberfläche überschätzt das Modell allerdings die Druckeigenspannungen.

Zyklischer Eigenspannungsabbau

Die zyklischen Untersuchungen wurden ebenfalls an glatten Rundproben und gekerbten Flachproben durchgeführt. Hierbei standen nur die beiden Strahlintensitäten 0,1 mmA und 0,25 mmA zur Verfügung. Mit diesen Proben wurden abgebrochene Ermüdungsversuche durchgeführt, wobei die Beanspruchungsamplituden, Zyklenzahlen und Versuchstemperaturen variiert wurden. Vor und nach der Beanspruchung wurden die Oberflächeneigenspannungen bestimmt. Für ausgewählte Beanspruchungen wurden durch elektrolytisches Abtragen und wiederholte Messungen komplette Eigenspannungs- und Halbwertsbreitentiefenprofile erstellt.

Das Ergebnis dieser Untersuchungen zeigt für die glatten Rundproben keine Abhängigkeit der Oberflächeneigenspannungen von der aufgeprägten Zyklenzahl. Die Eigenspannungstiefenprofile zeigen einen ähnlichen Eigenspannungsabbau unterhalb der Oberfläche wie die quasistatischen Untersuchungen. Daher wurde die für den quasistatischen Eigenspannungsabbau angewendete Vorgehensweise auch für den zyklischen Eigenspannungsabbau verwendet.

Die Untersuchungen an gekerbten Proben ergeben für die Oberflächeneigenspannungen mit zunehmender Zyklenzahl einen Druckeigenspannungsaufbau. Dieser Druckeigenspannungsaufbau konnte mit der Mittelspannungsrelaxation während der isotherm zyklischen Beanspruchung erklärt werden. Für die Auslegungen können aber, wie für die quasistatischen Versuche, nur die Anfangseigenspannungen verwendet werden, da nur diese sicher während der gesamten Lebensdauer des Bauteils zur Verfügung stehen. Die Eigenspannungstiefenprofile verhielten sich tendenziell ähnlich denen, die nach einer quasistatischen Beanspruchung gemessen wurden.

10 Anhang

10.1 Abschätzung der maximalen Beanspruchung für die gekerbten Proben

Bei der Auslegung von Bauteilen aus duktilen Materialien ist eine örtliche Plastizierung zulässig. Das Bauteil wird dann gegen eine vorgegebene plastische Verformung ausgelegt. Meist wird allerdings ein fester Betrag der Gesamtdehnung ϵ_{ges} (im Kerbgrund) für die Auslegung herangezogen. Für austenitische Stähle hat sich eine Gesamtdehnung $\epsilon_{\text{ges}} = 1\%$ als geeignet erwiesen [111]. Dieser Wert wird im Folgenden auch für den untersuchten Werkstoff IN718 angewendet.

In Abbildung 10.1 ist die Bauteilfließkurve einer mit 0,25 mmA kugelgestrahlten gekerbten Flachprobe (vgl. Abbildung 3.3) bei der Prüftemperatur T3 dargestellt. Die Dehnung im Kerbgrund wurde mit dem optischen Dehnungsmesssystem ARAMIS der Firma GOM mbH bestimmt. Wird die Nennspannung σ_n bei der zulässigen Gesamtdehnung $\epsilon_{\text{ges}} = 1\%$ abgelesen, ergibt sich eine maximale zulässige Nennspannung von $\sigma_{n, \text{max}} = 713$ MPa. Nach [112] muss ein Mindestsicherheitsfaktor $S_{\text{min}} = 1,2$ verwendet werden, so dass sich eine maximal zulässige Nennspannung $\sigma_{n, \text{zul.}} = 594$ MPa (≈ 600 MPa) ergibt.

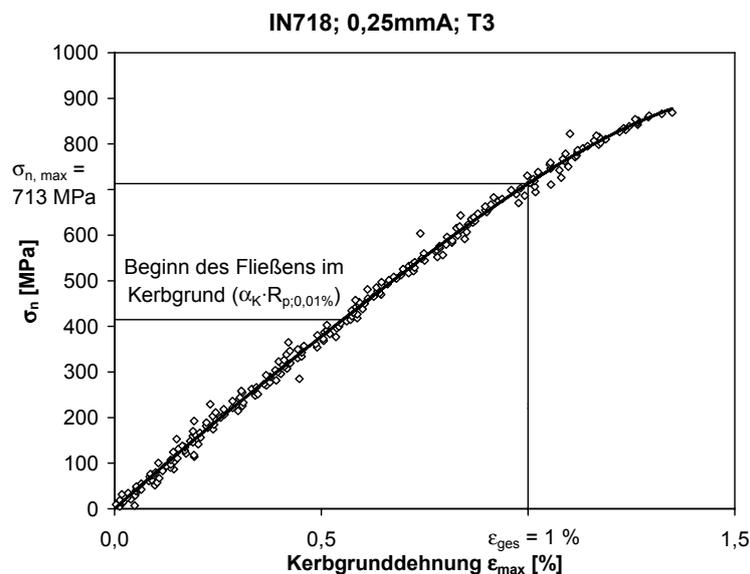


Abbildung 10.1: Abhängigkeit der Nennspannung von der Kerbgrunddehnung (Bauteilfließkurve) für eine gekerbte IN718-Flachprobe bei der Versuchstemperatur T3

11 Literaturverzeichnis

- [1] Norm: DIN 8200, Strahlverfahrenstechnik, Begriffe, Beuth-Verlag, Berlin, 1982
- [2] Norm: DIN 8201, Strahlmittel, Einteilung, Bezeichnung, Beuth-Verlag, Berlin, 1975
- [3] V. Schulze: Modern Mechanical Surface Treatment, Wiley VCH, Weinheim, 2006
- [4] B. Scholtes: Eigenspannungen in mechanisch randschichtverformten Werkstoffzuständen, Ursachen-Ermittlung-Bewertung, DGM-Informationsgesellschaft, Oberursel, 1990
- [5] H. Hertz: Über die Berührung fester elastischer Körper, Z. für reine und angewandte Mathematik 92 (1881), pp. 155
- [6] H. Wohlfahrt: Ein Modell zur Vorhersage kugelstrahlbedingter Eigenspannungszustände in Eigenspannungen - Band 2, In: E. Macherauch, V. Hauk (eds.), Deutsche Gesellschaft für Metallkunde e. V., Oberursel, 1983, pp. 301-319
- [7] H. Wohlfahrt: The influence of peening conditions on the resulting distribution of residual stress, In: H. O. Fuchs (eds.), Proc. Int. Conf. Shot Peening 2, American Shot Peening Society, Paramus, 1984, pp. 316-331
- [8] J. Bauschinger: Über die Veränderung der Elastizitätsgrenze und der Festigkeit des Eisens und Stahls durch Strecken und Quetschen, durch Erwärmen und Abkühlen und durch oftmals wiederholte Beanspruchung, Mittheilungen aus dem Mechanisch-Technischen Laboratorium der Technischen Hochschule in München 13 (1886)
- [9] M. Zimmermann: Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Randschichtausbildung beim Druckluft- und Ultraschallkugelstrahlen von IN718, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2009
- [10] B. Scholtes O. Vöhringer: Ursachen, Ermittlung und Bewertung von Randschichtveränderungen durch Kugelstrahlen, Materialwissenschaft und Werkstofftechnik 24 (1993), pp. 421-432
- [11] R. Schreiber, H. Wohlfahrt, E. Macherauch: Der Einfluß des Kugelstrahlens auf das Biegewechselverhalten von einsatzgehärtetem 16MnCr5, Archiv für das Eisenhüttenwesen 49 (1978), pp. 37-41
- [12] B. Scholtes, E. Macherauch: Auswirkungen mechanischer Randschichtverformungen auf das Festigkeitsverhalten metallischer Werkstoffe, Zeitschrift für Metallkunde 77 (1986) 5, pp. 322-337
- [13] Ch. Horsch, V. Schulze, D. Löhe: Deburring and surface conditioning of micro milled structures by micro peening and ultrasonic wet peening, Microsystem Technologies 12 (2006), pp. 691-696
- [14] Ch. Horsch: Optimierung gefräster Mikrostrukturen aus Stahl durch Analyse der Einflußgrößen auf die Randschichtausbildung und durch Feinstbearbeitung mit Strahlverfahren, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2007

- [15] W. Zinn, D. Deiseroth, B. Scholtes: Randschichtzustand der Mg-Basislegierung AZ31 nach mechanischer Oberflächenbehandlung, *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* 29 (1998), pp. 163-169
- [16] R. Schreiber: Untersuchungen zum Dauerschwingverhalten des kugelgestrahlten Einsatzstähle 16 MnCr 5 in verschiedenen Wärmebehandlungszuständen, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1976
- [17] H. Holzapfel, A. Wick, V. Schulze, O. Vöhringer: Einfluß der Kugelstrahlparameter auf die Randschichteigenschaften von 42CrMo4, *Härtereitechnische Mitteilung* 53 (1998), pp. 155-163
- [18] T. Dörr: Auswirkungen von Kugelstrahlen auf das Ermüdungsverhalten von Leichtmetallwerkstoffen auf Titan- und Aluminiumbasis, Dissertation, BTU Cottbus, 2000
- [19] O. Vöhringer: Changes in the state of the material by shot peening, In: H. Wohlfahrt, R. Kopp, O. Vöhringer (eds.), *Shot Peening, Proc. Int. Conf. Shot Peening 3*, DGM-Informationsgesellschaft, Oberursel, 1987, pp. 185-204
- [20] S. T. S. Al-Hassani: An engineering approach to shot peening machines, In: H. O. Fuchs (eds.), *Proc. Int. Conf. Shot Peening 2*, American Shot Peening Society, Paramus, 1984, pp. 275-282
- [21] S. T. S. Al-Hassani: The Shot Peening of Metals - Mechanics and Structures, In: *Shot Peening for Advanced Aerospace Design*, Anaheim, 1981, pp. 1-14
- [22] S. T. S. Al-Hassani: Mechanical aspects of residual stress development in shot peening, In: A. Niku-Lari (eds.), *Proc. Int. Conf. Shot Peening 1*, Pergamon, Paris, 1981, pp. 583-602
- [23] J. Almen P. Black: Residual stresses and fatigue in metals, In: McGraw-Hill publishing company, New York, 1963
- [24] Standards SAE J 442: Test Strip, Holder, and Gage for Shot Peening, 2008
- [25] B. Kiefer: Messen und Prüfen beim Verfestigungsstrahlen, *Metalloberfläche* 42 (1988), pp. 568-572
- [26] R. Herzog, W. Zinn, B. Scholtes, H. Wohlfahrt: Zur Aussagefähigkeit der Almenintensität als Kennwert bei der gezielten Eigenspannungserzeugung durch Kugelstrahlen, *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* 27 (1996), pp. 608-617
- [27] R. Herzog, W. Zinn, B. Scholtes, H. Wohlfahrt: The significance of almen intensity for the generation of shot peening residual stresses, In: J. Champaigne (eds.), *Proc. Int. Conf. Shot Peening 6*, San Francisco, 1996, pp. 270-281
- [28] M. M. Woelfel: Shot peening - Control and measurement, *SAE Trans.* 91 (1982) 4, pp. 4526-4529
- [29] O. Vöhringer: Abbau von Eigenspannungen, In: V. Hauk, E. Macherauch (eds.), *Eigenspannungen*, DGM-Informationsgesellschaft, Oberursel, 1983, pp. 49-83

- [30] D. Blanc, J. L. Strudel: The Portevin-LeChatelier Instability: A Heterogeneous Flow with a Microscopic Origin, In: S. I. Andersen, J. B. Bilde-Sørensen, N. Hansen, T. Leffers, H. Lilholt, O. P. Pedersen, B. Ralph (eds.), Constitutive Relations and Their Physical Basis, Proceedings of the 8th Risø International Symposium on Metallurgy and Materials Science, Roskilde, Denmark, 1987, pp. 227-239
- [31] D. Viereck: Das Zug- und Relaxationsverformungsverhalten von Hochtemperaturblechwerkstoffen im Temperaturbereich 78K <T<1473K, VDI Verlag, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1989
- [32] A. H. Cottrell, M. A. Jaswon: Distribution of solute atoms round a slow dislocation, Proc.Roy.Soc.London A 199 (1949) 1056, pp. 104-114
- [33] O. Vöhringer: Reckalterung von α -Kupferlegierungen, Metall 28 (1974) 11, pp. 1072-1082
- [34] J. Hoffmann: Entwicklung schneller röntgenographischer Spannungsmessverfahren und ihre Anwendung bei Untersuchungen zum thermischen Eigenspannungsabbau, Johannes Hoffmann, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1985
- [35] T. Hirsch, O. Vöhringer, E. Macherauch: Der thermische Abbau von Stahleigenspannungen bei TiAl 6 V 4, Härtereitechnische Mitteilung (1983) 38, pp. 229-233
- [36] U. Schlaak, T. Hirsch, P. Mayr: Röntgenographische in-situ-Messungen zum thermischen Eigenspannungsabbau bei erhöhter Temperatur, Härtereitechnische Mitteilung 43 (1988), pp. 92-102
- [37] M. Roth: Die thermische Stabilität von Eigenspannungen in kugelgestrahlten Oberflächen, Zeitschrift für Werkstofftechnik 18 (1987), pp. 225-228
- [38] V. Schulze, F. Burgahn, O. Vöhringer, E. Macherauch: Zum thermischen Abbau von Kugelstrahl-Eigenspannungen bei vergütetem 42 CrMo 4, Materialwissenschaft und Werkstofftechnik 24 (1993), pp. 258-267
- [39] M.-C. Berger, J. K. Gregory: Residual Stress relaxation in shot peened Timetal 21s, Materials Science and Engineering A263 (1999), pp. 200-204
- [40] P. Juijerm, I. Altenberger: Residual stress relaxation of deep-rolled Al-Mg-Si-Cu alloy during cyclic loading at elevated temperatures, Scripta Materialia 55 (2006), pp. 1111-1114
- [41] J. Hoffmann, B. Scholtes, O. Vöhringer, E. Macherauch: Thermal relaxation of shot peening residual stresses in the differently heat treated plain carbon steel Ck 45, In: H. Wohlfahrt, R. Kopp, O. Vöhringer (eds.), Shot Peening, Proc. Int. Conf. Shot Peening 3, DGM-Informationsgesellschaft, Oberursel, 1987, pp. 239-246
- [42] S.-B. Kim, A. Evans, J. Shackleton, G. Bruno, M. Preuss, P. J. Withers: Thermo-mechanical stress relaxation of shot-peened Udimet 720Li, Met.Trans. (2005)
- [43] U. Schlaak: Röntgenographische Ermittlung der Eigenspannungsumlagerung bei erhöhter Temperatur, Dissertation, Universität Bremen, 1988

- [44] D. J. Buchanan, R. John, R. A. Brockman, Res.Inst., Univ. of Dayton Dayton OH USA.: Relaxation of shot-peened residual stresses under creep loading, *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol 131, no.3, July 2009, pp. 031008 10, pp. ASME
- [45] H. Holzapfel: Das Abbauverhalten kugelgestrahlter Eigenspannungen bei 42 CrMo 4 in verschiedenen Wärmebehandlungszuständen, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1994
- [46] E. Macherauch: Praktikum in Werkstoffkunde, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, 1992
- [47] P. S. Prevey: The effect of cold work on the thermal stability of residual compression in surface enhanced IN718, In: K. Funatani, G. E. Totten (eds.), 20th ASM Heat Treating Society Conference, ASM, Metals Park, 2000, pp. 426-434
- [48] V. Schulze, O. Vöhringer, E. Macherauch: Thermal Relaxation of shot Peening induced residual stresses in a quenched and tempered steel 42 CrMo 4, In: D. Kirk (eds.), Proc. Int. Conf. Shot Peening 5, Oxford, 1993, pp. 265-274
- [49] O. Vöhringer: Relaxation of residual stresses by annealing or mechanical treatment, In: A. Niku-Lari (eds.), Advances in surface treatment; International Guidebook on Residual Stresses, Pergamon, New York, 1987, pp. 367-395
- [50] T. Hirsch: Zum Einfluß des Kugelstrahlens auf die Biegeschwingfestigkeit von Titan- und Aluminiumbasislegierungen, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1983
- [51] V. Schulze: Die Auswirkungen kugelgestrahlter Randschichten auf das quasistatische sowie ein- und zweistufige zyklische Verformungsverhalten von vergütetem 42 CrMo 4, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1993
- [52] V. Schulze, O. Vöhringer, E. Macherauch: Modellierung der einachsigen Zug- und Druckverformung kugelgestrahlter Zylinderproben aus vergütetem 42CrMo4 und der dabei auftretenden Makroeigenspannungsänderungen, *Zeitschrift für Metallkunde* 89 (1998), pp. 719-728
- [53] R. v. Mises: Mechanik der plastischen Formänderung von Kristallen, *Z. angewandte Mathematik und Mechanik* 8 (1928) 3, pp. 161-185
- [54] E. Hornbogen: Durchstrahlungs- Elektronenmikroskopie fester Stoffe, Verlag Chemie, Weinheim, 1971
- [55] O. C. Zienkiewicz, S. Vallippan, I. P. King: Elasto-plastic solution of engineering problems "Initial Stress", Finite Element approach, *International Journal of Numerical Methods in Engineering* 1 (1969), pp. 75-100
- [56] H. Holzapfel, V. Schulze, O. Vöhringer, E. Macherauch: Relaxation behaviour of shot peening induced residual stresses in AISI 4140 due quasistatic uniaxial loading at elevated temperatures, In: J. Champaigne (eds.), Proc. Int. Conf. Shot Peening 6, San Francisco, 1996, pp. 385-396

- [57] H. Holzapfel, V. Schulze, O. Vöhringer, E. Macherauch: Residual stress relaxation an an AISI 4140 steel due to quasistatic and cyclic loading an higher temperatures, *Materials Science and Engineering A248* (1998), pp. 9-18
- [58] E. Macherauch, H. Wohlfahrt: Eigenspannungen und Ermüdung, In: D. Munz (eds.), *Ermüdungsverhalten metallischer Werkstoffe*, DGM-Informationsgesellschaft Verlag, Oberursel, 1985, pp. 237-283
- [59] J. E. Hoffmann: Der Einfluß fertigungsbedingter Eigenspannungen auf das Biege-wechselverhalten von glatten und gekerbten Proben aus Ck45 in verschiedenen Werkstoffzuständen, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1984
- [60] D. Löhe, O. Vöhringer: Stability of residual stresses, In: G. Totten, M. Howes, T. Inoue (eds.), *Handbook of residual stress and deformation of steel*, ASM International, Metals Park, 2002, pp. 54-69
- [61] L. Bairstow: The elastic limits of iron and steel under cyclic variations of stress, *Phil.Trans.Roy.Soc.London 210A* (1910), pp. 35-55
- [62] J. Bergström: Relaxation of residual stresses during cyclic loading, In: A. Niku-Lari (eds.), *Advances in Surface Treatments - vol.3*, Pergamon, New York, 1986, pp. 97-111
- [63] M. R. James: Relaxation of residual stresses - an overview, In: A. Niku-Lari (eds.), *Advances in surface treatments; International Guidebook on Residual Stresses*, New York, Pergamon, 1987, pp. 349-365
- [64] S. R. Valluri: Some Recent Developments at "Galcit" Concerning a Theory of Metal Fatigue, *Acta Metallurgica 11* (1963), pp. 759-775
- [65] J. Morrow, A. S. Ross, G. M. Sinclair : Relaxation of residual stresses due to fatigue loading, *SAE Transactions 68* (1960), pp. 40-48
- [66] H. R. Jhanasale, T. H. Topper: Engineering analysis of inelastic stress response of a structurereal metal under variable cyclic strains, *ASTM STP 519*, 1973, pp. 246-260
- [67] J. D. Morrow, G. M. Sinclair : Cycle dependent stress relaxation, *Symp. Basic Mechanisms of Fatigue, ASTM STP 237*, 1959, pp. 83-109
- [68] M. R. James: The relaxation of residual stresses during fatigue, In: E. Kula, V. Weiss (eds.), *Residual Stress and Stress Relaxation*, Plenum Publ. Corp., New York, 1982, pp. 297-314
- [69] I. Altenberger: Mikrostrukturelle Untersuchungen mechanisch randverfestigter Bereiche schwingend beanspruchter metallischer Werkstoffe, Dissertation, Universität Gesamthochschule Kassel, 2000
- [70] I. Altenberger, B. Scholtes, U. Martin, H. Oettel: Cyclic deformation and near surface microstructures of shot peened or deep rolled austenitic stainless steel AISI 304, *Materials Science and Engineering A264* (1999), pp. 1-16

- [71] P. Krull, T. Nitschke-Pagel, H. Wohlfahrt: Influence of shot peening and high pressure water peening on near surface microstructure of 316 Ti stainless steel, In: C. A. Brebbia J. M. Kenny (eds.), Surface Treatment IV - Computer Methods and Experimental Measurements, Southampton, 1999, pp. 291-300
- [72] A. Ebenau, D. Eifler, O. Vöhringer, E. Macherauch: Influence of shot peening on the cyclic deformation behaviour of the steel 42 CrMo 4 in a normalized state, In: Proc. Int. Conf. Shot Peening 4, Japan Society of Precision Engineering, Tokyo, 1990, pp. 327-336
- [73] V. Schulze, K.-H. Lang, O. Vöhringer, E. Macherauch: Relaxation of shot peening induced residual stresses in quenched and tempered steel AISI 4140 due to uniaxial cyclic deformation, In: J. Champaigne (eds.), Proc. Int. Conf. Shot Peening 6, San Francisco, 1996, pp. 403-412
- [74] I. Altenberger, U. Noster, B. Scholtes, R. O. Ritchie: High temperature fatigue of mechanically surface treated materials, In: L. Wagner (eds.), Shot Peening, Wiley-VCh, Weinheim, 2003, pp. 483-489
- [75] A. Ebenau: Verhalten von kugelgestrahltem 42 CrMo 4 im normalisierten und vergüteten Zustand unter einachsiger homogener und inhomogener Wechselbeanspruchung, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1989
- [76] H. Nisitani K. Fujimura: Initiation and growth behaviour of a fatigue crack in shot-peened steel, In: Proc. Int. Conf. Computer Methods and Experimental Measurements for Surface Treatment Effects 3, Oxford, 1997, pp. 13-22
- [77] R. Herzog: Auswirkungen bearbeitungsbedingter Randschichteigenschaften auf das Schwingungsrissskorrosionsverhalten von Ck45 und X35CrMo17, Dissertation, Universität Braunschweig, 1997
- [78] Y. Mutoh, G. H. Fair, B. Noble, R. B. Waterhouse: The effect of residual stresses induced by shot peening on fatigue crack propagation in two high strength aluminum alloys, Fatigue and Fracture of Engineering Materials & Structures 10 (1987), pp. 261-272
- [79] L. Wagner: Mechanical surface treatments on titanium alloys: fundamental mechanisms, In: J. K. Gregory, H. J. Rack, D. Eylon (eds.), Proc. Symp. Surface Performance of Titanium, Cincinnati, 1997, pp. 199-215
- [80] H. Wohlfahrt P. Krull: Mechanische Oberflächenbehandlungen: Grundlagen - Bauteileigenschaften - Anwendungen, Wiley-VCh, Weinheim, 2000
- [81] D. Eifler, D. Löhe, B. Scholtes: Residual Stresses and Fatigue of Metallic Materials, In: V. Hauk, H. Hongardy, E. Macherauch (eds.), Residual stresses, measurement, calculation, evaluation, DGM, Oberursel, 1991, pp. 157-166
- [82] H. Wohlfahrt: Kugelstrahlen und Dauerschwingverhalten, In: A. Niku-Lari (eds.), Proc. Int. Conf. Shot Peening 1, Pergamon, Paris, 1981, pp. 675-702
- [83] P. Starker E. Macherauch: Kugelstrahlen und Schwingfestigkeit, Zeitschrift für Werkstofftechnik 14 (1983), pp. 109-115

- [84] D. Munz: Der Einfluß von Eigenspannungen auf das Dauerschwingverhalten, Härterei Technische Mitteilung 22 (1967), pp. 52-62
- [85] B. Syren: Der Einfluß spanender Bearbeitung auf das Biegewechselverformungsverhalten von Ck45 in verschiedenen Wärmebehandlungszuständen, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1975
- [86] J. Goodman: Mechanics Applied to Engineering, Long Man Green & Co., London, 1899
- [87] W. Schütz: Über eine Beziehung zwischen der Lebensdauer bei konstanter und veränderlicher Beanspruchungsamplitude und ihre Anwendbarkeit auf die Bemessung von Flugzeugbauteilen, Z. Flugwiss. 15 (1967), pp. 407-419
- [88] H. Wohlfahrt: Einfluß von Eigenspannungen, In: W. Dahl (eds.), Verhalten von Stahl bei schwingender Beanspruchung, 1978, pp. 141-164
- [89] Norm: DIN 51008-1: Optische Emissionsspektrometrie (OES) - Teil1: Begriffe für Systeme mit Funken und Niederdruckentladungen, Beuth-Verlag, Berlin, 2004
- [90] R. A. Heacox: Influence of cold reduction and heat Treatment on the properties and microstructure of alloy 718 fastener stock, TMS, Pennsylvania, 1972, pp. P-1-P-33
- [91] D. R. Muzyk, Ch. Sims and W. Hagel: The Metallurgy of Nickel-Iron Alloys, The Superalloys. (1972), pp. 113-144, New York, John Wiley & Sons. Wiley Series on the Science and Technology of Materials
- [92] Durferrit GmbH, Industriestraße 3, 68169 Mannheim: <http://www.durferrit.com/de/produkte/waermebehandlung/haerten-anlassen.htm>, Ab-ruf: 01.08.2009
- [93] Norm ASTM E 21 - 03a: Standard Test Methods for Elevated Temperature Tension Tests of Metallic Materials, 2004
- [94] Norm: DIN EN 2002-002: Luft- und Raumfahrt - Metallische Werkstoffe - Prüfver-fahren - Teil 2: Zugversuch bei Hochtemperatur, 1996
- [95] Norm ASTM E606-04: Standard Practice for Strain-Controlled Fatigue Testing, 2005
- [96] Norm: DIN EN 3988: Luft- und Raumfahrt - Prüfverfahren für metallische Werkstoffe - Dehnungsgesteuerter Kurzzeit-Ermüdungsversuch (LCF), Beuth-Verlag, Berlin, 1998
- [97] Norm: DIN EN 3874: Luft- und Raumfahrt - Prüfverfahren für metallische Werkstoffe - Kraftgesteuerter Kurzzeit-Ermüdungsversuch (LCF), Beuth-Verlag, Berlin, 1998
- [98] E. Macherauch, P. Müller: Das $\sin^2\psi$ -Verfahren der röntgenographischen Spannungsmessung, Zeitschrift für angewandte Physik 13 (1961), pp. 340-345
- [99] H. U. Baron, H. Behnken, B. Eigenmann, J. Gibmeier, T. Hirsch, W. Pfeiffer, B. Scholtes: Röntgenographische Ermittlung von Spannungen - Ermittlung und Bewertung homogener Spannungszustände in kristallinen makroskopisch isotropen Werkstoffen, 2000, Fachausschuss 13 der AWT

- [100] Norm: DIN EN ISO 4287: Geometrische Produktspezifikationen (GPS) - Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren - Benennungen, Definitionen und Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit, Beuth-Verlag, Berlin, 1998
- [101] Norm: DIN EN ISO 4288: Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren - Regeln und Verfahren für die Beurteilung der Oberflächenbeschaffenheit, Beuth-Verlag, Berlin, 1998
- [102] J. Hoffmeister, V. Schulze, A. Wanner, R. Hessert, G. König: Thermal Relaxation of residual Stresses induced by Shot Peening in IN718, In: K. Tosha (eds.), The 10th International Conference On Shot Peening, Tokyo, 2008, pp. 157-162
- [103] M. L. Weaver, C. S. Hale: Effects of precipitation on serrated yielding in Inconel 718, In: Warrendale, PA, USA, 2001, pp. 421-432
- [104] U. Essmann, M. Rapp, M. Wilkens: Die Versetzungsanordnung in plastisch verformten Kupfervielkristallen, *Acta Metallurgica* 16 (1968), pp. 1275-1287
- [105] H. Yasin, H. M. Zbib, M. A. Khaleel: Size and boundary effects in discrete dislocation dynamics: coupling with continuum finite element, *Materials Science & Engineering A* A309-310 (2001) *Structural Materials: Properties, Microstructure and Processing*, pp. 294-299
- [106] I. Kaur, W. Gust: *Handbook of Grain and Interphase Boundary Diffusion Data*, Ziegler Press, Stuttgart, 1989
- [107] T. Heumann: *Diffusion in Metallen*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1992
- [108] W. Ramberg, W. R. Osgood, NASA (non Center Specific): Description of stress-strain curves by three parameters, NACA Technical Note 902. (1943)
- [109] H. Neuber: Theory of Stress Concentration for Shear-Strained Prismatical Bodies with Arbitrary Nonlinear Stress-Strain Law, *ASME Journal of Applied Mechanics* 28 (1961), pp. 544-550
- [110] W. N. Jr. Sharpe, C. H. Yang, R. L. Tregoni: An evaluation of the Neuber and Glinka relations for monotonic loading, *ASME Journal of Applied Mechanics* 59 (1992), pp. 50-56
- [111] V. Läßle: *Einführung in die Festigkeitslehre*, Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2008
- [112] Norm: E DIN 743-1: Tragfähigkeitsberechnungen von Wellen und Achsen - Teil1: Einführung und Grundlagen, Beuth-Verlag, Berlin, 2008

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Jürgen Hoffmeister
Geburtsdaten: 27.02.1977, Marbach am Neckar
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet, 2 Kinder

Schulbildung

09/1984 – 08/1988 Eichendorffschule, Ludwigsburg (Grundschule)
09/1988 – 06/1997 Eduard- Mörike- Gymnasium, Ludwigsburg
06/1997 Allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst

09/1997 – 06/1998 ABC- und Selbstschuttschule, Sonthofen

Ausbildung

09/1998 – 07/2000 Firma Valeo, Bietigheim- Bissingen, Ausbildung zum Industriemechaniker Geräte- und Feinwerktechnik

Studium

10/2000 – 03/2005 Maschinenbaustudium Universität Karlsruhe (TH), Allgemeiner Maschinenbau, Diplomarbeit bei Bosch Rexroth AG mit dem Thema: „Entwicklung eines Δp - Reglers“

Berufliche Erfahrungen

Seit 04/2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Werkstoffkunde I der Universität Karlsruhe (TH)
Seit 06/2008 Oberingenieur in der Abteilung Fertigung und Bauteilverhalten des Instituts für Werkstoffkunde I
Seit 01/2009 Abteilungsleiter der Abteilung Fertigung und Bauteilverhalten des Instituts für Werkstoffkunde I