

2 Theoretische Vorbetrachtungen

2.1 Downsizing von Verbrennungsmotoren

Leistungsstarke Motoren mit hohen Drehzahl- und Leistungsgradienten erfreuen sich einer großen Kundenbeliebtheit. Doch die scheinbare Verknappung der Rohstoffe und eine immer strenger werdende Gesetzgebung hinsichtlich Emissionsgrenzen, sind ein Grund für die Notwendigkeit der Entwicklung und Verbesserung von Motorkonzepten. Hierbei darf der Kundenwunsch nach hoher Leistung und Dynamik des Antriebsaggregates nicht vernachlässigt werden. Das Ziel der Automobilindustrie ist das Absenken des Kraftstoffverbrauches sowie die damit einhergehende Senkung der CO₂-Emissionen, bei gleichzeitigem Ansteigen der effektiven Motorleistung. Die Regierung drängt mit Gesetzgebungen von Emissionsgrenzen die Entwicklungsabteilungen zum Handeln. Als Ziel des durchschnittlichen CO₂-Ausstoßes legt eine Verordnung des EU-Parlaments einen Grenzwert von 120 g/km fest und ab 2020 soll dieser Grenzwert bei neu verkauften Pkw höchstens 95 g/km betragen [16].

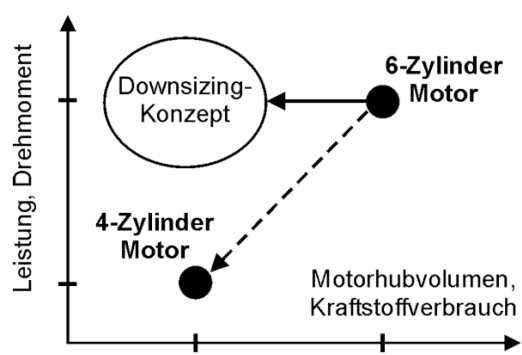


Abbildung 2.1: Hauptziele des Downsizings [2]

Seit einiger Zeit verfolgt man in der Motorenentwicklung das Prinzip des Downsizings, um die Gesetzgebung sowie den Kundenwunsch zu erfüllen. Hierbei ist einer der Hauptansätze die Reduzierung des Hubraums und der Zylinderzahl des

Motors. Um die gewünschte Leistung dennoch zu erreichen, verschiebt man den Motorbetriebspunkt im Kennfeld zu höheren Brennraummitteldrücken (Hochlastkonzept) oder zu höheren Drehzahlen (Hochdrehzahlkonzept) [17]. Da mit steigen der Drehzahl die mechanischen Verluste zunehmen und somit die Wirkungsgrade abnehmen, kann mit dem Hochdrehzahlkonzept keine Verbrauchsreduzierung erreicht werden. Downsizing wird jedoch meist mit Verbrauchsreduzierung verbunden, die sich nur durch ein Hochlastkonzept erreichen lässt.

Der Ansatz, die Motorleistung, trotz Reduzierung des Hubvolumens, auf demselben Niveau zu halten bzw. zu steigern, soll nachfolgend verdeutlicht werden.

$$P = M_d \cdot 2 \cdot \pi \cdot n_{Mot} \quad (2.1)$$

mit:

$$M_d = \frac{p_{me} \cdot V_H \cdot i}{2 \cdot \pi} \quad (2.2)$$

Betrachtet man die Gleichung zur Motorleistung (2.1), so zeigen sich mehrere Komponenten auf, die eine Möglichkeit zur Leistungssteigerung bieten. Die Komponente „Hubraum“ gilt es nach dem Prinzip des Downsizings zu reduzieren und erfordert die Erhöhung einer weiteren Komponente. Eine Erhöhung der Drehzahl kommt ebenfalls nicht in Betracht, da dies zu einer höheren Reibung führen würde und somit den Motorwirkungsgrad negativ beeinflusst. Als sinnvollste Möglichkeit bietet sich eine Steigerung des effektiven Mitteldruckes an, um Drehmoment und Leistung anzuheben.

$$p_{me} = p_2 \cdot \lambda_L \cdot \eta_e \cdot \frac{H_u}{\lambda \cdot L_{min}} \quad (2.3)$$

Das beschriebene Vorgehen hat als Reaktion zur Folge, dass die Beanspruchung der Bauteile steigt. Zum einen wird durch eine Steigerung der Leistung mehr Wärmeenergie in die Bauteile eingetragen und zum anderen steigt die mechanische Beanspruchung aufgrund des höheren Zylinderdruckes während der Verbrennung.

Bezogen auf den Zylinderkopf, führt dies zu einer erzwungenen Kompromiss-suche, da einerseits die Materialdicke klein gehalten werden muss, um die gestei-gerte Wärmeenergie abführen sowie das Bauteilgewicht reduzieren zu können und andererseits muss Material hinzugefügt werden, um den mechanischen Beanspru-chungen Stand halten zu können.

Da der Zylinderkopf aufgrund seiner Funktion, wie Abdichtung des Brennraums, Ladungswechsel und Gasführung eine bestimmte Geometrie aufweisen muss, be-steht die Herausforderung darin, die Beanspruchbarkeit des Bauteils ohne große Geometrieänderungen zu steigern. Soll zudem die Legierung beibehalten werden, müssen alternative Ansätze gewählt werden, die zum gewünschten Ergebnis füh-ren. Dabei soll die Wärmebehandlung während der Fertigung von Zylinderköpfen in den Vordergrund gestellt werden.

2.2 Strömungslehre

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Strömungslehre vorgestellt und bil-den eine Zusammenfassung des komplexen Themengebietes hinsichtlich ihrer fun-damentalen Gesetzmäßigkeiten. Im Allgemeinen werden Flüssigkeiten als inkom-pressibel und Gase als kompressibel betrachtet. In der Strömungslehre werden auch Gase als inkompressibel charakterisiert, indem man im betrachteten Zeitab-schnitt die Dichte als konstant annimmt.

Die erste Grundgleichung der Strömungslehre bildet die Kontinuitätsgleichung. Diese beschreibt, dass alle eintretenden Masseströme in ein System aus starren Wänden gleich der austretenden Masseströme dieses Systems sind.

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \textit{konst.} \quad (2.4)$$

Der Massestrom $\dot{m}$ lässt sich mithilfe der Dichte ρ in einen Volumenstrom $\dot{V}$ am jeweilig betrachteten Punkt auflösen.

$$\rho_1 \dot{V}_1 = \rho_2 \dot{V}_2 = \textit{konst.} \quad (2.5)$$

Durch Einbeziehen des Strömungsquerschnittes A erhält man:

$$\rho_1 A_1 v_1 = \rho_2 A_2 v_2 = \text{konst.} \quad (2.6)$$

bzw. mit $\rho = \text{konst.}$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{A_1}{A_2} = \text{konst.} \quad (2.7)$$

Des Weiteren unterscheidet man in der Strömungslehre zwischen idealen und realen Fluiden. Ideale Fluide weisen keine innere Reibung (z.B. zwischen Fluidteilchen, Molekülen und Atomen) und äußere Reibung (an Phasengrenzen) auf. Reale Fluide weisen hingegen einen starken Einfluss der Reibung auf die Strömung auf, sodass diese berücksichtigt werden muss. [18]

2.2.1 Strömung ohne Reibung

Bernoulli Nach der Kontinuitätsgleichung steigt die Strömungsgeschwindigkeit bei gleichem Massestrom mit der Verengung des Strömungsquerschnittes. Dieser Zusammenhang wurde bereits durch Giovanni Battista Venturi entdeckt und beschrieben. Folglich steigt die kinetische Energie des Fluids. Da von außen keine Energie zugeführt wird und stets das Gesetz der Energieerhaltung gilt, muss die kinetische Energie aus der Druckenergie des Fluids stammen. Der Druck sinkt somit an Orten mit hoher Strömungsgeschwindigkeit. Zu dieser Erkenntnis gelangte Daniel Bernoulli, als er entdeckte, dass ein Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit von einem Druckabfall begleitet wird. Dieser Zusammenhang soll im Folgenden anhand der Literaturen [18] und [19] zusammengefasst dargestellt werden.

Betrachtet man 2 horizontal angeordnete Punkte, so gilt:

$$p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} = \text{konst.} \quad (2.8)$$

In Gleichung 2.8 sind Energien in Form von spezifischen Energien enthalten, die sich in den Einheiten äußern: $J \cdot m^{-3} = N \cdot m^{-2} = Pa = kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$. Dabei stellen

die Größen p_1 sowie p_2 spezifisch statische Drücke und $\rho \cdot v_1^2 \cdot 0,5$ sowie $\rho \cdot v_2^2 \cdot 0,5$ spezifisch kinetische Drücke dar.

Betrachtet man nun 2 höhenversetzte Punkte in einem System, so kommt zusätzlich die geodätische Energie, also eine höhenabhängige Energie, hinzu mit den Ausdrücken $\rho \cdot g \cdot h_1$ und $\rho \cdot g \cdot h_2$. In einer idealen reibungslosen Strömung ist die Summe aus spezifisch statischer Druckenergie, spezifisch kinetischer Druckenergie und spezifisch geodätischer Druckenergie an beliebig im System betrachteten Punkten konstant.

Das Gesetz von Bernoulli lautet somit:

$$p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho \cdot g \cdot h_1 = p_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho \cdot g \cdot h_2 = konst. = p_0 \quad (2.9)$$

Der Gesamtdruck des Systems wird mit p_0 ausgedrückt und beschreibt den maximal möglichen statischen Druck auf der Orthöhe $h = 0$ und die Gesamtenergie pro Volumenanteil.

Andere Benennungen der 3 Drücke:

- spezifisch statische Druckenergie: statischer Druck (messbarer Druck)
- spezifisch kinetische Druckenergie: dynamischer Druck (Staudruck)
- spezifisch geodätische Druckenergie: potentieller Druck (Schweredruck)

Das Gesetz von Bernoulli ist unter folgenden Bedingungen gültig:

- stationäre Strömung
- inkompressibles Fluid
- reibungslos
- positive absolute Drücke p_1 und p_2
- Geschwindigkeiten v_1 und v_2 kleiner als die Schallgeschwindigkeit

Torricelli Evangelista Torricelli hat das Gesetz von Bernoulli zusammen mit dem Galileischen Fallgesetz (Freier Fall) auf ausfließende Flüssigkeiten aus einem Behälter übertragen. Dabei ist der Behälter drucklos, d.h. der Behälterdruck ist gleich dem Umgebungsdruck. Die Strömungsgeschwindigkeit eines reibungslosen Fluids am Ausfluss eines Behälters beträgt somit:

$$v = \sqrt{2 \cdot g \cdot h} \quad (2.10)$$

In der Realität sind Strömungen reibungsbehaftet und es tritt speziell beim Einstromen in die Auslassöffnung eine signifikante Reibung auf. Nach [18] beträgt die reale Ausfließgeschwindigkeit etwa 60-90% der theoretischen Ausfließgeschwindigkeit nach Torricelli.

2.2.2 Strömung mit Reibung

Strömungsvorgänge, bei denen die Reibung nicht vernachlässigt werden kann, können nicht mehr nach dem Gesetz von Bernoulli beschrieben werden. Man spricht dann von realen Fluiden, die immer reibungsbehaftet sind. Nachfolgend werden die Grundlagen von reibungsbehafteten Strömungen anhand der Literaturen [18], [19] und [3] zusammengefasst.

Viskosität, Reibungswiderstand Die Viskosität wird als innere Reibung beschrieben, die einer Formänderung des Fluids entgegenwirkt. Dieser Formänderungswiderstand soll nachfolgend anhand eines Modells näher gebracht werden.

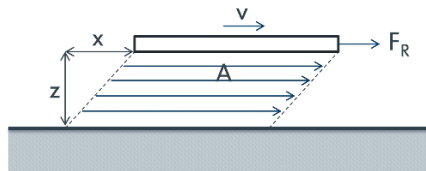


Abbildung 2.2: Modellvorstellung zur Bestimmung der dynamischen Viskosität

Abbildung 2.2 zeigt die Modellvorstellung zur Bestimmung der dynamischen Viskosität, bestehend aus einer ebenen Unterlage, einem Flüssigkeitsfilm der Dicke z und einer ebenen Platte mit der Fläche A , die mit einer Geschwindigkeit v linear

und parallel zur Unterlage bewegt wird. Zum Aufrechterhalten der Geschwindigkeit ist eine Kraft notwendig, die der inneren Reibung bzw. Reibkraft F_R entspricht. Die Reibkraft wird größer, wenn die Kontaktfläche A größer wird, die Geschwindigkeit v größer wird und/oder Fluidfilmdicke z kleiner wird. Zwischen Platte und Unterlage herrscht ein lineares Geschwindigkeitsgefälle, welches mit folgendem Ausdruck beschrieben werden kann:

$$\frac{dv}{dz} = \frac{v}{z} \quad (2.11)$$

Die Proportionalitätskonstante zwischen Reibkraft F_R , Fläche A , Geschwindigkeit v und Fluidfilmdicke z ist die dynamische Viskosität η und es gilt:

$$F_R = \eta \cdot A \cdot \frac{dv}{dz} \quad (2.12)$$

Setzt man die Schubspannung

$$\tau = \frac{F_R}{A} \quad (2.13)$$

und die Scherrate

$$D = \frac{v}{z} = \frac{dv}{dz} \quad (2.14)$$

ein, so erhält man den Ausdruck

$$\tau = \eta \cdot D \quad (2.15)$$

Bei der Modellvorstellung aus Abbildung 2.2 kommt es zu einer schichtweisen Verschiebung des Fluids. In einem solchen Fall spricht man von einer laminaren Strömung. Laminare Strömungen treten bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten

auf. In den Grenzschichten nahe einer begrenzenden Oberfläche ist eine Strömung immer laminar. Wenn die Proportionalitätskonstante η einer Flüssigkeit unabhängig von der Scherrate und der früheren Beanspruchung des Fluids ist, spricht man von einer Newton'schen Flüssigkeit. Gase hingegen sind immer Newton'sche Fluide.

Bezieht man die dynamische Viskosität auf die Dichte des Fluids, so erhält man die kinematische Viskosität:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (2.16)$$

Die dynamische und kinematische Viskosität sind stark temperaturabhängig und unterscheiden sich zwischen Flüssigkeiten und Gasen. Bei Flüssigkeiten sinkt die Viskosität mit steigender Temperatur, da die Kohäsionskräfte aufgrund ihrer stärkeren Eigenbewegung besser überwunden werden können. Bei Gasen steigt die Viskosität mit steigender Temperatur, da die Anzahl der "reibenden" Zusammenstöße zwischen den Gasmolekülen ansteigt. Zudem erhöht sich die Viskosität mit einer Erhöhung des Druckes, da sich Dichte und die damit einhergehende Reibung erhöhen. Eine signifikante Änderung der Viskosität ist allerdings erst bei sehr hohen Drücken zu erwarten. Bei Wasser ist die Viskositätsänderung bis zu einem Druck von 1000 bar zu vernachlässigen.

c_W -Wert, Wirbelwiderstand Bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten kommt es zum Ablösen von Wirbeln an der laminaren Grenzschicht und führt zu einer turbulenten Strömungsform, die sehr energieintensiv ist. Diese Wirbel leisten einen hohen Beitrag am Gesamtwiderstand einer Strömung bei hohen Geschwindigkeiten. Die Entstehung sowie die Einflüsse der Wirbel auf die Strömung lassen sich mathematisch nur sehr schwer erfassen und werden daher meist experimentell bestimmt. Hierbei wird der Widerstandsbeiwert, c_W -Wert, eingeführt, welcher von der geometrischen Form und Lage des Körpers sowie von den Strömungsbedingungen, also Fluidichte, Viskosität und Strömungsgeschwindigkeit, abhängig ist. Die Widerstandskraft berechnet sich wie folgt:

$$F_W = c_W \cdot A_{quer} \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} \quad (2.17)$$

Der Strömungswiderstand ist proportional der größten Querschnittsfläche des Körpers senkrecht zur Strömung und dem dynamischen Druck (Staudruck) nach Bernoulli. Der Gesamtwiderstand einer Strömung setzt sich somit aus der Reibkraft und der Widerstandskraft zusammen.

$$F_{tot} = F_R + F_W \quad (2.18)$$

Aufgrund der Abhängigkeit des Gesamtwiderstandes von der Strömungsgeschwindigkeit ändert sich der Einfluss der einzelnen Summanden:

- $F_R \approx v \rightarrow$ maßgebend für kleine Geschwindigkeiten
- $F_W \approx v^2 \rightarrow$ maßgebend bei hohen Geschwindigkeiten

Laminare und turbulente Strömung Prinzipiell lassen sich alle Strömungsvorgänge in die beiden Strömungsformen “laminar“ (geschichtet) und “turbulent“ (verwirbelt) unterteilen. Der Übergangsbereich zwischen den beiden Strömungsformen wird mit der kritischen Reynolds-Zahl beschrieben. Die Reynolds-Zahl ist eine dimensionslose Größe und wurde nach dem Physiker Osborne Reynolds benannt. Vereinfacht kann man die Reynolds-Zahl als Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften und nach folgender Gleichung definieren:

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot d}{\eta} = \frac{v \cdot d}{\nu} \quad (2.19)$$

Geometrisch ähnliche Körper verhalten sich somit bei gleicher Reynolds-Zahl identisch und ermöglichen realitätsnahe Modellversuche in Wind- und Wasserkanälen.

Numerische Berechnung von Strömungen Als numerische Ansätze werden die Boltzmann-Gleichung und Navier-Stokes-Gleichungen herangezogen. Diese sind Erhaltungsgleichungen und werden in diversen CFD-Programmen implementiert und ermöglichen die Berechnung von Strömungsvorgängen. Die Hierarchie der strömungsmechanischen Grundgleichungen wird in Abbildung 2.3 dargestellt. Für eine Herleitung der Gleichungen soll an dieser Stelle exemplarisch auf die Literatur [3] verwiesen werden.

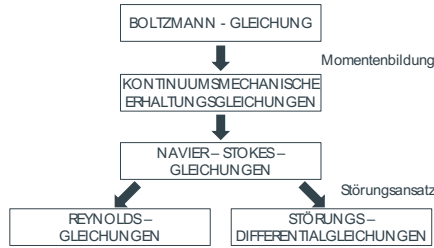


Abbildung 2.3: Hierarchie der strömungsmechanischen Grundgleichungen [3]

Als Übergang zum folgenden Kapitel wird hier noch auf zwei weitere Größen eingegangen, die Prandtl-Zahl und Grashof-Zahl. Die Prandtl-Zahl wurde nach Ludwig Prandtl benannt und ist eine dimensionslose Größe, die das Verhältnis von kinematischer Viskosität zu Temperaturleitfähigkeit beschreibt.

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} \quad (2.20)$$

Die Prandtl-Zahl verbindet die für den Wärmetransport maßgebenden Felder miteinander. Zum einen das “Geschwindigkeitsfeld“, welches den Impulstransport über die Viskosität beschreibt und zum anderen das “Temperaturfeld“, welches den Wärmetransport über die Temperaturleitfähigkeit beschreibt. Es handelt sich dabei um eine reine Stoffgröße, die von der Temperatur und dem vorherrschenden Druck abhängig ist, $Pr = Pr(T, p)$.

Die Grashof-Zahl wurde nach Franz Grashof benannt und ist eine dimensionslose Größe, die zum Abschätzen von Strömungen bei thermischer Konvektion geeignet ist und wird mit folgender Gleichung definiert:

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot (T - T_\infty) \cdot L^3}{\nu^2} \quad (2.21)$$

wobei β der isobare thermische Ausdehnungskoeffizient ist und mithilfe der Gleichung

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (2.22)$$

berechnet wird. Die Grashof-Zahl ist ein Maß für die Stärke der Auftriebskraft in einer Strömung bei einer Temperaturdifferenz ($T_W - T_\infty$) zwischen Wandoberfläche und Fluid außerhalb der Grenzschicht. Für ideale Gase kann man in guter Näherung

$$\beta = \frac{1}{T_\infty} \quad (2.23)$$

ansetzen. [4] u.a.

2.3 Berechnungsmethoden für den Wärmetransport

Die in diesem Kapitel 2.3 erläuterten Berechnungsmethoden für den Wärmetransport stellen grundlegende Ansätze für die einzelnen Arten dar. Die Grundlagen und weiterführenden Ansätze für Problemstellungen werden sehr gut in der Literatur [4] aufgezeigt und im Folgenden für einfache Sachverhalte nach dieser zusammengefasst.

Zunächst soll der Begriff “Wärme“ beschrieben werden, welcher durch den ersten Hauptsatz der Thermodynamik definiert wird und allgemein wie folgt lautet:

$$\Delta E = W + Q + E_M \quad (2.24)$$

Betrachtet wird hierbei ein von der Umgebung abgegrenztes System. Aufgrund des Energieerhaltungssatzes kann eine Energieänderung ΔE innerhalb des Systems nur durch einen Energietransport über die Systemgrenzen hinaus erfolgen. Der Transport der Energie erfolgt lediglich in den Energieformen Arbeit W , Wärme Q und der Energie E_M , die mittels einer Masse M über die Systemgrenzen transportiert

wird. Der Energietransport in Form der Wärme Q erfolgt aufgrund der Temperaturdifferenz zwischen dem System und seiner Umgebung und wird als Wärmetransport bezeichnet. Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik besagt unter anderem, dass Wärme stets in Richtung abnehmender Temperaturen transportiert wird.

Der Wärmetransport lässt sich generell in die folgenden drei Arten unterteilen:

- Wärmeleitung
- Konvektion
- Strahlung

2.3.1 Wärmeleitung

Die Grundlage zur Berechnung aller Wärmeleitungsvorgänge bildet das Fouriersche Gesetz und lautet:

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad}T \quad (2.25)$$

Zur Veranschaulichung des Wärmetransports werden im Folgenden die Berechnungsmethoden am Beispiel einer ebenen Wand nähergebracht. Als weiterführende Literatur zu speziellen Problemstellungen soll hierbei auf [4] verwiesen werden.

Stationäre Wärmeleitung Unter der Annahme einer ebenen Wand der Dicke δ und Wandoberfläche A , die auf der einen Seite die Oberflächentemperatur T_1 und auf der anderen Seite die Oberflächentemperatur T_2 , mit $T_1 > T_2$ aufweist, vereinfacht sich das Fouriersche Gesetz (Gl. 2.25) aufgrund der Eindimensionalität des Wärmetransports zu:

$$\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (2.26)$$

Dabei ist x die Richtung normal zur Wandoberfläche. Bei einer stationären Wärmeleitung entlang der Wandnormalen x muss $\dot{q} = \dot{Q}/A = \text{const.}$ gelten. Nimmt

man zudem eine konstante Wärmeleitfähigkeit an und vernachlässigt deren Temperaturabhängigkeit, so kann Gl. (2.26) entlang der x-Koordinate vom Ort 1 zum Ort 2 integriert werden. Die Wärmestromdichte, mit der Wärme von der heißen Wandoberfläche zur kalten Wandoberfläche geleitet wird, ergibt sich damit zu:

$$\dot{q} = \lambda \frac{T_1 - T_2}{\delta} \quad (2.27)$$

Der Wärmestrom durch die zuvor beschriebene Wand ist somit:

$$\dot{Q} = -\lambda A \frac{T_1 - T_2}{\delta} \quad (2.28)$$

Instationäre Wärmeleitung Die instationäre Wärmeleitung ist dadurch gekennzeichnet, dass die Temperatur nicht nur eine ortsabhängige Größe ist, sondern auch eine Funktion der Zeit t . Wird eine konstante Wärmeleitfähigkeit (Isotropie und Temperaturunabhängigkeit) angenommen, so führt die Energiebilanz mit berücksichtigter Fourierscher Wärmeleitung an einem finiten massebehafteten Element eines ruhenden, inkompressiblen Körpers zum Zusammenhang:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{\dot{q}_s}{\rho c} \quad (2.29)$$

Mithilfe des volumetrischen Quellterms $\dot{q}_s$ im betrachteten Element kann beispielsweise die Energiefreisetzung bei exothermen Reaktionen oder die Bindung von Energie durch Phasenwechsel beschrieben werden. Der neu eingeführte Wert der Temperaturleitfähigkeit a ist eine stoffabhängige Größe und bildet als Produkt mit der Dichte und spezifischen Wärmekapazität die Wärmeleitfähigkeit.

$$\lambda = a \rho c \quad (2.30)$$

Mithilfe des Laplace-Operators ∇ lassen sich die partiellen Ableitungen bilden und führen

- bei kartesischen Koordinaten zu

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.31)$$

- bei zylindrischen Koordinaten zu

$$\nabla^2 T = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.32)$$

- bei Kugelkoordinaten zu

$$\nabla^2 T = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial T}{\partial \Theta} \right) \quad (2.33)$$

Betrachtet man eine eindimensionale, instationäre Wärmeleitung entlang der x-Richtung, beispielsweise durch eine ebene Wand, so vereinfacht sich Gleichung 2.29 zu:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2.34)$$

Somit ist bei einer zeitlich veränderlichen Wandoberflächentemperatur, im Vergleich zum stationären Fall, das Temperaturprofil in einer ebenen Wand nicht mehr linear. Der zugeführte und der abgeführte Wärmestrom aus den Wänden unterscheiden sich, sodass die Differenz der Wärmeströme zu einer zeitlichen Veränderung der inneren Energie und dementsprechend einer zeitlichen Veränderung der Temperatur führt.

2.3.2 Konvektiver Wärmeübergang

Als konvektiver Wärmeübergang wird der Wärmeübergang in einer fluiden Grenzschicht beschrieben. Der Wärmeübergang in dieser Grenzschicht erfolgt vom Fluid

zur Wand beziehungsweise von der Wand zum Fluid. Dabei setzt sich die Wärmestromdichte aus dem Produkt von Wärmeübergangskoeffizienten α und Temperaturdifferenz zwischen Wandoberfläche und Fluid außerhalb der Grenzschicht ΔT zusammen.

$$\dot{q} = \alpha \Delta T \quad (2.35)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient α wird zunächst in der dimensionslosen Nusselt-Zahl

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (2.36)$$

mithilfe der Korrelationen

$$Nu = f(Re, Gr, Pr) \quad (2.37)$$

berechnet, die meist auf empirisch oder halbempirisch ermittelten Zusammenhängen beruhen. Diese hängen von der Form der Wandoberfläche (eben, gewellt, glatt, rau, berippt usw.) und der Strömungsform und -geschwindigkeit ab. [4]

Einphasig, erzwungene Konvektion Der Wärmeübergang bei einer einphasigen, erzwungenen Konvektion wird durch die Nusselt-Korrelation

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} = f(Re, Pr) \quad (2.38)$$

beschrieben. Nachfolgend wird die erzwungene Konvektion an einer ebenen Platte verdeutlicht.

Für eine laminare Strömung entlang einer ebenen Platte gilt nach Pohlhausen [20] die Nusselt-Korrelation

$$Nu = 0,664Re^{1/2}Pr^{1/3} \quad (2.39)$$

unter den Bedingungen

$$Re = \frac{vL}{\nu} < 10^5 \quad (2.40)$$

und

$$0,6 \leq Pr \leq 2000 \quad (2.41)$$

wobei v die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids außerhalb der Grenzschicht und L als charakteristische Länge die Plattenlänge beschreibt. Für die Auswahl der Kenngrößen wird die mittlere Temperatur T_m herangezogen, die sich aus der Oberflächentemperatur der Wand T_W und der Fluidtemperatur außerhalb der Grenzschicht T_∞ nach der Gleichung $T_m = (T_W - T_\infty)/2$ zusammensetzt.

Ab einer Reynolds-Zahl von $Re = 5 \cdot 10^5$ ist die Strömung entlang der ebenen Platte turbulent und es gilt nach Gnielinski [21] die Nusselt-Korrelation

$$Nu = \frac{0,037Re^{0,8}Pr}{1 + 2,443Re^{-0,1}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.42)$$

unter den Bedingungen

$$5 \cdot 10^4 < Re < 10^7 \quad (2.43)$$

und

$$0,6 \leq Pr \leq 2000 \quad (2.44)$$

Im Übergangsbereich zwischen einer laminaren und turbulenten Strömung und als gute Näherung auch im gesamten Bereich $10 < Re < 10^7$ können die Nusselt-Korrelationen für eine laminare Strömung Nu_{lam} nach Gleichung 2.39 und eine turbulente Strömung Nu_{turb} nach Gleichung 2.42 wie folgt zu einer Nusselt-Korrelation zusammengefasst werden:

$$Nu = \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \quad (2.45)$$

Einphasig, freie Konvektion Der Wärmeübergang bei einer einphasigen, freien Konvektion wird durch die Nusselt-Korrelation

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} = f(Gr, Pr) \quad (2.46)$$

beschrieben. Wobei die Grashof-Zahl nach Gleichung (2.21) berechnet wird. Der Umschlagpunkt zwischen laminarer und turbulenter Strömung steht im Zusammenhang mit der Rayleigh-Zahl. Die notwendigen Stoffwerte werden bei mittlerer Temperatur ausgewählt ($T_m = (T_W - T_\infty)/2$).

$$Ra = GrPr \quad (2.47)$$

Für eine freie Strömung entlang einer vertikalen ebenen Wand der Länge L bestimmt sich die Nusselt-Korrelation nach Churchill und Chu [22] zu:

$$Nu = \left(0,825 + \frac{0,387Ra^{1/6}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right)^2 \quad (2.48)$$

unter den Bedingungen

$$0 < Pr < \infty \quad (2.49)$$

und

$$0 \leq Ra \leq 10^{12} \quad (2.50)$$

Der Umschlag zwischen laminarer zu turbulenter Strömung findet bei $Ra \approx 10^9$ statt. [4]

2.3.3 Wärmeübergang beim Sieden

Mit dem Begriff Sieden bezeichnet man die Verdampfung einer Flüssigkeit, wenn die Wandtemperatur T_W gegenüber der Sättigungstemperatur T_S hinreichend hoch überhitzt ist. Als Sättigungstemperatur bezeichnet man die Temperatur, bei der eine Flüssigkeit ihre maximale thermische Energie besitzt ohne zu verdampfen beziehungsweise ein Dampf seine minimalen thermischen Energie besitzt ohne zu kondensieren. Bei Atmosphärendruck wird die Sättigungstemperatur oft mit dem Siedetemperatur gleichgesetzt. Ohne eine aufgeprägte erzwungene Konvektion spricht man vom Behältersieden oder auch Sieden in freier Strömung. Das Verdampfen mit erzwungener Konvektion bezeichnet man als Strömungssieden. Hierbei findet, genau genommen, eine Überlagerungen der Wärmeübertragungsvorgänge von Behältersieden und erzwungener Konvektion statt. Der Zusammenhang zwischen Wärmestromdichte $\dot{q}$ und der Wandüberhitzung $\Delta T = T_W - T_S$ kann mithilfe der Siedekurve, auch Nukijama-Kurve genannt, beschrieben werden. Dieser Zusammenhang wurde von Shiro Nukijama um 1930 gemessen.

Die Siedekurve (Abb. 2.4) kann in 4 charakteristische Teilbereiche untergliedert werden. Bereich A der Abbildung zeichnet sich durch eine einphasige Konvektion aus, bei der die Wärme der Wand durch die umgebende Flüssigkeit an die Phasengrenze zwischen Flüssigkeit und Dampf transportiert wird und dort verdampft. Diesen Vorgang bezeichnet man auch als *stilles Sieden*.

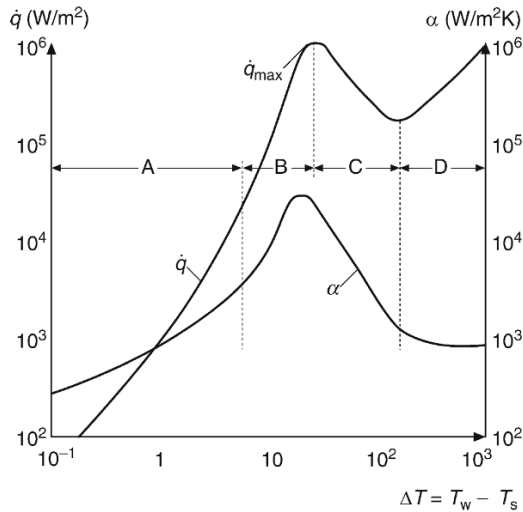


Abbildung 2.4: Nukijama-Kurve für Behältersieden (Wasser bei 1 bar) mit den Siedebe-
reichen: A - stilles Sieden, B - Blasensieden,
C - instabiler Bereich, D - Filmsieden [4]

Bereich B beschreibt den Vorgang des *Blasensiedens*. Hierbei entstehen und wachsen Dampfblasen an Keimstellen auf der Wandoberfläche. Wenn dabei die Auftriebskraft die Haftkraft übersteigt, löst sich die Dampfblase und steigt nach oben. Die aufsteigenden Blasen führen zu einer starken Strömung und Durchmischung der thermischen Grenzschicht und erhöhen somit den Wärmeübergang.

Wird die Wandüberhitzung ΔT und die Wärmestromdichte $\dot{q}$ weiter gesteigert, erfolgt eine Zunahme der Blasenanzahl. Diese verbinden sich zunehmend und bilden somit immer größere Blasen. Ab einer kritischen Wärmestromdichte $\dot{q}_{max}$ bildet sich partiell ein Dampffilm aus, der thermisch isolierend wirkt und im Bereich D einen stabilen Dampffilm bildet. Der Bereich D wird aufgrund des stabilen Dampffilms als *Filmsieden* bezeichnet. Senkt man nun ausgehend vom Bereich D die Wärmestromdichte, so ist zu beobachten, dass der Dampffilm ab einer bestimmten Wandüberhitzung ΔT aufreißt und teilweise wieder mit Flüssigkeit benetzt wird. Diese Grenztemperatur bezeichnet man als *Leidenfrosttemperatur*.

Bereich C bildet das Gebiet zwischen dem Erreichen eines stabilen Dampffilms und ΔT bei Leidenfrosttemperatur. Dieser Bereich zeigt ein instabiles Verhalten,

wo sich Blasensieden und Filmsieden chaotisch abwechseln. Daher wird dieser als *instabiler Bereich* bezeichnet.

Für das Behältersieden berechnet sich der Wärmeübergangskoeffizient wie folgt:

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{T_W - T_S} \quad (2.51)$$

Aufgrund der hohen Komplexität des Siedens als Form eines Wärmetransportvorganges, wie Abb. 2.4 zeigt, werden der Wärmeübergangskoeffizient α beziehungsweise die Nusselt-Korrelation rein empirisch bestimmt. Für das Blasensieden von reinem Wasser gilt im Bereich von Sättigungsdrücken $0,5 \text{ bar} \leq p \leq 20 \text{ bar}$

$$\alpha = 1,95 \dot{q}^{0,72} p^{0,24} \quad (2.52)$$

Zu beachten ist hier, dass der Druck p in der Einheit *bar* zu verwenden ist. [4]

2.3.4 Wärmestrahlung

Auf die Wärmestrahlung von Körpern sei an dieser Stelle lediglich auf deren Existenz hingewiesen. Für die im weiteren Verlauf beschriebenen und untersuchten Vorgänge wird die Wärmestrahlung vernachlässigt, da der Wärmetransport durch diese im Vergleich zu Konvektion und Sieden als sehr gering angenommen wird. Folglich wird auch der Einfluss auf den Abkühlgradienten des Bauteils durch Wärmestrahlung als vernachlässigbar klein angenommen.

2.4 Zylinderkopf-Legierung AlSi10Mg(Cu)

Bei der hier betrachteten Zylinderkopflegerung AlSi10Mg(Cu) handelt es sich um ein Mehrstoff-System. Für eine gesonderte Betrachtung der Legierungselemente und deren Einfluss wird die Legierung zunächst in 5 binäre (Zweistoff-) Systeme aufgeteilt. Diese 5 Legierungselemente bilden auf die Masse bezogen die höchsten Legierungsanteile. Silizium ist bei der hier betrachteten Zylinderkopflegerung das Hauptlegierungselement. Die Angabe hinter dem jeweiligen System beschreibt

den Massenanteil des jeweiligen Legierungselementes in der Zylinderkopflegerung nach DIN EN 1706 [23].

Aluminium-Silizium (9,0-11,0%) Das binäre System aus Aluminium und Silizium bildet ein einfaches eutektisches System, welches seinen eutektischen Punkt bei ca. 12,5% und 577°C hat. Bei dieser Temperatur sind 1,65% Si im aluminiumreichen α -Mischkristall löslich. Diese Löslichkeit nimmt mit fallender Temperatur stark ab und es besteht bei Raumtemperatur nahezu keine Löslichkeit mehr, sodass ein α -Si-Gefüge entsteht, welches nur eine geringe, zu vernachlässigende, Festigkeitssteigerung bietet. Die eutektische Legierung bildet die wichtigste Legierung dieses Systems, da sie günstige Gießeigenschaften besitzt. Bei langsamer Abkühlung der Schmelze, wie es zum Beispiel bei Sandguss anzutreffen ist, kann eine entartete Ausbildung des Eutektikums entstehen. Dies macht sich dadurch bemerkbar, dass kein fein ausgebildetes und gleichmäßiges Eutektikum vorliegt, sondern größere platten- und nadelförmige Silicium-Kristalle gebildet werden, die stark verspröden wirken. Durch die Zugabe von z.B. Natrium, Antimon oder Strontium in die Schmelze bei 720°C - 780°C kann die Legierung "veredelt" und die Entartung vermieden werden. Dies führt zur gewünschten feinen Ausbildung des Eutektikums bei (unter-)eutektischen Legierungen. Es tritt zudem eine von der Erstarrungsgeschwindigkeit abhängige Unterkühlung sowie Konzentrationsverschiebung des eutektischen Punktes ein. Die Diffusion der Siliziumatome in der Schmelze werden behindert, sodass sehr feine, abgerundete Kristalle entstehen, die zu einer Steigerung von Festigkeit und Dehnung führen. Bei der Anwendung von Kokillenguss wird die beschriebene Entartung aufgrund der abschreckartigen, schnelleren Abkühlung durch die kalte Kokille vermieden. [24]

Aluminium-Magnesium (0,20-0,45%) Dieses System bildet im Bereich von 0% bis ca. 36% Magnesiumanteil ein eutektisches System. Aluminium und die intermetallische Verbindung AlMg (β -Phase) haben bei ca. 34,5% Mg und 451°C ihren eutektischen Punkt. Bei dieser Temperatur beträgt die maximale Löslichkeit von Magnesium im Aluminium 17,4%. Dies zeigt, dass Magnesium sehr gut in Aluminium löslich ist und es entsteht eine technische Nutzbarkeit für eine Mischkristallhärtung. Mit sinkender Temperatur nimmt die Löslichkeit von Mg stark ab und beträgt bei 100°C nur noch ca. 2% Mg im α -Mischkristall. Nicht gelöstes Magnesium ist in Form der β -Phase (AlMg) zu finden. Diese sind zusammenhängende Bänder, die sich an den Korngrenzen des α -Mischkristalls ausscheiden. Ein Nachteil dieses Systems ist die Korrosionsanfälligkeit von AlMg. Befinden

sich größere Mengen Magnesium übersättigt im System, kommt es nach Auslagerung bereits bei Raumtemperatur zur Ausscheidung der metastabilen β' -Phase (Al_3Mg_2). Bei längerer Auslagerungszeit und höheren Temperaturen bildet sich die Gleichgewichtsphase β . Dabei sind die Phasen β und β' elektrochemisch betrachtet unedler als Aluminium und werden daher stärker von korrosiven Medien angegriffen. [24]

Aluminium-Mangan (0,55%) Das System aus Aluminium und Mangan bildet bei Temperaturen größer als 710°C die intermetallische Phase Al_2Mn , unterhalb dieser Temperatur die intermetallische Phase Al_6Mn . Aluminium und Al_6Mn bilden bei einem Masseanteil von 1,9% Mangan ein Eutektikum mit der eutektischen Temperatur von 657°C . Die eutektische Phase ist im Gefüge von 1% bis 2% Mg sichtbar. Die Gleichgewichtslöslichkeit von Mangan in Aluminium beträgt bei 658°C 1,82%, bei 300°C nur noch 0,02% und bei Raumtemperatur kann man den gelösten Anteil vernachlässigen. Typisch für dieses System ist, dass das Mangan in Form von feinen AlMn -Phasen, beziehungsweise AlMnSi -Phasen in technischen Legierungen vorliegt und einen Durchmesser von ca. $0,1\text{--}0,5\mu\text{m}$ aufweist. Bei einer rekristallisierenden Glühung führt Mangan zu einer Hemmung von Rekristallisation und Kornwachstum. [24]

Aluminium-Eisen (0,65%) Eisen kommt in diesem System in Form der intermetallischen Verbindung Al_3Fe vor, welches bei einer Temperatur von 1160°C peritektisch aus der intermetallischen Verbindung Al_5Fe_2 und der Schmelze entstanden ist. Aluminium und Al_3Fe bilden bei einem Anteil von 1,8% Eisen ein Eutektikum mit der eutektischen Temperatur 655°C . Das Eutektikum bildet wie beim System Al-Si entartete Kristalle in Form von spröden Nadeln. Die maximale Löslichkeit von Eisen in Aluminium beträgt rund 0,04%. Eisen stellt bei Aluminiumlegierungen eine Verunreinigung dar und ist bis ca. 0,5% Massenanteil wenig störend. Höhere Gehalte an Eisen führen zur Bildung der angesprochenen spröden AlFe -Nadeln. [24]

Aluminium-Kupfer (0,35%) Aluminium und Kupfer bilden im Bereich von 0% bis ca. 53% Kupferanteil ein einfaches eutektisches Teilsystem. Das Eutektikum setzt sich aus dem aluminiumreichen α -Mischkristall und der intermetallischen Verbindung Al_2Cu (θ - oder Θ -Phase) zusammen und hat seinen eutektischen Punkt bei 33,2% Cu und 547°C . Bei der eutektischen Temperatur beträgt die maximale Löslichkeit von Kupfer in Aluminium 5,7% und bei 200°C nur noch

0,2%. Nicht gelöstes Kupfer liegt im Gleichgewichtszustand in der intermetallischen Phase Al_2Cu vor. Durch Ausscheidungen aus einem übersättigten Mischkristall können sich metastabile Übergangsphasen bilden, die als "Guinier-Preston-Zonen", kurz GP-Zonen, bezeichnet werden. Diese Übergangsphasen werden anhand ihrer Art der Phasengrenzen und Größe unterschieden [24]:

- bei Raumtemperatur bis 150°C bildet sich bei der Auslagerung im übersättigten Zustand die kohärente Phase GP I
- bei 80°C bis 200°C bildet sich die ebenso kohärente, aber größere Phase GP II (Θ'')
- ab 150°C bildet sich die teilkohärente Θ' -Phase
- ab ca. 300°C bildet sich die inkohärente Al_2Cu -Phase (Θ -Phase), die eine Überalterung darstellt, da diese mit einem starken Härteabfall verbunden ist

Aluminium-Magnesium-Silizium Das ternäre System aus Aluminium, Magnesium und Silizium bildet ein Feingefüge aus Aluminium-Mischkristallen und zahlreichen intermetallischen Verbindungen. Zu diesen Verbindungen gehören zum Beispiel Al_6Mg , Al_3Fe und die oft in verzweigter Form vorkommende intermetallische Verbindung Mg_2Si . Der Mg_2Si -Phase wird eine besondere Bedeutung für die Eigenschaft der Legierung zugeschrieben. Aufgrund ihrer temperaturabhängigen Löslichkeit in der Aluminiummatrix liefert diese einen Beitrag zum technisch wichtigen Aushärtungseffekt der Legierung. [24]

Auf die mittlere chemische Zusammensetzung und die (thermo-) physikalischen Eigenschaften der verwendeten Zylinderkopfflegierung AlSi10Mg(Cu) wird im Detail in Kapitel 3.2 eingegangen.

2.5 Wärmebehandlung von Aluminiumlegierungen

2.5.1 Allgemeines zur Wärmebehandlung

Die Wärmebehandlung ist eine: "Folge von Wärmebehandlungsschritten, in deren Verlauf ein Werkstück ganz oder teilweise Zeit-Temperatur-Folgen unterworfen wird, um eine Änderung seiner Eigenschaften und/oder seines Gefüges herbeizuführen. Gegebenenfalls kann während der Behandlung die chemische Zusammensetzung des Werkstoffes geändert werden" [25].

Eine wichtige Werkstoffkenngröße für die konstruktive Auslegung von Bauteilen ist die Streckgrenze. Diese beschreibt die maximale Beanspruchung, die ein Werkstoff elastisch ertragen kann. Im Motorenbau für mobile Maschinen, zu denen auch der Pkw zählt, ist es von besonderer Bedeutung, eine hohe Festigkeit bei geringem Gewicht zu realisieren. Ein gutes Verhältnis von Festigkeit $R_{p0,2}$ zu Dichte ρ besitzen Aluminiumlegierungen. Die Aluminiumgusslegierung AlSi10Mg(Cu) besitzt ein Verhältnis von $\approx 0,075 \text{ MPa}/(\text{kgm}^{-3})$ (im Vergleich die Graugusslegierung GGG-70: $\approx 0,061 \text{ MPa}/(\text{kgm}^{-3})$). Je größer das Verhältnis ist, desto höher ist das Leichtbaupotential. Um dieses Potential bei Aluminiumlegierungen nutzen zu können, werden diese wärmebehandelt.

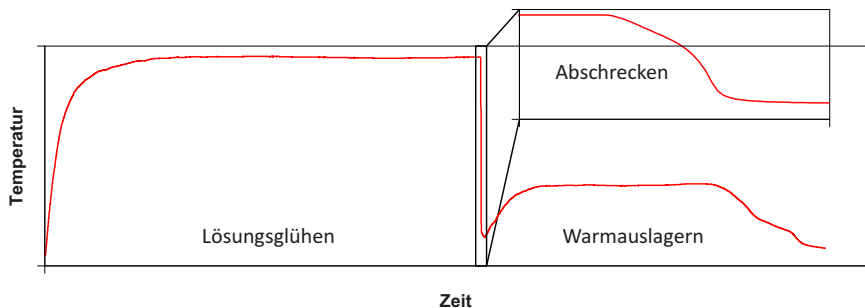


Abbildung 2.5: schematischer Temperaturverlauf einer T6-Wärmebehandlung

Im Folgenden wird speziell auf die aushärtbare Aluminiumgusslegierung AlSi10Mg(Cu) eingegangen, die mittels einer Temperaturfolge von Lösungsglühen, Abschrecken und Warmauslagern behandelt wird, wie Abbildung 2.5 exemplarisch zeigt.

Tabelle 2.1 zeigt eine Auswahl der Wärmebehandlungszustände, die in Abhängigkeit von Auslagerungszeit und -temperatur bei aushärtbaren Aluminiumlegierungen eingestellt werden können.

2.5.2 Ausscheidungshärten

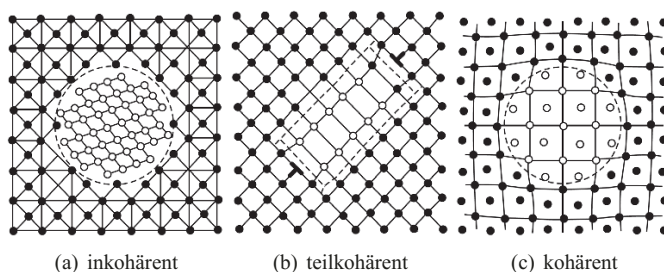
Grundlage für die Mechanismen der Teilchenhärtung sind Wechselwirkungen von Versetzungen infolge von (thermo-) mechanischer Beanspruchung mit den Teilchen im Kristallgitter. Versetzungen sind im Kristallgitter leicht beweglich, wenn diese nicht durch Störungen behindert werden. Störungen im Kristallgitter sind

Tabelle 2.1: Wärmebehandlungszustände [13]

W	lösungsgeglüht				
T1	warmumgeformt	+	abgeschreckt	+	kaltausgelagert
T2	warmumgeformt	+	abgeschreckt	+	kaltumgeformt + kaltausgelagert
T3	lösungsgeglüht	+	abgeschreckt	+	kaltumgeformt + kaltausgelagert
T4	lösungsgeglüht	+	abgeschreckt	+	kaltausgelagert
T5	warmumgeformt	+	abgeschreckt	+	warmausgelagert
T6	lösungsgeglüht	+	abgeschreckt	+	warmausgelagert (peak aged)
T7	lösungsgeglüht	+	abgeschreckt	+	warmausgelagert (überaltert)
T8	lösungsgeglüht	+	abgeschreckt	+	kaltumgeformt + warmausgelagert
O	weich-geglüht				

somit maßgebend für die mechanische Beanspruchbarkeit, da diese die Versetzungsbewegungen behindern. Für die gleiche plastische Verformung ist aus diesem Grund eine höhere Spannung notwendig als in einer ungestörten Matrix. Ein gezieltes Ausscheidungshärten ist nur bei Legierungssystemen mit den dafür notwendigen metallkundlichen Voraussetzungen möglich.

Ausscheidungen entstehen durch Phasenumwandlungen und sind von der Matrix durch Phasengrenzen getrennt. Diese können bezüglich der Grundmatrix kohärent, teilkohärent oder inkohärent sein, wie Abbildung 2.6 veranschaulicht. Die Art der Phasengrenze beeinflusst auf unterschiedliche Weise die Wechselwirkung der Versetzungen mit den Ausscheidungen.

**Abbildung 2.6:** Möglichkeiten für den Zusammenhang von Grundgitter α und Teilchen β [5]

Kohärente Ausscheidungen Bei kohärenten Ausscheidungen setzt sich die kristallografische Ebene der Grundmatrix in der Ausscheidung fort, sodass Versetzungen in einer Ebene bleiben. Kleine kohärente Teilchen werden von der Versetzung geschnitten und entlang der Schnittlinie um den Burgers-Vektor versetzt. Durch die Ausscheidung entsteht eine neue Phasengrenze, die wiederum zu einem höheren Energiebedarf für die Versetzungsbewegung führt. Je größer das ausgeschiedene Teilchen ist, desto mehr Energie muss für eine Versetzungsbewegung aufgebracht werden. Der Widerstand gegen plastische Verformung steigt und somit kommt es zu einem Festigkeits-/Härteanstieg. Die zusätzlich benötigte Spannung kann nach folgender Gleichung näherungsweise bestimmt werden:

$$\Delta\tau_{\text{schneiden}} \approx \sqrt{r}; r = \text{Teilchenradius} \quad (2.53)$$

Wenn die ausgeschiedenen Teilchen einen kritischen Durchmesser überschreiten, wird der Schneidmechanismus für die Versetzung zu energieaufwändig und es ist leichter, die Störstelle zu umgehen. Diesen Mechanismus nennt man Orowan-Mechanismus, bei dem sich die Versetzungslinie um die Ausscheidung legt. Auf der Rückseite der Ausscheidung verbindet sich die Versetzungslinie wieder und es bleibt ein Ring um die Ausscheidung bestehen. Mit kleiner werdendem Abstand zwischen den Ausscheidungsteilchen steigt der Energieaufwand weiter an und es kommt zu einer weiteren Steigerung von Festigkeit und Härte. Näherungsweise kann die zusätzlich benötigte Spannung wie folgt bestimmt werden:

$$\Delta\tau_{\text{umgehen}} \approx \frac{1}{L}; L = \text{Teilchenabstand} \quad (2.54)$$

Inkohärente Ausscheidungen Inkohärente Ausscheidungen besitzen eine andere Kristallstruktur als die Grundmatrix und werden daher immer von der Versetzung nach dem Orowan-Mechanismus umgangen. [13], [26]

2.6 Abschreckverfahren

2.6.1 Übersicht von Abschreckverfahren

Für das schnelle Abkühlen des Bauteils nach dem Lösungsglühen gibt es zahlreiche Verfahren. Diese Verfahren unterscheiden sich in erster Linie vom Abschreckmedium, welches die Temperatur vom Bauteil abführen soll. Eines der bekanntesten Verfahren ist das Abschrecken mit Flüssigkeiten, wie Wasser oder Öl. Zudem gibt es Gase, die zum Abschrecken genutzt werden und auch Kombinationen aus einer Flüssigkeits- und Gasabschreckung, das Spray-Abschrecken.

Die verschiedenen Abschreckmedien unterscheiden sich in ihrem Vermögen dem Bauteil Wärme zu entziehen. Sie haben somit einen Einfluss auf den Temperaturverlauf des Bauteils während des Abkühlvorganges.

In Anlagen, die für die Großserienfertigung von Zylinderköpfen ausgelegt sind, wird häufig auf die Verfahren *Wasserabschrecken* und *Luftabschrecken* zurückgegriffen, da sich diese am besten überwachen lassen und weniger fehleranfällig als andere Verfahren sind. Da Zylinderköpfe für die Anwendung bei Pkw-Motoren meist in Großserie hergestellt werden, wird im Folgenden näher auf Wasser- und Luftabschreckverfahren eingegangen. Als alternative Abschreckverfahren werden Spray- sowie Rotationsabschrecken vorgestellt.

2.6.2 Wasserabschrecken

In der Großserienfertigung von Zylinderköpfen wird das Verfahren der Wasserabschreckung in der Wärmebehandlung am häufigsten angewandt. Es hat den großen Vorteil, dass ein lösungsgeglühtes Bauteil in sehr kurzer Zeit abgekühlt werden kann und somit den übersättigten Mischkristall, welcher im Lösungsglühen erzeugt werden soll, "einfriert". Kurze Prozesszeiten und ein optimaler Ausgangszustand für das nachfolgende Warmauslagern bzw. Ausscheidungshärten können somit erreicht werden.

Der prinzipielle Aufbau einer Wasserabschreckanlage ist weitestgehend gleich gestaltet. Sie besteht aus einer Transporteinheit, um das Werkstück zu positionieren, einem Wasserbecken und einer Pumpe oder einer Hebe- und Senkeinrichtung, um eine Relativbewegung zwischen Wasser und Werkstück herstellen zu können. Es existieren zahlreiche Patentschriften, die den Aufbautypen und das Verfahren beschreiben. Der grundlegende Aufbau heutiger Wasserabschreckanlagen in der Zylinderkopffertigung ist in den Patentschriften [27], [28] erläutert.

Oberflächen-Volumen-Verhältnis Wie bereits beschrieben, soll während des Abschreckens möglichst schnell Wärme des abzuschreckenden Körpers entzogen werden. Die gespeicherte Wärmeenergie ist per Definition das Produkt aus der Masse m , der spezifischen Wärmekapazität c_p und der absoluten Temperatur T . Da c_p vom Werkstoff vorgegeben ist und die Temperatur ein Prozessparameter ist, bildet die Masse des Körpers eine Schlüsselfunktion. Des Weiteren ist die Abfuhr der Wärme, also der Wärmestrom, per Definition vom Wärmeübergangskoeffizienten α , der Bauteiloberfläche A und der Temperaturdifferenz ΔT abhängig. Hierbei stellen α eine Werkstoffkenngröße und ΔT einen Prozessparameter dar. Die Oberfläche des Körpers A bildet somit eine zweite Schlüsselfunktion bei der Abkühlgeschwindigkeit. Mithilfe der Werkstoffdichte ρ wird aus der Masse m das Volumen V berechnet. Somit kann mit der Beziehung aus Gleichung 2.55 eine Größe eingeführt werden, mit deren Hilfe sich Vergleiche zwischen verschiedenen Körpern, hinsichtlich ihrer Neigung schneller oder langsamer abzukühlen, abschätzen lassen.

$$OVV = \frac{A}{V} \quad (2.55)$$

Je größer das Oberflächen-Volumen-Verhältnis (OVV) ist, desto schneller kühlt der abzuschreckende Körper ab. Dieser Wert dient lediglich einer ersten Einschätzung hinsichtlich einer Bauteilgeometrie. Die tatsächliche Zeit, die zum vollständigen Abkühlen des Bauteils benötigt wird, ist deutlich komplexer zu bestimmen, wie bereits im Kapitel 2.3 angedeutet wurde.

Problematik eines zweiphasigen Abschreckmediums Eine der großen Herausforderungen beim Wasserabschrecken ist der Umgang mit der Dampfphase. Die Wärmeleitfähigkeit λ dieser Phase ist fast um den Faktor 30 kleiner als die von flüssigem Wasser [4] und weist somit eine Art isolierende Wirkung auf. Aufgrund der Bauteilgeometrie, die oft auch Hinterschnitte vorweist, kann ein Einschluss der Dampfphase und/oder Luft stattfinden, die während des gesamten Abschreckprozesses vorhanden ist und die Wärmeabfuhr an diesen Stellen beeinträchtigt. Da der Wärmestrom stets von energiereicheren zu energieärmeren Bereichen fließt, wird die Wärmeenergie beim Vorhandensein von Dampfeinschlüssen nicht mehr gleichmäßig über die Oberfläche des Bauteils verteilt an das Abschreckmedium abgegeben. Es treten somit Temperaturgradienten im Bauteil auf, die zu thermomechanischen Spannungen während des Abschreckprozesses führen können. Ein weiteres Phänomen im Wasserabschreckprozess ist der Leidenfrost-Effekt.

Leidenfrost-Effekt Der Leidenfrost-Effekt ist ein physikalischer Effekt, der die zeitlich verzögerte Änderung des Aggregatzustandes meint und nach dem deutschen Mediziner Johann Gottlob Leidenfrost benannt wurde, der diesen Effekt im Jahr 1756 in seiner Schrift „De aquæ communis nonnullis qualitatibus tractatus“ beschreibt.

Den Meisten ist dieser Effekt durch den „tanzenden“ Wassertropfen auf der heißen Herdplatte oder Pfanne bekannt. Physikalisch betrachtet, beobachtet man den Leidenfrost-Effekt bei einer starken Überhitzung der Oberfläche als Filmsieden, wie bereits in Kapitel 2.3.3 beschrieben, das durch die Leidenfrost-Temperatur zum Blasensieden abgegrenzt wird. Zwischen flüssigem Wasser und heißer Oberfläche bildet sich schlagartig ein Dampffilm, der die flüssige Phase vor der Hitze isoliert.

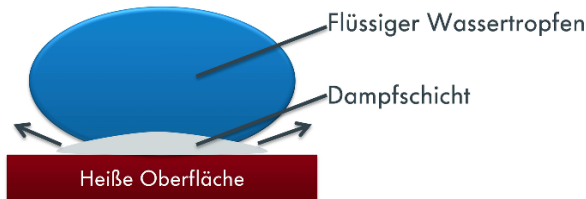


Abbildung 2.7: Leidenfrost-Effekt am Beispiel eines Wassertropfens auf einer heißen Herdplatte

Die Leidenfrost-Temperatur, bei der der stabile Dampffilm zusammenbricht, ist stark abhängig von der Wassertemperatur und Anströmgeschwindigkeit. In [29] wurden verschiedene Parameter untersucht, die einen Einfluss auf die Leidenfrost-Temperatur haben. Zusammenfassend war das Ergebnis, dass mit steigender Kühlmitteltemperatur die Leidenfrost-Temperatur abnimmt und sich mit steigender Anströmgeschwindigkeit zu höheren Temperaturen verschiebt. Eine höhere Leidenfrost-Temperatur hat ein schnelleres Abkühlen des Bauteils zur Folge, da schneller in die Blasensiedephase übergegangen wird. Bei ruhendem Wasser mit 80°C Ausgangstemperatur liegt die empirisch ermittelte Leidenfrosttemperatur bei 327°C.

2.6.3 Luftabschrecken

Das Luftabschrecken bildet eine spezielle Form des Gasabschreckens. Um ein Bauteil schnell abzukühlen, bedarf es nicht unbedingt eines flüssigen Abkühlmediums. Man kann dies auch mit Gasen und Gasgemischen durchführen, die in

der Prozessdurchführung und im Ergebnis Unterschiede zur Wasserabschreckung aufweisen können. Vergleicht man die Abschreckmedien Wasser und trockene Luft miteinander, so findet man einen erheblichen Unterschied in der Wärmeleitfähigkeit beider Medien. Die Wärmeleitfähigkeit von trockener Luft ist eine Größenordnung kleiner als die von reinem Wasser (bei 80 °C Fluidtemperatur: $\lambda_{\text{Wasser}} = 667,01 \text{ mWm}^{-1} \text{ K}^{-1}$; $\lambda_{\text{Luft}} = 30,22 \text{ mWm}^{-1} \text{ K}^{-1}$) [4]. Daraus resultiert eine deutlich schlechtere Wärmeleitung und somit Abkühlung des Bauteils beim Einsatz von reiner Luft als Abschreckmedium bei gleichen Randbedingungen. Das langsamere Abkühlen des Bauteils bei der Verwendung einer Gasabschreckung kann einen Einfluss auf die physikalischen Eigenschaften des Bauteils haben und muss somit bei der Auslegung für einen bestimmten Einsatzzweck berücksichtigt werden. Der übersättigte Aluminium-Mischkristall kann bei zu langsamer Abkühlung nicht vollständig “eingefroren“ werden und es treten bereits Ausscheidungen auf, um das Phasengleichgewicht herzustellen. Die optimale Basis für das nachfolgende Warmauslagern und Aushärten könnte somit nicht mehr gegeben sein und der Werkstoff verliert an Festigkeit im Vergleich zu einem wasserabgeschreckten Bauteil. Einer der großen Vorteile von Gasabschreckanlagen ist der relativ gleichmäßige Abkühlverlauf und die somit geringen Temperaturgradienten im Bauteil. Es können hohe thermomechanische Spannungen vermieden werden, die zu starken Verspannungen im Bauteil führen, deren Auswirkungen nachfolgend in Kapitel 2.7 beschrieben werden.

Der Aufbau einer Luftabschreckanlage für eine Zylinderkopf-Serienfertigung kann relativ einfach gestaltet sein. Sie besteht im Wesentlichen aus einer Transporteinheit zum Positionieren der Bauteile und einem oder mehreren leistungsstarken Gebläsen, welche Luft mit hoher Geschwindigkeit auf die Werkstücke blasen. Dabei gibt es Ausführungen, wo die Umgebungsluft unconditioniert zum Abschrecken genutzt wird und andere Ausführungen, die zum Beispiel die angesaugte Luft kühlen, bevor sie auf die abzuschreckenden Bauteile geleitet wird. Auch zum Gasabschrecken existieren zahlreiche Patente, die den Grundaufbau und spezielle Eigenschaften einer solchen Anlage beschreiben.

2.6.4 Sprayabschrecken

Eine Mischform aus Wasser- und Gasabschrecken bildet das Sprayabschrecken. Dabei können Abkühlparameter gezielt beeinflusst werden und somit die Wärmeströme sowie Temperaturgradienten zielgerichtet eingestellt werden. Trotz der Verwendung einer flüssigen Phase können mithilfe des Sprayabschreckens die Nachteile des Wasserabschreckens vermieden werden. Hierzu wird die Benetzung der

Bauteiloberfläche mit dem Kühlmedium so ausgelegt, dass kein Dampffilm entsteht, der das Bauteil nach außen thermisch isoliert. Im Idealfall verdampft der Wassertropfen auf der heißen Oberfläche, bevor der nächste Tropfen auf der Oberfläche auftrifft. Die dabei, aufgrund der Verdampfungsenthalpie, entzogene Wärme, führt zu einer schnellen, aber auch gleichmäßigen Abkühlung. Mithilfe des Sprayabschreckens können zudem Bauteilgeometrien berücksichtigt werden. Um eine möglichst gleichmäßige Abkühlung des gesamten Bauteils zu ermöglichen, lassen sich die Parameter des Sprühnebels so variieren, dass aus dicken Wänden mehr Wärmeenergie entzogen wird als aus dünnen Wänden. Als Parameter des Sprühnebels dienen Wassermassenstrom und/oder Luftdruck, die an jeder Düse getrennt geregelt werden können, sowie die Düsengeometrie, um die optimalen Abschreckparameter zu erhalten. [30], [31]

In [30] wurden Versuche an zylindrischen Halbzeugen durchgeführt und eines der Ergebnisse ist, dass die Bauteile, die sprayabgeschreckt wurden, eine geringere Dehngrenze und Zugfestigkeit aufweisen als wasserbadabgeschreckte Bauteile. Ein positiver Effekt war jedoch die Anhebung der Bruchdehnung bei der Verwendung einer Sprühkühlung im Vergleich zu einer Wasserabschreckung.

Aufgrund einer, im Vergleich zur Wasser- und Luftabschreckanlage, deutlich komplizierteren Regelung einer Abschreckanlage, die auf dem Prinzip des Sprayabschreckens beruht, ist der Einsatz in einer Großserienfertigung von Zylinderköpfen mit einem sehr großen Aufwand an Anlagenkomponenten, Regelung und Prozessüberwachung verbunden. Aus diesem Grund sei an dieser Stelle nur auf die Existenz einer solchen Anlage hingewiesen.

2.6.5 Rotationsabschrecken

Das Rotationsabschrecken beschreibt ein neuartiges Verfahren zum Abschrecken von Bauteilen in einem flüssigen Abschreckmedium und berücksichtigt im Speziellen die Geometrie des abzuschreckenden Körpers. Das Verfahren wurde vom Autor entwickelt und ist in der Offenlegungsschrift “DE 10 2015 202 464“ [32] ausführlich beschrieben und wird im Folgenden kurz erläutert.

Die Idee des Rotationsabschreckverfahrens ist, die im Abschnitt 2.6.2 beschriebenen Gaseinschlüsse (in Form von Luft oder Dampfphasen) durch Rotation des abzuschreckenden Körpers aus den Hinterschnitten entweichen zu lassen. Somit soll der Wärmeübergangskoeffizient und die Wärmeleitung in diesen Bereichen vergrößert werden, um einen Wärmestau (Hotspots) zu vermeiden. Das Vorhandensein von Gaseinschlüssen kann zu einer ungleichmäßigen Abkühlung des Bauteils oder

von Bauteilbereichen führen. Im ungünstigsten Fall treten hohe thermomechanische Spannungen auf, die, wie in Kapitel 2.7 beschrieben, zu plastischen Verformungen und somit Eigenspannungen führen können, die sich wiederum ungünstig auf die Bauteilfestigkeit auswirken können.

Der Aufbau einer solchen Anlage ist deutlich komplizierter als der einer Wasserbad- oder Luftabschreckanlage, da zusätzlich zur Transporteinheit und der Fluidzuführung eine Mechanik zum Greifen und Drehen des Werkstückes benötigt wird. Die Anlage kann unabhängig vom Abschreckmedium verwendet werden, wobei die Vorteile der Anlage besonders bei flüssigen Medien zu sehen sind.

Eine Anlage zur Anwendung des Rotationsabschreckens befindet sich aktuell in der Planungsphase. Daher soll an dieser Stelle lediglich auf deren Existenz hingewiesen werden.

2.7 Eigenspannungen

“Eigenspannungen sind mechanische Spannungen, die in kräfte-, momenten- und temperaturgradientenfreien Festkörpern auftreten und im Gleichgewicht stehen. Sie sind stets eine Folge inhomogener elastischer oder elastisch-plastischer Deformationen in unterschiedlich großen Volumenbereichen“ [33]

Es kann davon ausgegangen werden, dass Eigenspannungen in jedem Festkörper vorhanden sind. Das Vorhandensein von Eigenspannungen bildet somit keine Ausnahme, sondern die Regel. Lokale Beanspruchungen von Bauteilen setzen sich somit aus Last- und Eigenspannungen zusammen. Das zeigt, dass Eigenspannungen einen Einfluss auf die Werkstückeigenschaften haben können. [6]

2.7.1 Klassifizierung von Eigenspannungen

Um einen Überblick geben zu können, wie Eigenspannungen entstehen, soll zunächst eine Klassifizierung erfolgen. Die erste Klassifizierung bilden die Eigenspannungshauptgruppen, von denen einige nach [6] im Folgenden aufgelistet sind, welche als Ergebnis vieler technisch relevanter Prozesse entstehen:

- Gusseigenspannungen
- Umformeigenspannungen
- Bearbeitungseigenspannungen

- Wärmebehandlungseigenspannungen
- Fügeigenspannungen
- Deckschichteigenspannungen
- Diffusionseigenspannungen.

Eine weitere Klassifizierung kann auf Basis der physikalischen bzw. mikrostrukturellen Eigenschaften erfolgen, welche sich auf das Objekt und nicht auf den Fertigungsprozess beziehen. Diese werden in Eigenspannungen I., II. und III. Art unterteilt, welche sich auf Bereiche beziehen, in denen Eigenspannungen als quasihomogen angesehen werden können.

Nach [33], [6] u.a. werden die drei Eigenspannungsarten wie folgt definiert:

- **“Eigenspannungen I. Art** sind über größere Werkstoffbereiche (mehrere Körner) nahezu homogen. Die mit Eigenspannungen I. Art verbundenen inneren Kräfte sind bezüglich jedes Schnittes durch den ganzen Körper im Gleichgewicht. Ebenso verschwinden die mit ihnen verbundenen inneren Momente bezüglich jeder Achse. Bei Eingriffen in das Kräfte- und Momentengleichgewicht von Körpern, in denen Eigenspannungen I. Art vorliegen, treten immer makroskopische Maßänderungen auf.“
- **“Eigenspannungen II. Art** sind über kleine Werkstoffbereiche (ein Korn oder Kornbereich) nahezu homogen. Die mit Eigenspannungen II. Art verbundenen inneren Kräfte und Momente sind über hinreichend viele Körner im Gleichgewicht. Bei Eingriffen in dieses Gleichgewicht können makroskopische Maßänderungen auftreten.“
- **“Eigenspannungen III. Art** sind über kleinste Werkstoffbereiche (mehrere Atomabstände) inhomogen. Die mit Eigenspannungen III. Art verbundenen inneren Kräfte und Momente sind in kleinen Bereichen (Teilen eines Kornes) im Gleichgewicht. Bei Eingriffen in dieses Gleichgewicht treten keine makroskopischen Maßänderungen auf.“

Eigenspannungen erster Art werden auch als Makroeigenspannungen bezeichnet und Eigenspannungen II. und III. Art zusammenfassend als Mikroeigenspannungen, wie Abbildung 2.8 veranschaulicht.

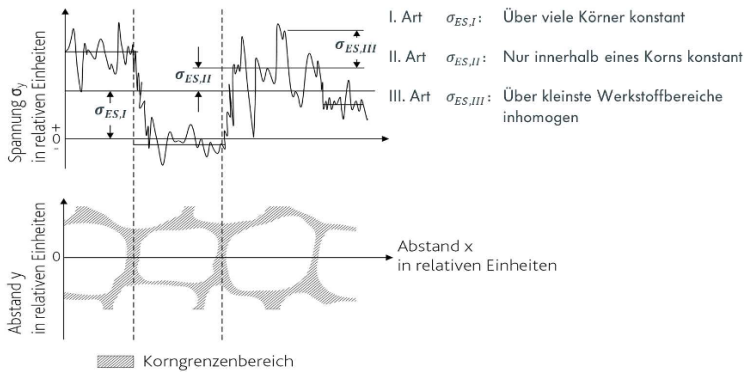


Abbildung 2.8: Eigenspannungen I., II. und III. Art [6], [7] u.a.

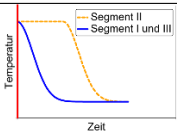
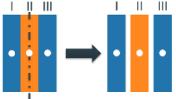
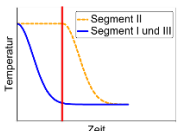
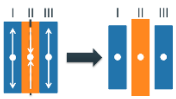
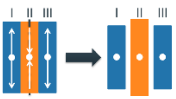
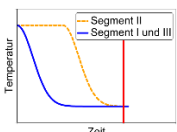
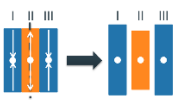
2.7.2 Entstehung von Eigenspannungen

In den nachfolgenden Untersuchungen soll speziell auf die Entstehung von Eigenspannungen infolge einer Wärmebehandlung eingegangen werden. Dabei ist zu unterscheiden, ob eine rein elastische Verformung oder eine elastisch-plastische Verformung des Werkstoffes stattfindet. Im Fall eines homogenen, also einphasigen Werkstoffes entstehen bei rein elastischem Werkstoffverhalten nur während des Abkühlprozesses Spannungen im Bauteil, die zum Ende des Prozesses keine Eigenspannungen aufweisen. Zur Veranschaulichung des Eigenspannungsentstehungsmechanismus wird ein Rand-Kern-Modell in Anlehnung an [6] und [34] herangezogen und in Tabelle 2.2 grafisch veranschaulicht. Aufgrund des Wärmestroms, der stets vom warmen Bauteil zum kühleren Abschreckmedium fließt, entsteht ein Temperaturprofil im Bauteil. Dabei bilden die Oberfläche die kühleren Bereiche und der Bauteilkern den wärmeren Bereich. Je nach Temperaturunterschied zwischen den Bereichen kommt es zu mehr oder weniger starken Unterschieden in der thermischen Dehnung beider Bereiche. Je größer der Temperaturunterschied ist, desto größer ist Wahrscheinlichkeit einer plastischen Dehnung und somit der Entstehung von Eigenspannungen infolge des Abschreckprozesses.

Bei mehrphasigen Werkstoffen, bei denen die einzelnen Phasen unterschiedliche Wärmedehnungskoeffizienten besitzen, können Eigenspannungen durch Temperaturänderungen auftreten. Geht man von einem temperaturgradientenfreien Zustand des Bauteils aus und ändert homogen dessen Temperatur, so kommt es zu einer Verspannung der einzelnen Phasen, die sich unterschiedlich gedehnt haben. Die entstandenen Spannungen werden ebenso als Eigenspannungen bezeichnet, da diese

der Definition entsprechen, dass ein homogenes Temperaturfeld vorliegt und keine äußeren Kräfte und Momente einwirken. Eigenspannungen können also auch ohne Beteiligung von plastischen Dehnungen auftreten. Die auftretenden Spannungen sind innerhalb eines Kornes oder Gefügebestandteils konstant. Benachbarte Körner oder Gefügebestandteile weisen ein entgegengesetztes Vorzeichen auf. Aufgrund der räumlichen Wirkung der Spannung entsprechen diese Eigenspannungen II. und III. Art. Eigenspannungen I. Art, also über größere Bauteilbereiche, sind in diesem Fall gleich Null. [6]

Tabelle 2.2: Rand-Kern-Modell, Eigenspannungsentstehung während des Abschreckens

Temperaturprofil	elastisch-plastisch	elastisch	Beschreibung
			Kern (Segment II) und Randbereiche (Segmente I und III) des Bauteils sind erhitzt und haben dieselbe Temperatur. Es herrscht ein spannungsfreier Zustand.
			Die Randbereiche sind kälter als der Kern und haben sich aufgrund der thermischen Dehnung zusammengezogen. Es resultiert somit eine Zugspannung im Randbereich und eine Druckspannung im Kern. Wird die Dehngrenze überschritten kommt es zu einer plastischen Verformung.
			Kern und Randbereich sind abgekühlt und haben dieselbe Temperatur. Bei rein elastischem Verhalten sind keine Eigenspannungen vorhanden. Bei erzeugter Plastifizierung während des Abkühlens ist im kalten Zustand eine elastische Dehnung vorhanden, die man als Eigenspannung bezeichnet.
			

2.7.3 Messen von Eigenspannungen

Für das Messen beziehungsweise Ermitteln von Eigenspannungen wurde eine Vielzahl von Methoden entwickelt. Diese Methoden unterteilt man zunächst in die zwei Hauptgruppen “zerstörungsfreie Messmethoden“ und “zerstörende Messmethoden“. Wie bereits durch die Namensgebung beschrieben, wird das eigentliche Messen einer physikalischen Größe, die zur Berechnung der Eigenspannung benötigt wird, entweder zerstörend oder zerstörungsfrei durchgeführt. Zerstörende Messmethode muss allerdings nicht heißen, dass das Bauteil nach der Prüfung seine Funktion nicht mehr ausführen kann. Man kann daher die einzelnen Verfahren der zerstörenden Messmethoden weiterhin unterteilen. Als “zerstörend“ werden nun Methoden bezeichnet, bei denen das Bauteil nach der Prüfung nicht mehr die eigentliche Funktion erfüllen kann, während ein “teilzerstörtes“ Bauteil durchaus noch in der Lage ist, die eigentliche Funktion auszuführen. Tabelle 2.3 bietet einen Überblick von einigen Methoden zur Ermittlung von Eigenspannungen und deren Eingruppierungen.

Tabelle 2.3: Übersicht von Methoden zur Eigenspannungsermittlung [14]

Messprinzip	Messgröße	Verfahren	Charakter
Mechanik	makroskopische Formänderung	Zerlegeverfahren	zerstörend
		Bohrlochmethode	
		Ring-Kern-Verfahren	
		Ausbohr- und Abdrehverfahren	
		Nocken- und Stegverfahren	
Diffraction	Gitterdehnung	Röntgenografie	zerstörungsfrei
		Neutronenmethode	
Akustik	zum Beispiel: Laufzeitdifferenz von Schallwellen	Ultraschallverfahren	
Magnetismus	zum Beispiel: Barkhausen Rauschamplitude	Magnetverfahren	

Die Diffraction bietet eine physikalisch genaue Methode zur Ermittlung der Gitterdehnung. Über das Hook’sche Gesetz wird anschließend mittels Elastizitätskonstante (E-Modul) die Spannung berechnet. Für die hier zur Anwendung kommende Legierung ist die Diffraction jedoch ungeeignet, da Korngrößen von über 1mm möglich sind, die eine Bestimmung von Eigenspannungen I. Art nahezu unmöglich machen. Sie basiert auf der Beugung, Reflexion und Interferenz von Strahlung am Kristallgitter des Werkstoffes. Mit den meisten Röntgendiffraktometern kann ein Röntgenstrahl mit einem Durchmesser von bis zu 3mm erzeugt und scharf abgebildet werden. Lenkt man diesen Strahl auf eine Probe mit einer Korngröße von 1mm,

kann man im besten Fall nur 3 Körner mit dem Stahl abdecken. Da die Lage der Körner, beziehungsweise die Ausrichtung der Gitterebenen genau stimmen muss, um eine brauchbare Interferenz zu erhalten, ist es sehr schwer, diese Methode für grobkörnige Werkstoffe anzuwenden. Es gibt die sogenannte Einkornmethode, bei der eine Probe um mehrere Achsen gedreht wird bis die Gitterebenen für brauchbare Interferenzen passen. Diesen Vorgang müsste man für mehrere Körner und in mehreren Tiefen wiederholen, um eine Aussage über Eigenspannungen I. Art treffen zu können. [6] und [Expertenerfahrungen des Karlsruher Institut für Technologie - KIT]

Aus diesem Grund wird auf die mechanische Bohrlochmethode zurückgegriffen, die für die hier benötigten Untersuchungen die effizienteste Lösung ist.

Bohrlochmethode In den nachfolgend beschriebenen Untersuchungen zum Optimieren des Eigenspannungszustandes von Zylinderköpfen wurde zum Ermitteln von Eigenspannungen am realen Bauteil die Bohrlochmethode angewandt. Sie hat den Vorteil, dass diese mobil eingesetzt werden kann und somit nicht zwingend ortsgebunden Untersuchungen durchgeführt werden müssen.

Die Bohrlochmethode ist ein weltweit anerkanntes Verfahren zur Bestimmung von Eigenspannungen und ist in der ASTM [35] genormt. Diese definiert das Verfahren mit der Aussage: “Die Bohrlochmethode unter Anwendung von Dehnmessstreifen bestimmt Eigenspannungen an der Oberfläche von isotropen linear-elastischen Werkstoffen. Sie beinhaltet das Anbringen einer Dehnmessstreifenrosette auf der Oberfläche, Bohren eines Loches in das geometrische Zentrum der Dehnmessstreifenrosette und das Messen der resultierend frei werdenden Dehnungen. Die Eigenspannungen innerhalb des entfernten Materials werden anschließend aus den gemessenen Dehnungen mittels einer Berechnungsfolge ermittelt.“

Für die Anwendung der Bohrlochmethode wird, wie beschrieben, eine spezielle Anordnung von Dehnmessstreifen benötigt. Diese Anordnung wird als Dehnmessstreifenrosette bezeichnet und findet in der Ausführung wie in Abbildung 2.9 dargestellt Anwendung in den nachfolgenden Untersuchungen. Auf der Dehnmessstreifenrosette sind die einzelnen Dehnmessgitter im 45° -Winkel angeordnet. Die Messung der Dehnungsänderungen, infolge des Materialabtrages, in diesen drei Achsen ermöglicht das Berechnen der Hauptdehnungen und -spannungen aus dem Spannungstensor.

Die Bohrlochmethode kann für Eigenspannungen, die einen konstanten oder veränderlichen Tiefenverlauf aufweisen, angewandt werden und eignet sich für eine oberflächennahe Eigenspannungsermittlung. Bei dünnen Bauteilen, deren Dicke

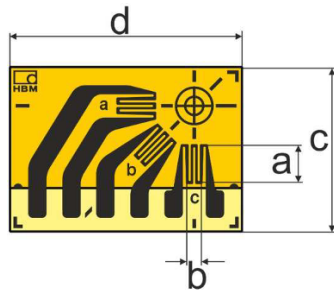


Abbildung 2.9: spezielle Dehnmessstreifenrosette vom Typ RY61K der Firma HBM mit Hauptabmessungen und Einzelmessgitter (Das Bohrzentrum befindet sich im Fluchtpunkt der einzelnen Messgitter) [8]

kleiner als der Bohrdurchmesser ist, muss der Eigenspannungsverlauf über der Tiefe als konstant angenommen werden und es dürfen maximal 50% der Dehngrenze als Spannungen freigesetzt werden, da es sonst zu plastischen Verformungen, speziell im Bohrgrund, kommen kann. Dicke Bauteile hingegen, deren Dicke ein Vielfaches des Bohrdurchmessers beträgt, können auch bei einem veränderlichen Eigenspannungsverlauf zur Eigenspannungsermittlung angewandt werden. Dabei dürfen maximal 80% der Dehngrenze als Spannung freigesetzt werden, da sonst auch hier eine plastische Verformung im Bohrgrund eintreten kann. Es ist daher notwendig für eine Bewertung der Ergebnisse den linear-elastischen Bereich des Werkstoffes zu kennen. Aufgrund des geringen Materialabtrags bis zu einer Tiefe von $0,5r_m$, dem halben Teilkreisradius, auf dem sich die Dehnmessgitter einer Rosette befinden, kann die Bohrlochmethode als teilzerstörende Methode bezeichnet werden, da die Beschädigung des Bauteils selten die Bauteilfunktion beeinträchtigt. [35], [36]

Neben den besonderen Anforderungen an die Dehnmessstreifenrosette und deren sorgfältige Installation auf dem zu messenden Bauteil, bildet das Bohrgerät selbst, wie in Abbildung 2.10 dargestellt, den zweiten wichtigen Teil der Messapparatur. Für die Eigenspannungsermittlung im Kapitel 3 kommt das Bohrlochmesssystem MTS3000-Restan der Firma SINT Technology zum Einsatz. Das System ist konform mit der Norm ASTM E837-13a und bildet eine optimale Lösung für die Anwendung an Zylinderköpfen. Der Fräser kann mittels einer Druckluftturbinen eine Drehzahl von bis zu 400.000min^{-1} erreichen und vermeidet somit das erneute Einbringen von Spannungen in den Messbereich. Die Kombination aus Hard- und Software ermöglicht das präzise Bestimmen der Oberfläche sowie eine μm -genaue Tiefenschrittsteuerung mittels Schrittmotor, um das Tiefenprofil sehr

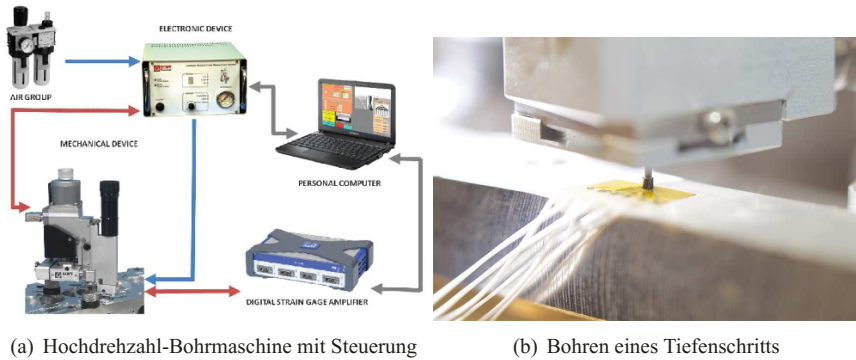


Abbildung 2.10: Bohrlochmesssystem zur Eigenspannungsermittlung [Fa. SINT]

genau abbilden zu können. Zudem sind die gängigsten Dehnmessstreifenrosetten, wie der RY61K von HBM bereits als Konfiguration enthalten und es lassen sich Messfehler, die durch eine Desachsierung der Bohrung zum Mittelpunkt der Dehnmessstreifenrosette entstehen, mittels implementierter Korrekturfunktion vermeiden. [36], [37]

Die zugehörige Software hat folgende Ansätze zur Eigenspannungsberechnung implementiert:

- Standard ASTM E837-13: uniform stress field
- Standard ASTM E837-13: non-uniform stress field
- Integral-Methode
- Kockelmann-Methode
- HDM Methode

Für die nachfolgenden Eigenspannungsuntersuchungen wurde die Integral-Methode zur Berechnung angewandt, da sie nach [38] gewählt werden sollte, wenn die zu erwartenden Eigenspannungen im Bauteil stark über die Tiefe verschieden sind. Diese Methode wird durch den ASTM Standard [35] und durch Schajer unter anderem in [36] und [39] beschrieben.

Für eine Dehnmessstreifenrosette, die wie in Abbildung 2.11 definiert ist, werden die Hauptspannungen nach [9] mithilfe der gemessenen Dehnungsänderungen der Gitter nach einem Bohrschritt wie folgt berechnet:

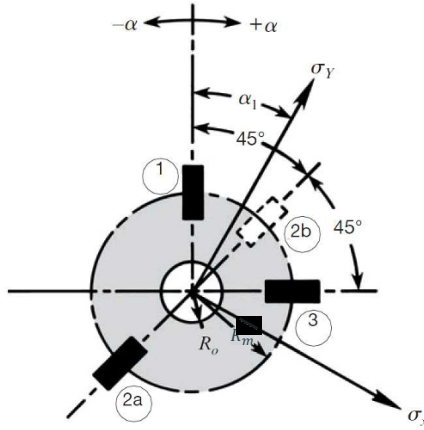


Abbildung 2.11: Zuordnung der DMS-Gitter auf DMS-Rosette [9]

$$\sigma_{max} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}{4\bar{A}} - \frac{1}{4\bar{B}} \sqrt{(\varepsilon_3 - \varepsilon_1)^2 + (\varepsilon_3 + \varepsilon_1 - 2\varepsilon_2)^2} \quad (2.56)$$

$$\sigma_{min} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}{4\bar{A}} + \frac{1}{4\bar{B}} \sqrt{(\varepsilon_3 - \varepsilon_1)^2 + (\varepsilon_3 + \varepsilon_1 - 2\varepsilon_2)^2} \quad (2.57)$$

$$\tan 2\alpha = \frac{\varepsilon_1 - 2\varepsilon_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_1 - \varepsilon_1} \quad (2.58)$$

Auf die Ermittlung der Kalibrierfaktoren $\bar{A}$ und $\bar{B}$, die zur Berechnung der Hauptspannungen aus den gemessenen Dehnungen notwendig sind, wird detailliert im Kapitel 3 eingegangen.

Optimierung von Eigenspannungszuständen an
Zylinderköpfen von PKW-Dieselmotoren mit Hilfe der
Simulation

Richter, R.

2017, XXIII, 147 S. 68 Abb., 35 Abb. in Farbe., Softcover

ISBN: 978-3-658-17110-0