

Materialwissenschaften

Prof. Peter Müller-Buschbaum, TUM School of Natural Sciences

Kapitel 11: Phasenumwandlungen

11.1 Einführung

11.2 Homogene Keimbildung

11.3 Heterogene Keimbildung

11.4 Keimwachstum

11.5 Entmischungsvorgänge

11.6 Kinetik von Phasenumwandlungen

11.7 Zusammenfassung

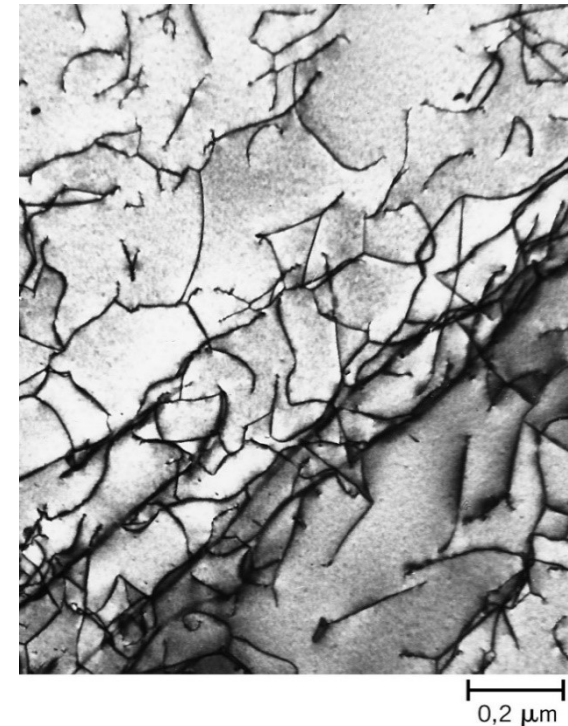
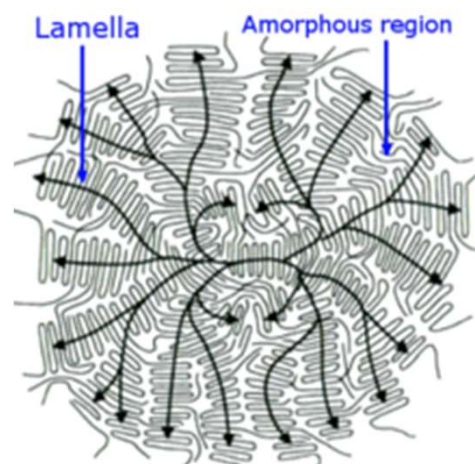
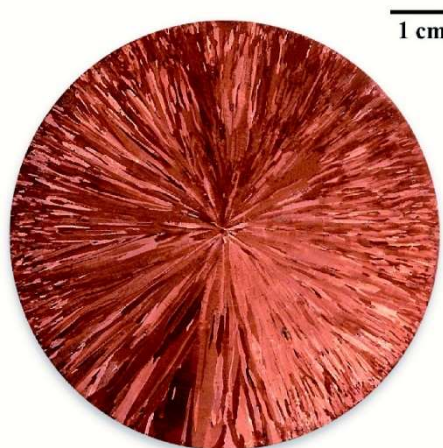
W. D. Callister, D.G. Rethwisch: Materialwissenschaften und Werkstofftechnik.
Wiley-VCH. Kapitel 10.

J. P. Mercier, G. Zambelli, W. Kurz: Introduction to Material Science.
Elsevier, 2002. Kapitel 9.

G. Gottstein, Materialwissenschaft und Werkstofftechnik. Springer. Kapitel 9.

11.1 Einführung und Definitionen

- Eigenschaften von Legierungen können über ihre Mikrostruktur eingestellt werden
- Mikrostrukturen bilden sich bei Phasenübergängen
- Zeitabhängigkeit der Prozesse charakterisiert durch Umwandlungsraten



Drei Arten von Phasenumwandlungen

- einfache diffusionsabhängige Phasenübergänge, bei denen die **Anzahl oder Zusammensetzung der Phasen unverändert** bleibt, z.B. Erstarrung eines reinen Metalls, allotrope Transformationen, Rekristallisation und Kornwachstum
- diffusionsabhängige Umwandlung mit einer **Änderung der Phasenzusammensetzung** und oft auch der Anzahl der Phasen
→ zwei Phasen, z.B. eutektoide Reaktion
- Umwandlungen **ohne Diffusion** in eine metastabile Phase, z.B. martensitische Umwandlung in Stahl

Kinetik der Phasenumwandlungen

- Phasenumwandlung → Bildung mindestens einer neuen Phase
- zunächst Bildung zahlreicher kleiner Partikel der neuen Phase
- danach Anwachsen dieser Partikel

→ Keimbildung und Kristallwachstum

- **Keimbildung:** Keime sind sehr kleine Teilchen der neuen Phase
- **Kristallwachstum** durch Anlagerung weiterer Atome/Moleküle der Ausgangsphase
- Umwandlung abgeschlossen, wenn **Gleichgewichtszustand** erreicht

Homogene und heterogene Keimbildung

- **homogene Keimbildung:**
Keime entstehen gleichförmig
im Volumen der Ausgangsphase verteilt
- **heterogene Keimbildung:**
bevorzugt an Inhomogenitäten,
z.B. an Oberflächen, Verunreinigungen, Korngrenzen, Versetzungen

11.2 Homogene Keimbildung

- betrachte die freie Enthalpie (Gibbs-Energie) G
- bei Phasenumwandlungen wichtig: Änderung ΔG
- Umwandlung läuft spontan (freiwillig) ab, wenn $\Delta G < 0$

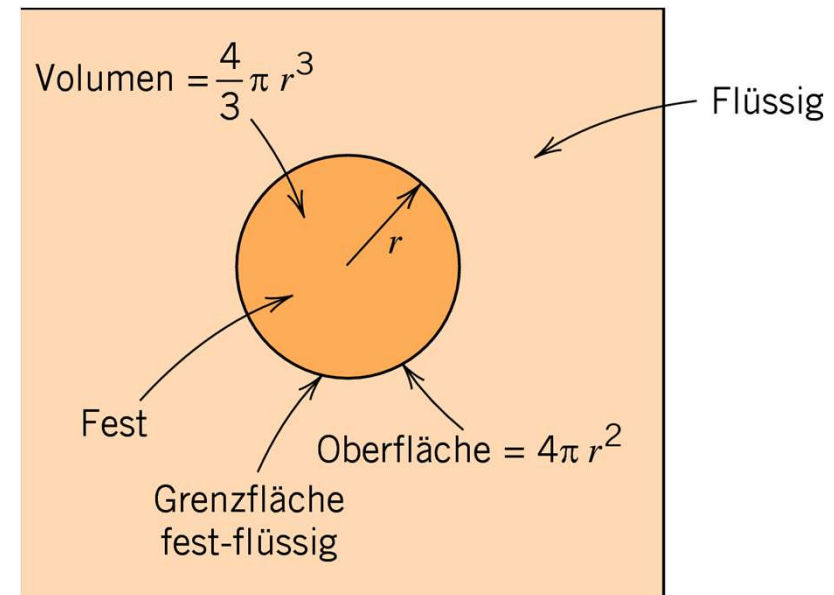
betrachte **Erstarren eines reinen Stoffes**:

Bildung von Keimen der festen Phase
im Innern der Flüssigkeit

Keime bestehen aus der gleichen
Substanz wie die Schmelze

Annahme:

alle Keime kugelförmig mit Radius r



Freie Enthalpie

zwei Beiträge zu ΔG :

- (i) Differenz der freien Enthalpie in fester und flüssiger Phase
pro Volumen ΔG_V multipliziert mit Volumen des Keims $4\pi r^3/3$
- (ii) freie Grenzflächenenthalpie pro Oberfläche, γ ,
multipliziert mit Oberfläche des Keims $4\pi r^2$

→ Änderung der freien Enthalpie bei Bildung eines Keims mit Radius r :

$$\Delta G = \frac{4\pi}{3} r^3 \Delta G_V + 4\pi r^2 \gamma \qquad \gamma > 0 \text{ und } \Delta G_V < > 0 \text{ ?}$$

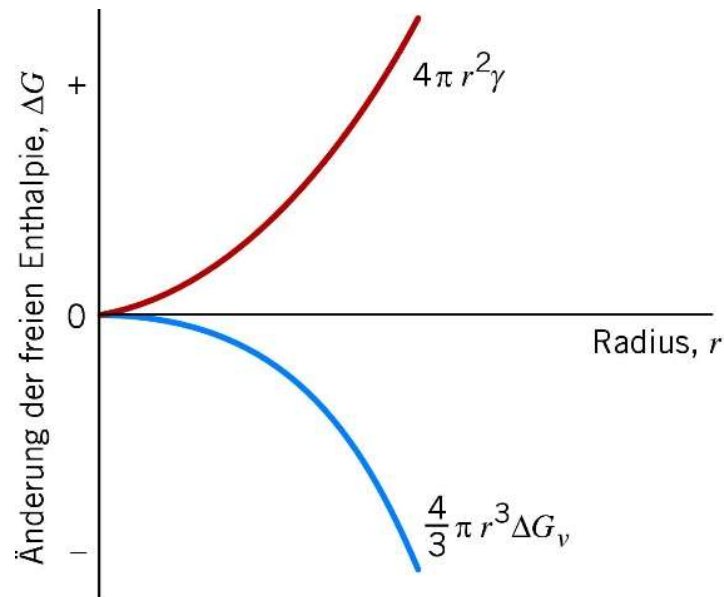
An der Gleichgewichtstemperatur des Phasenübergangs T_s (Schmelz- bzw. Erstarrungstemperatur) ist $\Delta G_V = 0$,

$T > T_s$: $\Delta G_V > 0 \rightarrow \Delta G > 0$: Keim instabil und löst sich wieder auf

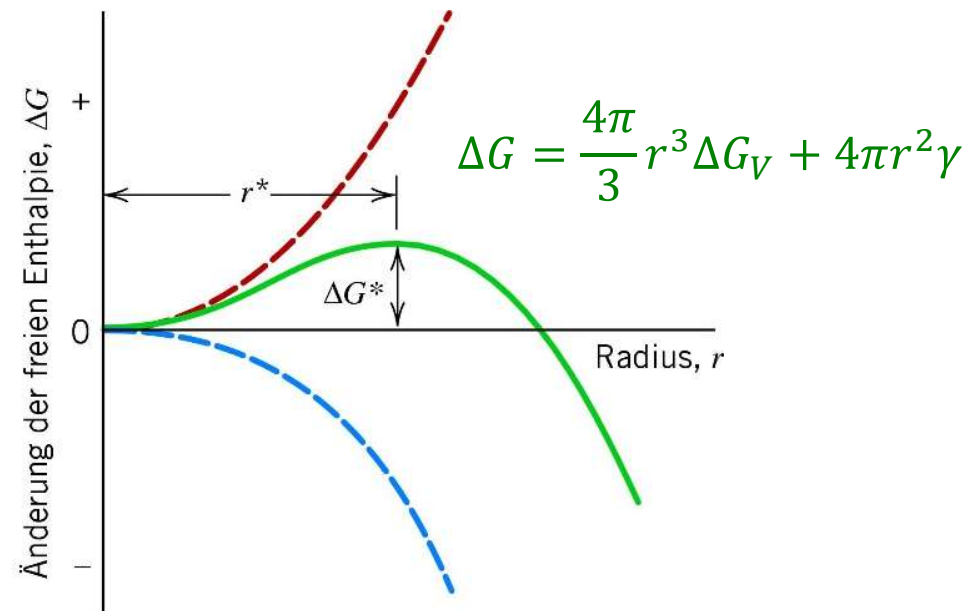
$T < T_s$: $\Delta G_V < 0 \rightarrow \Delta G < 0$ möglich, also stabiler Keim möglich

Freie Enthalpie

$T < T_s: \Delta G_V < 0, \gamma > 0$:



Volumenterm hängt stärker von r ab als **Oberflächenterm**

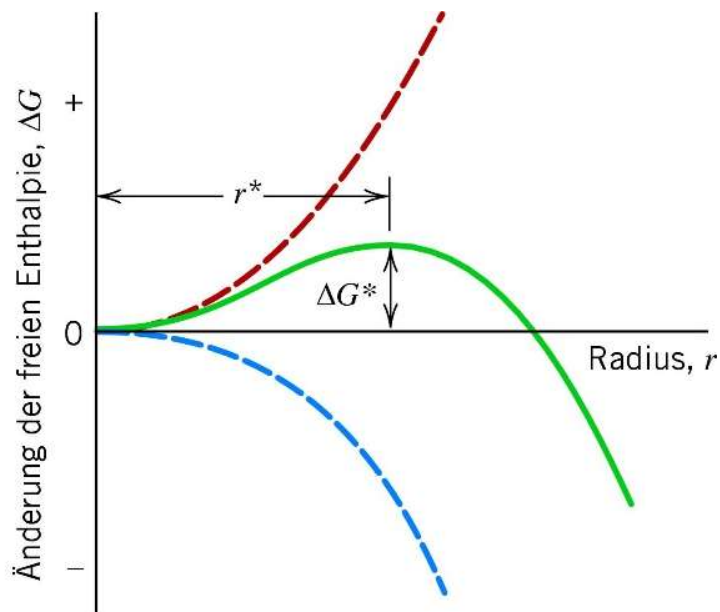


→ ΔG nimmt zunächst zu,
hat ein **Maximum bei kritischem Radius r^***
und nimmt dann wieder ab

Kritischer Keimradius

Bedingung für Maximum: $\frac{d\Delta G}{dr} = 0 \rightarrow r^* = -\frac{2\gamma}{\Delta G_V}, \quad \Delta G^* = \frac{16\pi\gamma^3}{3(\Delta G_V)^2}$

→ ΔG_V ist treibende Kraft für Bildung der festen Phase



→ Cluster mit $r < r^*$ sind ungünstig, schrumpfen und lösen sich wieder auf, “Vorkeim”

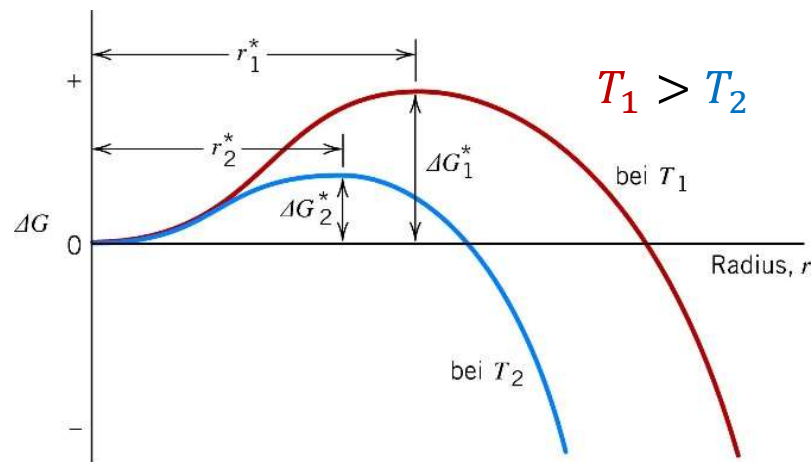
→ Wachstum setzt sich fort, wenn $r = r^*$ erreicht ist, “**Keim**”

→ ΔG^* : **Keimbildungsarbeit**
Aktivierungsenergie

Einfluss der Temperatur

Temperaturabhängigkeit: $\Delta G_V = \frac{\Delta H_f (T_s - T)}{T_s}$

$$\rightarrow r^* = \left(-\frac{2\gamma T_s}{\Delta H_f} \right) \frac{1}{T_s - T}, \quad \Delta G^* = \left(\frac{16\pi\gamma^3 T_s^2}{3(\Delta H_f)^2} \right) \frac{1}{(T_s - T)^2}$$



ΔH_f : Umwandlungswärme,
bei Erstarrung
freigesetzte Wärmemenge

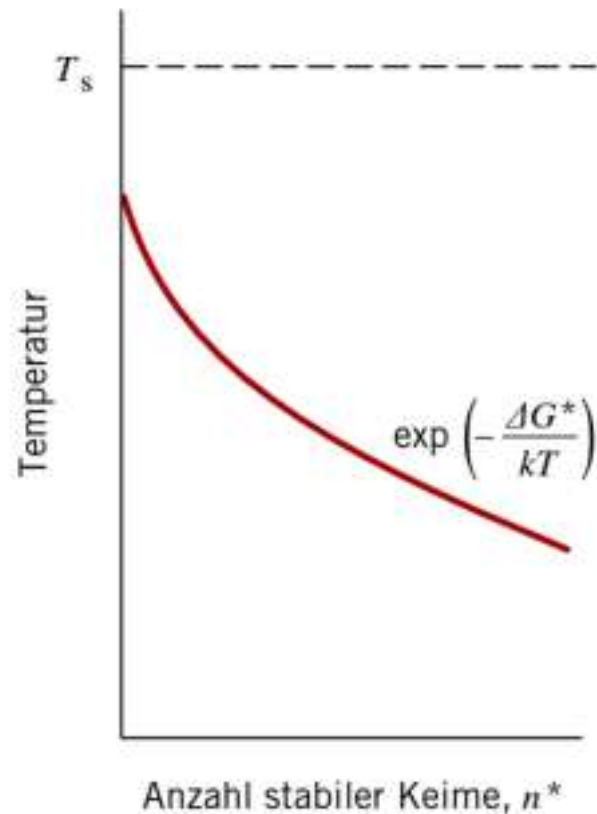
$$T \rightarrow T_s: r^* \rightarrow \infty$$

$$\Delta G^* \rightarrow \infty$$

→ r^* und ΔG^* nehmen mit sinkender Temperatur ab
(γ und ΔH_f hängen nur schwach von der Temperatur ab)

→ Absenken der Temperatur unter T_s begünstigt die Keimbildung

Anzahl stabiler Keime



Anzahl stabiler Keime (mit $r > r^*$):
Arrhenius-Ansatz

$$n^* = K_1 \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{kT}\right)$$

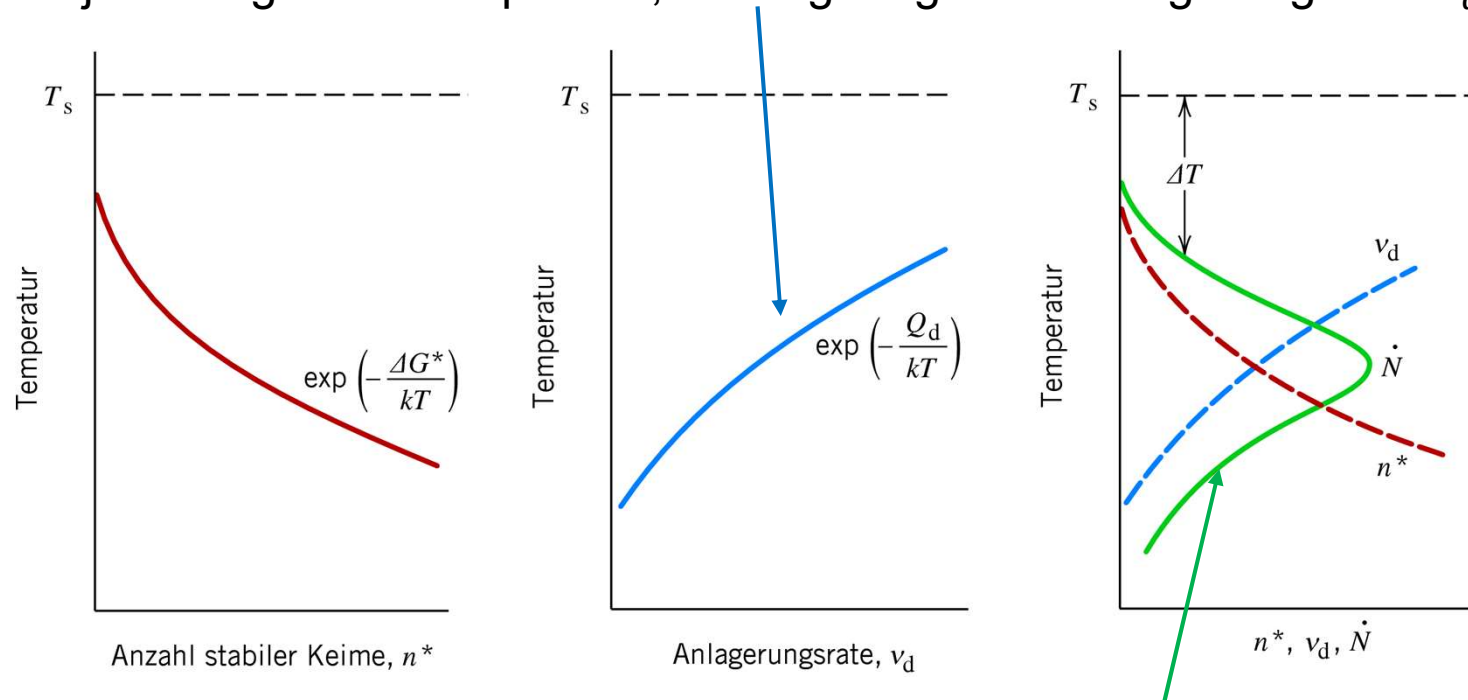
K_1 hängt von Gesamtzahl der Keime ab

Absenkung der Temperatur unter T_s
→ Anwachsen der Anzahl stabiler Keime n^*

Keimbildungsrate

Keimbildung erfordert kurzreichweitige Diffusion, die eine Aktivierungsenergie Q_d erfordert (Arrhenius-Ansatz)

→ je niedriger die Temperatur, desto geringer die Anlagerungsrate v_d



\dot{N} : Keimbildungsrate hat Maximum als Funktion von T

Unterkühlung

Keimbildungsrate ist bei hohen Temperaturen niedrig, weil die **treibende Kraft** der Keimbildung gering ist.

Bei tieferen Temperaturen ist die Keimbildungsrate durch eine **geringe Beweglichkeit** der Atome unterdrückt.

→ Maximum der Keimbildungsrate bei bestimmter Temperatur unterhalb der Schmelztemperatur: **“Unterkühlung”**
(kann für Metalle einige 100 K betragen)

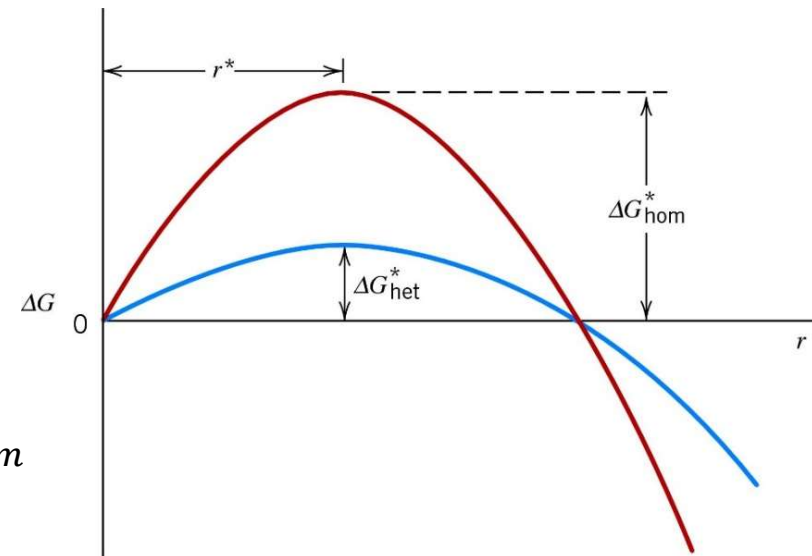
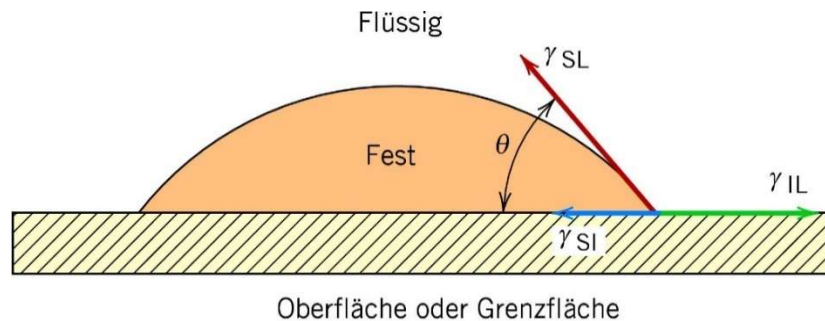
Bemerkungen:

- Annahme der Kugelform für die Diskussion unerheblich
- Betrachtungen können auf andere Phasenübergänge angewandt werden, z.B. zwischen unterschiedlichen festen Phasen

11.3 Heterogene Keimbildung

In der Praxis beträgt die Unterkühlung allerdings oft nur wenige Kelvin.
Grund: Keimbildungsarbeit an Ober-/Grenzflächen wesentlich geringer,
da freie Grenzflächenenthalpie γ geringer ist.

→ Keimbildung an Ober-/Grenzflächen einfacher möglich,
“heterogene Keimbildung”

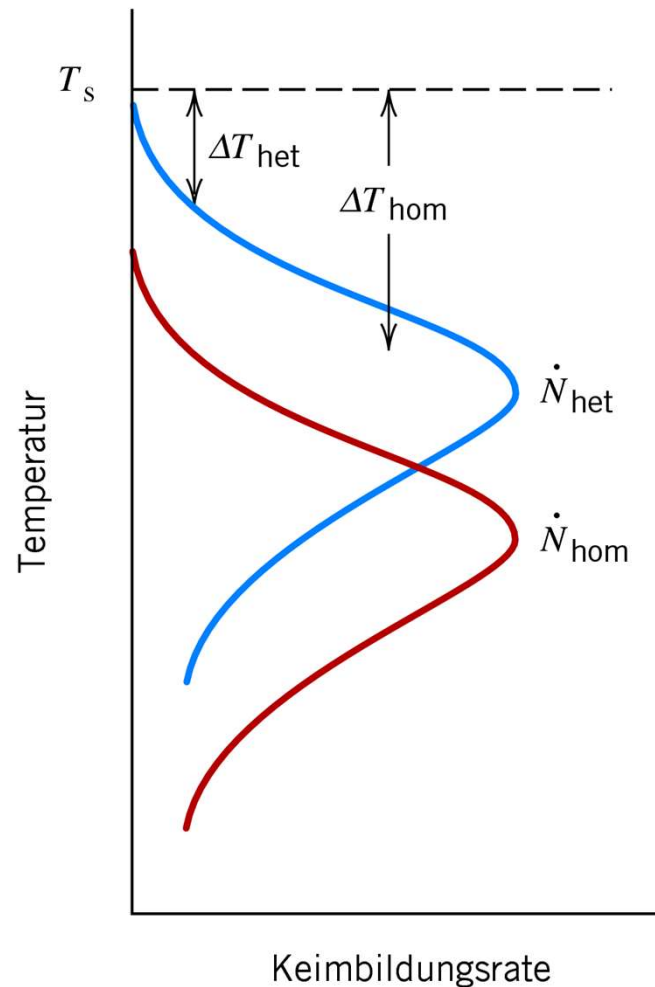


bei gleichem Wert von r^* ist $\Delta G_{het}^* < \Delta G_{hom}^*$

→ geringere Energiebarriere

→ höhere Keimbildungsrate

Unterkühlung bei heterogener Keimbildung

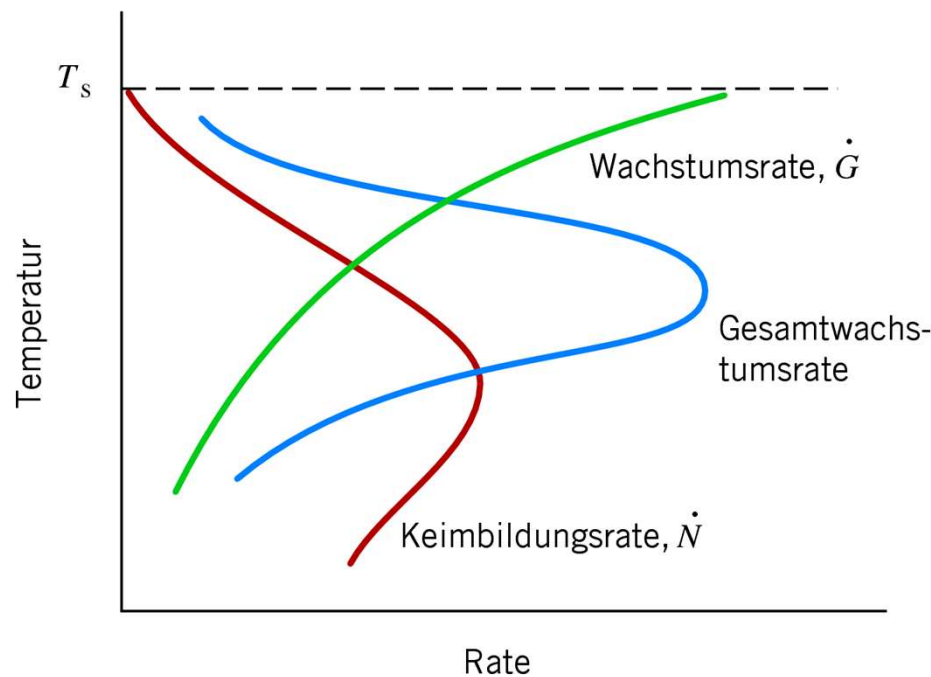


→ bei heterogener Keimbildung:
signifikante Keimbildung bereits
bei **deutlich niedrigerer Unterkühlung**
als bei homogener Keimbildung

11.4 Keimwachstum

Wachstumsphase beginnt, wenn Keim die Größe r^* überschritten hat -
langreichweitige atomare Diffusion ist nötig

→ Wachstumsrate \dot{G} bestimmt durch Diffusionsgeschwindigkeit



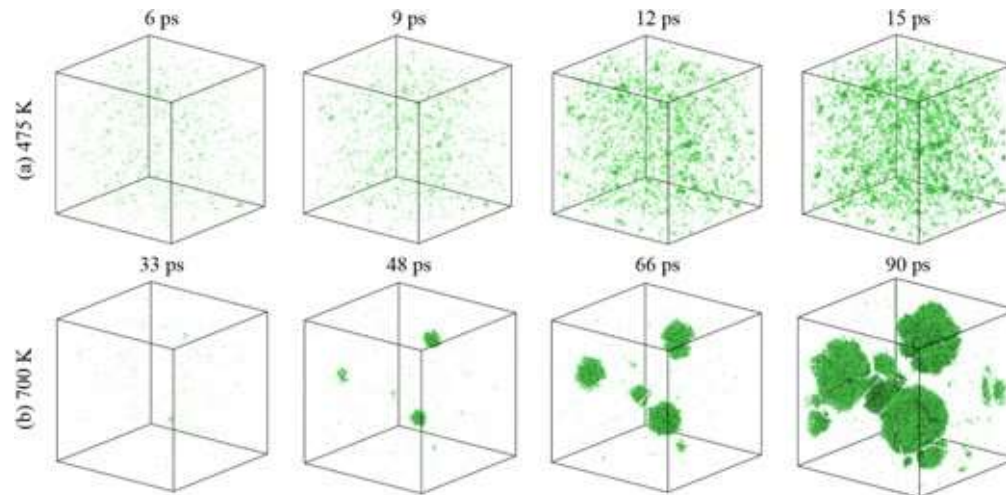
Gesamtumwandlungsrate
ist Produkt $\dot{N} \cdot \dot{G}$

Maximum der Gesamt-
umwandlungsrate liegt
bei geringerer Unterkühlung
als das der Keimbildungsrate

Resultierende Mikrostruktur

Größe der entstehenden Partikel hängt von Umwandlungstemperatur ab:

- bei Temperaturen weit unterhalb T_S :
hohe Keimbildungsrate, niedrige Wachstumsrate
→ viele kleine Körner



- bei Temperaturen nahe unterhalb T_S :
geringe Keimbildungsrate, hohe Wachstumsrate
→ es entstehen wenige Keime, die schnell wachsen
→ Mikrostruktur besteht aus wenigen großen Bereichen

Avik Mahata et al 2018
Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. **26** 025007

11.5 Entmischungsvorgänge

freie Enthalpie für reguläre binäre Mischungen A , B bei konstantem Druck:

$$G_m = \frac{1}{2} N z [(1 - c) H_{AA} + c H_{BB} + 2c(1 - c) H_0] + N k_B T [c \ln c + (1 - c) \ln(1 - c)]$$

H_{AA} , H_{BB} , H_{AB} : Bindungsenthalpien zwischen benachbarten AA -, BB - oder AB -Atomen

$$H_0 = H_{AB} - \frac{1}{2} (H_{AA} + H_{BB}): \text{Vertauschungsenergie,}$$

Energie beim Herstellen von zwei AB -Bindungen
aus je einer AA - und einer BB -Bindung

$H_0 = 0$: ideale Lösung

$H_0 < 0$: Mischen ist enthalpisch günstig,

$H_0 > 0$: Mischen ist enthalpisch ungünstig

N : Gesamtzahl der Atome

z : Koordinationszahl, d.h. Anzahl der nächsten Nachbarn

c : Konzentration der Atomsorte B (= Molenbruch x)

siehe auch Vorlesung Kapitel 10.5

Herleitung in G. Gottstein, Materialwissenschaft und Werkstofftechnik. Springer, Kapitel 9.2.

Herleitung von G_m

Mischungsenthalpie

es gibt Nc B -Atome

jedes B -Atom hat im Mittel zc B -Atome als Nachbarn $\rightarrow N_{BB} = \frac{1}{2}Nzc^2$

Faktor $1/2$ zur Korrektur der Doppelzählung der BB-Bindungen

entsprechend: $N_{AA} = \frac{1}{2}Nz(1-c)^2$ und $N_{AB} = Nz(1-c)$

$$\rightarrow H_m = \frac{1}{2}Nz[(1-c)^2H_{AA} + 2c(1-c)H_{AB} + c^2H_{BB}]$$

benutze $H_0 = H_{AB} - \frac{1}{2}(H_{AA} + H_{BB})$

$$\rightarrow H_m = \frac{1}{2}Nz[(1-c)H_{AA} + cH_{BB} + 2c(1-c)H_0]$$

Herleitung von G_m

betrachte hier nur **Mischungsentropie** $S_m = k_B \ln \omega_m$,
nicht Schwingungsentropie etc. (nahezu unverändert beim Mischen)

ω_m : Anzahl der Möglichkeiten, N_A A-Atome und N_B B-Atome
auf N Gitterplätzen anzuordnen: $\omega_m = \frac{N!}{N_A!N_B!}$

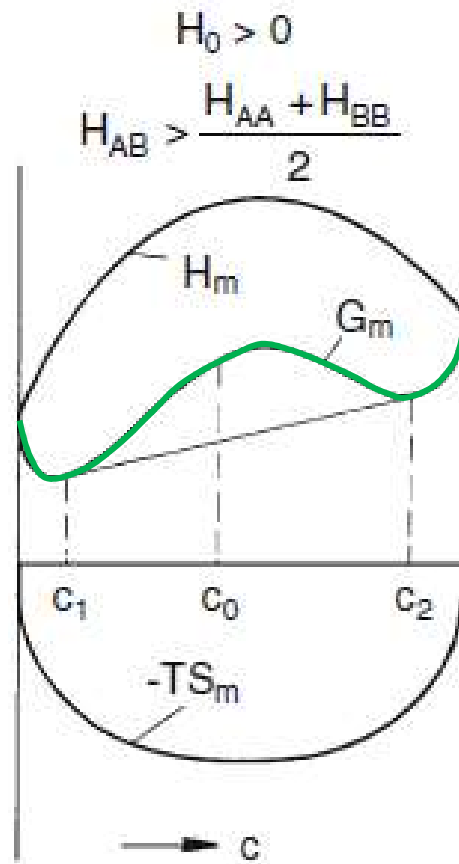
benutze Stirling-Formel: $\ln(x!) \cong x \ln x - x$
und $N_A = N(1 - c)$, $N_B = Nc$, $N_A + N_B = N$

$$\rightarrow S_m = -Nk_B[c \ln c + (1 - c) \ln(1 - c)]$$

S_m ist immer positiv und symmetrisch bezüglich $c = 0.5$

$$\rightarrow G_m = \frac{1}{2} N Z [(1 - c) H_{AA} + c H_{BB} + 2c(1 - c) H_0] + Nk_B T [c \ln c + (1 - c) \ln(1 - c)]$$

Entmischungsvorgänge



betrachte den Fall $H_0 > 0$

- für $c < c_1$ und $c > c_2$:
Mischung ist stabil, d.h. **einphasig**
- für $c_1 < c < c_2$:
Mischung ist nicht stabil, d.h. **zweiphasig**
- **Krümmung** der G_m -Kurve entscheidend

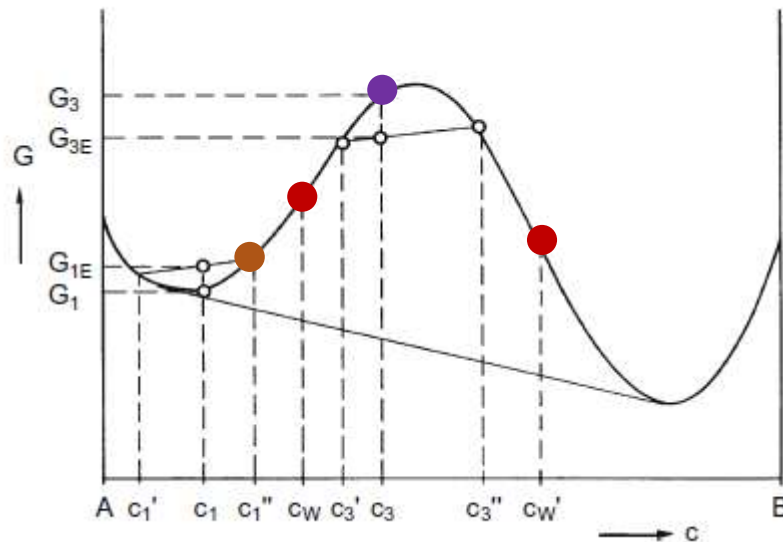
siehe auch Kapitel 10, S. 25

Herleitung in G. Gottstein, Materialwissenschaft und Werkstofftechnik. Springer, Kapitel 9.2.

Entmischungsvorgänge

Kurvendiskussion der G_m -Kurve

Wendepunkte $\frac{\partial^2 G_m}{\partial c^2} = 0$ für c_w und $c_{w'}$



Startpunkt $c = c_1''$,

d.h. außerhalb der Wendepunkte c_w und $c_{w'}$
→ thermische Konzentrationsfluktuationen
sind ungünstig und sterben wieder aus
→ **Mischung bleibt einphasig**

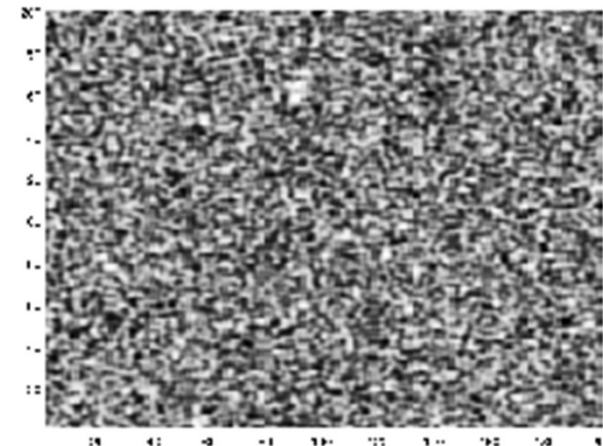
Startpunkt $c = c_3$,

d.h. zwischen Wendepunkten c_w und $c_{w'}$
→ thermische Konzentrationsfluktuationen
sind günstig und werden verstärkt
→ **spinodale Entmischung**

Spinodale trennt instabile von metastabilen Bereichen im Phasendiagramm



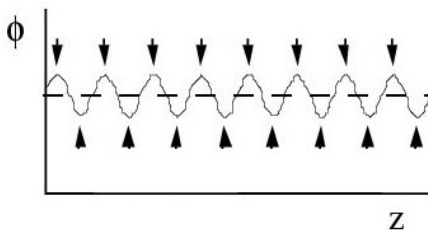
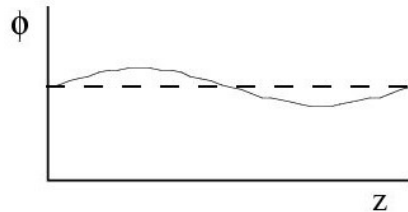
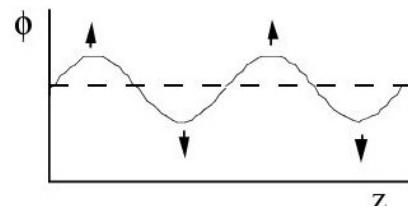
$$\frac{\partial^2 G_m}{\partial c^2} = 0$$



Temperatursprung zu $T < T_c$: Spinodale Entmischung in der ganzen Probe

Spinodale Entmischung

Es können viele Fluktuationen existieren!



- nach einem Temperatursprung in das Zweiphasengebiet entstehen **Konzentrationsfluktuationen**, deren **Amplitude anwächst**
- **Fluktuationen mit großer Wellenlänge** wachsen langsam, da dann viel Material über große Längenskalen transportiert werden müsste
- **Fluktuationen mit kleiner Wellenlänge** sind unterdrückt, da starke Konzentrationsgradienten zu einer hohen Enthalpie führen

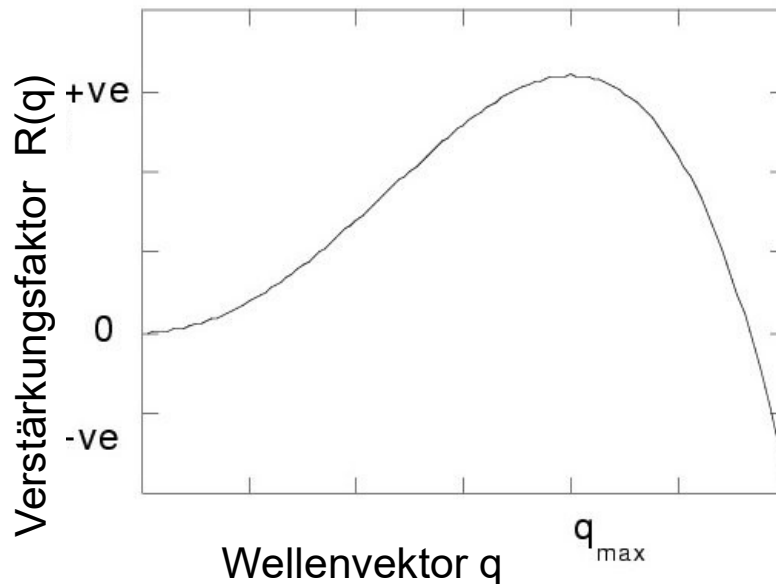
→ Fluktuationen mit einer mittleren Wellenlänge wachsen am schnellsten an und dominieren die Morphologie

Spinodale Entmischung

freie Enthalpie G_m führt zu einer modifizierten Diffusionsgleichung; diese hat eine Lösung

$$c(x, t) = A \cos(qx) \exp \left[-D_{eff} q^2 \left(1 + \frac{2kq^2}{G_m''} \right) t \right] \quad \text{mit} \quad G_m'' = \frac{\partial^2 G_m}{\partial c^2}$$

eine Kompositionsschwankung mit Wellenvektor q wächst exponentiell (da D_{eff} negativ ist) mit einem Verstärkungsfaktor

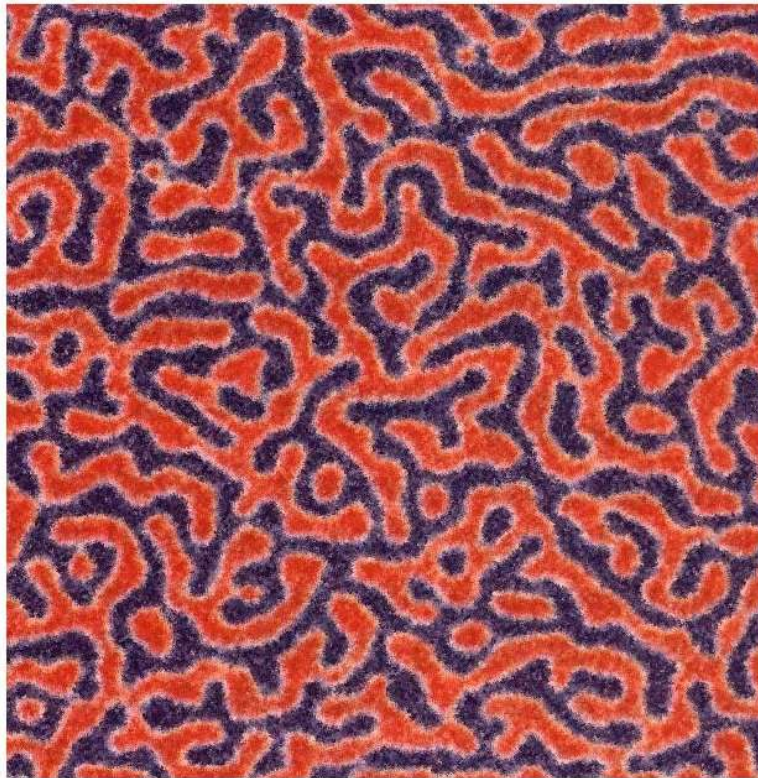


$$R(q) = -D_{eff} \left(1 + \frac{2kq^2}{G_m''} \right) q^2$$

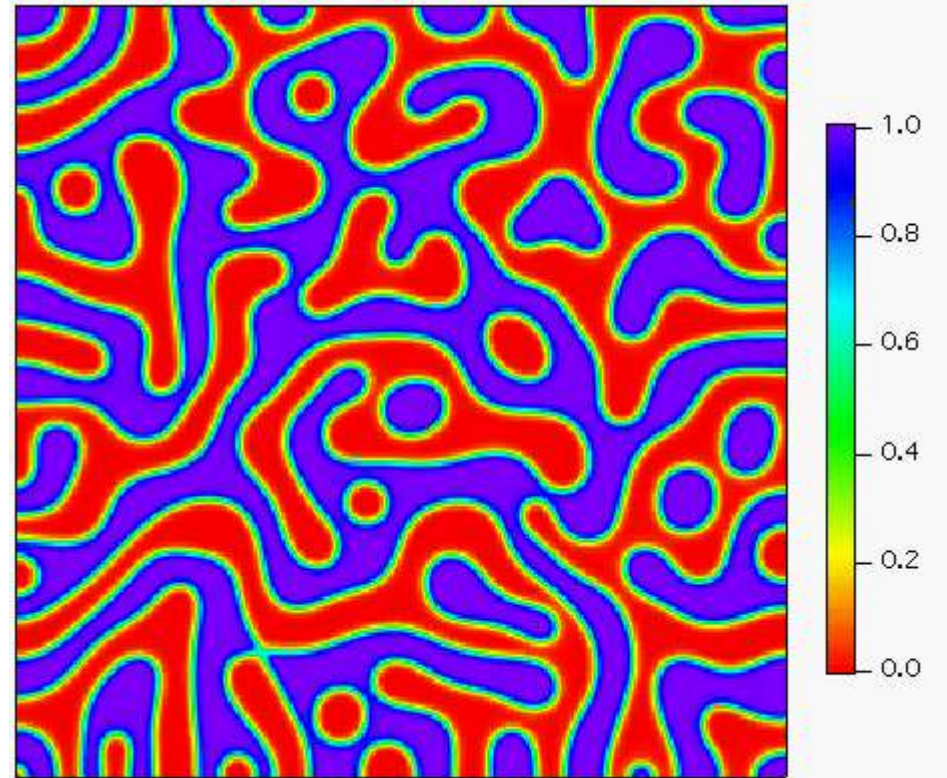
innerhalb spinodaler Region $G_m'' < 0$
 $\rightarrow R(q)$ hat maximalen Wert, der den schnellst wachsenden Wellenvektor q_{max} definiert
 \rightarrow bestimmt die Längenskala auf der spinodale Entmischung vorkommt

Spinodale Entmischung

Simulation des durch spinodale Entmischung gebildeten Musters im realen Raum



R.A.L. Jones – 2002

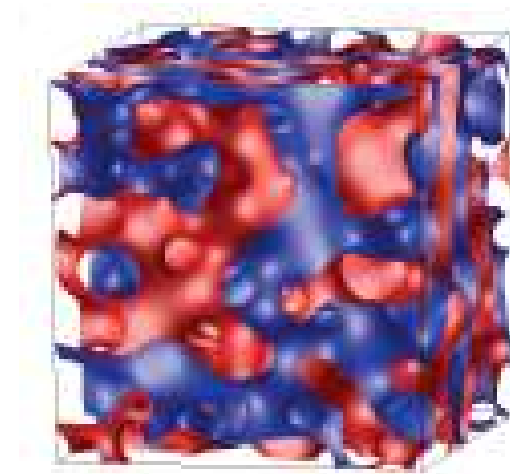
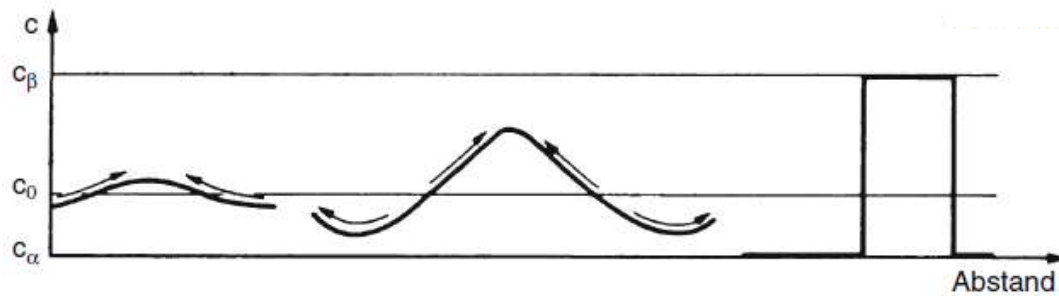


ctcms.nist.gov

charakteristisches Muster mit dominanter Längenskala

$$\Lambda = \frac{2\pi}{q_{\max}}$$

Spinodale Entmischung



nach der Temperaturänderung aus dem Ein- ins Zweiphasengebiet:

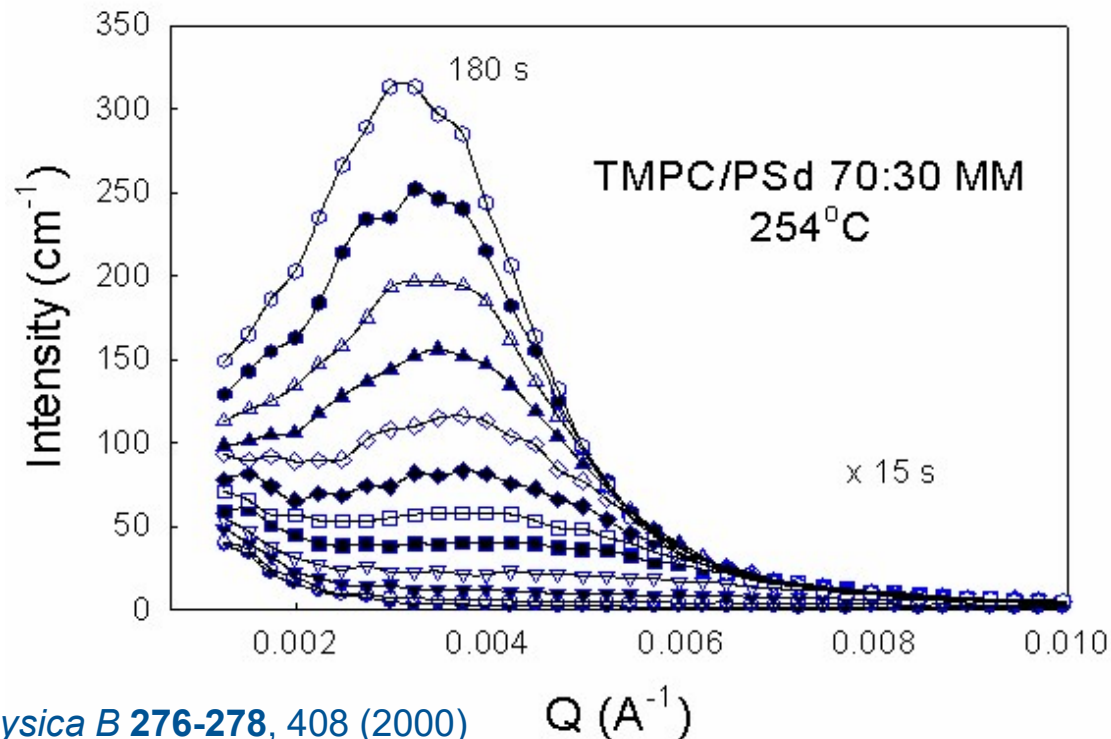
- Konzentrationsprofil wird mit der Zeit **ausgeprägter**
- **Längenskala bleibt zunächst unverändert**
- Bergauf-Diffusion, da Entmischung thermodynamisch begünstigt
- theoretische Beschreibung durch Cahn-Hilliard-Theorie

Spinodale Entmischung

Röntgen- oder Neutronenstreuung (SAXS, SANS) ist gut geeignet, um die charakteristische Wellenlänge Λ zu untersuchen

man sieht ein Maximum im Streumuster bei einem Wellenvektor, der dem am schnellsten wachsenden Wellenvektor des spinodalen Musters entspricht

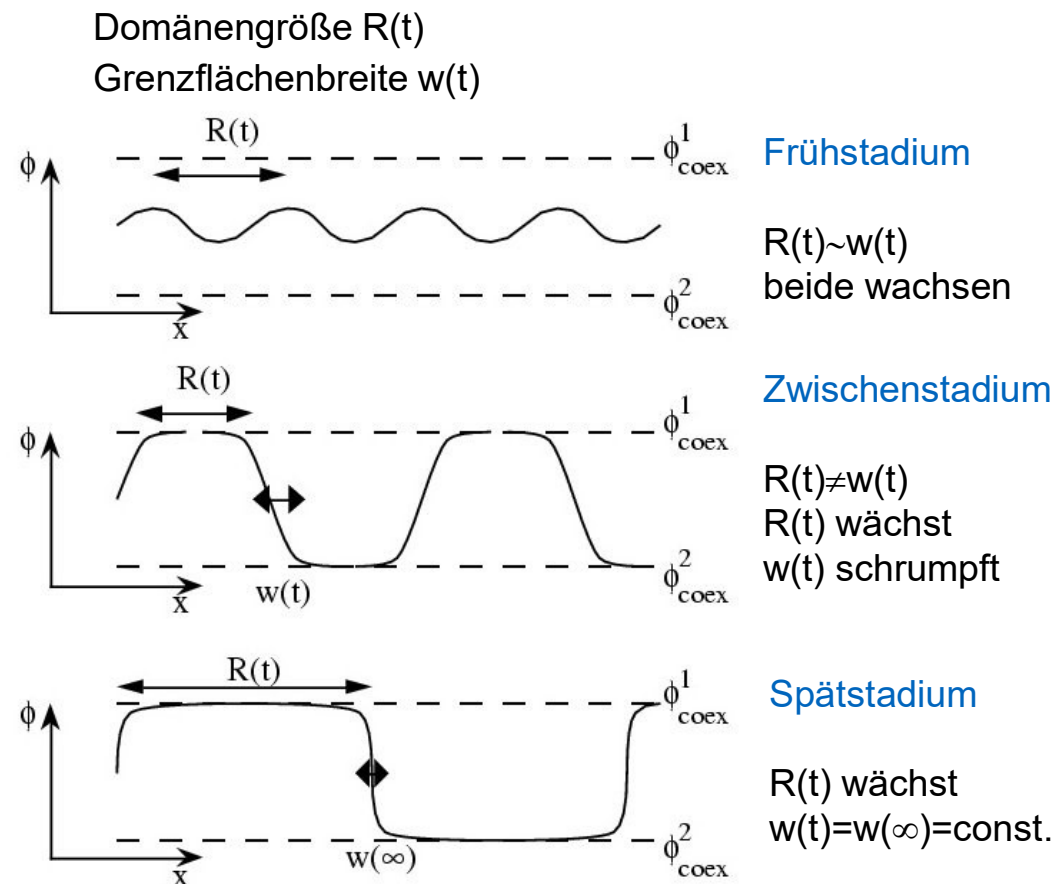
Beispiel:



Spinodale Entmischung

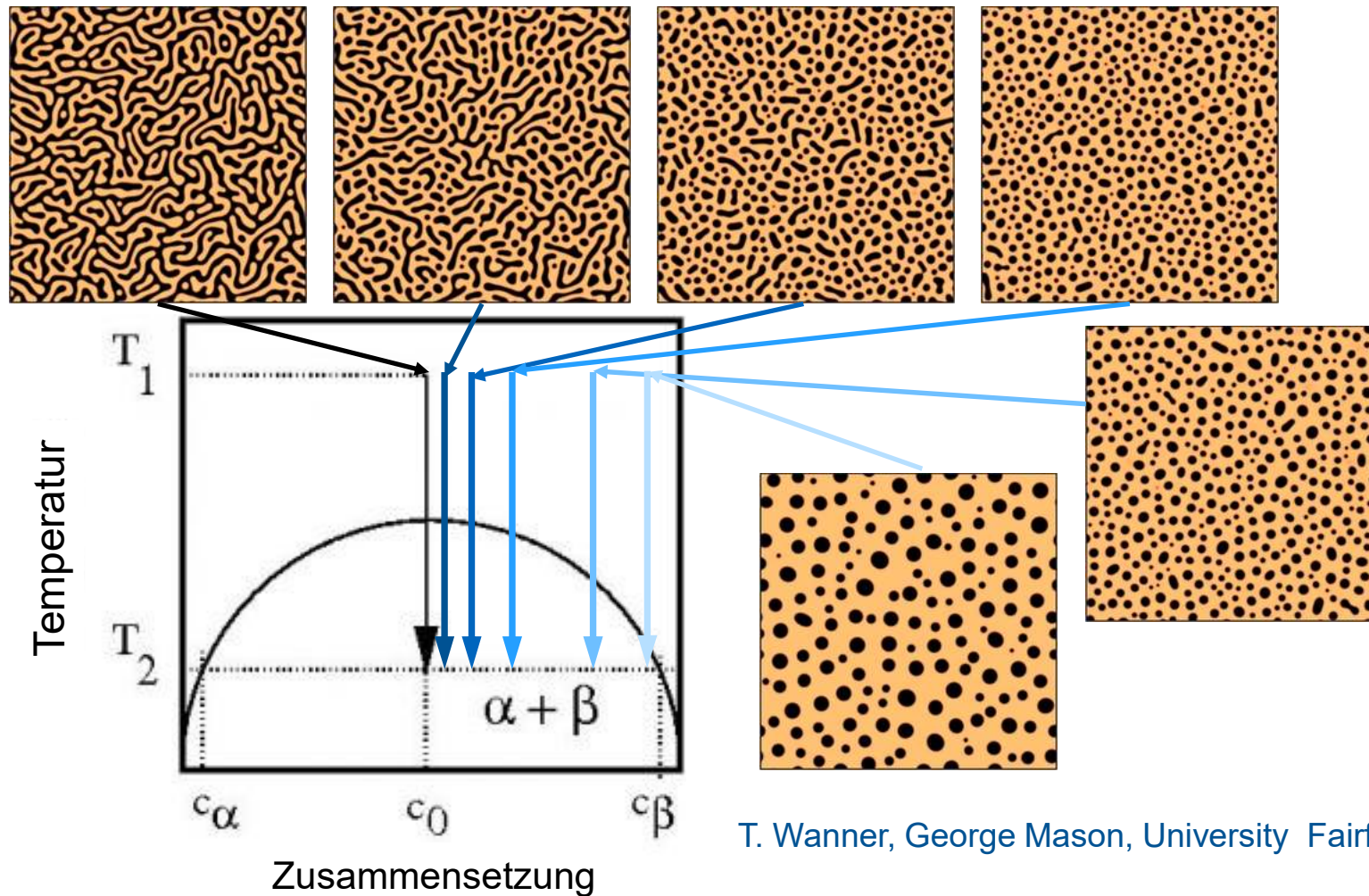
Bisher wurden nur die frühen Stadien der spinodalen Entmischung beschrieben, in späteren Stadien wandelt sich die Morphologie weiter:

1D Seitenansicht



Spinodale Entmischung

Abhängigkeit von der Zusammensetzung – es muss Masseerhaltung gelten:



T. Wanner, George Mason, University Fairfax

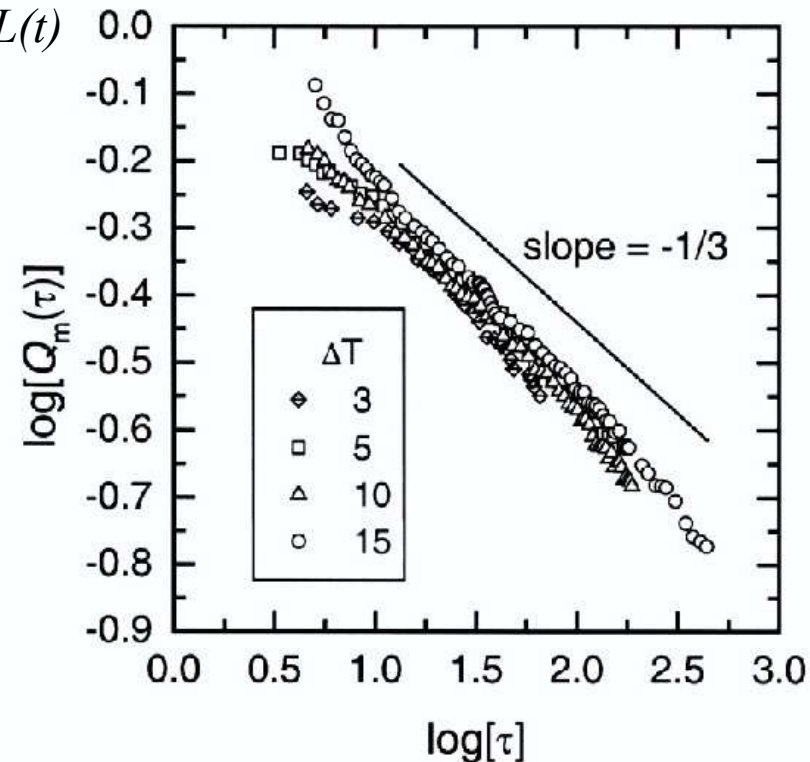
LSW Theorie

in der Spätphase der Phasentrennung nur eine wichtige Längenskala, die charakteristische Größe der Domänen $L(t)$

das Wachstum der Domänen wird durch die Verringerung der Grenzflächenenergie angetrieben, wobei der Materialtransport durch Diffusion gesteuert wird

Lifshitz–Slyozov–Wagner Theorie:

$$R(t) \sim (D \sigma t)^{1/3}$$



Annahme, dass jede Grenzfläche zwischen einem Bereich der Minderheitsphase und dem Hintergrund der Mehrheitsphase unendlich scharf ist

Boom Jung's PhD thesis (University of Cambridge 1999)

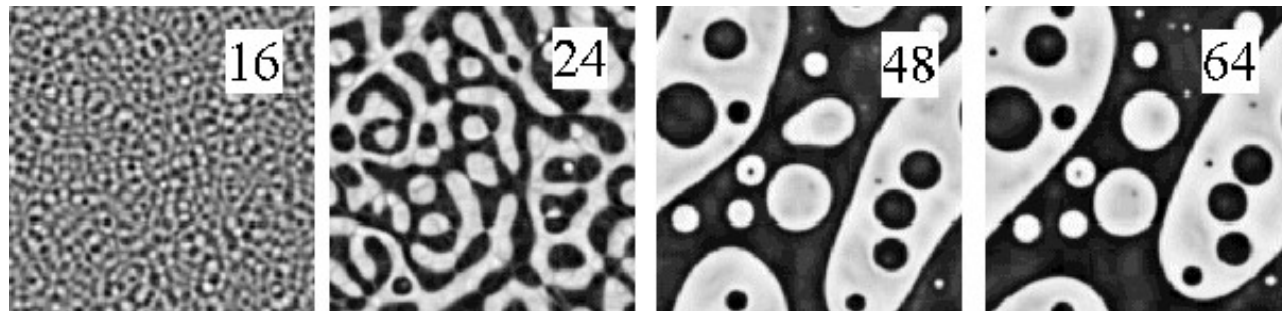
Komplexere Morphologien

Auswirkungen der hydrodynamischen Strömung auf die Phasentrennungsdynamik von Flüssigkeitsgemischen

numerische Simulationen: die spinodale Entmischung von Flüssigkeitsgemischen hängt stark von ihrer Fluidität ab

2D

Tanaka et al; Phys.
Rev. Lett. **81**, 389
(1998)

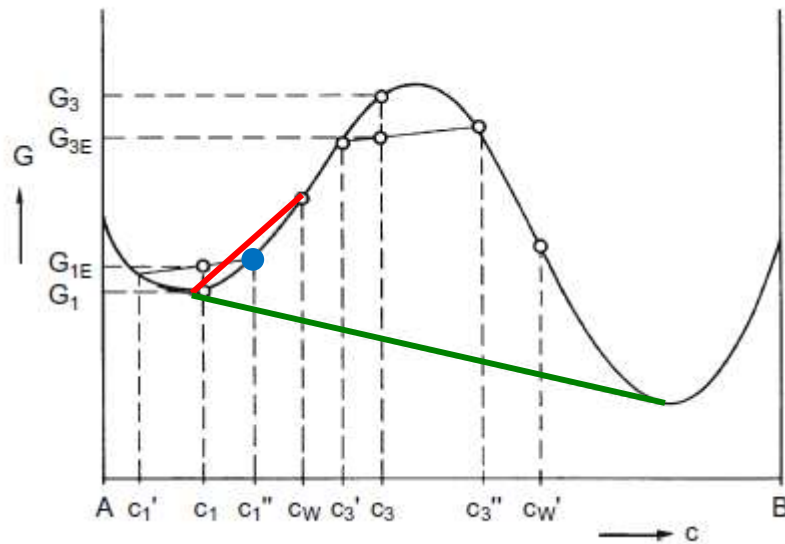


zwei relevante Transportmechanismen: hydrodynamische Strömung und Diffusion

hohe Fließfähigkeit: spontane Doppelphasentrennung

Eine hohe Fluidität führt zu einer raschen geometrischen Vergrößerung der Domänen aufgrund eines hydrodynamischen Prozesses, der zu schnell ist, als dass die Diffusion ihm folgen könnte. Dadurch gerät das System aus dem Gleichgewicht und es kommt zu einer sekundären Phasentrennung.

Keimbildung und Wachstum



Startpunkt $c_1 < c_1'' = c < c_W$,

d.h. zwischen Minimum und Wendepunkt

→ geringe Konzentrationsfluktuationen
sterben wieder aus

→ starke Konzentrationsfluktuationen
überwinden das Maximum

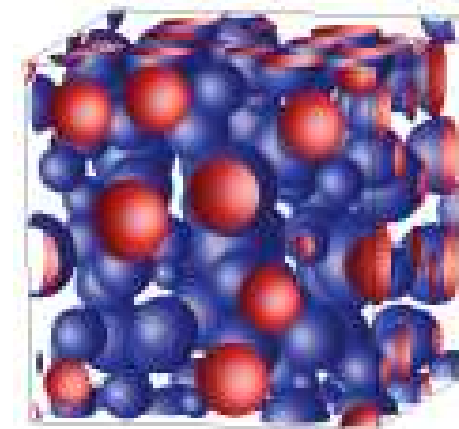
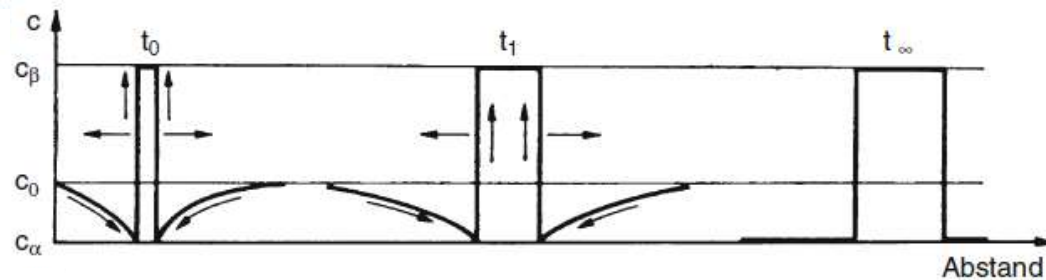
und wachsen durch

Keimbildung und Wachstum,

dies ist ein aktivierter Prozess

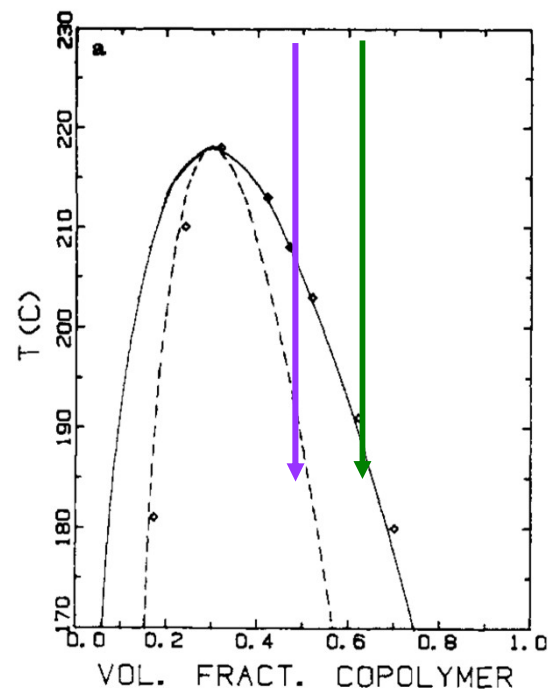
- aktivierter Prozess, da Maximum in G_m -Kurve überwunden werden muss
- Konzentrationsbereiche zwischen Minima und Wendepunkten – also zwischen Binodale und Spinodale: metastabiles Gebiet

Keimbildung und Wachstum

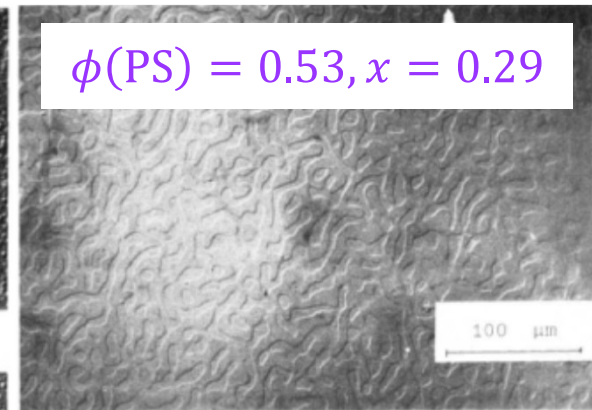
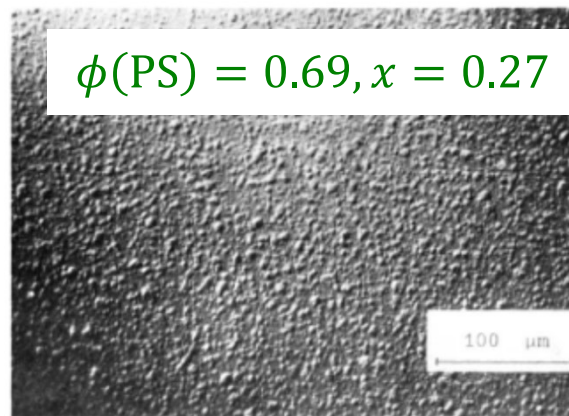


- Entstehung eines **Keims** aus der β -Phase durch starke thermische Fluktuation (grüne Linie auf S. 33), d.h. Überwinden des Maximums in der G_m -Kurve
- **Wachstum** durch Diffusion
→ Verarmungszone um Keim → Bergabdiffusion

Visualisierung der beiden Mechanismen in Polymermischungen



Achtung: schematische Darstellung

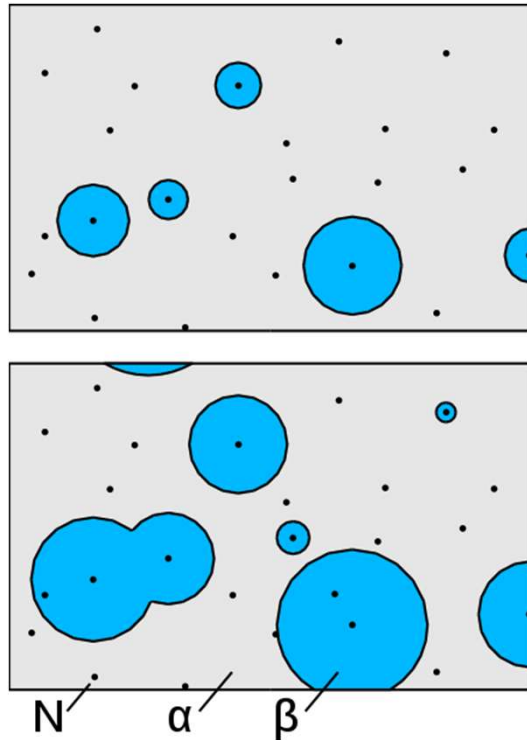


$\phi(\text{PS})$: Volumenanteil von PS

Mikroskopie-Aufnahmen von Mischungen aus Polystyrol (PS) und bromiertem Polystyrol (PBr_xS) nach raschem Abkühlen aus dem Einphasengebiet in das Zweiphasengebiet

optische Mikroskopie-Aufnahmen aus G. Strobl: The Physics of Polymers, 2nd edition, Springer 1996.
Phasendiagramm aus G. Strobl et al., *Macromolecules* **19**, 2683 (1986).

11.6 Kinetik der Phasenumwandlungen



Annahmen:

- Keimbildungs- und Wachstumsprozess
 - Keime einer Form und zufällig verteilt
 - konstante Nukleationsrate
 - konstante Wachstumsgeschwindigkeit
-
- **frühe Zeiten:**
Teilchen wachsen unabhängig voneinander
 - **späte Zeiten:**
wachsende Teilchen stoßen zusammen,
Sättigung

beschreibt zahlreiche Arten von Umwandlungen, z.B. Kristallisation, Änderung von Kristallstrukturen, Entmischung in Legierungen

https://de.m.wikipedia.org/wiki/Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorow-Gleichung#/media/Datei%3AAvrami_equation.svg

Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorow-Gleichung

JMAK-Gleichung beschreibt Zeitabhängigkeit:

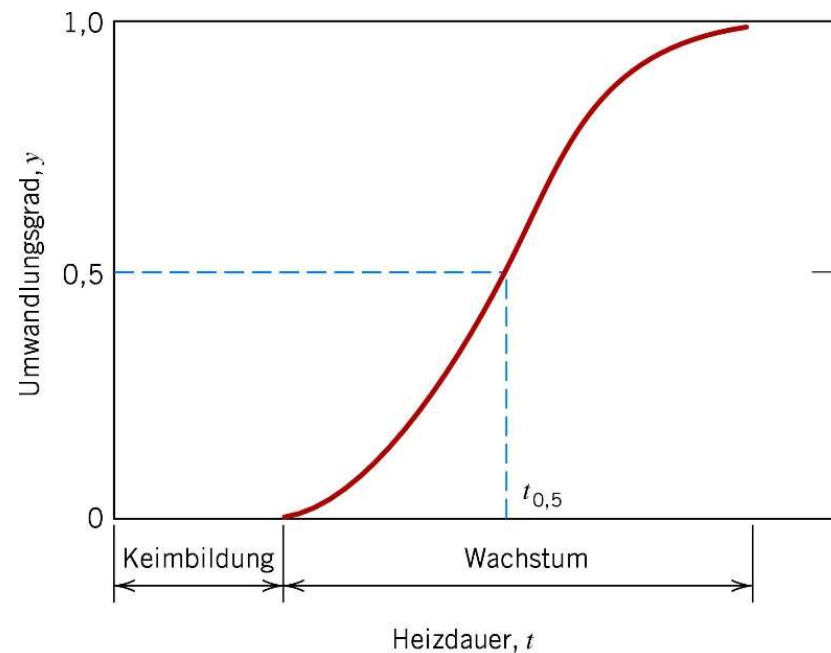
umgewandelter Anteil $\gamma(t) = 1 - \exp(-kt^n)$

k : Avrami Koeffizient

$n = n_N + n_G$: Avrami Exponent

sind konstant und

beschreiben betrachtete Umwandlung



Umwandlungsrate: $1/t_{0.5}$

$t_{0.5}$: Zeitdauer, innerhalb derer eine Umwandlung von 50% erreicht wird,
stark temperaturabhängig (s. Beispiel Cu)

Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorow-Gleichung

Grenzflächen-kontrolliertes Wachstum:

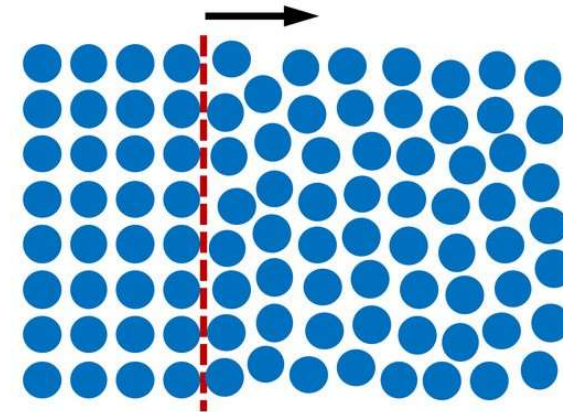
$n_N = 0$ für instantane Nukleation (heterogene N.)

$n_N = 1$ für sporadische Nukleation

$n_G = 1$ für 1D (Nadel-)Wachstum

$n_G = 2$ für 2D (Plättchen-)Wachstum

$n_G = 3$ für 3D (Kugel-)Wachstum



Diffusions-kontrolliertes Wachstum:

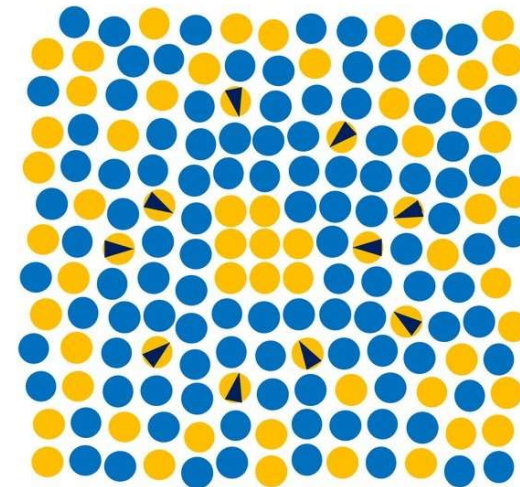
$n_N = 0$ für instantane Nukleation (heterogene N.)

$n_N = 1$ für sporadische Nukleation

$n_G = 0.5$ für 1D (Nadel-)Wachstum

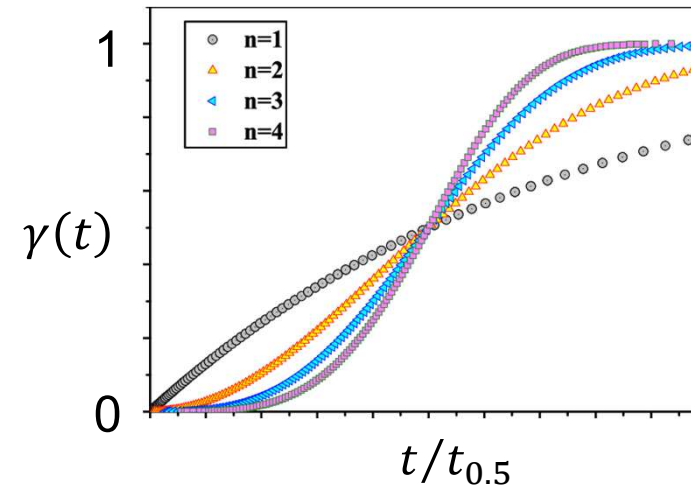
$n_G = 1.0$ für 2D (Plättchen-)Wachstum

$n_G = 1.5$ für 3D (Kugel-)Wachstum

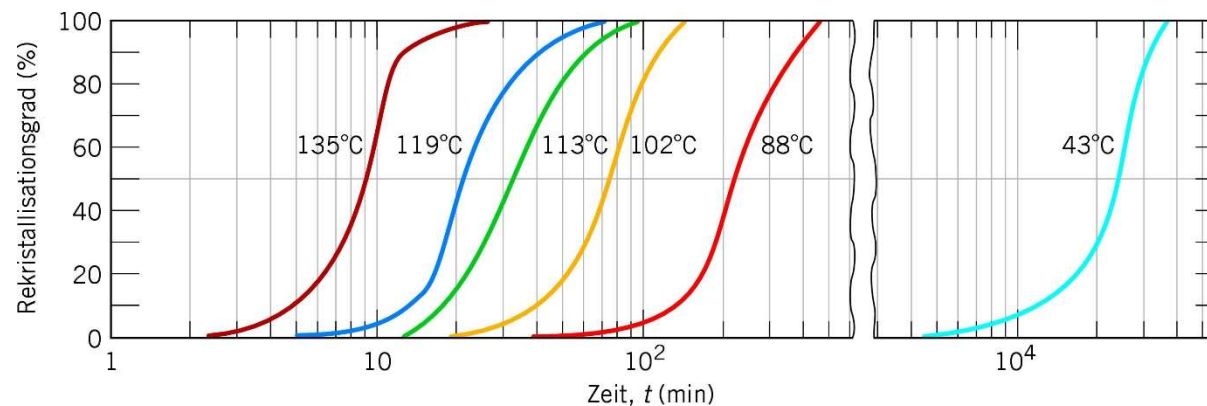


Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorow-Gleichung

Einfluss Avrami Exponent



Starke Temperaturabhängigkeit:



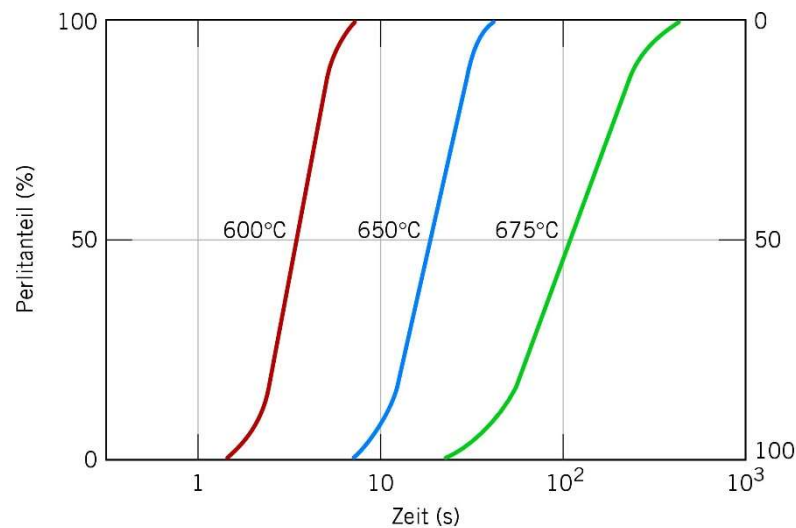
Rekristallisationsgrad
von Cu als Funktion der
Zeit bei verschiedenen
Temperaturen

Isotherme Zeit-Temperatur-Umwandlungsdiagramme

betrachte eutektoiden Reaktion des Eisen-Kohlenstoff-Systems:

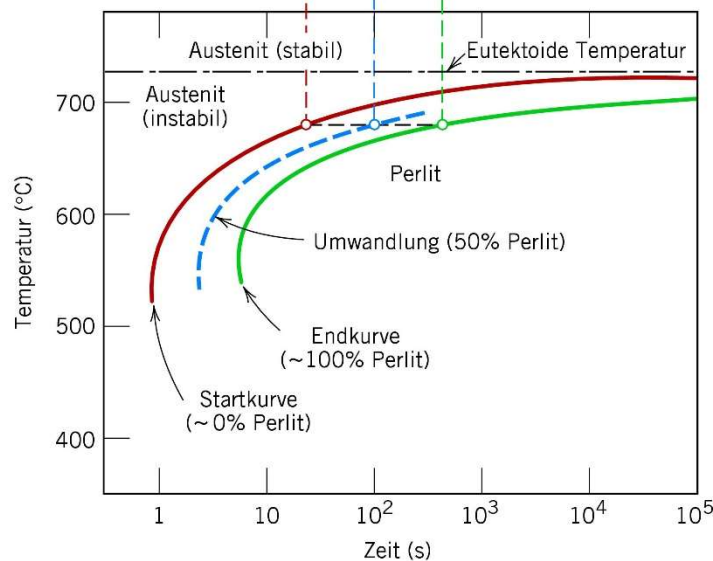
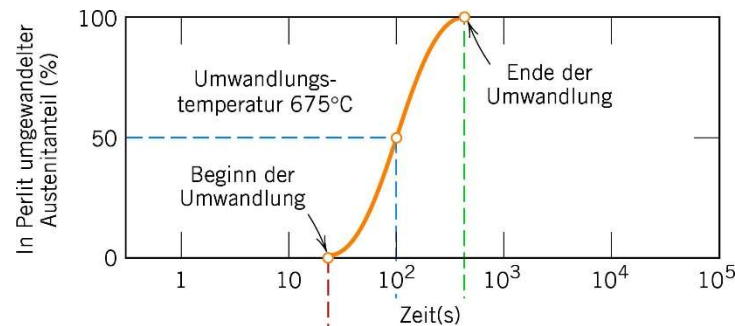


d.h. bei Abkühlung wandelt sich Austenit
in die Ferritphase und Zementit um \rightarrow Perlit



Temperaturabhängigkeit des
eutektoiden Zerfalls im Stahl:
Perlitanteil steigt mit Zeit an

Konstruktion des TTT-Diagramms

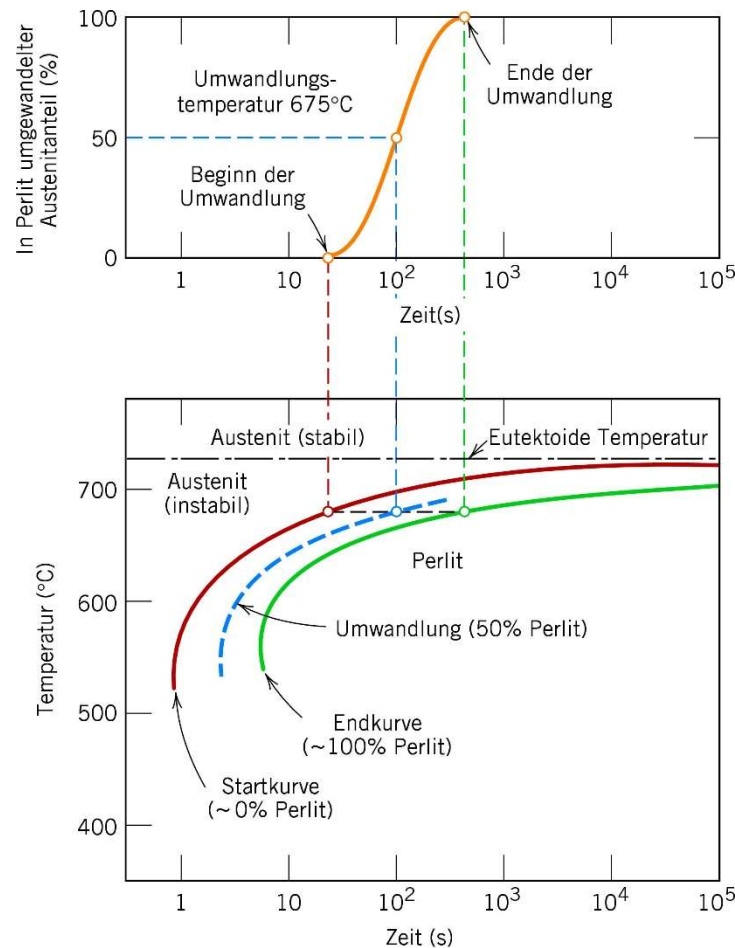


TTT Diagramm:
time-temperature transformation Diagramm

Temperatur und logarithmische Zeit an Achsen

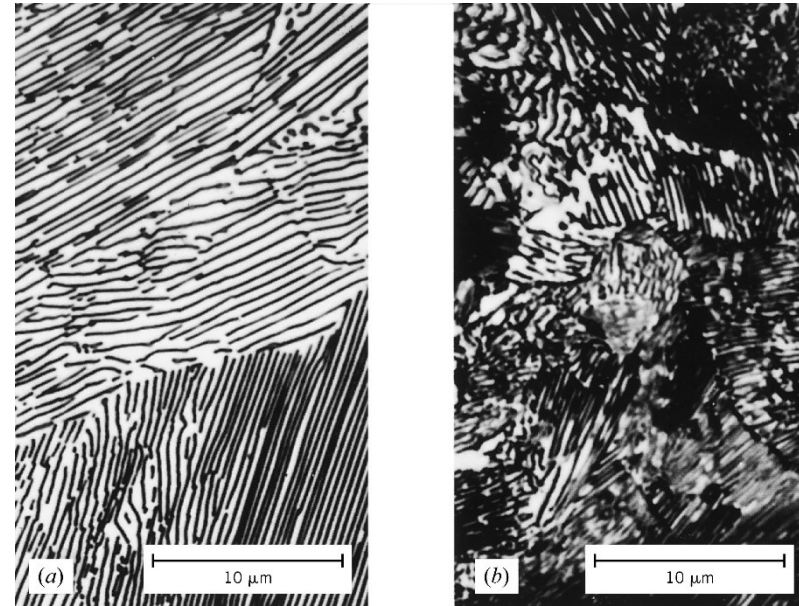
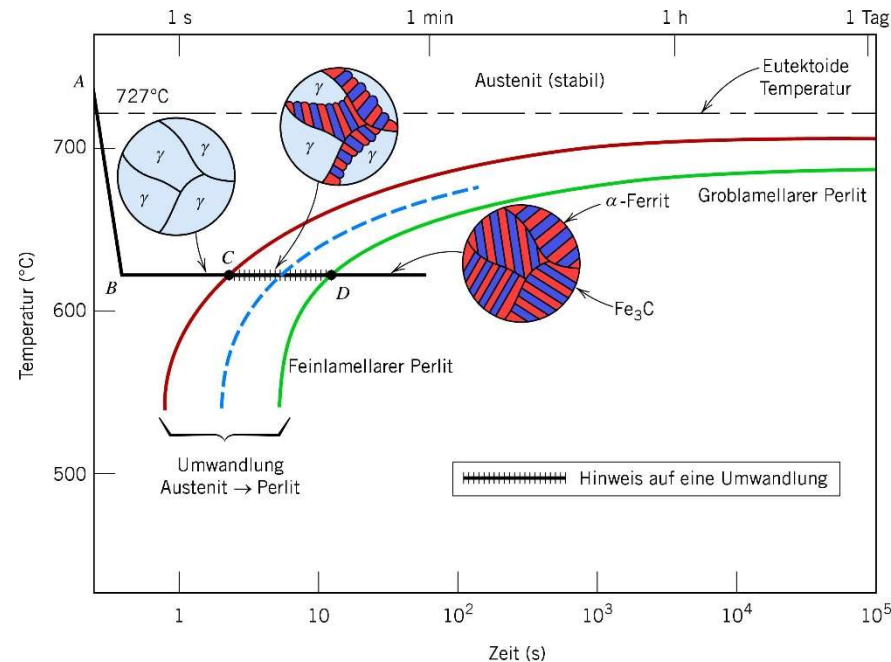
- **linke Kurve:** Zeit, die bei gegebener Zeit bis zum Einsetzen der Reaktion vergeht
- **rechte Kurve:** Zeit, bei der die Umwandlung beendet ist
- **gestrichelte Kurve:** Umwandlung zu 50 % abgelaufen

Konstruktion des TTT-Diagramms



- links von **Startkurve** nur Austenit
- rechts von **Endkurve** nur Perlit
- knapp unterhalb der eutektischen Temperatur sehr lange Umwandlungszeiten

Konstruktion des TTT-Diagramms



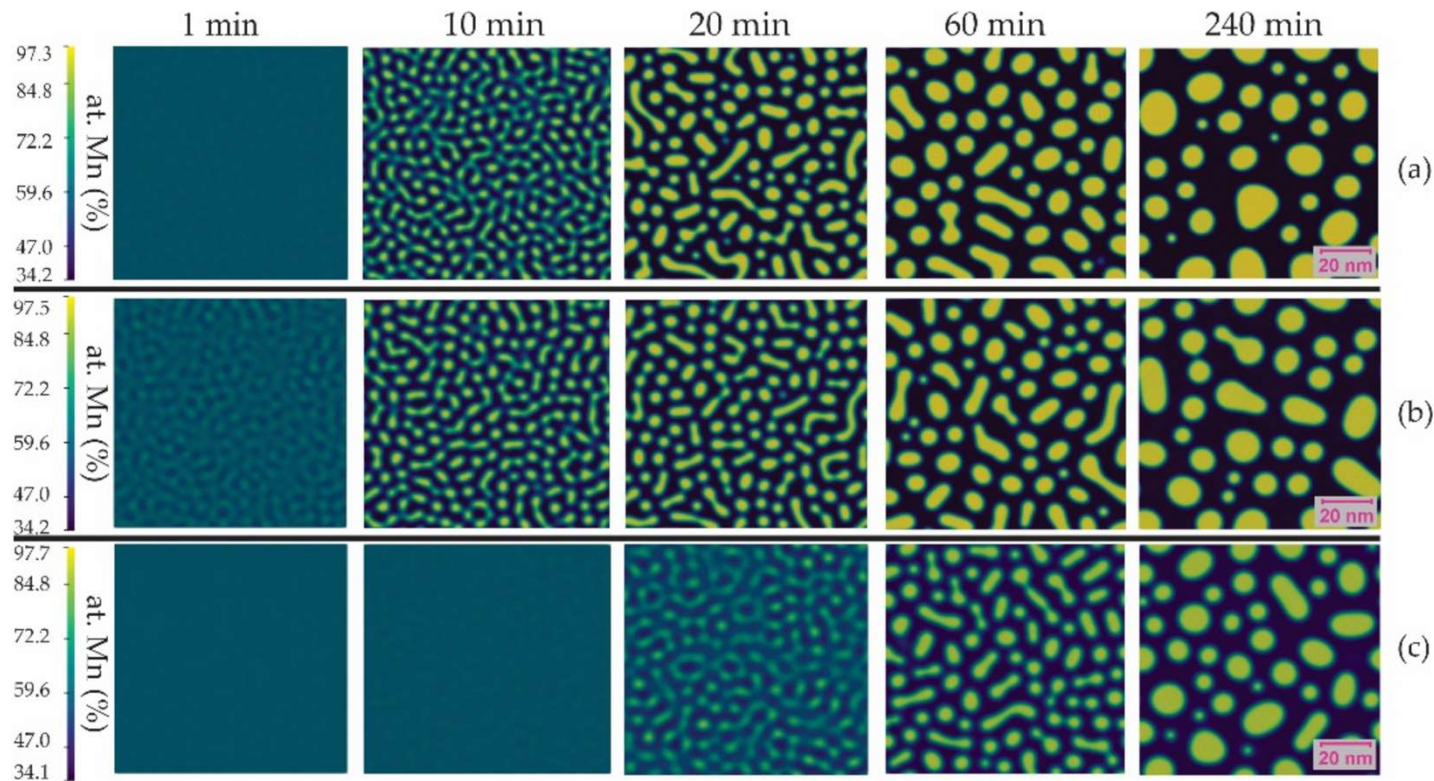
typische Wärmebehandlung:
zunächst Abkühlung (A → B),
dann isotherme Behandlung (B → D)

grob- und feinlamellarer Perlit:

- fein bei starker Unterkühlung
- grob bei schwacher Unterkühlung
- feinlamellarer Perlit ist härter und fester als groblamellarer

Spinodale Entmischung in Mn-Cu-Legierungen

Phasenfeldmodell auf der Grundlage der Cahn-Hilliard-Gleichung



Mikrostrukturelle Entwicklung einer Mn-30%-Cu-Legierung, die bei (a) 300 °C, (b) 400 °C und (c) 500 °C für verschiedene Zeiten gealtert wurde.

Phasenumwandlung in Ti-Nb-Legierungen

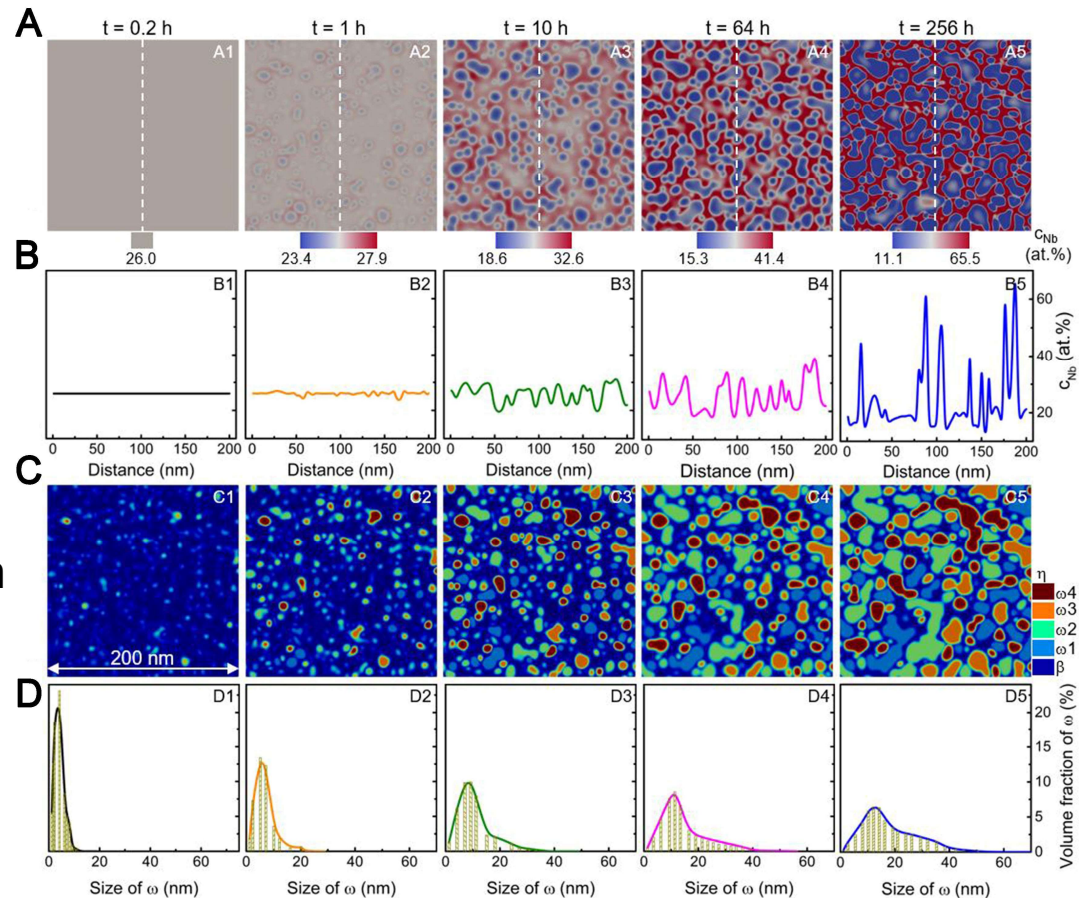
Berechnete mikrostrukturelle Entwicklung von isothermem, bei 573 K gealtertem ω -Ti-Nb für verschiedene Alterungszeiten in Ti-26 at.% Nb.

(A) Konzentrationsfelder

(B) Eindimensionale Nb-Konzentrationsprofile entlang der weißen, gestrichelten Linie

(C) Felder der strukturellen Ordnungsparameter

(D) Größenverteilung der isothermen Teilchen



11.7 Zusammenfassung

verschiedene Arten von Phasenumwandlungen
(Diffusion, Zusammensetzung, Anzahl der Phasen)

Keimbildung und Kristallwachstum

homogene Keimbildung:

Volumen- und Grenzflächenenergie des Keims, Umwandlungstemperatur
→ Keimbildung und deren Rate (kurzreichweitige Diffusivität)

heterogene Keimbildung → niedrigere Unterkühlung nötig

langreichweitige Diffusivität → Wachstumsrate → Mikrostruktur

spinodale Entmischung – Keimbildung und Wachstum

Avrami-Gleichung → Zeitabhängigkeit des Umwandlungsgrads

Zeit-Temperatur-Umwandlungsdiagramme