



Lehrstuhl für
Solartechnik

RWTHAACHEN
UNIVERSITY

Diese Arbeit wurde vorgelegt am
DLR - Institut für Solarforschung, Lehrstuhl für Solartechnik

Entwicklung eines orts aufgelösten Simulationsmodells für sensible Feststoffwärmespeicher

Development of a spatially-resolved simulation model for
sensible solid state heat storages

Masterarbeit

vorgelegt von
Moritz Laurs
348010

Erstprüfer: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Robert Pitz-Paal
Zweitprüfer: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Bernhard Hoffschmidt

Betreuender wiss. Mitarbeiter: Matthias Loevenich

Aachen, 2024

Kurzdarstellung

Die fortschreitende Integration erneuerbarer Energien, insbesondere aus volatilen Quellen wie Sonnen- und Windenergie, konfrontiert das Energiemanagement mit neuen Herausforderungen. Während konventionelle Kraftwerke bedarfsgerecht gesteuert werden können, ist die Energieerzeugung durch erneuerbare Quellen stark von den Umgebungsbedingungen abhängig. Um eine zuverlässige Energieversorgung zu gewährleisten, werden Energiespeicher benötigt, die überschüssige Energie speichern und bei Bedarf wieder abgeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein orts aufgelöstes Modell eines sensiblen Feststoffwärmespeichers des Unternehmens EnergyNest entwickelt, welches mit geringer Rechenleistung die transiente örtliche Temperaturverteilung des Speichers abbilden kann. Die Geometrie des Speichers wird hierfür abstrahiert und mittels der Finite-Volumen-Methode modelliert. Im Anschluss erfolgt eine Validierung des Modells anhand von Messdaten sowie eine Vereinfachung für spezifische Betriebszustände. Schließlich wird das Speichermodell in ein Gesamtsystemmodell in der Software YACOP integriert, um dessen Einsatzfähigkeit für die techno-ökonomische Bewertung zu demonstrieren.

Abstract

The increasing integration of renewable energy, especially from intermittent sources such as solar and wind, presents new challenges for energy management. While conventional power plants can be controlled on demand, renewable energy generation is highly dependent on environmental conditions. To ensure a reliable energy supply, energy storage systems are required to store excess energy and release it when needed.

In this thesis, a spatially resolved model of an EnergyNest sensible heat storage system is developed that is capable of representing the transient local temperature distribution of the storage system with low computational effort. For this purpose, the geometry of the storage system is abstracted and modeled using the finite volume method. The model is then validated with measured data and simplified for specific operating conditions. Finally, the storage model is integrated into an overall system model in the YACOP software to demonstrate its applicability for techno-economic evaluation.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Robert Pitz-Paal meinen Dank für die Betreuung und Begutachtung meiner Masterarbeit aussprechen.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer des Instituts Matthias Lövenich, M.Sc., dessen Unterstützung und Anregungen maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben. Seine fachliche Expertise und motivierende Art waren für mich stets eine große Hilfe.

Ein herzliches Dankeschön richte ich auch an die Mitarbeiter des DLR, die mich während meiner Forschungsarbeit unterstützt haben. Ihre Hilfe und die Bereitstellung der notwendigen Ressourcen waren für den Fortschritt meiner Arbeit unerlässlich.

Ebenso möchte ich meinen Freundinnen und Freunden [REDACTED]
[REDACTED]
[REDACTED] danken. Eure Unterstützung hat mir in vielen Momenten die nötige Kraft gegeben, weiterzumachen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Innere Energie	2
2.2	Wärmetransportmechanismen	4
2.2.1	Wärmeleitung	4
2.2.2	Konvektion	6
2.2.3	Wärmestrahlung	9
2.3	Finite-Volumen-Methode	9
2.3.1	Diskretisierung der Integrale	11
2.3.2	Diskretisierung der Flüsse	12
2.4	Zeitdiskretisierung	15
2.5	Lumped Element Methode	17
3	Stand der Technik	20
3.1	Energiespeicher	20
3.2	Wärmespeicher	21
3.2.1	Temperaturbereiche	21
3.2.2	Speichertechnologien	22
3.2.3	Weitere Speicherkenngrößen	27
3.2.4	Energiedichten	27
3.3	Wärmespeicher Energynest	28
3.3.1	EnergyNest	28
3.3.2	ThermalBattery™	28
3.3.3	Pilotanlage Abu Dhabi	32
3.3.4	HeatCrete	33
3.3.5	Dowtherm™-A	33
3.4	Simulationsumgebung YACOP	34
3.5	Vorhandene Ansätze	34
4	Modellierung des Wärmespeichers	36
4.1	Modellentwicklung und Abstraktion	36
4.1.1	Abstraktion Modul	36
4.1.2	Abstraktion Segment	37

4.2	Empirische Modellgleichung für die Nusselt-Zahl	38
4.3	Finite-Volumen-Modell	38
4.3.1	Aufbau des Modells	39
4.3.2	Netzkonvergenz	43
4.3.3	Validierung	44
4.4	Lumped-Element-Modell	49
4.4.1	Aufbau des Modells	49
4.4.2	Vorgehensweise und Vergleich mit Finite-Volumen-Modellierung	51
4.4.3	Ladezustände des Wärmespeichers	54
4.4.4	Verlust-Faktor	56
4.4.5	Nusselt-Faktor	58
4.4.6	Kombination der Faktoren	61
4.4.7	Erweiterter Nusselt-Faktor	64
4.4.8	Untersuchung des Diskretisierungsgrades	67
4.4.9	Auswertung und Performance	71
5	Integration des Modells in YACOP	72
5.1	Aufbau des Speichermodells	72
5.2	Einbindung des Speichermodells in ein Systemmodell	73
6	Zusammenfassung und Ausblick	77
A	Evaluierung verschiedener Wärmeüberträgerfluide bei variablen Diskretisierungen	78
B	Stoffgleichungen Wärmeüberträgerfluide	89
	Literaturverzeichnis	91

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kartesisches Kontrollvolumen mit Bezeichnungen	10
2.2	Prinzipiskizze: Lumped Element Methode in der Wärmetechnik	18
3.1	Wärmespeicherkategorien nach Funktionsprinzip.	22
3.2	Gespeicherte Energie in Abhängigkeit von der Temperatur für sensible Wärmespeicher.	23
3.3	Funktionsprinzip direkter und indirekter sensibler Wärmespeicher	23
3.4	Gespeicherte Energie in Abhängigkeit von der Temperatur für latente Wärmespeicher.	25
3.5	Segment einer ThermalBattery™.	29
3.6	Links: Modul ohne Dämmung und Container. Rechts: Vorderansicht. [1]	30
3.7	System aus mehreren zusammengesetzten Modulen. [2] [1]	31
3.8	EnergyNest Pilotprojekt in Abu Dhabi. [1] [3]	32
3.9	Eigenschaften von HeatCrete™ im Vergleich mit einem vom DLR ent- wickelten Beton.[4]	33
4.1	Reduktion des Segments mit vier Kanälen auf ein Segment mit einem Kanal.	37
4.2	Reduktion des Segments auf eine zweidimensionale Geometrie durch Ausnutzen von Symmetriebedingungen.	38
4.3	Prinzipiskizze FVM-Modell.	39
4.4	Fluid- und Betontemperaturen am Strömungsausstritt.	43
4.5	FVM-Simulation mit radial konstanter Starttemperatur.	45
4.6	FVM-Simulation mit initialisierter Starttemperatur.	47
4.7	FVM-Modell: Validierter Beladevorgang.	48
4.8	FVM-Modell: Validierter Entladevorgang.	48
4.9	Prinzipiskizze LEM-Modell.	49
4.10	Vergleich der zeitlichen Temperaturverläufe von Beton und HTF der FVM- und LEM-Rechnung für das gesamte Parameterfeld.	52
4.11	Vergleich der zeitlichen Temperaturverläufe von Beton und HTF der FVM- und LEM-Rechnung im Detail.	53
4.12	Radiale Temperaturverteilung in den verschiedenen Modellen.	53
4.13	Ladezustände des Wärmespeichers.	55
4.14	Einfluss des Verlust-Faktors auf die LEM-Rechnung.	56

4.15	Einfluss des Verlust-Faktors auf die LEM-Rechnung - Gesamtes Parameterfeld.	57
4.16	Einfluss des Nusselt-Faktors auf die LEM-Rechnung.	59
4.17	Einfluss des Nusselt-Faktors auf die LEM-Rechnung - Gesamtes Parameterfeld.	60
4.18	Einfluss beider Korrektur-Faktoren auf die LEM-Rechnung.	61
4.19	Einfluss beider Korrektur-Faktoren auf die LEM-Rechnung - Gesamtes Parameterfeld.	62
4.20	Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.	63
4.21	LEM-Berechnung mit alten Korrekturfaktoren Einfluss der neuen Korrekturfaktoren auf eine Berechnung im Zustand <i>Laden nach Lastwechsel</i>	64
4.22	Qualitativer Temperaturverlauf nach Lastwechsel.	65
4.23	Temperaturverlauf zu den Zeitpunkten t_1 und t_4	65
4.24	Einfluss der neuen Korrekturfaktoren auf eine Berechnung im Zustand <i>Laden nach Lastwechsel</i>	66
4.27	Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Diskretisierungsgrad: Medium.	67
4.28	Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Diskretisierungsgrad: Grob.	68
4.25	Einfluss der neuen Korrekturfaktoren auf eine Berechnung im Zustand <i>Laden nach Lastwechsel</i> - Gesamtes Parameterfeld.	69
4.26	Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.	70
5.1	Speichermodell mit Schnittstellen für YACOP.	72
5.2	Systemmodell mit integriertem Wärmespeicher.	74
5.3	Simulationsergebnisse des Feststoffwärmespeichers eingebunden in das Gesamtsystem in YACOP für eine typische Woche im Sommer.	75
5.4	Simulationsergebnisse des Feststoffwärmespeichers im Vergleich mit verschiedenen Speichermodellen.	76
A.1	Dowtherm TM -A: Beladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	78
A.2	Dowtherm TM -A: Entladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	79
A.3	Dowtherm TM -A: Entladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	79
A.4	Dowtherm TM -A: Entladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	80

A.5	Dowtherm™ A: Entladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	80
A.6	Therminol® VP-1: Beladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein. . .	81
A.7	Therminol® VP-1: Beladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob. . .	81
A.8	Therminol® VP-1: Beladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	82
A.9	Therminol® VP-1: Beladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	82
A.10	Therminol® VP-1: Entladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	83
A.11	Therminol® VP-1: Entladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	83
A.12	Therminol® VP-1: Entladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	84
A.13	Therminol® VP-1: Entladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	84
A.14	Syltherm™ 800: Beladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	85
A.15	Syltherm™ 800: Beladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	85
A.16	Syltherm™ 800: Beladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	86
A.17	Syltherm™ 800: Beladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	86
A.18	Syltherm™ 800: Entladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	87
A.19	Syltherm™ 800: Entladen: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	87
A.20	Syltherm™ 800: Entladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.	88
A.21	Syltherm™ 800: Entladen nach Lastwechsel: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.	88

Tabellenverzeichnis

2.1	Wärmeleitfähigkeit verschiedener Materialien λ in $\frac{W}{mK}$	5
2.2	Numerische Integrationsverfahren	11
2.3	Randbedingungen für wärmetechnische Probleme	15
2.4	Anwendungsmöglichkeiten für die LEM-Methode	17
3.1	Spezifische Kosten verschiedener Speichersysteme.	27
3.2	Spezifische Energiedichten verschiedener sensibler Speichermaterialien [5][6][7].	28
3.3	Geometrische Daten eines Segments	29
3.4	EnergyNest ThermalBattery™: Umgesetzte Projekte	31
3.5	Technische Daten des Systems im Pilotprojekt	32
4.1	Randbedingungen für Fluid und Feststoff	42
4.2	Validierungsparameter der FVM-Rechnung	45
4.3	Validierungsparameter der LEM-Rechnung	51
4.4	Parameter der Diskretisierungen	67
4.5	Korrekturfaktoren	71
4.6	Vergleich Simulationsaufwand	71
5.1	Komponenten im Systemmodell	74
5.2	Parameter YACOP Speichermodell	74

Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Formelzeichen

A, B	Reaktionskomponenten	Mol
E	Energie	J
F	Flüsse	—
Q	Wärme	J
\dot{Q}	Wärmestrom	W
S	Seite	m^2
T	Temperatur	K
U	Innere Energie	J
V	Volumen	m^3
W	Arbeit	J
a	Temperaturleitfähigkeit	$\frac{m^2}{s}$
c	Seiten des Kontrollvolumen	m^2
g	Fallbeschleunigung	$\frac{m}{s^2}$
h	Enthalpie	$\frac{kJ}{kg}$
k	Diffusionskoeffizient	—
m	Masse	kg
\dot{m}	Massenstrom	$\frac{kg}{s}$
p	Druck	Pa
\dot{q}''	Wärmestromdichte	$\frac{W}{m^2}$
\dot{q}'''	Quell- und Senkendichte	$\frac{W}{m^3}$
r, ϕ, z	Polarkoordinaten	—
r	Radius	m
t	Zeit	s
v	Fluidgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
x, y, z	kartesische Ortskoordinaten	—

Griechische Formelzeichen

Δ	Differenz	—
Δh_{pc}	Phasenwechselenthalpie	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$
β	thermischer Ausdehnungskoeffizient	—
γ	Proportionalitätsfaktor	—
ϵ	Emissionsgrad	—
η	kinematische Viskosität	$\frac{\text{kg}}{\text{ms}}$
ξ	Reibungsbeiwert	—
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$5.67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$
ϕ	zu bilanzierende Größe	

Abkürzungen

Bi	Biot-Zahl
ca.	circa
CAPEX	capital expenditures
CFL	Courant-Friedrich-Lewis
CSP	Concentrated Solar Power
div	Divergent
FVM	Finite Volumina Method
Gr	Grasshof-Zahl
grad	Gradient
HTF	Heat Transfer Fluid
KV	Kontrollvolumen
LEM	Lumped Element Method
max.	maximal
Nu	Nusselt-Zahl
OPEX	operational expenditures
Pr	Prandtl-Zahl
Re	Reynoldszahl
UDS	Upwind Differencing Scheme
YACOP	Yield Assessment Calculation and Optimization Program
z.B.	zum Beispiel

Indizes

0	Referenzzustand 0
∞	Wert im ungestörten Bereich
a	außen
c	fest / Beton
char	charakteristisch
chem	chemisch
Eq	Äquivalent
d	Diskretisierungsgrad
e	east
Eq	Äquivalent
fl	flüssig / HTF
g	gasförmig
ges	gesamt
i	innen
k	Zeitschritt
kin	kinetisch
konv	konvektiv
min	Minimum
n	nord
nom	nominell
nu	nusselt
nutz	nutzbar
nukl	nuklear
p	pressure
pot	potentiell
s	south
therm	thermisch
U	Umgebung
w	west
wand	Wand

1. Einleitung

Der wachsende Anteil erneuerbarer Energien führt durch volatile Quellen wie Sonnen- und Windenergie zu neuen Herausforderungen im Energiemanagement. Im Gegensatz zu konventionellen Kraftwerken, die bei Bedarf verhältnismäßig einfach geregelt werden können, ist die Energiegewinnung durch Sonnen- oder Windenergie von den Umgebungsbedingungen abhängig. Um eine zuverlässige Regelung der Energieversorgung zu gewährleisten, werden Energiespeicher eingesetzt. Diese speichern überschüssige Energie, die während Zeiten von Produktionsüberschuss generiert wird, und geben diese bei Energiebedarf, etwa während einer Dunkelflaute, wieder ab.

Die Integration von Wärmespeichern in Energiesysteme und deren optimale Auslegung ist entscheidend für eine effiziente und sichere klimaneutrale Infrastruktur. Zur optimalen Auslegung solcher Energiesysteme werden Optimierungsalgorithmen eingesetzt, die unterschiedliche techno-ökonomische Kennzahlen auswerten und so die optimale Größe der einzelnen Komponenten im System auswerten. Die Techno-ökonomischen Bewertungen basieren üblicherweise auf jährlichen Ertragsrechnungen mit stündlichen Zeitschritten, um sowohl tägliche als auch saisonale Schwankungen berücksichtigen zu können. Die techno-ökonomische Bewertung solcher Systeme setzt zum einen eine präzise Berechnung der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse voraus, benötigt zum anderen aber geringe Rechenzeiten der Modelle für die effiziente Durchführung der Optimierungen.

Eine besondere Herausforderung stellen Wärmespeicherprozesse dar, deren Berechnung in der Regel hohe Rechenleistungen beansprucht. Sie werden durch partielle Differentialgleichungen beschrieben, welche analytisch nicht lösbar sind und deswegen numerisch gelöst werden müssen. Die Prozesse werden räumlich und zeitlich diskretisiert, sodass jeder Zeitschritt rechenintensive Matrixoperationen enthält.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein vereinfachtes ortsaufgelöstes Modell eines sensiblen Feststoffwärmespeichers des Unternehmens EnergyNest entwickelt. Dieses soll unter Beanspruchung geringer Rechenleistung die transiente örtliche Temperaturverteilung des Energiespeichers abbilden können. Dazu wird zunächst die Geometrie des Speichers abstrahiert. Diese wird unter Verwendung der Finite-Volumen-Methode modelliert und anhand von Messdaten validiert. Abschließend wird auf Basis des Finite-Volumen-Modells ein vereinfachtes Modell für definierte Betriebszustände entwickelt. Den Abschluss der Arbeit bildet die Integration des Speichermodells in ein Gesamtsystemmodell in der Software YACOP, um die Einsatzfähigkeit für die techno-ökonomische Bewertung aufzuzeigen.

2. Theoretische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die für die vorliegende Arbeit benötigten Grundlagen erläutert. Zunächst werden die verschiedenen Wärmetransportmechanismen betrachtet und anschließend Verfahren zur numerischen Berechnung von wärmetechnischen Problemstellungen präsentiert.

2.1. Innere Energie

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik lautet:

Für die Energie gilt ein Erhaltungssatz: Energie kann weder erzeugt noch vernichtet werden. [8]

Energie ist eine extensive Zustandsgröße, die sich aus der kinetischen, potentiellen und inneren Energie zusammensetzt.

$$E_{ges} = E_{kin} + E_{pot} + U \quad (2.1)$$

E_{ges}	Gesamtenergie	J
E_{kin}	kinetische Energie	J
E_{pot}	potentielle Energie	J
U	innere Energie	J

Die innere Energie lässt sich weiter in drei Komponenten einteilen.

$$U = U_{therm} + U_{chem} + U_{nukl} \quad (2.2)$$

U_{therm}	thermische Energie	J
U_{chem}	chemische Energie	J
U_{nukl}	nukleare Energie	J

Im Rahmen dieser Arbeit spielen chemische sowie nukleare Energie keine Rolle, kinetische und potentielle Energie werden vernachlässigt.

Aus 2.1 und 2.2 folgt somit

$$E_{ges} = U_{therm} \quad (2.3)$$

Die Änderung der inneren Energie ist abhängig von der Änderung der Temperatur:

$$U_{therm} = mc_p(T - T_0) \quad (2.4)$$

m	Masse	kg
c_p	Wärmekapazität	$\frac{\text{kJ}}{\text{kgK}}$
T	Temperatur	K
T_0	Temperatur bei Referenzpunkt 0	K

Die Wärmeenergie, die während eines Prozesses in das System fließt, wird als Q bezeichnet. Für die Energieänderung im System gilt:

$$E_2 - E_1 = Q \quad (2.5)$$

E_i	Systemenergie zum Zeitpunkt i	J
Q	Wärmemenge	J
W	Arbeit	J

Die Wärme, die einem System pro Zeiteinheit zu- oder abgeführt wird, wird als Wärmestrom bezeichnet:

$$\frac{dQ}{dt} = \dot{Q}(t) \quad (2.6)$$

$\dot{Q}(t)$	Wärmestrom	W
t	Zeit	s

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Arbeit P vorerst irrelevant, so dass für die Leistungsbilanz in einem geschlossenes System gilt:

$$\frac{d(mc_p(T - T_0))}{dt} = \dot{Q}(t) \quad (2.7)$$

2.2. Wärmetransportmechanismen

Im Folgenden werden die Grundlagen der Wärmeübertragung in Anlehnung an [8], [9] und [10] beschrieben. Energie, die alleine aufgrund einer Temperaturdifferenz übertragen wird, wird als Wärme bezeichnet. Dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik zufolge fließt diese immer in Richtung der niedrigeren Temperatur. Die Temperaturdifferenz ist die treibende Kraft des Transports.

Der Quotient aus dem Wärmestrom und der von ihm durchströmten Fläche wird als Wärmestromdichte bezeichnet.

$$\frac{d\dot{Q}}{dA} = \dot{q}'' \quad (2.8)$$

\dot{q}''	Flächenspezifischer Wärmestrom	$\frac{W}{m^2}$
A	Fläche	m^2

In der Wärmelehre sind drei grundlegende Mechanismen des Wärmetransports zu unterscheiden: Konvektion beschreibt den Transport durch strömende Gase oder Fluide, Konduktion bzw. Wärmeleitung beschreibt den Energietransport aufgrund von im Material vorhandenen Temperaturgradienten und Wärmestrahlung ist die Wärmeübertragung, welche durch elektromagnetische Wellen von Körpern entsteht.

2.2.1. Wärmeleitung

Konduktion oder Wärmeleitung ist der Energietransport aufgrund von molekularer Wechselwirkungen in Form von Stößen in einem Material mit Temperaturgradienten. In Metallen übertragen zusätzlich die freien Elektronen Energie. Weiter ist Konduktion von einer makroskopischen Bewegung des Materials unabhängig. Für die ingenieurwissenschaftliche Betrachtung in Wärmespeichern wird anstelle der Teilchenebene ein einfacherer makroskopischer Ansatz gewählt: Wärmestromdichten durch Wärmeleitung sind proportional zum örtlichen Temperaturgradienten. Als Proportionalitätsfaktor wird die Wärmeleitfähigkeit λ definiert. Dieser Zusammenhang wird durch das Fourier'sche Gesetz beschrieben:

$$\dot{q}'' = -\lambda \cdot \text{grad}(T(x, y, z)) \quad (2.9)$$

λ	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{W}{mK}$
x, y, z	kartesische Ortskoordinaten	m

Tabelle 2.1 zeigt Wärmeleitfähigkeiten für verschiedene Materialien. Sie ist bei Metallen am höchsten, gefolgt von anderen Feststoffen und Materialien im flüssigen Aggregatzustand. Für Gase ist die Wärmeleitfähigkeit am niedrigsten.

Tabelle 2.1.: Wärmeleitfähigkeit verschiedener Materialien λ in $\frac{\text{W}}{\text{mK}}$

Metalle		andere Feststoffe		Flüssigkeiten		Gase	
Aluminium	236	Beton	2.1	Dowtherm A	0.15	Luft	0.026
Silber	428	Glas	0.76	Benzin	0.14	Argon	0.018
Eisen	84	Eis	2.33	Wasser	0.56	Wasserdampf	0.025

Im eindimensionalen Fall reduziert sich das Fourier'sche Gesetz zu:

$$\dot{q}_x'' = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.10)$$

$$\dot{q}_x'' \quad \text{Wärmestromdichte} \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Die Fourier'sche Differentialgleichung der Wärmeleitung liefert die dreidimensionale Bilanzierung eines infinitesimalen Elements:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \cdot \text{grad}(T)) + \dot{q}''' \quad (2.11)$$

$$\rho \quad \text{Dichte} \quad \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

$$\dot{q}''' \quad \text{Quell- und Senkendichte} \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^3}$$

Durch Auflösen der Divergenz und des Gradienten in partielle Differentialgleichungen ergibt sich für ein kartesisches Koordinatensystem folgende Darstellung:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q}''' \quad (2.12)$$

Dies stellt die Grundlage für Berechnungen von Temperaturverteilungen dar. Je nach Anwendungsfall kann eine abweichende Formulierung benötigt werden. Für die Berechnung des Temperaturfeldes in einem Hohlzylinder bietet sich folgende Darstellung in Zylinderkoordinaten an:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q}''' \quad (2.13)$$

r	radiale Ortskoordinate	m
ϕ	azimutale Ortskoordinate	rad
z	axiale Ortskoordinate	m

2.2.2. Konvektion

Wird der Energietransport durch Wärmeleitung in einem Prozess von Stofftransport (Advektion) überlagert, wird dies als Konvektion bezeichnet. Zusätzlich zur Wärmeleitung wird hier auch der Transport von Enthalpie und kinetischer Energie berücksichtigt. Ein typischer Konvektionsvorgang ist der Wärmeübergang von einem strömenden Fluid an eine Rohrwand, der im Folgenden beispielhaft zu Erklärung der Zusammenhänge verwendet wird.

Der konvektive Wärmeübergang hängt neben der Wärmeleitfähigkeit λ auch von weiteren Prozessparametern wie der Strömungsgeschwindigkeit und dem Turbulenzgrad ab. Die Wärmestromdichte ist abhängig von der Differenz zwischen Wandtemperatur und Fluidtemperatur in ausreichender Entfernung zur Wand. Weiter ist sie abhängig vom Temperatur- und Geschwindigkeitsprofil im Fluid. Dieser komplexe Zusammenhang wird im Wärmeübergangskoeffizienten α zusammengefasst:

$$\dot{q}'' = \alpha \cdot (T_{c,wand} - T_{fl,\infty}) \quad (2.14)$$

α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{W}{m^2K}$
$T_{c,wand}$	Wandtemperatur	K
$T_{fl,\infty}$	Fluidtemperatur im ungestörten Bereich	K

Der Energietransport orthogonal zur Oberfläche kann nur durch Wärmeleitung existieren, da die Strömung nicht in den Festkörper eindringen kann. Es folgt:

$$\dot{q}_{wand}'' = -\lambda_{c,wand} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{wand} \quad (2.15)$$

y Richtungsvektor normal zur Wand -

Aus 2.14 und 2.15 folgt für den Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\alpha = \frac{-\lambda_{c,wand} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{wand}}{T_{fl,\infty} - T_{c,wand}} \quad (2.16)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient α kann folglich bestimmt werden, wenn das Temperaturprofil in Wandnähe bekannt ist. Dies ist in der Praxis nur selten der Fall, deswegen wurden empirische geometrieabhängige Korrelationen eingeführt, die in der Nusselt-Zahl repräsentiert werden:

$$Nu = \frac{\alpha * L_{char}}{\lambda_{fl}} \quad (2.17)$$

Nu Nusselt-Zahl -
 L_{char} Charakteristische Länge m

Es wird zwischen erzwungener und freier Konvektion unterschieden.

Erzwungende Konvektion

Bei der erzwungenen Konvektion wird die Strömung durch äußere Kräfte wie einen Verdichter oder eine Pumpe hervorgerufen. Sie ist maßgeblich von der Reynoldszahl abhängig:

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (2.18)$$

Re Reynolds-Zahl -
 Pr Prandtl-Zahl -

Die Reynoldszahl ist definiert durch das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Reibungskräften der Strömung:

$$Re = \frac{w \cdot L_{char}}{\nu} \quad (2.19)$$

w	Fluidgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
ν	kinematische Viskosität	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$

Desweiteren ist die Konvektion von der Prandtl-Zahl abhängig. Die Prandtl-Zahl stellt das Verhältnis der kinematischen Viskosität ν zur Temperaturleitfähigkeit a dar:

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (2.20)$$

a	Temperaturleitfähigkeit	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
-----	-------------------------	-------------------------------

Die Temperaturleitfähigkeit wird definiert durch

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \quad (2.21)$$

Freie Konvektion

Bei der freien Konvektion wird die Strömung durch Kräfte im Fluid hervorgerufen. So entstehen durch Dichteunterschiede aufgrund von Temperaturgefällen oder Konzentrationsgefällen Auftriebskräfte. Die Strömungscharakteristik bei der freien Konvektion wird maßgeblich durch die Grashof-Zahl beschrieben. Weiter ist der konvektive Wärmeübergang von der Prandtl-Zahl abhängig.

$$Nu = f(Gr, Pr) \quad (2.22)$$

Die Grashof-Zahl ist definiert durch

$$Gr = \frac{L^3 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T}{\nu^2} \quad (2.23)$$

g	Fallbeschleunigung	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
β	thermischer Ausdehnungskoeffizient	—

2.2.3. Wärmestrahlung

Als Wärmestrahlung wird Energietransport bezeichnet, bei dem Energie in Form von elektrischen Wellen von einem Körper an die Umgebung emittiert wird. Im Gegensatz zur Konvektion und der Wärmeleitung ist sie nicht an ein Medium gebunden und Energie kann auch durch ein Vakuum transportiert werden. Sie ist von der vierten Potenz der Temperatur und von der Stephan-Boltzmann-Konstanten abhängig.

$$q = \epsilon * \sigma * T^4 \tag{2.24}$$

ϵ	Emissionsgrad	—
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$5.67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$

2.3. Finite-Volumen-Methode

Im Folgenden Kapitel werden die Grundlagen der Finite-Volumen-Methode (FVM) nach [11] erläutert. Die FVM-Methode ist eine Technik zur numerischen Lösung von Differentialgleichungen, die sich besonders zum Lösen von Strömungs- und Wärmeleitproblemen eignet.

Eine der wichtigsten Eigenschaften der FVM ist die Konservativität. Das bedeutet, dass die Erhaltungsgesetze auch in den diskretisierten Gleichungen erfüllt sind.

Grundlage für die FVM-Diskretisierung ist eine Einteilung des Problemgebiets in eine endliche Anzahl finiter Volumina. Für jedes dieser Kontrollvolumen (KV) werden Erhaltungsgleichungen in Integralform formuliert.

Für die allgemeine stationäre zweidimensionale Transportgleichung lautet die Differentialform:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\underbrace{v_i \phi}_{\text{konvektiver Anteil}} - \underbrace{k_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i}}_{\text{diffusiver Anteil}} \right) = f \tag{2.25}$$

ϕ	zu bilanzierende Größe	—
v_i	Geschwindigkeitsvektor in Richtung i	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
x_i	Richtungsvektor in Richtung i	m
k_i	Diffusionskoeffizient bei i	—

Die Anwendung des Gaußschen Integralsatzes auf Gleichung (2.25) liefert:

$$\int_S \left(v_i \phi - k_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) n_i dS = \int_V f dV \quad (2.26)$$

S	Oberfläche	m^2
V	Volumen	m^3

Für das Finite-Volumen-Verfahren stehen verschiedene Optionen zur Verfügung, an welcher Stelle die Variablen ausgewertet werden sollen. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine zellenorientierte Anordnung gewählt. Eine weitere Option ist eine Ecken- oder randorientierte Anordnung.

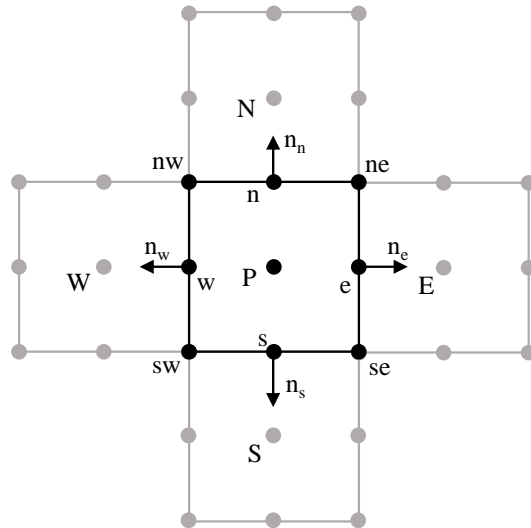


Abbildung 2.1.: Kartesisches Kontrollvolumen mit Bezeichnungen

Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch eine zweidimensionale FVM-Zelle und dessen Nachbarn. Der Mittelpunkt wird als P bezeichnet, die Bezeichnungen der Nachbarzellen folgen der Kompassnotation in Großbuchstaben (N, E, S, W). Die Randmittelpunkte der Zelle werden ebenso nach den Himmelsrichtungen benannt, hier werden Kleinbuchstaben verwendet (n, e, s, w). Die Eckpunkte der Zellen folgen der Beschriftung (ne, se, sw, nw).

Die zellorientierte Anwendung wertet die Funktionen in der Mitte der Zellen aus. Das Oberflächenintegral aus (2.26) kann in 4 Seitenkomponenten aufgespalten werden:

$$\sum_c \int_{S_c} \left(v_i \phi - k_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) n_{i,c} dS_c = \int_V f dV \quad (2.27)$$

c Seiten n, e, s, w

Die Terme auf der linken Seite lassen sich in einen konvektiven sowie einen diffusiven Anteil aufteilen.

$$F_c^C = \int_{S_c} (v_i \phi) n_{i,c} dS_c \quad (2.28)$$

$$F_c^D = \int_{S_c} \left(k_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) n_{i,c} dS_c \quad (2.29)$$

F_c^C Konvektive Flüsse
 F_c^D Diffusive Flüsse

2.3.1. Diskretisierung der Integrale

Bis hierhin sind die Bilanzen exakt. Im Folgenden wird die Diskretisierung der Oberflächen- und Volumen-Integrale mithilfe von geeigneten Mittelwerten der jeweiligen Integranden an den KV-Seiten durchgeführt. Die Integrale lassen sich mithilfe verschiedener Verfahren diskretisieren, eine Übersicht ist in Tabelle 2.2 gegeben.

Tabelle 2.2.: Numerische Integrationsverfahren

Bezeichnung	Anzahl Stützstellen	Exakt vom Grad
Mittelpunktregel	1	0
Trapezregel	2	1
Simpsonsche Regel	3	2

Wird die Mittelpunktsregel auf Gleichungen (2.30) und (2.29) angewandt, folgen

$$F_c^C \approx \underbrace{v_i n_{i,c} \partial S_c}_{\substack{\text{Massenstrom} \\ \text{durch Seite } S_c}} \phi_c \quad (2.30)$$

und

$$F_c^D \approx -k_i n_{i,c} \partial S_c \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)_c \quad (2.31)$$

Durch Einsetzen des Normalenvektors erhält man beispielsweise für den konvektiven Fluss durch die Seite e:

$$F_e^C \approx \dot{m}_e \phi_e = v_1 (y_{ne} - y_{se}) - v_1 (x_{ne} - x_{se}) \quad (2.32)$$

$$\dot{m}_e \quad \text{Massenstrom durch Seite e} \quad \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

Die Integration des Volumenanteils erfolgt ebenfalls numerisch. Es wird die Annahme getroffen, dass der Funktionswert im Mittelpunkt P des KVs einen Mittelwert für das Kontrollvolumen darstellt. Die zweidimensionale Mittelpunktsregel führt dann zu

$$\int_V f dV \approx f_P \partial V \quad (2.33)$$

$$\partial V \quad \text{Volumen eines Elements vom KV} \quad \text{m}^3$$

Das Volumenelement ∂V berechnet sich zu

$$\partial V = \frac{1}{2} |(x_{se} - x_{nw})(y_{ne} - x_{sw}) - (x_{ne} - x_{sw})(y_{se} - y_{nw})| \quad (2.34)$$

Nach Diskretisierung der Volumen und Flächen lässt sich Gleichung (2.27) umschreiben zu:

$$\underbrace{\sum_c \dot{m}_c \phi_c}_{\text{konv. Flüsse}} + \underbrace{\sum_c k_c n_{i,c} \partial S_c \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)_c}_{\text{diff. Flüsse}} = \underbrace{f_P \partial V}_{\text{Quellterm}} \quad (2.35)$$

2.3.2. Diskretisierung der Flüsse

Im folgenden Abschnitt werden die konvektiven und diffusiven Flüsse diskretisiert und anschließend zu einer Transportgleichung zusammengefasst.

Konvektive Flüsse

Die konvektiven Flüsse werden diskretisiert, indem die Variable ϕ_c durch die Variablen in den KV-Mittelpunkten ausgedrückt wird. Im Allgemeinen werden dazu die benachbarten Knotenpunkte ϕ_P und z.B. ϕ_E genutzt. Die konvektiven Flüsse können durch verschiedene Methoden approximiert werden.

Die Methode der Zentralen Differenzen approximiert die Randwerte zwischen den benachbarten Zellpunkten durch lineare Interpolation. Für den Randwert ϕ_e folgt:

$$\phi_e = \phi_E \gamma_e + \phi_P (1 - \gamma_e) \quad (2.36)$$

mit dem Proportionalitätsfaktor

$$\gamma_e = \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P} \quad (2.37)$$

Bei der Anwendung des Zentraldifferenzenverfahrens können numerische Oszillationen auftreten. Um diese zu vermeiden, bieten sich Upwind-Verfahren an. Bei diesen Verfahren wird die Interpolation abhängig von der Richtung des Geschwindigkeitsvektors gebildet. Dabei wird ausgenutzt, dass der konvektive Transport von ϕ in Konvektions-Diffusionsproblemen immer nur stromabwärts stattfindet.

Das einfachste Upwind-Verfahren wird als Upwind Differencing Scheme (UDS) bezeichnet.

ϕ_e wird hier durch den Massenfluss bestimmt:

$$\phi_e = \phi_P \text{ wenn } \dot{m}_e > 0 \quad (2.38)$$

$$\phi_e = \phi_E \text{ wenn } \dot{m}_e < 0 \quad (2.39)$$

Diffusive Flüsse

Zur Approximation der diffusiven Flüsse muss die Normalableitung von ϕ durch die Variablen in den KV-Mittelpunkten ausgedrückt werden. Für die Seite S_e muss beispielsweise der Ausdruck $(\partial\phi/\partial x)_e$ approximiert werden. Die einfachste Approximation wird durch den Einsatz einer Zentraldifferenz erhalten.

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_e \approx \frac{\phi_E - \phi_P}{x_E - x_P} \quad (2.40)$$

Diskretisierte Transportgleichung

Zum Abschluss werden die vorangegangenen Diskretisierungen auf ein kartesisches Gitter angewandt. Der konvektive Fluss wird mit dem UDS-Verfahren, der diffusive Fluss mithilfe der zentralen Differenzen bestimmt.

$$\begin{aligned}
 & \left(v_{P,x} \phi_P - k_e \frac{\phi_E - \phi_P}{x_E - x_P} \right) (y_n - y_s) \\
 & - \left(v_{E,x} \phi_E - k_w \frac{\phi_P - \phi_W}{x_P - x_W} \right) (y_n - y_s) \\
 & + \left(v_{P,y} \phi_P - k_e \frac{\phi - \phi_P}{y_N - y_P} \right) (x_e - x_w) \\
 & - \left(v_{S,y} \phi_S - k_e \frac{\phi_P - \phi_S}{y_P - y_S} \right) (x_e - x_w) = f_P \cdot (y_n - y_s)(x_e - x_w)
 \end{aligned} \tag{2.41}$$

Wird die Transportgleichung in Polarkoordinaten in r- und z-Richtung transformiert, ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 & \left(v_{P,z} \phi_P - k_e \frac{\phi_E - \phi_P}{z_E - z_P} \right) \pi(r_n^2 - r_s^2) \\
 & - \left(v_{E,z} \phi_E - k_w \frac{\phi_P - \phi_W}{z_P - z_W} \right) \pi(r_n^2 - r_s^2) \\
 & + \left(v_{P,r} \phi_P - k_e \frac{\phi_N - \phi_P}{r_N - r_P} \right) 2\pi \cdot r_n (z_e - z_w) \\
 & - \left(v_{S,r} \phi_S - k_e \frac{\phi_P - \phi_S}{r_P - r_S} \right) 2\pi \cdot r_s (z_e - z_w) = f_P \cdot \pi(r_n^2 - r_s^2)(z_e - z_w)
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

Das Volumen des Hohlzylinders ∂V lässt sich mit $\Delta r = r_N - r_S$ umformen zu:

$$\begin{aligned}
 \pi(r_N^2 - r_S^2) &= \pi \left(\left(r_P + \frac{\Delta r}{2} \right)^2 - \left(r_P - \frac{\Delta r}{2} \right)^2 \right) \\
 &= \pi \left(\left(r_P^2 + r_P \cdot \Delta r + \frac{1}{4} \Delta r^2 \right) - \left(r_P^2 - r_P \cdot \Delta r + \frac{1}{4} \Delta r^2 \right) \right) \\
 &= \pi \left(r_P^2 + r_P \cdot \Delta r + \frac{1}{4} \Delta r^2 - r_P^2 + r_P \cdot \Delta r - \frac{1}{4} \Delta r^2 \right) \\
 &= 2\pi \cdot r_P \cdot \Delta r \\
 &= 2\pi \cdot r_P \cdot (r_N - r_S)
 \end{aligned} \tag{2.43}$$

Wird Gleichung (2.42) nach f_P aufgelöst, ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 & \left(v_{P,z} \phi_P - k_e \frac{\phi_E - \phi_P}{z_E - z_P} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \\
 - & \left(v_{E,z} \phi_E - k_w \frac{\phi_P - \phi_W}{z_P - z_W} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \\
 + & \left(v_{P,r} \phi_P - k_e \frac{\phi_N - \phi_P}{r_N - r_P} \right) \frac{r_n}{r_p(r_n - r_s)} \\
 - & \left(v_{S,r} \phi_S - k_e \frac{\phi_P - \phi_S}{r_P - r_S} \right) \frac{r_s}{r_p(r_n - r_s)} = f_P
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

Randbedingungen

Die häufigsten auftretenden Randbedingungen sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

Tabelle 2.3.: Randbedingungen für wärmetechnische Probleme

Neumann-Bedingung	Vorgegebene Temperatur	$T = T_{wand}$
Dirichlet-Bedingung	Vorgegebener Wärmefluss	$k_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = h_{wand}$
Cauchy-Bedingung	Wärmefluss proportional zu Wärmetransport	$k_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \alpha(T_{wand} - T_{fl,\infty})$

2.4. Zeitdiskretisierung

Bei instationären Vorgängen sind die physikalischen Größen neben dem Ort von der Zeit abhängig. Um instationäre Vorgänge vollständig zu definieren, werden neben den Randbedingungen ebenfalls Startbedingungen benötigt.

$$\Phi = \Phi(x, t) \tag{2.45}$$

$$\Phi(x, t_0) = \Phi^0(x) \tag{2.46}$$

Φ	zu bilanzierende Größe
t_0	Zeitpunkt $t = 0$
Φ_0	Wert von Φ zu t_0

Die rechte Seite der aus der Ortsdiskretisierung resultierenden Gleichung wird im Folgenden durch den Operator \mathcal{L} ausgedrückt.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \mathcal{L}(\phi) \quad (2.47)$$

\mathcal{L} Operator

Im Falle einer Finite-Volumina-Ortsdiskretisierung sind die Komponenten von \mathcal{L} also durch (2.42) ausgedrückt.

Methoden zur Lösung von zeitdiskreten Problemen werden in explizite und implizite Verfahren eingeteilt:

- Bei expliziten Verfahren erfolgt die Diskretisierung der rechten Seite lediglich zu vorherigen, bereits bekannten Zeitpunkten:

$$\Phi^{k+1} = \mathcal{F}(\Phi^k, \Phi^{k-1}, \dots) \quad (2.48)$$

- Bei impliziten Verfahren erfolgt die Diskretisierung der rechten Seite auch zu neuen, unbekanntem Zeitpunkten:

$$\Phi^{k+1} = \mathcal{F}(\Phi^{k+1}, \Phi^k, \Phi^{k-1}, \dots) \quad (2.49)$$

k Zeitschritt
 \mathcal{F} Diskretisierungsvorschrift

Explizites Euler-Verfahren

In der vorliegenden Arbeit wurde das explizite Eulerverfahren angewandt. In diesem wird mittels einer Approximation der Zeitableitung zum Zeitpunkt t_n durch eine Vorwärtsdifferenzenformel der Zeitschritt t_{n+1} ermittelt.

$$\frac{\partial \phi(t_k)}{\partial t} \approx \frac{\phi^{k+1} - \phi^k}{\Delta t_k} \quad (2.50)$$

Nach ϕ^{k+1} aufgelöst

$$\phi^{k+1} = \phi^k + \Delta t_k \mathcal{L}(\phi_k) \quad (2.51)$$

Wird dieses Verfahren nun auf die örtlich diskretisierte Gleichung (2.42) angewandt, erhält man folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} \phi_P^{k+1} = \phi_P^k + \Delta t_k \cdot & \left[\left(v_{P,z} \phi_P^k - k_e \frac{\phi_E^k - \phi_P^k}{z_E - z_P} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \right. \\ & - \left(v_{E,z} \phi_E^k - k_w \frac{\phi_P^k - \phi_W^k}{z_P - z_W} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \\ & + \left(v_{P,r} \phi_P^k - k_n \frac{\phi_N^k - \phi_P^k}{r_N - r_P} \right) \frac{r_n}{r_p(r_n - r_s)} \\ & \left. - \left(v_{S,r} \phi_S^k - k_s \frac{\phi_P^k - \phi_S^k}{r_P - r_S} \right) \frac{r_s}{r_p(r_n - r_s)} \right] \end{aligned} \quad (2.52)$$

Courant-Friedrichs-Lewis-Zahl

Die CFL-Zahl gibt an, um wie viele Zellen sich das Fluid in einem Zeitschritt weiter bewegt:

$$CFL = \frac{v \cdot \Delta t}{\Delta z} \quad (2.53)$$

Die CFL-Bedingung sagt aus, dass das explizite Euler-Verfahren nur für $CFL < 1$ stabil sein kann. [11]

2.5. Lumped Element Methode

Die Lumped Element Methode (LEM) ist eine Technik zum einfachen numerischen Lösen von technischen Problemen. Sie kann neben der Wärmetechnik in weiteren Gebieten der Energietechnik eingesetzt werden. Tabelle 2.4 stellt einen Überblick dar [12].

Tabelle 2.4.: Anwendungsmöglichkeiten für die LEM-Methode

Allgemein	Elektrotechnik	Mechanik	Wärmetechnik
Transportgröße	Spannung	Kraft	Temperaturdifferenz
Flussgröße	Strom	Geschwindigkeit	Wärmestrom
Beladung	el. Ladung	Verschiebung	Wärme
Widerstand	el. Widerstand	Reibung	Th. Widerstand
Kapazität	el. Kapazität	Feder	Wärmekapazität

In der LEM-Methode werden in wärmetechnischen Anwendungen diskrete Objekte, die miteinander ausschließlich einen konvektiven Wärmestrom austauschen, betrachtet. In jedem Objekt herrschen homogene Bedingungen. Die Zustandsgrößen werden

durch ein geschlossenes Gleichungssystem ermittelt. Im Gegensatz zur rechenintensiven FVM-Methode wird die Wärmeleitung nicht berücksichtigt und die Objekte werden räumlich nicht weiter diskretisiert. Aufgrund dieser Vereinfachungen ist die LEM-Methode im Vergleich zur FVM-Methode stärker fehlerbehaftet.

Im Folgenden wird die LEM-Technik mit Fokus auf die Wärmetechnik betrachtet [13]. Während des Wärmeübertragungsprozesses verbleibt die Temperatur im diskreten Volumen räumlich konstant und ist ausschließlich eine Funktion der Zeit $T = T(t)$.

In Abbildung 2.2 ist das Grundkonzept der LEM-Methode für die Wärmeübertragung dargestellt.

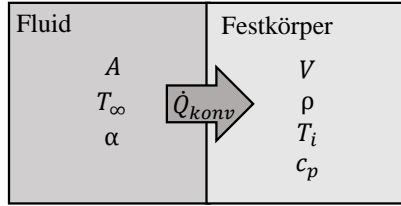


Abbildung 2.2.: Prinzipskizze: Lumped Element Methode in der Wärmetechnik

Die Zustände werden über Energiebilanzen hergeleitet. Dichte und Wärmekapazität werden als konstant betrachtet. Die Energiebilanz um den Festkörper ist

$$\frac{\partial U_c}{\partial t} = \dot{Q}_{konv} \quad (2.54)$$

$$\frac{\partial U_c}{\partial t} = V_c \rho_c c_{p,c} \frac{\partial T_c}{\partial t}. \quad (2.55)$$

Die konvektiv übertragene Wärmeenergie berechnet sich nach 2.14 zu

$$\dot{Q}_{konv} = A * \alpha * (T_{wand,c} - T_{fl,\infty}). \quad (2.56)$$

Die Wandtemperatur ist der Annahme der homogenen Temperaturverteilung nach gleich der Festkörpertemperatur $T_{w,c} = T_c$. (2.54) - (2.56) ergeben

$$V_c \rho_c c_{p,c} \frac{\partial T_c}{\partial t} = A * \alpha * (T_c - T_{fl,\infty}) \quad (2.57)$$

Umstellen nach den Variablen und einsetzen der Integrale liefert

$$\int_{T_c,t_0}^{T_c,t_1} \frac{1}{T_c - T_{fl,\infty}} \partial T_c = \int_0^t \frac{\alpha A}{V_c \rho_c c_{p,c}} \partial t. \quad (2.58)$$

Das Verhältnis $\frac{V_c}{A}$ wird als charakteristische Länge L_{char} bezeichnet.

Integrieren und Einsetzen der Variablen führt zu

$$\frac{\ln(T_{c,1} - T_{fl,\infty})}{\ln(T_{c,0} - T_{fl,\infty})} = \frac{\alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} t \quad (2.59)$$

Die Gleichung aufgelöst nach $T_{c,1}$ bringt

$$T_c(t) = T_{fl,\infty} + (T_c(0) - T_{fl,\infty}) \cdot e^{\frac{\alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} t} \quad (2.60)$$

Die LEM-Methode ermöglicht eine einfache Berechnung von konvektiven Wärmeübergängen. Durch die Vernachlässigung der Wärmeleitung kann der Temperaturgradient im Feststoff in radialer Richtung nicht abgebildet werden. Je geringer jedoch das Verhältnis vom Wärmeleitwiderstand des Objekts zum Wärmeübergangswiderstand seiner Umgebung ist, desto geringer ist auch der Temperaturgradient im Feststoff. Dieses Verhältnis wird in der dimensionslosen Biot-Zahl abgebildet.

$$Bi = \frac{\alpha \cdot L_{char}}{\lambda_c} \quad (2.61)$$

Die LEM-Methode ist demnach nur für Anwendungen mit einer niedrigen Biot-Zahl geeignet. In verschiedenen Publikationen wird für die Anwendung der LEM-Methode vorausgesetzt, dass $Bi \ll 1$ [13], [14].

3. Stand der Technik

In diesem Kapitel wird der aktuelle Forschungsstand zusammengefasst. Zunächst wird ein allgemeiner Einblick in aktuelle Energiespeicher und deren Funktionsweise gegeben. Anschließend wird der im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Wärmespeicher im Detail beschrieben. Abschließend werden vorhandene Ansätze zur numerischen Berechnung von Wärmespeicherungsprozessen vorgestellt.

3.1. Energiespeicher

Ein Energiespeicher ist eine energietechnische Einrichtung, welche die drei folgenden Prozesse beinhaltet: Einspeichern (Beladen), Speichern und Ausspeichern (Entladen) [15]. Energiespeicher können Energie in verschiedenen Formen speichern. Stromspeicher speichern elektrische Energie entweder direkt statisch in Kondensatoren, elektromagnetisch in Spulen oder sie wandeln Energie reversibel in eine andere physikalische Energieform um. Wärmespeicher speichern Energie in Form von Wärme. Dabei können sie in sensible, latente und thermochemische Wärmespeicher eingeteilt werden. Brenn- und Kraftstoffspeicher speichern chemische Energie durch die Lagerung von Kohlenwasserstoffen oder anderen Energieträgern. Weiter werden Speicher nach ihrer Ausspeicherdauer klassifiziert:

- Kurzzeitspeicher sind Speicher, deren Entladedauer wenige Nanosekunden bis hin zu 24 Stunden beträgt. Sie werden häufig zum Ausgleich von kurzfristigen Schwankungen im Stromnetz genutzt. Dazu gehören beispielsweise Kondensatoren, Batterien, sensible Wärmespeicher, Druckluftspeicher und Pumpspeicher.
- Langzeitspeicher halten Energie bis zu mehrere Jahre vor, mindestens aber 24 Stunden. Sie können dem Ausgleich von saisonalen Schwankungen wie geringe Wassermengen in der Wasserkraft oder anhaltenden Windflauten dienen. Beispiele für Langzeitspeicher sind Kavernenspeicher und Porenspeicher, aber auch sensible Wärmespeicher können in diese Kategorie fallen.

Eine weitere Klassifizierung erfolgt räumlich:

- Zentrale Speicher sind große, meist ortsfeste Speicher wie Gaskavernen oder Pumpspeicher. Häufig sind sie an geologische und topologische Voraussetzungen gebunden.
- Dezentrale Speicher sind kleinere verteilte oder modulare Speicher wie beispielsweise Hausbatteriespeicher für Photovoltaikanlagen.
- Ortschaftliche Speicher sind an einen Ort gebunden. Insbesondere die zentralen Speicher fallen in diese Kategorie, aber auch große dezentrale Speicher können ortsfest sein.

- Mobile Speicher wie Batterien oder Treibstofftanks sind darauf ausgelegt, transportabel zu sein.

3.2. Wärmespeicher

2023 lag der Anteil erneuerbarer Energien mit 268 TWh erstmals bei über 50%, im Bereich der Solarenergie wurde mit 14.4 GW neu installierter Leistung ein Rekord aufgestellt [16]. Auch der Anteil erneuerbarer Wärmeenergie steigt kontinuierlich an und lag 2023 bei 205,5 TWh. [17].

Laut einer Studie, in welcher der Speicherbedarf bis zum Jahr 2050 ermittelt wurde, werden ab 2030 relevante Überschussmengen an Energie prognostiziert [18].

Die Flexibilisierung der Wärmeerzeugung ist ein entscheidender Schritt zur Anpassung an die Schwankungen in der Energieerzeugung und -nachfrage, insbesondere angesichts der zunehmenden Integration erneuerbarer Energien ins Netz. Ein zentraler Aspekt dieser Flexibilisierung ist die Nutzung von Wärmespeichertechnologien, die beispielsweise in Kraft-Wärme-Kopplungs- oder Solarthermie-Anlagen integriert werden. [19]

Desweiteren gibt es für Wärmespeicher bereits seit langem etablierte Industrieanwendungen, beispielsweise zur Effizienzsteigerung in der Glas- und Stahlproduktion.

Wärmespeicher können in verschiedene Temperaturbereiche und Speichertechnologien unterteilt werden. Neben den sensiblen Wärmespeichern, die Wärme in Form von Temperaturdifferenz speichern gibt es Latentwärmespeicher, die die Phasenwechsellenthalpie nutzen, physikalische Speicher, welche den Sorptionseffekt nutzen sowie chemische Speicher, die mit reversiblen Reaktionen arbeiten. Im Folgenden wird ein Überblick über die aktuellen Wärmespeicher nach [15] gegeben.

3.2.1. Temperaturbereiche

Ein wichtiges Merkmal zur Einordnung von Wärmespeichern ist ihre Betriebstemperatur. Abhängig vom Einsatzgebiet kommen so unterschiedliche Wärmespeicher zum Einsatz. Eine Klassifizierung nach [15] erfolgt über die Anwendungsbereiche:

- Speicher für Hochtemperatur-Anwendungen liefern Wärme bei einer Temperatur von 300 °C bis 600 °C. Insbesondere im Bereich der solarthermischen Kraftwerke müssen für eine kontinuierliche Stromerzeugung tagsüber Wärmeenergiespeicherreserven für die Nacht eingespeichert werden. Auch bei Druckluftspeichern werden thermische Speicher mit Temperaturen bis zu 600 °C benötigt.
- Speicher, die Prozesswärme liefern sollen, decken heutzutage den Temperaturbereich von 100 °C bis 250 °C ab. Insbesondere Dampf wird für industrielle Prozesse wie die Sterilisation genutzt.

- Speicher, die der Gebäudeklimatechnik dienen, sind auf Temperaturen von 25 °C bei Flächenheizsystemen bis 90 °C bei Radiatoren ausgelegt. Für die Brauchwasserbereitung im Haushalt sind aus hygienischen Gründen häufig mindestens 60 °C notwendig.

3.2.2. Speichertechnologien

Wärmespeicher lassen sich ebenfalls nach ihren Funktionsweisen kategorisieren:

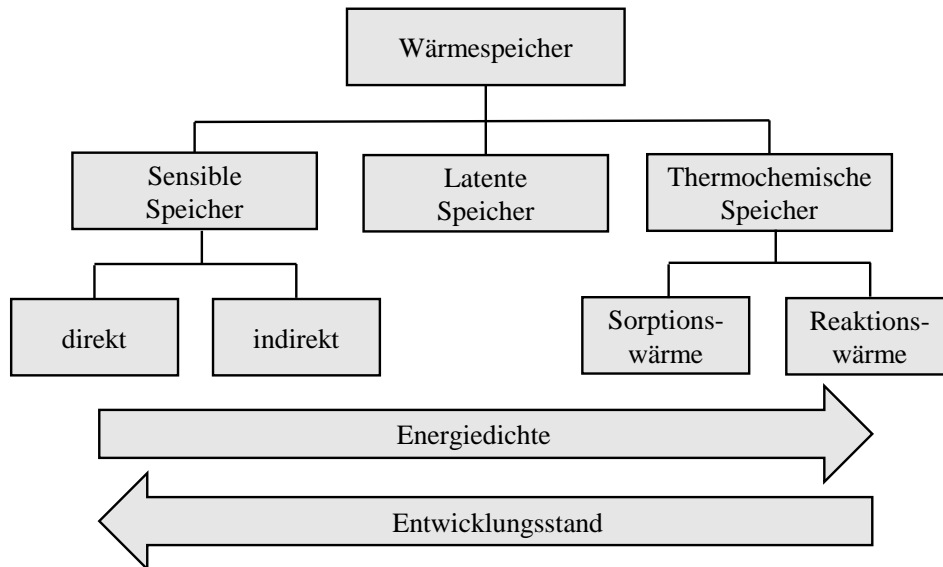


Abbildung 3.1.: Wärmespeicherkategorien nach Funktionsprinzip.

In der thermischen Energiespeicherung unterscheidet man zwischen sensiblen Wärmespeichern, die Wärme durch Temperaturänderung eines Materials speichern, latenten Wärmespeichern, die Wärme während eines Phasenwechsels speichern und thermochemischen Wärmespeichern, die Wärme durch reversible chemische Reaktionen speichern. Bei den verschiedenen Technologien kann ein gegenläufiger Trend zwischen Entwicklungsstand und Energiedichte beobachtet werden. Im Folgenden werden die verschiedenen Technologien weiter erläutert.

Sensible Wärmespeicher

In sensiblen Wärmespeichern ändert sich die ‐föhlbare‐ Temperatur des Speichermaterials. Das Speichermaterial erwärmt während der Beladung und wird beim Entladen wieder abgeköhlt. Die eingespeicherte Energiemenge ist dabei proportional zur zeitlichen Temperaturdifferenz (Abbildung 3.2).

$$Q = m \cdot c_p \cdot (T - T_0) \quad (3.1)$$

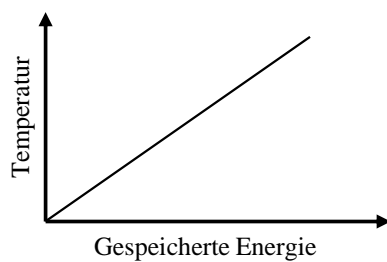


Abbildung 3.2.: Gespeicherte Energie in Abhängigkeit von der Temperatur für sensible Wärmespeicher.

Weiterhin werden sensible Wärmespeicher auch noch einmal in ‐direkt‐ und ‐indirekt‐ eingeteilt (Abbildung 3.3).

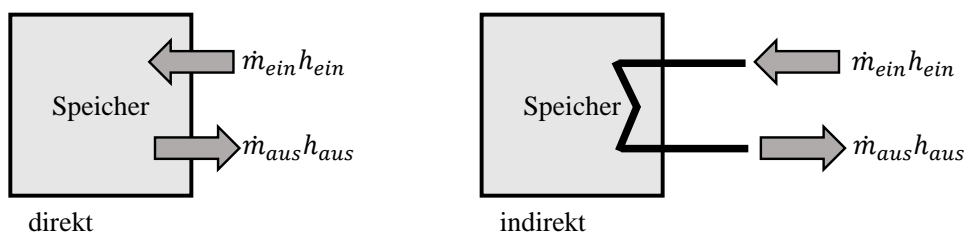


Abbildung 3.3.: Funktionsprinzip direkter und indirekter sensibler Wärmespeicher

Bei direkten Speichern ist das Wärmeträgerfluid auch das Speichermaterial. Bei indirekten Speichern wird das Speichermaterial durch ein weiteres Wärmeträgerfluid erwärmt, welches den Speicher durchströmt. Dadurch können verschiedene Materialien für die Speicherung und den Wärmetransport verwendet werden, allerdings entsteht dadurch ein Exergieverlust in Form einer Temperaturdifferenz zwischen Speichermaterial und Wärmeträgerfluid.

Wärmeverluste können als konvektiver Strom in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur dargestellt werden:

$$\dot{Q}_{Verlust} = \alpha A(T - T_U) \quad (3.2)$$

Der Energieinhalt eines Wärmespeichers lässt sich als

$$Q = V \cdot \rho \cdot c_p \cdot (T - T_U) \quad (3.3)$$

beschreiben.

Da im Allgemeinen nur bis zu einem gewünschten Temperaturniveau ausgepeichert wird, ist der nutzbare Energieinhalt gewöhnlich geringer:

$$Q = V \cdot \rho \cdot c_p \cdot (T - T_{Nutz,min}) \quad (3.4)$$

mit

$$T_{Nutz,min} > T_U \quad (3.5)$$

Abhängig vom benötigten Temperaturniveau bieten sich verschiedene Speichermaterialien an. Diese sind gewöhnlich im festen oder flüssigen Aggregatzustand, da Gase bei selbem Energiegehalt ein zu hohes Volumen einnehmen. Für Anwendungen mit geringem Temperaturniveau bietet sich Wasser sowohl als Wärmeüberträgerfluid (HTF) als auch als Speicher an. Es ist günstig, nicht toxisch und nicht entflammbar. Bei höheren Temperaturen wird aufgrund des mit der Temperatur steigenden Sättigungsdampfdrucks des Wassers oft auf andere Materialien zurück gegriffen. In der vorliegenden Arbeit wird Beton als Speichermaterial betrachtet.

Latente Wärmespeicher

Zusätzlich zur sensiblen Wärme speichern latente Wärmespeicher Energie durch eine Änderung ihres Aggregatzustandes.

$$Q = m \cdot (c_{p,c} \cdot \Delta T_c + \Delta h_{pc} + c_{p,fl} \cdot \Delta T_{fl}) \quad (3.6)$$

$$\Delta h_{pc} \quad \text{Phasenwechselenthalpie} \quad \frac{kJ}{kg}$$

Abbildung 3.4 zeigt die Speichertemperatur über der gespeicherten Energie aufgetragen. Bis zur Temperatur des Phasenwechsels verhält der Speicher sich wie ein sensibler Speicher. Erreicht er die Phasenwechseltemperatur, wird Energie in Form von Phasenwechselenergie Δh_{pc} eingespeichert oder freigesetzt. Anschließend verhält er sich wieder wie ein sensibler Speicher. Dadurch kann eine hohe Energiemenge gespeichert werden, ohne dass eine hohe Temperaturdifferenz benötigt wird. Meist wird der Phasenwechsel von fest nach flüssig gewählt, da Gase ein zu großes Volumen einnehmen.

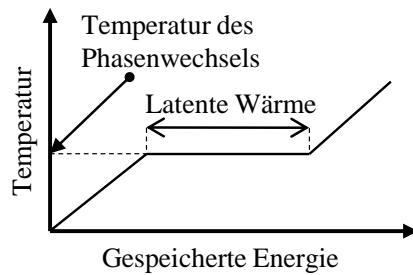


Abbildung 3.4.: Gespeicherte Energie in Abhängigkeit von der Temperatur für latente Wärmespeicher.

Das Speichermaterial wird als Phase Change Material, kurz PCM, bezeichnet. Eine Herausforderung für PCM-Speicher besteht darin, dass PCMs häufig eine geringe Wärmeleitfähigkeit aufweisen. Durch den Einsatz von Verbundmaterialien, die PCMs mit Materialien hoher Wärmeleitfähigkeit kombinieren, kann dieser Effekt verringert werden. Vorteile bietet der Latentwärmespeicher durch eine höhere Energiedichte im Bereich der Phasenwechseltemperatur. Durch geringere Temperaturen des Speichers können auch Verluste an die Umgebung minimiert werden. Aufgrund einer niedrigen Wärmeleitung ist die Leistung der PCM-Speicher geringer als bei sensiblen Speichern, allerdings sind PCM-Speicher auch noch nicht so weit erforscht und bieten noch hohes Entwicklungspotential.

Thermochemische Speicher

Thermochemische Speicher sind die am wenigsten weit entwickelten Wärmespeicher, bieten mit der höchsten Energiedichte jedoch noch viel Potential. Die Energie wird hier nicht direkt in Form von Wärme gespeichert. Stattdessen wird sie über reversible chemische Prozesse oder physikalische Oberflächenreaktionen als Reaktionsenergie konserviert. Dadurch treten keine thermischen Verluste während der Speicherung auf, was hohe Speicherdauern ermöglicht.

Bei thermochemischen Speichern wird durch endotherme reversible Dissoziation von kondensierten Verbindungen Energie eingespeichert:



A	Reaktand 1	Mol
B	Reaktand 2	Mol
g	gasförmiger Aggregatzustand	–

$$Q_{th} = m \cdot \Delta h_{Reaktion} \quad (3.8)$$

$\Delta h_{Reaktion}$	Reaktionsenthalpie	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
-----------------------	--------------------	-------------------------------

Durch die unterschiedlichen Aggregatzustände der Reaktionsprodukte wird eine Trennung dieser ohne Rückreaktionen ermöglicht.

Thermochemische Speichersysteme lassen sich in reversible Prozesse sowie Adsorptions- und Absorptionsspeicher unterteilen:

- Reversible Prozesse: Im Grunde ist jede reversible chemische Reaktion zur Energiespeicherung nutzbar. Wichtigstes Kriterium ist die Gleichgewichtstemperatur, bei der sich die Produkte und Edukte im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Die Einspeichertemperatur muss über, die Ausspeichertemperatur unter der Gleichgewichtstemperatur liegen.
- Adsorptionsspeicher: Unter Adsorption wird die physikalische Anlagerung von Molekülen (Adsorbat) an der Oberfläche eines festen Adsorbens verstanden. Die Wärmefreisetzung ist von der variierenden Bindungsenergie der Beladungsplätze abhängig und damit nicht konstant. Die Speicherdichte des Adsorptionsspeichers ist von der Verdampfungsenthalpie und den Bindungskräften abhängig.
- Absorptionsspeicher: Bei der Absorption werden die Moleküle (Absorbat) nicht an einer Oberfläche angelagert, sondern in einem absorbierenden Adsorbens im flüssigen Aggregatzustand eingelagert. Die Speicherdichte ist von der molaren Masse des Absorbats, der Affinität und den Aggregatzuständen des Adsorbens und des Absorbats ab.

3.2.3. Weitere Speicherkenngrößen

Im Folgenden werden die Kosten verschiedener Speichersysteme sowie die Dichten verschiedener Speichermaterialien für die sensible Wärmespeicherung anhand von Beispielen erörtert.

Speicherkosten

Im Allgemeinen steigen und fallen die spezifischen Speicherkosten mit dem Entwicklungsstand. In Tabelle 3.1 sind Kosten für verschiedene sensible Wärmespeicher aufgeführt [20]. In den letzten beiden Zeilen wird für einen Vergleich der Kostenbereich für latente und thermochemische Speicher abgebildet.

Tabelle 3.1.: Spezifische Kosten verschiedener Speichersysteme.

Wärmespeicher	spez. Kosten
Kies-Wasser-Speicher	1,4 - 6 $\frac{\text{€}}{\text{kWh}}$
Aquifer-Speicher	0,3 - 1,4 $\frac{\text{€}}{\text{kWh}}$
Erdsondenspeicher	0,7 - 2 $\frac{\text{€}}{\text{kWh}}$
Fluidspeicher mit Flüssigsalz	30 - 40 $\frac{\text{€}}{\text{kWh}}$
Warmwasserspeicher	0,5 - 7 $\frac{\text{€}}{\text{kWh}}$
Feststoffspeicher (Beton)	15 - 20 $\frac{\text{€}}{\text{kWh}}$
Latentwärmespeicher	100 - 200 $\frac{\text{€}}{\text{kWh}}$
Sorptions-/Thermochemische Speicher	50 - 100 $\frac{\text{€}}{\text{kWh}}$

3.2.4. Energiedichten

Eine weitere Kenngröße für Wärmespeicher ist die Energiedichte. Für stationäre Speicher ist diese insbesondere in kWh/m^3 von Bedeutung. Diese ist im Allgemeinen für sensible Speicher am geringsten und für thermochemische Speicher am höchsten, latente Speicher befinden sich im Mittelfeld. Während die Energiedichte für die letzten beiden Speicher in erster Linie von der Reaktions- oder Verdampfungsenthalpie abhängt, ist sie bei sensiblen Systemen insbesondere von der zulässigen Temperaturdifferenz abhängig. Diese hängt zum einen vom Anwendungsfall zum anderen vom Speichermaterial ab. Tabelle 3.2 zeigt die spezifischen Energiedichten und Temperaturbereiche für einige Materialien sensibler Wärmespeicher.

Tabelle 3.2.: Spezifische Energiedichten verschiedener sensibler Speichermaterialien [5][6][7].

Material	T_{\min}	T_{\max}	Dichte	Durchschnittliche Wärmekapazität	Energiedichte
	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kgK}}$	$\frac{\text{kWh}}{\text{m}^3}$
Sandsteinmineralöl	200	300	1700	1.3	61,4
Verstärkter Beton	200	400	2200	0.85	104
NaCl (Feststoff)	200	500	2160	0.85	153
Gusseisen	200	400	7200	0.56	224
Mineralöl	200	300	770	2.6	55.6

3.3. Wärmespeicher Energynest

Das in dieser Arbeit zu entwickelnde Simulationsmodell basiert auf einem sensiblen Wärmespeicher des Unternehmens EnergyNest. Die Eigenschaften des Speichers werden im Folgenden vorgestellt.

3.3.1. EnergyNest

EnergyNest ist ein 2011 gegründetes Unternehmen, welches sich auf den Bau von thermischen Feststoffwärmespeichern fokussiert hat. Der Hauptsitz befindet sich in Billingstad, Norwegen, weitere Standorte befinden sich in Hamburg, Sevilla und Rotterdam. Gemeinsam mit dem Masdar Institute of Science & Technology hat EnergyNest 2015 in Abu Dhabi eine Pilotanlage in Betrieb genommen. Ein Jahr darauf wurden erste kommerzielle Umsätze erzielt. 2019 hat EnergyNest seinen ersten kommerziellen Auftrag für sein Kernprodukt, die ThermalBattery™ erhalten, 2022 erfolgte die erste Inbetriebnahme eines kommerziellen Projekts [1]. Insbesondere seit der Energiekrise sind die Aufträge an das Unternehmen gestiegen, darüber hinaus hat der Infrastrukturfond Infracapital 2021 110 Mio. € in das Unternehmen investiert [21].

3.3.2. ThermalBattery™

Der Wärmespeicher von EnergyNest, auch ThermalBattery™ genannt, ist ein sensibler indirekter Wärmespeicher. Sein Wirkungsgrad wird mit 98 % angegeben [1]. Mit Kosten von etwa 40 €/kWh_{th} ist er im oberen Bereich der sensiblen Wärmespeicher einzuordnen [22]. Dank einer einfachen Konstruktion und der Verwendung

kostengünstiger Materialien zeichnet sich das System durch sehr geringe Investitionskosten (CAPEX) und Betriebskosten (OPEX) über die gesamte Lebensdauer aus. Die durchschnittliche Lebensdauer beträgt 30 Jahre, wobei eine Lebensdauer von über 50 Jahren prognostiziert wird [1]. Der Speicher kann Energie mehrere Tage speichern und gehört damit in die Kategorie der Langzeitspeicher. Seine Wirtschaftlichkeit steigt jedoch mit der Anzahl der Zyklen und für eine optimale ökonomische Nutzung wird empfohlen, mindestens einen Zyklus am Tag zu durchlaufen [23]. Damit ist es vorteilhaft, die ThermalBattery™ als Kurzzeitspeicher zu verwenden. Er wird in genormten Containern, die im Folgenden als Module bezeichnet werden, mit einer Größe von 20 - 40 Fuß geliefert und ist damit ein ortsfester dezentraler Speicher. Die Container sind mit Zylindern bestückt, die aus Beton bestehen, der für wärmetechnische Anwendungen optimiert ist. Diese werden im Folgenden als Segmente bezeichnet.

Segment

Grundbaustein für den Wärmespeicher ist ein Betonrohr, das in zwei Kanälen von einem Wärmeüberträgerfluid durchströmt wird. Die U-förmigen Kanäle sind nebeneinander in den Beton eingegossen. Diese Gestaltung verspricht, große Spannungen in axialer Richtung zu vermeiden [24]. In Abbildung 3.5 ist ein solches Betonrohr links im Querschnitt und rechts in der Frontansicht abgebildet. Die Rohre sind je nach Konfiguration 6 m oder 12 m lang, ihr Durchmesser beträgt 25 cm [25]. Die Rohre für die Kanäle wurden gemäß der Nennweite DN20 und der Wandstärke Schedule 40 gefertigt [26]. Die geometrischen Daten sind in Tabelle 3.3 noch einmal aufgeführt.

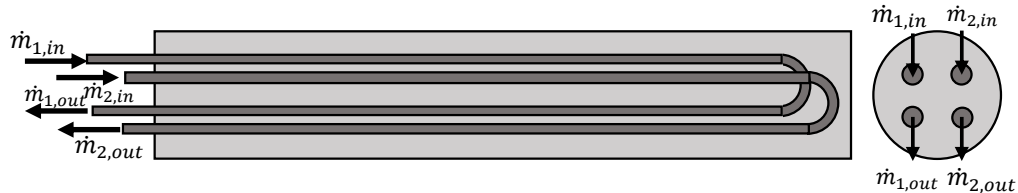


Abbildung 3.5.: Segment einer ThermalBattery™.

Tabelle 3.3.: Geometrische Daten eines Segments

	20 Fuß Modul	40 Fuß Modul
Länge Segment	6 m	12 m
Durchmesser Segment	0.25 m	0.25 m
Durchmesser Kanal	20.96 mm	20.96 mm

Als Beton wird der speziell entwickelte Beton Heatcrete™ verwendet. Als Fluid stehen verschiedene Wärmeüberträgerfluide zur Auswahl, bisher ist insbesondere das Fluid Dowtherm™A verwendet worden.

Modul

Ein Modul beschreibt einen Container, in dem 63 Segmente zusammengefasst sind.

- Sieben Segmente sind übereinander platziert, die beiden Kanäle dieser Segmente sind jeweils seriell miteinander verschaltet.
- Neun Segmente sind nebeneinander platziert, die Kanäle dieser Segmente verlaufen parallel.

Insgesamt verlaufen durch das Modul 18 parallele Fluidkanäle, zwei in jedem Segment. Die Kanäle durchlaufen jedes vertikale Segment zwei mal. Für eine Segmentlänge von 6 m ergibt sich also eine Gesamtlänge für den Kanal von:

$$L_{Kanal,20ft} = n_{Segmente} \cdot n_{\frac{Kanäle}{Segment}} \cdot L_{Segment,20ft} = 7 \cdot 2 \cdot 6m = 84m \quad (3.9)$$

Für eine Segmentlänge von 12 m beträgt die Kanallänge:

$$L_{Kanal,40ft} = n_{Segmente} \cdot n_{\frac{Kanäle}{Segment}} \cdot L_{Segment,40ft} = 7 \cdot 2 \cdot 12m = 168m \quad (3.10)$$

In Abbildung 3.6 auf der rechten Seite ist die Konfiguration der Segmente abgebildet.



Abbildung 3.6.: Links: Modul ohne Dämmung und Container. Rechts: Vorderansicht. [1]

Die Segmente werden von einer Gitterkonstruktion gehalten. Nach außen sind die Container von Dämmmaterial umgeben. Der Umfang dieses Dämmmaterials wird fallspezifisch bestimmt. Im Einsatz als Kurzzeitspeicher ist es häufig wirtschaftlicher, weniger Dämmmaterial zu verwenden, als beim Einsatz als Langzeitspeicher [23].

Die Module werden in standardisierten Containern mit einer Größe von 20 oder 40 Fuß geliefert und stellen dabei eine Wärmekapazität von bis zu 1,5 bzw. 3 MWh_{th} bei einer Temperaturpreizung von 100 °C bereit, ein Modul wiegt 47 bzw. 94 Tonnen [1]. Die modulare Containerbauweise erlaubt einen einfachen Transport und eine platzsparende Lagerung.

Beim Lade- oder Entladevorgang wird das Fluid über ein gemeinsames Rohr auf parallel verlaufende Kanäle verteilt. Beim Laden wird ein Wärmeüberträgerfluid bei

hoher Temperatur und unter hohem Druck in den Speicher gepumpt. Die Temperatur des Speichers wird erhöht, während das Fluid abkühlt. Die so gespeicherte Wärme kann zu einem späteren Zeitpunkt unter geringen Verlusten wieder abgerufen werden. Beim Entladen strömt kaltes Fluid in den aufgeheizten Speicher und wird dabei erhitzt. Auch am Austritt wird das Fluid aus allen Kanälen in ein Sammelrohr geleitet. Der Druckverlust bestimmt den Massenstrom über die Module. Daher ist das Gesamtdesign der Anlage ausschlaggebend für den akzeptablen Druckverlust über die einzelnen Komponenten [27].

System

Wird mehr Energie benötigt, ermöglicht die modulare Bauform des Wärmespeichers, mehrere Module kompakt zu einem System anzuordnen (Abbildung 3.7). Bis zu fünf Container können übereinander platziert werden, auf horizontaler Ebene gibt es keine Grenze [1]. Die Module werden sowohl in Reihe als auch parallel verschaltet: In Reihe, um die erforderlichen Temperaturgradienten sowie die Ein- und Auslasstemperaturen für Senke und Quelle zu steuern, parallel, um die spezifische Kapazität bereitzustellen [28]. In Tabelle 3.4 sind Anwendungsbeispiele für die ThermalBattery™ gegeben [1].

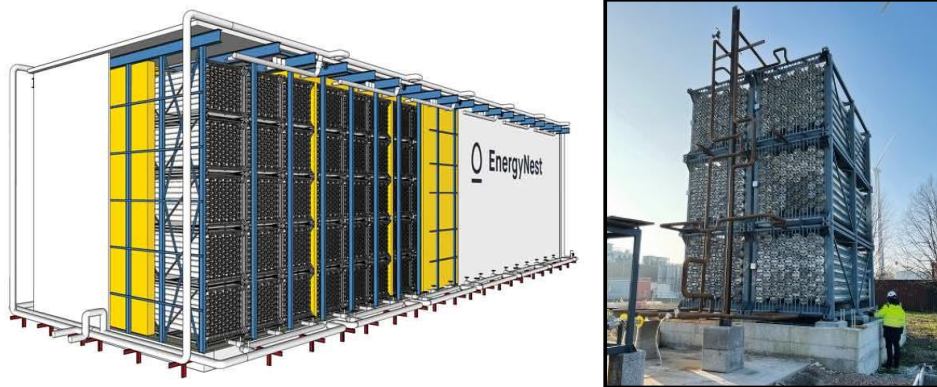


Abbildung 3.7.: System aus mehreren zusammengesetzten Modulen. [2] [1]

Tabelle 3.4.: EnergyNest ThermalBattery™: Umgesetzte Projekte

Kunde	YARA, Norwegen	Avery Dennison, Belgien
HTF	Wasserdampf	Wärmeträgeröl
Kapazität	4 MWh (4 Module)	5 MWh (6 Module)
Anwendung	Dampfnetzwerk für Düngemittelproduktion	Betrieb von Trockenöfen für Beschichtungsprozess
Beladetemperatur	272 °C (34 bar)	380 °C
Entladetemperatur	189 °C (5 bar, Dampfphase)	310°C
Inbetriebnahme	Dezember 2022	August 2023

3.3.3. Pilotanlage Abu Dhabi

Das System in Abu Dhabi besteht aus vier Modulen mit einer Kapazität von jeweils 250 kWh_{th}. Jedes Modul besteht aus 24 seriell verschalteten Säulen mit einer Länge von jeweils 5 m, was einer Kanallänge von insgesamt 240 m entspricht. Die Durchmesser der Säulen und Kanäle sind unverändert gegenüber der Standardkonfiguration aus Kapitel 3.3.2. Die spezifische Wärmekapazität der Module inklusive den Säulen, dem Dämmmaterial und den Kanälen (Rohre aus Karbonstahl) beträgt 43.3 kWh/m³. Der Wärmespeicher steht auf einer 450 mm dicken Dämmschicht aus Foamglas[®], die restlichen Seiten sind von einer 600 mm dicken Steinwollschicht umhüllt. Das gesamte Konstrukt ist von einer Stahlverkleidung umgeben, die den Speicher vor Witterungseinflüssen schützt, und ist auf einem Betonfundament platziert [25].

Das System wurde in über 20 Monaten fast 6000 Stunden mit einem Energiezyklusprofil getestet, das dem in Kraftwerken und industriellen Anwendungen ähnelt. Als Wärmeüberträgerfluid ist Dowtherm-A verwendet worden [25]. In einer Studie [25] wurden Temperatur- und Massenstromprofile über einen Zeitraum von 90 Stunden abgebildet. Zum Überwachen des Speichers sind in das Modell zahlreiche Temperatur- und Massenflusssensoren integriert. Die Temperatursensoren, welche für die abgebildeten Profile relevant sind, befinden sich in Segment 5, 13, 17 und 21 50 cm weit in den Beton eingegossen sowie am Ein- und Austritt von Segment 9 und sind direkt an den Außenseiten der Karbonstahlrohre befestigt.

Tabelle 3.5.: Technische Daten des Systems im Pilotprojekt

Energie je Modul	250 MWh
Gesamtenergie	1000 MWh
Länge Segment	5 m
Gesamtlänge Kanal	240 m
∅ Wärmekapazität	43.4 $\frac{\text{kWh}}{\text{m}^3}$



Abbildung 3.8.: EnergyNest Pilotprojekt in Abu Dhabi. [1] [3]

3.3.4. HeatCrete

Gemeinsam mit HeidelbergCement hat EnergyNest den Spezialbeton Heatcrete[®] entwickelt. Im Gegensatz zu herkömmlichem Beton zeichnet er sich durch eine höhere Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität aus. Desweiteren weist er eine höhere Druckfestigkeit auf, die mit steigender Temperatur weiter wächst. In Abbildung 3.9 sind seine Eigenschaften im Vergleich mit einem vom DLR entwickelten Beton abgebildet. Für die Herstellung von Heatcrete[®] muss der Wasseranteil im Frischbeton gering gehalten werden, damit beim Erhärten des Betons und dem damit verbundenen Verdunsten des Wasseranteils keine Luftkammern entstehen. Diese wirken sich insbesondere negativ auf die Wärmeleitfähigkeit aus. Der erhärtete Beton ist für Temperaturen von 200 °C - 450 °C ausgelegt [4]. Bei voller Ausschöpfung dieses Potenzials ergibt sich eine spezifische Energiedichte von ca. $195 \frac{\text{kWh}}{\text{m}^3}$ (Vgl. Abschnitt 3.2.4).

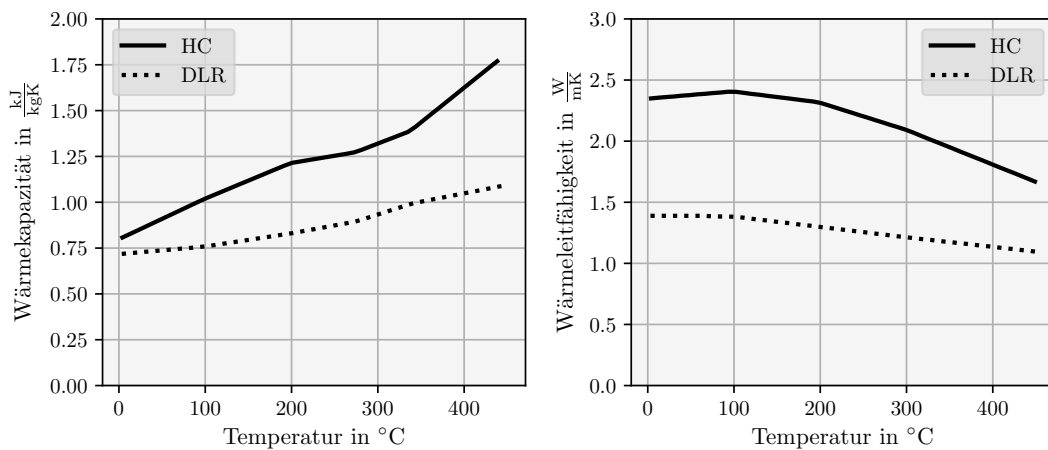


Abbildung 3.9.: Eigenschaften von HeatCrete[™] im Vergleich mit einem vom DLR entwickelten Beton.[4]

3.3.5. Dowtherm[™]-A

Das Wärmeüberträgerfluid Dowtherm[™]A ist eine eutektische Mischung von zwei stabilen organischen Bestandteilen, Biphenyl und Diphenyloxid. Diese Bestandteile haben etwa den gleichen Dampfdruck, so dass die Mischung wie ein Reinstoff behandelt werden kann. Dowtherm[™]A kann sowohl in seiner Gas- als auch in seiner Dampfphase in einem Temperaturbereich von 15 °C und 400 °C und bei einem Druck bis zu 10,5 bar verwendet werden. Dowtherm[™]A hat eine geringe Viskosität, welche sich im Anwendungsbereich nur geringfügig ändert. Darüber hinaus wirkt das Fluid nicht korrosiv auf geläufige Metalle und Legierungen. [29] In Anhang B befinden sich die Stoffgleichungen von Dowtherm[™]A sowie von weiteren potentiellen Wärmeträgerfluiden.

3.4. Simulationsumgebung YACOP

Das im Rahmen dieser Arbeit zu entwickelnde Modell wird in die Simulationssoftware YACOP implementiert. Dies ist ein vom DLR (Institut für Solarforschung) entwickeltes Programm, welches zur Zeit nur intern genutzt wird. Es ist in der Lage, techno-ökonomische Evaluierungen und Energiesystem-Optimierungen auf Kraftwerksebene durchzuführen. YACOP ist modular aufgebaut, so dass neue Komponenten mithilfe vordefinierter Schnittstellen in ein bestehendes Modell integriert werden können. Die Module sind durch Energieströme miteinander verbunden. Diese werden entweder als Massenströme unter Angabe von Temperatur- und Druckinformationen oder als elektrische Leistungsflüsse übertragen, auch Verluste und Umwandlungswirkungsgrade werden berücksichtigt. Für die Bewertung von Jahresertragsrechnungen eines Energiesystem werden Zeitreihenberechnungen genutzt. Die Zeitschrittweite beträgt üblicherweise 15 - 60 Minuten. Um dynamische Effekte zu berücksichtigen, wird eine quasi-dynamische Modellierung genutzt. YACOP ist eine in Python programmierte modular aufgebaute Software und hat Schnittstellen zu weiteren Programmen, z.B. EBSILON™ Professional.

In dieser Arbeit werden neben dem zu entwickelnden Wärmespeicher folgende Komponenten genutzt:

- Solarfeld (basierend auf [30])
- Elektrischer Heizer (basierend auf [31])
- Pumpe (basierend auf [30])
- Wärmetauscher (Auf Basis Eps-NTU Methode aus ISBN 13 978-0470-50197-9)

Das gesamte System wird in jedem Schritt der Zeitreihenberechnung evaluiert. Die Betriebsstrategie bestimmt die Verteilung der Flüsse und wird in den Lösungsprozess integriert. Somit werden in jedem Zeitschritt alle elektrischen Flüsse, Massenflüsse, deren Temperaturen und Drücke berechnet. Im Postprocessing können verschiedene techno-ökonomische Leistungskennzahlen auf Basis der Zeitreihenergebnisse ermittelt werden.[32] [33]

3.5. Vorhandene Ansätze

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Simulationsmodell für den Wärmespeicher von EnergyNest entwickelt und in die Software YACOP eingebunden. Das Hauptproblem eines solchen Modells besteht darin, einen Kompromiss zwischen Genauigkeit und Berechnungsaufwand zu finden. Numerische Methoden zur Lösung partieller Differentialgleichungen wie die FVM-Methode liefern Ergebnisse von hoher Genauigkeit, sind numerisch aber sehr anspruchsvoll. Ein Gegenentwurf wurde mit der Lumped-Element-Methode eingeführt, die den Rechenaufwand erheblich verringert, aber nicht alle relevanten Wärmeübertragungseffekte berücksichtigt (siehe Abschnitt 2.5). Ein häufig gewählter Lösungsansatz ist eine Modifikation der LEM-Methode, um neben der Konvektion die Energieübertragung durch Wärmeleitung einzubeziehen. Andriotti präsentierte 2020 ein örtlich eindimensional aufgelöstes Modell für geschich-

tete Platten, die von einem HTF umströmt werden. Mit einem System aus zwei Energiebilanzen wird neben der konvektiv übertragenen Wärme zusätzlich über eine Energiebilanz die Fluidtemperatur einen Diskretisierungsschritt stromabwärts bestimmt [34]. Einen ähnlichen Ansatz wählte Suarez (2020) für ein Modell eines Betonblocks, welcher von zahlreichen periodisch angeordneten Fluidkanälen durchströmt wird. Zusätzlich wurde ein Korrekturfaktor eingeführt, der von der Reynolds-Zahl abhängt. Dieser soll den Fehler kompensieren, der bei großen Biot-Zahlen entsteht (vgl. 2.5) [35]. Auch Untersuchungen von Modellen für Festbettauspeicher basieren auf analytischen Gleichungssystemen, die um Korrekturfaktoren erweitert worden sind [36],[37]. In der Vergangenheit sind zahlreiche Versuche unternommen worden, ressourcenschonende Modelle für Feststoffwärmespeicher zu entwickeln. Ein allgemeingültiges Modell, welches ausreichend schnell rechnet, um in Jahresertragssimulationen mit stündlichen Zeitschritten verwendet zu werden und die Temperaturschichtung akkurat abbildet, konnte in der Literatur nicht gefunden werden. Für feste Geometrien konnten dennoch zufriedenstellende Ergebnisse erzielt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird auf Grundlage der LEM-Methode ein Modell spezifisch für die ThermalBattery™ entwickelt und in die Simulationsumgebung YACOP eingepflegt. Dazu werden zwei Schnittstellen in Form von Massenströmen mit Temperatur- und Druckinformationen definiert.

Der einströmende Massenstrom wird auf der Systemebene von YACOP als Randbedingungen vorgegeben. Das Modell soll in der Lage sein, für einen Zeitschritt in YACOP die Schnittstelleninformationen des ausströmenden Massenstroms zu bestimmen und der Systemebene zu übergeben. Darüber hinaus soll es für jeden Zeitschritt das Temperaturfeld des Speichers berechnen und speichern, um im nächsten Zeitschritt als Anfangsbedingung verwendet werden zu können. Zur Anwendung von Jahresertragssimulationen soll das Modell für einen Zeitschritt in YACOP mit einem handelsüblichen Rechner maximal 0.1 Sekunden benötigen. Die Lösung des Modells soll maximal 10 °C von der exakten Referenzlösung eines FVM-Modells abweichen.

4. Modellierung des Wärmespeichers

Dieses Kapitel widmet sich der Entwicklung eines Modells des Feststoffwärmespeichers, das kompatibel mit der Simulationssoftware YACOP ist. Dazu wird die Geometrie des Speichers zunächst reduziert. Anschließend wird für die reduzierte Geometrie ein FVM-Modell entwickelt und anhand von Messdaten validiert. Auf Grundlage des FVM-Modells wird schließlich ein vereinfachtes Modell hergeleitet und in YACOP integriert.

4.1. Modellentwicklung und Abstraktion

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, besteht der Speicher aus einem gut gedämmten Container, in dem Betonsäulen gelagert sind, welche von einem Wärmeträgerfluid (HTF) durchströmt werden. Dieses System direkt numerisch abzubilden, nimmt aufgrund der Größe des Systems und der benötigten simulierten Zeitspanne eine sehr hohe Rechenleistung in Anspruch, weswegen das Modell zunächst in seiner Geometrie abstrahiert wird.

4.1.1. Abstraktion Modul

In den Containern befinden sich parallel sowie seriell verschaltete Betonrohre. In einem ersten Schritt werden die seriell verschalteten Betonrohre als ein einzelnes Rohr dargestellt.

$$L_{eq,Rohr} = L_{Segment} \cdot n_{Rohre,seriell} \quad (4.1)$$

Die parallelen Rohre werden zunächst nicht berücksichtigt. Aufgrund guter Dämmung wird angenommen, dass die Rohre sich gegenseitig nicht beeinflussen. Darüber hinaus wird angenommen, dass die parallelen Rohre sich analog verhalten, da sowohl deren Geometrie als auch der Massenfluss und die Temperatur des HTF für alle Rohre in einem Speicher nahezu identisch sind. Um den Zustand des Speichers zu berechnen, genügt es, ein einzelnes Rohr zu berechnen und das Ergebnis auf die weiteren Rohre zu übertragen.

4.1.2. Abstraktion Segment

Hoivik hat in [24] ein Modul nach Vorbild der EnergyNest ThermalBattery™ numerisch berechnet und gezeigt, dass die Berechnung eines tatsächlichen Segments mit vier Strömungskanälen durch ein auf einen einzelnen Strömungskanal reduziertes Modell abgebildet werden kann. Im Folgenden wird diese Modellreduktion erläutert. Zunächst wird das Rohr, durch das vier Fluidkanäle laufen, auf ein einzelnes Rohr mit nur einem zentralen Fluidkanal reduziert.

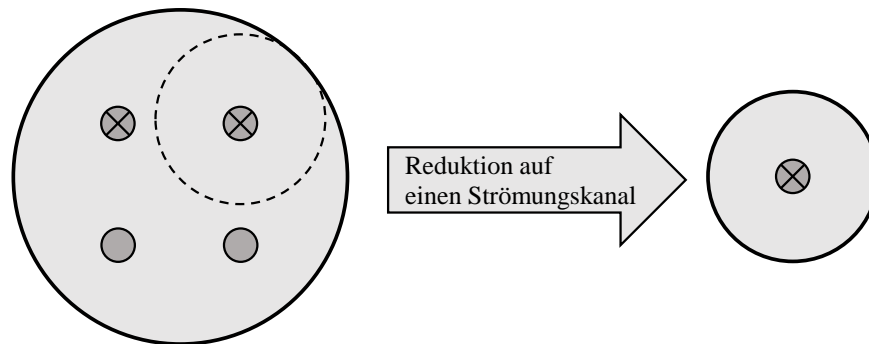


Abbildung 4.1.: Reduktion des Segments mit vier Kanälen auf ein Segment mit einem Kanal.

$$V_{Eq} = \frac{V}{4} \quad (4.2)$$

$$r_{Eq} = \frac{r}{2} \quad (4.3)$$

Da das Rohr zwei Mal vom Fluid durchströmt wird, muss auch die äquivalente Länge des Rohres angepasst werden:

$$L_{Eq} = 2 \cdot L \quad (4.4)$$

Die resultierende Geometrie ist ein einzelnes Betonrohr mit einem zentralen Fluidkanal. Durch Ausnutzen der Symmetrie kann die Geometrie mit einem zweidimensionalen Modellansatz abgebildet werden (Abbildung 4.2).

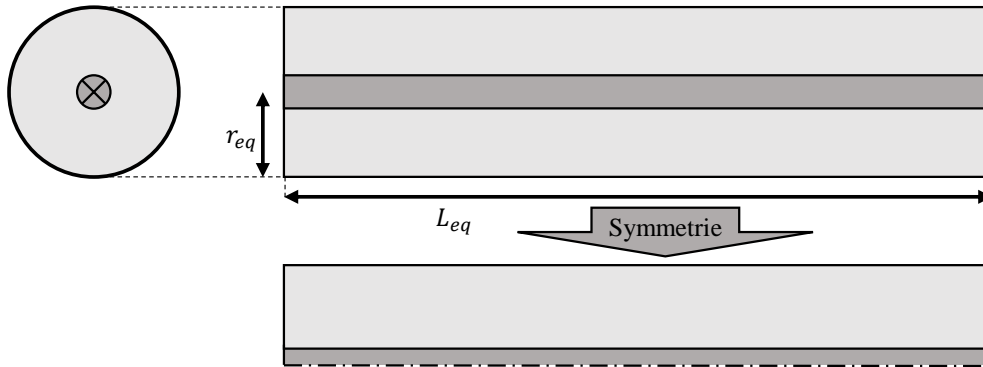


Abbildung 4.2.: Reduktion des Segments auf eine zweidimensionale Geometrie durch Ausnutzen von Symmetriebedingungen.

4.2. Empirische Modellgleichung für die Nusselt-Zahl

Die Wärmeenergie wird hauptsächlich durch Konvektion zwischen dem Wärmeträgerfluid und dem Beton übertragen.

Die Modellierung von konvektiven Wärmeübergängen erfolgt über die Berechnung der dimensionslosen Nusselt-Zahl.

Für den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Anwendungsfall einer Rohrströmung liegt mit $Re > 10\,000$ der Fall der erzwungenen Konvektion vor und es ergibt sich die Nusselt-Zahl zu [9] [38]:

$$Nu_{x,T} = \underbrace{\frac{(\xi/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7\sqrt{(\xi/8)(Pr^{2/3} - 1)}}}_{\substack{\text{Nusselt-Zahl Rohrströmungen} \\ \text{für } Re > 10\,000}} \underbrace{\left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{d}{x}\right)^{2/3}\right]}_{\substack{\text{Einfluss} \\ \text{Einlaufströmung}}} \underbrace{\left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{0.11}}_{\substack{\text{Einfluss hoher} \\ \text{Temperatur-} \\ \text{differenzen} \\ T_{fl} - T_w}} \quad (4.5)$$

Der Reibungsbeiwert ξ berechnet sich zu:

$$\xi = (1.8 \cdot \log_{10}(Re) - 1.5)^{-2} \quad (4.6)$$

4.3. Finite-Volumen-Modell

Im folgenden Abschnitt wird das FVM-Modell für den Wärmespeicher hergeleitet und Randbedingungen aufgestellt. Anschließend wird der benötigte Diskretisierungsgrad bestimmt. Am Ende wird das Modell anhand von gemessenen Daten validiert.

4.3.1. Aufbau des Modells

In 2.4 ist eine räumlich und zeitlich diskretisierte Gleichung für die Temperaturänderung in einem Volumenelement aufgestellt worden:

$$\begin{aligned} \phi_P^{k+1} = \phi_P^k + \Delta t_k \cdot \left[\right. & \left(v_{P,z} \phi_P^k - k_e \frac{\phi_E^k - \phi_P^k}{z_E - z_P} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \\ & - \left(v_{E,z} \phi_E^k - k_w \frac{\phi_P^k - \phi_W^k}{z_P - z_W} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \\ & + \left(v_{P,r} \phi_P^k - k_n \frac{\phi_N^k - \phi_P^k}{r_N - r_P} \right) \frac{r_n}{r_p(r_n - r_s)} \\ & \left. - \left(v_{S,r} \phi_S^k - k_s \frac{\phi_P^k - \phi_S^k}{r_P - r_S} \right) \frac{r_s}{r_p(r_n - r_s)} + \dot{q}_{konv} \right] \end{aligned} \quad (4.7)$$

In dem betrachteten Anwendungsfall ist die bilanzierte Variable ϕ_i mit $\rho_i c_{p,i} T_i$ und der Diffusionskoeffizient k_i mit $\frac{\lambda_i}{\rho_i c_{p,i}}$ gleichzusetzen.

In Abbildung 4.3 ist schematisch das Gitter für das 2D-Modell des Betonrohres dargestellt. Das Modell ist in zwei Bereiche eingeteilt:

- Fluid: Der Fluidbereich ist örtlich ausschließlich in axialer Richtung aufgelöst. In diesem Bereich werden Konvektion und Advektion berücksichtigt, der konvektive Wärmefluss wird über einen Quell- bzw. Senkterm dargestellt.
- Feststoff: Der Feststoffbereich ist neben der axialen auch in radialer Richtung diskretisiert. In diesem Bereich wird lediglich die Konduktion berücksichtigt.

Die Kopf- und Fußseite des Rohres werden als adiabat betrachtet, an der Rohraußenwand treten Verluste auf.

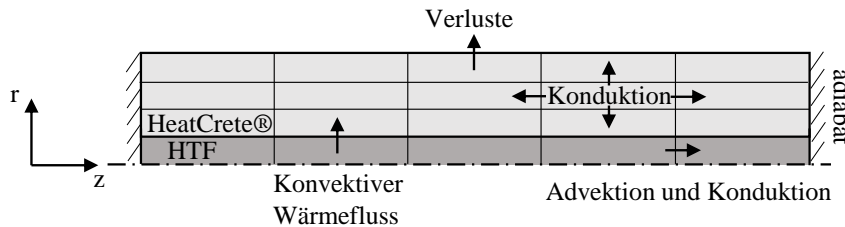


Abbildung 4.3.: Prinzipskizze FVM-Modell.

Fluid Volumenelement

Im Folgenden wird Gleichung (4.7) für den Fluidbereich reduziert. Die radialen Komponenten dürfen gestrichen werden (ausschließlich axiale örtliche Diskretisierung):

$$\begin{aligned}
 \phi_P^{k+1} = \phi_P^k + \Delta t_k \cdot & \left[\left(v_{P,z} \phi_P^k - k_e \frac{\phi_E^k - \phi_P^k}{z_E - z_P} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \right. \\
 & - \left(v_{E,z} \phi_E^k - k_w \frac{\phi_P^k - \phi_W^k}{z_P - z_W} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \\
 & + \left(v_{P,r} \phi_P^k - k_n \frac{\phi_N^k - \phi_P^k}{r_N - r_P} \right) \frac{r_n}{r_p(r_n - r_s)} \\
 & \left. - \left(v_{S,r} \phi_S^k - k_s \frac{\phi_P^k - \phi_S^k}{r_P - r_S} \right) \frac{r_s}{r_p(r_n - r_s)} + \dot{q}_{konv} \right]
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

Zusammengefasst wird folgende Gleichung erhalten:

$$\begin{aligned}
 \phi_P^{k+1} = \phi_P^k + \Delta t_k \left[\frac{1}{z_e - z_w} \cdot \left(v_{P,z} \phi_P^k + k_w \frac{\phi_P^k - \phi_W^k}{z_P - z_W} \right. \right. \\
 \left. \left. - v_{E,z} \phi_E^k - k_e \frac{\phi_E^k - \phi_P^k}{z_E - z_P} \right) + \dot{q}_{konv} \right]
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Der Quellterm \dot{q}_{konv} berechnet sich nach Gleichung (2.14) zu

$$\begin{aligned}
 \dot{q}_{konv} &= \frac{\dot{Q}_{konv}}{\Delta V} \\
 &= \frac{A_{konv} \cdot \alpha(T_{c,wand} - T_{fl})}{\Delta V} \\
 &= \frac{2\pi r_{fl} \Delta z \cdot \alpha(T_{c,wand} - T_{fl})}{r_{fl}^2 \pi \Delta z} \\
 &= \frac{2}{r_{fl}} \cdot \alpha(T_{c,wand} - T_{fl})
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

Feststoff Volumenelement

Gleichung (4.7) wird nun für den Feststoffbereich reduziert. Da im Feststoff kein Stofftransport stattfindet, werden die advektiven Anteile gestrichen:

$$\begin{aligned}
 \phi_P^{k+1} = \phi_P^k + \Delta t_k \cdot & \left[\left(\cancel{v_{P,z} \phi_P^k} - k_e \frac{\phi_E^k - \phi_P^k}{z_E - z_P} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \right. \\
 & - \left(\cancel{v_{E,z} \phi_E^k} - k_w \frac{\phi_P^k - \phi_W^k}{z_P - z_W} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \\
 & + \left(\cancel{v_{P,r} \phi_P^k} - k_n \frac{\phi_N^k - \phi_P^k}{r_N - r_P} \right) \frac{r_n}{r_p(r_n - r_s)} \\
 & \left. - \left(\cancel{v_{S,r} \phi_S^k} - k_s \frac{\phi_P^k - \phi_S^k}{r_P - r_S} \right) \frac{r_s}{r_p(r_n - r_s)} \right]
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Zusammengefasst wird folgende Gleichung erhalten:

$$\begin{aligned}
 \phi_P^{k+1} = \phi_P^k + \Delta t_k \cdot & \left[\left(k_w \frac{\phi_P^k - \phi_W^k}{z_P - z_W} - k_e \frac{\phi_E^k - \phi_P^k}{z_E - z_P} \right) \frac{1}{(z_e - z_w)} \right. \\
 & \left. + \left(r_s k_s \frac{\phi_P^k - \phi_S^k}{r_P - r_S} - r_n k_n \frac{\phi_N^k - \phi_P^k}{r_N - r_P} \right) \frac{1}{r_p(r_n - r_s)} \right]
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Anfangsbedingungen

Als Startbedingung wird dem Modell ein Temperaturfeld für das Fluid und für den Feststoff angegeben.

$$T_{fl}((z), t_0) = T_{fl}^0(z) \tag{4.13}$$

$$T_c((r, z), t_0) = T_c^0(r, z) \tag{4.14}$$

Randbedingungen

In Tabelle 4.1 befinden sich die Randbedingungen für das Modell. Die Eintrittstemperatur für das Fluid wird vorgegeben, für die restlichen Randbedingungen werden Dirichlet-Bedingungen eingesetzt. Wird der Wärmefluss an einem Rand mit 0 gleichgesetzt, herrschen dort adiabate Bedingungen.

Tabelle 4.1.: Randbedingungen für Fluid und Feststoff

	Fluid	Feststoff	
$i_r = 0$	–	$k_s \frac{\phi_P^k - \phi_S^k}{r_P - r_S} = \dot{q}_{konv}$	(konvektiver Wärmeübergang)
$i_r = n_r$	–	$k_n \frac{\phi_N^k - \phi_P^k}{r_N - r_P} = \dot{q}_{Verlust}$	$= \eta \cdot \dot{q}_{konv},$ $\eta = \text{Effizienz}$
$i_z = 0$	$T_{fl}(i_z, 0) = T_{fl,in}$	$k_w \frac{\phi_P^k - \phi_W^k}{r_P - r_W} = 0$	(adiabat)
$i_z = n_z$	$k_e \frac{\phi_E^k - \phi_P^k}{r_E - r_P} = 0$ (adiabat)	$k_e \frac{\phi_E^k - \phi_P^k}{r_E - r_P} = 0$	(adiabat)

4.3.2. Netzkonvergenz

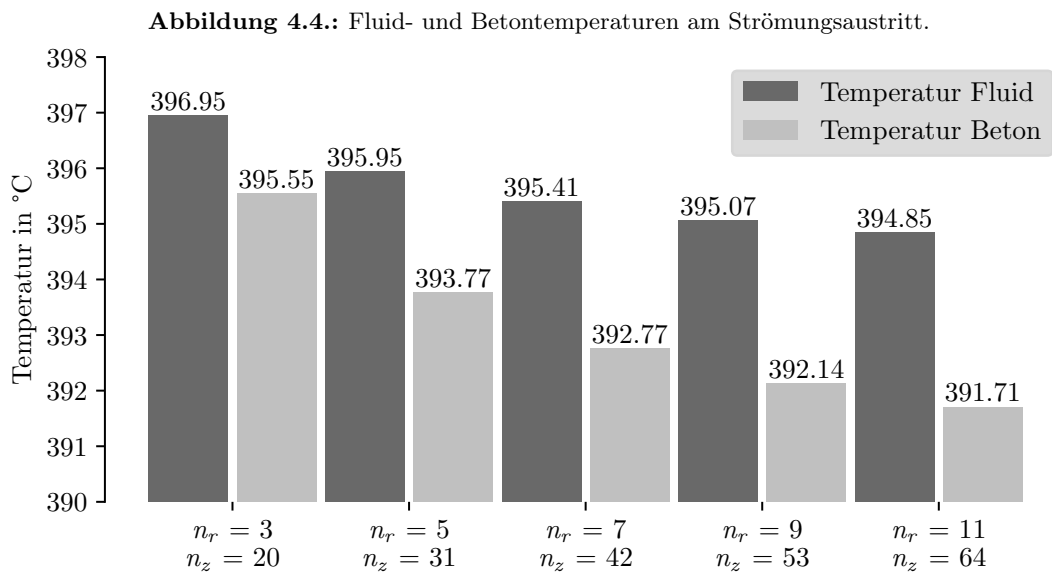
Zu Beginn wird eine Netzkonvergenzstudie durchgeführt. Ziel dieser Studie ist es, die Genauigkeit der numerischen Lösung durch schrittweise Verfeinerung des Netzes zu überprüfen. Dabei wird das Modell mit verschiedenen örtlichen Auflösungen berechnet, bis die Ergebnisse sich bei weitergehender Verfeinerung nicht mehr signifikant ändern. Als Zielgröße werden die Durchschnittstemperatur des Betons in den stromabwärts letzten Volumenelementen sowie die Austrittstemperatur des Fluides gewählt. Als Konvergenzkriterium wird

$$T_c^d - T_c^{d+1} \leq 1K \text{ und } T_{fl}^d - T_{fl}^{d+1} \leq 1K \quad (4.15)$$

gewählt.

d Diskretisierungsgrad

In Abbildung 4.4 sind die Temperaturen für Fluid und Feststoff am Stromauslass für verschiedene örtliche Auflösungen aufgetragen. Die Auflösung $n_r = 7, n_z = 42$ erfüllt das Kriterium und wird im weiteren Verlauf weiter verwendet.



4.3.3. Validierung

Im Folgenden wird das FVM-Modell mit Messdaten des in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten Speichers verglichen und validiert. Zu diesem Zweck wird zunächst eine Energiebilanz um das System herum gebildet und auf ihre Konsistenz geprüft. Anschließend erfolgt ein Vergleich des Modells mit Messdaten.

Energiebilanz

Die Finite-Volumen-Methode basiert auf dem Prinzip der Erhaltung von Energie innerhalb eines Kontrollvolumens. Für ein geschlossenes System muss die Energiebilanz zu jedem Zeitpunkt erhalten sein, was bedeutet, dass die zu- und abgeführte Energie genau der Energieänderung im System selber entspricht.

Für ein Feststoffvolumenelement berechnet sich die Änderung der Energie wie folgt:

$$\Delta E_c = \Delta z \cdot \pi (r_{c,a}^2 - r_{c,i}^2) \cdot (\phi_{c,P}^k - \phi_{c,P}^{k-1}) \quad (4.16)$$

Für ein Fluidvolumenelement wird folgende Bilanz gebildet:

$$\Delta E_{fl} = \Delta z \cdot \pi r_{fl,a}^2 \cdot (\phi_{fl,P}^{k+1} - \phi_{fl,P}^k) \quad (4.17)$$

Die dem System zu- oder abgeführte Energie berechnet sich zu:

$$\Delta E_{System} = \Delta t [\dot{m}_{fl} (c_{p,fl,ein} T_{fl,ein} - c_{p,fl,aus} T_{fl,aus}) + \dot{q}_{Verlust}] \quad (4.18)$$

Im Rahmen der Bilanzierung erfolgt in jedem Zeitschritt ein Vergleich der dem System zugeführten bzw. abgeführten Energie mit der Änderung der Energie im System:

$$Error = 1 - \frac{\Delta E_{fl} + \Delta E_c}{\Delta E_{System}} \quad (4.19)$$

Der Mittelwert weist eine Größenordnung von 10^{-15} auf, während die Summe beim Beladen (6-stündige Simulation) einen Wert von ca. 10^{-10} annimmt.

Vergleich mit Messdaten

In [25] wurden Messdaten zum Pilotprojekt in Dubai veröffentlicht. Über einen Zeitraum von 90 Stunden wurde das Temperaturprofil des Speichers, der Massenstrom sowie die Ein- und Auslasstemperaturen des HTF abgebildet. Dabei wurde ein Zyklus gefahren, der für den Bedarf von Kraftwerken typisch ist. Das Temperaturprofil des Speichers wurde an sechs Stellen im Speicher ausgewertet. Anhand dieser Daten wird das in Kapitel 4.3.1 aufgestellte FVM Modell validiert. Tabelle 4.2 gibt einen Überblick über die für die Validierungsrechnungen verwendeten Parameter. Belade-, Entladetemperaturen sowie die Höhe des Massenstroms sind zeitlich variabel.

Zunächst wird ein Beladevorgang des Speichers betrachtet. Die Außenwand wird als adiabatisch definiert ($\frac{\phi_N - \phi_P}{r_N - r_P} = 0$). Die Eingangstemperatur des Fluids wird durch die

Tabelle 4.2.: Validierungsparameter der FVM-Rechnung

Feststoff	HeatCrete
HTF	Dowtherm-A
Beladetemperatur	350 - 370 °C
Entladetemperatur	240 - 270 °C
Massenstrom	ca. $0.25 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$
Segment Innenradius	0.01 m
Segment Außenradius	0.125 m
Segment Länge	240 m
Örtliche Auflösung	$n_r = 7, n_z = 48$
Zeitschrittweite	1 s
Startzeit der Validierung t_0	8 h
Zeitspanne der Validierung	6 h
max. CFL-Zahl	0.2

Messdaten vorgegeben. In Abbildung 4.5(a) sind die Messdaten des Temperaturprofils des Betons aufgetragen. Darüber hinaus ist die Temperatur des Fluids am Einlass und am Auslass des Speichers abgebildet. Zur Validierung wird angenommen, dass die Temperatursensoren unmittelbar vor dem Einlass bzw. nach dem Auslass positioniert sind, da genaue Daten zur exakten Platzierung fehlen.

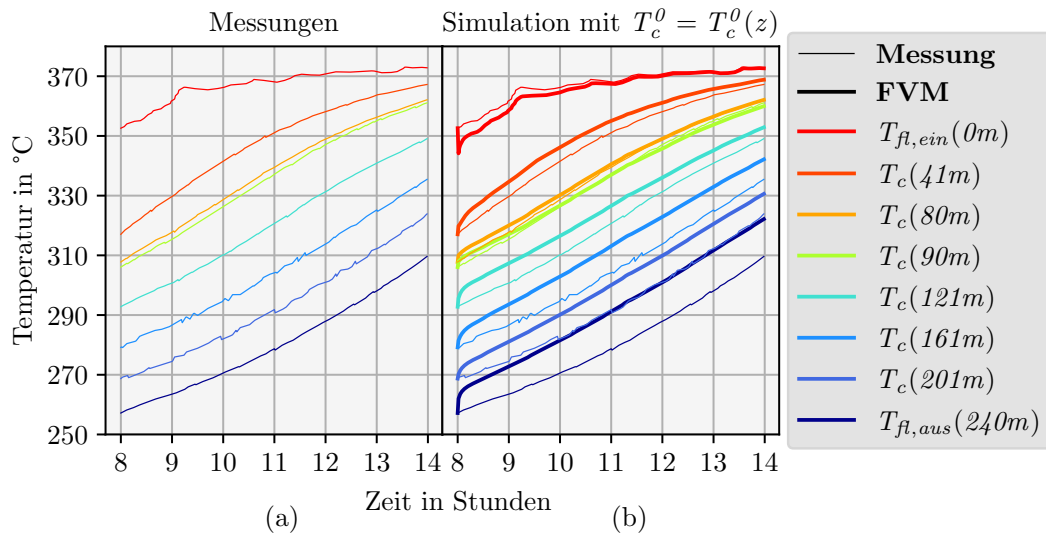


Abbildung 4.5.: FVM-Simulation mit radial konstanter Starttemperatur.

Für die Simulation wird als Startbedingung für den Beton das diskrete Temperaturprofil aus den Messungen zum Zeitpunkt t_0 auf die diskreten Volumina aus dem Modell in z-Richtung inter- und extrapoliert. In radialer Richtung wird die Temperatur zunächst konstant gehalten. Die Starttemperatur des HTF wird initial mit dem

gleiches Temperaturprofil in z-Richtung definiert. In Abbildung 4.5(b) sind neben den Temperaturprofilen der Messungen die der numerischen Berechnung aufgetragen. Die Differenz zwischen gemessener und simulierter Einlasstemperatur (die eine Eingangsgröße ist) resultiert aus der Tatsache, dass die FVM-Methode die Werte in der Zellenmitte ausgibt. Bei einer Zellenlänge in z-Richtung von $\frac{L_{ges}}{n_z} = \frac{240\text{ m}}{48} = 5\text{ m}$ befindet sich für die erste Zelle erst 2.5 m nach dem Einlass. Insbesondere zu Beginn der Simulation können hohe Temperaturunterschiede zwischen dem Fluid und der Wand des Betons auftreten, wodurch das Fluid in diesem Fall besonders schnell abkühlt. Der gleiche Effekt gilt auch für die Austrittstemperatur.

Die Messpunkte der Simulation in z-Richtung weichen aufgrund der Diskretisierung ebenso geringfügig von den Messpunkten der Versuche ab.

Zu Beginn der Simulation ist ein erhöhter Anstieg der Temperatur im Feststoff und am Fluidaustritt zu erkennen. Dies kann auf die Initialisierung des Temperaturprofils im Speicher zurückgeführt werden: Die verfügbaren Daten geben Aufschluss über die axiale Temperaturverteilung, über die radiale Verteilung gibt es jedoch keine Informationen. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass sich der Wärmespeicher in den betrachteten Messversuchen auch schon mindestens eine Stunde vor Beginn des zu validierenden Zeitraums im Beladezustand befunden hat, ist ein nach außen abfallendes radiales Temperaturprofil zu erwarten.

Treibender Faktor der Wärmeleitung ist die Temperaturdifferenz. In einem konstanten Temperaturprofil wird die Wärmeenergie folglich langsamer von der Innenwand nach außen geleitet als in einem abfallenden Temperaturprofil.

Für eine korrigierte Initialisierung wird zunächst der Zeitraum eine Stunde vor Validierungsbeginn numerisch berechnet. Das resultierende Temperaturfeld für den Feststoff wird als neue Anfangsbedingung festgelegt. Das Ergebnis ist in 4.6(a) abgebildet. Die schnelle Erwärmung zu Beginn der Simulation findet nicht mehr statt, die Anfangstemperaturen sind jedoch im Vergleich mit den Messergebnissen zu hoch. Dies ist weiterhin in der Initialisierung begründet. Das Temperaturfeld ist zwar nicht mehr radial konstant und der radiale Temperaturverlauf ist qualitativ vorhanden, passt aber quantitativ noch nicht zu den Messdaten. Durch die Anpassung des initialisierten Temperaturfeldes durch Subtraktion einer Offset Temperatur von 6K kann das Profil auch quantitativ angepasst werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.6(b) zu sehen.

In 4.6(b) ist noch zu sehen, dass die berechneten über den gemessenen Temperaturen liegen. Dies ist auf die Annahme eines adiabaten Systems zurückzuführen. Der Hersteller gibt über einen Zeitraum von 24 Stunden einen Verlust von 2% an. Dieser Verlust wird als Randbedingung in das Modell integriert: 2% der Energie, die konvektiv übertragen wird, wird im Volumenelement am äußeren Rand aus dem System abgeführt. Abbildung 4.7 zeigt die Berücksichtigung dieses Verlustes. Die zeitliche Verlauf der simulierten Daten weicht nur noch geringfügig vom gemessenen Verlauf ab. Damit gilt das Modell für den Beladevorgang als validiert.

Das Vorgehen für die Erstellung des initialen Temperaturprofils wurde wie beim Beladevorgang durchgeführt. Die Offset-Temperatur beträgt hier 8 K. Das Ergebnis ist

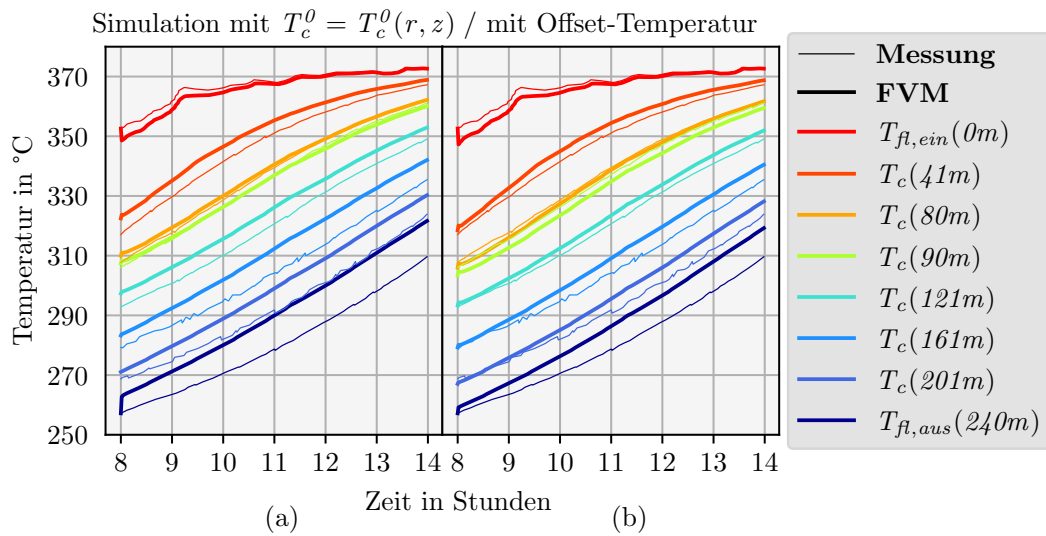


Abbildung 4.6.: FVM-Simulation mit initialisierter Starttemperatur.

in Abbildung 4.8 abgebildet.

Auch hier wird die Temperatur des Feststoffs gut abgebildet, während die Fluidtemperatur zu hoch im Vergleich mit den Messungen liegt. Die Ursache hierfür könnte entweder im unzureichenden Informationsstand bezüglich der exakten Sensorplatzierung oder in nicht bekannten Verlustfaktoren liegen.

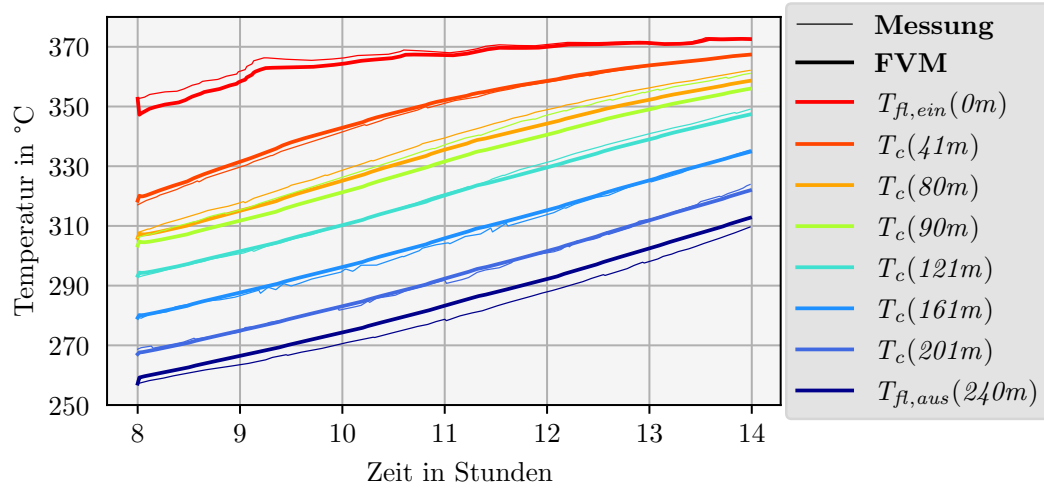


Abbildung 4.7.: FVM-Modell: Validierter Beladevorgang.

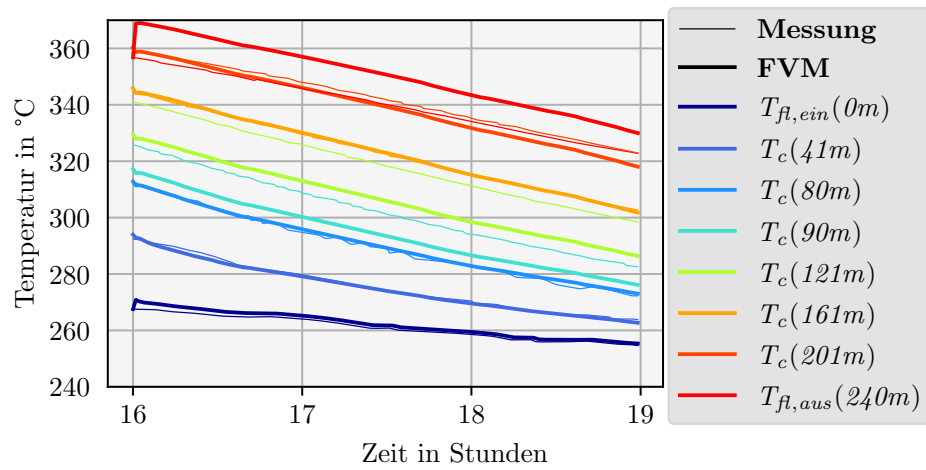


Abbildung 4.8.: FVM-Modell: Validierter Entladevorgang.

4.4. Lumped-Element-Modell

Im folgenden Kapitel wird ein LEM-Modell für den Wärmespeicher entwickelt. Zunächst wird ein analytisches System aufgestellt. Anschließend wird es in verschiedenen Betriebspunkten mit dem FVM-Modell verglichen und mittels Korrekturfaktoren angepasst.

4.4.1. Aufbau des Modells

Ziel des LEM-Modells ist, die Ergebnisse des FVM-Modells bei verringertem Rechenaufwand möglichst genau zu reproduzieren.

Zunächst wird eine räumliche Diskretisierung des Problemgebiets durchgeführt. Dazu wird das Segment in axialer Richtung in eine endliche Anzahl von Elementen eingeteilt. In radialer Richtung befinden sich in jedem axialen Element ein Feststoff- sowie ein Fluidgebiet. In Abbildung 4.9 ist eine Prinzipskizze des LEM-Modells dargestellt. Die Temperatur des Betons im nächsten Zeitschritt und die Fluidtemperatur im nächsten Element werden über den übertragenen Wärmestrom ermittelt. Im Vergleich mit dem FVM-Modell ist der Feststoff in axialer Richtung nicht weiter aufgelöst.

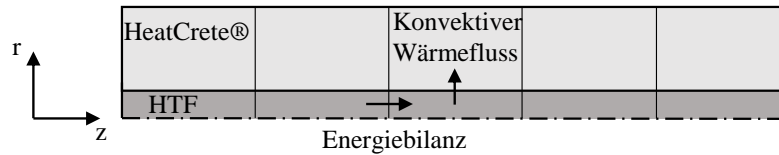


Abbildung 4.9.: Prinzipskizze LEM-Modell.

Zunächst werden Energiebilanzen um die Gebiete eines Elements gebildet.

Energiebilanz Betonsegment

Die allgemeine Energiebilanz um ein Betonsegment lautet:

$$m_c c_{p,c} \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{Q}_{konv} \quad (4.20)$$

Nach Kapitel 2.5 wird die Energiebilanz in der LEM-Methode gelöst zu

$$T_c(t) = T_{fl,\infty} + (T_c(0) - T_{fl,\infty}) \cdot e^{-\frac{\alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} t} \quad (4.21)$$

Eine explizite Zeitdiskretisierung liefert:

$$T_c^{k+1} = T_{fl,\infty} + (T_c^k - T_{fl,\infty}) \cdot e^{-\frac{\alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} (t_{k+1} - t_k)} \quad (4.22)$$

Energiebilanz Fluidsegment

Es folgt die Energiebilanz um das Fluidelement mit konstanter Wärmekapazität:

$$\dot{m}_{fl} c_{p,fl} \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{m}_{fl} \cdot c_{p,fl,ein} \cdot (T_{fl,ein} - T_{fl,aus}) + \dot{Q}_{konv} \quad (4.23)$$

Das Fluidelement wird in jedem Zeitschritt der Berechnung als stationär angenommen [34], [35], so dass sich 4.23 vereinfacht zu:

$$0 = \dot{m}_{fl} c_{p,fl,ein} \cdot (T_{fl,ein} - T_{fl,aus}) + \dot{Q}_{konv} \quad (4.24)$$

Für die Fluidaustritttemperatur eines Elements folgt schließlich:

$$T_{fl,aus} = T_{fl,ein} - \frac{\dot{Q}_{konv}}{\dot{m}_{fl} \cdot c_{p,fl}} \quad (4.25)$$

Berechnung des Wärmestroms

Die übertragene Wärme \dot{Q}_{konv} berechnet sich zu

$$\dot{Q}_{konv} = \rho_c \cdot V_c \cdot c_{p,c} \frac{dT_c(t)}{dt}. \quad (4.26)$$

Mit $T_c(t)$ aus Gleichung 4.21 folgt

$$\dot{Q}_{konv} = \rho_c \cdot V_c \cdot c_{p,c} \frac{\alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} (T_c - T_{fl}) \cdot \exp\left(\frac{\alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} (t_1 - t_0)\right). \quad (4.27)$$

$\frac{V_c}{L_{char}}$ kann umgeschrieben werden zu

$$\frac{V_c}{L_{char}} = V_c \frac{A_{konv}}{V_c} = A_{konv} = 2\pi \cdot r_{fl} (z_{fl,aus} - z_{fl,ein}). \quad (4.28)$$

Es folgt nach zeitlicher Diskretisierung:

$$\dot{Q}_{konv} = 2\pi \cdot r_{fl} (z_{fl,aus} - z_{fl,ein}) \cdot \alpha (T_c - T_{fl}) \cdot \exp\left(\frac{\alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} (t_{k+1} - t_k)\right) \quad (4.29)$$

Ein Vorteil dieser Methode gegenüber der FVM-Methode ist, dass die Stabilität der Rechnung nicht von der CFL-Zahl abhängig ist und damit größere Zeitschritte möglich sind.

4.4.2. Vorgehensweise und Vergleich mit Finite-Volumen-Modellierung

Das Starttemperaturfeld des Betons wird zunächst linear zwischen der Eingangstemperatur des Fluids und der Temperatur des Betonspeichers am Fluidaustritt interpoliert. Anschließend wird eine Initialisierungskalkulation über einen Zeitraum von 30 Minuten durchgeführt. Auf Grundlage der initialisierten Temperaturfelder für Fluid und Beton wird anschließend das System für zwölf Stunden mit der FVM- und LEM-Methode simuliert und verglichen.

In Tabelle 4.3 sind die Parameter für die folgenden Simulationen angegeben.

Tabelle 4.3.: Validierungsparameter der LEM-Rechnung

	FVM	LEM
Feststoff	HeatCrete	HeatCrete
HTF	Dowtherm™-A	Dowtherm™-A
Segment Innenradius	0.01 m	0.01 m
Segment Außenradius	0.125 m	0.125 m
Segment Länge	168 m	168 m
Örtliche Auflösung	$n_r = 7, n_z = 42$	$n_r = 1, n_z = 42$
Zeitschrittweite	1 s	60 s
max. CFL-Zahl	0.25	—

Zunächst wird das LEM-Modell für ein Parameterfeld berechnet. In Abbildung 4.10 sind die Ergebnisse aufgetragen.

- In den drei Reihen sind verschiedene Massenströme abgebildet.
- In den sechs Spalten sind verschiedene Temperaturpaarungen abgebildet.

$T_{f,in}$ definiert die Eingangstemperatur des Fluids.

T_c beschreibt die Temperatur des Betonspeichers am Fluidaustritt.

Die durchgezogenen Linien stellen die Ergebnisse der FVM-Rechnung dar, die gepunkteten Linien zeigen die LEM-Ergebnisse. Die verschiedenen Farben stellen verschiedene Messpunkte dar.

Abbildung 4.11 zeigt exemplarisch den Beladevorgang für einen Massenfluss von $0.2 \frac{kg}{s}$, eine Eingangstemperatur von $400^\circ C$ und eine Betontemperatur von mindestens $100^\circ C$ im Detail. Die Temperatur von Fluid und Beton ist über der Zeit aufgetragen. Für den Feststoff und das Fluid ist in der LEM-Rechnung ein steilerer Temperaturanstieg als für die FVM-Rechnung zu beobachten. Die Fluid- und Betontemperaturen nehmen nach etwa sechs Stunden nahezu die Eingangstemperatur des Fluids an, während in der FVM-Rechnung auch nach fünf Stunden noch ein Temperaturgradient zu erkennen ist. Zusätzlich startet die Fluidtemperatur am Austritt bereits mit einer zu niedrigen Temperatur.

Ein vergleichbares Verhalten der Temperaturen ist in den weiteren Fällen der Parameterstudie in Abbildung 4.10 zu beobachten. In sämtlichen Fällen wurde eine zu hohe Aufheizung der Betontemperatur festgestellt. Mit steigendem Massenstrom zeigt sich

eine zunehmend abweichende Temperatursteigerung des Betons im Vergleich zur FVM-Lösung. Eine zu schnelle Aufheizung des Speichers und eine zu starke Abkühlung des Fluids deuten darauf hin, dass der vom Fluid auf den Feststoff übertragene Wärmestrom zu groß ist. Dieser hängt einerseits von der Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Feststoffwand und andererseits vom Wärmeübergangskoeffizienten ab.

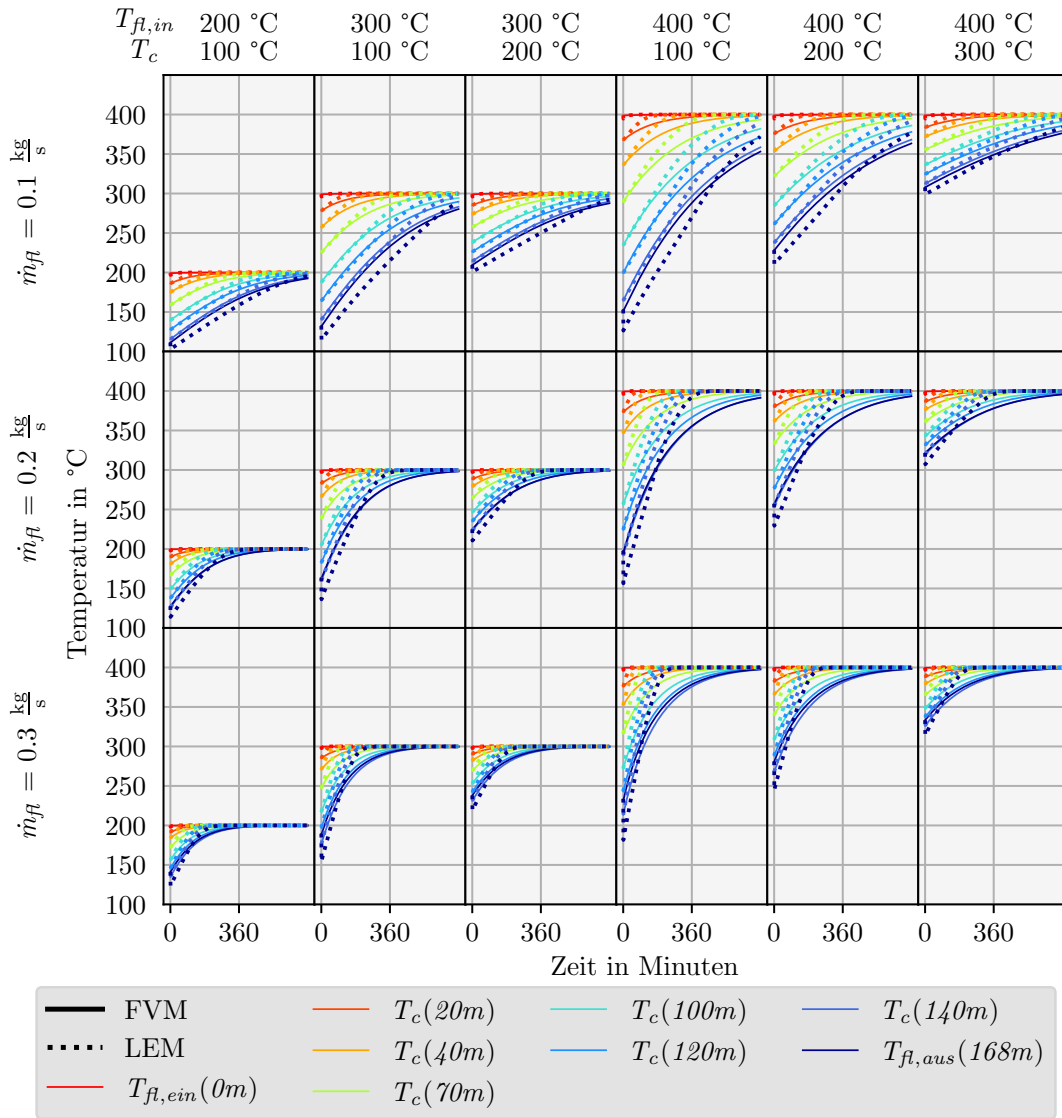


Abbildung 4.10.: Vergleich der zeitlichen Temperaturverläufe von Beton und HTF der FVM- und LEM-Rechnung für das gesamte Parameterfeld.

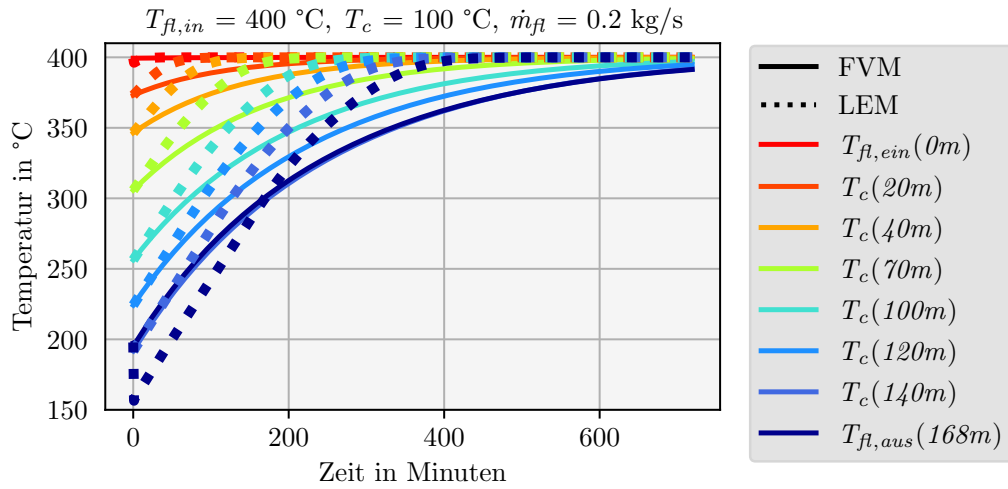


Abbildung 4.11.: Vergleich der zeitlichen Temperaturverläufe von Beton und HTF der FVM- und LEM-Rechnung im Detail.

Abbildung 4.12 zeigt die radiale Temperaturverteilung in den Modellen. Im FVM-Modell sinkt die Temperatur radial nach außen ab, während sie im LEM-Modell radial konstant bleibt. Dies führt beim LEM-Modell zu einer größeren Temperaturdifferenz ΔT zwischen Wand und Fluid bei gleicher innerer Energie. Der Energiestrom in der konvektiven Wärmeübertragung ist direkt proportional zu dieser Temperaturdifferenz, was zu höheren Wärmeströmen führt.

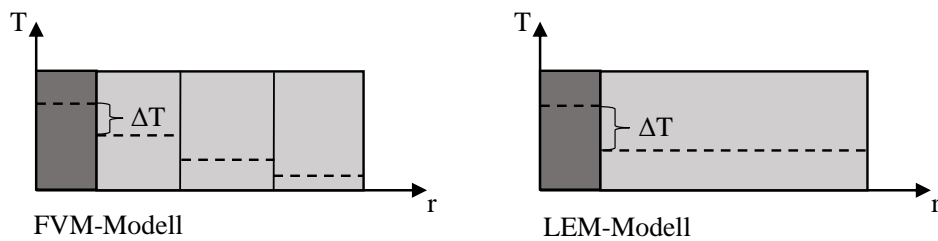


Abbildung 4.12.: Radiale Temperaturverteilung in den verschiedenen Modellen.

4.4.3. Ladezustände des Wärmespeichers

Im Folgenden soll das LEM-Modell modifiziert werden, so dass dessen Ergebnisse mit denen der FVM-Simulation vergleichbar sind. Das LEM-Modell ist nicht in der Lage, den radialen Temperaturverlauf abzubilden. Um diesen im Modell zu berücksichtigen, werden zunächst verschiedene Ladezustände definiert. Diese sind in Abbildung 4.13 abgebildet. Anschließend werden für jeden der Zustände Korrekturfaktoren eingeführt.

- (a) Beladen: Das Fluid ist wärmer als der Speicher. Der Beladezustand erfolgt ohne vorherigen Lastwechsel, d.h. die Initialisierung geht von einem vorherigen Beladezustand aus. Dementsprechend ist das radiale Temperaturprofil nach außen abfallend ($T_a < T_i$).
- (b) Beladen nach Lastwechsel: Das Fluid ist wärmer als der Speicher. Der Beladezustand erfolgt mit vorherigen Lastwechsel, d.h. die Initialisierung geht von einem vorherigen Entladezustand aus. Dementsprechend ist das radiale Temperaturprofil nach außen steigend ($T_a > T_i$).
- (c) Entladen: Das Fluid ist kälter als der Speicher. Der Entladezustand erfolgt ohne vorherigen Lastwechsel, d.h. die Initialisierung geht von einem vorherigen Entladezustand aus. Dementsprechend ist das radiale Temperaturprofil nach außen steigend ($T_a > T_i$).
- (d) Entladen nach Lastwechsel: Das Fluid ist kälter als der Speicher. Der Entladezustand erfolgt ohne vorherigen Lastwechsel, d.h. die Initialisierung geht von einem vorherigen Beladezustand aus. Dementsprechend ist das radiale Temperaturprofil nach außen abfallend ($T_a < T_i$).

Die Fälle (a) und (c) werden über einen Zeitraum von zwölf Stunden analysiert. Die Zustände (b) und (d) werden hingegen nur für eine Stunde untersucht, da YACOP in der Regel mit einstündigen Zeitschritten arbeitet und das radiale Temperaturprofil nach diesem Zeitraum wieder den Zuständen (a) und (c) entspricht. In den folgenden Abschnitten werden die Korrekturfaktoren am Beispiel der Fälle (a) und (b) genauer betrachtet.

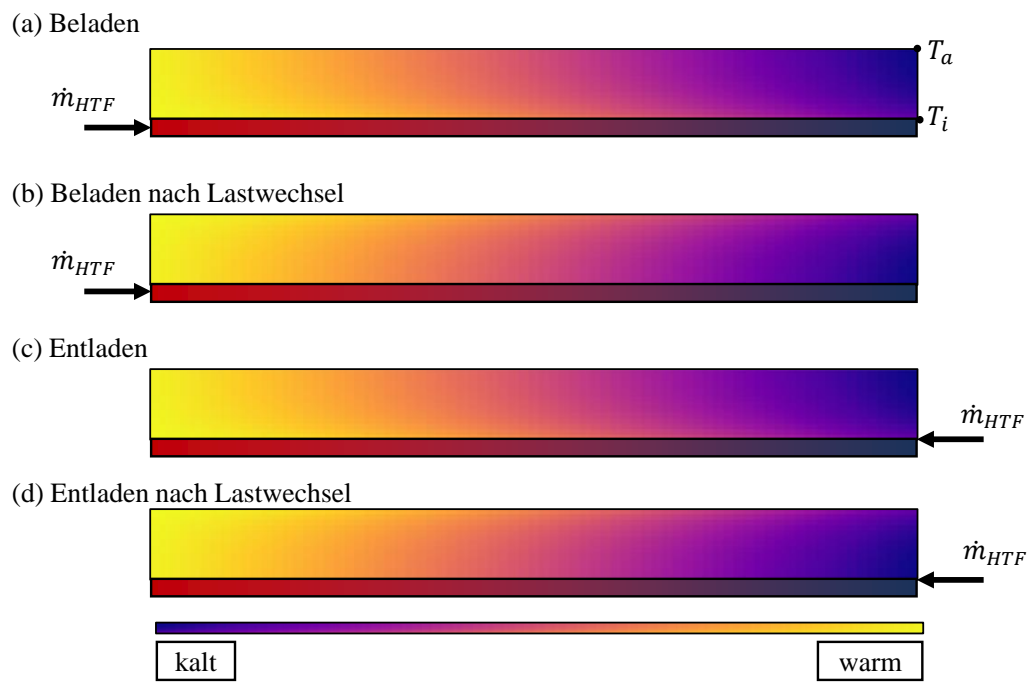


Abbildung 4.13.: Ladezustände des Wärmespeichers.

4.4.4. Verlust-Faktor

Um den schnellen Temperaturanstieg des Betons zu dämpfen, wird ein Temperatur-Faktor f_V eingeführt:

$$T_c^{k+1} = T_{fl,\infty} + (1 - f_V)(T_c^k - T_{fl,\infty}) \cdot e^{-\frac{\alpha}{\rho c c_{p,c} L_{char}}(t_{k+1} - t_k)} \quad (4.30)$$

Dieser wird mit dem ΔT multipliziert. In einer Energiebilanz um den Beton wirkt der Faktor wie ein Verlustterm(vgl. (2.57)):

$$V_c \rho_c c_{p,c} \frac{\partial T_c}{\partial t} = A * \alpha * (T_c - T_{fl,\infty}) - (1 - f_V) \cdot A \cdot \alpha \cdot (T_c - T_{fl,\infty}) \quad (4.31)$$

Der Faktor verringert die Temperaturdifferenz und damit den übertragenen Wärmestrom auf den Betonspeicher. Es gilt:

$$0 < f_V < 1 \quad (4.32)$$

In Abbildung 4.14 wird dessen Einfluss auf die Rechnung für $f_{\Delta T} = 0.6$ gezeigt. Werden größere Faktoren genutzt, wärmt das Modell des Speichers schneller auf, bei kleineren Faktoren langsamer. Unter Berücksichtigung eines Korrekturfaktors konnte die Aufheizung im Vergleich zur Rechnung ohne Korrekturfaktor verlangsamt werden. Im Vergleich zur FVM-Rechnung zeigt sich jedoch, dass sich der Beton bei hohen Temperaturdifferenzen $T_{fl} - T_{wand}$ zu langsam und bei niedrigen Temperaturdifferenzen zu schnell aufwärmt. Zu Beginn der Rechnung wird eine Fluidtemperatur ermittelt, die, ebenso wie in der Rechnung ohne Korrekturfaktor, unterhalb der Lösung der FVM-Rechnung liegt.

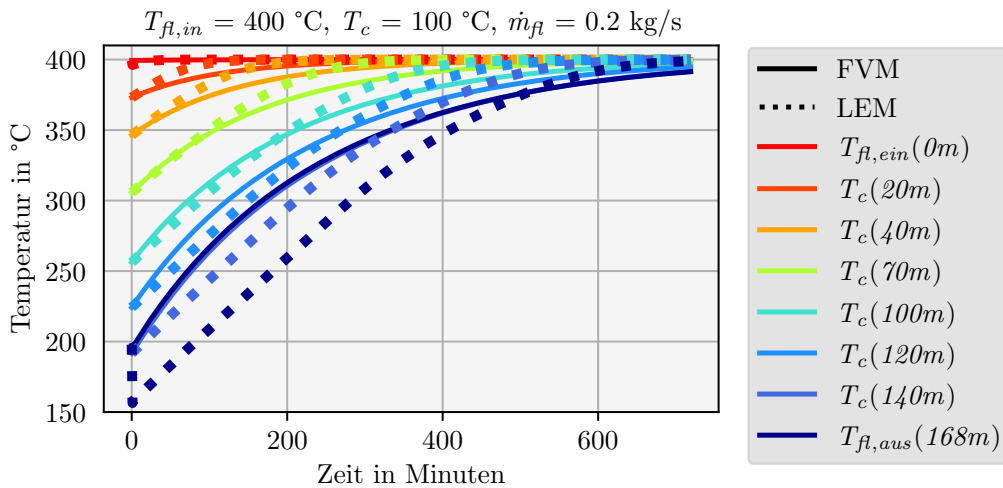


Abbildung 4.14.: Einfluss des Verlust-Faktors auf die LEM-Rechnung.

Auf das ganze Parameterfeld angewandt ist der Einfluss der Korrektur in Abbildung 4.15 dargestellt. Bei einer Gesamtbetrachtung der Fälle lassen sich ähnliche Effekte wie in Abbildung 4.14 beobachten. Insbesondere bei geringen Temperaturdifferenzen zeigt sich eine Annäherung der Lösung an die FVM-Lösung. In allen Fällen ist jedoch eine zu niedrige Starttemperatur des Fluids erkennbar.

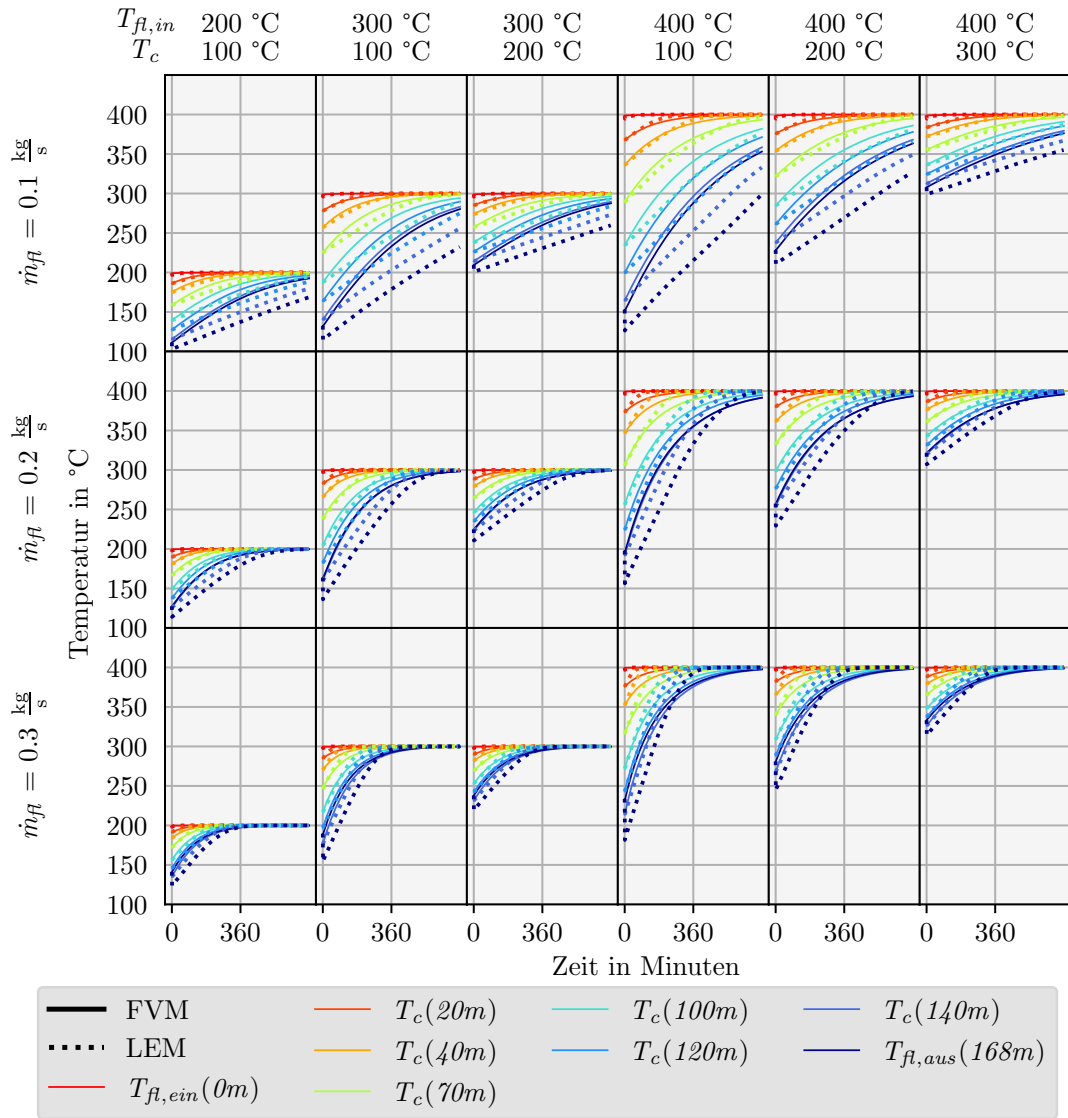


Abbildung 4.15.: Einfluss des Verlust-Faktors auf die LEM-Rechnung - Gesamtes Parameterfeld.

4.4.5. Nusselt-Faktor

Der Verlust-Faktor wirkt sich direkt auf die Betontemperatur aus, aber nur indirekt im nächsten Zeitschritt auf die Fluidtemperatur. Um die Austrittstemperatur des HTFs direkt zu manipulieren, muss der übertragene Wärmestrom verringert werden. Dieser ist auch von der Nusselt-Zahl abhängig. Wird diese verringert, gibt das Fluid weniger Wärme ab und die Austrittstemperatur ist höher.

Ein weiterer Korrekturfaktor f_{nu} , im Folgenden als Nusselt-Faktor bezeichnet, wird eingeführt. Dieser wird sowohl in der Temperaturgleichung für den Beton als auch in der Gleichung für den übertragenen Wärmestrom mit dem Wärmeübergangskoeffizienten, der über die Nusselt-Zahl ermittelt wird, multipliziert.

$$T_c^{k+1} = T_{fl,\infty} + (T_c^k - T_{fl,\infty}) \cdot e^{-\frac{f_{nu} \cdot \alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} (t_{k+1} - t_k)} \quad (4.33)$$

$$\dot{Q} = 2\pi \cdot r_{fl} (z_{fl,aus} - z_{fl,ein}) \cdot \alpha (T_c - T_{fl}) \cdot \exp^{-\frac{f_{nu} \cdot \alpha}{\rho_c c_{p,c} L_{char}} (t_{k+1} - t_k)} \quad (4.34)$$

In Abbildung 4.16 ist der Einfluss des Nusselt-Faktors mit $f_{nu} = \frac{1}{7}$ auf die Rechnung abgebildet. Eine Erhöhung der Nusselt-Zahl führt zu einer Steigerung des übertragenen Wärmestroms. Folglich erwärmt sich der Beton schneller und das Fluid kühlt schneller aus. Im Gegenzug führt eine geringere Nusselt-Zahl zu einem langsameren Aufwärmen des Fluids und zu einer höheren Fluidaustrittstemperatur. Somit kann mit einer geeigneten Wahl des Nusselt-Faktors die Austrittstemperatur des Fluids gezielt beeinflusst werden. Im Gegensatz zum Verlust-Faktor wirkt der Nusselt-Faktor nicht wie ein Verlustfaktor in der Energiebilanz, sondern lediglich auf die Menge an übertragener Wärmeenergie.

Auch hier gilt:

$$0 < f_{nu} < 1 \quad (4.35)$$

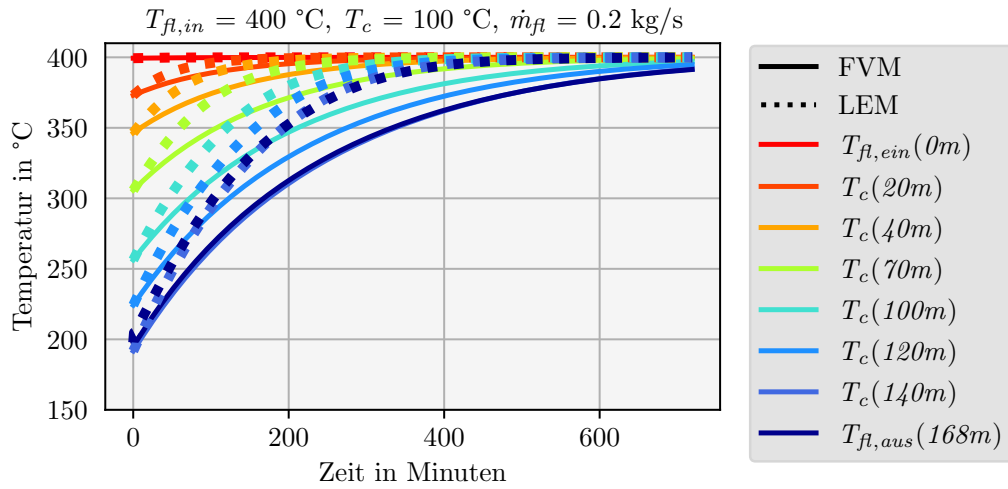


Abbildung 4.16.: Einfluss des Nusselt-Faktors auf die LEM-Rechnung.

Abbildung 4.17 präsentiert das gesamte Parameterfeld. Es zeigt sich, dass bei einer geeigneten Wahl des Nusselt-Faktors die Starttemperatur des austretenden Fluids auch für die übrigen Fälle des Parameterfeldes mit der FVM-Lösung nahezu übereinstimmt. Des Weiteren lässt sich erkennen, dass der Beton in den meisten Fällen eine zu hohe Aufwärmgeschwindigkeit aufweist, was zu einer fehlerhaften Lösung der Fluidtemperatur führt. Lediglich im Falle der Temperaturen $T_{fl,in} = 200$ und $T_c = 100$ zeigt sich eine hohe Übereinstimmung zwischen der Lösung der LEM-Rechnung und der Lösung der FVM-Rechnung.

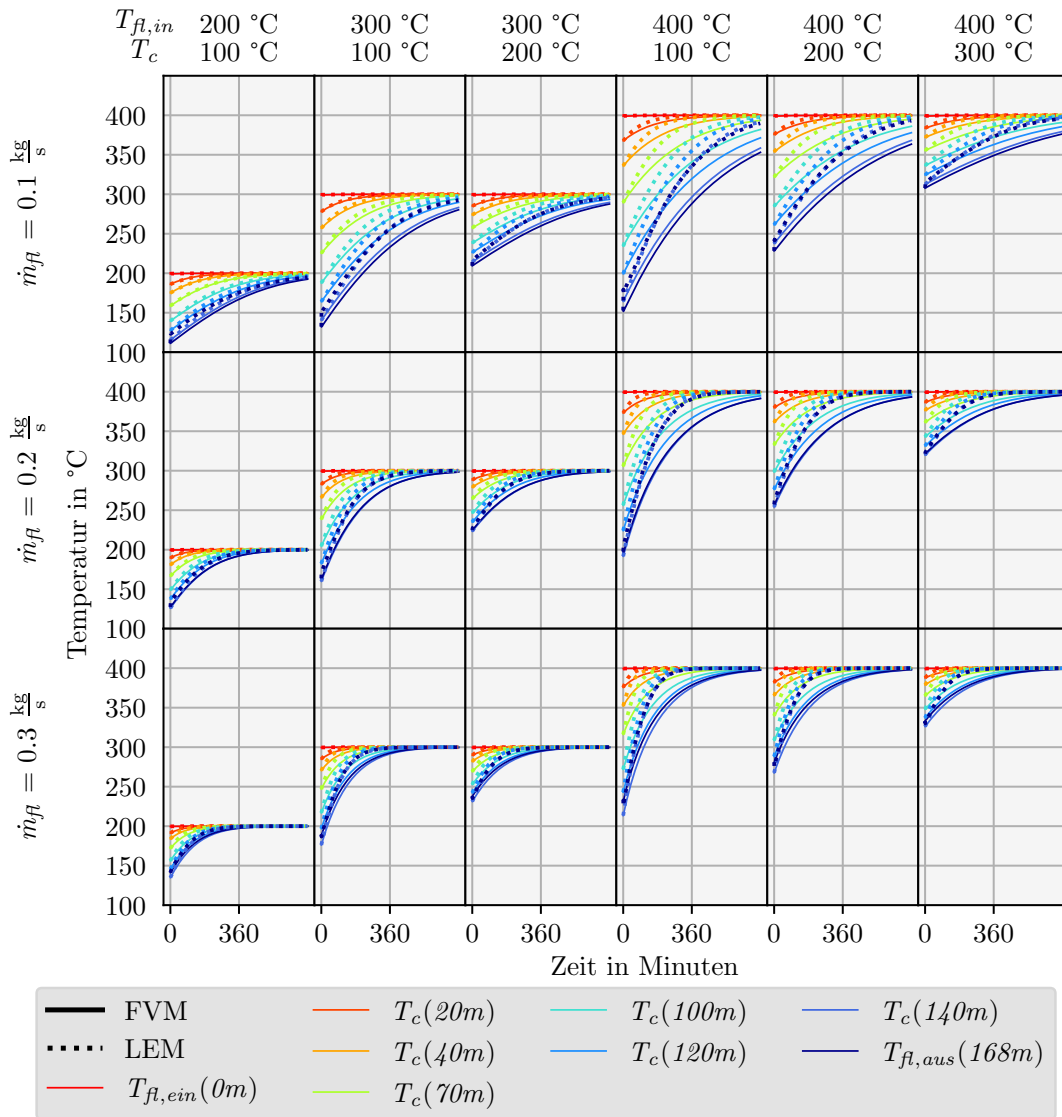


Abbildung 4.17.: Einfluss des Nusselt-Faktors auf die LEM-Rechnung - Gesamtes Parameterfeld.

4.4.6. Kombination der Faktoren

Werden beide Korrekturfaktoren eingesetzt, werden folgende Gleichungen erhalten:

$$T_c^{k+1} = T_{fl,\infty} + (1 - \mathbf{f}_V)(T_c^k - T_{fl,\infty}) \cdot e^{-\frac{\mathbf{f}_{nu} \cdot \alpha}{\rho c c_{p,c} L_{char}}(t_{k+1} - t_k)} \quad (4.36)$$

$$\dot{Q} = 2\pi \cdot r_{fl}(z_{fl,aus} - z_{fl,ein}) \cdot \alpha(T_c - T_{fl}) \cdot \exp^{-\frac{\mathbf{f}_{nu} \cdot \alpha}{\rho c c_{p,c} L_{char}}(t_{k+1} - t_k)} \quad (4.37)$$

In einer Parameterstudie wurden durch Testen verschiedener Werte geeignete Kombinationen für die Korrekturfaktoren, zunächst für den Zustand *Beladen*, ermittelt. In Abbildung 4.18 ist eine Detailansicht dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sowohl die Fluidtemperatur als auch die Betontemperatur der LEM-Lösung kaum noch Unterschiede zur Referenzlösung aus der FVM-Rechnung aufweisen.

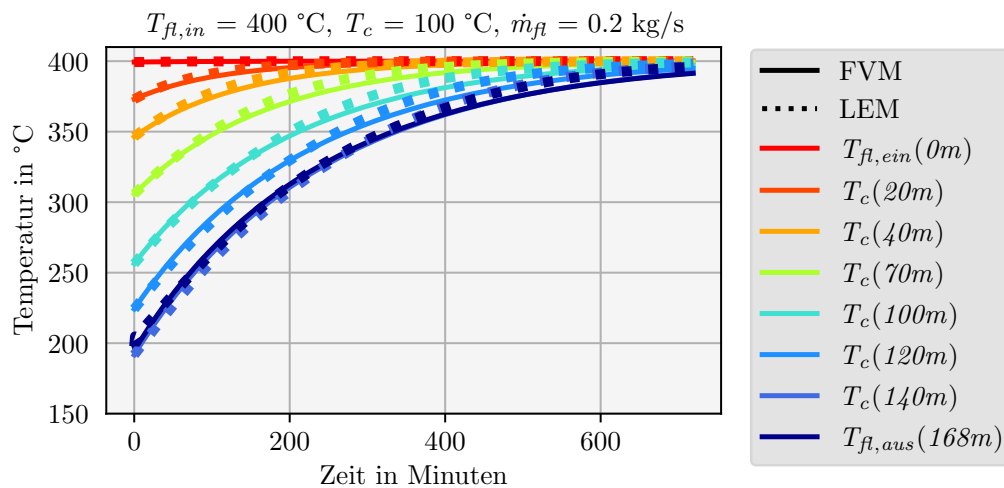


Abbildung 4.18.: Einfluss beider Korrektur-Faktoren auf die LEM-Rechnung.

Abbildung 4.19 präsentiert das gesamte Parameterfeld. Insbesondere bei geringen Massenströmen und niedrigen Temperaturen sind noch geringe Unterschiede zwischen der LEM- und der FVM-Lösung zu erkennen. Insgesamt ist das Ergebnis jedoch zufriedenstellend nahe an der FVM-Lösung. Da der übliche Betriebsbereich des Speichers allerdings üblicherweise bei hohen Massenströmen und Temperaturen liegt, wird diese Lösung als zufriedenstellend erachtet.

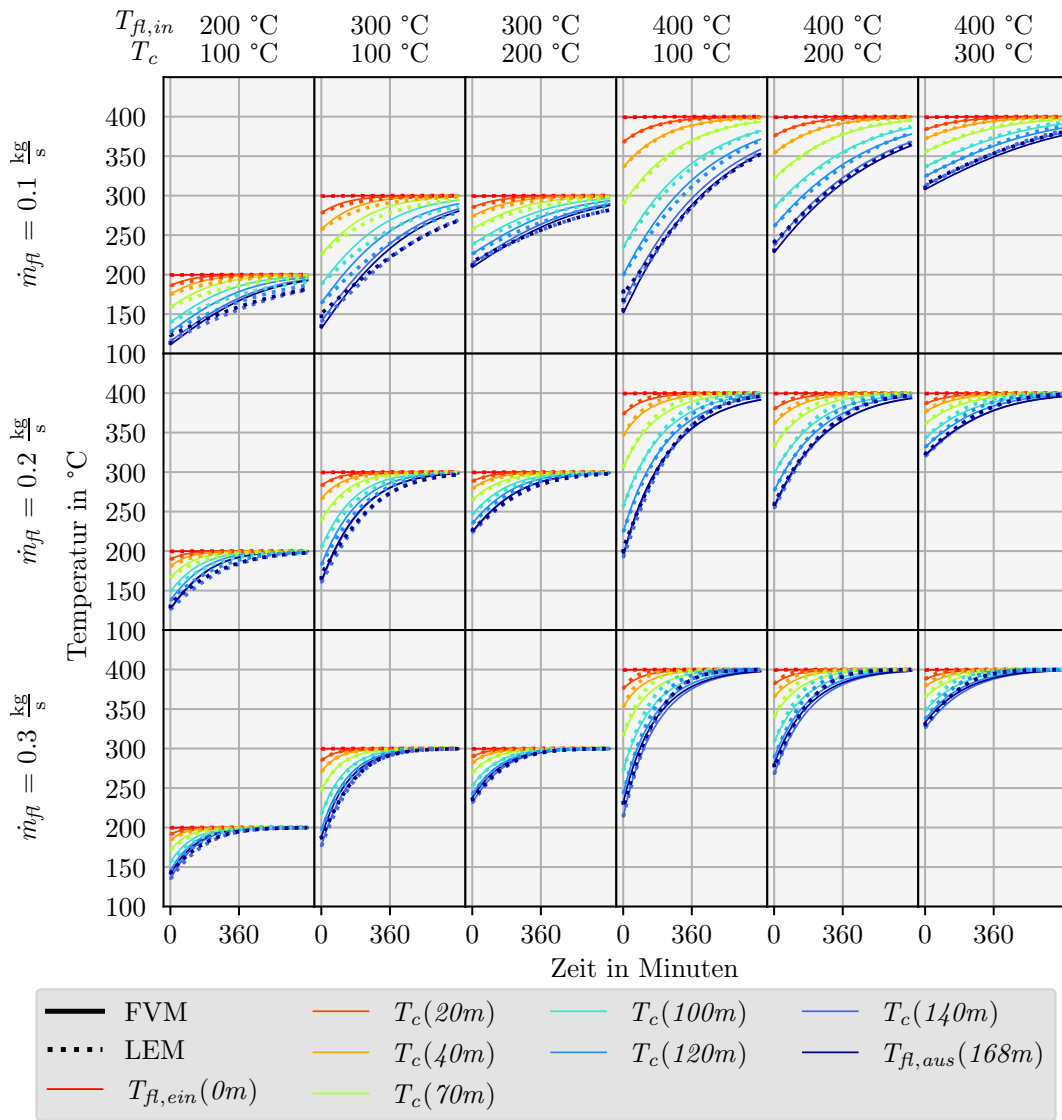


Abbildung 4.19.: Einfluss beider Korrektur-Faktoren auf die LEM-Rechnung - Gesamtes Parameterfeld.

In Abbildung 4.20 sind zur Verdeutlichung der Unterschiede zwischen FVM- und LEM-Rechnung die Differenzen der durchschnittlichen Fluidaustrittstemperaturen für die verschiedenen Betriebspunkte abgebildet. Diese berechnen sich wie folgt:

$$\Delta T_{avg} = \left| \frac{\sum (T_{fl,out,LEM} \cdot \Delta t_{LEM})}{t_{ges,LEM}} - \frac{\sum (T_{fl,out,FVM} \cdot \Delta t_{LEM})}{t_{ges,FVM}} \right| \quad (4.38)$$

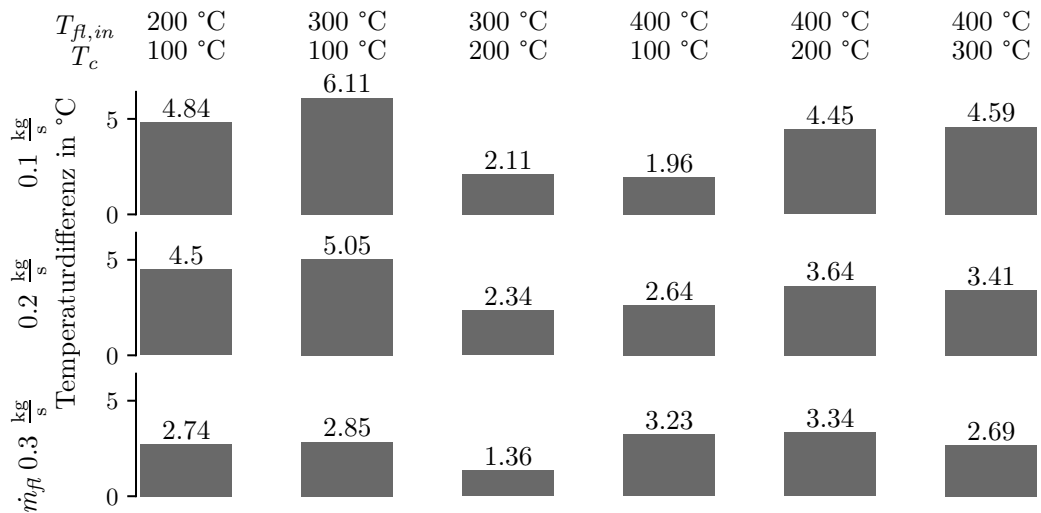


Abbildung 4.20.: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.

4.4.7. Erweiterter Nusselt-Faktor

In den vorherigen Abschnitten wurden Faktoren für den Beladezustand bestimmt. Werden diese Faktoren für den Fall *Beladen nach Lastwechsel* angewandt, ergibt sich für die Temperaturpaarung ($T_{fl,ein} = 400^\circ\text{C}$, $T_c = 100^\circ\text{C}$) die Temperaturverteilung in Abbildung 4.21:

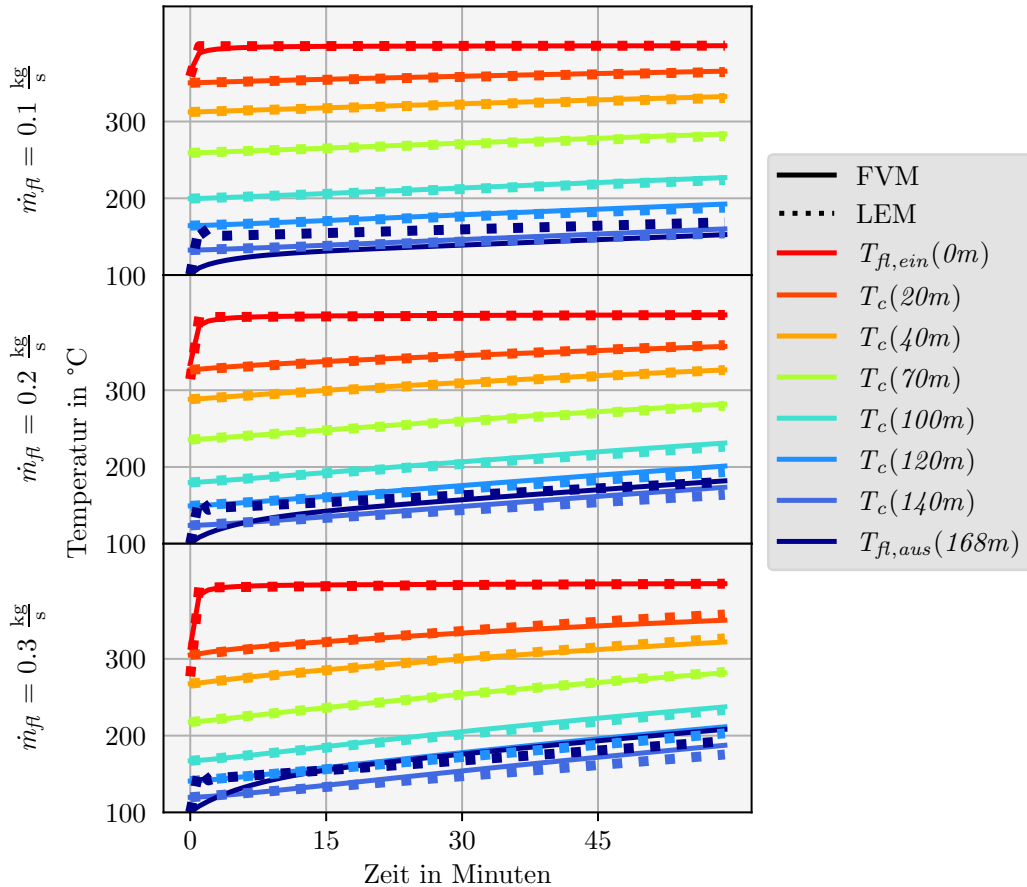


Abbildung 4.21.: LEM-Berechnung mit alten Korrekturfaktoren Einfluss der neuen Korrekturfaktoren auf eine Berechnung im Zustand *Laden nach Lastwechsel*.

Bei steigenden Massenströmen sinkt die Fluidtemperatur unter das Niveau aus der FVM-Rechnung. Im Gegensatz zum Zustand *Beladen* ändert der radiale Temperaturverlauf hier zu Beginn des Zeitschritts seinen qualitativen Verlauf.

In Abbildung 4.22 ist dieser für vier verschiedene Zeitpunkte $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$ dargestellt.

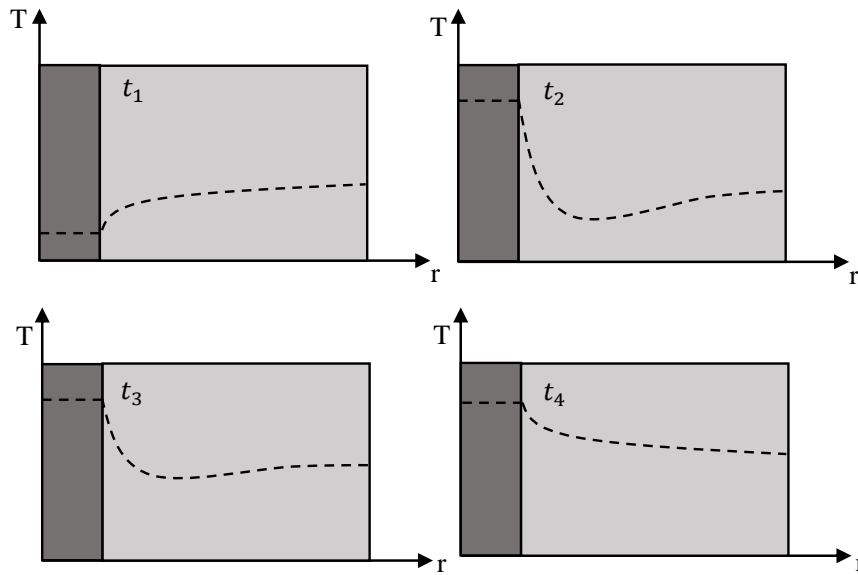


Abbildung 4.22.: Qualitativer Temperaturverlauf nach Lastwechsel.

Zu Beginn des Zeitschrittes (t_1), also nach dem Entladezustand, gleicht der radiale Temperaturverlauf dem des Entladezustands. Anschließend sinkt er nach außen erst ab und steigt dann wieder an, bis er schließlich seinen typische Form annimmt (t_4). In Abbildung 4.23) sind die Temperaturverläufe für t_1 und t_4 für den Fall *Beladen* und *Beladen nach Lastwechsel* qualitativ dargestellt.

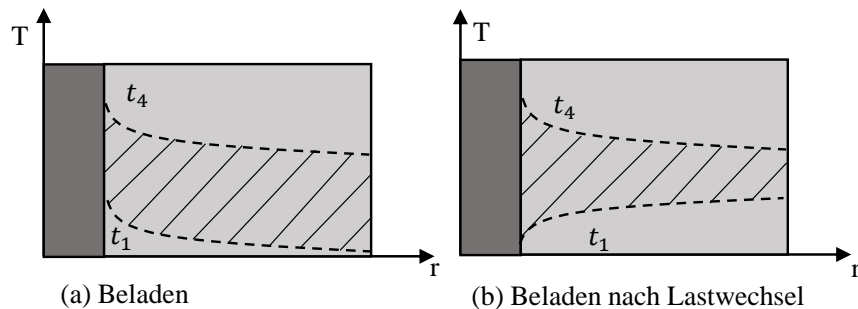


Abbildung 4.23.: Temperaturverlauf zu den Zeitpunkten t_1 und t_4 .

Die Änderung der inneren Energie ist abhängig von der Temperaturdifferenz im Feststoff und damit von der schraffierten Fläche. Für die Verlaufsänderung von t_1 nach t_4 wird folglich weniger Energie benötigt als im Ladezustand. Dieser Effekt kann in

der Rechnung durch einen modifizierten, von der Reynolds-Zahl abhängigen Nusselt-Faktor kompensiert werden.

In [35] wurde für einen vergleichbaren Anwendungsfall ein Korrekturfaktor in der folgenden Form ermittelt:

$$f_{nu} = \frac{b_1}{b_2 + b_3 \cdot Re} \quad (4.39)$$

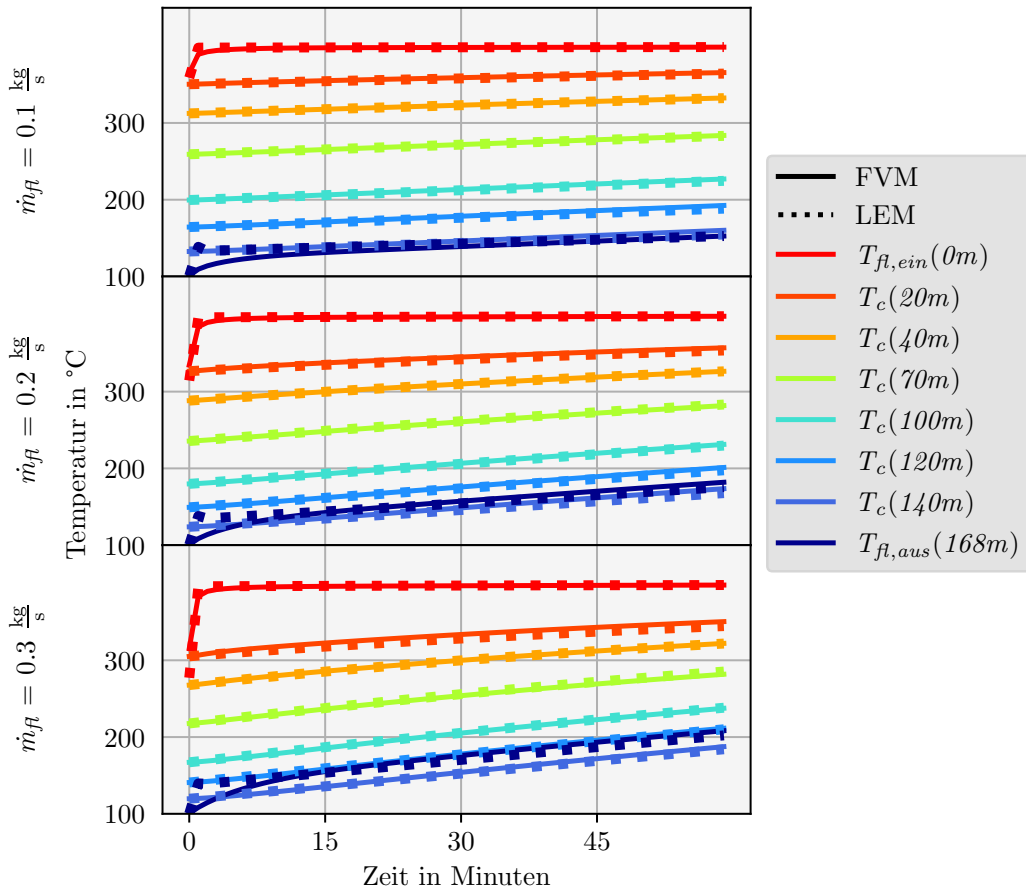


Abbildung 4.24.: Einfluss der neuen Korrekturfaktoren auf eine Berechnung im Zustand *Laden* nach *Lastwechsel*.

Durch eine Variation der Parameter der Korrekturfaktoren konnten Ergebnisse erzielt werden, die eine ausreichende Übereinstimmung mit den mittels der FVM-Methode bestimmten Temperaturverläufen aufweisen. Für das Fluid ist insbesondere in den ersten Minuten eine Abweichung von der FVM-Lösung zu erkennen, die jedoch nur gering und für eine kurze Zeitspanne auftritt, sodass sie für die Anwendung der Ganzjahresertragsrechnung als akzeptabel zu betrachten ist.

In Abbildung 4.25 ist das gesamte Parameterfeld abgebildet. In sämtlichen Fällen lässt sich zu Beginn eine Temperaturabweichung von der FVM-Lösung feststellen. Die in Abbildung 4.26 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass die Abweichungen im Durchschnitt gering (unter 10 °C) ausfallen und somit für Jahresertragsrechnungen als ausreichend genau betrachtet werden können.

4.4.8. Untersuchung des Diskretisierungsgrades

Zur Minimierung der nötigen Rechenleistung und damit der benötigten Zeit soll der Diskretisierungsgrad untersucht werden. Dazu wurde die Diskretisierung für den Zustand *Beladen* schrittweise vergrößert und der Einfluss auf die Zielgröße $T_{fl,aus}$ untersucht. In Tabelle 4.4 sind die Diskretisierungsgrößen aufgeführt.

Tabelle 4.4.: Parameter der Diskretisierungen

Auflösung	n_z	Zeitschrittweite	Beschleunigung
fein	42	60 s	1
medium	21	180 s	5
grob	14	300 s	10

Die Differenzen für das hochaufgelöste Modell sind Abbildung 4.20 zu entnehmen. In Abbildung 4.27 und Abbildung 4.28 sind die Differenzen für eine mittlere und grobe Auflösung abgebildet. Die Exaktheit der Ergebnisse wird mit größeren Auflösungen reduziert. Für Jahresertragsrechnungen kann sie jedoch weiterhin ausreichend sein.

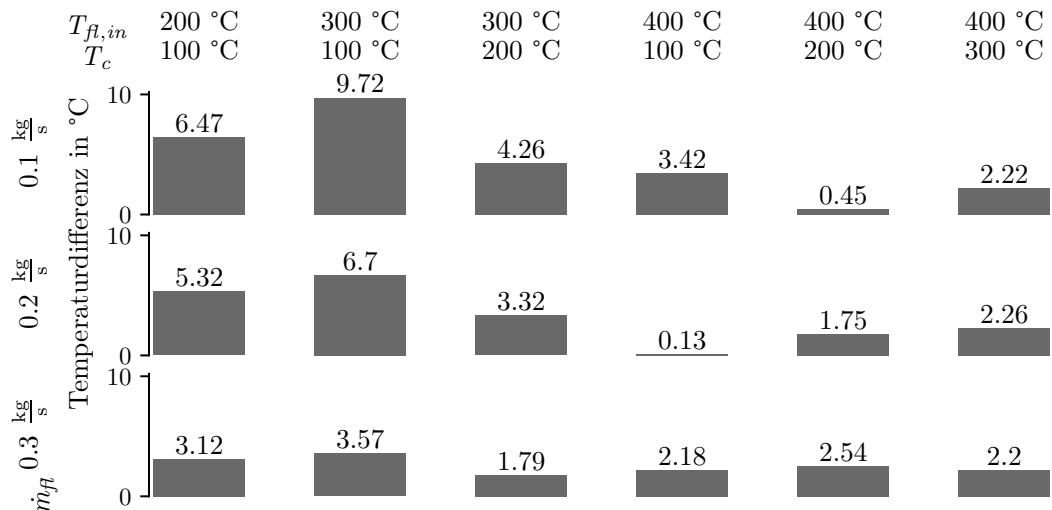


Abbildung 4.27.: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Diskretisierungsgrad: Medium.

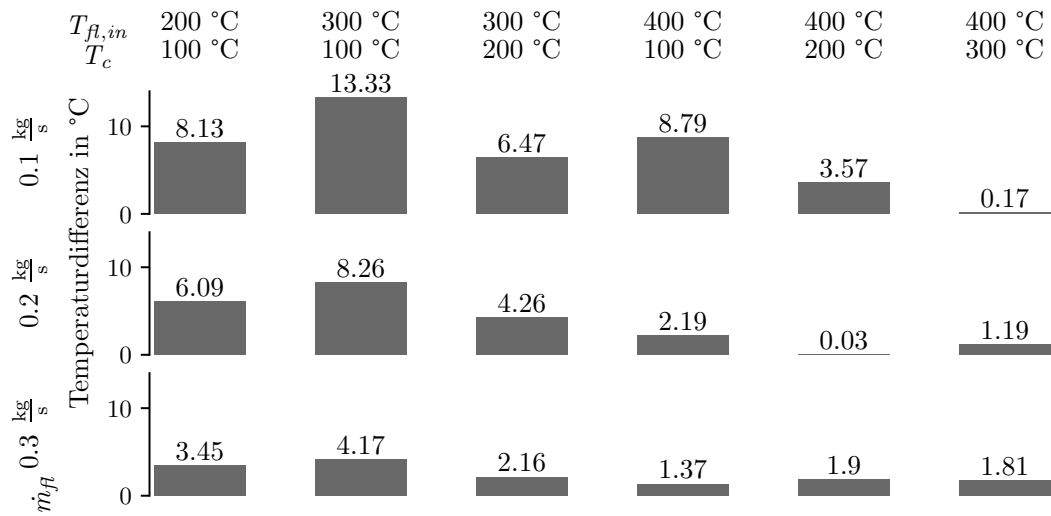


Abbildung 4.28.: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Diskretisierungsgrad: Grob.

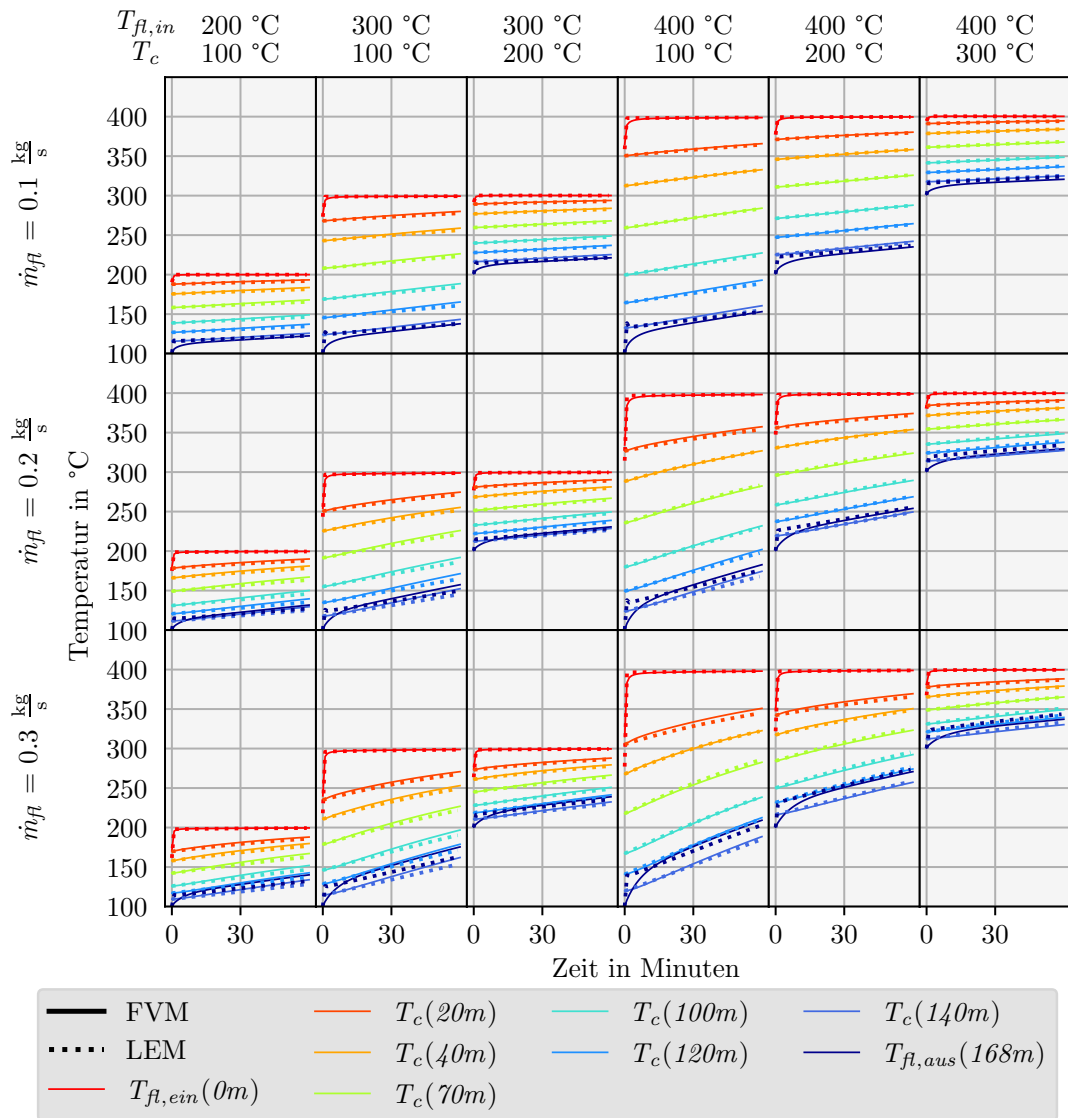


Abbildung 4.25.: Einfluss der neuen Korrekturfaktoren auf eine Berechnung im Zustand *Laden nach Lastwechsel* - Gesamtes Parameterfeld.

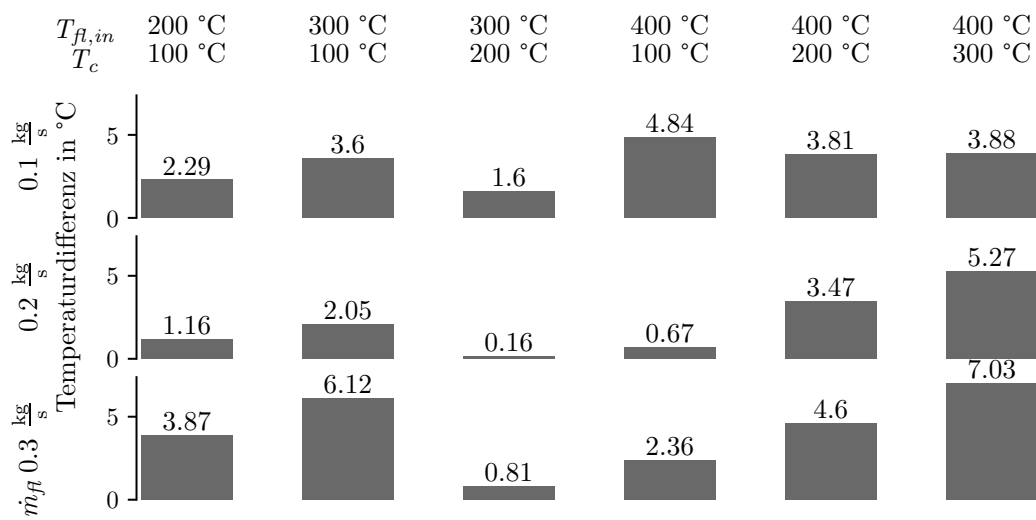


Abbildung 4.26.: Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.

4.4.9. Auswertung und Performance

Für die Entladevorgänge können analog Korrekturfaktoren gefunden werden. In Tabelle 4.5 sind die Faktoren gegeben. Weitere grafische Darstellungen für die Entladevorgänge befinden sich im Anhang A.

Tabelle 4.5.: Korrekturfaktoren

Ladezustand / Faktor	a	b_1	b_2	b_3
Beladen	0.6	1	7	0
Beladen nach Lastwechsel	0.6	1	4	5e-05
Entladen	0.75	1.4	7	0
Entladen nach Lastwechsel	0.75	1.4	4	7.5e-05

Insgesamt konnten für das Fluid DowthermTM-A mit dem LEM-Modell Ergebnisse erzielt werden, die ausreichend nahe an der FVM-Lösung liegen. Die Verwendung größerer Zeitschritte, eine Diskretisierung lediglich in z-Richtung sowie die Streichung von vernachlässigbar kleinen Wärmeströmen resultieren in einer deutlichen Reduktion der für eine Simulation erforderlichen Rechenoperationen. Dies wirkt sich direkt auf die Dauer einer Simulationsrechnung aus.

Die Simulationen dieser Arbeit wurden mit dem Rechner Dell Latitude 7430 (Prozessor: 12th Gen Intel(R) Core TM i7-1265U, 1800 MHz, 10 Kerne, 12 logische Prozessoren) durchgeführt. Für einen Vergleich wurde eine Simulation über einen Zeitraum von 12 Stunden durchgeführt. Die Simulationsdauern sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst. Für die örtliche Diskretisierung in radialer Richtung wird zusätzlich zur Zellenanzahl des Betons jeweils eine Zelle aufaddiert, welche den Fluidbereich beschreibt.

Tabelle 4.6.: Vergleich Simulationsaufwand

	FVM	LEM, fein	LEM, grob
Örtliche Diskretisierung	$n_z=42,$ $n_r=7+1$	$n_z=42,$ $n_r=1+1$	$n_z=14,$ $n_r=1+1$
Zeitliche Diskretisierung	1 s	60 s	300 s
Berechnete Punkte je Stunde	1 209 600	5040	336
Simulationsdauer (1 Stunde)	ca. 200 s	ca. 0.1 s	ca. 0.01 s

Das Modell mit identischen Korrekturfaktoren wurde ebenfalls für folgende Wärmeüberträgerfluide getestet:

- SylthermTM 800
- Therminol[®] VP-1

Die Ergebnisse für die Fluide befinden sich für zwei verschiedene Diskretisierungsgrade in Anhang A.

5. Integration des Modells in YACOP

Abschließend wird das Modell in YACOP (Kapitel 3.4) integriert. Zunächst wird es an den modularen Aufbau in YACOP adaptiert, anschließend wird das Modell in ein Systemmodell eingebunden und eine Jahresertragsrechnung durchgeführt.

5.1. Aufbau des Speichermodells

Die Simulationssoftware YACOP ist modular mit vordefinierten Schnittstellen aufgebaut. In jedem Zeitschritt erhalten die Komponenten an den Schnittstellen Eingangswerte, anhand derer sie die Änderung des eigenen Zustand sowie ihre Ausgangsgrößen berechnet. Für das Modell wird das in Abschnitt 4.4 entwickelte System mit kombinierten Korrekturfaktoren verwendet.

Die ein- und ausströmenden Massenflüsse des Speichermodells bilden die Schnittstellen, Abbildung 5.1.

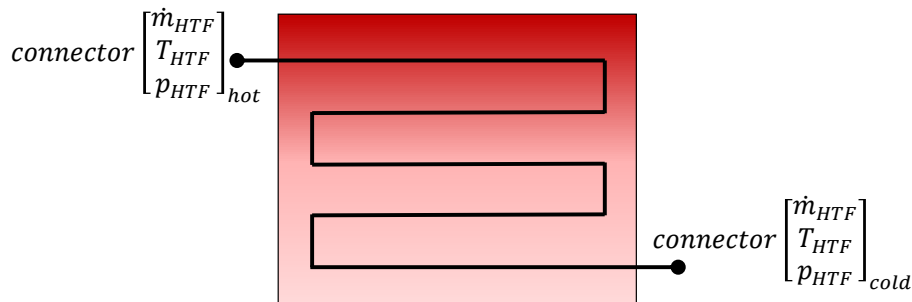


Abbildung 5.1.: Speichermodell mit Schnittstellen für YACOP.

Das Modell wird transient berechnet, während die übergeordnete Zeitschrittweite von YACOP in der Regel 60 Minuten beträgt. Massenstrom und Druckverlust bleiben in einem Zeitschritt von YACOP konstant, während die Austrittstemperatur mit jedem untergeordneten Zeitschritt des Modells variiert. Im Modell wird deswegen ein zeitlicher Mittelwert der Austrittstemperatur berechnet und an die Schnittstelle übergeben.

$$T_{HTF,aus} = \frac{\sum (T_{HTF,aus,\Delta t} \cdot \Delta t_{Speichermodell})}{\Delta t_{YACOP}} \quad (5.1)$$

Des Weiteren wird im LEM-Modell nur ein Kanal eines gesamten Speichermoduls berechnet, während ein Modul 18 parallel verlaufende Kanäle aufweist. Zur Berechnung der Speichertemperatur wird deswegen der eintretende Massenstrom durch die Anzahl der Kanäle dividiert. Für Systeme aus mehreren parallel verschalteten Speichermodulen wird der an der Schnittstelle eintretende Gesamtmassenstrom weiter durch die Anzahl Module dividiert.

$$\dot{m}_{channel} = \frac{\dot{m}_{HTF}}{n_{Channel} \cdot n_{Module}} \quad (5.2)$$

Werden Speichermodelle seriell verschaltet, muss dementsprechend die Kanallänge und die Diskretisierung angepasst werden:

$$L_{system,seriell} = L_{Kanal} \cdot n_{Speichermodelle,seriell} \quad (5.3)$$

$$n_{z,seriell} = n_{z,Speichermodell} \cdot n_{Speichermodelle,seriell} \quad (5.4)$$

Die Berechnung des Druckverlustes erfolgt über die quadratische Druckverlustgleichung:

$$\Delta p = \Delta p_{nom} \cdot \left(\frac{\dot{m}_{channel}}{\dot{m}_{nom}} \right)^2 \quad (5.5)$$

Das finale Modell erfordert lediglich die Angabe der Anzahl an seriell sowie parallel verschalteten Modulen als Parameter. Auf diese Weise ist es möglich, beliebige Speichergößen abzubilden und die Steuerung nach Leistungsfluss oder Temperaturgradient zu realisieren.

5.2. Einbindung des Speichermodells in ein Systemmodell

In einem exemplarischen Systemmodell wird das Speichermodell in Kombination mit einem Solarfeld getestet, Abbildung 5.2. In Tabelle 5.1 sind die Komponenten des Prozesses beschrieben.

Über das Solarfeld wird ein Massenstrom mit definierter Ausgangstemperatur ausgegeben. Wenn das Solarfeld mehr Wärmeleistung bereitstellt, als der Verbraucher benötigt, wird ein Teil des Massenstroms genutzt, um den Speicher zu laden. Reicht die bereitgestellte Leistung nicht aus oder ist nicht verfügbar, wird er entladen. Zur Steuerung der Massenstromanteile werden Ventile eingesetzt. Ein elektrischer Heizer wird zusätzlich genutzt, wenn die Kombination aus Wärmespeicher und Solarfeld nicht ausreichen, um den Wärmebedarf zu decken. Zur Überwindung von Druckverlusten wird eine Pumpe eingesetzt. Die benötigte Wärme des Verbrauchers wird mithilfe eines Wärmeüberträgers übergeben.

In Tabelle 5.2 sind die Parameter für den Wärmespeicher im Systemmodell gegeben.

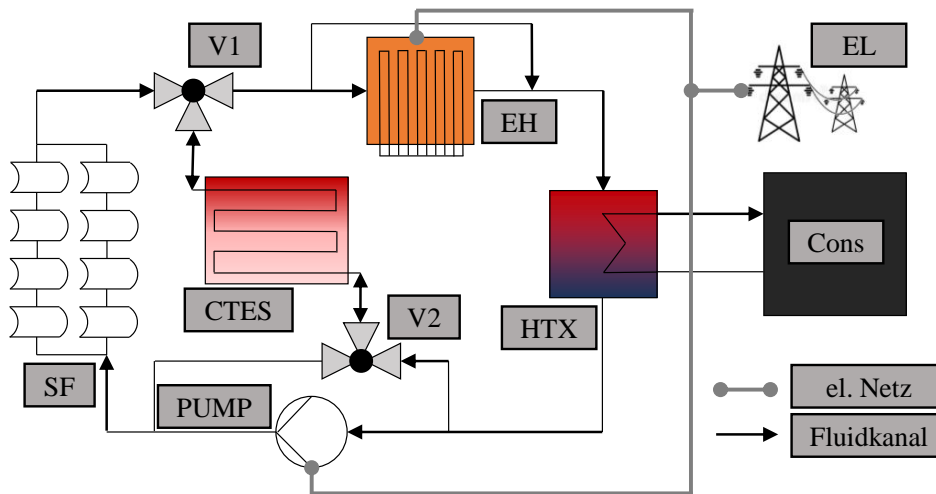


Abbildung 5.2.: Systemmodell mit integriertem Wärmespeicher.

Tabelle 5.1.: Komponenten im Systemmodell

EH	Elektrischer Heizer
HTX	Wärmeüberträger
PUMP	Pumpe
CTES	Betonwärmespeicher
SF	Solarfeld
Cons	Verbraucher
V1	3-Wege-Ventil 1
V2	3-Wege-Ventil 2
EL	Elektrisches Netz

Tabelle 5.2.: Parameter YACOP Speichermodell

Δp_{nom}	Nominelle Druckdifferenz	3 bar
Δt_{Modul}	interne Zeitschrittweite	60 s
r_s	Äußerer Radius Segment	0.0625 m
r_{fl}	Äußerer Radius Kanal	0.01 m
z_{max}	Länge Kanal	168 m
n_z	Diskretisierung in z-Richtung	42
n_{Module}	Anzahl Module (parallel)	20
$n_{Channels}$	Anzahl Kanäle je Modul	18

Das System wurde für den Standort Almería in Spanien für eine typische Sommerwoche getestet. In Abbildung 5.3 sind der Massenstrom, die Ein- und Ausgangstemperatur sowie die durchschnittliche Betontemperatur über der Zeit aufgetragen.

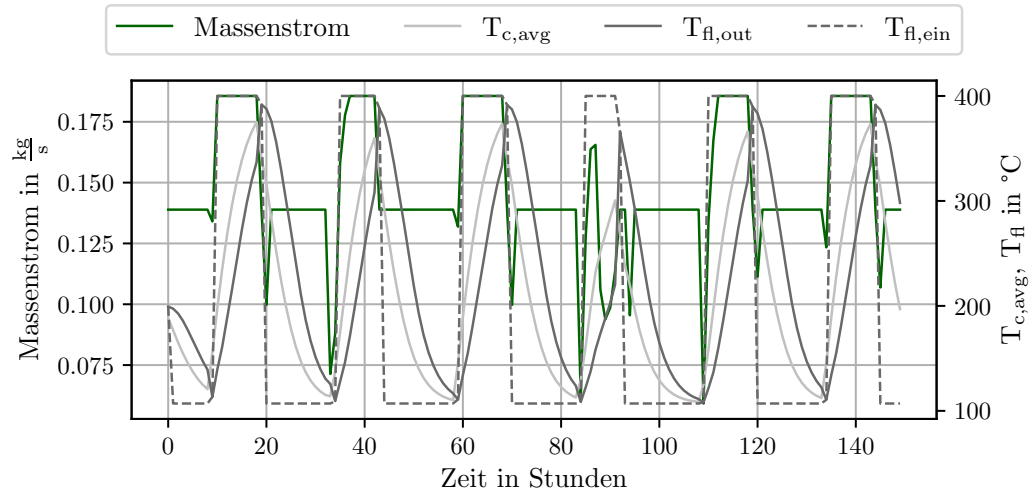


Abbildung 5.3.: Simulationsergebnisse des Feststoffwärmespeichers eingebunden in das Gesamtsystem in YACOP für eine typische Woche im Sommer.

Die Betontemperatur befindet sich zu jedem Zeitpunkt zwischen der Eingangs- und Ausgangstemperatur des Fluides. Bei Beladeprozessen ist die Ausgangstemperatur stets niedriger, bei Entladeprozessen höher als die Betontemperatur.

Weiter werden Ergebnisse des LEM-Modells mit feiner und grober Auflösung ($n_z=14$ und $\Delta t_{Speichermodell} = 300$ s) sowie mit einem stark vereinfachten 0-dimensionalen Modell verglichen. Das 0D Modell ist ein Wärmeübertragungsmodell nach Epsilon-NTU Methode mit konstanter Effektivität der Wärmeübertragung. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.4 dargestellt.

Die Massenflüsse in der fein und in der grob aufgelösten Rechnung unterscheiden sich kaum voneinander. Im Bereich von 80 - 100 Stunden weicht der Massenfluss des 0D-Modells stark von den LEM-Modellen ab. Der Effekt tritt auf, da mithilfe des LEM Modells dynamische Effekte im Speicher besser abgebildet werden können und die Betriebsstrategie deshalb in einem Szenario mit geringerer Einstrahlung den Speicher anders beschickt als bei Verwendung des 0D-Modells.

Auch die Temperaturen des Betons und des Fluids stimmen in beiden LEM-Rechnungen gut miteinander überein, während das 0D-Modell teils deutlich vom Ergebnis abweicht.

Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Rechner dauert eine Ganzjahressimulation des vorgestellten Systemmodells mit dem fein aufgelösten LEM-Modell für den Wärmespeicher etwa 48 Stunden. Wird das grob aufgelöste Modell verwendet, kann die Zeit auf etwa 5 Stunden reduziert werden.

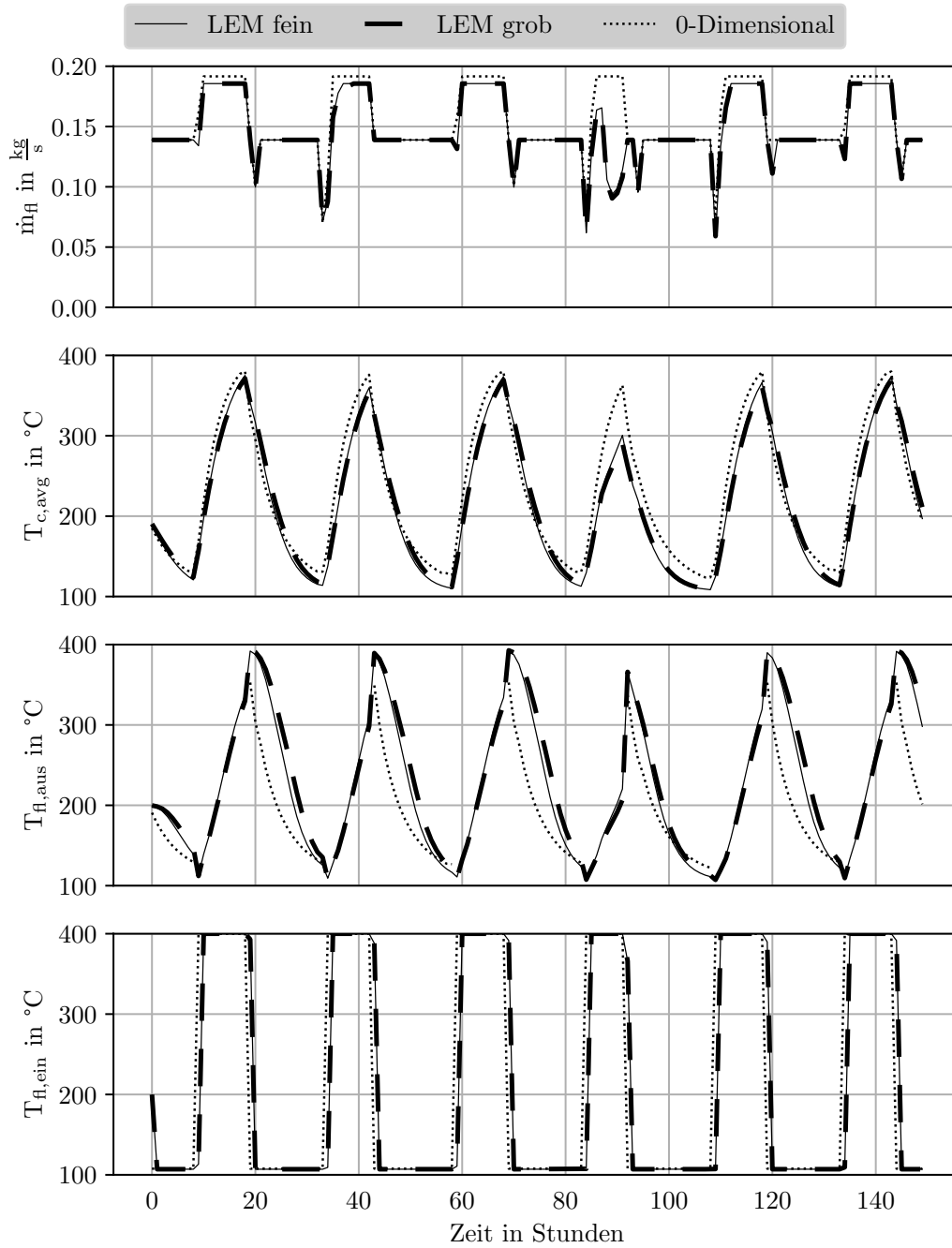


Abbildung 5.4.: Simulationsergebnisse des Feststoffwärmespeichers im Vergleich mit verschiedenen Speichermodeellen.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein örtlich aufgelöstes Modell eines sensiblen Wärmespeichers entwickelt und in die Simulationssoftware YACOP zur Ausführung von Jahresertragsrechnungen integriert. Das entwickelte Modell ist in der Lage, das Temperaturfeld des Speichers mit einem geringen Rechenaufwand abzubilden. Konventionelle Methoden zur Berechnung von Wärmeübergangsprozessen, wie die Finite-Volumen-Methode, sind für Berechnungen längerer Zeiträume zu rechenintensiv. Aus diesem Grund wurde unter physikalischen Vereinfachungen ein ressourcenschonendes Modell entwickelt, welches die relevanten physikalischen Prozesse adäquat abbildet. Zu diesem Zweck erfolgte zunächst eine Abstraktion der Geometrie des Feststoffwärmespeichers. In einem nächsten Schritt wurde für die abstrahierte Geometrie ein Finite-Volumen-Modell entwickelt, welches anhand von Messdaten validiert wurde. Auf Basis des FVM-Modells wurde nachfolgend unter Zuhilfenahme der Lumped-Element-Methode ein eindimensionales Modell für den Wärmespeicher entwickelt. Um die örtliche Temperaturverteilung mit dem LEM Modell korrekt abbilden zu können, wurden verschiedene Korrekturfaktoren eingeführt. Dazu wurden die vier Betriebszustände vier Betriebszustände *Beladen*, *Beladen nach Lastwechsel*, *Entladen* und *Entladen nach Lastwechsel* untersucht, wobei für jeden Zustand verschiedene Korrekturfaktoren über eine Parameterstudie ermittelt wurden. Im Anschluss wurde das entwickelte Speichermodell für die Jahresertragsrechnung erweitert, in die Simulationssoftware YACOP integriert und in ein exemplarisches Systemmodell eingebunden. Den Abschluss der Arbeit bildet der Vergleich des entwickelten Modells mit verschiedenen Diskretisierungsgraden sowie mit einem 0-dimensionalen Modell. Nach Abschluss dieser Arbeit kann das Wärmespeichermodell für Jahresertragsrechnungen verwendet werden. Für Optimierungsanwendungen ist die Rechenleistung möglicherweise nicht ausreichend, jedoch können auf Grundlage der Ertragsrechnungen empirische Modelle entwickelt werden, um den Wärmespeicher abzubilden.

In nachfolgenden Arbeiten kann das in dieser Arbeit entwickelte Modell auf weitere Fluid-Feststoffkombinationen angewendet werden. Insbesondere die Modellierung von Fluiden mit Phasenwechsel könnte dabei eine Herausforderung darstellen. Um die Auswahl passender Korrekturfaktoren für abweichende Geometrien und Fluide zu vereinfachen, können Optimierungsverfahren wie z.B: genetische Algorithmen eingesetzt werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, auf Basis des in dieser Arbeit entwickelten Speichermodells für die Jahresertragsrechnung ein empirisches Modell für techno-ökonomische Optimierungen zu entwickeln.

A. Evaluierung verschiedener Wärmeüberträgerfluide bei variablen Diskretisierungen

Dowtherm™-A: Beladen nach Lastwechsel

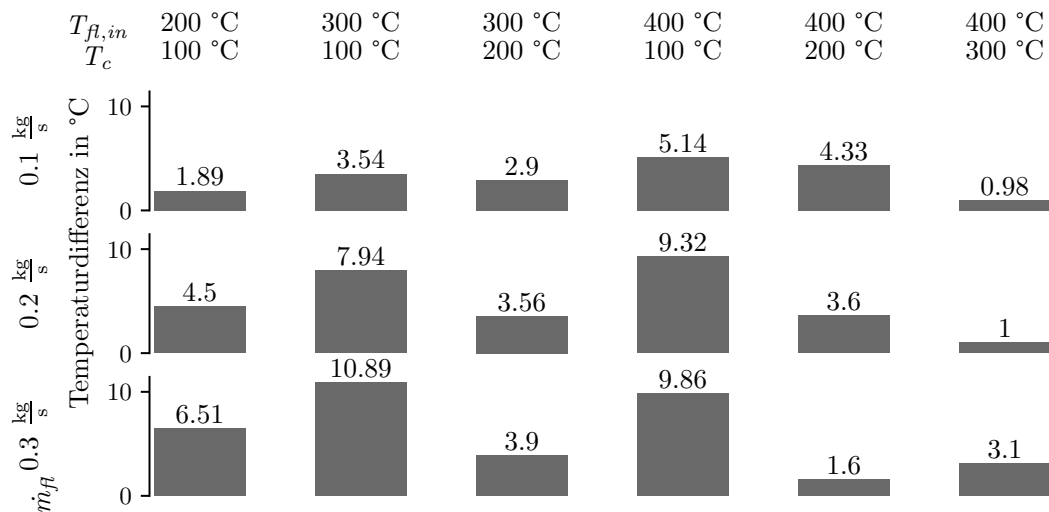


Abbildung A.1.: Dowtherm™-A:
 Beladen nach Lastwechsel:
 Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
 Auflösung grob.

Dowtherm™-A: Entladen

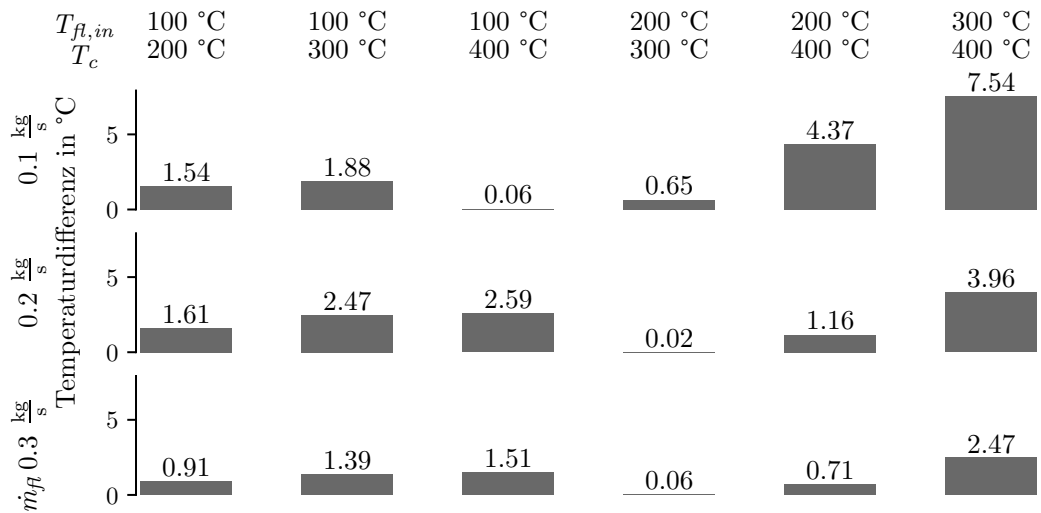


Abbildung A.2.: Dowtherm™-A:

Entladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.

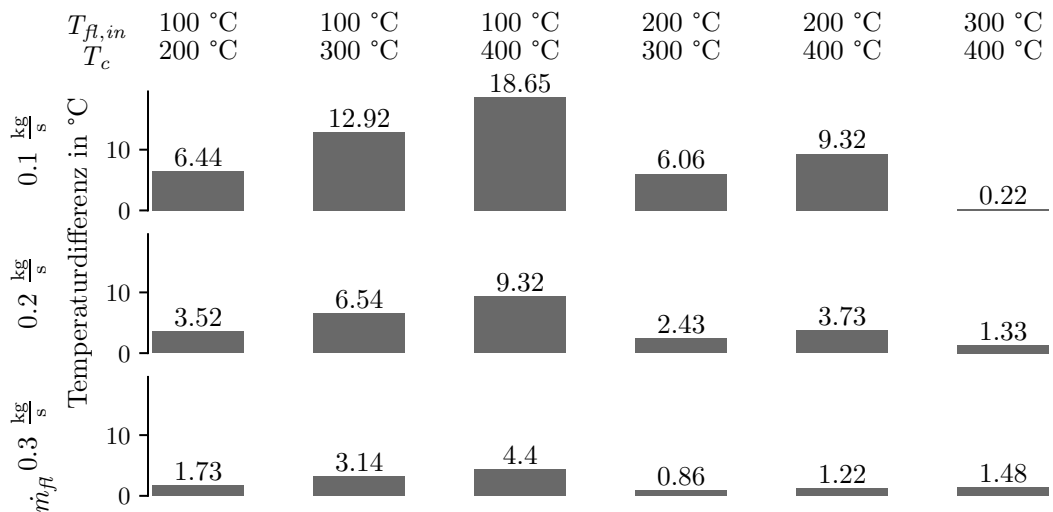


Abbildung A.3.: Dowtherm™-A:

Entladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.

Dowtherm™-A: Entladen nach Lastwechsel

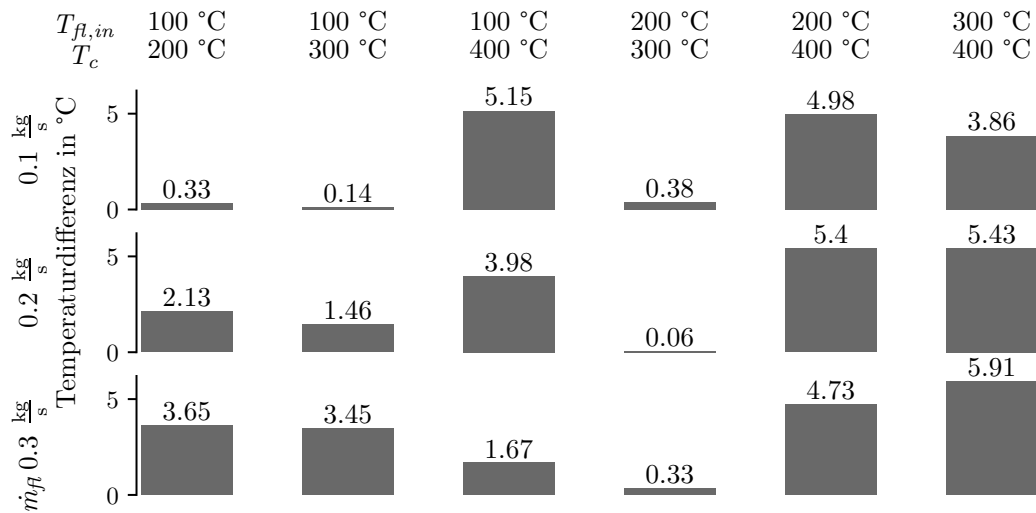


Abbildung A.4.: Dowtherm™-A:
Entladen nach Lastwechsel:
Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung fein.

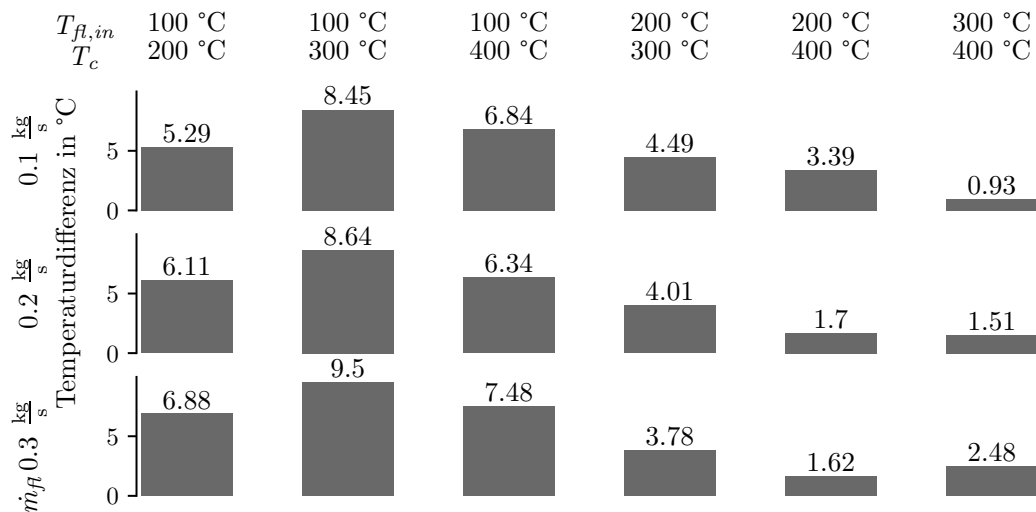


Abbildung A.5.: Dowtherm™ A:
Entladen nach Lastwechsel:
Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung grob.

Therminol® VP-1: Beladen

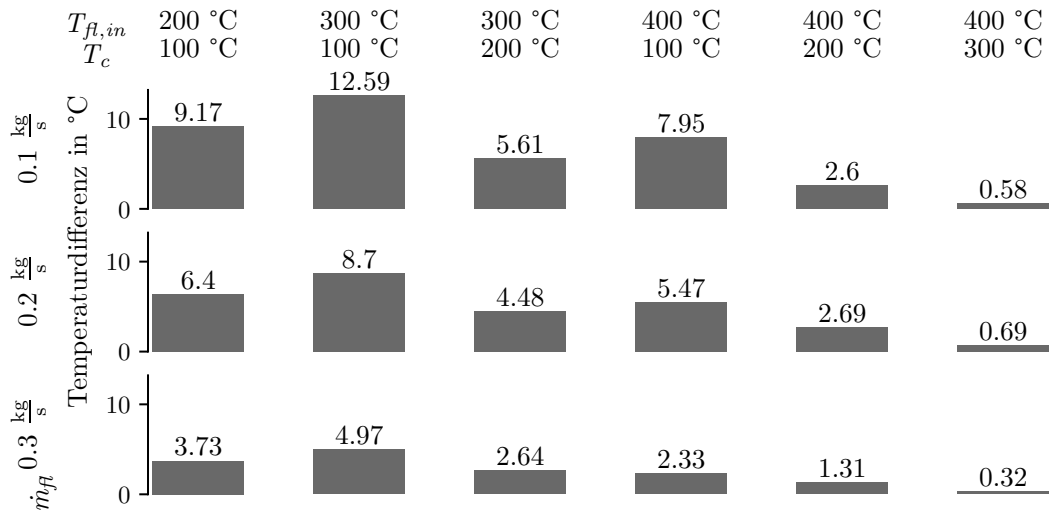


Abbildung A.6.: Therminol® VP-1:

Beladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung fein.

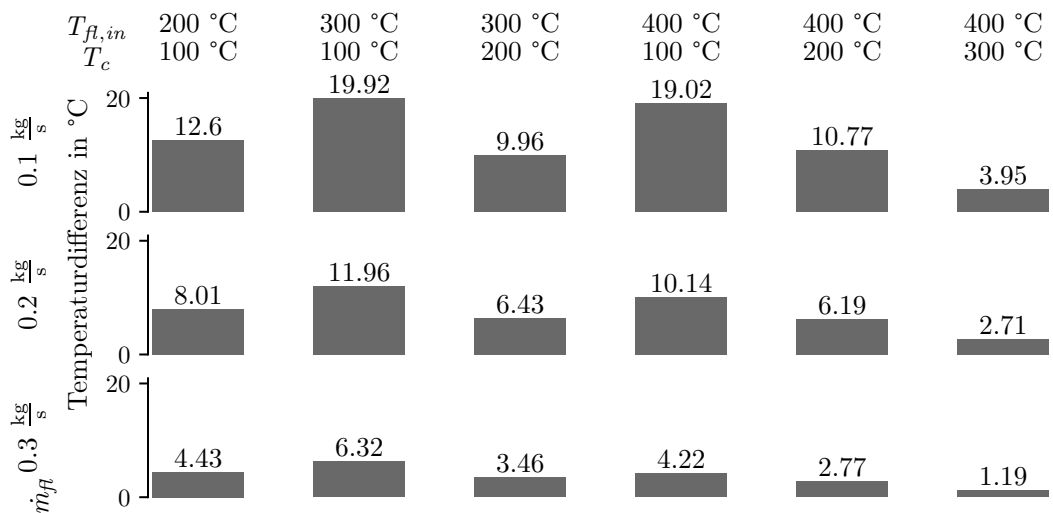


Abbildung A.7.: Therminol® VP-1:

Beladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung grob.

Therminol[®] VP-1: Beladen nach Lastwechsel

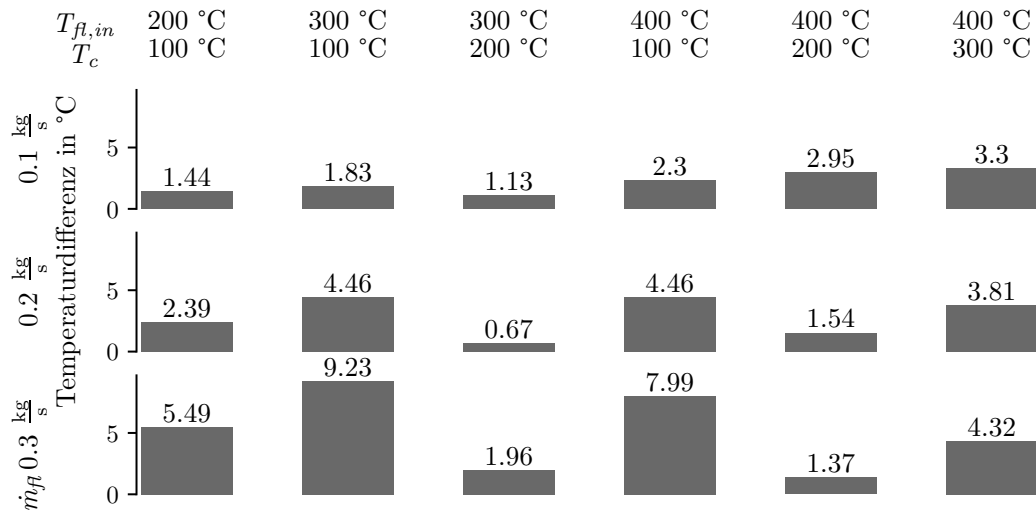


Abbildung A.8.: Therminol[®] VP-1:
Beladen nach Lastwechsel:
Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung fein.

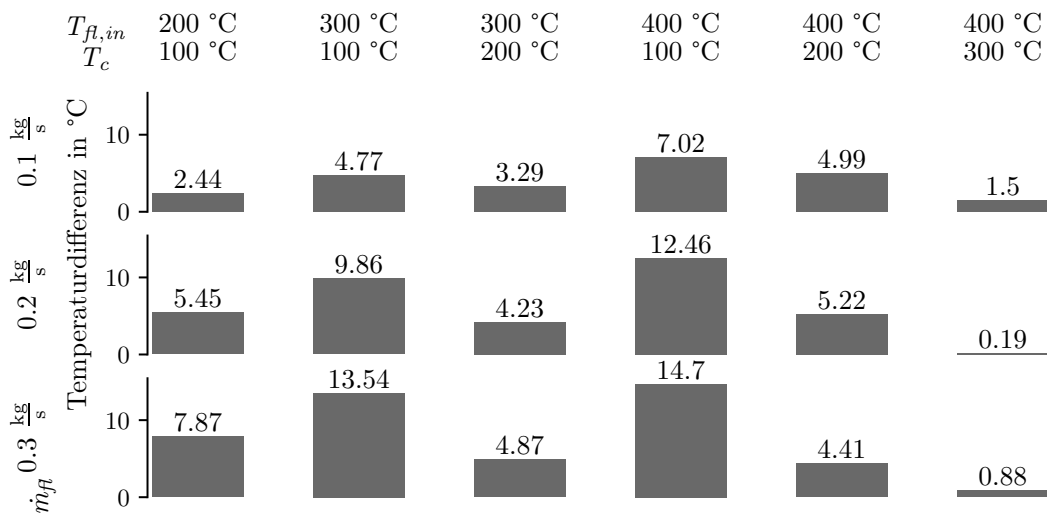


Abbildung A.9.: Therminol[®] VP-1:
Beladen nach Lastwechsel:
Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung grob.

Therminol[®] VP-1: Entladen

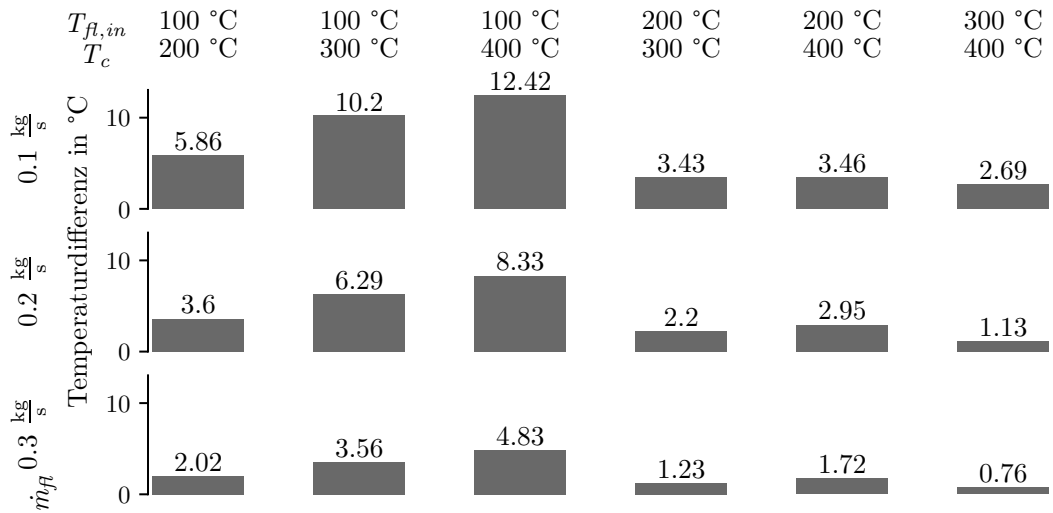


Abbildung A.10.: Therminol[®] VP-1:

Entladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.

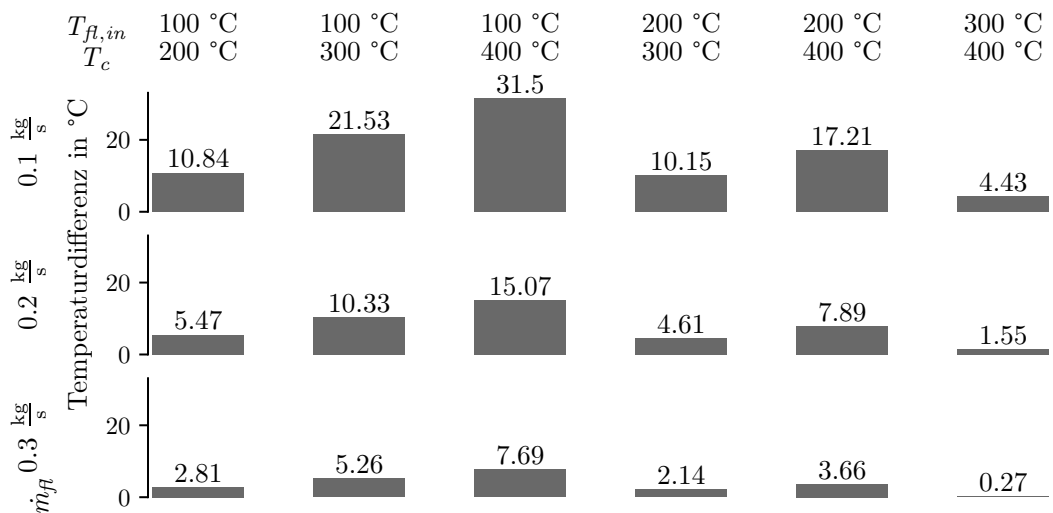


Abbildung A.11.: Therminol[®] VP-1:

Entladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.

Therminol[®] VP-1, Entladen nach Lastwechsel

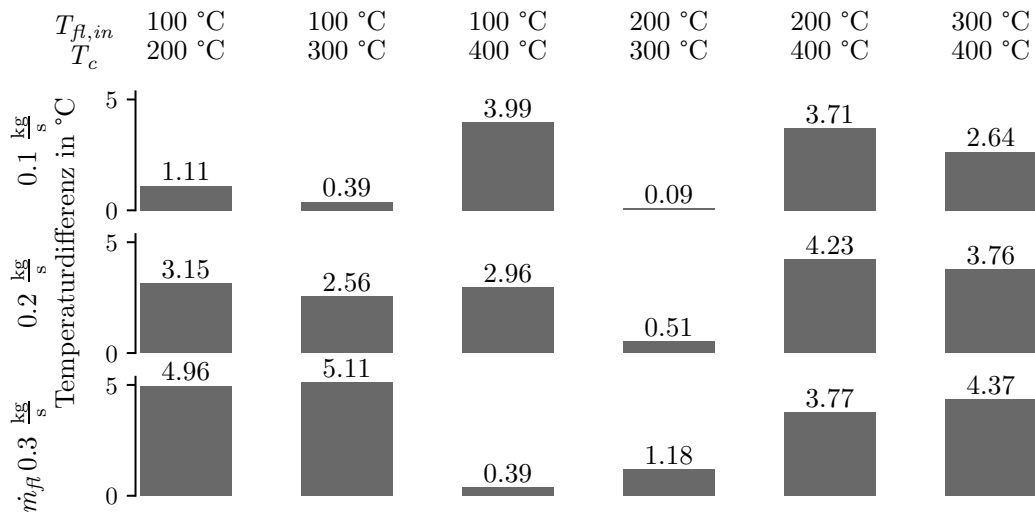


Abbildung A.12.: Therminol[®] VP-1:
Entladen nach Lastwechsel:
Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung fein.

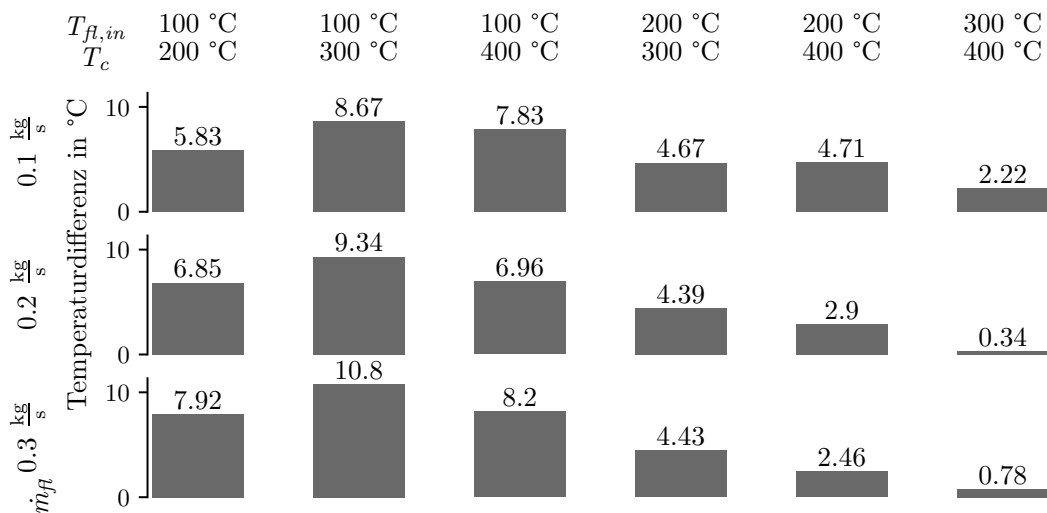


Abbildung A.13.: Therminol[®] VP-1:
Entladen nach Lastwechsel:
Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung grob.

Syltherm™ 800, Beladen

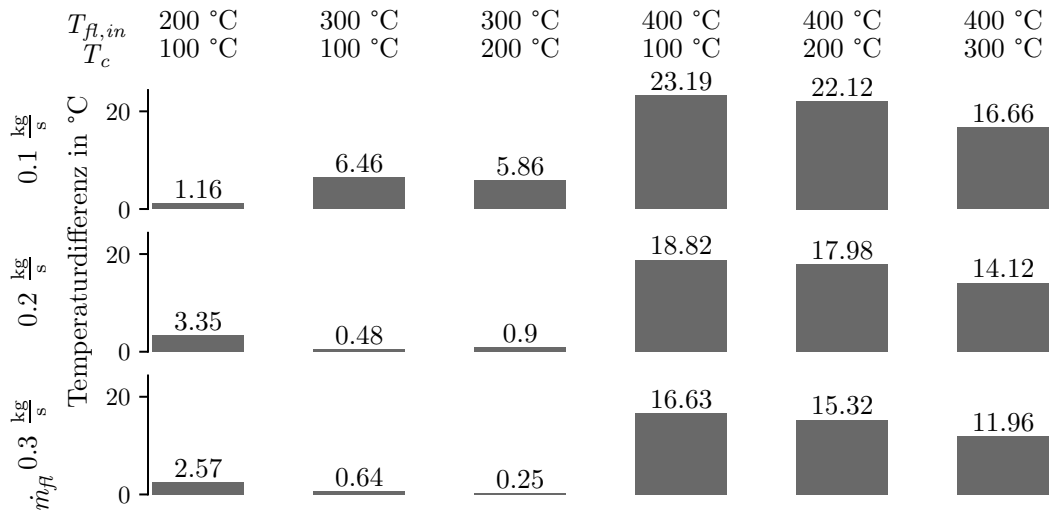


Abbildung A.14.: Syltherm™ 800:

Beladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung fein.

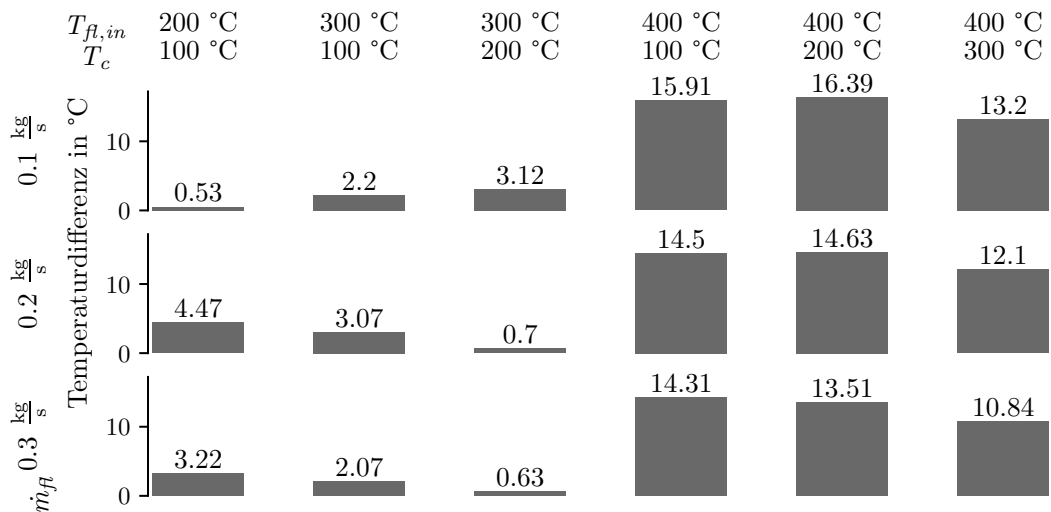


Abbildung A.15.: Syltherm™ 800:

Beladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung grob.

Syltherm™ 800, Beladen nach Lastwechsel

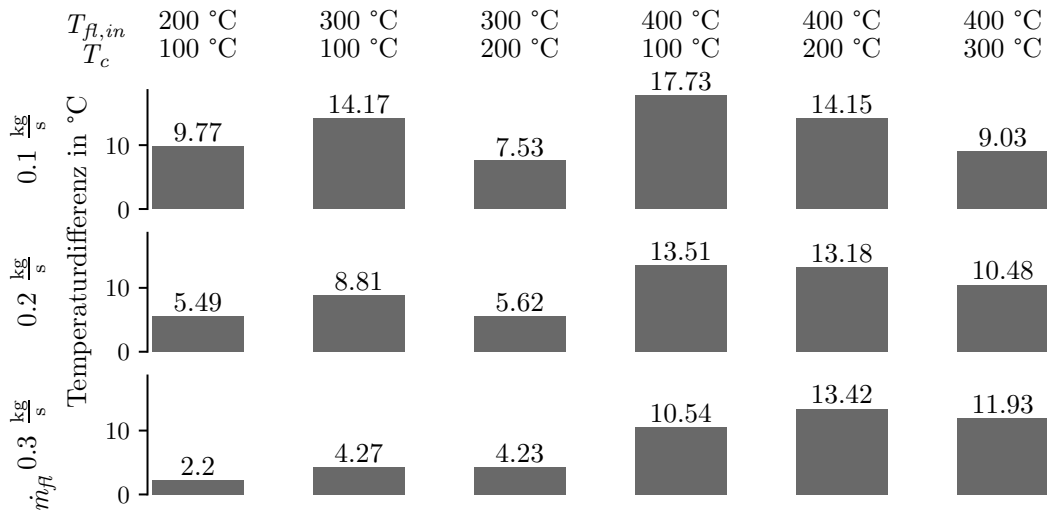


Abbildung A.16.: Syltherm™ 800:

Beladen nach Lastwechsel:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung fein.

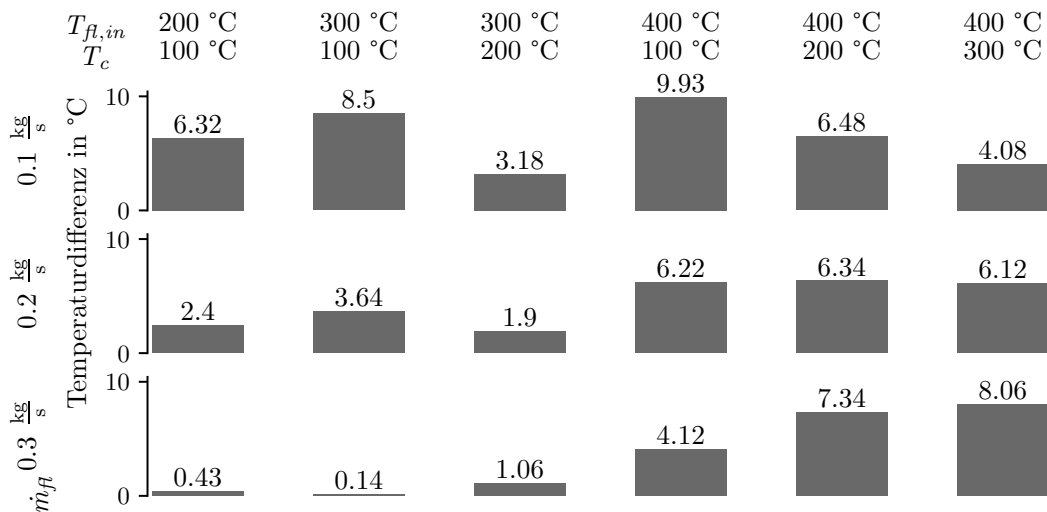


Abbildung A.17.: Syltherm™ 800:

Beladen nach Lastwechsel:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung grob.

Syltherm™ 800, Entladen

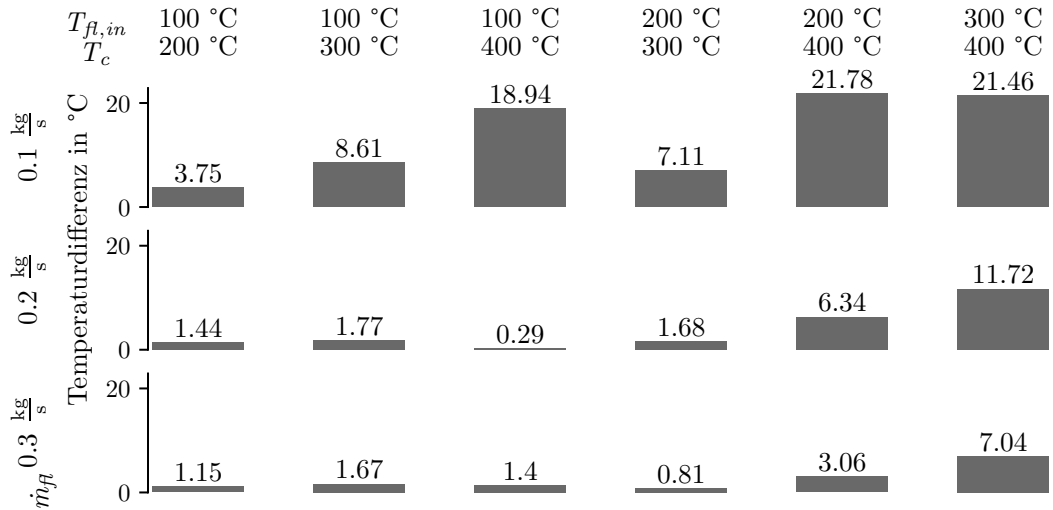


Abbildung A.18.: Syltherm™ 800:

Entladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung fein.

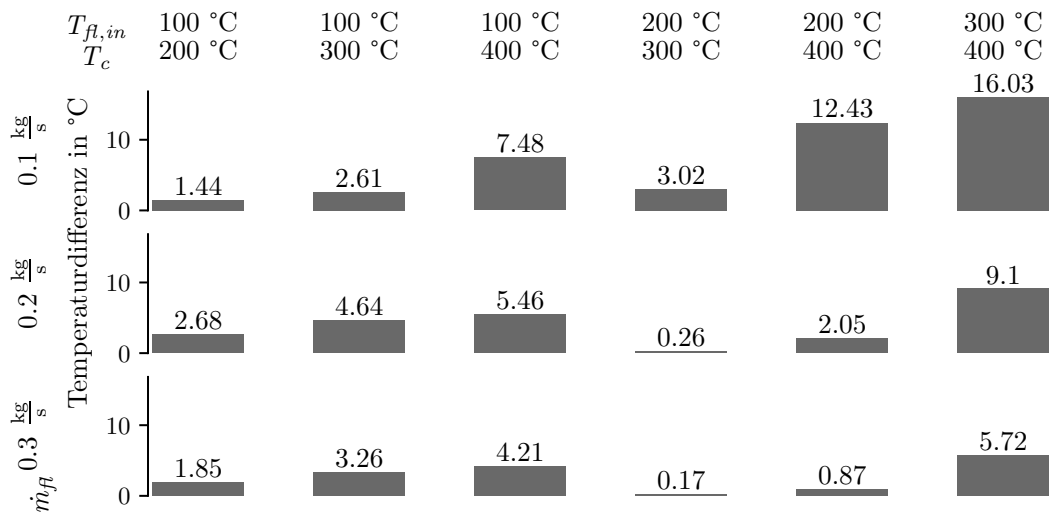


Abbildung A.19.: Syltherm™ 800:

Entladen:

Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung. Auflösung grob.

Syltherm™ 800, Entladen nach Lastwechsel

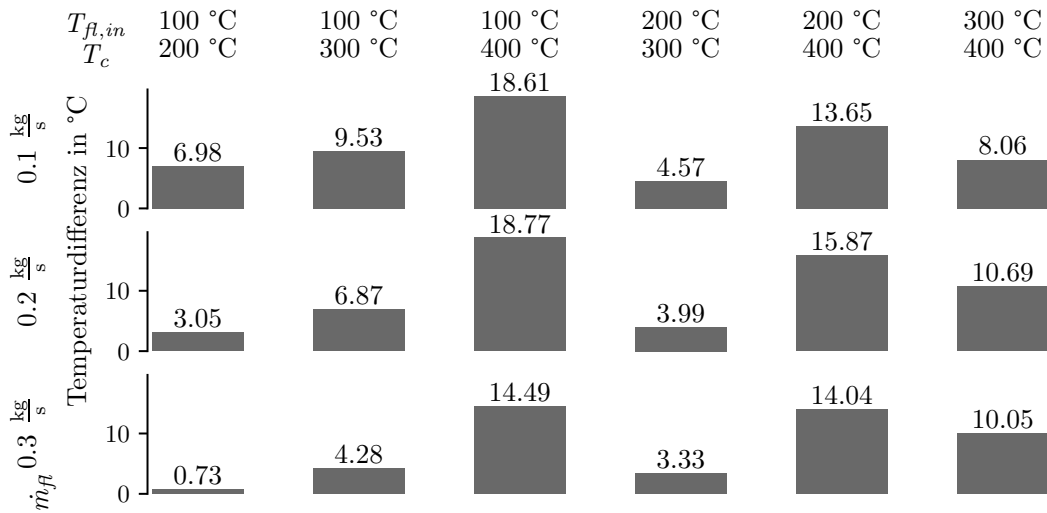


Abbildung A.20.: Syltherm™ 800:
Entladen nach Lastwechsel:
Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung fein.

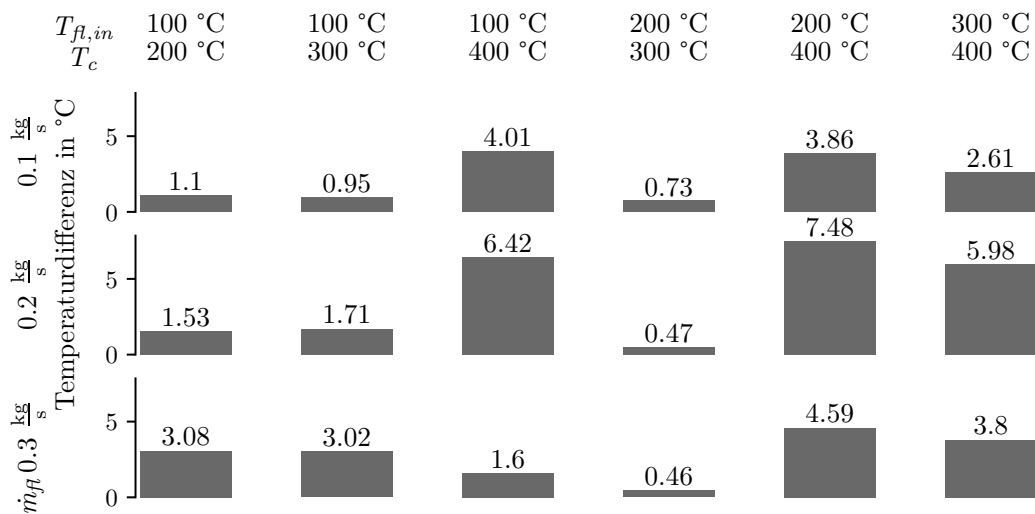


Abbildung A.21.: Syltherm™ 800:
Entladen nach Lastwechsel:
Durchschnittliche Temperaturdifferenz von $T_{fl,aus}$ zwischen der FVM- und der LEM-Rechnung.
Auflösung grob.

B. Stoffgleichungen Wärmeüberträgerfluide

Dowtherm A [29]

$$\rho(T) = -0.0007866384 \cdot T^2 - 0.6540271891 \cdot T + 1070.5204498379 \quad (\text{B.1})$$

$$c_p(T) = 0.0009368051 \cdot T^2 + 2.5226025719 \cdot T + 1530.5767541630 \quad (\text{B.2})$$

$$\lambda(T) = -1.6 \cdot 10^{-4} \cdot T + 0.1419 \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{aligned} \eta(T) = & 7.19849742127845 \cdot 10^{-3} - 0.173793134559486 \cdot 10^{-3} \cdot T \\ & + 1.97789627768398 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 1.20115019923219 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 \\ & + 3.971246910409 \cdot 10^{-11} \cdot T^4 - 6.728267272 \cdot 10^{-14} \cdot T^5 \\ & + 4.566176 \cdot 10^{-17} \cdot T^6 \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Therm VP1 [39]

$$\rho(T) = -0.90797 \cdot T + 7.8116 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 - 2.367 \cdot 10^{-6} \cdot T^3 + 1083.25 \quad (\text{B.5})$$

$$\begin{aligned} c_p(T) = & 2.414 \cdot T + 5.9591 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 - 2.9879 \cdot 10^{-5} \cdot T^3 \\ & + 4.4172 \cdot 10^{-8} \cdot T^4 + 1498 \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

$$\begin{aligned} \lambda(T) = & -8.19477 \cdot 10^{-5} \cdot T - 1.92257 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 + 2.5034 \cdot 10^{-11} \cdot T^3 \\ & - 7.2974 \cdot 10^{-15} \cdot T^4 + 0.137743 \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

$$\eta(T) = 2.34824347 \cdot 10^{-5} \cdot \exp\left(\frac{1096.65517}{T + 191.750838}\right) \quad (\text{B.8})$$

Syltherm 800 [40]

$$\rho(T) = -0.0005 \cdot T^2 - 0.811 \cdot T + 953.65 \quad (\text{B.9})$$

$$c_p(T) = 1574.3 + 1.7073 \cdot T \quad (\text{B.10})$$

$$\lambda(T) = -0.0001880769 \cdot T + 0.1387705128 \quad (\text{B.11})$$

$$\begin{aligned} \eta(T) = & 2.950033 \cdot 10^{-17} \cdot T^6 - 4.596416758 \cdot 10^{-14} \cdot T^5 \\ & + 2.941518925965 \cdot 10^{-11} \cdot T^4 - 1.002787413314710 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 \\ & + 1.97897687075273 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 - 0.228318822790107 \cdot T \\ & + 13.536666667818 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

Literaturverzeichnis

- [1] EnergyNest, “<https://energy-nest.com/>.”
- [2] Windsor, “<https://www.windsorenergy.co.nz/>,” 2024.
- [3] Springer, “<https://www.springerprofessional.de/energiespeicher/energie/speicherung-von-prozesswaerme-in-beton-im-praxistest/15918164>.”
- [4] J. Dietrich, “Heatcrete® – ein spezialbeton für die hochtemperaturwärmespeicherung: August 2017,” August 2017.
- [5] S. Jegadheeswaran and S. D. Pohekar, “Performance enhancement in latent heat thermal storage system: A review,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 2009, no. 13, pp. 2225–2244.
- [6] B. Zalba, J. M. Martin, L. F. Cabeza, and Mehling Harald, “Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 2003.
- [7] S. Kuravi, J. Trahan, D. Yogi Goswami, M. M. Rahman, and E. K. Stefanokas, “Thermal energy storage technologies and systems for concentrating solar power plants,” *Elsevier*, vol. 2013.
- [8] H. D. Baehr and K. Stephan, *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer, 10 ed., 2019.
- [9] Verein Deutscher Ingenieure, ed., *VDI-Wärmeatlas: Wärmeübertragung bei erzwungener Konvektion: Durchströmte Rohre*. Springer, 10 ed., 2006.
- [10] W. P. Lenz, *Anlagen- und Prozesstechnik konvektionsdominierter Thermoprozessanlagen für metallische Werkstoffe*. Habilitation, RWTH, Aachen, 2022.
- [11] M. Schäfer, *Numerik im Maschinenbau*. Darmstadt: Springer, 1999.
- [12] Joel Voldman, “Lumped-element modeling with equivalent circuits,” Frühjahr 2007.
- [13] Majid Bahrami, “Transient heat conduction: Ensc 388,” 2009.
- [14] R. Subramanian, *Unsteady Heat Transfer: Lumped Thermal Capacity Model*. Publikation, Clarkson University, Clarkson, 2010.

- [15] M. Sterner and I. Stadtler, *Energiespeicher: Bedarf - Technologien - Integration*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1 ed., 2014.
- [16] “Die energiewende in deutschland: Stand der dinge 2023: Rückblick auf die wesentlichen entwicklungen sowie ausblick auf 2024,” 2024.
- [17] Umweltbundesamt, “<https://www.umweltbundesamt.de>.”
- [18] M. Sterner, N. Jentsch, M. Saint-Drenan, Y.-M. Pape, and C. Schmid, *Die Speicherung Power-to-Gas. Ausgleichs- und Integrationsmaßnahmen für EE*. PhD thesis, Uni Kassel, 2012.
- [19] Antje Seitz, “Technologiebericht: 3.3b energiespeicher (thermisch, thermochemisch und mechanisch) innerhalb des forschungsprojekts tf_energiewende,” 2018.
- [20] P. Rundel, B. Meyer, M. Meiller, I. Meyer, R. Daschner, M. Jakuttis, Franke, Matthias, Binder, Samir, and A. Hornung, “Speicher für die energiewende,” 2013.
- [21] Catiana Krapp, “Mit wärmespeichern geld und co2 speichern,” *Handelsblatt*, 14.11.2023.
- [22] D. Laing, W. D. Steinmann, P. Viebahn, F. Gräter, and C. Bahl, “Economic analysis and life cycle assessment of concrete thermal energy storage for parabolic trough power plants,” *Journal of Solar Energy Engineering*, 2010.
- [23] EnergyNest, “Thermische energiespeicher,” 09.01.2014.
- [24] Nils Hoivik, “Demonstration of energynest thermal energy storage (tes) technology,” *AIP Publishing*, vol. 2017, 2017.
- [25] N. Hoivik, C. Greiner, J. Barragan, Crespo Iniesta, Alberto, Skeie, Geir, P. Bergan, P. Blanco-Rodriguez, and N. Calvet, “Long-term performance results of concrete-based modular thermal energystorage system,” *Journal Energy Storage*, vol. 2019, no. 24, 2019.
- [26] N. Hoivik, “Geometrische daten thermalbattery: E-mail,” 13.03.2024.
- [27] Nils Hoivik, “Paper: Long-term performance results of concrete-based modular thermal energy: E-mail,” 21.06.2024.
- [28] Nils Hoivik, “Paper: Long-term performance results of concrete-based modular thermal energy: E-mail,” 24.06.2024.
- [29] Data Sheet, “Dowtherm-a.”
- [30] T. Hirsch and M. Mehos, “Guideline for bankable ste yield assessment: <https://www.solarpaces.org/guideline-for-bankable-ste-yield-assessment>,” 2017.

- [31] DLR, “<http://freegreenius.dlr.de>,” 2020.
- [32] J. Iñigo-Labairu, J. Dersch, T. Hirsch, Giuliano, and M. Loevenich, “Techno-economic evaluation of csp–pv hybrid plants with heat pump in a temperature booster configuration,” *energies*, vol. 2024, no. 17, 2024.
- [33] Matthias Loevenich, *Entwicklung eines Einsatz- und Betriebsoptimierers für ein hybrides Kühlsystem mit Kältespeicher zur Wassereinsparung und Ertragssteigerung in einem CSP-Kraftwerk: Wassereinsparung und Ertragssteigerung in einem CSP-Kraftwerk*. Masterarbeit, RWTH, Aachen, 28.06.2021.
- [34] Aubert, Tiago Andriotty, Schneider, Paulo Smith, Rodrigues, Leticia Jenisch, “Accuracy of lumped element model for cyclic sensible thermal energy,” *Journal Energy Storage*, no. 28, pp. 1–12, 2020.
- [35] C. Suárez, “A new simplified model for the unsteady response of concrete passive sensible tes systems,” *Elsevier*, vol. 2020, 2020.
- [36] A. Zenner, K. Fiaty, V. Bellière-Baca, C. Rocha, G. Gauthier, and D. Edouard, “Effective heat transfers in packed bed: Experimental and model investigation,” *Elsevier*.
- [37] A. Klinkenberg, *Engineering, Design and Process Development: Heat Transfer in Cross-Flow Heat Exchanger and Packed Beds*. 1954.
- [38] V. Gnielinski, “On heat transfer tubes,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, no. 663, pp. 134–140, 2013.
- [39] Datasheet, “Therminol vp-1.”
- [40] Datasheet, “Syltherm 800: Heat transfer fluid.”