

MODELLBILDUNG UND SIMULATION VON BATTERIEN IN DER ELEKTROMOBILITÄT

MASTER THESIS

VON

FELIX UPTMOOR

SEPTEMBER 2011

PRÜFER:

PROF. DR. RER. NAT. BERND BAUMANN
HAW HAMBURG
FAKULTÄT TECHNIK & INFORMATIK
FACHBEREICH MASCHINENBAU & PRODUKTION

DR. CARSTEN KÜGELER
FRAUNHOFER-INSTITUT FÜR FERTIGUNGSTECHNIK
UND ANGEWANDTE MATERIALFORSCHUNG BREMEN
PROJEKTGRUPPE ELEKTRISCHE ENERGIESPEICHER, OLDENBURG

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
1.1	Motivation	3
1.2	Ziel dieser Arbeit	4
1.3	Vorgehen	4
2	Batterien in der Elektromobilität	6
2.1	Allgemeines über Batterien	6
2.2	Grundlegende Funktionsweise einer galvanischen Zelle	6
2.3	Thermisches Verhalten von Li-Ionen Batterien	8
3	Bestimmung der Wärmequellichte in Batteriezellen	9
3.1	Aufbau der 18650-Zelle	9
3.2	Modellierung der thermischen Stoffeigenschaften der 18650-Zelle	11
3.3	Versuchsaufbau	12
3.4	Wärmeleitungsgleichung	15
3.5	Wärmeabgabe	18
3.5.1	Strahlung	19
3.5.2	Konvektion	20
3.5.3	Einfluss der Stirnflächen	24
3.6	Anpassung der Wärmeleitungsgleichung	30
3.7	Linearisierung der gewöhnlichen Differentialgleichung	40
3.8	Berechnung der Wärmekapazität	43
3.9	Messung der Wärmequelle	44
3.9.1	Wärmeentwicklung bei Entladung mit konstanten Strömen	45
3.9.2	Konstante Wärmequelle	50
4	Modellierung durch CFD	52
4.1	Navier-Stokes-Gleichungen	52
4.2	Boussinesq-Approximation	54
4.3	Einfluss der Rayleigh-Zahl	56

4.4	Untersuchungen zur Modellierung von freier Konvektion . . .	59
4.5	Untersuchungen zur Netzqualität	65
4.6	Eine einzelne Zelle bei freier Konvektion	68
4.7	Strahlungsmodellierung in Fluent	69
4.8	Pack aus elf Zellen bei freier Konvektion	72
5	Schlussbetrachtung	78
5.1	Fazit	78
5.2	Ausblick	79
	Literaturverzeichnis	82
	Abbildungsverzeichnis	85
	Tabellenverzeichnis	86
	Anhänge	87
A	Zeichenerklärung	87
A.1	lateinische Formelzeichen	87
A.2	griechische Formelzeichen	88
A.3	Indices	88
B	verwendete Batterietypen	89

Kapitel 1

Einführung

Ein Grundbedürfnis in jeder modernen Gesellschaft ist die individuelle Mobilität. Als dominierende Energiequelle für den Fahrzeugantrieb hat sich dabei das Prinzip der Verbrennung fossiler Kraftstoffe durchgesetzt.

Für diese Technologie kann vor allem die hohe Energiedichte des Energieträgers, bezogen sowohl auf Masse als auch auf den Preis, als Erfolg bereitend genannt werden. Diese Eigenschaft machte den allgemein niedrigen Wirkungsgrad von Verbrennungsmotoren erst wirtschaftlich.

Mit der weltweit wachsenden Anzahl an Automobilen wurden in der zweiten Hälfte des vergangenen Jahrhunderts die Nebeneffekte der einseitigen Verwendung fossiler Brennstoffe zur Energiegewinnung deutlich. Hohe Emissionen von Schadstoffen wie dem Treibhausgas CO_2 trugen zur Minderung der Luftqualität in Ballungsgebieten bei und führten laut dem überwiegenden Teil der Wissenschaftler über den Treibhauseffekt zum Klimawandel.

[WFO10]

Dieser Hintergrund stellt die Zukunftsfähigkeit konventioneller Fahrzeugantriebe in Frage.

1.1 Motivation

Ziel der Bundesregierung ist es, bis 2020 1 Million Elektrofahrzeuge ins deutsche Straßennetz zu integrieren. So wird aktuell die Entwicklung von Elektroautos finanziell gefördert und darüber hinaus diskutiert, besondere Anreize zum Kauf von Elektromobilen zu schaffen.

Die Anwendung als Antriebsenergiespeicher in Elektromobilen stellt besondere Anforderungen an eine Batterie. Dies zeigt sich besonders im allgemeinen Problem von Elektroautos, generell nur sehr kurze Reichweiten mit einer Batterieladung zu erreichen. Als primäre Anforderung an eine Batterie ist daher eine hohe Energiedichte zu nennen.

Die höchsten Energie- und Leistungsdichten bei Fahrzeugbatterien werden derzeit durch Li-Ion-Systeme erreicht.

Neben hohen Energien müssen auch hohe Leistungen aufgenommen und bereitgestellt werden können, etwa bei Anfahr- und Bremsvorgängen, oder auch beim Schnellaufladen. Batterien erzeugen im Betrieb durch die chemischen Vorgänge und das Joulesche Gesetz Wärme. Hohe Batterieleistungen führen damit zu hoher Wärmeabgabe.

Den Anforderungen an hohe Kapazitäten steht das Bestreben gegenüber, Gewicht und Bauraum zu sparen. Diese Kräfte treiben ganz allgemein zur Konzentration von viel elektrischem Energiespeicher auf wenig Raum, was unweigerlich zur Erhöhung der Wärmequellichte führt.

Der Bedarf einer hohen Energiekapazität führt schließlich zu einem großen Batterievolumen. Großvolumige Körper haben aufgrund des Volumen – Oberflächenverhältnis eine größere Schwierigkeit, Wärme an die Umgebung abzugeben.

Jeder diese drei Faktoren führt zur erhöhten Wärmeentwicklung. Je besser ein Batteriesystem also den primären Anforderungen eines Elektroautos genügt, desto kritischer wird sein thermisches Verhalten. Da Li-Ionen-Batterien empfindlich auf Schwankungen der Betriebstemperatur reagieren, macht dieser Zusammenhang die Notwendigkeit einer Auseinandersetzung mit der Wärmeabfuhr bei Elektrofahrgewichtbatterien absehbar.

1.2 Ziel dieser Arbeit

Diese Arbeit verfolgt das Ziel, numerische Modelle zur thermischen Simulation von Batteriesystemen für Elektromobilitätsanwendungen zu erarbeiten. Langfristig sollen Fragen zu Geometrie und Systemauslegung – vorrangig im thermischen Aspekt – beantwortet werden können. Im internationalen Wettbewerb haben sich auf diesem Gebiet Werkzeuge aus Bereichen der FEM und CFD etabliert.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die thermische Simulation von Batteriesystem. Dabei stehen FEM-Modelle im Vordergrund. Konduktiv dominierte Kühlprozesse sollen darüber hinaus bei komplizierten Geometrien mit CFD-Methoden behandelt werden können.

Im Fokus steht dabei nicht die Abbildung der zellinternen elektrochemischen Prozesse, sondern vielmehr eine außenstehende Betrachtung der galvanischen Zelle als Wärme abgebendes Bauteil im Gesamtsystem Batterie.

1.3 Vorgehen

Zur Simulation wird Ansys Workbench verwendet. Dieses Programmpaket umfasst neben der Benutzerschnittstelle und der Solver-Verwaltung eine

Vielzahl von FEM- und CFD-Solvern. Zum Einsatz kommen hier der klassische FEM¹-Solver Ansys Mechanical sowie das CFD²-Tool Ansys Fluent.

Zunächst werden die benötigten Modellparameter bestimmt. Hierzu zählen die thermischen Eigenschaften der untersuchten Batteriezellen sowie Gesetzmäßigkeiten bei der Wärmeentwicklung zu gegebenen elektrischen Lasten.

Anschließend wird nach geeigneten Methoden zur Abbildung der thermischen Prozesse gesucht.

Zur Parameterbestimmung und Validation der Simulationsergebnisse werden dazu parallel experimentelle Versuche an Laboraufbauten durchgeführt. Diese Versuchsaufbauten bestehen aus Anordnungen von einzelnen, kommerziell erwerblichen Lithium-Eisenphosphat-Batterien (LiFePO₄). Dieser Batterietyp spielt aufgrund seiner hohen Energie- und Leistungsdichte im Gebiet der Elektromobilität eine tragende Rolle. Zur Abbildung einer realen Batterie wird sich auf das Zusammenschalten von wenigen einzelnen Zellen zu einem Batteriemodul in kleinem Maßstab beschränkt.

Als betrachtetes Kühlsystem tritt in dieser Arbeit in Entsprechung zu den Versuchsaufbauten zunächst die natürliche Umgebung in den Vordergrund. Als Kühlmechanismen sind dabei Wärmestrahlung und freie Konvektion zu nennen.

¹FEM - *Finite-Elemente-Methode*. und

²CFD - engl. *Computational Fluid Dynamics* für Numerische Strömungsmechanik. Diese Begriffe sind im allgemeinen nicht gegensätzlich zu verstehen; tatsächlich verwenden CFD-Anwendungen u. a. auch die FE-Methode.

In dieser Arbeit werden diese Begriffe jedoch zur Einordnung des abgebildeten Problems verwendet. Ist von einer *FEM*-Analyse die Rede, wird ein Festkörperproblem behandelt und dazu der reine FEM-Solver Ansys Mechanical verwendet.

Mit *CFD* wird eine Strömungssimulation gekennzeichnet. Sämtliche Strömungssimulationen in dieser Arbeit wurden mit Ansys Fluent durchgeführt.

Kapitel 2

Batterien in der Elektromobilität

2.1 Allgemeines über Batterien

Unter einer Batterie wird ein System zur elektrochemischen Speicherung und Bereitstellung elektrischer Energie verstanden. Dieses System umfasst neben einer einzelnen oder mehreren zusammengeschalteten galvanischen Zellen auch eine Umhausung. Diese dient dem mechanischen Zusammenhalt und zur Abschirmung von der Umwelt.

Bei größeren Systemen wie beispielsweise Traktionsbatterien für Elektromobile werden weitere optionale Komponenten hinzugezählt, etwa ein Battery Management System (BMS) oder ein eigenes Temperiergerät.

2.2 Grundlegende Funktionsweise einer galvanischen Zelle

Um eine grobe Vorstellung der chemischen Abläufe in einer Batterie zu vermitteln, wird hier kurz die prinzipielle Funktionsweise einer galvanischen Zelle umrissen.

Eine galvanische Zelle umfasst zwei Elektroden unterschiedlichen Materials in einem Elektrolyt (Abb. 2.1). Ein Elektrolyt ist ein Medium, das Ionen leitet und Elektronen blockiert.

Jedem chemischen Element kann eine Elektronegativität zugeordnet werden. Diese ist eine Bewertung der Eigenschaft, Elektronen an Reaktionspartner abzugeben. Durch die unterschiedliche Elektronegativität beider Elektroden entsteht zwischen ihnen ein Potentialgefälle. Dieses Potentialgefälle ist in Form einer elektrischen Spannung messbar und unabhängig von der Größe der Zelle allein durch das elektrochemische System bestimmt.

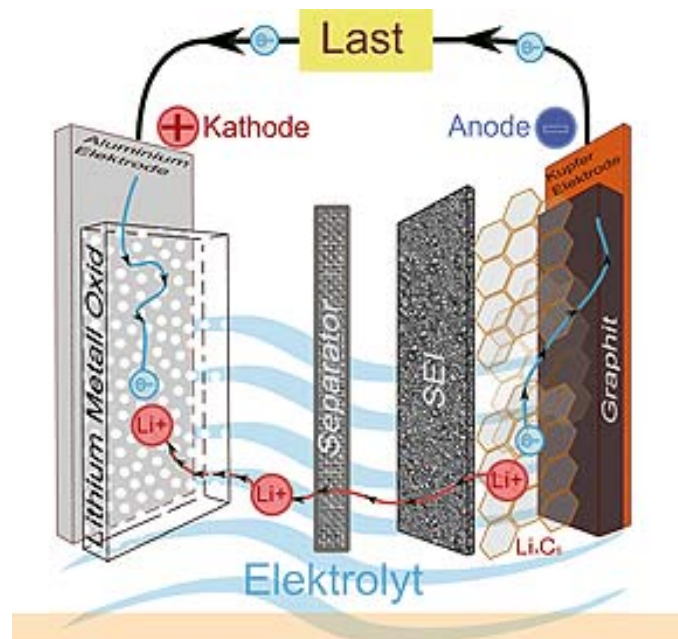


Abbildung 2.1: Wirkprinzip einer Li-Ion-Zelle. Bild: [Con09]

Eine chemische Reaktion zwischen den Elektroden kann zunächst nicht einsetzen, da Atome nicht vom Elektrolyt übertragen werden. Hierzu müssten die Atome durch Abgabe von Elektronen ionisiert werden.

Verbindet man jedoch beide Elektroden extern durch einen elektrischen Leiter, wird den Elektronen ein Weg geschaffen. Die Ionisierung setzt ein, die Ionen fließen durch den Elektrolyten zur anderen Elektrode. Die Elektronen fließen über den elektrischen Leiter dorthin und die chemische Reaktion setzt ein.

Dem Elektronenstrom im elektrischen Leiter kann dabei durch einen Verbraucher ein elektrischer Widerstand entgegengesetzt werden.

Der Effekt ist in der Theorie auch stets reversibel: Wird an den Elektroden eine Spannung angelegt, die dem ursprünglichen Elektronenstrom entgegengerichtet ist – werden also die Elektronen zurückgezwungen, kehrt sich die chemische Reaktion um: die Ionen fließen zurück zur ihrer ursprünglichen Elektrode.

In der Praxis jedoch treten viele weitere chemische Nebenreaktionen und physikalische Mechanismen auf, so dass die Reversibilität nicht für alle Zellchemiekombinationen gilt.

Zur mechanischen Isolation der Elektroden bei kompakt gebauten Zellen wird schließlich ein Separator benötigt. Das ist eine elektrochemisch unbeeinträchtigte poröse Membran. Diese ist vom flüssigen Elektrolyt durchtränkt, womit sie der Ionendiffusion kein Hindernis darstellt.

Eine flächenmäßige Vergrößerung der Elektroden erhöht die Ladekapazität der Batterie. Die Zellspannung bleibt dabei jedoch konstant; diese ist durch das elektrochemische System bestimmt. In der Praxis liegt die Klemmenspannung jedoch wegen Potentialabfall an passiven Komponenten in der Batterie stets etwas unterhalb des theoretischen Wertes und variiert darüber hinaus mit dem Lade- und Lastzustand der Zelle.

Eine Erhöhung der Klemmenspannung einer Batterie lässt sich durch die serielle Verschaltung mehrerer galvanischer Zellen erreichen. Die parallele Verschaltung von galvanischen Zellen kommt einer Vergrößerung der Elektrodenflächen gleich und führt demnach bei gleichbleibender Zellspannung zur Erhöhung der Ladekapazität.

2.3 Thermisches Verhalten von Li-Ionen Batterien

Li-Ionen-Batterien entwickeln im Betrieb Wärme. Größte Quelle ist dabei die Joulesche Wärme an zellinternen elektrischen Widerständen. Hinzu kommen Wärmequellen und -Senken durch exo- bzw. endotherme chemische Reaktionen (vgl. [JW06]).

Das Betriebsverhalten von Li-Ion-Batterien ist dabei temperaturempfindlich. Zum einen wird das chemische Reaktionsverhalten durch die Temperatur beeinflusst, zum anderen altern Li-Ionen Batterien bei hohen Temperaturschwankungen schneller.

Außerdem kann bei zu hoher Temperatur der sogenannte *thermal runaway* eintreten. Dieser beschreibt die Zersetzung des Separators durch Überhitzung, der zur zellinternen Kontaktierung der Elektroden führt. Dadurch tritt ein Kurzschluss ein, der zur weiteren Erhitzung führt, bis die Batterie schließlich in Flammen aufgeht.

Die entstehende Wärme muss ab einer gewissen Baugröße also durch aktive Kühlung abgeführt werden, da sonst die Gefahr besteht, die Zelle durch Überhitzung zu schädigen.

Mathematische Modellierungen der elektrochemischen Prozesse sind aufwendig und erfordern genaue Kenntnis über den chemischen Aufbau der Batterie.

Da diese Arbeit kommerziell erworbene Batterien behandelt, deren Zusammensetzung nicht detailliert bekannt ist, wurde die Wärmeentwicklung experimentell bestimmt. Dies wird in Abschnitt 3.9 behandelt.

Kapitel 3

Bestimmung der Wärmequellendichte in Batteriezellen

Für Simulationen des thermischen Verhaltens von Batterien im Einsatz muss die in der Batteriezelle wirkende Wärmequelle S bekannt sein. Der lokale Ausdruck s bezieht diese Größe auf ein Volumen und wird in der Einheit $\frac{\text{W}}{\text{m}^3}$ angegeben als Wärmequellendichte bezeichnet.

Ein gebräuchlicher Geometriestandard von Li-Ion-Sekundärzellen für den Bau von Akkubatterien ist der Typ 18650 (Abb. 3.1a). Dieser beschreibt eine zylindrische Zelle mit einem Durchmesser von 18 mm und einer Höhe von 65 mm. 18650-Zellen finden häufig in Notebook-Akkus Verwendung. Ein populäres Beispiel für die Verwendung dieses Zelltyps in der Elektromobilität ist der Tesla Roadster. In dessen Batterie sind etwa 6800 18650-Zellen [N.N11b] untergebracht.

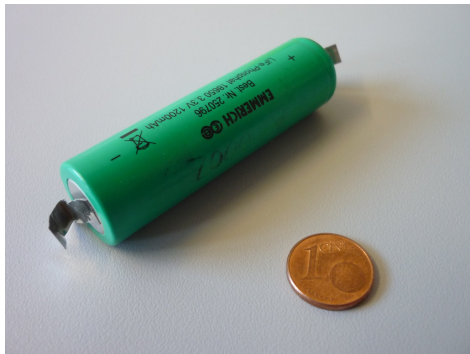
In dieser Arbeit wurden experimentelle Untersuchungen über das Temperaturverhalten von Batterien aus Li-Ionen-Zellen bei verschiedenen elektrischen Lastfällen durchgeführt. Dazu wurden Zellen be- und entladen und dabei ihre Oberflächentemperatur aufgezeichnet.

Im Folgenden wird am Beispiel einer Lithium-Eisenphosphat-Zelle der Baugröße 18650 dargestellt, wie aus den zeitlichen Verläufen der Batterietemperatur zu verschiedenen Lade- und Entladeströmen auf die interne Wärmeleistung geschlossen wurde.

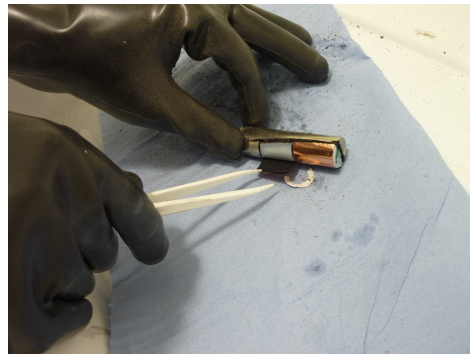
3.1 Aufbau der 18650-Zelle

Zur Untersuchung des inneren Aufbaus wurde eine 18650-Zelle im Labor aufgeschnitten und zerlegt.

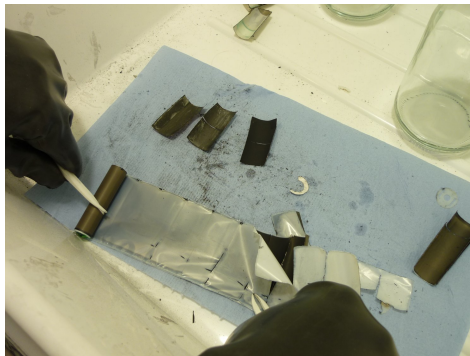
Die galvanische Zelle ist aus geschichteten Folienstreifen aufgebaut. Diese sind aufgewickelt in einem Becher aus Stahl untergebracht. Ausgestreckt



(a) 18650-LiFePO₄-Zelle



(b) Zelle im aufgesägten Stahlbecher



(c) Abwickeln der Zelle



(d) ausgebreitete Anode, mittig der Ableiterkontakt (grün)

Abbildung 3.1: Zerlegung einer 18650-Zelle.

haben diese Folienstreifen Abmaße von jeweils etwa $55 \text{ mm} \times 760 \text{ mm}$. Die Elektroden sind jeweils in Form beidseitig beschichteter Metallfolien ausgeführt. Mittig an den Elektroden ist jeweils ein Ableiterfähnchen angebracht.

Diese Fähnchen stellen den elektrischen Kontakt zu den Stirnflächen des Zellgehäuses her. Außen bilden diese Stirnflächen die beiden Polkontakte.

Als Separator dient eine Polymermembran. Mit einer Bügelmessschraube wurden die einzelnen Schichtdicken ermittelt. Anordnung der einzelnen Materialsichten innerhalb einer Wickellage und Messergebnisse zur jeweiligen Materialstärke sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die Blechstärke des ummantelnden Stahlbechers beträgt etwa $0,275 \text{ mm}$. Damit ergibt sich für den Becher ein Innenradius von $8,725 \text{ mm}$. Für den Radius R_C einer aufgewickelten Spule gilt

$$R_C = \sqrt{\frac{L_C \cdot d_C}{\pi}},$$

Funktion	Material	Stärke [μm]
Separator	Polymer-Folie	15
Kathodenbeschichtung	Graphit-Gemisch	35
pos. Kollektor	Aluminium	30
Kathodenbeschichtung	Graphit-Gemisch	35
Separator	Polymer-Folie	15
Anodenbeschichtung	LiFePO ₄ -Graphit-Gemisch	65
neg. Kollektor	Kupfer	20
Anodenbeschichtung	LiFePO ₄ -Graphit-Gemisch	65
Summe		280

Tabelle 3.1: Schichtung der Komponenten in der 18650-Zelle

wobei d_C die Schichtstärke und L_C die Länge des abgewickelten Körpers beschreibt.

Setzt man hier $d_C = 0,28$ mm (vgl. Tabelle 3.1) und für L_C die gemessenen 760 mm ein, erhält man einen Zellspulenradius von $R_C = 8,2302$ mm. Bei engstmöglich aufgewickelter Spule verbliebe zur Becherwand rechnerisch ein ringförmiger Luftspalt von knapp 0,5 mm. Im Hinblick auf Messungenauigkeiten wird dieser Luftspalt im Folgenden vernachlässigt.

3.2 Modellierung der thermischen Stoffeigenschaften der 18650-Zelle

Das thermo-geometrische Modell der Batteriezelle wird vereinfachend zunächst durch zwei konzentrisch angeordnete homogene Körper gebildet. Der äußere Körper stellt dabei den Stahlmantel dar. Der innen liegende Körper soll die Wicklung der Zellkomponenten, im folgenden *Zellkern* genannt, repräsentieren.

Dichte ρ und spezifische Wärmekapazität c der Zelle werden durch die gewichteten mittleren entsprechenden Stoffeigenschaften der Zellbestandteile beschrieben. Dabei wird die Dichte als volumenspezifische Größe auf die Volumenanteile bezogen, die massenspezifische Wärmekapazität wird hingegen massenanteilig gemittelt.

Die Wärmeleitfähigkeit der Zelle lässt sich jedoch nicht pauschal als isotrop annehmen, da bei der Verschaltung von Wärmeleitern zwischen serieller und paralleler Anordnung unterschieden werden muss [Kok08]. So ist durch den gewickelten Aufbau der Zelle in radialer Richtung ein geringerer Gesamtwärmeleitwert zu erwarten als in axialer Richtung.

Die spiralförmigen Schichten der Spule werden hierzu vereinfachend als konzentrische Ringschalen betrachtet. So wirken die einzelnen Schichten

in radialer Richtung als seriell, in Axialrichtung als parallel verschaltete Wärmeleiter. Die radiale Wärmeleitfähigkeit λ_r berechnet sich aus

$$\lambda_r = \frac{D}{\sum \frac{d_n}{\lambda_n}} \quad (3.1)$$

und für die axiale Wärmeleitfähigkeit λ_z gilt

$$\lambda_z = \frac{\sum d_n \lambda_n}{D} \quad (3.2)$$

wobei D jeweils die summierte Schichtdicke der Materialschichten n beschreibt.

Die thermischen Stoffeigenschaften der verwendeten Materialien [KYS⁺10] und die daraus resultierenden Eigenschaften des Materialmodells für die Zelle sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Material	Dichte [kg/m ³]	Volumen- anteil	Massen- anteil	Wärme- kapazität [J/kg·K]	Wärme- leitwert [W/m·K]
Aluminium	2700	0,1071	0,1057	900	238
LiFePO ₄	2430	0,25	0,2220	841	5
Polymer	1200	0,1071	0,0470	700	1
Kupfer	8960	0,0714	0,2339	385	398
Graphit	2307	0,4643	0,3914	700	7,51
Gesamt	2736			678,7	λ_r 4,554 λ_z 58,77

Tabelle 3.2: thermische Materialeigenschaften der Komponenten einer LiFePO₄-Zelle. Quelle: [KYS⁺10]

Um den Modellierungsaufwand weiter zu verringern werden in einem zweiten Schritt die beiden konzentrischen Bauteile Zellkern und Stahlbecher zu einem homogenen Körper zusammengefasst. Die Stoffdaten für diesen Ersatzkörper werden nach demselben Schema bestimmt. Für den Kern der Zelle werden die oben ermittelten Stoffwerte übernommen. Die Stoffdaten für den Becher wurden aus der ANSYS Workbench - Materialtabelle für *Structural Steel* übernommen. Tabelle 3.3 zeigt die Ergebnisse.

3.3 Versuchsaufbau

Zunächst wurde die Temperaturentwicklung bei einzelnen frei in Luftumgebung befindlichen 18650-Zellen zu verschiedenen elektrischen Lastfällen untersucht. Dabei wurden neben Klemmenstrom und -spannung jeweils auch Messungen der Zell- und Lufttemperatur aufgezeichnet. Zum Einsatz kamen Lithium-Eisenphosphat (LiFePO₄)-Zellen der Baugröße 18650 zweier

Material	radiale Ausdehnung [mm]	Dichte [kg/m ³]	Wärme- kapazität [J/kg·K]	λ_z [W/m·K]	λ_r [W/m·K]
Kern	8,725	2736	678,7	58,77	4,55
Stahlbecher	0,275	7850	434	60,5	60,5
Gesamt	9	3124	632,0	58,90	4,686

Tabelle 3.3: thermische Materialeigenschaften der gesamten LiFePO₄-Zelle

Hersteller. Im Folgenden wird die Versuchsdurchführung am Beispiel einer 18650-Zelle vom Fabrikat Emmerich dargestellt. Eine Übersicht der hier behandelten Batterietypen ist im Anhang zu finden.

Abbildung 3.2 zeigt den prinzipiellen Versuchsaufbau. Die Zellen wurden frei hängend in einer Kunststoffbox zu beiden Enden an den Rändern des Behälters befestigt. Auf diese Weise ist die vollständige Umströmung des horizontal ausgerichteten Zylinders durch freie Konvektion an die Umgebungsluft ermöglicht.

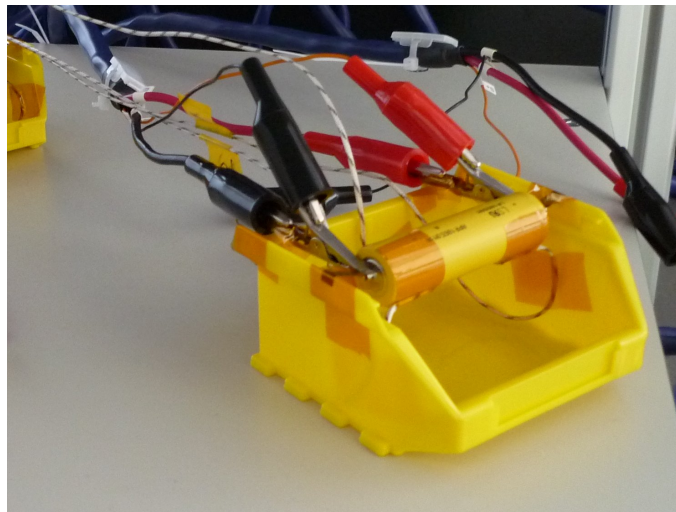


Abbildung 3.2: Versuchsaufbau

Zur Temperaturmessung wurden Thermoelemente verwendet. Diese wurden in zweifacher Ausführung an der Zelle befestigt. Ein drittes Thermoelement wurde jeweils am Boden des Behälters befestigt, um die Temperatur der anströmenden Luft zu erfassen.

Von Interesse ist das thermische Verhalten im Verlauf über den Ladezustand q der Batterie. In einem ersten Versuch werden daher Batterien über den gesamten Ladezustand entladen – vollständig aufgeladene Batterien werden also vollständig entladen. Dabei wird die Batterietemperatur aufgezeichnet.

Dabei wird der Entladestrom konstant gehalten. Dadurch ist gewährleistet, dass der Anteil der Jouleschen Wärme jeweils ebenfalls konstant bleibt, was eine anschließende Auswertung der Messergebnisse vereinfachen soll.

Eine solche Versuchsdurchführung konnte an speziellen Präzisions-Batterietestanlagen durchgeführt werden. Hier lassen sich Lastprozeduren programmieren und durchführen, darunter auch konstante Entladeströme. Diese werden durch Regelung interner Lastwiderstände erreicht. Dabei werden die Klemmenströme und -Spannungen aufgezeichnet; zusätzlich können auch die Messwerte der Thermoelemente aufgenommen werden.

Die Steuerung der programmierten Lastabläufe kann über Kriterien der Messgrößen erfolgen. Im Fall der Konstantstromentladung wird beispielsweise der Abbruch eines Entladevorganges bei Unterschreiten der Entladeschlussspannung vorgenommen.

Diese Größe ist eine Empfehlung des Batterielieferanten. Sie stellt den unteren Grenzwert der Klemmenspannung dar; der entsprechende obere Grenzwert heißt Ladeschlussspannung. Ein Unter- bzw. Überschreiten dieser Grenzen durch die Betriebsspannung kann eine Schädigung der Zelle bedeuten.

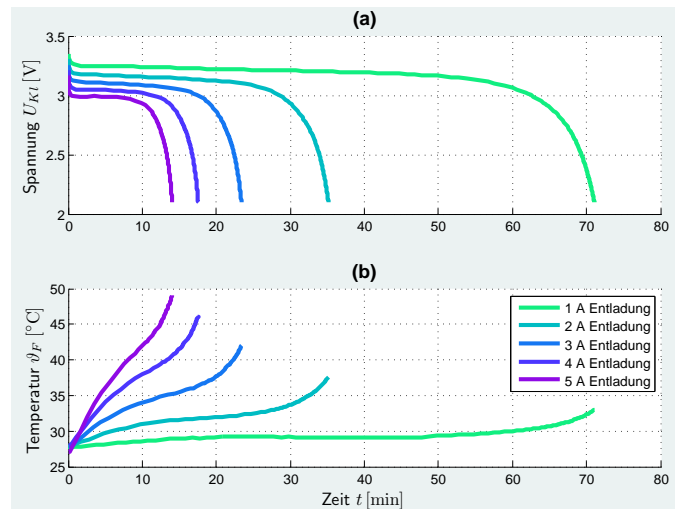


Abbildung 3.3: a) Verläufe der Klemmenspannung einer 18650-Zelle bei verschiedenen Entladeströmen. b) Temperaturverläufe. Besonders stark ist der Temperaturanstieg jeweils zu Beginn und Ende der Entladungen.

Abb. 3.3 zeigt Messergebnisse zu den Entladevorgängen. In Diagramm 3.3a ist die Klemmenspannung über die Zeit aufgetragen. Zu erkennen ist der typische Spannungsverlauf einer LiFePO₄-Batterie. Die Spannung bleibt über einen weiten Bereich des Ladezustands nahezu konstant und fällt zum Ende hin rapide ab. Man sieht außerdem, dass die Klemmenspannung allgemein bei zunehmendem Entladestrom abnimmt.

In Diagramm 3.3b sind die Temperatur-Zeit-Verläufe zu den verschiedenen Entladeströmen dargestellt. Man erkennt stets einen charakteristischen Verlauf des Temperaturanstiegs über den Ladegrad. Zu Beginn und Ende der Entladevorgänge steigt die Temperatur jeweils etwas stärker an als zum Rest der Zeit.

Auffallend ist außerdem, dass bei einer Verdopplung des Entladestroms jeweils zum Ende des Entladevorgangs in der halben Zeit ein fast doppelter Temperaturanstieg erreicht ist. Qualitativ lässt sich also bereits eine quadratische Abhängigkeit der Wärmeleistung zum Entladestrom erkennen. Auf diesen Zusammenhang wird in Abschnitt 3.9.2 näher eingegangen.

3.4 Wärmeleitungsgleichung

Zur Berechnung des Temperaturverhaltens innerhalb des Zellkörpers wird die Wärmeleitungsgleichung herangezogen. Sie beschreibt das Temperaturfeld in Festkörpern im zeitlichen Verlauf. Die allgemeine Formulierung der Wärmeleitungsgleichung lautet

$$s = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} \quad (3.3)$$

mit den Größen

$s \dots$	Wärmequellendichte	$[s] = \frac{\text{W}}{\text{m}^3}$
$c \dots$	Wärmekapazität	$[c] = \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$
$\rho \dots$	Dichte	$[\rho] = \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
$T \dots$	Temperatur	$[T] = \text{K}$
$t \dots$	Zeit	$[t] = \text{s}$
$\vec{j} \dots$	Wärmestromdichte	$[\vec{j}] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$

Der Zusammenhang zwischen Wärmestrom und Temperaturfeld wird durch das Wärmeleitungsgesetz von Fourier

$$\vec{j} = -\lambda \vec{\nabla} T \quad (3.4)$$

mit

$\lambda \dots$	Wärmeleitfähigkeit	$[\lambda] = \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$
-----------------	--------------------	--

hergestellt.

In Abschnitt 3.2 wurde die Annahme getroffen, dass sämtliche Stoffeigenschaften der Zelle im Modell als örtlich unabhängig angenommen werden ($c, \rho, \lambda = \text{const}$). Setzt man unter dieser Annahme das Fourier-Gesetz (3.4) in die Wärmeleitungsgleichung (3.3) ein, erhält man mit $\lambda = \text{const}$

$$s = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \vec{\nabla}^2 T. \quad (3.5)$$

Dieser Ausdruck wird im Folgenden als *Fourier-integrierte Wärmeleitungs-gleichung* bezeichnet.

Für Batteriezellen vom Typ 18650 bieten sich Zylinderkoordinaten an. Darin lautet die Wärmeleitungs-gleichung (3.3)

$$s = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rj_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} j_\varphi + \frac{\partial}{\partial z} j_z, \quad (3.6)$$

und die Fourier-integrierte Ausdruck (3.5)

$$s = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (3.7)$$

Aus Symmetriegründen erwarten wir bei rotationssymmetrischen Körpern keinen Wärmestrom in Umfangsrichtung. Wir wollen außerdem Wärmeströme in axialer Richtung zunächst vernachlässigen. Diese Vereinfachung kommt einer unendlichen Ausdehnung der Zelle in z-Richtung gleich. Beschrieben wird ein zweidimensionales Temperaturfeld, das einem Querschnitt der Zelle an beliebiger Stelle $z = \text{const}$ entspricht. Aufgrund der Rotationssymmetrie des betrachteten Feldes verbleibt mit $j_\varphi = j_z = 0$ nur noch eine Raumkoordinate. Die Gleichungen (3.6) und (3.7) vereinfachen sich mit $j_r = j$ zu

$$s = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rj) \quad (3.8)$$

und mit (3.4)

$$s = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (3.9)$$

Die Terme auf der rechter Seite der 1D-Wärmeleitungsgleichung in Zylinderkoordinaten (3.8) lassen sich als zwei Wärmesenken auffassen. Der erste Term $c\rho \frac{\partial T}{\partial t}$ beschreibt die lokale Temperaturänderung des Festkörpers bei Aufnahme bzw. Abgabe von Wärmeenergie. Der zweite Term beschreibt lokal den über die Wärmestromdichte j weitergegebenen Teil der Energie.

Zur Veranschaulichung behandeln wir den stationären Fall $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$. Aus Gleichung (3.8) folgt damit

$$s r = \frac{\partial}{\partial r} (rj).$$

Wir integrieren über die radiale Ausdehnung des Zellkörpers und erhalten mit $s = \text{const}$

$$\frac{s r}{2} + \frac{C}{r} = j. \quad (3.10)$$

Zur Bestimmung der Integrationskonstante C treffen wir für den allgemeinen Fall eines Hohlzylinders mit dem Innenradius R_I und dem Außenradius R_A die Annahme, dass die Dichte der Wärmeabgabe an beiden Rändern gleich groß ist. Aufgrund der entgegengerichteten Oberflächennormalen von Innen- und Außenrand gilt dabei der Zusammenhang

$$j(R_I) = -j(R_A).$$

Es folgt für C

$$C = -\frac{s}{2} R_A R_I.$$

Mit (3.10) ergibt sich

$$j(r) = \frac{s r}{2} - \frac{s}{2r} (R_I R_A). \quad (3.11)$$

Im Fall der vollzylindrischen Zelle verschwindet die Integrationskonstante C wegen $R_I = 0$

$$j(r) = \frac{s r}{2}. \quad (3.12)$$

Für die Wärmestromdichte am Außenrand $j_A = j(r = R_A)$ gilt damit

$$j_A = \frac{s R_A}{2}. \quad (3.13)$$

Im stationären Fall muss aus Gründen der Energieerhaltung das Integral der Wärmequellendichte s über das Volumen V dem Integral der Wärmestromdichte j_A über die Mantelfläche M entsprechen:

$$\int_{(V)} s = \int_{(M)} j_A.$$

Es folgt mit $s, j_A = const$ für den Vollzylinder

$$s \pi R_A^2 = j_A 2\pi R_A$$

$$s = \frac{2j_A}{R_A}$$

(vgl. Gl. 3.13).

Je größer also ein Körper ist, desto höher muss die Wärmestromdichte am Außenrand sein um bei gegebener interner Wärmeleistungsdichte seine Temperatur konstant zu halten.

Dieser Zusammenhang kann mit dem unterschiedlichen Volumen-Oberflächen-Verhältnis geometrisch ähnlicher Körper verschiedener Größen erklärt werden.

Zur Bestimmung des stationären Temperaturfeldes in der Zelle wird das Wärmeleitungsgesetz von Fourier (3.4) herangezogen. Es lautet bei stationärer Betrachtung $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ in auf die radiale Dimension reduzierten Polarkoordinaten

$$\vec{j} = -\lambda \frac{dT}{dr} \vec{e}_r.$$

Mit $\vec{j} = j_r \vec{e}_r = j \vec{e}_r$ folgt

$$j = -\lambda \frac{dT}{dr}, \quad (3.14)$$

Einsetzen von (3.12) liefert

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{s}{2\lambda} r.$$

Wiederum gilt $s, \lambda = \text{const.}$ und wir erhalten durch Integration über r

$$T(r) = -\frac{s}{2\lambda} \int dr r$$

$$T(r) = -\frac{s r^2}{4\lambda} + C.$$

Die Integrationskonstante C wird durch die Temperatur am Außenradius T_{R_A} bestimmt. Einsetzen von $T_{R_A} = T(r = R_A)$ liefert

$$C = T_{R_A} + \frac{s R_A^2}{4\lambda}. \quad (3.15)$$

Das stationäre Temperaturfeld in der zylindrischen Zelle kann damit durch

$$T(r) = T_{R_A} + \frac{s}{4\lambda} (R_A^2 - r^2) \quad (3.16)$$

beschrieben werden. An dieser Gleichung ist eine Temperaturverteilung über den kreisförmigen Querschnitt der Zelle in Form eines Rotationsparaboloiden zu erkennen. Der Punkt der höchsten Temperatur T_{max} liegt erwartungsgemäß im Zentrum der Zelle bei $r = 0$. Die Temperatur nimmt nach außen hin quadratisch ab und entspricht am Außenradius $r = R_A$ der Umgebungstemperatur T_{R_A} .

3.5 Wärmeabgabe

Der Wärmestrom j über den Zellrand in die Umgebung lässt sich über die Differenz zwischen Körper- und Umgebungstemperatur bestimmen. Nach Jossen [JW06], [Jos11] wirken an einzelnen Batteriezellen zwei maßgebliche Mechanismen zur Wärmeabgabe über die Körperoberfläche – Wärmeabgabe

durch Strahlung und Wärmeabgabe an die Umgebungsluft durch Konvektion.

Der dritte Weg der Wärmeübertragung – die Wärmeleitung (Konduktion) findet durch den Flächenkontakt zu angrenzenden Körpern statt. Dies ist etwa der Fall wenn die Zellen wie in einigen EV-Batterien von einer festen Vergussmasse umschlossen sind.

Die durchgeführten Untersuchungen zur Abschätzung der Wärmequelle betreffen einzelne, frei von Luft umgebene Batterien. In diesem Fall spielt die Wärmeabgabe durch Wärmeleitung (Konduktion), etwa über die Polkontakte eine untergeordnete Rolle [JW06] und wird vernachlässigt. Für die Wärmestromdichte j gilt damit also

$$j = j_{Rad} + j_{Konv} \quad (3.17)$$

wobei j_{Rad} den durch Strahlung übertragenen Anteil des Wärmestroms beschreibt und j_{Konv} den konvektiven Anteil.

3.5.1 Strahlung

Die Wärmestromdichte durch Strahlung j_{Rad} an einer Körperoberfläche F wird über das Stefan-Boltzmann-Gesetz berechnet. Es lautet

$$j_{Rad} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_F^4 - T_U^4) \quad (3.18)$$

mit

$\varepsilon \dots$	Emissionskoeffizient	$0 < \varepsilon < 1$
$\sigma \dots$	Stefan-Boltzmann-Konstante	$5,670 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}^4}$
$T_F \dots$	absolute Oberflächentemperatur	$[T_F] = \text{K}$
$T_U \dots$	absolute Umgebungstemperatur	$[T_U] = \text{K}$.

Der Emissionsgrad ε ist ein dimensionsloser Koeffizient und beschreibt das Absorptionsvermögen thermischer Strahlung der Körperoberfläche. Die metallenen Becher der untersuchten Zellen sind zur Isolation an der Mantelfläche von einer dünnen Kunststoffolie überzogen. Der Emissionsgrad dieser Folie ist nicht bekannt. Jossen nennt für ε bei üblichen Gehäusematerialien Werte von 0,7 bis 0,98. Anbieter von Wärmebildkameras ([Flu11], [viZ11]) geben für Kunststoffe Werte um 0,95 an. Für polierten Stahl werden Emissionskoeffizienten um 0,3 genannt. Dieser Wert wird hier für die Stirnflächen und Kontakte der Batteriezellen gerangezogen

Für ein System mit konstantem Emissionsgrad $\varepsilon = \text{const.}$ und konstanter Umgebungstemperatur $T_U = \text{const.}$ kann j_{Rad} als Funktion der Oberflächentemperatur T_F des wärmestrahlenden Körpers verstanden werden.

$$j_{Rad} = f(T_F) \quad (3.19)$$

Eine Übersicht zur Wärmeabgabe durch beide Mechanismen Strahlung und Konvektion bei einer Umgebungstemperatur von 25 °C und Körpertemperaturen zwischen 25 °C und 50 °C ist in Abb. 3.5 auf Seite 24 dargestellt.

3.5.2 Konvektion

Die Berechnung der Wärmeabgabe durch Konvektion ist nicht trivial und kann näherungsweise mit Hilfe von Wärmeübergangskoeffizienten α beschrieben werden:

$$j_{Konv} = \alpha \cdot (T_F - T_U) \quad (3.20)$$

Unterschieden wird dabei zwischen erzwungener und freier Konvektion. *Erzwungene* Konvektion liegt vor wenn ein Körper mit definierter Geschwindigkeit vom umgebenden Fluid angeströmt wird. Dies liegt im Fall einer EV-Batterie beispielsweise bei aktiver Kühlung etwa durch einen Lüfter vor oder wenn die Batterie von Fahrtwind umströmt wird.

Freie oder *natürliche* Konvektion hingegen beschreibt die Wärmeabgabe an ein Fluid, dessen Strömungsfeld sich allein durch den Temperaturgradienten im Fluid einstellt. Die Fluidbewegung wird durch Dichteänderung des Fluids bei Temperaturänderung und Gravitation verursacht.

Die Untersuchungen zur Wärmequelle wurden in unbewegter Raumluft durchgeführt, daher liegt in diesem Fall freie Konvektion vor.

Jossen [JW06] nennt bei freier Konvektion an die Umgebungsluft Werte von etwa $4 < \alpha < 6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$. Für eine Auswahl einfacher Geometrien lassen sich Wärmeübergangskoeffizienten bei freier Konvektion auch durch empirische Näherungsformeln nach VDI-Wärmeatlas für die *Nußelt-Zahl* Nu bestimmen [Ver06]. Die Nußelt-Zahl ist definiert als

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda_{fl}} \quad (3.21)$$

Hier beschreibt α den gesuchten konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten. l steht für die angeströmte Länge und beträgt im Fall des in Umfangrichtung umströmten Zylinders den halben Durchmesser. λ_{fl} stellt die Wärmeleitfähigkeit des umströmenden Fluids dar. Die Nußelt-Zahl ist als Bewertung des Anteils der Strömung am Wärmeaustausch zu verstehen. So ist bei $Nu = 1$ die Strömungsgeschwindigkeit Null; die Wärme wird rein konduktiv übertragen [LO11].

Der VDI-Wärmeatlas nennt für Nu bei der natürlich-konvektiven Wärmeabgabe von vertikal ebenen Flächen

$$Nu = \left(0,825 + 0,387 (Ra \cdot f_1 (Pr))^{1/6} \right)^2 \quad (3.22)$$

Bei horizontal gekrümmten Flächen (Zylinder mit horizontal ausgerichteter Achse) gilt

$$\text{Nu} = \left(0,752 + 0,387 (\text{Ra} \cdot f_3 (\text{Pr}))^{1/6}\right)^2 \quad (3.23)$$

mit

$$f_1 (\text{Pr}) = \left(1 + \left(\frac{0,492}{\text{Pr}}\right)^{9/16}\right)^{-16/9}, \quad (3.24)$$

$$f_3 (\text{Pr}) = \left(1 + \left(\frac{0,559}{\text{Pr}}\right)^{9/16}\right)^{-16/9}, \quad (3.25)$$

sowie den dimensionslosen Kennzahlen *Prandtl-Zahl*

$$\text{Pr} = \frac{\eta \cdot c}{\lambda} \quad (3.26)$$

und *Rayleigh-Zahl*

$$\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr}. \quad (3.27)$$

Die Stoffgrößen in Gleichung (3.26) beziehen sich auf das umgebende Fluid. Pr kann also als Stoffeigenschaft aufgefasst werden. Benötigt wird noch die *Grashof-Zahl Gr*. Sie ist definiert als

$$\text{Gr} = \frac{gl^3}{\nu^2} \beta \Delta\vartheta \quad (3.28)$$

mit

$g \dots$	Erdbeschleunigung
$l \dots$	angeströmte Länge (Höhe der Platte bzw. halber Umfang des Zylinders)
$\nu \dots$	kinematische Viskosität $\nu = \frac{\eta}{\rho}$
$\eta \dots$	(dynamische) Viskosität
$\rho \dots$	Dichte
$\beta \dots$	thermischer Ausdehnungskoeffizient $\beta = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial \vartheta}$
$\Delta\vartheta \dots$	Temperaturdifferenz $\vartheta_F - \vartheta_U$
$\vartheta_F \dots$	Oberflächentemperatur
$\vartheta_U \dots$	Umgebungstemperatur (Fluidtemperatur in weiter Entfernung)
$v \dots$	spezifisches Volumen $\frac{1}{\rho}$.

Temperaturgrößen werden getrennt nach Definition bezeichnet. Absolute Temperaturangaben werden mit T bezeichnet; Angaben der Celsius-Temperatur mit ϑ . Es gelten die Beziehungen

$$\begin{aligned} [\vartheta] &= \text{°C} \\ [\Delta\vartheta] &= \text{K} \\ [T] &= \text{K} \\ T &= \vartheta_{\text{°C}} + 273,15 \text{ K}. \end{aligned}$$

Zur Bestimmung der temperaturabhängigen Stoffgrößen des Fluids ρ , c , β , λ , η , ν wird die gemittelte Temperatur $\frac{\vartheta_U + \vartheta_F}{2}$ herangezogen. Die Daten wurden der Tafel *isobare Stoffwerte für Luft beim Druck $p = 1$ bar* im VDI-Wärmeatlas [Ver06] entnommen.

Abb. 3.4 zeigt die dort genannten Stoffdaten für Luft im genannten Temperaturbereich $-50^\circ\text{C} \leq \vartheta \leq +250^\circ\text{C}$.

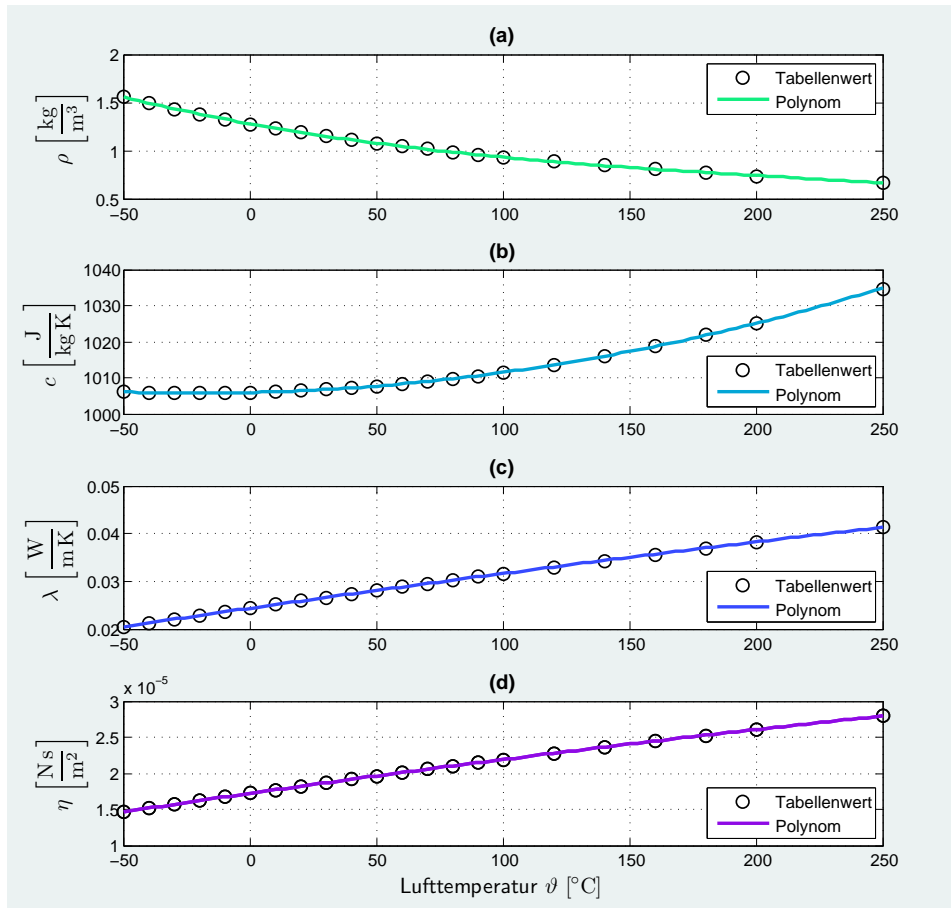


Abbildung 3.4: Stoffparameter für Luft als Funktionen der Temperatur. a) Dichte. b) Wärmekapazität. c) Wärmeleitfähigkeit. d) Viskosität. Quelle: [Ver06]

Zur leichteren Handhabung bei der computergestützten Berechnung wurden für den Temperaturbereich von -50°C bis $+250^\circ\text{C}$ Näherungspolynome zweiter bzw. dritter Ordnung zu den Größen ρ , c , λ , η sowie $\nu = \frac{1}{\rho}$ gebildet. Die übrigen Größen β und ν lassen sich daraus berechnen. Diese Näherungspolynome sind ebenfalls in die Diagramme in Abb. 3.4 aufgetragen.

In Tabelle 3.4 sind die Koeffizienten der Stoffdatenpolynome aufgelistet. Das Polynom N -ter Ordnung zu einer Stoffgröße $\phi(T)$ wird nach folgendem

ϕ	k_0	k_1	k_2	k_3
ρ	$4,1476 \cdot 10^1$	$-1,7969 \cdot 10^{-2}$	$-2,2931 \cdot 10^{-8}$	$7,4620 \cdot 10^{-3}$
c	$1,0312 \cdot 10^3$	$-2,0179 \cdot 10^{-1}$	$3,9895 \cdot 10^{-4}$	–
λ	$1,1238 \cdot 10^{-3}$	$9,3900 \cdot 10^{-5}$	$-3,2563 \cdot 10^{-8}$	–
η	$1,5817 \cdot 10^{-6}$	$6,4650 \cdot 10^{-8}$	$-2,7303 \cdot 10^{-11}$	–
v	$7,4620 \cdot 10^{-3}$	$2,9198 \cdot 10^{-3}$	$1,0670 \cdot 10^{-7}$	$8,2325 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 3.4: Koeffizienten der Näherungspolynome zu den temperaturabhängigen Stoffgrößen

Schema aus den Koeffizienten k_n gebildet:

$$\phi(T) = \sum_{n=0}^N k_n \cdot T^n \quad (3.29)$$

Dabei gelten folgende Größeneinheiten:

$$\begin{aligned} [\rho] &= \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \\ [c] &= \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \\ [\lambda] &= \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \\ [\eta] &= \frac{\text{N} \cdot \text{s}}{\text{m}^2} \\ [v] &= \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \\ [T] &= \text{K} \end{aligned}$$

Die Stoffgrößen des umgebenden Fluids können damit als Funktionen der Temperatur ausgedrückt werden. Voraussetzung ist hier ein konstanter Umgebungsdruck $p = \text{const} = 1\text{bar}$. Stellt man Gleichung 3.21 nach α um, verbleibt im Argument noch die Variable l sowie implizit auch T , T_U , g .

Bleiben umströmte Länge l , Umgebungstemperatur T_U und Erdbeschleunigung g konstant, kann auch der konvektiv übertragene Wärmestrom $j_{Konv} = \alpha \cdot \Delta\vartheta$ als Funktion der Oberflächentemperatur verstanden werden.

$$j_{Konv} = f(T_F) \quad (3.30)$$

Mit 3.19 und 3.17 kann also der gesamte Wärmestrom j direkt aus der Batterietemperatur berechnet werden:

$$j = f(T_F) \quad (3.31)$$

Zur Berechnung des konduktiven Wärmeübergangskoeffizienten bei vertikal ausgerichteten Platten sowie Zylindern mit horizontaler Achse nach VDI-Wärmeatlas wurde je eine MATLAB-Funktion geschrieben. Eingangsgrößen sind Umgebungs- und Körpertemperatur sowie Zylinderradius bzw. Plattenhöhe. Die darin benötigten Stoffgrößen des Fluids werden Bezugnehmend auf die mittlere Temperatur $\frac{T_F + T_U}{2}$ mittels einer weiteren MATLAB-Funktion aus den oben genannten Polynomkoeffizienten bezogen.

Ebenso wurde eine MATLAB-Funktion zur Berechnung der Dichte der über Strahlung abgegebenen Wärme zu gegebener Körper- und Umgebungstemperatur geschrieben.

Abb. 3.5a zeigt die resultierenden Wärmeübergangskoeffizienten eines Zylinders mit einem Durchmesser von 18 mm bei einer Umgebungstemperatur von $\vartheta_U = 25^\circ\text{C}$. Die Oberflächentemperatur des Zylinders liegt im Bereich $25^\circ\text{C} \leq \vartheta_F \leq 50^\circ\text{C}$. Dies entspricht dem beobachteten typischen Bereich der Betriebstemperatur von einzelnen frei von Luft umgebenen 18650-Zellen.

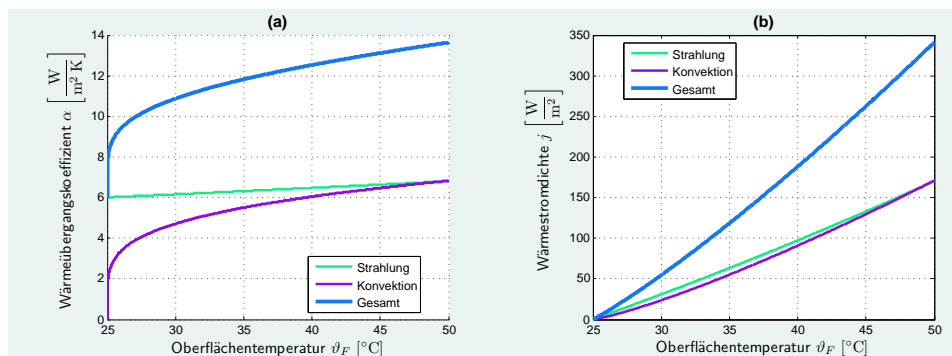


Abbildung 3.5: Wärmeabgabe über die Mantelfläche eines Zylinders $D = 18\text{ mm}$ als Funktion der Oberflächentemperatur ϑ_F nach VDI-Wärmeatlas und Stefan-Boltzmann-Gesetz. Umgebungstemperatur $\vartheta_U = 25^\circ\text{C}$.

Auffallend ist die Tatsache, dass im dargestellten Temperaturbereich Strahlung und Konvektion nahezu gleich große Wärmemengen transportieren. Hierzu sei erwähnt, dass an dieser Stelle der Emissionskoeffizient im Stefan-Boltzmann-Gesetz (3.18) zur Berechnung der Strahlungswärme $\varepsilon = 1$ gesetzt wurde.

3.5.3 Einfluss der Stirnflächen

Bisher wurde nur die Berechnung der Wärmeabgabe über die zylindrische Mantelfläche betrachtet. Tatsächlich wird jedoch auch über die Stirnflächen, über die Kontakte sowie über die angeschlossenen elektrischen Leitungen Wärme abgegeben. Jossen vernachlässigt die konduktive Wärmeübertragung [JW06], wozu die Leitungen zählen würden.

Die konvektive Wärmeabgabe über die Stirnflächen lässt sich auf Grund ihrer Geometrie jedoch nicht pauschal mit Hilfe einer empirischen Näherungsformel berechnen, wie etwa mit Hilfe des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten für vertikale Flächen nach VDI-Wärmeatlas. Hierzu weicht die Geometrie zu stark von einer ebenen Fläche ab. Die zur Stirnfläche herausragenden Kontaktfähnchen verfälschen das an einer ideal senkrechten Wand vorliegende Strömungsbild maßgeblich.

Hinzu kommt, dass die Kontakbleche und die daran angeschlossenen Kontaktklemmen sich durch die Zellerwärmung mit aufwärmen und so ebenfalls einen Teil zur Wärmeabfuhr beitragen.

Um den Einfluss der Stirnflächen und der elektrischen Kontakte auf die Wärmeabgabe abschätzen zu können, wurde ein CFD-Modell der Zelle mit Kontaktgeometrie erstellt. Ein gekoppeltes Modell aus Strömungsfeld und der Zelle als Volumenkörper konnte jedoch nicht erfolgreich erstellt werden.

Zum einen zeigte sich die Geometrie bei der Vernetzung als sehr problematisch. So musste auf Grund der sehr geringen Blechstärke des Kontaktfähnchens ($100\ \mu\text{m}$)¹ in diesem Bereich eine sehr hohe Netzauflösung eingestellt werden. Der Arbeitsspeicher der verwendeten Rechner kann jedoch beim Netzimport nur eine begrenzte Knotenzahl verarbeiten. Darüber hinaus beansprucht ein Vernetzungsversuch an einem 3D-Modell sehr viel Rechenzeit.

Zum Anderen konnten Modelle mit niedrigerer Knotenzahl zwar importiert und die Rechnung gestartet werden, jedoch traten dann stets numerische Fehler auf.

Statt einer vollständigen Formulierung wurde das Problem schließlich entkoppelt und zunächst nur das umgebende Strömungsfeld simuliert. Die Geometrie der Batterie und der Kontakte wurde dabei nur als Oberflächenkontur modelliert. An dieser gesamten Oberfläche wurde die Randbedingung einer konstanten Temperatur gesetzt. Die Umgebungstemperatur wurde auf $\vartheta_F = 25\ \text{°C}$ gesetzt. Ausgegeben wurde anschließend das Flächenintegral der Wärmestromdichte. Diese CFD-Simulation wurde parametrisch für mehrere Temperaturen der Geometrieconfiguration durchgeführt. Dabei wurden die rein auf dem Wege der Konvektion übertragene Wärme betrachtet; es wurde keine thermische Strahlung berechnet.

Ziel der Untersuchung ist die Bestimmung eines effektiven Wärmeübergangskoeffizienten zu dieser speziellen Geometrie.

Abb. 3.6 zeigt die Geometrie des Konvektionsmodells. Der grau-transparente Körper stellt das Strömungsfeld dar und der darin befindliche gelbliche Körper bildet die Batterie samt Kontaktierung ab. Dabei wurde die Spiegelsymmetrie an der X-Y-Ebene ausgenutzt.

Das obere, zum Strömungsgebiet gehörende Kugelsegment soll die freie Luftumgebung simulieren. Auf dieses Thema wird unter den Abschnitten 4.4 und 4.5 näher eingegangen. Der untere quaderförmige Ansatz stellt den Kunststoffcontainer dar, in dem die Zelle im Versuchsaufbau befestigt ist (vgl. Abb. 3.2, S. 13). Auf diese Weise sind Einflüsse der Box auf das Strömungsbild ebenfalls berücksichtigt.

Die Geometrie des betrachteten Batteriemoduls – bestehend aus 18650-Zelle mit blechernem Kontaktfähnchen und kunststoffummantelter Krokodilklemme – wurde durch eine Anordnung einzelner vereinfachender Geome-

¹gerundeter Wert; Messung mit Bügelmessschraube

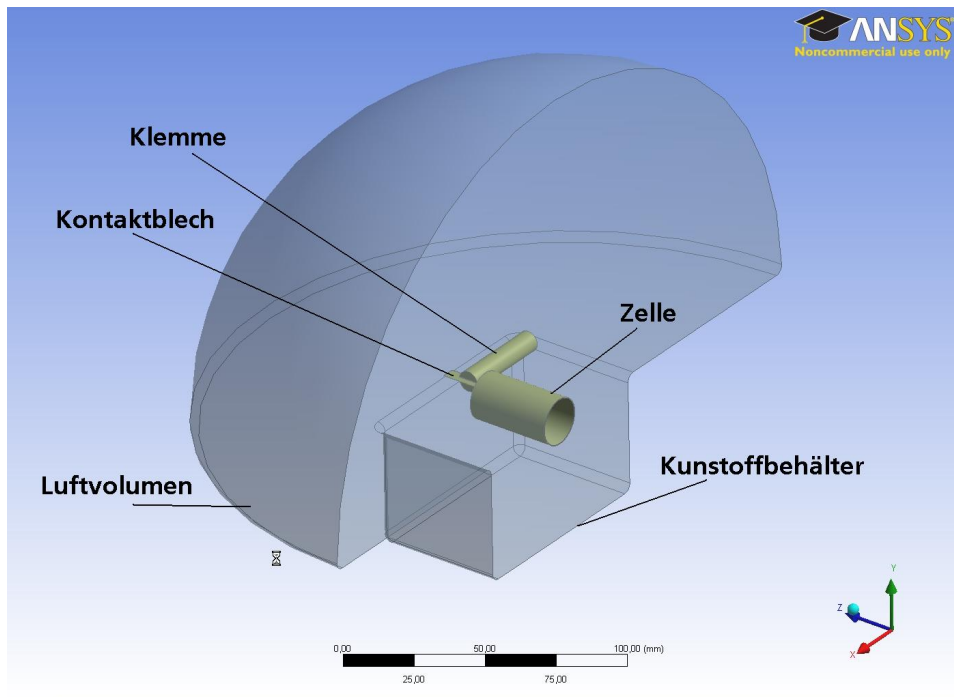


Abbildung 3.6: Geometrie des CFD-Modells. (vgl. Abb. 3.2, S. 13)

trieelemente abgebildet. Diese Geometrieordnung wurde so vorgenommen, dass erwartet werden konnte, dass die wesentlichen zu erwartenden Strömungseffekte qualitativ erhalten bleiben.

Im CFD-Modell berechnet wurde das Flächenintegral der Wärmestromdichte $J = \int_{(F)} j \, dF$ über die gesamte Konturoberfläche F . Dieser gesamte Wärmestrom ist in Abb. 3.7a in grüner Farbe („gesamt“) dargestellt.

Die Wärme abgebende Geometrieordnung, die das Batteriemodul abbilden soll, besteht aus einem größeren Zylinder (Zelle), einem dünnen Quader (Kontaktblech) und einem zweiten, kleineren Zylinder (Kontaktklemme) (vgl. Abb. 3.6). Da die Geometrie sowie die jeweils simulierte Temperatur bekannt ist, lässt sich der über die zylindrischen Flächen abgegebene Wärmestrom durch die bereits vorgestellten empirischen Näherungen nach dem VDI-Wärmeatlas [Ver06] abschätzen. Diese Wärmemengen sind ebenfalls in Abb. 3.7a aufgetragen („Zelle“, „Kontaktklemme“).

Der Anteil der über die verbleibenden Flächen abgegebenen Wärme lässt sich nun leicht durch Subtraktion bestimmen (Abb. 3.7a „restl. Flächen“).

Da die Flächenabmaße der einzelnen Geometriekomponenten und auch die Temperaturdifferenzen bekannt sind, lassen sich diese vier Wärmeströme auch zu Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_i = \frac{J_i}{F_i \Delta\vartheta}$ umrechnen. Diese sind in Abb. 3.7b dargestellt.

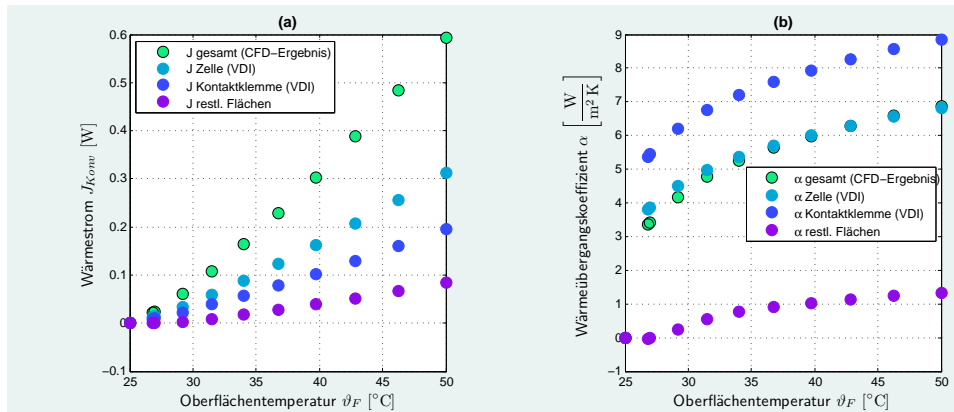


Abbildung 3.7: Wärmeabgabe an untersuchter Batterie-Geometrie. Der Anteil der über die zylindrischen Teilflächen fließenden Wärme kann nach VDI-Wärmeatlas abgeschätzt werden. Den verbleibenden Flächen läßt sich dadurch ein Wärmeübergangskoeffizient zuordnen.

Auf diesem Weg konnte ein effektiver Wärmeübergangskoeffizient für die Stirnfläche und das Kontaktblech bestimmt werden (Abb. 3.7b „*restl. Flächen*“). Weitere schwer bestimmbare Auswirkungen der Konvektionsströmung, etwa durch die Geometrie des Containers, werden dadurch zusätzlich in diesem Effektivwert berücksichtigt.

Diese Ergebnisse aus der CFD-Simulation geben jedoch noch keinen Aufschluss über die Wärmeabgabe bei einer tatsächlichen Batterie mit angeschlossenen Kontakten. Im Strömungsmodell wurde eine über die gesamte Geometrie konstante Temperatur als Randbedingung definiert. Tatsächlich variiert die Temperatur jedoch über die örtlich. Wie nachfolgend gezeigt werden kann, liegt etwa die Temperatur an den Kontakten weit unterhalb der Batterietemperatur. In Abschnitt 3.5.1 und 3.5.2 wurde dargestellt, dass die Wärmabgabe an die Umgebung stark von der Körpertemperatur beeinflusst ist.

Bekannt sind nun allerdings Wärmeübergangskoeffizienten für die gesamte Geometrie. Außerdem ist die Wärmeleitfähigkeit der Kontakte (Stahl) bekannt.

Zur Berechnung des Temperaturfeldes im betrachteten Batteriekörper wurde anschließend eine FEM-Thermalanalyse mit Ansys Mechanical durchgeführt.

Dazu wurden die maßgeblich an der Wärmeabfuhr beteiligten Komponenten des Systems aus Batterie und elektrischen Kontakten als Volumenkörper modelliert. Diese Komponenten umfassen den in Abschnitt 3.1 beschriebenen Stahlbecher um die eigentliche Batteriezelle und wie auch im CFD-Modell ein dünnes Kontaktblech sowie eine zylindrische Form zur Abbildung der Kontaktklemme.

Die zur freien Umgebung weisende Oberfläche der gesamten Geometrie wurde in drei Bereiche aufgeteilt. Die einzelnen Wärmeübergangskoeffizienten zu diesen drei Bereichen wurden der Auswertung der Strömungssimulation entnommen (vgl. Abb. 3.7). Zur Auswahl der Koeffizienten wurde sich an einer Temperaturdifferenz von $\Delta\vartheta = 15^\circ\text{C}$ orientiert. Dadurch gilt wegen $\alpha = \text{const}$ vereinfachend der lineare Zusammenhang $j_{Konv} \sim \Delta\vartheta$ (vgl. Abb. 3.5b).

In der thermischen Analyse soll zudem Wärmeabtrag durch Strahlung berücksichtigt werden. Die Emissionskoeffizienten werden entsprechend der Materialien gewählt (vgl. Abschnitt 3.5.1). Nachfolgend sind die drei Oberflächenbereiche mit ihren Eigenschaften zur Definition der Randbedingungen aufgelistet:

	$\alpha \left(\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}} \right)$	ε
Mantelfläche Batterie	6	0,95
Stirnfläche + Kontaktblech	1	0,3
Kontaktklemme	8	0,3

Die Umgebungstemperatur wurde auf 25°C gesetzt.

Schließlich wird noch eine Wärmequelle durch eine radial auf die Innenfläche des Stahlbechers wirkende Wärmestromdichte definiert.

Die Simulation wurde parametrisch für verschiedene Wärmequellen durchgeführt.

Abb. 3.8 zeigt exemplarisch für einen Parameterpunkt das stationäre Temperaturfeld des Moduls. Die Temperatur ist über die eigentliche Batteriezelle hinweg fast auf konstantem Niveau. Vom Kontaktblech an fällt die Temperatur zur Kontaktklemme hin stark ab.

Die Temperatur der Klemme schließlich liegt näher an der Umgebungstemperatur als an der Temperatur der Batteriezelle.

Aus den berechneten Temperaturen an den betrachteten Oberflächenabschnitten konnte im Anschluss an die thermische FEM-Analyse der Wärmestrom an jeder einzelnen betrachteten Fläche berechnet werden. Dies wurde gemäß VDI-Wärmeatlas durchgeführt. Dieser kleine Rechenweg musste genommen werden, da im Ansys-Workbench-Postprozessor standardmäßig kein Werkzeug zur Flächenintegration von Wärmeströmen bereitsteht.

Die Ergebnisse für den gesamten untersuchten Größenbereich der Wärmequelle sind in Abb. 3.9 dargestellt.

Dabei fällt auf, dass der überwiegende Teil der Wärme über die Mantelfläche der Zelle abgegeben wird. Dies wird durch einen Blick auf Abb. 3.8 plausibel. Die Batteriezelle stellt den Körper mit der größten Oberfläche dar, außerdem ist hier die Temperatur deutlich höher als an übrigen Stellen. Darüber hinaus wurde eine gute Übereinstimmung zwischen dem Wärmestrom über die übrigen Flächen (Abb. 3.9, „Klemme+Rest“) und einem

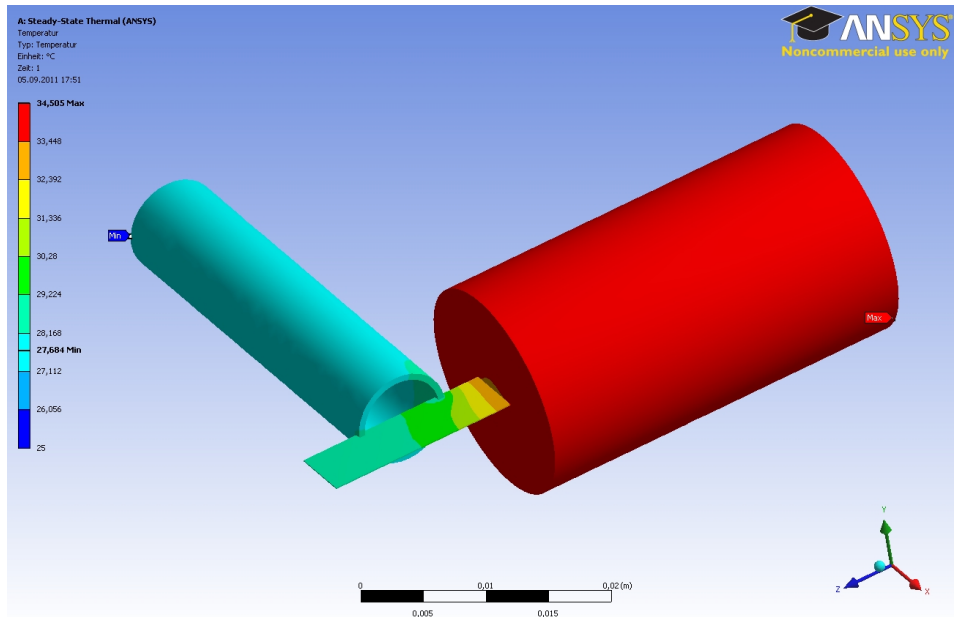


Abbildung 3.8: Temperaturverteilung an Zelle und Kontaktgeometrie. Ergebnis der thermischen FEM-Analyse. Die Zelle ist deutlich wärmer als die Kontaktierung.

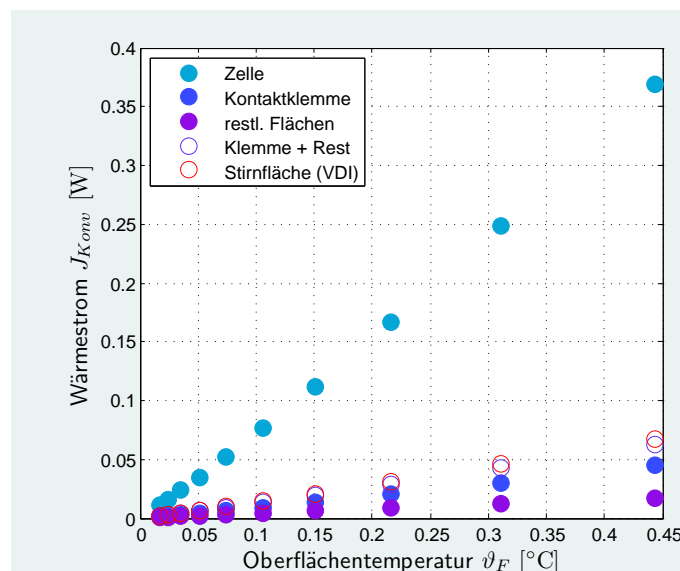


Abbildung 3.9: Berechnete Wärmeströme an den Teiloberflächen. Die jeweiligen Temperaturen aus dem Ergebnis der thermischen FEM-Analyse wurden zur Berechnung der konvektiven Wärmeabträge nach VDI-Wärmeatlas herangezogen.

hypothetischen Wärmestrom über die Stirnfläche der Zelle („*Stirnfläche*“) beobachtet.

Dieser hypothetische Wärmestrom wurde mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz ($\varepsilon = 0,3$) zur Wärmestrahlung und der empirischen Näherungsformel für Wärmeübergangskoeffizienten bei freier Konvektion an vertikal ebene Flächen nach VDI-Wärmeatlas [Ver06] berechnet (vgl. Abschnitt 3.5.2). Dabei wurde als umströmte Länge l der Radius der 18650-Zelle eingesetzt.

Da die empirische Formel bereits in Form einer MATLAB-funktion vorliegt, lässt sich diese Annäherung bequem in nachfolgende Berechnungen aufnehmen. Ein Vergleich zwischen der hypothetischen Näherung („*Stirnfläche*“) und dem in diesem Abschnitt aufwendig durch Strömungssimulation und FEM-Analyse berechneten Wärmestrom („*Klemme+Rest*“) ist in Abb. 3.9 dargestellt.

Die Wärmeabgabe einer 18650-Zelle über die Stirnflächen und der schwer beschreibbaren Geometrie der elektrischen Kontakte lässt sich also vereinfachend durch einen hypothetischen konvektiven Wärmestrom an der Stirnfläche berechnen, indem als angeströmte Länge l der Radius des Batteriekörpers eingesetzt wird.

3.6 Anpassung der Wärmeleitungsgleichung

In Abschnitt 3.4 wurde die allgemeine Wärmeleitungsgleichung zur Beschreibung des Temperaturfeldes in der Zelle zu einer partiellen Differentialgleichung (3.9) mit einer radialen Raumkoordinate vereinfacht.

In diesem Abschnitt wird diese Vereinfachung zu einer rein zeitabhängigen gewöhnlichen Differentialgleichung weitergeführt. Die gesuchte gewöhnliche Differentialgleichung soll eine gleichmäßig über den Zellkörper verteilte Temperatur im zeitlichen Verlauf beschreiben. Dies ist zum Einen für die Auswertung der Temperaturaufzeichnungen zur Berechnung der thermischen Eigenschaften der Batteriezellen zweckmäßig, da die Temperatur der Zelle nur am Außenrand gemessen werden kann. Zum Anderen wird nachfolgend gezeigt, dass die örtlichen Temperaturdifferenzen innerhalb einer 18650-Zelle vernachlässigbar klein sind. Aus diesem Grund kann die Temperatur einer einzelnen Zelle anschließend vereinfachend durch die gesuchte gewöhnliche DGL beschrieben werden.

Der Vernachlässigung örtlicher Temperaturdifferenzen in der Zelle setzt das Wärmeleitgesetz von Fourier (3.4) wiederum eine Vernachlässigung des Wärmeleitwiderstands für Wärmeströme $\vec{j} \neq 0$ voraus

$$\frac{1}{\lambda} = 0.$$

Die Gültigkeit dieser Vereinfachungen für die 18650-Zelle wird mit der *Biot-Zahl*

$$\text{Bi} = \frac{l \cdot \alpha}{\lambda} \quad (3.32)$$

begründet. Die Biot-Zahl ist eine dimensionslose Kenngröße zur Beschreibung von instationären Temperaturfeldern in Festkörpern. Sie gibt das Verhältnis von Wärmeleitwiderstand $\frac{l}{\lambda}$ zum Widerstand des Wärmeübergangs an die Umgebung $\frac{1}{\alpha}$ an.

Die Biot-Zahl Bi ist nicht mit der Nußelt-Zahl Nu zu verwechseln, die mit der Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Fluids operiert (vgl. Gl. 3.21, S. 20).

Es gelten die Größen

$l \dots$	char. Länge (= beim Zylinder Außenradius)	[m]
$\alpha \dots$	Wärmeübergangskoeffizient	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \right]$
$\lambda \dots$	Wärmeleitfähigkeit	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right]$.

Große Biot-Zahlen liegen bei großen Körpern niedriger Wärmeleitfähigkeit (Stein, Kunststoff) vor, durch deren Oberflächen sehr große Wärmeströme fließen (Kondensation, Verdampfung).

Im Fall einer in unbewegter Luft befindlichen zylindrischen 18650-Zelle, die gegenüber ihrer Umgebung um 10 K erwärmt ist, liegt der effektive Wärmeübergangskoeffizient durch Strahlung und Konvektion bei etwa $12 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$ (vgl. Abb. 3.5a, S. 24). Mit einer radialen Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_r = 4,686 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$ (vgl. Tabelle 3.3, S. 13) und einem Radius von 9 mm ergibt sich die verhältnismäßig niedrige Biot-Zahl $\text{Bi} = 0,0230$.

Abbildung 3.10 zeigt den Einfluss der Biot-Zahl auf das Temperaturfeld in einem Festkörper [Ver06]. Dargestellt ist die zeitliche Anpassung des Körpertemperaturfelds an die Umgebungstemperatur bei gemischten (*Robinischen*) Randbedingungen.

Alle Variablen in dieser Darstellung sind normiert:

$\theta \dots$	normierte Temperatur	$\theta \equiv \frac{\vartheta - \vartheta_\infty}{\vartheta_0 - \vartheta_\infty}$
$\xi \dots$	normierter Abstand zum Symmetriezentrum	$\xi \equiv \frac{r}{R}$ bzw. $\frac{x}{X}$
$\tau \dots$	dimensionslose Zeit (Fourier-Zahl)	$\tau \equiv \frac{a t}{R^2}$ bzw. $\frac{a t}{X^2}$
$\text{Bi} \dots$	Biot-Zahl	$\text{Bi} = \frac{X \alpha}{\lambda}$ bzw. $\frac{R \alpha}{\lambda}$

mit

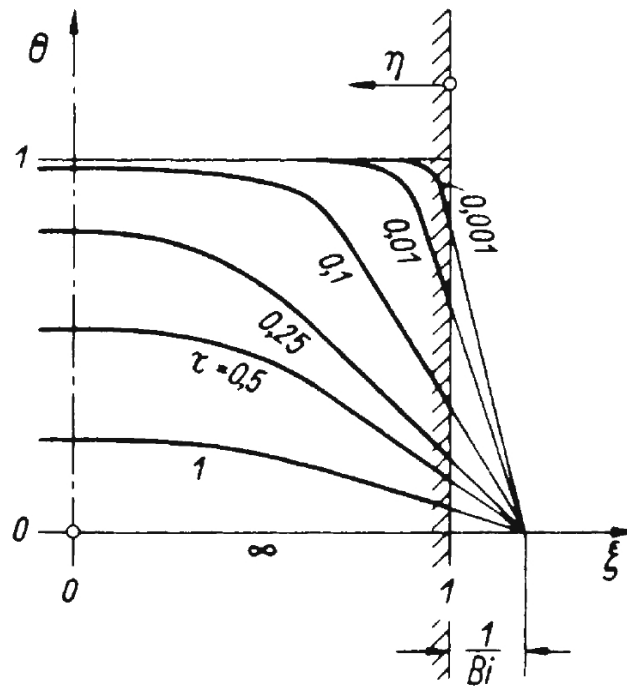


Abbildung 3.10: Temperaturfeld $\theta(\xi, \tau, Bi)$ bei Robinischer Randbedingung [Ver06]

$\vartheta \dots$	Temperatur	
$\vartheta_0 \dots$	Anfangstemperatur	$\vartheta(t = 0)$
$\vartheta_\infty \dots$	Umgebungstemperatur	$\vartheta(t = \infty) = \vartheta_U$
$a \dots$	Temperaturleitfähigkeit	$a = \frac{\lambda}{c\rho}$, $[a] = \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
$t \dots$	Zeit	
$r \dots$	Radius	(bei Zylindern, Kugeln)
$R \dots$	Außenradius	(bei Zylindern, Kugeln)
$x \dots$	kartesische Raumkoordinate	(bei Platten/Quadern)
$X \dots$	$\frac{1}{2}$ Plattendicke	(bei Platten/Quadern)
$\alpha \dots$	Wärmeübergangskoeffizient	$[\alpha] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$
$\lambda \dots$	Wärmeleitfähigkeit	$[\lambda] = \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$

Die Steigung des Temperaturverlaufes im Zentrum $\xi = 0$ ist zu jeden Zeitpunkt τ aus Symmetriegründen

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = 0.$$

Die Tangenten der Temperaturkurven für $\tau > 0$ am Körperend $\xi = 1$ schneiden sich sämtlich in einem Punkt außerhalb des Festkörpers mit den Koordinaten

$$\begin{bmatrix} \xi \\ \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{1}{\text{Bi}} \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Der Abstand dieses Punktes vom Körperperrand entspricht also dem Kehrwert der Biot-Zahl. Dieser Wert $\frac{1}{\text{Bi}}$ beträgt in unserem Fall 43,39 – der Tangentschnittpunkt liegt also sehr weit vom Körper entfernt. Man erkennt sofort, dass die Temperaturverläufe demnach sehr flach ausfallen müssen (vgl. Abb. 3.11b).

Nachfolgend wird die numerische Behandlung des Problems dargestellt. Dazu wird zunächst die in aus Abschnitt 3.4 vorgestellte Fourier-erweiterte Wärmeleitungsgleichung für 1D-Polarkoordinaten 3.9 herangezogen:

$$s = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right).$$

Partielle Differentialgleichungen mit einer Zeit- und einer Raumkoordinate wie diese lassen sich numerisch mit der MATLAB-Funktion `pdepe` lösen. Dabei können alle Variablen nichtlinear von Zeit und Ort abhängen. Anfangsbedingungen können sich örtlich ändern, Randbedingungen können zeitlich variieren, beide ebenfalls nichtlinear. Letztere können dabei Dirichletscher, Neumannscher oder Robinscher Art sein.

Zunächst wird der oben behandelte dimensionslose Temperatursausgleich modelliert. Dem Diagramm in Abb. 3.10 wurde entnommen, dass die dort verwendete Biot-Zahl $\text{Bi} = 5$ entspricht. Es konnte außerdem durch vergleichende Rechnungen festgestellt werden, dass dort kartesische Koordinaten vorliegen. Wir wollen dagegenin Entsprechung zum Problem der 18650-Zelle Zylinderkoordinaten verwenden. Die Symmetrieachse liegt bei $\xi = 0$. Es gelten die Rand- und Anfangsbedingungen

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} = -\text{Bi} \theta, \quad \theta(\tau = 0) = 1$$

mit der Biot-Zahl $\text{Bi} = 5$. Sämtliche übrigen Größen wurden auf 1 normiert.

In einer weiteren Rechnung wurde zum Vergleich die für die in Luft auskühlende 18650-Zelle berechnete Biot-Zahl $\text{Bi} = 0,0230$ verwendet.

Abbildung 3.11 zeigt die Ergebnisse der numerischen Berechnungen zu den Biot-Zahlen $\text{Bi} = 5$ und $\text{Bi} = 0,0230$. Man vergleiche Bild 3.11a mit Abb. 3.10 und beachte dabei, dass in Abb. 3.11a Zylindersymmetrie vorliegt, in Abb. 3.10 hingegen Spiegelsymmetrie (kartesische Korrdinaten).

Ergänzend soll nun ein anderer Prozess abgebildet werden. Die vorangegangenen Beispiele beschreiben die Anpassung einer Körpertemperatur an die Umgebung, also etwa eine Abkühlung. Die folgende Berechnung behandelt demgegenüber die Aufwärmung eines Körpers mit anfangs Umgebungstemperatur durch eine interne Wärmequellichte s .

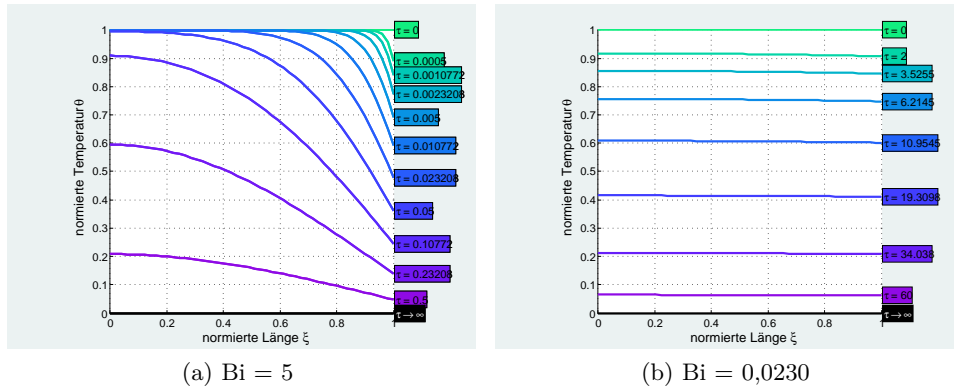


Abbildung 3.11: Numerische Lösung zur dimensionslosen Behandlung eines Abkühlvorgangs bei Zylindern verschiedener Biot-Zahlen. a) $Bi = 5$ (vgl. Abb. 3.10). b) Bi in Entsprechung einer 18650-Zelle. Hier lassen sich örtliche Temperaturdifferenzen vernachlässigen.

Nachfolgend wird zudem auch dimensionsbehaftet modelliert. Geometrie- und Materialparameter r, c, ρ, λ für das homogene Modell der 18650-Zelle werden gemäß Abschnitt 3.2, Tabelle 3.3 übernommen:

$$\begin{array}{ll}
 R_A = R \dots & 9 \text{ mm} \\
 c \dots & 632 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}} \\
 \rho \dots & 3124 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \\
 \lambda \dots & 4,686 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}.
 \end{array}$$

Die gesuchte Wärmequellendichte wird hier stets als homogen über den Zellkörper verteilt betrachtet (vgl. [Jos11]). Der Quellterm s ist damit zeitlich und örtlich konstant. Hier wurde $s = 30\,000 \frac{\text{W}}{\text{m}^3}$ gesetzt. Anfangsbedingung des Feldes ist eine gleichmäßige Temperaturverteilung entsprechend der Umgebungstemperatur

$$T_0 = T_U = 298,15 \text{ K} = \vartheta_0 = \vartheta_U = 25^\circ\text{C}.$$

Als Randbedingung am Außenrand $r = R_A$ wird ein Temperaturgradient gesetzt, der nach Gl. (3.49 auch als Dichte eines Wärmestroms interpretiert werden kann. Diese Wärmestromdichte wurde gemäß Abschnitt 3.5 durch die Differenz zwischen der Körpertemperatur am Außenradius $T_F(t) = T(t, R_A)$ zur konstant definierten Außentemperatur T_U berechnet. Hierzu wurde je eine MATLAB-function für die Wärmeabgabe durch Strahlung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz und durch freie Konvektion nach VDI-Wärmeatlas [Ver06] verwendet (vgl. Abschnitt 3.5.2). Die Wärmestromdichte über den Rand ist dabei nichtlinear von der Temperatur abhängig (vgl. Abb. 3.5).

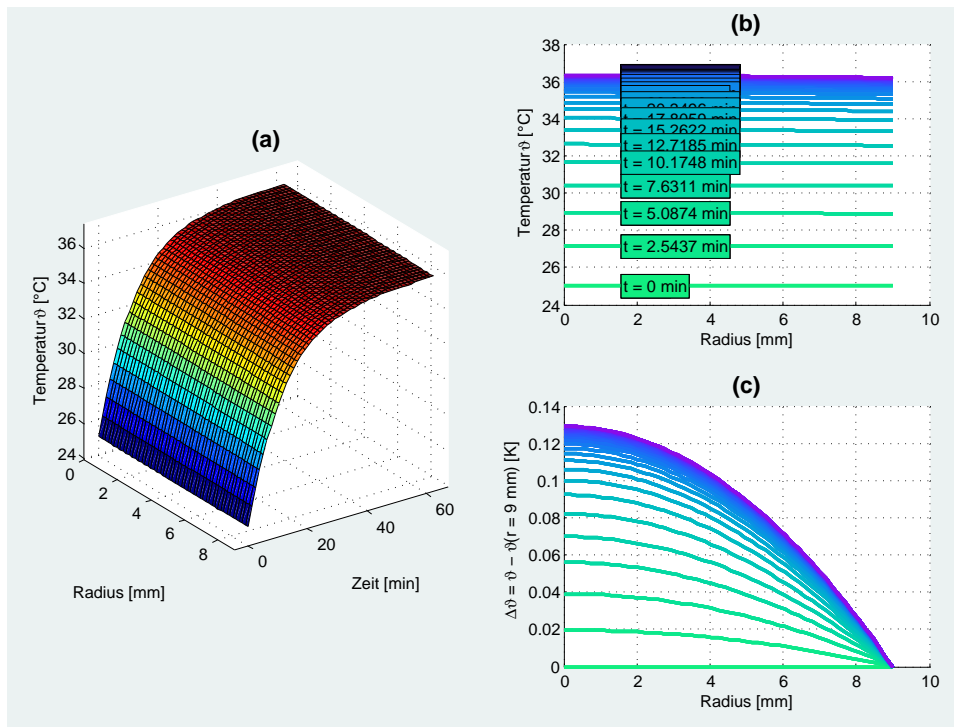


Abbildung 3.12: Numerische Lösung der Wärmeleitungsgleichung bei endlicher Wärmeleitfähigkeit in einer Raum- und einer Zeitkoordinate.

Die numerische Lösung der nichtlinearen partiellen DGL ist in Abb. 3.12 dargestellt.

Die Zelle heizt sich auf, bis ein Gleichgewicht zwischen Wärmequelle und temperaturabhängigem Wärmestrom über den Rand erreicht ist.

In 3D-Diagramm in Abb. 3.12a erkennt man bereits, dass die Temperatur – verglichen mit ihrer zeitlichen Änderung – örtlich kaum variiert. In Diagramm 3.12b sind die Temperaturverläufe über den Radius für die einzelnen Zeitschritte nochmals aufgetragen.

Um die Ortsabhängigkeit der Temperatur sichtbar zu machen sind in Abb. reffig:pdeZelleConstHeatGenc die Temperaturdifferenzen zum Außenrand dargestellt. Man vergleiche hier die Größenordnungen der Temperaturskalen.

Für $t \rightarrow \infty$ stellt sich ein stationäres Temperaturfeld ein. In Abschnitt 3.4 wurde die DGL unter stationären Bedingungen behandelt. Gleichung (3.16) beschreibt das stationäre Temperaturfeld einer zylindrischen Wärmequelle. Die Temperatur T_{max} im Zentrum $r = 0$ beträgt demnach

$$T_{R_A} + \frac{s R_A^2}{4\lambda}.$$

Mit den in diesem Beispiel verwendeten Parametern berechnet sich zwischen Außenradius $r = R_A$ und Mittelpunkt $r = 0$ ein Temperaturanstieg von 0,1296 K. Man vergleiche hierzu Abb. 3.12c. Zu erkennen ist dort auch die unter Abschnitt 3.4 beschriebene parabolische Temperaturverteilung im stationären Fall für $t \rightarrow \infty$.

Die stationäre Randtemperatur $T_{R_A}(t \rightarrow \infty)$ stellt sich durch die Wärmestromdichte ein. In Abschnitt 3.5 wurde die Temperaturabhängigkeit der Wärmestromdichte über den Außenrand durch Strahlung und Konvektion gezeigt. Das stationäre Temperaturfeld erfordert nach Gleichung (3.13) am Außenrand $r = R_A$ eine Wärmestromdichte von

$$j_A = \frac{s R_A}{2}.$$

Für diesen Fall ergibt sich damit am Außenrand eine Wärmestromdichte von

$$j_A = 135 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}.$$

Mit Hilfe des MATLAB-Optimierungsbefehls `fzero` wird dieser Wärmestromdichte zu den gegebenen Umständen eine Oberflächentemperatur von

$$T(r = R_A) = 309,3837 \text{ K}$$

bzw.

$$\vartheta(r = R_A) = 36,2337 \text{ }^\circ\text{C}$$

zugeordnet (vgl. auch Abb. 3.5b). Die maximale Temperatur im Zentrum der Zelle $\vartheta_{max} = \vartheta(r = 0, t \rightarrow \infty)$ beträgt damit

$$\vartheta_{max} = 36,2337 \text{ }^\circ\text{C} + 0,1296 \text{ K} = 36,3633 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Die numerisch berechnete Oberflächentemperatur $\vartheta(r = R_A)$ der Zelle aus diesem Beispiel zum Zeitpunkt $t = t_{end} = 3\,739,2 \text{ s} = 1,039 \text{ h}$ beträgt $36,1921 \text{ }^\circ\text{C}$ (vgl. Abb. 3.12)b.

Es kann festgehalten werden, dass auch in dieser Untersuchung beobachtet wurde, dass örtliche Temperaturänderungen gegenüber der zeitlichen Veränderung vernachlässigbar klein sind.

Schließlich soll eine Abschätzung zur Zeitspanne getroffen werden, nach deren Verstreichen sich ein quasi-stationäres Temperaturfeld eingestellt hat. Dazu wird eine Analogie des zeitlichen Temperaturerhaltens zu einer exponentiell abklingenden Funktion

$$u(t) = U_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\delta}}\right)$$

verwendet. Die Zeitkonstante δ steht in Zusammenhang mit der Steigung zum Zeitpunkt $t = 0$. Es gilt

$$\delta = \frac{U_\infty}{\left. \frac{du}{dt} \right|_{t=0}}.$$

Um das oben diskutierte Temperaturverhalten eines beliebigen Punktes in der Rundzelle überschlägig durch eine Exponentialfunktion dieses Typs auszudrücken, setzen wir $U_\infty = \vartheta_\infty - \vartheta_0 = T_\infty - T_0$ und addieren die Konstante $T_0 = T_U$:

$$T(t) = T_0 + (T_\infty - T_0) \left(1 - e^{-\frac{t}{\delta}}\right)$$

Für δ erhalten wir

$$\delta = \frac{T_\infty - T_0}{\left. \frac{dT}{dt} \right|_{t=0}}. \quad (3.33)$$

Die Steigung $\frac{dT}{dt}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ läßt sich für diesen Fall aus der Wärmeleitungsgleichung für rotationssymmetrische Zylinderkoordinaten in 1D (3.8) berechnen:

$$s = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right)$$

Da das Temperaturfeld zum Zeitpunkt $t = 0$ als gleichmäßig definiert ist, entfällt der zweite Term auf der rechten Seite und wir erhalten

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{t=0} = \frac{s}{c\rho}. \quad (3.34)$$

Da überall dieselbe Wärmeleistungsdichte s herrscht und der Zellkörper als homogen angenommen wurde, ist der zeitliche Temperaturanstieg $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{dT}{dt}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ in jedem Punkt der Zelle gleich. Einsetzen von (3.34) in (3.33) liefert

$$\delta = \frac{(T_\infty - T_0) c\rho}{s}. \quad (3.35)$$

Für die asymptotische Temperatur T_∞ in Gleichung (3.35) wählen wir $T_{max} \equiv \vartheta(r=0, t \rightarrow \infty) = 36,36^\circ\text{C}$ und erhalten $\delta = 747,8\text{ s}$.

Der in der oben dargestellten MATLAB-pdepe - Berechnung simulierte Zeitraum beträgt $5\delta = 3\,739\text{ s} = 1,039\text{ h}$.

Vorausgehend wurden in diesem Kapitel zwei gegensätzliche thermische Prozesse bei 18650-Zellen beschrieben — das Auskühlen der erwärmten Zelle auf Umgebungstemperatur und das Aufheizen durch eine interne Wärmequellendichte s .

In beiden Fällen wurde gezeigt, dass die örtlichen Temperaturdifferenzen innerhalb der Zelle gegenüber der zeitlichen Temperaturänderungen sehr

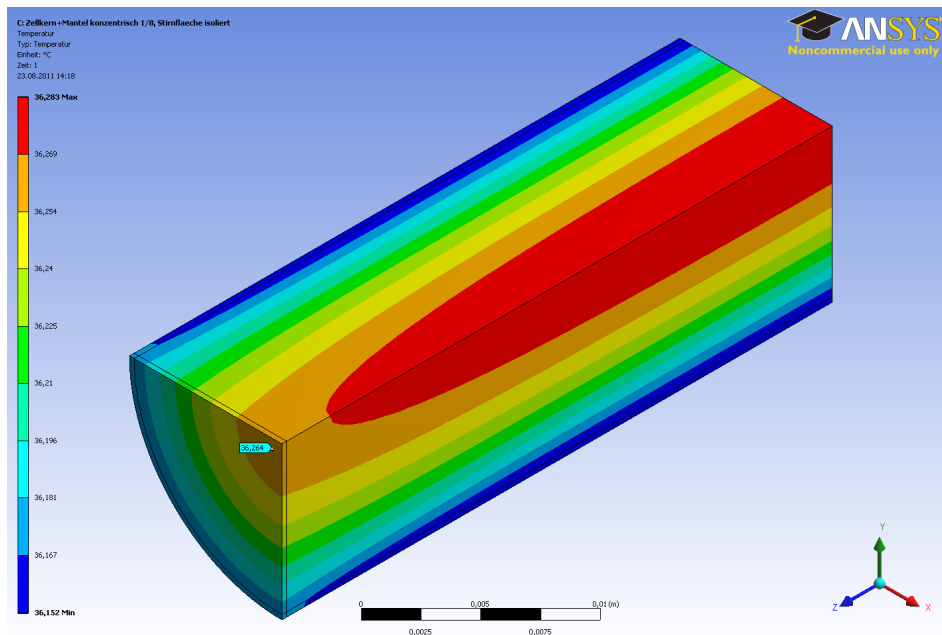


Abbildung 3.13: Temperaturverteilung in einer 18650-Zelle. Umgebungstemperatur: 25 °C. Temperatur der Zelle: 36,152 °C < ϑ < 36,236 °C

klein sind. Es kann also festgehalten werden, dass bei der vorliegenden Biot-Zahl $Bi = 0,0230$ der Temperaturgradient im Festkörper vernachlässigbar ist.

Bisher wurden nur Wärmeströme und Temperaturgradienten in radialer Richtung betrachtet. Ergänzend soll nun auch eine Homogenität des Temperaturfeldes in axialer Richtung nachgewiesen werden.

Zunächst wird die Biot-Zahl zum axialen Wärmestrom berechnet. Dazu wird analog zum obigen Vorgehen die axiale Wärmestromdichte $\lambda_z = 58,9 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ (vgl. Tabelle 3.3) und die angeströmte Länge $l = \frac{L}{2} = 32,5 \text{ mm}$ verwendet. Die Wärmestromdichte an der Stirnfläche $j_S = 13,3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ wurde gemäß Abschnitt 3.5.3 nach Stefan-Boltzmann-Gesetz und konvektivem Wärmeübergangskoeffizient für vertikal ebene Flächen nach VDI-Wärmeatlas für eine Temperaturdifferenz von 10 K berechnet.

Es ergibt sich eine Biot-Zahl $Bi = 0,0073$. Die örtlichen Temperaturunterschiede entlang der Zylinderachse können damit ebenso vernachlässigt werden.

Abb. 3.13 zeigt das Ergebnis einer FEM-Analyse zum Temperaturfeld innerhalb einer 18650-Zelle. Diese Berechnung dient schließlich dem Nachweis der obigen Überlegungen an der betrachteten Zelle in 3D. Der Batteriekörper wurde durch die beiden Komponenten Zellkern und Stahlmantel dargestellt. Hier ist zudem die anisotrope Wärmeleitfähigkeit der Zellwicklung berücksich-

sichtigt. Es wirkt eine Wärmeleistung im Zellkern; an den Außenflächen wurden Randbedingungen entsprechend Strahlung und linearer Konvektion zur Umgebungstemperatur $T_U = 25^\circ\text{C}$ definiert. Ergebnis: Die Temperatur des Zellkörpers liegt im Bereich $36,152^\circ\text{C} < T < 36,236^\circ\text{C}$. Tatsächlich ist also die Temperatur der Batterie gegenüber der Umgebungstemperatur auf nahezu gleichem Niveau.

Wie einleitend postuliert, werden mit dieser Erkenntnis alle örtliche Temperaturdifferenzen vernachlässigt.

$$\vec{\nabla}T = 0. \quad (3.36)$$

Ein Blick auf das Wärmeleitungsgesetz von Fourier (3.4) lässt erkennen, dass diese Vereinfachung bei Wärmeströmen $\vec{j} \neq \vec{0}$ gleichbedeutend mit einer Vernachlässigung des Wärmeleitwiderstandes $\frac{1}{\lambda}$ ist:

$$-\frac{1}{\lambda}\vec{j} = \vec{\nabla}T = 0. \quad (3.37)$$

Eine lokale Wärmezufuhr wirkt sich nach diesem Ansatz unmittelbar und isotherm auf das gesamte Temperaturfeld im Körper aus.

Zur Bestimmung des Wärmestromes über die Körperoberfläche F wird die Wärmeleitungsgleichung (3.3) herangezogen:

$$s = c\rho\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}$$

Integration über das Zellvolumen V ergibt

$$\int_V dV s = \int_V dV c\rho\frac{\partial T}{\partial t} + \int_V dV \vec{\nabla} \cdot \vec{j} \quad (3.38)$$

Mit dem Gaußschen Integralsatz folgt

$$\int_V dV s = \int_V dV c\rho\frac{\partial T}{\partial t} + \int_F \vec{j} \cdot d\vec{F} \quad (3.39)$$

Die Wärmequellendichte s wurde als gleichmäßig verteilt angenommen, ebenso ist die Temperatur örtlich konstant (3.36). Ferner gilt $c, \rho = \text{const.}$ Daraus folgt

$$s = c\rho\frac{dT}{dt} + \frac{1}{V} \int_F \vec{j} \cdot d\vec{F}. \quad (3.40)$$

Nach einer Aufteilung der gesamten Körperoberfläche in vereinzelte Abschnitte läßt sich die Wärmestromdichte $j = \vec{j} \cdot \vec{n}$ nach Abschnitt 3.5 separat für jede Teiloberfläche aus der Differenz der Oberflächentemperatur zur Umgebungstemperatur angeben. Da die Batterie als isothermer Körper betrachtet wird, folgt mit $\vartheta = \vartheta_F \equiv T = T_F$

$$s = c\rho \frac{dT}{dt} + \frac{1}{V} \sum_i \sigma \varepsilon_i F_i (T^4 - T_U^4) + \alpha_i F_i (T - T_U). \quad (3.41)$$

Wir unterteilen die Oberfläche der zylindrischen 18650-Geometrie in die drei Segmente Mantelfläche M und zwei Stirnflächen S . Danach läßt sich (3.41) zweckmäßig durch

$$s = c\rho \frac{dT}{dt} + \frac{2j_M}{R_A} + \frac{2j_S}{L} \quad (3.42)$$

mit

$$j_k = \sigma \varepsilon_k (T^4 - T_U^4) + \alpha_k (T - T_U) \quad (3.43)$$

und

$R_A = R = 9 \text{ mm}$	Radius der zylindrischen Batteriezelle
$L = 65 \text{ mm}$	Länge der zylindrischen Batteriezelle
$\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}^4}$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\varepsilon_S = 0,3$	Emissionskoeffizient Stahl, poliert
$\varepsilon_M = 0,95$	Emissionskoeffizient Mantelfläche
$\alpha_S = f(T, T_U)$	α an Stirnfläche (vgl. Abschnitt 3.5.3)
$\alpha_M = f(T, T_U)$	α an Mantelfläche (vgl. Abschnitt 3.5.2)

ausdrücken.

Mit (3.42) ist schließlich die gesuchte gewöhnliche Differentialgleichung zur Beschreibung der Batterietemperatur gegeben.

3.7 Linearisierung der gewöhnlichen Differentialgleichung

Da die Randwärmestromdichte $j_A = j_{Rad} + j_{Konv}$ nicht in proportionalem Verhältnis zur Temperaturdifferenz steht, ist (3.42) eine nichtlineare Differentialgleichung. Insbesondere die aufwendige Berechnung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten nach VDI-Wärmeatlas macht diese DGL schwer zu handhaben.

Ein Blick auf die Gesamtwärmestromdichte als Funktion der Temperaturdifferenz zur Umgebung in Abb. 3.5b zeigt jedoch, dass sich diese gut durch einen linearen Ansatz approximieren lässt. Wir fassen die in Abschnitt 3.5 vorgestellten Effekte der Oberflächentemperatur auf die Wärmeabgabe in einer Proportionalitätskonstante α_{eff} zusammen und erhalten mit $\Theta = T - T_U = \vartheta - \vartheta_U$

$$\frac{2j_M}{R_A} + \frac{2j_S}{L} = \alpha_{\text{eff}} \cdot \Theta. \quad (3.44)$$

(vgl. (3.42)). Es folgt bei konstanter Umgebungstemperatur mit $\frac{d}{dt}T_U = 0$ für die Zeitableitung der relativen Temperatur Θ

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{dT}{dt}.$$

Die nichtlineare Differentialgleichung (3.42) kann mit (3.44) durch den linearen Ausdruck

$$s = c\rho \frac{d\Theta}{dt} + \alpha_{\text{eff}} \Theta \quad (3.45)$$

angenähert werden. Die Lösung der homogenen Differentialgleichung $s = 0$ lautet mit $\Theta_0 = \Theta(t=0)$

$$\Theta(t) = \Theta_0 e^{-\frac{\alpha_{\text{eff}}}{c\rho} t}$$

bzw. mit absoluten Temperaturangaben und $T_0 = T(t=0)$

$$T(t) = T_U + (T_0 - T_U) e^{-\frac{\alpha_{\text{eff}}}{c\rho} t}. \quad (3.46)$$

Die allgemeine Lösung von (3.45) für konstante Wärmequellen $s = \text{const.} \neq 0$ lautet

$$\Theta(t) = \Theta_{\infty} + (\Theta_0 - \Theta_{\infty}) e^{-\frac{\alpha_{\text{eff}}}{c\rho} t}$$

bzw.

$$T(t) = T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) e^{-\frac{\alpha_{\text{eff}}}{c\rho} t} \quad (3.47)$$

mit

$$\Theta_{\infty} = \frac{s}{\alpha_{\text{eff}}} \quad (3.48)$$

$$T_{\infty} = \Theta_{\infty} + T_U.$$

Diese auf einer Linearisierung der Wärmestrom-Temperatur-Funktion beruhende Vereinfachung setzt voraus, dass Wärmeübergangskoeffizienten nicht mit der Temperatur variieren.

Im Fall des Wärmeübergangskoeffizienten durch Strahlung, der hier künstlich durch Bezug auf die Temperaturdifferenz erzeugt wurde (Abb. 3.5a, S.24), ist ein solcher Ansatz sinnvoll, da die hier behandelten Temperaturdifferenzen in Relation zur Absoluttemperatur klein sind.

Wärmeübergangskoeffizienten konvektiven Ursprunges hingegen sind besonders im Bereich kleiner Temperaturdifferenzen stark von letzteren abhängig (vgl. Abb. 3.5a). Dennoch nimmt der konvektiv abgegebene Wärmestrom über die Oberflächentemperatur aufgetragen einen fast linearen Verlauf an (Abb. 3.5a).

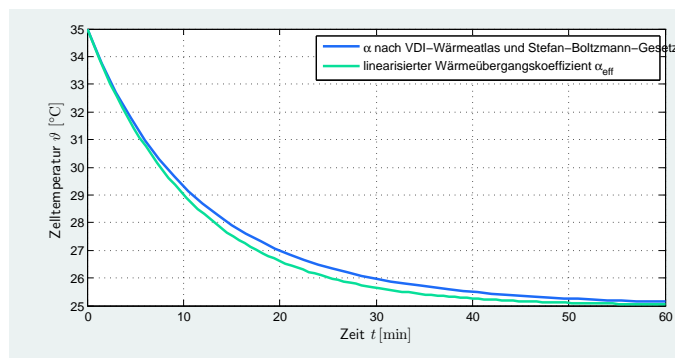


Abbildung 3.14: Vergleich der berechneten Temperaturverläufe nach (3.42) (blau) und (3.47) (grün).

Ein Vergleich zwischen einem numerisch berechneten Abkühl-Temperaturverlauf ($s = 0$), der nach (3.45) vorliegt, und einem entsprechendem Verlauf nach (3.47) ist in Abb. 3.14 dargestellt. Dabei wurde im linearisierten Ansatz der zur Anfangstemperatur vorliegende effektive Wärmeübergangskoeffizient α_{eff} nach (3.44) verwendet.

Zu beobachten ist ein qualitativ gleichartiger Verlauf beider Abkühlkurven; die Steigung $\frac{d\vartheta}{dt}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ ist beiden Kurven gleich. Die größte Abweichung liegt im fortgeschrittenen Abkühlvorgang vor; hier liegt der nach (3.42) berechnete Verlauf etwas oberhalb der reinen Exponentialfunktion nach (3.47). Dies ist mit dem bei kleinen Temperaturdifferenzen abnehmenden Wärmeübergangskoeffizienten zu erklären. Im weiteren Zeitverlauf verringert sich der Abstand wieder und beide Kurven passen sich der asymptotischen Endtemperatur ϑ_{∞} an.

Die Verwendung temperaturkonstanter effektiv-Wärmeübergangskoeffizienten und die damit einhergehende Linearisierung der thermischen Differentialgleichung (3.42) wirkt sich also auf den Verlauf der Temperatur-Zeit-Kurve aus. Der hier dargestellte Verlauffehler kann für die in dieser Arbeit behandelten Anwendungen als hinnehmbar betrachtet werden; es ist jedoch zu beachten, dass die Auswahl des effektiven Wärmeübergangskoeffizienten α_{eff} dabei eine entscheidende Rolle spielt.

Zur Bestimmung dieses Wertes nach Abschnitt 3.5 sollte die maximale im Problem zu erwartende Temperatur herangezogen werden. Bei Abkühlprozessen wird dadurch die zeitliche Steigung der Temperatur zum Anfangszeitpunkt eingehalten (vgl. (3.46)).

Im Inhomogenen Fall $s \neq 0$ wird die Bedeutung von α_{eff} besonders mit Blick auf (3.48) deutlich. Ein unpassend gesetzter Wert führt hier zu verfälschter Endtemperatur. U. u. kann der effektive Wärmeübergangskoeffizient nur iterativ bestimmt werden.

Für thermische Simulationen an einzelnen Zellen wurde daher die numerische Lösung von (3.42) verwendet.

3.8 Berechnung der Wärmekapazität

In Abschnitt 3.2 wurde der innere Aufbau und die Zusammensetzung einer 18650-Zelle beschrieben. Daraus wurden überschlägige Werte für die innere Wärmeleitfähigkeit abgeleitet. Diese Werte lassen sich allerdings nicht ohne weiteren Aufwand messen und überprüfen. In Abschnitt 3.6 wurde jedoch gezeigt, dass der Wärmeleitwiderstand für die Messauswertung vernachlässigt werden kann.

Die unter Abschnitt 3.2 abgeschätzten Werte der Wärmeleitfähigkeit sind vor diesem Hintergrund etwa für ein FEM-Modell hinreichend genau. In den FEM- und CFD-Simulationen im Rahmen dieser Arbeit wurden die unter Abschnitt 3.2 abgeschätzten Werte für die Wärmeleitfähigkeit λ_r und λ_z übernommen.

Einen erheblichen Einfluss auf das Temperatur-Zeit-Verhalten der Zelle hat hingegen die Wärmekapazität c . Dies wird durch einen Blick auf Gleichung (3.47) deutlich. Wir erkennen in dieser Näherung an die Lösung des Zelltemperaturproblems die Zeitkonstante δ der abklingenden Exponentialfunktion

$$\delta = \frac{c\rho}{\alpha_{\text{eff}}}. \quad (3.49)$$

Die volumenbezogene Wärmekapazität $c\rho$ hat Einfluss auf das Abklingverhalten des Exponentialterms. Eine Erhöhung der Wärmekapazität hätte beispielsweise die Verlangsamung eines Abkühlvorganges zur Folge.

Abkühlvorgänge konnten zudem experimentell untersucht werden. Die Zellen wurden zunächst durch konstanten Entladestrom auf eine erhöhte Temperatur gebracht. Auf die Entladungen folgte dann jeweils eine einstündige Strompause, in der die Batterie abkühlte. Dieser Temperaturabfall wurde dabei aufgezeichnet.

In Abb. 3.15 sind numerische Lösungen der nichtlinearen Differentialgleichung 3.42 zu verschiedenen Werten für $c\rho$ dargestellt. Außerdem ist ein real gemessener Temperaturverlauf einer abkühlenden 18650-Zelle aufgetragen. Nach diesem richtet sich auch die Anfangsbedingung der Differentialgleichungen $\vartheta(t=0)$. Der Randwärmestrom J wurde gemäß Abschnitt 3.5 berechnet.

Mit einer least-square-Routine konnte anhand des gemessenen Temperaturverlaufs durch Variation der Wärmekapazität $c\rho$ in Gleichung (3.42) der zutreffende Wert für die Batteriezelle $(c\rho)_{\text{fit}}$ ermittelt werden. Der berechnete Temperaturverlauf unter der so bestimmten Wärmekapazität ist hervorgehoben ebenfalls mit eingetragen.

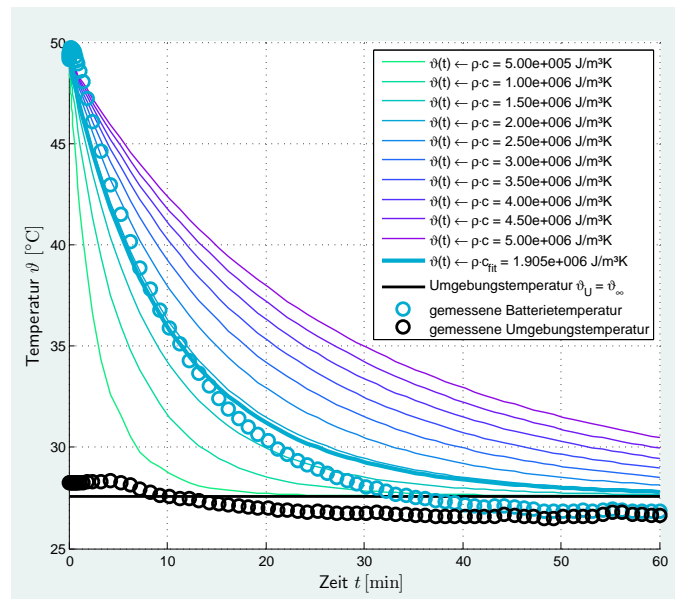


Abbildung 3.15: Abkühlkurven bei verschiedenen angenommenen Wärmekapazitäten. Dazu der gemessene Temperaturverlauf. Mit Hilfe einer Optimierungsroutine kann der Zelle eine Wärmekapazität zugeordnet werden.

Durch das Auswerten mehrerer Abkühlkurven wurde schließlich für jedes Batteriemodell ein Wert der Wärmekapazität gemittelt. Für die weitere Messauswertung sowie die thermische Modellierung der Zellen wird dieser Wert verwendet. Bekannt ist damit zunächst die volumenspezifische Wärmekapazität $c\rho$ als Produkt von Dichte und massenbezogener Wärmekapazität. Die Dichte ρ wurde durch Wiegen einer Zelle bestimmt; das Volumen der Zelle ist durch Länge und Durchmesser bekannt.

Eine Übersicht über alle relevanten Eigenschaften der untersuchten Batterie ist im Anhang zu finden.

3.9 Messung der Wärmequelle

Die Bestimmung der Wärmequellendichte von Batteriezellen im Betrieb durch Messung der Temperaturverläufe wurde für verschiedene Lastfälle durchgeführt.

Die Vorgehensweise der Auswertung wird im folgenden Abschnitt anhand der Untersuchung bei Entladung durch konstante Ströme zwischen 1 A und 5 A beschrieben. Im darauf anschließenden Abschnitt wird die Erzeugung und Bestimmung einer zeitlich konstanten Wärmeleistung dargestellt.

3.9.1 Wärmeentwicklung bei Entladung mit konstanten Strömen

Der Versuchsaufbau und -durchführung wurden bereits in Abschnitt 3.3 beschrieben. Die Messdaten wurden in Form von Textdateien exportiert und anschließend mit MATLAB-Programmen ausgewertet.

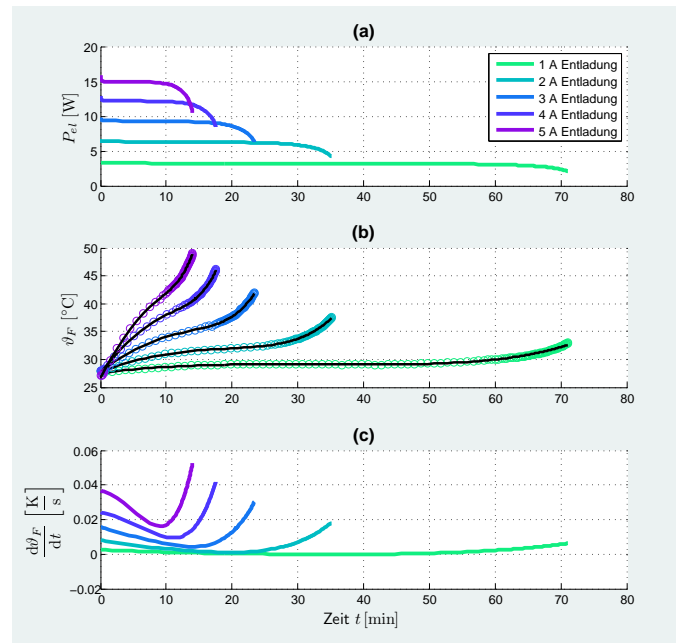


Abbildung 3.16: Entladung einer 18650-Zelle mit konstanten Strömen von 1 A bis 5 A. a) Elektrische Leistung. b) Zelltemperatur – gemessen an der Oberfläche. c) Zeitableitung der Zelltemperatur.

Abbildung 3.16a zeigt die entnommene elektrische Leistung $P_{el} = I_{DC} U$ im zeitlichen Verlauf. Die einzelnen Farben repräsentieren dabei jeweils einen Entladestrom. Dieses Farbschema setzt sich in den nachfolgenden Diagrammen fort.

Abbildung 3.16b zeigt die zeitlichen Temperaturverläufe der 18650-Zelle während der Entladevorgänge. Dabei stellen die Kreise die gemessenen Temperaturwerte dar.

Gleichung (3.42) beschreibt das zeitliche Temperaturverhalten von zylindrischen Körpern mit kleinen Biot-Zahlen. Dort werden neben den Temperaturverläufen auch deren zeitliche Ableitungen benötigt. Aus diesem Grund wurden Näherungspolynome zu den Messwerten als Funktionen der Zeit $\vartheta(t)$ mit gebildet. Diese sind als schwarze durchgezogene Linien aufgetragen. Aus diesen Polynomen lassen sich bequem Annäherungen an die Zeitableitungen $\frac{dT}{dt} = \frac{d\vartheta}{dt}$ bilden. Diese Zeitableitungen sind in Diagramm 3.16c dargestellt.

Multipliziert mit Wärmekapazität und Dichte der Zelle bilden diese Kurven schließlich den ersten Term auf der rechten Seite von (3.42).

Die restlichen Terme lassen sich aus der gemessenen Zell- und Umgebungstemperatur bestimmen. Dies wurde in Abschnitt 3.5 beschrieben.

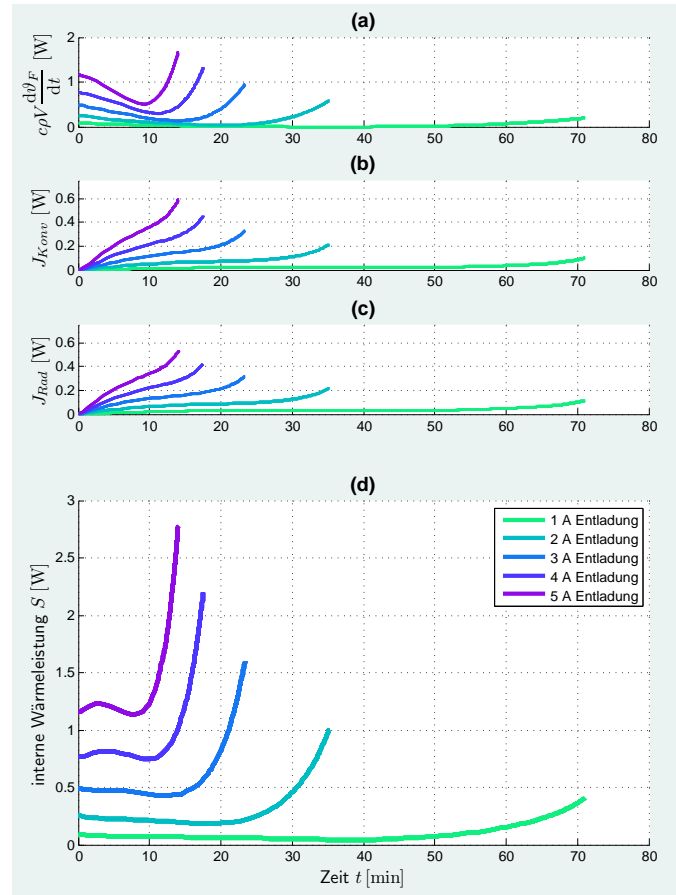


Abbildung 3.17: Berechnung der Wärmeleistung (d) zu konstanten Entladeströmen durch Addition von Zellerwärmung (a) und Wärmeabgabe (b), (c).

Abb. 3.17 zeigt die Berechnung der Wärmequelle nach (3.42) für die fünf Entladeströme. Die berechneten Werte für die Wärmeleistungsdichten $\left[\frac{W}{m^3}\right]$ sind dort jeweils mit dem Zellvolumen multipliziert um die absolute Wärmeleistung [W] zu erhalten.

Diagramm 3.17a zeigt jeweils die Wärmemenge, die vom Zellkörper aufgenommen wird und sich in seiner zeitlichen Erwärmung äußert. Diagramme 3.17b und 3.17c zeigen die über die Oberfläche F abgegebenen Wärmestrom $J = \int_{(F)} j dF$, aufgeteilt in einen durch Konvektion und einen durch Strahlung übertragenen Teil.

In 3.17d sind schließlich die Summen der einzelnen Leistungswerte gezeigt, die nach Gleichung (3.42) die gesuchten Wärmeleistungen angeben.

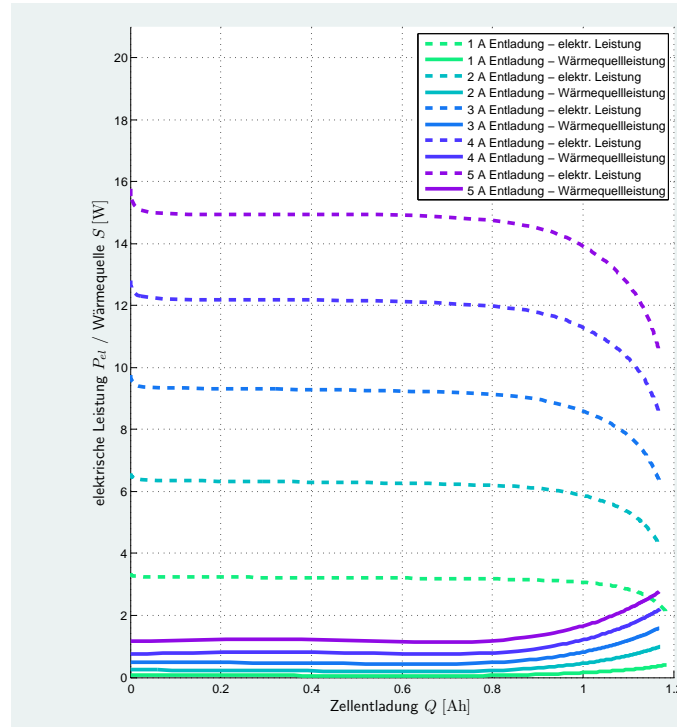


Abbildung 3.18: elektrische Leistung und Wärmeleistung einer 18650-Zelle bei verschiedenen konstanten Entladeströmen.

Abbildung 3.18 zeigt die berechneten Wärmeleistungen zu den verschiedenen Entladeströmen im Vergleich zu den jeweils entnommenen elektrischen Leistungen. Hier sind die Werte nicht über die Zeit, sondern über die Zellentladung $Q = \int I_{DC} dt$ aufgetragen.

In den Zeitverläufen der elektrischen Leistung eint alle behandelten Entladeströme eine verbindende Charakteristik. Nach Beginn des Ladevorganges bleibt die Spannung zunächst über längere Zeit auf fast konstantem Niveau. Nach dem Überschreiten von etwa $\frac{2}{3}$ der Ladekapazität fällt die Spannung jedoch rapide ab (vgl. Abb. 3.3a, S. 14). Dies äußert sich auf Grund der konstanten Entladeströme direkt in einem Abfall der elektrischen Leistung (Abb. 3.18).

Diese Charakteristik ist auch in den Verläufen der Wärmeleistung wiederzufinden. Diese fällt jedoch nach $\frac{2}{3}$ der Kapazität nicht ab, sondern nimmt zu. Ebenso wie die elektrische Leistung bleibt die Wärmeleistung während der ersten $\frac{2}{3}$ des Entladevorganges näherungsweise konstant.

Im Folgenden werden die Ergebnisse hinsichtlich eventueller Gesetzmäßigkeiten zwischen gemessener Wärmeleistung und elektrischen Parametern

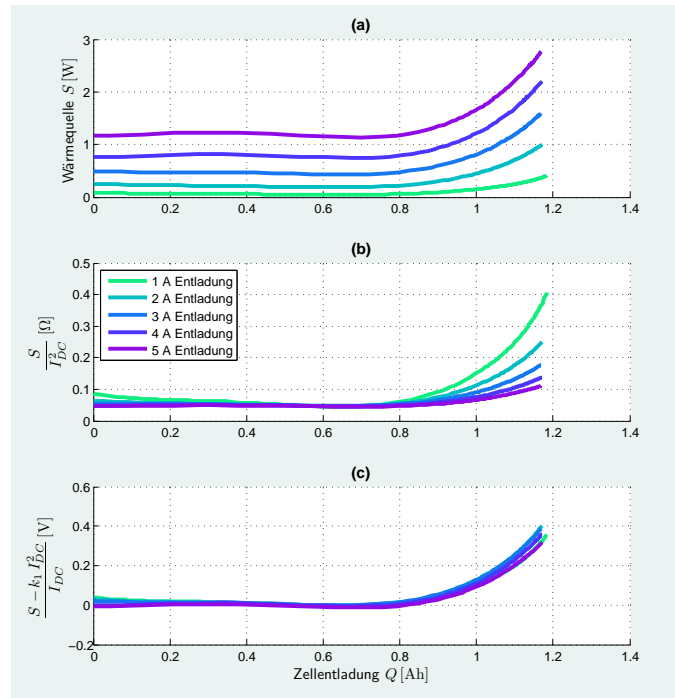


Abbildung 3.19: Auswertung der Wärmequellverläufe zur Beschreibung der Wärmeleistung durch Entladestrom und Entladetiefe

untersucht. In Abb 3.19a ist nochmals die Wärmeleistung über den Ladezustand dargestellt.

Im Schlusssatz zu Abschnitt 3.3 wird die Vermutung einer quadratischen Abhängigkeit zwischen Entladestrom und Wärmeleistung geäußert. Ein solcher Zusammenhang ist aufgrund möglicher Effekte Joulescher Wärme etwa am Innenwiderstand plausibel. Weitere Wärmequellen in der Batterie wie von Jossen ([JW06], [Jos11]) beschrieben, werden hier zusätzlich berücksichtigt und dabei vereinfachend als proportional zum Strom I angenommen. Es wird zur Formulierung der zellinternen Wärmeleistung S der Ansatz einer quadratischen Funktion

$$S = k_1 I^2 + k_2 I \quad (3.50)$$

verfolgt.

Zur Abschätzung des Parameters k_1 wird zunächst die berechnete Wärmeleistung durch das Quadrat des jeweils vorliegenden Entladestroms dividiert.

Abb. 3.19b zeigt das Ergebnis. Hier ist zu beobachten, dass dieser Wert über einen weiten Bereich des Entladezustandes $0 < q < \frac{2}{3}$ für alle Entladeströme in etwa konstant bleibt.

Dieser Wert stellt als Quotient aus einer Leistung zu einem Quadrat eines Stromes einen elektrischen Widerstand dar und beträgt im beschriebenen konstanten Bereich etwa $48 \text{ m}\Omega$.

Ein Standardverfahren zur Messung des Innenwiderstandes an Batterien ist die Impedanzspektroskopie. Sie stellt ein Verfahren der Messung der Frequenzantwort einer Batterie auf eine angelegte Klemmenspannung dar. In der Nyquist-Darstellung treten Ohmsche Widerstände als Realteil der Impedanzwerte in Erscheinung. An diesem Bild können Innenwiderstände methodisch abgelesen werden [YSWZ10].

An der hier untersuchten Zelle wurde eine Impedanzspektroskopie durchgeführt. Dadurch konnte in guter Übereinstimmung mit dem beobachteten effektiven Heizwiderstand ein Innenwiderstand von $45 \text{ m}\Omega$ identifiziert werden. Der Parameter k_1 in (3.50) wurde auf

$$k_1 = 48 \text{ m}\Omega \approx R_I = 45 \text{ m}\Omega \quad (3.51)$$

gesetzt. Der zweite Parameter k_2 kann durch Umstellen von (3.50) bestimmt werden:

$$k_2 = \frac{S - k_1 I^2}{I}. \quad (3.52)$$

Abb. 3.19c zeigt die Ergebnisse zu (3.52) über den Ladezustand. Es fällt auf, dass k_2 bei allen Entladeströmen qualitativ denselben Verlauf zeigt. Der Entladestrom ist also für k_2 unspezifisch.

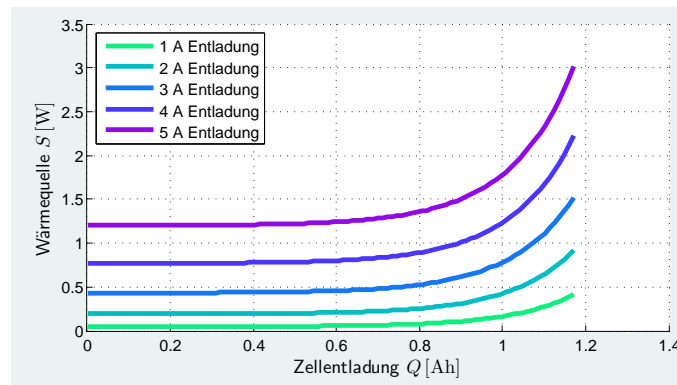


Abbildung 3.20: Rückrechnung der Wärmeleistung nach (3.50) (vgl. Abb. 3.19a).

Über einen exponentiellen Ansatz wurde eine Näherungsfunktion für $k_2 = f(q)$ bestimmt. Dadurch konnte mit (3.50) die Wärmeleistung überschlägig als Funktion des Entladestroms und der Ladezustandes ausgedrückt werden. Abb. 3.20 zeigt die nach Gl. 3.50 bestimmten Wärmeleistungen. Man vergleiche mit Abb. 3.19a.

3.9.2 Konstante Wärmequelle

Von technischer Bedeutung ist das thermische Langzeitverhalten einer Batterie mit einer über einen längeren Zeitraum hinweg konstant wirkende Wärmequellendichte. In Abschnitt 3.6 wurde für den Aufwärmprozess bei konstanter Wärmequelle eine Zeitkonstante von 747 s berechnet, wodurch bei konstanter Wärmequelle erst nach etwa 1 h eine stationäre Zelltemperatur erwartet werden kann.

Aufgrund der begrenzten Ladekapazität und der darüber hinaus in Abschnitt 3.9.1 gezeigten mit dem Ladezustand veränderlichen Wärmequelle sind hohe und dabei über längere Zeiträume hinweg konstante Wärmequellendichten nicht durch einfaches Be- oder Entladen zu erreichen.

Durch einen sinusförmig angelegten Klemmenstrom mit wechselndem Vorzeichen konnte jedoch eine quasi-konstante Wärmequellendichte in einer Zelle über große Zeitspannen von mehreren Stunden realisiert werden:

$$I_{Kl} = 3 A \sin\left(\frac{t \pi}{60 s}\right). \quad (3.53)$$

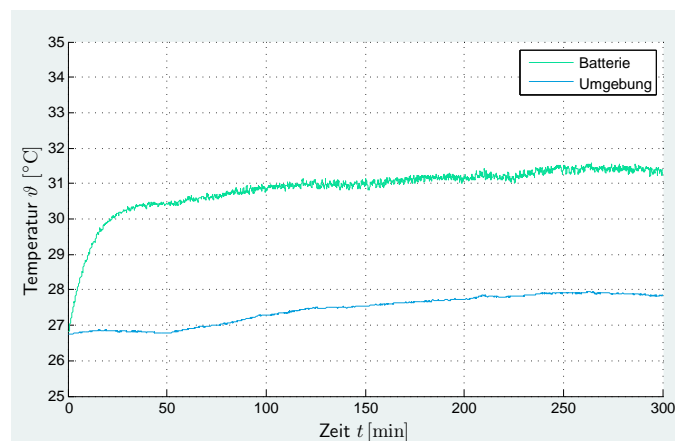


Abbildung 3.21: Temperaturverlauf bei sinusförmigem Klemmenstrom mit wechselndem Vorzeichen. Man erkennt die Zeitkonstante und die Anpassung an die Umgebungstemperatur.

Abb. 3.21 zeigt den gemessenen Temperaturverlauf an einer Zelle bei einem angelegten Klemmenstrom mit alternierendem Vorzeichen gemäß (3.53). Im Diagramm wurde außerdem die gemessene Umgebungstemperatur eingetragen.

Die Bestimmung der Wärmequelle erfolgte analog zu Abschnitt 3.9.1. Abb. 3.22 zeigt die Ergebnisse zur Wärmeleistung bei schnell wechselnder Be- und Entladung durch sinusförmigem Klemmenstrom.

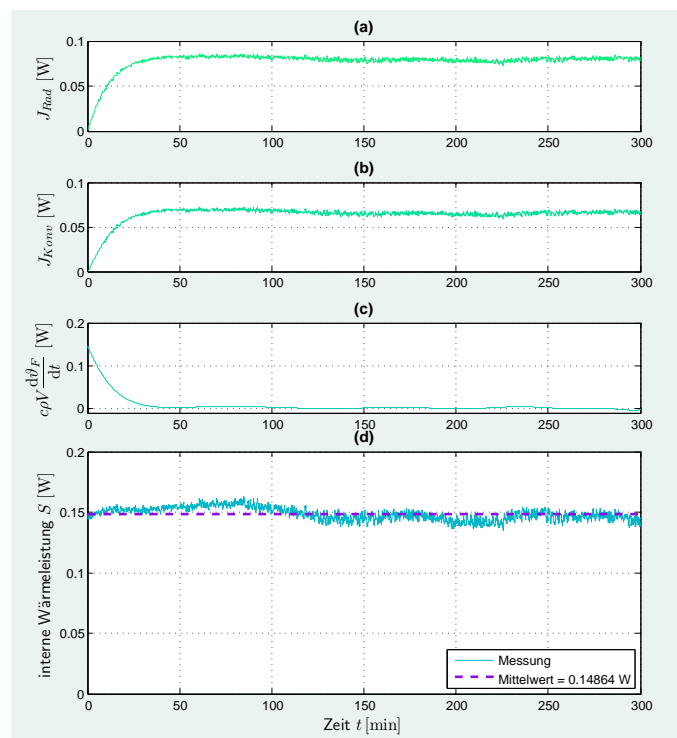


Abbildung 3.22: Berechnung der Wärmequelle bei quasi-konstanter Wärmequelle durch sinusförmigen Klemmenstrom

Kapitel 4

Modellierung durch CFD

Die Abschätzung der Wärmeabfuhr an Festkörpern durch Konvektion lässt sich wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben unter Zuhilfenahme von empirischen Tabellenwerken nur durch eine Abstraktion der betrachteten Körper zu sehr einfachen Geometrien vornehmen. Weichen Körpergeometrie und Abstraktion jedoch stark voneinander ab, verlieren diese empirischen Näherungsformeln an Aussagekraft. Wärmequellen sehr komplexer Geometrie lassen sich schließlich gar nicht mehr sinnvoll durch Abstraktionen darstellen.

Auch die Berechnung der Wärmeabgabe durch Strahlung ist nur unter sehr einfachen Bedingungen überschaubar – etwa wenn der Umgebung eines Wärme abgebenden Körpers näherungsweise eine konstante Temperatur zugeordnet werden kann. Tritt jedoch beispielsweise ein zweiter, benachbarter, ebenfalls Wärme abgebender Körper hinzu, so muss auch der Einfluss dessen Oberflächentemperatur berücksichtigt werden – je nach Anteil der Fläche, den dieser Körper im Sichtfeld des ersten Körpers einnimmt. Derselbe Effekt ist auch auf den zweiten Körper anzuwenden. Wir erhalten ein gekoppeltes System und erkennen, dass bereits für wenige strahlende Körper ein sehr aufwendiges Rechenmodell nötig sein kann.

Um auch Aussagen über das thermische Verhalten bei Batteriesystemen komplexer Geometrie und Kühlung treffen zu können, wurden CFD-Modelle von Batterien und umgebendem Strömungsfeld erstellt. In dieser Arbeit wurde dazu das CFD-Tool ANSYS/Fluent verwendet. In diesem Tool stehen auch mehrere Modelle zur Simulation von Effekten der Wärmestrahlung zur Verfügung.

4.1 Navier-Stokes-Gleichungen

Strömungszustände newtonscher Fluide lassen sich sehr genau durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben. Sie können in der Form

$$\rho \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + \rho (\vec{w} \cdot \vec{\nabla}) \vec{w} = \vec{f} - \vec{\nabla} p + \eta \vec{\nabla}^2 \vec{w} + \left(\frac{1}{3} \eta + \mu \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{w}) \quad (4.1)$$

ausgedrückt werden.

Eine analytische Lösung dieser Gleichungen ist nur für wenige Sonderfälle möglich. Auch die numerische Behandlung der Navier-Stokes-Gleichungen ist aufgrund ihrer Nichtlinearitäten sehr schwierig. In CFD-Anwendungen wird daher meist nach einer Gültigkeit vereinfachender Annahmen gesucht und die Gleichungen anschließend in aufwendigen Verfahren iterativ gelöst.

Bei vielen Problemen kann das Fluid als inkompressibel angenommen werden. Damit reagiert die Dichte ρ nicht auf Normalspannungen und die Navier-Stokes-Gleichungen vereinfachen sich zu

$$\rho \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + \rho (\vec{w} \cdot \vec{\nabla}) \vec{w} = \vec{f} - \vec{\nabla} p + \eta \vec{\nabla}^2 \vec{w}. \quad (4.2)$$

[Bau10]

Diese Vereinfachung ist den allermeisten Fällen bei Flüssigkeiten aufgrund ihres sehr hohen Kompressionsmoduls sinnvoll. Das spezifische Volumen von Gasen hingegen reagiert sehr viel empfindlicher auf Druckänderungen. Die Dichte ist dabei nach der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase proportional zum Druck.

Die Inkompressibilität eines Gases kann daher nur bei ausreichend kleinem Druckgradienten innerhalb des Berechnungsgebiets angenommen werden. Dies ist bei *Mach*-Zahlen $Ma < 0,3$, also bei Strömungsgeschwindigkeiten weit unterhalb der Schallgeschwindigkeit des behandelten Fluids der Fall. Dieser Fall liegt auch bei den hier behandelten freien Konvektionströmungen vor. Die Strömungsgeschwindigkeiten liegen hier etwa in der Größenordnung $w < 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Bei thermischen Problemen erfolgt darüber hinaus auch eine Behandlung der thermischen Größen. Hierzu wird die Wärmeleitungsgleichung, die in Abschnitt 3.4 vorgestellt wurde, hinzugezogen. Da diese bisher nur den rein konduktiven Wärmetransport, der in Festkörpern vorliegt, beschreibt, muss die Gleichung um einen Konvektionsterm erweitert werden.

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) + c\rho \vec{\nabla} \cdot (T\vec{w}) + s. \quad (4.3)$$

Das Strömungsfeld \vec{w} wird zunächst durch Vereinfachungen der Navier-Stokes-Gleichungen berechnet. Anschließend wird das Temperaturfeld berechnet. Werden die Stoffgrößen wie bei freien Konvektionsvorgängen maßgeblich durch Temperatur beeinflusst, muss eine Kopplung beider Gleichungen vorgenommen werden. Dies erfolgt iterativ. Ist das Temperaturfeld nach einer ersten Iteration bekannt, werden daraus die lokalen Fluideigenschaften berechnet und der nächste Iterationsschritt kann angetreten werden.

4.2 Boussinesq-Approximation

Bei Strömungsvorgängen, die durch natürliche Konvektion dominiert sind, nimmt die Temperaturabhängigkeit der Stoffgrößen erheblichen Einfluss auf das Strömungsbild. Die damit verbundenen Größenänderungen sind klein und die im hier behandelten Fall der natürlichen Konvektion dennoch einzige Ursache für eine Fluidbewegung.

Eine weitere Vereinfachung der mathematischen Modelle zu Strömungen mit Wärmeübergang unter Gravitationseinfluss kann mit der *Boussinesq-Approximation* getroffen werden. In dieser Annahme reduziert sich der Temperatureinfluss der Stoffeigenschaften allein auf die Dichte im Auftriebsterm der Navier-Stokes-Gleichungen. Für diese wird durch den thermischen Ausdehnungskoeffizienten β vereinfachend ein linearer Zusammenhang zur Temperatur hergestellt.

$$\vec{f} = \rho \vec{g} = \rho_0 \beta (\Delta T) \vec{g} \quad (4.4)$$

Hierbei ist ρ_0 die bei einer bestimmten Bezugstemperatur vorliegende Dichte. Die Dichte im instationären und im konvektiven Term sowie alle übrigen Stoffgrößen bleiben konstant und temperaturunabhängig.

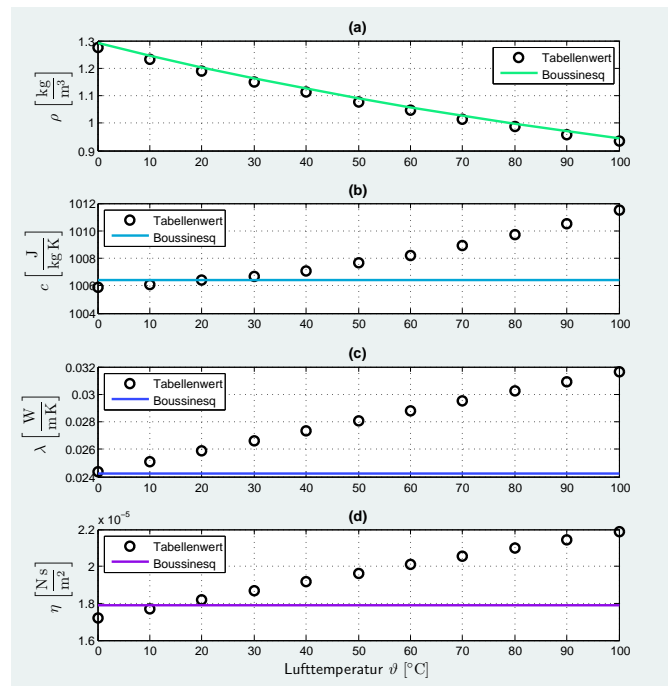


Abbildung 4.1: Stoffwerte von Luft nach Fluent-StandardEinstellung bei Boussinesq-Approximation und nach VDI-Wärmeatlas. (a) Dichte. (b) Wärmekapazität. (c) Wärmeleitfähigkeit. (d) Viskosität.

Abb. 4.1 zeigt einen Vergleich der Stoffwerte nach VDI-Wärmeatlas und der in den CFD-Modellen verwendeten Stoffparameter unter Verwendung der Boussinesq-Approximation.

Im Ansys-Handbuch [N.N11a] wird die Boussinesq-Approximation für eine schnellere Konvergenz bei freien Konvektionsströmungen empfohlen. Voraussetzung dabei ist eine ausreichend kleine Dichteänderung, die durch den Zusammenhang $\beta(T - T_0) \ll 1$ beschrieben wird.

Ferziger und Perić [FP08] nennen auftretende Fehler in der Größenordnung von 1 % wenn die Temperaturdifferenzen in der Luft unter 15 K liegen.

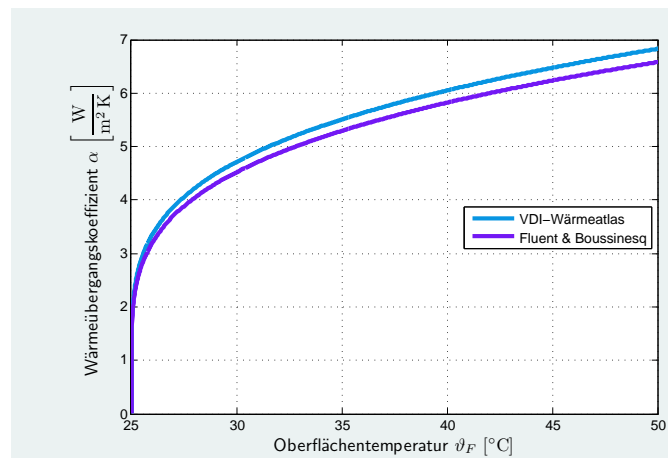


Abbildung 4.2: Wärmeübergangskoeffizient berechnet durch unterschiedliche Stoffwerte von Luft

Ein Vergleich der Auswirkungen auf die berechnete konvektive Wärmeabfuhr durch die zur Simulation herangezogenen Stoffeigenschaften ist in Abb. 4.2 dargestellt. Dort wurde der frei-konvektive Wärmeübergangskoeffizient am horizontal ausgerichteten Zylinder mit einem Radius von 9 mm zu verschiedenen Stoffwerten berechnet – einmal mit den Werten aus dem VDI-Wärmeatlas [Ver06], die auch in Abschnitt 3.5.2 vorgestellt wurden. Eine zweite Rechnung zieht die Stoffwerte heran, die auch in den späteren CFD-Simulationen verwendet wurden (vgl. Abb. 4.1). In der zweiten Berechnung wurde außerdem der Boussinesq-Ansatz angewandt.

Die Abweichung zwischen beiden Ergebnissen liegt im Mittel bei knapp 4 %. In Abschnitt 4.4 wird gezeigt, dass der Modellierungsfehler, der durch die Abbildung einer freien Luftumgebung entsteht, etwa in derselben Größenordnung liegt.

Unterscheidungen zwischen den beiden Luftmodellen werden vor diesem Hintergrund vernachlässigt. In allen CFD-Simulationen wurde zur Modellierung von Luft die Boussinesq-Approximation verwendet.

4.3 Einfluss der Rayleigh-Zahl

Natürliche Konvektionsströmungen sind nicht allein durch die Geometrie der Randbedingungen komplex.

Anders als bei Strömungen ohne Wärmetransport treten hier neben den kinetischen auch thermische Größen auf. So wird das System insgesamt durch wenigstens acht Parameter bestimmt – diese Anzahl erhöht sich je nach Ansprüchen an die Beschreibung der Geometrie.

Eine Reduzierung dieser Parameter unter Zuhilfenahme von dimensionslosen Ähnlichkeitskenngrößen wird von Laurien und Oertel [LO11] beschrieben. Eine bedeutende Kennzahl stellt hierbei die Rayleigh-Zahl

$$Ra = \frac{\rho^2 c g l^3}{\lambda \eta} \beta \Delta \vartheta \quad (4.5)$$

dar (vgl. (3.27)). Sie ist im Wesentlichen als Verhältnis von Auftriebs- zu viskosen und diffusiven Kräften zu verstehen [Kac09] und enthält die erwähnten acht Parameter – darunter eine charakteristische Länge l . Letztere geht in dritter Potenz in die Ra-Zahl ein. Das Strömungsverhalten reagiert also sehr empfindlich auf die allgemeine Größe des Strömungsfeldes. Ähnlichkeiten im Strömungsfeld können nicht bei isometrischer Skalierung der Feldgeometrie erwartet werden.

Eine weitere Kenngröße zur Beschreibung der freien Konvektionsströmung ist die Prandtl-Zahl. Diese ist eine reine Stoffgröße und stellt die kinematische Viskosität eines Fluids ins Verhältnis zu seiner Temperaturleitfähigkeit.

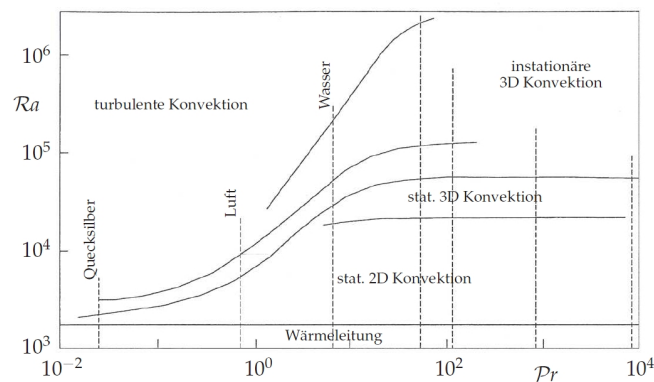


Abbildung 4.3: Phasendiagramm der Strömungszustände in der Ra-Pr-Ebene nach Krishnamurti (1973) [Kac09].

Abb. 4.3 zeigt den Einfluss von Ra und Pr auf den Strömungszustand bei einer Rayleigh-Bénard-Strömung. Diese stellt eine idealisierte Form des freien konvektiven Wärmeaustausches dar: Das Wärme übertragende Fluid

befindet sich zwischen zwei parallelen, horizontal ausgerichteten Platten, von denen die untere auf höherer Temperatur gehalten wird als die obere. Der Plattenabstand geht hier als charakteristische Länge l in die Rayleigh-Zahl ein.

Für den gesamten dargestellten Bereich $10^{-2} < Pr < 10^4$ liegt unterhalb der kritischen Rayleigh-Zahl $Ra \approx 1700$ (vgl. [Boo96]) reine Wärmeleitung ($Nu = 1$) vor. Luft hat eine Prandtl-Zahl von etwa $Pr = 0,71$. Für diesen Fall treten stationäre Konvektionsströmungen bei Rayleigh-Zahlen im Bereich $1700 < Ra < 10^4$ auf.

In einem CFD-Modell wurde das Strömungsverhalten von Luft zu verschiedenen Rayleigh-Zahlen überprüft. Dazu wurde ein quadratisches 2D-Feld erzeugt. Dieses stellt einen luftgefüllten Raum dar. Die beiden vertikalen Seiten wurden als adiabate Wände definiert. Die untere Seite wurde als Wand mit konstanter Temperatur 310 K definiert, die obere Seite analog mit 300 K. Die Variation der Rayleigh-Zahl findet allein durch Skalierung der gesamten Geometrie statt. Dazu wurden dem Netz beim Import in Fluent durch den Befehl *Scale* verschiedene Abmaße zugeordnet. Tabelle 4.1 zeigt die Ergebnisse der durchgeführten Rechnungen.

Kantenlänge	Ra-Zahl	Analyseart	Strömungsverhalten
10 mm	$1,197 \cdot 10^3$	steady-state	stationär
20 mm	$9,577 \cdot 10^3$	steady-state	stationär
50 mm	$1,496 \cdot 10^5$	transient	instationär
100 mm	$1,197 \cdot 10^6$	transient	instationär
1000 mm	$1,197 \cdot 10^9$	transient	instationär

Tabelle 4.1: Übersicht der untersuchten Ra-Zahlen

Eine grafische Darstellung der Simulationsergebnisse zu den untersuchten Strömungsfeldern ist in Abb. 4.4 zu finden. Das Ergebnis bestätigt den in Abb. 4.3 dargestellten Zusammenhang zwischen Rayleigh-Zahl und Strömungsverhalten und zeigt zugleich den zusätzlichen numerischen Aufwand bei Simulationen von instationären Strömungen auf. Bei zu erwartender stationärer Strömung konvergierten die Residuen stets bei einer stationären (*steady-state*) Simulation. Bei dieser Einstellung sucht der CFD-Solver nach einer stationären Lösung des Problems.

Bei höheren Rayleigh-Zahlen hingegen konnte ein Abfallen der Residuen nur durch eine instationäre (*transient*) Simulation erreicht werden. Dabei werden zeitliche Änderungen des Problems mit abgebildet. Diese Analyseart ist sehr viel aufwendiger als stationäre Simulationen. Die zeitliche Dimension wird in einzelnen Zeitschritten diskretisiert und zu jedem dieser Zeitschritte wird der Strömungszustand einzeln berechnet. Die notwendige zeitliche Auflösung hängt dabei u. A. vom Strömungsbild ab und muss ggf. durch Testrechnungen bestimmt werden. Die hier durchgeführten insta-

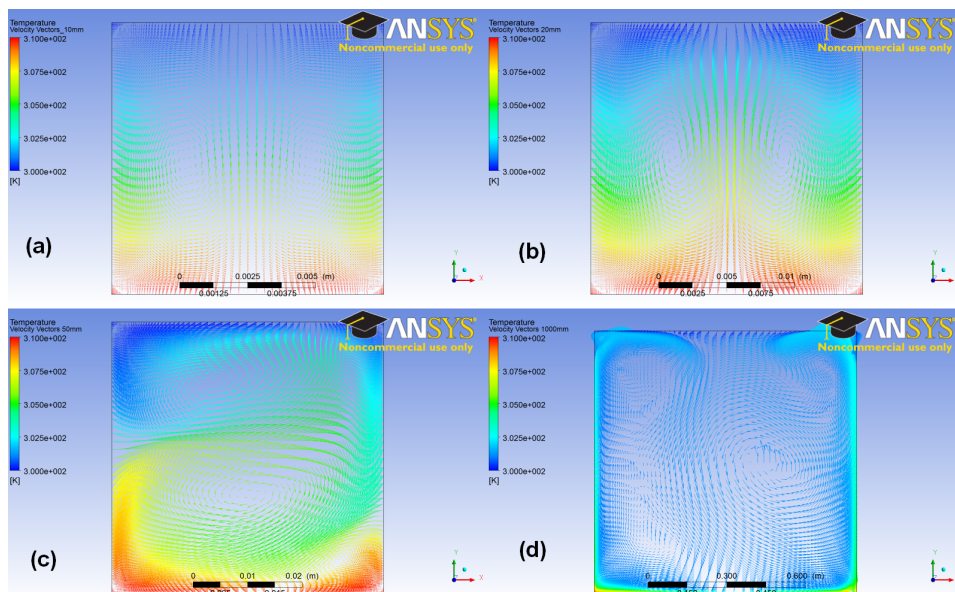


Abbildung 4.4: Vier geometrisch ähnliche 2D-Rayleigh-Bénard-Strömungsfelder mit verschiedenen Abmaßen. Pfeile stellen Geschwindigkeitsvektoren dar, Falschfarben repräsentieren die Temperatur. Das Strömungsfeld variiert und wird mit Überschreiten einer bestimmten Rayleigh-Zahl instationär.

tionären Untersuchungen bilden Strömungszeiten (*Flow time*) von 100 s ab. Dabei wurde jeweils eine Zeitschrittweite (*time step size*) von 1 s eingestellt.

Die Rechenzeit bei den stationären Simulationen betrug etwa 2 min; für die instationären Berechnungen wurden hingegen jeweils etwa 25 min benötigt.

Bei Batteriesimulationen sind jedoch weitaus größere Zeitskalen als 100 s von Bedeutung. Eine Berechnung der thermische Zeitkonstante einer einzelnen 18650-Zelle wurde in Abschnitt 3.4 durchgeführt. Einige im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte CFD-Simulationen einer einfachen 2D-Geometrie, die 5 h Strömungszeit abbildeten, haben jeweils 19 h Rechendauer eingenommen, da instationär gerechnet werden musste.

Angesichts der praktischen Unbedeutsamkeit des Strömungsbildes bei rein thermisch motivierten Simulationen wird der Einsatz von CFD-Methoden bei instationärer Strömung damit unwirtschaftlich.

Zur Abschätzung des thermischen Verhaltens von Batteriesystemen ist jedoch auch eine Simulation der Strahlungs- und Konvektionsvorgänge notwendig. Die mitunter sehr komplexe Geometrie von Batteriesystemen macht dabei CFD-Methoden für diese Anwendung prinzipiell sehr geeignet.

Vor diesem Hintergrund wird im folgenden Kapitel nach Möglichkeiten gesucht, instationäre Strömungseffekte in CFD-Simulationen der freien Konvektion – unter Beibehaltung realitätsnaher Wärmeströme – zu vermeiden.

Strömungsfelder, die sich stationär verhalten, ermöglichen zudem bei instationärer Analyse die Verwendung einer nahezu beliebigen Zeitschrittweite. Dadurch können bei langen abgebildeten Strömungszeiträumen erhebliche Einsparungen in der Rechenzeit ermöglicht werden.

4.4 Untersuchungen zur Modellierung von freier Konvektion

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der Übergang vom stationären zum instationären Verhalten einer Rayleigh-Bénard-Strömung unter Erhöhung der Rayleigh-Zahl beschrieben.

Bei der konvektiven Wärmeabgabe von einer Batterie an die Umgebungsluft liegt ein konzeptionell vergleichbares Problem vor, jedoch bei stark abgewandelter Geometrie. Während beim Rayleigh-Bénard-Versuch der Wärmeübertrag zwischen zwei gleich großen, horizontalen Flächen stattfindet, ist die Kontur der Wärme abgebenden Batterie als eine geschlossene, endliche Fläche mit umlaufendem Normalenvektor innerhalb eines luftgefüllten Umgebungsgebietes unbestimmter Größe zu betrachten.

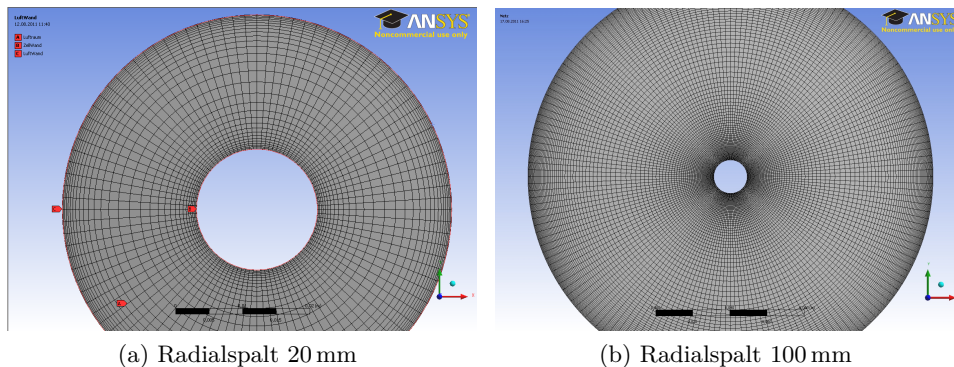


Abbildung 4.5: Zwei 2D-Netze für die Modellierung einer konzentrischen Abwandlung der Rayleigh-Bénard-Strömung. Am inneren Rand herrscht die höhere Temperatur, am äußeren Rand die niedrige.

Um eine bessere Entsprechung der simulierten Strömungsfelder zur konvektiven Batteriekühlung zu erhalten, wird die im klassischen Rayleigh-Bénard-Aufbau vorgesehene parallel-horizontale Ausrichtung der Wärmetauscher nachfolgend zu einer konzentrischen Konfiguration abgewandelt.

Untersuchungen an dieser konzentrischen Variation der Rayleigh-Bénard-Konvektionsströmung sollen helfen, Erkenntnisse über geeignete Modellierungsmethoden der freien Umgebungsluft von batterieähnlichen Geometrien zu gewinnen.

Für die nun nachfolgenden Untersuchungen wird zunächst ein ringförmiges Strömungsfeld, begrenzt durch zwei konzentrische Kreise, herangezogen (Abb. 4.5). Der Radius des inneren Kreises soll dabei in Entsprechung zur häufig behandelten 18650-Zelle $R_I = 9\text{ mm}$ betragen. Der Radius des äußeren Kreises soll nun durch den radialen Abstand zum inneren Kreis - im folgenden *Radialspalt* G_r genannt - definiert werden. Die Batterie soll in diesem Modell noch nicht als Festkörper mit abgebildet werden – es wird zunächst mit der Definition einer konstanten Temperatur als Randbedingung am inneren Radius gearbeitet. Randbedingung am Außenradius ist ebenfalls eine feste Temperatur, die unter der am Innenrand herrschenden Temperatur liegt.

Von vorrangiger Bedeutung an diesen Untersuchungen ist das experimentelle Auffinden eines optimalen Radialspalts.

In Abschnitt 4.3 wurde gezeigt, dass mit dem Überschreiten eines Grenzwertes der Größe eines Strömungsgebietes stets ein instationäres Strömungsverhalten auftritt. Es wird erwartet, dass dieser Zusammenhang allgemein für das Skalieren jeder Geometrie unter Beibehaltung der geometrischen Ähnlichkeit gilt. Die kritische Rayleigh-Zahl für die Rayleigh-Bénard-Strömung kann jedoch nicht auf das konzentrische Problem übertragen werden, da hier eine grundlegend abweichende Geometrie vorliegt. Ein zu großer Radialspalt führt also zu unerwünschten instationären Strömungen.

Der Radialspalt darf jedoch auch nicht beliebig klein sein, wenn er ein unendlich großes Luftgebiet abbilden soll. Bei zu kleinem Radialspalt treffen die beiden Grenzschichten an Wärmequelle und Außenwand aufeinander. Dieser Effekt verfälscht das Strömungsfeld bei kleinem Radialspalt gegenüber einem Strömungsfeld bei unendlich ausgedehnter Luftumgebung und es ist ein mit abnehmendem Radialspalt wachsender Fehler zu erwarten.

Alle Untersuchungen werden zu verschiedenen Temperaturen am Innenrand durchgeführt. Die Außenrandtemperatur bleibt dabei in allen Simulationen konstant.

Schließlich soll eine geeignete Randbedingung zur Simulation von in weiter Entfernung ruhender Luft am äußeren Rand des Strömungsfeldes gesucht werden. Dabei werden zwei Ansätze verfolgt:

Wall. Der äußere Rand wird als Wand mit fester Temperatur definiert. Luft kann weder ein- noch ausströmen. Aufgewärmte Luft kühlt sich beim Strömen entlang der Wand ab.

Pressure Outlet. Es wird ein Ein- und Ausströmrand gebildet. Dabei kann ein Überdruck definiert werden, um Einfluss auf den einströmenden Massenstrom zu nehmen. Dieser Drucküberschuss wird auf Null gesetzt. Dadurch kann über den Rand Luft frei ein- und ausströmen. Die Eigenschaften einströmender Luft richten sich dabei nach den Eigenschaften der bereits im Modell in unmittelbarer Randnähe befindli-

chen Luft. Am Randgebiet wird außerdem eine konstante Temperatur definiert.

Ziel der Untersuchungen ist ein Modell, das bei stationärer Strömung einen möglichst realitätsnahen Wärmestrom abbildet. Dabei werden die Simulationsergebnisse nach einer Übereinstimmung zu den bekannten Zahlen zu freier Konvektion am horizontalen Zylinder $D = 18 \text{ mm}$ aus dem VDI-Wärmeatlas bewertet.

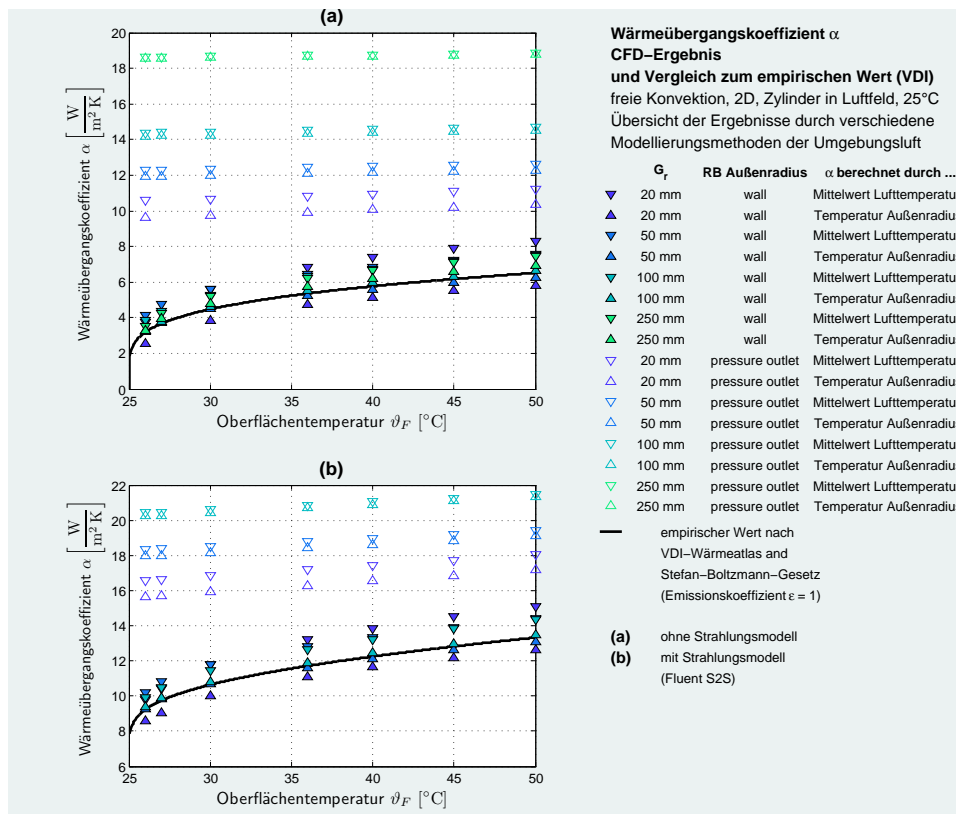


Abbildung 4.6: Ergebnisse aus Untersuchungen verschiedener Methoden zur Modellierung des Luftspalts zur freien Konvektion. Beste Übereinstimmung mit Werten nach [Ver06] werden bei $BC=wall$ und großem Radialspalt erreicht. Bei Radialspalt = 250 mm ist die Strömung instationär.

Um auch Erkenntnisse über eventuelle Einflüsse durch die Verwendung eines Strahlungsmodells zu erhalten, wurde die Versuchsreihe um diesen Parameter erweitert.

Die Ergebnisse der Untersuchungen sind in Abb. 4.6 dargestellt. Abb. 4.6a zeigt dabei Ergebnisse zur rein konvektiven Betrachtung; in Abb. 4.6b sind Ergebnisse unter Berücksichtigung der Wärmestrahlung eingetragen. Der

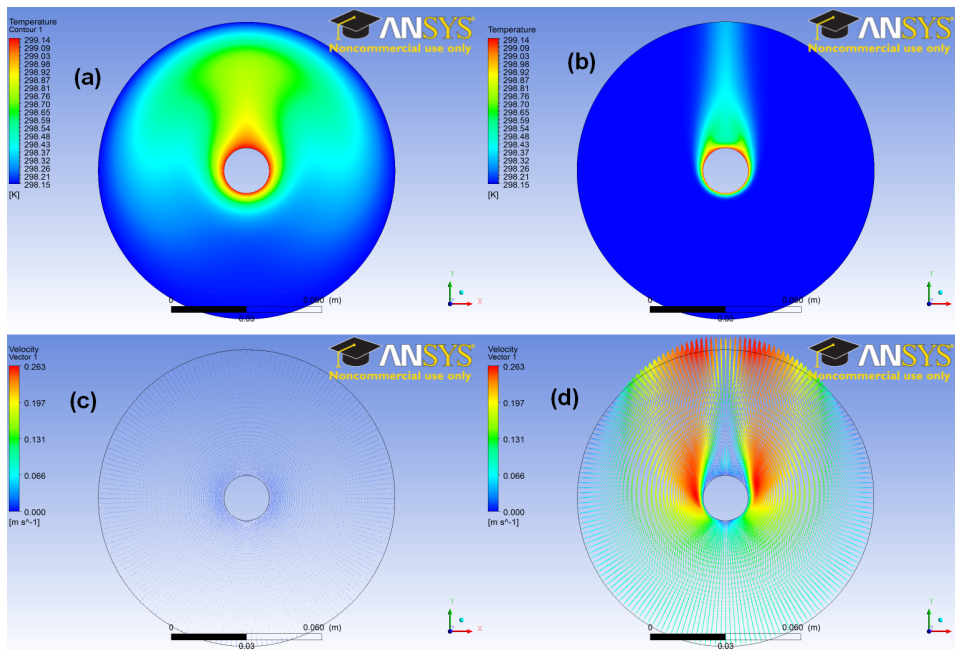


Abbildung 4.7: a), c): RB an Außenrand Wall. b), d): RB an Außenwand pressure outlet. a), b): Temperaturfeld; c), d): Geschwindigkeitsvektoren

Emissionskoeffizient wurde in allen Versuchen mit Beteiligung von Wärmestrahlung auf $\varepsilon = 1$ gesetzt.

Auf der Abszisse ist die als dortige Randbedingung definierte Temperatur des Wärme abgebenden inneren Randes aufgetragen. Die Temperatur des äußeren Randes beträgt wie eingangs erwähnt in allen Simulationen $25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Die Ordinate zeigt die vorliegenden Wärmeübergangskoeffizienten α mit $[\alpha] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$.

Als schwarze durchgezogene Linie ist jeweils der theoretische Wert des Wärmeübergangskoeffizienten zur Temperaturdifferenz α gemäß VDI-Wärmeatlas für Zylinder vom Durchmesser 18 mm eingetragen. In Abb. 4.6b ist dieser Wert um die Strahlungswärme nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz erweitert. Für diese theoretischen Werte wurden dieselben Stoffwerte verwendet wie in der CFD-Simulation:

β	0,0035	$\frac{1}{\text{K}}$	thermischer Ausdehnungskoeffizient
ρ	1,225	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte
η	$1,7894 \cdot 10^{-5}$	$\frac{\text{Ns}}{\text{m}^2}$	dynamische Viskosität
c	1006,43	$\frac{\text{kJ}}{\text{kgK}}$	spezifische Wärmekapazität
λ	0,0242	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$	Wärmeleitfähigkeit

Die farbigen Dreiecke zeigen jeweils das Ergebnis einer CFD-Simulation. Jede Farbe steht hierbei für eine Größe des Radialspaltes. Die violette Far-

be entspricht dabei dem kleinsten untersuchten Radialspalt $G_r = 20$ mm, eine grüne Färbung entspricht dem größten Radialspalt $G_r = 250$ mm. Ein offenes Dreieck signalisiert die am Außenrand verwendete Randbedingung *pressure outlet*, ausgefüllte Dreiecke stehen für die Randbedingung *wall*.

Der Wärmeübergangskoeffizient wurde aus der Wärmestromdichte am Innenrand berechnet. Diese Größe hat die Einheit $\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$, um einen Wärmeübergangskoeffizienten zu erhalten, muss durch eine Temperaturdifferenz geteilt werden. Dies ist durch zwei verschiedene Interpretationen möglich:

△ Außenrandtemperatur

Entweder die benötigte Temperaturdifferenz wird aus den definierten Temperaturen an Außen- und Innenrand gebildet. Dieser Weg entspricht der Theorie der Wärmeübertragung am Ehesten. Der größte Temperaturgradient in der Umgebung eines Wärme abgebenden Körpers liegt in einer dünnen Grenzschicht in unmittelbarer Oberflächennähe. Jenseits dieser Grenzschicht bleibt die Lufttemperatur nahezu konstant. Das Volumen der wärmeren, in der Grenzschicht befindlichen Luft verliert gegenüber dem Gesamtvolumen einer hypothetisch unbegrenzt ausgedehnten Umgebung an Bedeutung. Der umgebenden Luft wird vereinfachend ein konstanter Wert zugeordnet. Dieser Effekt ist in der Behandlung gemäß VDI-Wärmeatlas berücksichtigt; dort entspricht der als „Umgebungstemperatur“ bezeichnete Parameter jener in weiter Entfernung vorliegenden konstanten Lufttemperatur.

▽ Mittlere Lufttemperatur

In den hier behandelten CFD-Modellen liegt jedoch ein endliches Umgebungsvolumen vor, innerhalb dessen im Fall der Randbedingung „*wall*“ die Luft auch abkühlen muss. Dies setzt eine zweite Grenzschicht am Außenrand des Gebiets voraus. Die mittlere Temperatur des Luftvolumens liegt damit deutlich über der als Umgebungstemperatur ϑ_U definierten Temperatur am Außenradius.

Abb. 4.7a veranschaulicht diesen Effekt. Dargestellt ist dort das Temperaturfeld einer Konvektionsströmung mit der Randbedingung *wall* am Außenrand. Ein für freie Konvektion realistischeres Temperaturfeld konnte durch Verwendung der Randbedingung „*pressure outlet*“ erreicht werden (Abb. 4.7b).

Um die beschriebene Verfälschung des Temperaturfeldes durch endliche Strömungsfelder in CFD-Modellen zu berücksichtigen, wurde in einer alternativen Interpretation der Ergebnisse die Temperaturdifferenz zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten aus der Temperatur am Innenrand und gemittelter Lufttemperatur (*area-weighted average*) gebildet.

In Abb. 4.6 sind beide Varianten zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten vertreten. Diese sind der Ausrichtung der Dreiecke zu entnehmen. Ein auf einer Seite stehendes Dreieck \triangle kennzeichnet einen Wärmeübergangskoeffizienten, der durch Innen- und Außenrandtemperatur berechnet wurde. Ein auf der Spitze stehendes Dreieck ∇ signalisiert die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten aus Innenrandtemperatur und gemittelter Volumentemperatur.

Auffallend ist, dass die Simulationen mit einer *pressure-outlet*-Randbedingung gegenüber den theoretischen Werten stark abweichende Ergebnisse liefern. Diese Abweichung verstärkt sich mit zunehmendem Radialspalt. Dieser Effekt kann mit der Eigenschaft der Randbedingung erklärt werden, dass unmittelbar am Rand befindliche Luft alle Zustandsgrößen an benachbarte, von außen nachströmende Luft überträgt. An die Strömungsgeschwindigkeit der einströmenden Luft können keine Restriktionen gegeben werden, ohne dadurch eine Zwangsströmung zu erzeugen.

Dem System steht dadurch eine beliebige Menge kinetischer Energie zur Verfügung, wodurch sich ein gerichtetes Strömungsfeld einstellt (Abb. 4.7d). Der Gesamtimpuls des betrachteten Strömungsfeldes ist – anders als im abgeschlossenen Konvektionsmodell (Randbedingung *wall*) – ungleich Null. Es liegt effektiv keine freie Konvektion im eigentlichen Sinn vor, sondern vielmehr eine sogenannte *erzwungene Konvektion* an einen konstanten Fluidmassenstrom. Man vergleiche auch die Beträge der beim *pressure outlet*-Modell auftretenden Geschwindigkeitsvektoren (Abb. 4.7d) mit denen am *wall*-Modell (Abb. 4.7c).

Obwohl verfälschte Temperaturfelder entstehen, werden hingegen durch die Verwendung der Randbedingung *wall* am Außenrand sehr viel erwartungsgemäße Ergebnisse erreicht (Abb. 4.6). Mit zunehmendem Radialspalt rücken die Ergebnisse der beiden Interpretationsansätze für den Wärmeübergangskoeffizienten (\triangle , ∇) näher zusammen. Dabei ist zu abzu sehen, dass ein Zusammentreffen der Ergebnisse beider Interpretationen stets etwas oberhalb der Kurve nach VDI-Wärmeatlas (schwarz) stattfindet. Die Gesamtheit dieser gedachten Punkte wird im Folgenden als numerisch berechneter Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten betrachtet. Dieser ist gegenüber den Zahlen nach VDI-Wärmeatlas um etwa $0,7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$ verschoben.

Bei einem Radialspalt von $G_r = 250$ mm treten instationäre Strömungen auf. Die Strömungsfelder bei $G_r = 100$ mm hingegen bleiben über den gesamten Bereich der untersuchten Temperaturdifferenzen stationär. Interessant ist an dieser Stelle ein Vergleich zu den Beobachtungen in Abschnitt 4.3. Im quadratförmigen Strömungsfeld trat die Instabilität bereits bei Kantenlängen von 50 mm auf. Das konzentrische Strömungsfeld hingegen zeigt bei einem Radialspalt von $G_r = 100$ mm noch stationäres Verhalten, obwohl sein Volumen damit um mehr als das 2π -fache größer ist.

Die Abweichungen des numerisch berechneten Verlaufes des Wärmeübergangskoeffizienten zu den Ergebnisse bei $G_r = 100$ mm liegen in derselben

Größenordnung wie die Abweichungen zum empirischen Wert nach VDI-Wärmeatlas. Vor diesem Hintergrund werden die Ergebnisse zum Radialspalt $G_r = 100 \text{ mm}$ als ausreichend genau akzeptiert.

Die aus diesem Versuch gewonnenen Erkenntnisse wurden bei der Erzeugung der nachfolgenden Konvektionsmodelle als konzeptionelle Empfehlung übernommen. Die modellierte Batterie wurde stets mittig in einem Kreis bzw. bei 3D-Modellen in einer Kugel oder einem Zylinder platziert. Die Dimensionierung dieser umgebenden Geometrien wurde dabei jeweils so gewählt, dass zur Kontur der Batterie ein Abstand von etwa 100 mm verbleibt. Die Randbedingung am Außenrand der Umschließenden Geometrie wurde stets auf *wall* gesetzt.

4.5 Untersuchungen zur Netzqualität

In Abschnitt 4.4 wurden allgemeine Untersuchungen zur konzeptionellen Modellierung von natürlichen Konvektionsströmungen an Geometrien im Größenbereich von 18650-Zellen durchgeführt.

In diesem Abschnitt soll dieses Thema speziell hinsichtlich der Modellierung von Batterien vertieft werden. Dabei stehen Fragen zur Netzqualität im Vordergrund.

Eine Untersuchung der Elementgröße wurde nicht vorgenommen. Dies wird mit den vergleichsweise niedrigen auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten begründet. Die Einhaltung einer hohen Netzauflösung in Wandnähe ist besonders bei Simulationen unter Verwendung von Turbulenzmodellierung auf Grund hoher Reynolds-Zahlen von Bedeutung. Die Größe der an die Wand angrenzenden Elemente richtet sich dabei nach der Wandschubspannung, welche im wesentlichen durch Viskosität und Strömungsgeschwindigkeit des Fluids bestimmt wird [Wul10].

Die bei den hier behandelten Konvektionsvorgängen auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten liegen in allen Fällen weit unter $0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Bei der Knotenzahl wurde sich jedoch am von Laurien und Oertel [LO11] vorgestellten Modell der Rayleigh-Bénard-Strömung orientiert. Dort wird ein Strömungsfeld ähnlich Abb. 4.4 durch ein strukturiertes Netz von 50×50 Knoten diskretisiert.

Während zu den konzentrischen Geometrien in Abschnitt 4.4 noch sehr leicht ein strukturiertes Netz erzeugt werden kann, ist dies bei etwas umfangreichen Batteriemodulen – etwa einer Aneinanderreihung von mehreren Rundzellen mit deutlich erhöhtem Aufwand verbunden. Dieser erhöhte Vernetzungsaufwand ist bei komplizierten dreidimensionalen Geometrien schließlich kaum noch umzusetzen. Sehr viel praktikabler ist eine automatisierte Netzgenerierung, wodurch allerdings Dreieck- bzw. Tetraederelemente entstehen. Diese Elementtypen neigen allgemein zu weniger exakten Ergebnissen.

Aus diesem Grund wurde ein direkter Vergleich zwischen beiden Elementtypen durchgeführt. Dabei wurde eine einfache Geometrie gewählt, sodass eine strukturierte Vernetzung auch in 3D gut umsetzbar ist.

Darüber hinaus wurde im Gegensatz zu den Modellen in Abschnitt 4.4 auch die Batterie als Festkörper ins Modell integriert. Die Konvektionsströmung wurde dabei – in besserer Entsprechung zu einer Wärme abgebenden Batterie – indirekt durch eine Wärmequelldichte (*internal heat source*) im Batteriekörper erzeugt.

Dabei wurde beobachtet, dass die Solvereinstellung *double precision* verwendet werden muss. Andernfalls weicht das Integral der Wärmequelldichte über das Zellvolumen (S) deutlich vom Integral der Wärmestromdichte über die Batterieoberfläche (J) ab. Die relative Fehlergröße beträgt hier bis zu etwa 20%.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten könnte in der niedrigen Biot-Zahl gesucht werden. In der Fourier-erweiterten Wärmeleitungsgleichung 3.5 (S. 15) werden Wärmeströme durch das Produkt aus Temperaturgradient und Wärmeleitfähigkeit ausgedrückt. Abb. 3.11b auf Seite 34 zeigt, dass im vorliegenden Fall sehr kleine Temperaturgradienten vorliegen. Es wird an dieser Stelle vermutet, dass diese flachen Temperaturverläufe bei der Wärmestromberechnung leicht zu numerischen Fehlern führen.

Bei Verringerung der zellinternen Wärmeleitfähigkeit um eine Zehnerpotenz – was eine Erhöhung der Temperaturgradienten mit sich führt – wurde auch bei *single precision* eine sehr gute Übereinstimmung zwischen beiden Integralen beobachtet.

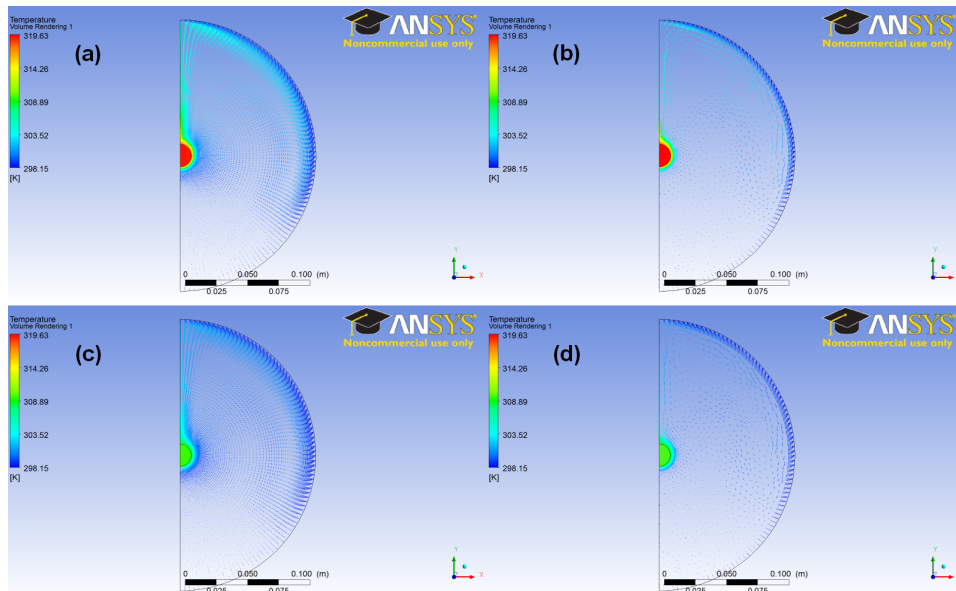


Abbildung 4.8: Eine einzelne Zelle in freier Luftumgebung, 2D

Abb. 4.8 zeigt den Vergleich konzeptionell gleicher Simulationen, jedoch einmal bei strukturierter Vernetzung des Strömungsgebietes (4.8a, 4.8c) und einmal bei unstrukturiertem Netz (4.8d, 4.8d). Da nach den Erkenntnissen aus Abschnitt 4.4 keine instationären Strömungen erwartet werden, impliziert dies darüber hinaus ein symmetrisches Strömungsfeld. Aus diesem Grund wurden zur Einsparung von Rechenaufwand bei der Netzerstellung Symmetrien in der Modellgeometrie ausgenutzt.

In allen vier Modellen wurde dieselbe Wärmequellendichte eingestellt. Jedoch liegt bei Abb. 4.8a und Abb. 4.8b rein konduktive Wärmeabgabe vor. Abbildungen 4.8c und 4.8d zeigen die Ergebnisse bei hinzukommender Wärmeabgabe durch Strahlung.

Farben stellen die Temperaturen dar. Pfeile zeigen Geschwindigkeitsvektoren an, wobei die Größe den Geschwindigkeitsbetrag abbildet. Durchgängig für alle vier Darstellungen innerhalb Abb. 4.8 gilt dabei eine globale Farbskala.

Unabhängig vom verwendeten Netz ist jeweils auf beiden Seiten ein qualitativ gleichartiges Strömungsbild zu erkennen. Darüber hinaus sind zwischen beiden Modellansätzen keine nennenswerten Unterschiede in den Temperaturen zu beobachten.

Eine zentrale Frage in diesem Abschnitt ist die nach einer Übertragbarkeit des in Abschnitt 4.4 bestimmten kritischen Radialspaltes auf 3D-Modelle. Konzeptionell wurden dieselben Simulationen wie zuvor nochmals in 3D durchgeführt. Eine einzelne 18650-Zelle als Festkörper inmitten eines luftgefüllten Umgebungsraumes. In diesem Modell konnte auch die axiale Ausdehnung der Zelle sowie eine Wärmeabgabe über die Stirnfläche berücksichtigt werden.

Während die Geometrie des Umgebungsraumes bei strukturierter Vernetzung eine coaxial mit der Zelle verlaufende zylindrische Gestalt annehmen muss, ist beim unstrukturierten Netz eine beliebige Geometrie möglich. In diesem Fall wurde der Umgebung eine sphärische Form gegeben. Zur Dimensionierung der Umgebungsgeometrie wurde abermals der Radialspalt $G_r = 100$ mm herangezogen.

Die Ergebnisse sind in Abb. 4.9 gezeigt. Die schematische Aufteilung der Abbildung erfolgt analog zu Abb. 4.8. Abermals wurden beide Modelle je einmal mit (4.9c, 4.9d) und je einmal ohne Strahlung (4.9a, 4.9b) durchgeführt.

Auch an 3D-Modellen ist kein qualitativer Unterschied der relevanten Ergebnisse zwischen den Vernetzungstypen zu erkennen. Es ist außerdem anzumerken, dass die Strömung in den vorliegenden 3D-Modellen stationäres Verhalten zeigt.

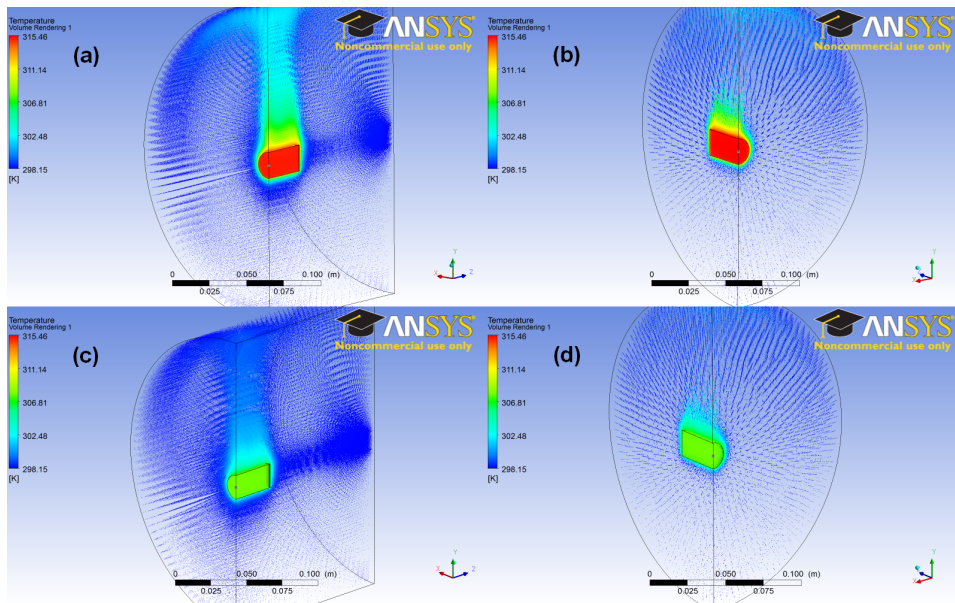


Abbildung 4.9: Eine einzelne Zelle in freier Luftumgebung, 3D

4.6 Eine einzelne Zelle bei freier Konvektion

In Kap. 3 wurde das thermische Verhalten einer einzelnen 18650-Zelle in freier Luftumgebung eingehend untersucht. Zusammenfassend sei an dieser Stelle nochmals erwähnt, dass aufgrund der gleichmäßigen Temperaturverteilung innerhalb des Batteriekörpers das thermische Verhalten sehr genau durch eine gewöhnliche Differentialgleichung erster Ordnung beschreibbar ist.

Die Lösung dieser nichtlinearen, gewöhnlichen DGL kann numerisch mit Programmen wie z. B. MATLAB oder GNU Octave erfolgen. Dieses Verfahren bietet gegenüber einer thermischen FEM-Analyse oder einer weitaus aufwendigeren Strömungssimulation einige erhebliche Vorteile.

Neben der sehr viel kürzeren Rechenzeit können hier sehr bequem komplizierte Randbedingungen definiert werden, etwa ein temperaturabhängiger Wärmeübergangskoeffizient (vgl. Abb. 4.6) oder zeitlich variierende Wärmequellen.

Der größere Datenumfang der Ergebnisse, den ein FEM-Analyse liefert, kann hier zudem nicht verwertet werden. So wird zwar eine ausführliche Beschreibung des Temperaturfeldes in der Zelle geliefert, jedoch liegen die örtlichen Unterschiede der Zelltemperatur im Bereich der Auflösungsgrenze der zur Messung eingesetzten Thermoelemente. Darüber hinaus konnte eine Messung der zellinternen Temperatur zur Validation nicht vorgenommen werden.

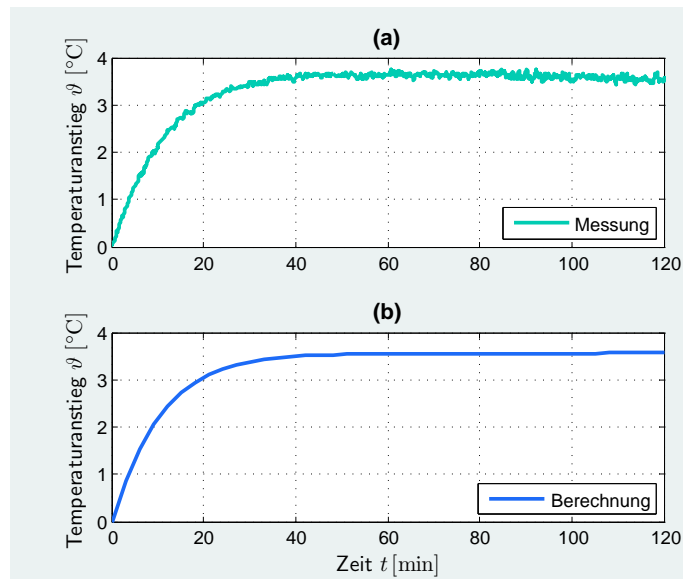


Abbildung 4.10: Thermische Simulation einer einzelnen Zelle durch gewöhnliche DGL (3.41). a) Messergebnis. b) Simulation

Die thermische Simulation einer einzelnen Zelle wird hier durch numerische Lösung der nichtlinearen gewöhnlichen DGL (3.41) (Seite 40) vorgestellt. Untersucht wird hier die Temperaturentwicklung bei quasi-konstanter Wärmequellendichte wie unter Abschnitt 3.9.2 beschrieben. Die dort berechnete Wärmequellendichte wird auch im numerischen Modell wieder eingesetzt.

Abb. 4.10b zeigt das Simulationsergebnis zum Temperaturanstieg. Zum Vergleich ist in 4.10a der im Versuch gemessenen Temperaturanstieg abgebildet. Dabei wurde jeweils die Umgebungstemperatur von der Zelltemperatur abgezogen.

4.7 Strahlungsmodellierung in Fluent

Das Fluent-Benutzerhandbuch [N.N06] empfiehlt, Wärmetransport durch Strahlung zu berücksichtigen, wenn dieser im Vergleich zu den übrigen Wärmeströmen durch Konvektion und Konduktion „groß“ ist. In Abschnitt 3.5 wurde gezeigt, dass diese Relation für kleine Batterien bei freier Luftkonvektion gilt (siehe Abb. 3.5, S. 24).

Für thermischen Analysen mit dem FEM-Solver Ansys Mechanical („*thermal analysis*“) steht zur Abbildung von Wärmestrahlung standardmäßig nur ein sehr einfaches Modell zur Verfügung. Es folgt dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (3.18) (vgl. Abschnitt 3.5.1, S. 19). Dieses liefert die Strahlungswärme, die über die Oberfläche eines einzelnen Körpers bei einer homogenen Hintergrundstrahlung entsprechend einer definierten Umgebungstempera-

tur abgegeben wird. Voraussetzung für eine Gültigkeit dieses vereinfachten Gesetzes ist, dass sich in unmittelbarer Umgebung keine weiteren Strahler befinden. Außerdem sei darauf hingewiesen, dass etwa unter freiem Himmel keine homogene Hintergrundtemperatur angenommen werden kann. So kann an einem Sommertag die Bodentemperatur z. B. 40 °C betragen, die effektive Temperatur des Himmels hingegen -20 °C (vgl. [The11]).

Im CFD-Programm Ansys Fluent hingegen können sehr viel präzisere Bilder von Wärmestrahlungseffekten geschaffen werden. Eine allgemeinere Formulierung der Wärmestrahlung betreffenden Effekte kann durch die Strahlungstransportgleichung

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} + (a + \sigma_s) I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega' \quad (4.6)$$

mit den Größen

$\vec{r} \dots$	Ortsvektor
$\vec{s} \dots$	Richtungsvektor
$\vec{s}' \dots$	Streurichtungsvektor
$s \dots$	Strecke
$a \dots$	Absorptionskoeffizient
$n \dots$	Brechungskoeffizient
$\sigma_s \dots$	Streuungskoeffizient
$\sigma \dots$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$I \dots$	Strahlungsintensität — abhängig von Ort \vec{r} und Richtung \vec{s}
$T \dots$	Temperatur
$\Phi \dots$	Streuungsfunktion
$\Omega' \dots$	Raumwinkel

ausgedrückt werden [N.N06]. In dieser Gleichung sind neben der Emission auch Effekte wie Absorption, Lichtbrechung, Reflexion und Streuverhalten berücksichtigt. Die Prozesse des Strahlungstransportes sind in Abb. 4.11 veranschaulicht.

Zur Simulation von Wärmestrahlung stellt Fluent fünf Strahlungsmodelle zur Verfügung:

- P-1 Radiation Model
- Rosseland Radiation Model
- Discrete Transfer Radiation Model (DTRM)
- Discrete Ordinates (DO) Radiation Model
- Surface-to-Surface (S2S) Radiation Model

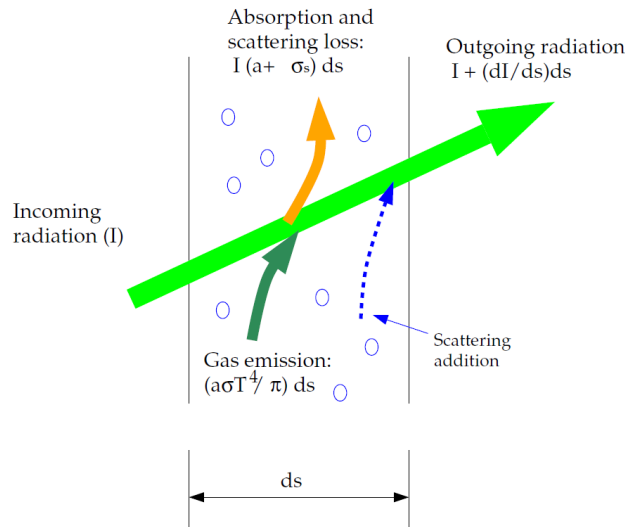


Abbildung 4.11: Wärmeübertragung durch Strahlung [N.N06]

Jedes dieser Strahlungsmodelle wurde experimentell auf seine Eignung zur Behandlung des Strahlungsverhaltens der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchsaufbauten untersucht. Dabei zeigte sich das *Surface-to-Surface*-Modell als besonders hilfreich.

In diesem Modell wird die Absorption der Strahlung durch einen Fluidkörper (z. B. Luft) vernachlässigt. Am Austausch von Strahlungswärme nehmen nur vom Benutzer ausgewählte Oberflächen teil. In allen Modellen wurden hier nur die Oberflächen der eigentlichen Batteriegeometrie ausgewählt. Die die Umgebung außen abgrenzende Wand wurde nicht ins Modell aufgenommen. Zur Simulation einer Wärmestrahlung absorbierender Umgebung steht die Variable *Partial Enclosure* zur Verfügung. Hier wird die absolute Umgebungstemperatur entsprechend T_U in (3.18) (S. 19) mit $[T_U] = \text{K}$ angegeben.

Vorteil des S2S-Strahlungsmodells gegenüber einer einfachen thermischen Randbedingung gemäß des Stefan-Boltzmann-Gesetzes ist, dass hier das Sichtfeld einer strahlenden Oberfläche berücksichtigt wird. Die Bedeutung dieser Unterscheidung wird deutlich, wenn z. B. eine Batteriekonfiguration vorliegt, wie sie unter Abschnitt 4.8 (Abb. 4.12) beschrieben wird.

In diesem Beispiel liegen mehrere Batteriezellen geometrisch dicht beieinander. Will man etwa die Oberflächenstrahlung einer in der Mitte befindlichen Zelle beschreiben, so ist dies nicht ohne Weiteres durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz in der Formulierung (3.18) zulässig. Die effektive Umgebungstemperatur T_U zu dieser Zelle wird durch die Temperaturen der umliegenden Zellen dominiert.

Die Temperaturen der einzelnen Zellen untereinander liegen – verglichen mit der Umgebungstemperatur – sehr nah beisammen. Dennoch findet ein Austausch von Strahlungswärme zwischen den Zellen statt. Durch den Einfluss der Konvektionskühlung stellen sich variierende Oberflächentemperaturen an den Zellen ein. Dadurch gewinnt das Problem zusätzlich an Komplexität.

Nachfolgend wird das Prinzip des Surface-to-Surface-Modells kurz in groben Ansätzen umrissen. Zur Vertiefung sei hier auf [N.N06] verwiesen.

Zunächst werden die Effekte der geometrischen Konfiguration aller am Strahlungsaustausch beteiligten Oberflächen zu einer Matrix von sog. *view factors* zusammengefasst. Dabei wird jedem möglichen Paar von Oberflächenelementen ein view factor zugeordnet. Bei N beteiligten Oberflächenelementen entsteht also eine view factor-Matrix der Größe $N \times N$. Die auf ein Flächenelement auftreffende Strahlungsenergie lässt sich so mit Hilfe eines Skalarproduktes aus der entsprechenden Spalte der view factor-Matrix und dem Vektor der den übrigen Flächen zugeordneten Strahlungswärme berechnen. Um Rechenaufwand einzusparen, werden dabei jeweils mehrere benachbarte Elemente des Oberflächennetzes zu sog. *clusters* zusammengefasst. Diese Oberflächencluster rücken in obiger Beschreibung an die Stelle der Flächenelemente.

Sämtliche Oberflächen werden dabei als „*gray-diffuse*“ betrachtet. Dabei bedeutet „gray“, dass keine Sensitivität bezüglich einer Wellenlänge besteht. Mit „diffuse“ wird eine homogene Streuungsfunktion beschrieben. Das bedeutet, dass eine Lichtreflexion gleichmäßig in alle Raumrichtungen verstreut stattfindet – unabhängig vom Einfallswinkel des auftreffenden Lichtstrahls.

Das Verhältnis von reflektiertem und absorbiertem Anteil einer auftreffenden Strahlung richtet sich schließlich nach dem Emissionskoeffizienten. Ist $\varepsilon = 0$, so wird sämtliche auftreffende Strahlung reflektiert; bei $\varepsilon = 1$ wird die gesamte Strahlung absorbiert.

Im Benutzerhandbuch zu Fluent 6.3 [N.N06] wird darauf hingewiesen, dass das Surface-to-Surface-Modell nicht bei Modellen mit symmetrischen (gespiegelten) oder periodischen Randbedingungen arbeitet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde Fluent unter Ansys Workbench 13.0 verwendet. Hier konnte das S2S-Modell auch bei symmetrischen Randbedingungen erfolgreich eingesetzt werden.

4.8 Pack aus elf Zellen bei freier Konvektion

Ein Ziel dieser Arbeit ist die thermische Simulation eines Moduls aus mehreren einzelnen 18650-Zellen. In Abschnitt 3 wurden die thermischen Eigenschaften der Batteriezelle sowie die Dichte der Wärmeleistung bestimmt.

Ergänzend wurden Ansätze zur Erstellung eines geeigneten CFD-Modells, beschrieben in den Abschnitten 4.4 und 4.5, gefunden.

Während das Temperaturverhalten einer einzelnen 18650-Zelle noch gut durch eine gewöhnliche Differentialgleichung beschreibbar ist, werden bei größeren Modulen Geometrie aufwendigere Verfahren nötig.

Diese Arbeit abschließend wurde zuletzt ein Modul aus elf seriell verschalteten 18650-Zellen herangezogen. Diese sind hexagonal angeordnet zu einem kompakten Pack zusammengefügt (Abb. 4.12). Die Zellen sind dabei nicht durch eine Umhausung von der freien Umgebung abgeschirmt. Der wesentliche konzeptionelle Unterschied im Versuchsaufbau zu vorigen Untersuchungen liegt in der dichten räumlichen Anordnung von mehreren Batteriezellen.

Dieser Versuch soll den thermischen Einfluss, den mehrere benachbarte und synchron belastete Zellen aufeinander ausüben, behandeln. Von besonderem Interesse ist dabei die unterschiedliche Temperaturentwicklung an den einzelnen Zellen. Es soll die Aufwärmung der Batterie bis zum Erreichen eines stationären Temperaturfeldes durch eine konstante interne Wärmequelleleistung betrachtet werden. Aus diesem Grund wird zur Erwirkung einer zeitkonstanten Wärmeleistung eine sinusförmige Be- und Entladung wie unter Abschnitt 3.9.2 beschrieben vorgenommen:

$$I_{KI} = 3 A \cdot \sin \frac{t \pi}{60 s}$$

Um ein Bild der örtlichen variierenden Temperaturverläufe zu erhalten, wurden über die Geometrie der Batterie verteilt acht Thermoelemente angebracht.

Die schematische Anordnung der Zellen und Thermoelemente in diesem Experiment kann Abb. 4.15d in der Ergebnisdarstellung auf Seite 76 entnommen werden.

Im Labor wurden zwei Exemplare dieses Aufbaus angefertigt. Zur numerischen Simulation dieses Batteriemoduls wurde ein 3D-Strömungsmodell in Ansys Fluent gebildet. Die Batteriezellen wurden als Festkörper ins CFD-Modell integriert. Dabei wurden die in Abschnitt 3 erarbeiteten Stoffeigenschaften verwendet. Die Zellen wurden hier als kontinuierliche Körper abgebildet; eine Trennung von eigentlicher Zelle und Stahlmantel wurde nicht vorgenommen. Abb. 4.13 zeigt die vernetzte Geometrie. Bei der Erstellung des Modells wurden die beiden Symmetrieebenen des Strömungsfeldes ausgenutzt.

Verfolgt werden sollen Einflüsse der Wärmestrahlung und der natürlichen Konvektion. Da auch im CFD-Modell ein zeitlicher Verlauf simuliert werden soll, wird eine transiente Rechnung über einen Zeitraum von 300 min = 5 h durchgeführt. Eine Zeitkonstante gemäß (3.49) (S. 43) kann für diese Konfiguration aus elf Zellen nicht bestimmt werden, da kein Wärmeübergangskoeffizient zur vorliegenden Geometrie bekannt ist. Wir begnügen uns

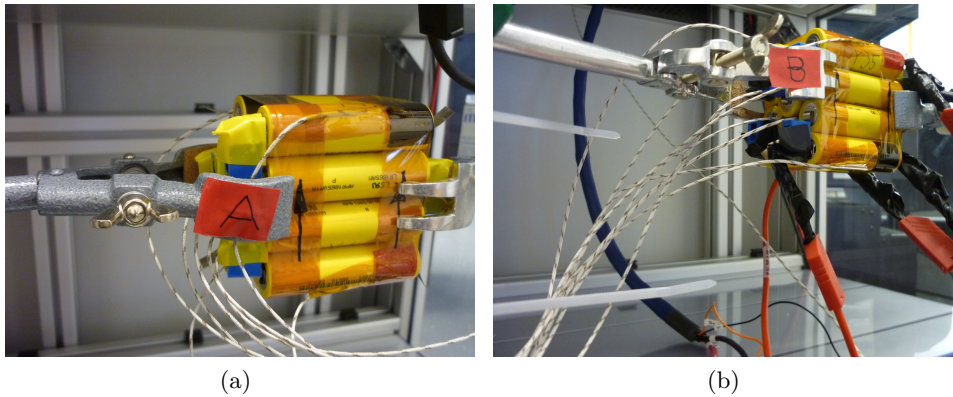


Abbildung 4.12: Versuchsaufbau Batterie-Pack aus elf Zellen, zweifache Ausführung

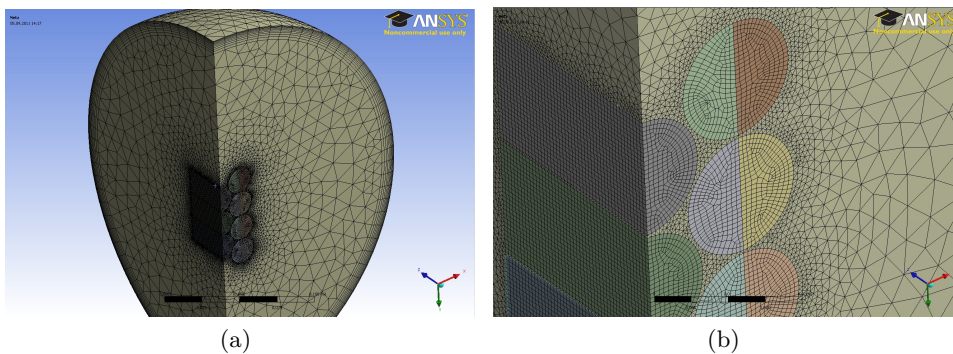


Abbildung 4.13: 3D-Netz zur CFD-Simulation des elf-Zellen-Batterie-Packs.
b) Detailansicht

mit dem Umstand, dass die Zeitkonstante einer einzelnen Zelle innerhalb dieses Zeitfensters liegt (vgl. Abb. 4.10). Aufgrund der in Abschnitt 4.5 dargestellten Beobachtungen wird ein stationäres Strömungsverhalten erwartet. Zur transienten Simulation wurde eine Zeitschrittweite 60 s eingestellt.

Das CFD-Ergebnis zu Temperatur- und Strömungsfeld zum Ende der Simulationszeit ist in Abb. 4.14 dargestellt. Strömungsvektoren sind als Pfeile dargestellt, Farben repräsentieren die Temperatur gemäß der Skala oben links im Bild. Die hohe Dichte von Strömungsvektoren im Randbereich der Batterie ist der dort vorliegenden hohen Dichte von Knoten geschuldet.

Auffallend ist zunächst, dass die Temperatur jeweils über eine Zelle auf relativ gleichmäßigem Niveau liegt. Die Temperaturdifferenzen zwischen den einzelnen Zellen sind demgegenüber recht groß. Erwartungsgemäß liegt die Zelle mit der höchsten Temperatur in der Mitte des Batteriemoduls, die exponierten Zellen ganz oben und ganz unten hingegen sind die am wenigsten

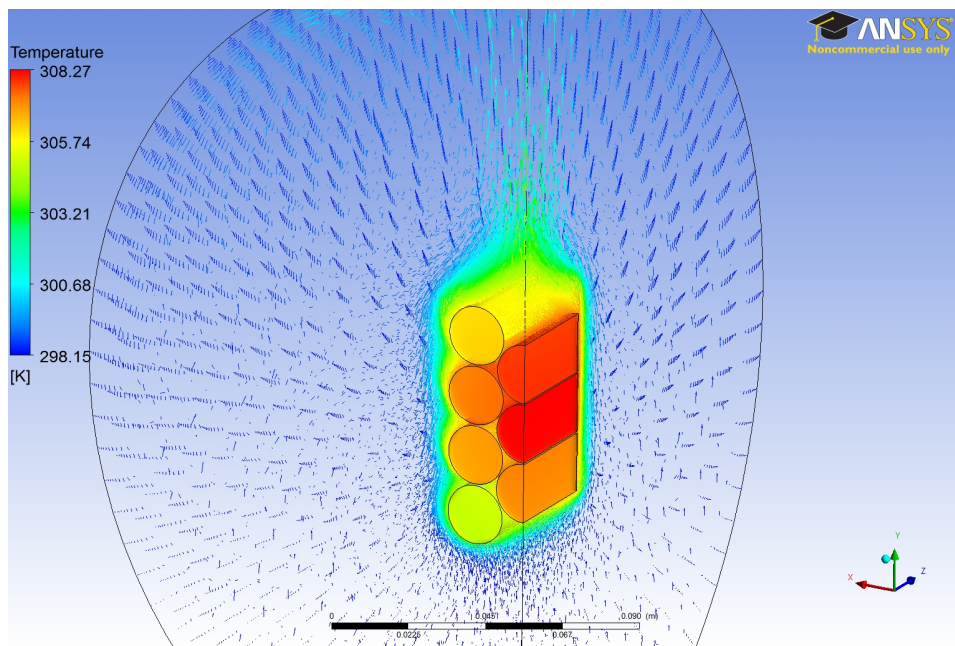


Abbildung 4.14: CFD-Ergebnis des Strömungsfeldes bei freier Konvektion am elf-Zellen-Batterie-Pack

erwärmten. Dies ist plausibel, da diese den größten zur Umgebung gerichteten Oberflächenanteil haben. Schließlich ist zu erkennen, dass weiter oben befindliche Zellen allgemein wärmer sind als jeweils ihr unteres Gegenüber. Dies ist mit der Strömungsrichtung der Luft zu erklären. Entlang der Kontur aufsteigende Luft wärmt sich an auf, wodurch die Lufttemperatur von unten nach oben zunimmt.

Der Vergleich zum Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Zur Messung der Temperatur wurden in den Versuchsaufbauten jeweils acht Thermoelemente angebracht. Je zwei weitere Thermoelemente wurden zur Messung der Umgebungstemperatur eingesetzt. Die schematische Anordnung der Thermoelemente am Batteriemodul ist in Abb. 4.15d dargestellt.

Die in beiden Versuchen A und B gemessenen Temperaturverläufe sind in Abb. 4.15a bzw. Abb. 4.15b aufgetragen. Übergreifend gilt das Farbschema zur Kennzeichnung der einzelnen Temperaturmesspunkte. In symmetrischem Sinn einander entsprechenden Messpunkten wurde dabei je dieselbe Farbe zugeordnet.

Im CFD-Modell wurden entsprechend der Anordnung der Thermoelemente im Versuchsaufbau ebenfalls Punkte zur zeitlichen Aufzeichnung der Temperatur definiert. Die simulierten Temperaturverläufe an diesen Punkten ist in Abb. 4.15c dargestellt.

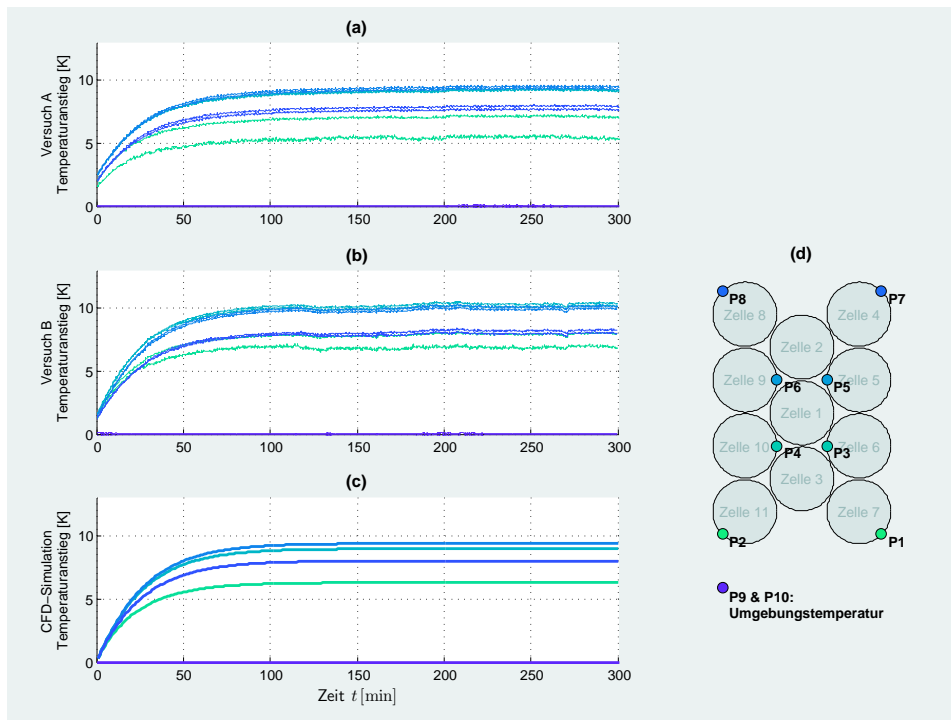


Abbildung 4.15: Vergleich zwischen Simulation und Messungen. a), b) Temperaturverläufe an den jeweils acht Messpunkten an zwei 11-Zellen-Packs mit konstanter Wärmequelle. c) Ergebnis der 3D CFD-Simulation. d) schematische Anordnung der Zellen und der Temperaturmesspunkte im Pack

Zur Veranschaulichung wurde in allen Diagrammen die Umgebungstemperatur abgezogen; dargestellt ist damit die Temperaturdifferenz zur Umgebung.

Qualitativ ist in zwischen allen Diagrammen eine deutliche Verwandtschaft zu erkennen. Stets zeigen die unteren exponierten Messpunkte P_1 , P_2 den niedrigsten beobachteten Temperaturzuwachs; die höchste Temperatur liegt an den inneren Punkten P_3 , P_4 , P_5 , P_6 vor. Differenzen zwischen den Temperaturen an P_3 , P_4 und P_5 , P_6 unterliegen bereits Messungenauigkeiten.

Zu den deutlichen Messdifferenzen zwischen den Punkten P_1 und P_2 in Abb. 4.15a+b können mehrere mögliche Faktoren genannt werden, etwa ein unsorgfältig angebrachtes oder beschädigtes Thermoelement, oder Einflüsse der realen Geometrieabweichung zum Idealmodell. So sei etwa darauf hingewiesen, dass z.B. durch die Fügung der Zellen mit Klebeband das vorliegende Strömungsfeld gegenüber der Idealvorstellung verfälscht wird und eine präzise Positionierung der Zellen bereits durch die Thermoelemente verhindert ist.

In diesem Zusammenhang seien auch die im Realversuch existierenden Zusatzkomponenten wie Laborstative und Lüsterklemmen erwähnt, die in der CFD-Modell unberücksichtigt blieben.

Ergänzend sei an dieser Stelle erwähnt, dass diesbetreffend ein weiteres CFD-Modell erstellt wurde. Darin wurde zur Abbildung der Kontaktverschraubung eine Ersatzgeometrie in Form eines Quaders in unmittelbarer Nähe der Stirnflächen hinzugefügt. Diesem Quader wurden in Entsprechung zu Lüsterklemmen die thermischen Stoffeigenschaften von Polystyrol zugeordnet.

An diesem alternativen Modell wurden jedoch gegenüber der vorgestellten Simulation keine nennenswerten Abweichungen in den betrachteten Messpunkten beobachtet.

Kapitel 5

Schlussbetrachtung

5.1 Fazit

Rückblickend kann verzeichnet werden, dass eine Berechnung der Temperaturentwicklung an einem Batteriemodul durch ein CFD-Modell gelungen ist.

Auf dem Weg zu diesem Ergebnis wurden Methoden gefunden, thermische Bauteileigenschaften von käuflich erworbenen Batteriezellen mit einfachen Mitteln in anwendungsgerechter Genauigkeit zu bestimmen.

Eine bedeutende Erkenntnis die dabei gewonnen werden konnte ist die annähernde Isothermie innerhalb einer einzelnen 18650-Zelle während des Betriebes.

Zusätzlich konnte durch Kombination einer numerische Strömungssimulation mit thermischer FEM-Analyse die Berechnung des effektiven Wärmeübergangskoeffizienten einer Batteriegeometrie durchgeführt werden.

Darüber hinaus wurde ein Weg gefunden, experimentell durch Temperaturmessung auf die Wärmeleistung innerhalb einer Batterie zu schließen. Eine Rückrechnung der so berechneten Wärmeleistung durch den Ansatz einer Jouleschen Wärme führte dabei auf einen effektiven Ohmschen Heizwiderstand. An diesem Widerstand konnte eine gute Übereinstimmung zum durch eine Impedanzspektroskopie gemessenen Innenwiderstand aufgezeigt werden.

Schließlich wurden Methoden gefunden, Prozesse der Wärmestrahlung und der natürlichen Konvektion an Batteriemodulen komplizierter Geometrie bei relativ niedrigem numerischen Aufwand abzubilden.

Zwar muss an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass auf das Konvektionsmodell hinsichtlich des Strömungsfeldes erheblich eingegriffen wird. Gegenüber einer realen Konvektionsströmung entsteht ein qualitativ verfälschtes Bild. Sämtliche Modelle postulieren ein stationäres Strömungs-

verhalten. Real ist aufgrund der Größe des den Versuchsstand umgebenden Raumes stets ein instationäres Strömungsbild zu erwarten.

Diese kinetischen Effekte sind jedoch isoliert betrachtet für den freikonvektiven Wärmeabtrag von untergeordneter Bedeutung. Das konnte in Parameterstudien durch Vergleiche zu Tabellenwerken (vgl. Abb. 4.6) und schließlich im Batteriemodell durch Vergleich zu Daten aus realen Experimenten (vgl. Abb. 4.15) nachgewiesen werden.

Zentraler Vorteil der Unterbindung instationärer Strömungsvorgänge im Modell ist die Möglichkeit, bei sehr großen Zeitschrittweiten eine Konvergenz der Residuen zu erhalten. Auf diese Weise können größere Zeitskalen im Strömungsbild verfolgt werden, ohne unverhältnismäßig lange CPU-Zeiten zu beanspruchen.

Mit den gewonnenen Erkenntnissen über die thermischen Eigenschaften von 18650-Zellen, der zellinternen Wärmequelle sowie dem Ansatz einer stationären Konvektionsströmung konnten schließlich sowohl einfache Zellen als auch komplizierte Batteriemodule aus elf Zellen an freier Luftkonvektion und unter Einwirkung von thermischer Strahlung simuliert werden.

Das Simulationsergebnis zur Temperaturverteilung im Elf-Zellen-Batteriemodul konnte durch zwei redundante Versuchsaufbauten verifiziert werden. Das transiente Strömungsproblem ist dabei in 3D definiert, bildet eine Strömungszeit von fünf Stunden ab und konnte bei 750 000 Netzelementen an einem Vierprozessor-PC in wenigen Stunden gelöst werden.

5.2 Ausblick

Nachdem durch diese Arbeit grundlegendes Know-How zur thermischen Modellbildung von Batterien gewonnen wurde, kann darauf aufbauend eine simulationsgestützte Modulentwicklung stattfinden.

Mit dem vorliegenden Wissen über die CFD-Modelle zu natürlicher Konvektion können zunächst passiv gekühlte Batteriesysteme abgebildet werden.

Ein abzusehender Schritt ist die Behandlung von erzwungener Konvektionskühlung, etwa durch aktive Luftkühler oder einen Kreislauf von Kühlflüssigkeit.

In dem Fall liegen grundlegend veränderte Strömungsmechanismen vor. So richtet sich das Umschlagen von stationärem zu instationärem Verhalten hier nicht mehr nach der Rayleigh-zahl, sondern nach der Reynolds-zahl. Außerdem treten weitaus größere Strömungsgeschwindigkeiten und damit verbunden auch höhere Wandschubspannungen auf. Deshalb muss sich eingehend mit der Vernetzung des Strömungsgebietes beschäftigt werden.

Temperaturabhängigkeiten der Stoffparameter wie in der Boussinesq-Approximation hingegen werden ab einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit nicht mehr berücksichtigt werden müssen.

Eine weitere Verwendung der hier gewonnenen Erkenntnisse kann in der Bestimmung der Wärmequellichte in Batteriezellen gefunden werden.

Eine Möglichkeit zur theoretischen Berechnung der Wärmeleistung besteht in der mathematischen Modellierung der zellinternen elektrochemischen Prozesse. Diese Modellierung ist jedoch sehr aufwendig. Des Weiteren muss die chemische Zusammensetzung und der innere Aufbau der Batterie genau bekannt sein.

Die experimentelle Bestimmung der Wärmeleistung bei kleinen Batteriezellen durch Aufzeichnung der Zelltemperatur ist hingegen vergleichsweise unkompliziert, sobald die Wärmekapazität sowie ein effektiver Wärmeübergangskoeffizient zur Zellgeometrie bestimmt wurde.

Auf dem Weg zu zuverlässigen Berechnungen der Wärmeleistung durch ein elektrochemisches Modell kann die in dieser Arbeit entwickelte experimentelle Methode etwa als Validationswerkzeug dienlich sein.

Literaturverzeichnis

- [Bau10] BAUMANN, Bernd: *Finite Elemente und Technische Physik*. Umdruck zur Vorlesung „Multiphysics“, 2010. – Fakultät Technik und Informatik, Department Maschinenbau und Produktion, HAW Hamburg
- [Boo96] BOOS, Waldemar: *Rayleigh-Bénard-Instabilität*. Website, 1996. – <http://www.tu-dresden.de/mwilr/geo/vor3/node8.html>, abgerufen 19. Juni 2011
- [Con09] CONTE, Fiorentino V.: *Sicherheitsrelevantes Design von Lithium-Ionen-Batterien*. Online-Artikel ATZelektronik, 2009. – <http://www.atzonline.de/Artikel/3/9259/Sicherheitsrelevantes-Design-von-Lithium-Ionen-Batterien.html>, abgerufen 15. Dezember 2010
- [Flu11] FLUKE DEUTSCHLAND GMBH: *Emissionsgrade gebräuchlicher Werkstoffe*. Website, 2011. – <http://www.fluke.com/fluke/dede/Wärmebildkamera/Emissivity-table-TI.htm?PID=55967>, abgerufen 22. August 2011
- [FP08] FERZIGER, Joel H. ; PERIĆ, Milovan: *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin : Springer-Verlag, 2008
- [Jos11] JOSSEN, Andreas: *Simulation von Batterien und Batteriesystemen*. Website, 2011. – <http://www.basytec.de/simulation/Batmodell.html>; abgerufen 18. Januar 2011
- [JW06] JOSSEN, Andreas ; WEYDANZ, Wolfgang: *Moderne Akkumulatoren richtig einsetzen*. München : Reichardt Verlag, 2006
- [Kac09] KACZOROWSKI, Matthias: *Untersuchung turbulenter thermischer Konvektion in kartesischen Geometrien mittels DNS und LES*. Dissertation, 2009. – http://deposit.d-nb.de/cgi-bin/dokserv?idn=1007968699&dok_var=d1&dok_ext=pdf&filename=1007968699.pdf, abgerufen 19. Juni 2011

- [Kok08] KOK, Gerhard: *Wärmeübertragung*. Umdruck zur Vorlesung, 2008. – Labor für Thermo- und Fluidodynamik, Fachhochschule Oldenburg/Ostfriesland/Wilhelmshaven, Emden
- [KYS+10] KIM, Ui S. ; YI, Jaeshin ; SHIN, Chee B. ; HAN, Taeyoung ; PARK, Seongyong: Modeling the thermal behavior of a lithium-ion battery during charge. In: *Journal of Power Sources* (2010). – doi:10.1016/j.jpowsour.2011.01.103
- [LO11] LAURIEN, Eckart ; OERTEL, Herbert: *Numerische Strömungsmechanik*. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2011
- [N.N06] N.N.: *Fluent 6.3 Documentation*. Online-Handbuch zu Ansys Fluent 6.3, 2006. – <http://my.fit.edu/itresources/manuals/fluent6.3/help/index.htm>, abgerufen 30. August 2011
- [N.N11a] N.N.: *Ansys 13.0 Help*. html-Handbuch zu Ansys Workbench 13.0, 2011
- [N.N11b] N.N.: *Roadster Innovations/Battery*. Website, 2011. – <http://www.teslamotors.com/roadster/technology/battery>, abgerufen 21. Dezember 2010
- [The11] THERMOTEMP GMBH: *Thermografie Grundlagen*. Website, 2011. – http://www.thermotemp.de/thermografie/thermografie_grundlagen.php, abgerufen 22. August 2011
- [Ver06] VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE: *VDI-Wärmeatlas*. Berlin : Springer-Verlag, 2006
- [viZ11] VIZAAR INDUSTRIAL IMAGING AG: *Emissionsgrad-Tabelle - viZaar thermography xtra*. Website, 2011. – <http://www.thermografie-xtra.de/waermebildkamera-tipps-tricks-know-how/emissionsgrad-tabelle.html>, abgerufen 22. August 2011
- [WFO10] WALLENTOWITZ, Henning ; FREIALDENHOVEN, Arndt ; OLSCHIEWSKI, Ingo: *Strategien zur Elektrifizierung des Antriebstranges - Technologien, Märkte und Implikationen*. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2010
- [Wul10] WULF, Peter: *CFD (Master BS)*. Umdruck zur Vorlesung, 2010. – Fakultät Technik und Informatik, Department Maschinenbau und Produktion, HAW Hamburg
- [YSWZ10] YUAN, Xiao-Zi ; SONG, Chaojie ; WANG, Haijiang ; ZHANG, Jiujun: *Electrochemical Impedance Spectroscopy in PEM Fuel Cells - Fundamentals and Applications*. London : Springer, 2010

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wirkprinzip einer Li-Ion-Zelle. Bild: [Con09]	7
3.1	Zerlegung einer 18650-Zelle.	10
3.2	Versuchsaufbau	13
3.3	a) Verläufe der Klemmenspannung einer 18650-Zelle bei verschiedenen Entladeströmen. b) Temperaturverläufe. Besonders stark ist der Temperaturanstieg jeweils zu Beginn und Ende der Entladungen.	14
3.4	Stoffparameter für Luft als Funktionen der Temperatur. a) Dichte. b) Wärmekapazität. c) Wärmeleitfähigkeit. d) Viskosität. Quelle: [Ver06]	22
3.5	Wärmeabgabe über die Mantelfläche eines Zylinders $D = 18$ mm als Funktion der Oberflächentemperatur ϑ_F nach VDI-Wärmeatlas und Stefan-Boltzmann-Gesetz. Umgebungstemperatur $\vartheta_U = 25$ °C.	24
3.6	Geometrie des CFD-Modells. (vgl. Abb. 3.2, S. 13)	26
3.7	Wärmeabgabe an untersuchter Batterie-Geometrie. Der Anteil der über die zylindrischen Teilflächen fließenden Wärme kann nach VDI-Wärmeatlas abgeschätzt werden. Den verbleibenden Flächen läßt sich dadurch ein Wärmeübergangskoeffizient zuordnen.	27
3.8	Temperaturverteilung an Zelle und Kontaktgeometrie. Ergebnis der thermischen FEM-Analyse. Die Zelle ist deutlich wärmer als die Kontaktierung.	29
3.9	Berechnete Wärmeströme an den Teiloberflächen. Die jeweiligen Temperaturen aus dem Ergebnis der thermischen FEM-Analyse wurden zur Berechnung der konvektiven Wärmeabträge nach VDI-Wärmeatlas herangezogen.	29
3.10	Temperaturfeld $\theta(\xi, \tau, Bi)$ bei Robinscher Randbedingung [Ver06]	32
3.11	Numerische Lösung zur dimensionslosen Behandlung eines Abkühlvorgangs bei Zylindern verschiedener Biot-Zahlen. a) $Bi = 5$ (vgl. Abb. 3.10). b) Bi in Entsprechung einer 18650-Zelle. Hier lassen sich örtliche Temperaturdifferenzen vernachlässigen.	34

3.12	Numerische Lösung der Wärmeleitungsgleichung bei endlicher Wärmeleitfähigkeit in einer Raum- und einer Zeitkoordinate.	35
3.13	Temperaturverteilung in einer 18650-Zelle. Umgebungstemperatur: 25 °C. Temperatur der Zelle: 36,152 °C < ϑ < 36,236 °C	38
3.14	Vergleich der berechneten Temperaturverläufe nach (3.42) (blau) und (3.47) (grün).	42
3.15	Abkühlkurven bei verschiedenen angenommenen Wärmekapazitäten. Dazu der gemessene Temperaturverlauf. Mit Hilfe einer Optimierungsroutine kann der Zelle eine Wärmekapazität zugeordnet werden.	44
3.16	Entladung einer 18650-Zelle mit konstanten Strömen von 1 A bis 5 A. a) Elektrische Leistung. b) Zelltemperatur – gemessen an der Oberfläche. c) Zeitableitung der Zelltemperatur. . . .	45
3.17	Berechnung der Wärmeleistung (d) zu konstanten Entladeströmen durch Addition von Zellerwärmung (a) und Wärmeabgabe (b), (c).	46
3.18	elektrische Leistung und Wärmeleistung einer 18650-Zelle bei verschiedenen konstanten Entladeströmen.	47
3.19	Auswertung der Wärmequellverläufe zur Beschreibung der Wärmeleistung durch Entladestrom und Entladetiefe	48
3.20	Rückrechnung der Wärmeleistung nach (3.50) (vgl. Abb. 3.19a).	49
3.21	Temperaturverlauf bei sinusförmigem Klemmenstrom mit wechselndem Vorzeichen. Man erkennt die Zeitkonstante und die Anpassung an die Umgebungstemperatur.	50
3.22	Berechnung der Wärmequelle bei quasi-konstanter Wärmequelle durch sinusförmigen Klemmenstrom	51
4.1	Stoffwerte von Luft nach Fluent-StandardEinstellung bei Boussinesq-Approximation und nach VDI-Wärmeatlas. (a) Dichte. (b) Wärmekapazität. (c) Wärmeleitfähigkeit. (d) Viskosität.	54
4.2	Wärmeübergangskoeffizient berechnet durch unterschiedliche Stoffwerte von Luft	55
4.3	Phasendiagramm der Strömungszustände in der Ra-Pr-Ebene nach Krishnamurti (1973) [Kac09].	56
4.4	Vier geometrisch ähnliche 2D-Rayleigh-Bénard-Strömungsfelder mit verschiedenen Abmaßen. Pfeile stellen Geschwindigkeitsvektoren dar, Falschfarben repräsentieren die Temperatur. Das Strömungsfeld variiert und wird mit Überschreiten einer bestimmten Rayleigh-Zahl instationär.	58
4.5	Zwei 2D-Netze für die Modellierung einer konzentrischen Abwandlung der Rayleigh-Bénard-Strömung. Am inneren Rand herrscht die höhere Temperatur, am äußeren Rand die niedrige.	59

4.6	Ergebnisse aus Untersuchungen verschiedener Methoden zur Modellierung des Luftspalts zur freien Konvektion. Beste Übereinstimmung mit Werten nach [Ver06] werden bei $BC=wall$ und großem Radialspalt erreicht. Bei Radialspalt = 250 mm ist die Strömung instationär.	61
4.7	a), c): RB an Außenrand Wall. b), d): RB an Außenwand pressure outlet. a), b): Temperaturfeld; c), d): Geschwindigkeitsvektoren	62
4.8	Eine einzelne Zelle in freier Luftumgebung, 2D	66
4.9	Eine einzelne Zelle in freier Luftumgebung, 3D	68
4.10	Thermische Simulation einer einzelnen Zelle durch gewöhnliche DGL (3.41). a) Messergebnis. b) Simulation	69
4.11	Wärmeübertragung durch Strahlung [N.N06]	71
4.12	Versuchsaufbau Batterie-Pack aus elf Zellen, zweifache Ausführung	74
4.13	3D-Netz zur CFD-Simulation des elf-Zellen-Batterie-Packs. b) Detailansicht	74
4.14	CFD-Ergebnis des Strömungsfeldes bei freier Konvektion am elf-Zellen-Batterie-Pack	75
4.15	Vergleich zwischen Simulation und Messungen. a), b) Temperaturverläufe an den jeweils acht Messpunkten an zwei 11-Zellen-Packs mit konstanter Wärmequelle. c) Ergebnis der 3D CFD-Simulation. d) schematische Anordnung der Zellen und der Temperaturmesspunkte im Pack	76

Tabellenverzeichnis

3.1	Schichtung der Komponenten in der 18650-Zelle	11
3.2	thermische Materialeigenschaften der Komponenten einer LiFePO_4 -Zelle. Quelle: [KYS ⁺ 10]	12
3.3	thermische Materialeigenschaften der gesamten LiFePO_4 -Zelle	13
3.4	Koeffizienten der Näherungspolynome zu den temperaturabhängigen Stoffgrößen	23
4.1	Übersicht der untersuchten Ra-Zahlen	57

Anhang A

Zeichenerklärung

A.1 lateinische Formelzeichen

a	Temperaturleitfähigkeit	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
c	spezifische Wärmekapazität	$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$
D	Gesamtstärke einer Schichtung	m
d_C	Schichtstärke in einer Spulenwicklung	m
d_n	Einzelschichtstärke einer Schichtung	m
F	Körperoberfläche	m^2
\vec{f}	Auftriebsterm	$\frac{\text{N}}{\text{m}^3}$
G_r	radiale Spaltbreite	m
g	Erdbeschleunigung	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
I	Strom	A
J	Wärmestrom	W
\vec{j}, \vec{j}	Wärmestromdichte	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
K_N	Batterienennkapazität	A s
L_C	abgewickelte Länge einer Spule	m
l	charakteristische / umströmte Länge	m
\vec{n}	Oberflächen-Normalenvektor	1
P_{el}	elektrische Leistung	W
p	Druck	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$
Q	Entladungsmenge	A s
q	Entladezustand: $q = \frac{Q}{K_N}$	1
R	Radius	m
R_C	Radius einer Spule	m
R_{int}	Innenwiderstand	Ω

r	radiale Raumkoordinate	m
S	Wärmequelle	W
s	Wärmequellendichte	$\frac{W}{m^3}$
T	absolute Temperatur	K
t	Zeit	s
U_{Kl}	Klemmenspannung	V
w	Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
v	spezifisches Volumen	$\frac{m^3}{kg}$
X	räumliche Körperausdehnung	m
x	kartesische Raumkoordinate	m
z	axiale Raumkoordinate	m

A.2 griechische Formelzeichen

α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{W}{m^2 K}$
α_{eff}	effektiver Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{W}{m^3 K}$
β	thermischer Ausdehnungskoeffizient	$\frac{1}{K}$
δ	Zeitkonstante	s
ε	Emissionsgrad	1
η	dynamische Viskosität	$\frac{Ns}{m^2}$
Θ	relative Temperatur	K
ϑ	Celsiustemperatur	$^{\circ}C$
θ	normierte Temperatur	1
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{W}{mK}$
ν	kinematische Viskosität	$\frac{m^2}{s}$
ξ	normierte räumliche Ausdehnung	1
π	Kreiszahl	1
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$\frac{W}{m^2 K^4}$
τ	dimensionslose Zeit (Froude-Zahl)	1
ϕ	temperaturabh. Stoffgröße	
φ	tangentiale Raumkoordinate	m

A.3 Indices

Konv	Konvektion
Rad	Wärmestrahlung
F	Körperoberfläche
C	Ladevorgang
DC	Entladevorgang

Anhang B

verwendete Batterietypen

	G	Y
Hersteller	Emmerich	A123 Systems
Geometrietyp	18650	18650
Chemie	LiFePO ₄	LiFePO ₄
Kapazität	1,2 Ah	1,1 Ah
Masse	39 g	39,5 g
Nennspannung	3,2 V	3,3 V
Ladeschlussspannung	3,65 V	3,6 V
Entladeschlussspannung	2,0 V	2,0 V
Innenwiderstand	ca. 45 mΩ	ca. 25 mΩ
Masse	39 g	39,5 g
Länge (Nennwert)	65 mm	65 mm
Durchmesser (Nennwert)	18 mm	18 mm
res. Volumen	$1,645 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$	$1,645 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Effektivwerte		
Dichte	$2\,358 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$2\,338 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
axiale Wärmeleitfähigkeit	$58,77 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$	$58,77 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$
radiale Wärmeleitfähigkeit	$4,554 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$	$4,554 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$
Wärmekapazität	$809,89 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$	$697,924 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$