

Diplomarbeit

Implementierung eines
Strahlungsmodells in das
Strömungsmodell ASAM und
Untersuchung der Einflüsse
solarer Einstrahlung auf die
Strömungsverhältnisse in
Straßenschluchten

Stefan Horn

Juni 2006

Betreuer:

Prof. E. Renner (Institut für Troposphärenforschung)

Prof. W. Metz (Leipziger Institut für Meteorologie)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Stand der Technik	7
3	Modellbeschreibung ASAM	9
3.1	Grundgleichungen	9
3.2	Standard k- ε -modell	12
3.3	Randbedingungen	17
3.4	Bodenmodell	18
3.5	Verschobenes Gitter	19
3.6	Geometrie und Cutcells	20
4	Strahlungsmodell	23
4.1	Wechselwirkung der Strahlung mit der Atmosphäre	23
4.2	Wechselwirkung der Strahlung mit der Orografie/den Wänden	24
4.2.1	Viewfaktoren	26
4.2.2	Abschattung	26
4.3	Das Strahlungsmodell Fu-Liou	27
4.4	Wärmeübergang Wand-Luft	28
4.5	Implementierung	31
5	Beispielrechnungen	34
5.1	Straßenschlucht	34
5.2	Strömung über zwei Flächen unterschiedlicher Albedo	38
5.3	Tagesgang der turbulenten Grenzschicht	40
6	Zusammenfassung und Ausblick	45

1 Einleitung

Nicht nur die Strömungsmodellierung, auch andere numerische Simulationen gewinnen, nicht zuletzt durch die enorm steigende Verfügbarkeit von Rechenleistung, an Bedeutung. Mit der Möglichkeit, sehr viele Rechenoperationen in relativ kurzer Zeit durchzuführen, erschließt sich eine ganz neue Art, mit mathematischen Systemen, wie zum Beispiel einem System aus partiellen Differentialgleichungen, umzugehen und deren Eigenschaften und Vielfältigkeiten zu studieren. Durch entsprechende Visualisierung der Ergebnisse kann mit Hilfe dieser Modelle ein virtuelles Abbild der Realität geschaffen werden, in dem man nahezu beliebig Parameter verändern und deren Einflüsse auf das Modell beobachten kann. Des Weiteren können, bei guter Parametrisierung des Systems an bestehende Verhältnisse, Voraussagen getroffen werden, die von hohem wirtschaftlichen und wissenschaftlichen Interesse sind. Es können teure Experimente und die zeitaufwändige Herstellung von Prototypen vermieden werden, und die physikalischen Zusammenhänge in der Natur werden deutlicher. Besonders faszinierend ist dabei, dass auch ein relativ einfaches Gleichungssystem eine Vielfalt an Strukturen reproduzieren kann, die auch im Alltag wiedergefunden werden können. Die Simulation von Strömungen besitzt dabei ein enormes Spektrum von Anwendungsmöglichkeiten. Dieses geht, angefangen in der Automobil- und Flugzeugindustrie, über jegliche Art von Fahrzeugen, beispielsweise deren Luftwiderstand oder das Erreichen idealer Verbrennungsbedingungen in den Motoren, hin zur Berechnung von Ablagerungen und Temperaturverteilungen. Auch akustische Simulationen sind möglich und in der Halbleiterindustrie benötigt man die Strömungssimulation bei der Produktion von hochreinen Siliziumkristallen mit gleichmäßiger Dotierung. Des Weiteren können Ausbreitungsrechnungen für Aerosole, Schadstoffe, Pollen und Diasporen in der Atmosphäre und auch im Grundwasser vorgenommen werden. Eines der ersten und ältesten Einsatzgebiete, welches auch von großem Allgemeininteresse geprägt ist, ist die Simulation und Vorhersage des lokalen und globalen Wetters. Der Einsatzbereich der numerischen Simulation im Allgemeinen ist zur Zeit noch nicht abzusehen. Enorm an Bedeutung werden physikalische Simulationen auch im Bereich der Computerspiele gewinnen. Nicht nur um diese virtuelle Welt besser und realistischer darzustellen, sondern auch um die Interaktivität des Spielers mit dieser Welt zu erhöhen.

Diese Diplomarbeit setzt sich mit der Modellierung atmosphärischer Strömungen unter Berücksichtigung der solaren Einstrahlung auseinander. Dazu wird das bestehende Strahlungsmodell von Fu und Liou in das Strömungsmodell ASAM, welches sich noch in Entwicklung befindet und ständig erweitert wird, integriert und die Einflüsse dieser Strahlung auf das Modellverhalten, speziell die Strömung in einer idealisierten Straßenschlucht, untersucht. Zu Beginn werde ich einen kurzen Überblick über bestehende Strömungsmodelle und Methoden geben. Darauf folgt, relativ ausführlich, die Beschreibung des vorliegenden Strömungsmodells und ein kurzer Überblick über das verwendete Strahlungsmodell. Dann werden die Einflüsse der Strahlung auf die Strömung diskutiert und die Implementierung derer näher erläutert. Zu guter Letzt folgen die gerechneten Beispiele und eine Zusammenfassung.

2 Stand der Technik

In der Modellierung von Strömungen gibt es zwei große Ansätze, die sich unter dem Namen Finite-Elemente-Methode zusammenfassen lassen. Das ist zum Einen der Eulersche Ansatz und sind zum Anderen die Lagrangemodelle. In den Lagrangemodellen werden für eine begrenzte Anzahl Elemente, die sich bewegen können, entsprechende Differentialgleichungen gelöst, um die Bahnen der einzelnen Teilchen zu berechnen. In den Eulerschen Modellen wird das Modellgebiet in viele Volumina unterteilt und deren Wechselwirkungen untereinander wiederum durch ein System partieller Differentialgleichungen beschrieben. Dabei können unterschiedliche Koordinatensysteme zum Einsatz kommen. Im LM [Doms, Schättler 1999], dem Lokalmodell des Deutschen Wetterdienstes, werden geländefolgende Koordinaten verwandt. Das bedeutet, dass die Vertikalkoordinate an der untersten Schicht des Modells dem Verlauf der Orografie folgt und die darüberliegenden Schichten sich dieser anpassen. Der Vorteil liegt in der einfacheren Parametrisierung der unteren Randbedingungen für das Modell. Des Weiteren können unstrukturierte Gitter zum Einsatz kommen, wie im kommerziellen Modellpaket FLUENT. Dabei liegt der Vorteil darin, dass die Auflösung und die Struktur des Gitters leicht an gegebene Geometrien angepasst werden können, beispielsweise um Strömungsverhältnisse innerhalb von Motorteilen oder einer Auspuffanlage zu berechnen. Der Nachteil liegt in einem höheren Aufwand für die Gleichungslöser. Weiterhin gibt es noch Modelle, die mit karthesischen Koordinatensystemen rechnen. Wie unter anderem MISKAM, welches ein Modell für Ausbreitungsrechnungen darstellt, das auch Häusergeometrien in Form von Blöcken berücksichtigen kann, oder das hier verwendete Modell ASAM, in dem mit Hilfe von Cutcells auch kompliziertere Gebäudegeometrien behandelt werden können. Da für die numerische Simulation sehr viel Rechenleistung benötigt wird, sind die meisten Modelle darauf ausgelegt, auch in einer Parallelprozessorumgebung bzw. in Netzwerkclustern zu laufen.

Trotz der hohen Rechenleistungen können die Strömungen nur bis zu einem bestimmten Grad aufgelöst werden. Deshalb gibt es verschiedene Turbulenzmodelle um die subskaligen Strömungen zu parametrisieren. Die direkte numerische Simulation verwendet kein solches Modell. Sie versucht die Turbulenzen der Strömung bis in die molekulare

Größenskala hinein aufzulösen und ist daher wegen des hohen Rechenaufwandes nur zu Forschungszwecken sinnvoll. Einen Mittelweg zwischen der direkten numerischen Simulation und der reinen Turbulenzparametrisierung stellt der noch relativ junge Ansatz der Large-Eddy-Simulation dar. Dabei werden größere Wirbel direkt aufgelöst und die Turbulenzen dann durch einen räumlichen Tiefpassfilter geglättet. In den klassischen Turbulenzmodellen ohne räumliche Filterung kann es bei der Simulation einer dynamischen Strömung dazu kommen, dass die Strömung zu turbulent wird und der Gleichungslöser nicht mehr konvergiert bzw. die möglichen Zeitschritte zu klein werden.

In meiner Diplomarbeit soll es speziell auch um den Einfluss der Strahlung auf Strömungen in Straßenschluchten gehen. ähnliche Rechnungen wurden schon von Jean-Francois Sini mit dem von ihm entwickelten Modell CHENSI durchgeführt [Sini, 1996]. Darin wurde die Temperatur der Wände durch Heizen oder Kühlen innerhalb der Wand variiert und der Einfluss dieser Änderung auf die Strömung in idealisierten Straßenschluchten mit unterschiedlichen Seitenverhältnissen untersucht. Die Straßenschlucht wurde dabei als unendlich lang angenommen, was es ermöglicht die Rechnung auf ein zweidimensionales Gebiet mit periodischen Randbedingungen zu reduzieren. Anhand ähnlicher Modelle wurde auch der Einfluss von Baumbewuchs [Gao, Ojima, 2002] oder des Straßenverkehrs auf die Strömungen untersucht und die Verteilung von Schadstoffen innerhalb der Straßenschlucht [Baik, Kim 2002] berechnet. Die Umströmung von komplexen Gebäudesituationen in drei Dimensionen wurde von M.Y. Tsai und K.S. Chen [Tsai, Chen, 2004] modelliert und im Anschluss daran von [Huang et. al, 2005] die Einflüsse einer großen Klimaanlage eines Wohngebietes auf das Stadtklima und das Wohlbefinden des Menschen untersucht.

3 Modellbeschreibung ASAM

Das Modell ASAM (All Scale Atmospheric Model), ist ein Strömungsmodell mit der Möglichkeit, zusätzlich chemische Prozesse zu simulieren und Transport- und Ausbreitungsrechnungen durchzuführen. Es wurde in den letzten Jahren am Institut für Troposphärenforschung entwickelt. Ziel der Entwicklung soll ein Modell sein, mit dem es möglich ist, beliebigskalige atmosphärische Vorgänge zu simulieren, vom Globus (Makroskala) bis hin zum Stadtklima und den Strömungsverhältnissen um beispielsweise einen Gebäudekomplex (Mikroskala).

3.1 Grundgleichungen

Der Zustand eines Teilchens wird durch seinen Ort und seinen Impuls definiert. Im Rahmen der Strömungsmodellierung wäre es zu aufwändig, jedes einzelne Teilchen innerhalb eines bestimmten Volumens zu betrachten, statt dessen werden nur Aussagen gemittelt über ein bestimmtes Volumen gemacht. Der Gesamtimpuls des Volumens ergibt sich somit zu $\rho\vec{u}$. Zusätzlich führen die einzelnen Teilchen immer noch Schwankungsbewegungen um ihren mittleren Impuls aus. Diese Schwankungen werden als Brownsche Molekularbewegung bezeichnet und als Maß für diese Energie wird die Temperatur definiert. Im Model ASAM wird nicht die klassische Temperaturskala nach Kelvin verwendet, sondern die potentielle Temperatur, die wie folgt definiert ist:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_s}{c_p}} \quad \theta = \frac{2}{fk} \langle E \rangle \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_s}{c_p}} \quad (3.1)$$

In dieser Gleichung ist p_0 der Normaldruck (1000mBar), R_s die spezifische Gaskonstante für trockene Luft ($278 \frac{J}{KgK}$) und c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck. Die Unbekannte p ist über die Zustandsgleichung des idealen Gases mit der Temperatur und der Dichte verknüpft.

$$p = \rho R_s T \quad (3.2)$$

Die potentielle Temperatur kann direkt mit der Entropie in Verbindung gesetzt wer-

den. Daraus folgt, dass diese bei adiabatischen Vorgängen eine Erhaltungsgröße darstellt. Auf Grund der geringen Wärmeleitfähigkeit der Luft können die Vorgänge in der Atmosphäre ohne äußere Energiequellen als adiabatisch angenommen werden. Der Zustand eines Fluids innerhalb eines infinitesimalen, dreidimensionalen Kontrollvolumens kann somit näherungsweise durch die Zustandsgrößen Dichte, Impuls und der inneren Energie charakterisiert werden.

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho \theta \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Jede dieser Größen ist eine Erhaltungsgröße. Das heißt, es gelten die Erhaltungssätze der Massenerhaltung, der Impulserhaltung und der Energieerhaltung. Als Beispiel wird kurz auf die Massenerhaltung eingegangen.

Die Gesamtmasse eines Kontrollvolumens ist als Integral über die Dichte innerhalb dieses Volumens definiert. Die Änderung dieser Masse in einer bestimmten Zeit kann durch Integration des Massenflusses über den gesamten Rand des Volumens bestimmt werden.

$$M = \int_{\Omega} \rho dV \quad \frac{dM}{dt} = - \int_{\partial\Omega} \rho \vec{u} \cdot \vec{\sigma} \quad (3.4)$$

Anwendung des Gauß'schen Integralsatzes

$$\int_{\partial\Omega} \rho \vec{u} \cdot \vec{\sigma} = \int_{\Omega} \nabla \cdot (\rho \vec{u}) dV \quad (3.5)$$

und die Zeitableitung der Definition der Gesamtmasse führt auf:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho dV = - \int_{\Omega} \nabla \cdot (\rho \vec{u}) dV \quad (3.6)$$

Wenn nun das Volumen und der Zeitschritt dt als infinitesimal klein angesehen werden, führt dies auf die differentielle Form der Erhaltungsgleichung

$$\frac{d}{dt} \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.7)$$

Analog können die Erhaltungsgleichungen für die anderen Größen hergeleitet werden.

Bei der Impulsgleichung tritt zusätzlich noch ein Term auf, der den Impulsaustausch am Rand des Kontrollvolumens beschreibt. Durch die statistische Eigenbewegung der Teilchen findet ein ständiger Austausch zwischen zwei benachbarten Kontrollvolumina statt. Wieviele Teilchen in einem bestimmten Zeitintervall diese Grenze passieren und welchen Impuls diese mitbringen, wird durch die Größe Druck beschrieben. Zwischen zwei Volumina mit gleichem Druck ist dieser Transportprozess im Gleichgewicht und der mittlere Impuls ändert sich nicht. Wenn in einer Nachbarzelle der Druck größer ist als in dem betrachteten Volumen, verlassen im Mittel mehr Teilchen das Nachbarvolumen und transportieren einen Teil des Impulses in die Zelle. Somit ist der Druckgradient eine Quelle des Gesamtimpulses für eine Gitterzelle und muss als solches in die Gleichung eingeführt werden. Das nun entstehende Gleichungssystem ist auch unter dem Namen Euler-Gleichungen bekannt, und kann für ein kartesisches Koordinatensystem wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0 \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho \theta}{\partial t} + \frac{\partial \rho \theta u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.10)$$

Hierbei wurde, wie auch im restlichen Teil der Arbeit, auf die Einstein'sche Summenkonvention zurückgegriffen. Das heißt über gleiche Indizes wird summiert. Eine Ausnahme gilt hier für den Index i der die drei Raumrichtungen repräsentiert.

Neben dem Druck gibt es noch eine weitere Parametrisierung, die die Wechselwirkung zwischen den Teilchen berücksichtigen soll, die Viskosität. Diese hat, wie der Druck, nur auf die Impulsgleichungen Einfluss. Zwischen Luftschichten mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten wirken auf Grund der Viskosität Scherkräfte, welche in den Eulergleichungen unberücksichtigt bleiben. Diese Scherkräfte werden über den viskosen Spannungstensor $\tau_{\mathbf{j}}$ in die Impulsgleichungen eingeführt, und man erhält die Navier-Stokes-Gleichungen.

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (3.11)$$

mit

$$\tau_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \quad (3.12)$$

μ ist hierbei die dynamische Viskosität. Neben der dynamischen Viskosität wird noch die kinematische Viskosität $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ verwendet. Sie gibt das Verhältnis von der Trägheitskraft zu den inneren Reibungskräften an. Zusätzlich können noch von außen Kräfte, wie die Gravitation, oder Energiequellen wie Sonneneinstrahlung auf das System wirken. Diese werden wiederum über Quellterme in das Gleichungssystem eingeführt, wie es hier mit der Gravitation (ρg_i) geschehen ist:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \rho g_i \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \rho \theta}{\partial t} + \frac{\partial \rho \theta u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.15)$$

Diese Gleichungen stellen ein partielles Gleichungssystem für die drei Zustandsgrößen Dichte, Impuls und Energie dar, mit dem man theoretisch, ausgehend von einem Anfangszustand und mit entsprechenden Randbedingungen, das Verhalten eines Fluides berechnen kann. Analytisch lassen sich Randbedingungen und der Anfangszustand jedoch nur für bestimmte Spezialfälle beschreiben, die so in der Realität selten vorkommen. Für praktische Anwendungen genügt es, angenäherte Lösungen für bestimmte Modellgebiete mit bestimmten modellierten Ausgangszuständen und Randbedingungen zu finden. Deshalb ist es sinnvoll dieses System auf numerischem Weg zu behandeln. Das heißt, man berechnet die Größen nicht an jedem Ort und zu jedem Zeitpunkt, sondern nur für eine begrenzte Anzahl von Gitterpunkten und in Zeitschritten die nicht unendlich klein sind.

3.2 Standard k- ε -modell

Da die mögliche Auflösung der Modellrechnung noch sehr stark durch die zur Verfügung stehende Rechenleistung beschränkt ist, wurde eine Möglichkeit entwickelt subskalige Strömungen, also Turbulenzen die durch das Gitter nicht mehr aufgelöst werden können, durch ein Turbulenzmodell zu beschreiben. Dazu wird der momentane Zustandsvektor als über das Kontrollvolumen zeitlich gemittelt betrachtet, so dass der reale Zustand an einem Punkt von dem berechneten um eine Fluktuation $\mathbf{Z}'(t)$ abweicht. Statt des zeitlichen Mittelwertes können für den Hauptteil auch andere statistische Mittelwerte

gebildet werden. Ganz allgemein wird für den Hauptteil ein Filter $\langle \cdot \rangle$ verwendet.

$$\rho(t) = \langle \rho \rangle + \rho'(t) \quad (3.16)$$

$$u_i(t) = \langle u_i \rangle + u'_i(t) \quad (3.17)$$

$$\theta(t) = \langle \theta \rangle + \theta'(t) \quad (3.18)$$

Um nun eine Gleichung für diese Hauptströmung zu erhalten, werden die obigen Gleichungen in die Navier-Stokes-Gleichungen eingesetzt und anschliessend nochmalig der Filter angewandt. Dabei verschwinden Größen wie $\langle u' \rangle$, da die Fluktuationen gleichverteilt sind und im räumlich-zeitlichen Mittel Null ergeben sollen. Aus den advektiven Termen der Impulsgleichung folgen jedoch Mischterme wie zum Beispiel $\langle u'v' \rangle$ die nicht zwingend verschwinden. Sie werden als turbulente Flüsse bezeichnet und in dem Tensor R_{ij} zusammengefasst. Dieser hat prinzipiell die gleiche Form wie ein Spannungstensor und wird deshalb auch als Reynoldspannungstensor bezeichnet. Man erhält die sogenannten Reynolds-Gleichungen, wobei es sich nun um die gefilterten Größen handelt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} = \rho g_i \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial \rho \theta}{\partial t} + \frac{\partial \rho \theta u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.21)$$

Der Unterschied zu den Navier-Stokes-Gleichungen liegt, wie schon erwähnt, im Reynoldsspannungstensor R_{ij} der als Fluss vom Impuls in die Turbulenz interpretiert werden kann, und welcher nun mit einem empirischen Turbulenzmodell modelliert werden muss.

Es gibt zwei große Ansätze zur Turbulenzmodellierung. Einmal über die Wirbelviskositätsmodelle und zum anderen Reynoldsspannungsmodelle.

Bei den Reynoldsspannungsmodellen werden zusätzlich Transportgleichungen für die Reynoldsspannungen und turbulenten Flüsse gelöst und die darin enthaltenen Unbekannten wieder durch empirische Ansätze modelliert. Die Idee dahinter ist die Annahme, dass es günstiger ist, Modellierungsansätze erst spät einzuführen, also für statistische Momente höherer Ordnung. Im Modell ASAM wird jedoch der Ansatz der Wirbelviskositätsmodelle weiter verfolgt, so dass auf Reynoldsspannungsmodelle nicht näher eingegangen wird.

In den Wirbelviskositätsmodellen wird, wie der Name schon sagt, die Wirbelviskosität (ν_t) oder auch turbulente Viskosität als eine Funktion von der turbulenten kinetischen Energie (k) und der Dissipation (ϵ), für die zwei weitere Transportgleichungen empirisch abgeleitet werden können, eingeführt. Diese sind folgendermaßen definiert:

$$k = \frac{1}{2} \langle |\vec{u}'|^2 \rangle \quad \text{und} \quad \epsilon = \frac{\nu}{2} \langle |\mathbf{grad} \vec{u}' + \mathbf{grad} \vec{u}'^T|^2 \rangle \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k u_j}{\partial x_j} = P - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / c_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon u_j}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / c_\epsilon) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (3.24)$$

Die turbulente kinetische Energie und die Dissipation sind dabei jeweils Größen pro Masseneinheit. Mit Hilfe dieser beiden neuen Größen und folgenden von Buissinesq getroffenen Annahmen (aus [Griebel et al., 1995] und [Ehrhard, 1999]):

- $R(\vec{u}')$ wird als Funktion von k, ε und \vec{u} genähert, also $R(\vec{u}') \approx R(\vec{u}, k, \varepsilon)$
- die Turbulenz ist isotrop, das heißt in alle Richtungen gleichverteilt
- der durch die Turbulenz verursachte konvektive Transport entspricht einer diffusen Ausbreitung der Hauptgröße
- die Reynoldsspannungen sind proportional zur Deformation S_{ij} des Geschwindigkeitsfeldes und der Proportionalitätsfaktor ist die turbulente Wirbelviskosität ν_t

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \nu_t = C_\nu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{mit} \quad C_\nu = 0,09 \quad (3.25)$$

kann nun der Reynoldsspannungstensor in Abhängigkeit von bekannten Größen genähert werden.

$$R_{ij}(\vec{u}, k, \varepsilon) = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (3.26)$$

Der Koeffizient C_ν wurde an Hand von Strömungen bestimmt, die sich näherungsweise im lokalen Gleichgewicht befanden. In komplexeren Strömungen die sich nicht im lokalen Gleichgewicht befinden, wie Strömungen um Gebäude, kann dieser Koeffizient stark vom Wert 0,09 abweichen.

Da zwischen dem Reynoldsspannungstensor und der Deformation des Geschwindigkeitsfeldes S_{ij} ein linearer Zusammenhang angenommen wird, heißen diese Modelle auch lineare Wirbelviskositätsmodelle.

Das Gleichungssystem wird also um zwei weitere Zustandsvariablen und die zwei zugehörigen Transportgleichungen erweitert:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} = \rho g_i \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \rho \theta}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \theta}{\partial x_j} = 0 \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k u_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / C_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P - \epsilon \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon u_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / C_\epsilon) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.31)$$

hierbei sind die empirischen Konstanten wie folgt bestimmt:

$$C_k = 1,0 \quad C_\epsilon = 1,3 \quad C_{\epsilon 1} = 1,44 \quad C_{\epsilon 2} = 1,92 \quad (3.32)$$

Der Produktionsterm P für die turbulente kinetische Energie ist im Prinzip gerade der Anteil, der im Reynoldsspannungstensor als Senke für den Impuls auftritt, nur in Einheiten der turbulenten kinetischen Energie. Er repräsentiert also den Teil der Energie, der von der relativ grobskaligen noch aufgelösten Strömung in die ungerichtete, turbulente Schwankungsbewegung, die nicht mehr durch das Gitter aufgelöst werden kann übergeht. In diesen Produktionsterm wird dann die oben hergeleitete Näherung von Buissinesq eingesetzt.,

$$P = R_{ij} \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.33)$$

$$= 2\mu_t S_{ij} \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.34)$$

$$= C_\mu \epsilon S^2 \quad \text{mit} \quad S \equiv \frac{k}{\epsilon} \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.35)$$

Die Produktion von Turbulenz durch Auftriebseffekte bei bestimmten Temperaturverteilungen werden durch eine Modifikation des Produktionstermes modelliert. Dazu wird die Gradient-Richardson-Zahl Ri eingeführt, die eine Funktion des Temperaturgradienten in der Vertikalen ist. Wenn dieser Gradient negativ ist, also eine instabile Schichtung vorliegt, wird der Produktionsterm für die turbulente kinetische Energie und die Dissipation verstärkt, und analog bei einer stabilen Schichtung, mit positivem Gradienten, gedämpft.

$$Ri \equiv \frac{g}{\theta} \frac{1}{2S_{ij}^2} \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k u_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / C_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P \left(1 - \frac{Ri}{\sigma_\theta} \right) - \epsilon \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon u_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / C_\epsilon) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P \left(1 - \frac{C_{\epsilon 3} Ri}{C_{\epsilon 1} \sigma_\theta} \right) - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.38)$$

Die zusätzlich auftretenden Konstanten haben nach [Stull, 1988] die Werte $C_{\epsilon 3} = 0,8$ und $\sigma_{\theta} = 0,74$. Das Standard-k- ϵ -Modell sagt allerdings in Staupunkten eine zu hohe Produktion turbulenter kinetischer Energie voraus. Die Ursache für dieses Verhalten ist die Deformation S , die quadratisch in den Produktionsterm eingeht. Diese ist im Bereich von Staupunkten sehr hoch. Bei einer Umströmung von Gebäuden wird dieser Fehler durch Konvektion stromabwärts transportiert, so dass nicht nur der Bereich um den Staupunkt negativ beeinflusst wird, sondern die gesamte Strömung stromabwärts. Von Kato und Launder wurde daher eine Modifikation des Produktionstermes vorgeschlagen, die diese Überproduktion verhindert (nach [Ehrhard, 1999]). Dazu wird der Produktionsterm in Abhängigkeit von der Deformations-Invariante S und der Vorticity-Invariante Ω modelliert.

$$\Omega \equiv \frac{k}{\epsilon} \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (3.39)$$

$$\Omega_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.40)$$

$$P = C_{\mu} \epsilon S \Omega \quad (3.41)$$

In normalen Scherströmungen sind die Deformations-Invariante und die Vorticity-Invariante nahezu gleichgroß, so dass die Ergebnisse des Standardmodells gut reproduziert werden. Im Bereich von Staupunkten jedoch wird die Vorticity-Invariante sehr viel kleiner, was zu einer geringeren Produktion als im Standardmodell führt und damit eher der Realität entspricht. Mit diesen Größen sind nun alle Unbekannten bestimmt und das Gleichungssystem geschlossen.

3.3 Randbedingungen

In den Zellen am äußeren Rand des Modellgebietes werden zur Berechnung der Ableitungen Werte benötigt, die außerhalb des Modellgebietes liegen. Diese muss man sich über entsprechende Randbedingungen beschaffen. Dabei unterteilt man in Dirichlet-Randbedingungen und Neumann-Randbedingungen. Bei Dirichlet-Randbedingungen wird der Wert der Randzelle fest vorgeschrieben und bei Neumannbedingungen wird die Richtungsableitung der entsprechenden Größe in Richtung der Randnormalen gegeben. Diese Richtungsableitung ist beispielsweise bei der Größe Temperatur direkt proportional zum Wärmefluss an der Oberfläche der Wand. Wenn dieser Fluss den Wert Null

hat, handelt es sich dabei um eine adiabatische Randbedingung. Des Weiteren gibt es periodische, funktionale (Inflow) und reflektionsfreie Randbedingungen (Outflow).

Bei periodischen Randbedingungen wird diese Ableitung mit Hilfe der Zellen des gegenüberliegenden Randes berechnet. Das führt dazu, dass eine an dem einen Rand auslaufende Welle auf dem gegenüberliegenden Rand wieder einläuft. Realistische Anwendungen ergeben sich beispielsweise bei der Modellierung des gesamten Globus, Rohrströmungen oder Gebiete, die eine sehr große räumliche Ausdehnung besitzen, ein großer Parkplatz oder ähnliches.

Funktionale Randbedingungen bedeuten, dass die Ableitung durch eine entsprechende Funktion bestimmt wird. Wie zum Beispiel bei der Anströmung eines Gebietes aus einer bestimmten Windrichtung oder beim "Nesting", dem Einbetten des Modellgebietes in ein größeres Modell, dabei können die schon mit geringerer Auflösung berechneten Werte als funktionale Randbedingungen in das hochauflösendere Modell eingekoppelt werden.

Reflektionsfreie Randbedingungen werden verwendet wenn es nötig ist, eine Strömung aus dem Gebiet auslaufen zu lassen, wie am windabgewandten Rand eines angeströmten Gebietes. Dabei können Störungen wie Wellen und Turbulenzen das Modellgebiet ungehindert verlassen.

Ebenso benötigt man an Wänden Informationen darüber, wie diese mit der Strömung interagieren. Dabei gibt es reibende und reibungsfreie Randbedingungen für den Impuls und Wandfunktionen für die turbulente kinetische Energie, die Dissipation und die Temperatur. In dem hier verwendeten Modell hat die Wand zur Zeit noch keinen direkten Einfluss auf die Turbulenz, d.h. sie wird wie im restlichen Modellgebiet advektiv transportiert und aus der Deformation des Geschwindigkeitsfeldes produziert. Für die Dissipation wird ein Produktionsterm in Abhängigkeit der Rauigkeitslänge verwandt und die Wandfunktion für die Temperatur wird im Kapitel 3.4.4 näher beschrieben.

3.4 Bodenmodell

Im Modell ASAM wird zur Zeit nicht zwischen der Bodenoberfläche und den Hauswänden unterschieden. Für die Berechnung der Flussbilanz an der Oberfläche der Wände benötigt man eine Parametrisierung der Wärmeflüsse in die Wand. Dabei gibt es den sensiblen und den latenten Wärmefluss. Der sensible Wärmefluss beruht auf Diffusion, und der Latente auf Verdunstung und Kondensation von Wasser an der Oberfläche. Diese Interaktion zwischen den Wänden und der Atmosphäre muss über ein Modell beschrieben werden. Als Wandmodell kommt in dieser Arbeit ein einfaches eindimensionales Einschichtenmodell, ohne Berücksichtigung der Feuchtigkeit, zum Einsatz. Hierbei ist die Temperatur

der Oberfläche der Wand variabel und in der ersten Wandschicht, in einem halben Meter Tiefe, mit einer konstanten Temperatur parametrisiert. Die Oberfläche wird durch Temperatur(T_s), Albedo, Emissivität und Rauigkeitslänge charakterisiert, welche auch von Randzelle zu Randzelle variieren können. Die erste Schicht wird mit ihrer Wärmeleitfähigkeit(λ) und ihrer Temperatur(T_B) modelliert. Der sensible Wärmefluss an der Oberfläche der Wand hängt vom Temperaturgradienten und der Wärmeleitfähigkeit ab, und kann über die Wärmeleitungsgleichung explizit berechnet werden.

$$B = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \approx -\lambda \frac{(T_b - T_s)}{0,5m} \quad (3.42)$$

3.5 Verschobenes Gitter

Zur Diskretisierung kann man verschiedene Gittertypen verwenden. Diese haben die Namen Arakawa A-E. Das Model ASAM arbeitet mit einem verschobenen Gitter (Arakawa C). Das bedeutet Größen wie Druck, Dichte, Temperatur, turbulente kinetische Energie (Tke) und Dissipation (Dis) werden im Mittelpunkt der Zellen und die Geschwindigkeiten auf den entsprechenden Flächen diskretisiert. Zum Beispiel die Geschwindigkeit in x-Richtung (u) wird somit auf der Fläche zwischen der aktuellen und der links benachbarten Zelle diskretisiert. Der Grund dafür ist, dass die Ergebnisse, beispielsweise für die Dispersionsrelation, besser der Realität entsprechen als bei den anderen Gittertypen.

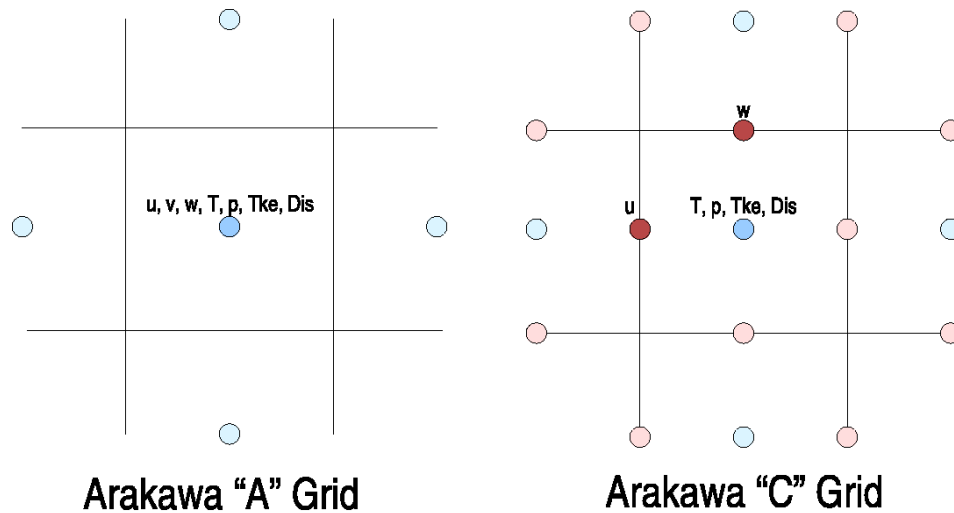


Abbildung 3.1: Gittertypen Arakawa A und C

Des Weiteren besteht in diesem Modell die Möglichkeit das Gitter in Blöcke aufzuteilen und lokal zu verfeinern. Das macht vor allem da Sinn wo die Geometrie genauer wiedergegeben werden muss und um Wirbel oder Ähnliches aufzulösen. Eigentlich wird das Gitter im Modell ASAM nicht verfeinert, sondern in der maximalen Auflösung definiert und dann in Blöcken in denen eine geringere Auflösung ausreicht herabgesetzt.

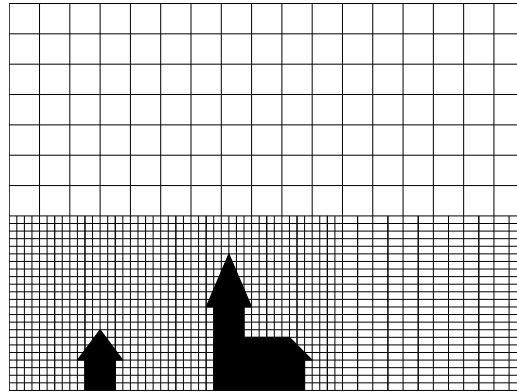


Abbildung 3.2: lokal verfeinertes Gitter

3.6 Geometrie und Cutcells

Die Geometrie wird im Model ASAM durch Cutcells repräsentiert. Cutcells sind Gitterzellen, in denen die Schnittmenge der Gitterzelle mit der Geometrie herausgeschnitten wurde. Das heißt, die Flächen zu den Nachbarzellen und das Volumen der Zelle werden entsprechend angepasst.

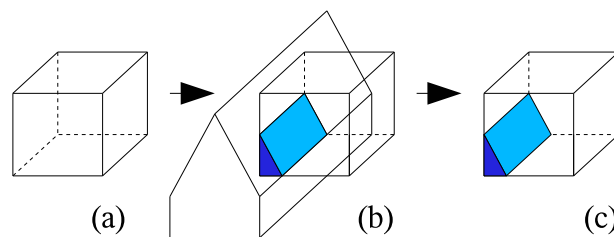


Abbildung 3.3: (a)Gitterzelle (b)Gitterzelle mit Geometrie (c)Cutcell

Zur Berechnung dieser Cutcells gibt es verschiedene Herangehensweisen. Zum einen können Geometrien verwendet werden, die rechtwinklig zum Gitter ausgerichtet sind. Dabei sind die Flächen und die Volumina relativ einfach zu berechnen, besonders dann wenn Punkte bzw. Flächen der Geometrie mit Gitterpunkten oder Gitterflächen zusam-

menfallen. Bei Geometrien die eine beliebige Ausrichtung zum Gitter haben, wird die Berechnung dieser Größen weitaus komplizierter.

In 3D-Grafikprogrammen werden zur Modellierung von Objekten unter anderem Boolesche Körper verwandt. Das sind Körper die durch die Booleschen Logikoperationen Addition, Subtraktion und Schnittmenge aus einfacheren Geometrien gebildet werden. Für das 3D-Animationsprogramm Blender gibt es ein Skript, welches diese Operationen implementiert. Dieses kann mit Hilfe der Skriptsprache Phyton verwendet und automatisiert werden. Dazu habe ich ein weiteres Skript erstellt welches die Schnittmenge zwischen jeder einzelnen Gitterzelle und der Geometrie berechnet und diese dann von der eigentlichen Gitterzelle subtrahiert. Zurück bleibt die jeweilige gesuchte Cutcell mit entsprechenden Flächen und Volumeninhalten.

Leider versagt der implementierte Algorithmus, wenn einzelne Kanten der Geometrie auf den Randflächen der Gitterzelle liegen, da dann keine Schnittpunkte zwischen diesen Kanten und den Zellflächen gefunden werden. Ausserdem werden in Blender die Objekte intern in verketteten Listen gespeichert. Das führt wiederum dazu, dass die zur Berechnung benötigte Zeit, mit zunehmender Objektanzahl, immens ansteigt. Daher ist das Programm Blender, in Verbindung mit diesem Skript, für große Modellgebiete mit vielen Randzellen und beliebiger Geometrie ungeeignet.

Um die Cutcells auch für allgemeine Geometrien brechnen zu können, habe ich daher ein externes Programm geschrieben, welches mit einem rekursiven Algorithmus die Volumina, die Flächen und die Flächennormalen der Randzellen ermittelt. Die Geometrie muss dafür als eine Menge aus konvexen Körpern, die über ihre Eckpunkte und die enthaltenen Flächen definiert sind, vorliegen. Das Programm unterteilt nun jede an eine Fläche der Geometrie grenzende Zelle in acht kleinere Zellen und untersucht dann welche der entstandenen Subzellen im freien Modellgebiet oder innerhalb der Geometrie liegen und welche wieder angeschnittene Zellen sind. Die angeschnittenen Subzellen werden dann wieder verfeinert und nach innen, aussen und angeschnitten sortiert. Wenn eine ausreichende Genauigkeit erreicht ist, werden aus den Subzellen die benötigten Größen Schnittfläche, Normalenvektor, Material und Aufpunkt der Schnittfläche, die noch freien Randflächen und das Volumen der Gitterzelle berechnet. Zur Verdeutlichung wird dieses Verfahren in Abb. 3.4 für eine vereinfachte zweidimensionale Zelle dargestellt. Darin ist die Gitterzelle schwarz und die Grenze zwischen Geometrie und Modellgebiet blau eingezeichnet. Die Größe R gibt die Rekursionstiefe des Algorithmus an. Subzellen die im zu berechnenden Modellgebiet liegen sind grün markiert und die in der Geometrie liegenden rot. Für die gelben Zellen ist in diesem Rekursionsschritt noch keine Entscheidung in Innen oder Außen möglich gewesen. Die Flächen und das Volumen der Zelle werden,

bei Erreichen der maximalen Rekursionstiefe, durch Integration über die Subzellen ermittelt. Die Ergebnisse sind immer mit einem Fehler behaftet, der von der verwendeten maximalen Rekursionstiefe abhängt.

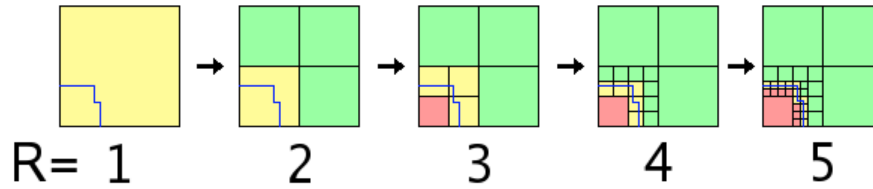


Abbildung 3.4: Rekursionsschritte zur Bestimmung der Cutcells

Angenommen die Zelle hätte eine Grenzfläche von einem Quadratmeter, dann würde in dem obigen Beispiel der Fehler für den Flächeninhalt in der fünften Rekursionsstufe $\frac{11}{256} = 0,04m^2$ betragen. Der Fehler kann mit Erhöhen der maximalen Rekursionsstufe jeweils halbiert werden, allerdings erhöht sich auch die Rechenzeit. Für die Berechnung der 120 Cutcells, für die idealisierte Straßenschlucht aus Kapitel 5.1, mit einer maximalen Rekursionstiefe von fünf Schritten benötigte ein 800 Mhz Pentium Prozessor weniger als zwei Minuten. Das Verfahren funktioniert für beliebige konvexe Geometrien, deren Auflösung in etwa der des Gitters entspricht oder geringer ist, und muss einmal vor der eigentlichen Modellrechnung durchgeführt werden. Wenn die Auflösung der Geometrie höher ist als die des Gitters, kann es zu ungewollten Effekten kommen, da Strukturen die kleiner sind als eine Gitterzelle nicht mit den Randflächen der Zelle reproduziert werden können.

4 Strahlungsmodell

In diesem Kapitel möchte ich näher auf das verwendete Strahlungsmodell und den eigentlichen Schwerpunkt meiner Diplomarbeit, der Implementierung der Wechselwirkungen der Strahlung mit der Strömung, eingehen. Zu Beginn werde ich die Wechselwirkungen der Strahlung mit der Atmosphäre und im nächsten Abschnitt mit der Orografie bzw. dem Boden, Gebäuden und Ähnlichem näher beschreiben. Danach werde ich kurz das Strahlungsmodell vorstellen und dann den wichtigsten Transportprozess in diesem Zusammenhang, den Wärmeaustausch zwischen Wänden und der Luft, und dessen Modellierung erläutern.

4.1 Wechselwirkung der Strahlung mit der Atmosphäre

Die Wechselwirkung der Strahlung mit der Atmosphäre hängt unmittelbar von deren Zusammensetzung ab. Die Moleküle aus denen die Atmosphäre besteht, können elektromagnetische Strahlung in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen absorbieren und emittieren. Bei welchen Wellenlängen eine Absorption oder Emission erfolgen kann, hängt vom Aufbau der Moleküle und damit von den Energieniveaus der Elektronen in den Atomen und den Energieniveaus der Atome in den Molekülen ab. Die Absorptions- und Emissionsspektren einzelner Atome und auch ganzer Moleküle sind im Rahmen der Quantenphysik erklärt, und können mittels Spektroskopie gemessen werden. Dabei ist es sinnvoll das elektromagnetische Spektrum in zwei Bereiche, langwellige und kurzwellige Strahlung, zu unterteilen. Die Infrarot- oder auch Wärmestrahlung mit Wellenlängen von 780nm bis zu 1mm ist in erster Linie auf Rotationen und Schwingungen der Moleküle zurückzuführen. Ihre Energie reicht nicht aus die Moleküle zu spalten und die Atome zu ionisieren. Die kurzwellige Strahlung, zu der auch Licht und UV-Strahlung gehören, ist sehr viel energiereicher und kann zur Ionisation der Moleküle führen. In der Atmosphäre sind diese Vorgänge besonders im Bereich der Ionosphäre (50-1500km) existent, wo die energiereiche Strahlung der Sonne absorbiert wird und zu einer Ionisation der Moleküle führt, sowie im Bereich der Ozonschicht (20km-30km) wo der Sauerstoff durch die UV-Strahlung ionisiert wird und sich eine Schicht des instabilen Gases Ozon bildet. Durch

diese Absorptionen in den hohen Schichten der Atmosphäre sind die Erdoberfläche und der Mensch vor dieser sehr energiereichen Strahlung geschützt.

Eine trockene Atmosphäre besteht aus ca. 78% Stickstoff, 21% Sauerstoff und 1% Argon. Diese sind ein- und zweiatomige Moleküle. Sie sind nach außen hin elektrisch neutral und besitzen keine Dipoleigenschaften. Daher können bei diesen Gasen elektromagnetische Wechselfelder, wie Photonen, nur mit den an die Kerne gebundenen Elektronen interagieren. Um dabei einen spürbaren Effekt, also eine Ionisation des Moleküls zu erreichen, sind jedoch hohe Energien und damit kurzwellige Strahlung nötig. Daher wird die langwellige Strahlung in dieser Atmosphäre kaum gedämpft oder gestreut.

Wasser jedoch besitzt auf Grund seiner unsymmetrischen Struktur einen ausgeprägten Dipol und kann damit stärker auf infrarote Strahlung reagieren, da hier die Moleküle durch elektromagnetische Wechselfelder beschleunigt, beziehungsweise von Mikrowellen in Rotation versetzt werden können. Es wird somit langwellige Infrarotstrahlung in ungegerichtete Bewegung, also Wärme, umgewandelt. Eine feuchte Atmosphäre reagiert somit grundlegend anders auf Strahlung als eine trockene. Deutlich zu sehen ist dieser Effekt auch bei der nächtlichen Gegenstrahlung. Bei einer trockenen, klaren Atmosphäre ohne Wolken ist diese relativ gering und der Boden kühlt leicht aus. Wenn Wolken bzw. Wassermoleküle vorhanden sind, wird die Infrarotstrahlung des Bodens reflektiert, absorbiert und auch in Richtung Erdoberfläche emittiert. Diese Strahlung wird als nächtliche Gegenstrahlung bezeichnet und verringert die Auskühlung des Bodens erheblich. Am Tag haben Wolken einen weiteren Effekt der die kurzwellige Strahlung betrifft. Wenn das Wasser in der Luft als freie Moleküle vorliegt, hat es kaum Einfluss auf das Licht. Sobald aber Kondensation einsetzt und sich Tröpfchen bilden, oder diese sogar zu Eiskristallen unterschiedlichster Form gefrieren, wird das Licht an der Oberfläche dieser Tröpfchen teilweise gebrochen und teilweise reflektiert. Somit wird ein Teil der kurzweligen Strahlung ins Weltall zurück reflektiert und kann den Boden nicht erreichen.

Auch andere Bestandteile der Luft, wie Aerosole, Ozon oder CO_2 , verändern die Interaktion der Atmosphäre mit der Strahlung, in Abhängigkeit von ihren Dipoleigenschaften und Absorptionsspektren, maßgeblich.

4.2 Wechselwirkung der Strahlung mit der Orografie/den Wänden

Der Hauptunterschied der die Absorptionsprozesse am Boden bzw. an Wänden von denen in der Atmosphäre abgrenzt, ist die Tatsache, dass es sich hierbei, wenn man von Wasseroberflächen absieht, meist um Festkörper handelt. In einem Festkörper sind die

Atome in einem mehr oder weniger regelmäßigen Gitter angeordnet und je nach Zusammensetzung können frei bewegliche Elektronen vorliegen. Innerhalb dieser Gitter können Gitterschwingungen (Phononen) auftreten, deren mögliche Energiezustände sich in einen akustischen und einen optischen Zweig unterteilen. Wie der Name schon sagt, können also auch Energien absorbiert und emittiert werden die im Bereich der kurzwelligen Strahlung liegen. Als Modell für absorbierende und strahlende Festkörper wurde der schwarze Körper eingeführt. Dies ist ein hypothetischer Festkörper der alle einkommende elektromagnetische Strahlung absorbiert. Nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz ist die emittierte langwellige Strahlung eines Körpers direkt proportional zu seinem Absorptionsvermögen. Es gibt also keinen Körper der bei einer bestimmten Temperatur mehr Strahlung abgibt als ein schwarzer Körper. Die Wellenlänge in der die maximale Strahlungsintensität abgegeben wird verschiebt sich mit der Temperatur des Körpers. Dieses Gesetz ist das Wiensche Verschiebungsgesetz.

$$\lambda_{max}T = 2880\mu mK \quad (4.1)$$

Heisse Körper geben mehr Energie bei kürzeren Wellenlängen ab und erscheinen deshalb glühend. Die Intensitätsverteilung über die Frequenz wird durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben. Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz ist die gesamte abgegebene Energie des Strahlers proportional zur vierten Potenz der Temperatur mit der Stefan-Boltzmann-Konstante als Proportionalitätsfaktor.

$$S = \sigma T^4 \quad \text{mit} \quad \sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \frac{W}{(m^2 K^4)} \quad (4.2)$$

Ein Festkörper absorbiert also kurzwellige Strahlung und gibt diese teilweise als langwellige Strahlung wieder ab.

Da in der Realität keine schwarzen Körper vorkommen, muss das Verhalten des realen Körpers anders beschrieben werden. Dafür werden die beiden Größen Albedo und Emissivität eingeführt. Die Albedo gibt das Verhältnis der tatsächlich absorbierten Energie zu der Energie, die ein schwarzer Körper absorbiert hätte an. Analog dazu gibt die Emissivität das Verhältnis der real abgegebenen Energie zu der, die ein schwarzer Strahler gleicher Temperatur abgegeben hätte an.

In der Arbeit [Müller, 2005] wurde gezeigt, dass die Albedo einer Oberfläche auch von ihrer Struktur abhängt. Ähnliche Effekte sind innerhalb einer Straßenschlucht zu erwarten, da das Licht, das eine Wand reflektiert, auf eine andere Wand fallen kann und somit die Möglichkeit besteht, dass ein Teil der Strahlung, der sonst zurück reflektiert

werden würde, absorbiert wird.

4.2.1 Viewfaktoren

Die wechselseitige Einstrahlung zwischen den Wänden bei isotroper Emission und einmaliger Reflektion kann über Viewfaktoren berechnet werden. Diese werden für eine Geometrie, vor der eigentlichen Simulation, von einem Präprozessor berechnet. Dazu habe ich einen Monte-Carlo-Algorithmus implementiert. Das heißt, in jeder Randzelle werden eine bestimmte Anzahl Strahlen über den Raum gleichverteilt verfolgt und in einer Matrix die Anteile festgehalten, welche auf eine andere Randzelle beziehungsweise den Himmel getroffen sind. Geteilt durch die Anzahl der Strahlen ergibt das die Viewfaktoren, welche somit angeben, wieviel der abgegebenen oder reflektierten Strahlung in einer anderen Randzelle ankommt. Des Weiteren kann, über den Anteil der Strahlen die den Himmel erreichen, berechnet werden wieviel der diffusen Einstrahlung in der Zelle absorbiert wird. Um die gegenseitige Strahlung der Randzellen während der eigentlichen Simulation mit in die Bilanzgleichung für die Oberflächentemperatur einbeziehen zu können, wird jedoch in einer Parallelprozessorumgebung, in der jeder Prozessor nur einen Teil des Modellgebietes kennt, ein immenser Kommunikationsaufwand zwischen den Prozessoren nötig, da diese Gleichung dann iterativ auf dem gesamten Gebiet gelöst werden muss. Eine andere Möglichkeit wäre die Temperaturen der Randzellen als über den Zeitschritt konstant zu betrachten und diese nur einmal zu Beginn auszutauschen.

4.2.2 Abschattung

Die Berechnung der Schatten für die direkte Sonneneinstrahlung erfolgt mittels Raytracing. Eine Alternative wäre eine Shadowmask. Dies ist eine Matrix in der für jede Randzelle ein Sonnenwinkel steht, ab welchem diese Zelle im Schatten liegt oder der Sonne ausgesetzt ist. Dieses Verfahren ist jedoch für die Modellierung komplexer Gebäudesituationen ungeeignet, da hier auch mehrmalige Abschattung durch unterschiedliche Gebäude erfolgen kann.

Aus diesem Grund wird für jede Randzelle ein Strahl in Richtung Sonne verfolgt. Wenn dieser Strahl auf die Fläche einer anderen Randzelle trifft, liegt die betrachtete Zelle im Schatten. Ansonsten ist sie der direkten Sonneneinstrahlung ausgesetzt. Reflektionen der kurzwelligen Strahlung an Fenstern oder anderen reflektierenden Flächen werden hierbei noch vernachlässigt.

Eine Schwierigkeit hierbei ist die Parallelisierbarkeit des Modells. Damit das Modell parallel auf verschiedenen Prozessoren mit unterschiedlichen Speicherbereichen gerech-

net werden kann, wird das gesamte Modellgebiet in Blöcke unterteilt und diese werden dann auf die verfügbaren Prozessoren verteilt. Das Problem hierbei ist nun, dass die Informationen des Speichers eines Prozesses für die anderen Prozesse nicht zugänglich sind. Sie müssen also ausgetauscht werden. Dazu wird in jeder Randzelle eines Blocks ein Strahl in Richtung der Sonne gestartet. Dieser wird verfolgt bis er entweder auf die Geometrie oder den Rand des Blocks trifft. Trifft er auf die Geometrie wird er als abgeschattet markiert und an den Ursprungsblock zurückgeschickt. Trifft er jedoch auf eine Blockgrenze wird der entsprechende Nachbarblock als Ziel in einer Variable des Strahls gespeichert und der Strahl wird als zu verschicken markiert. Wenn alle Strahlen in dem aktuellen Block abgearbeitet sind, wartet der Prozess bis auch alle anderen Blöcke soweit sind, um dann die Strahlen entsprechend ihres Zielblocks zu verschicken.

Dafür wird als erstes ausgetauscht welcher Block von welchem wieviele Strahlen geschickt bekommt, damit der nötige Speicher dafür reserviert werden kann. Im Anschluss wird die Struktur die den Strahl beschreibt mit Hilfe des "transfer" Befehls in eine Folge von Integer-Zahlen umgewandelt, und diese werden mit Hilfe der Befehle MPISENDV und MPIRECV aus der MPI-Bibliothek zwischen den Prozessoren ausgetauscht. Nach diesem Datentransfer wird die alte Liste der Strahlen gelöscht und die empfangenen Puffer mit den Integerwerten werden wieder mit dem "transfer" Befehl in die Datenstruktur für Strahlen umgewandelt. Dann beginnt der Vorgang von vorn. Dies wird so oft wiederholt wie Blöcke definiert sind, da dies die maximale Anzahl von nötigen Tauschvorgängen ist.

4.3 Das Strahlungsmodell Fu-Liou

Das Strahlungsmodell Fu-Liou berechnet in eindimensionalen planparallelen Schichten die Anteile der Strahlung die transmittiert oder gestreut werden, und berücksichtigt auch Mehrfachstreuung. Die Gleichungen für den Strahlungstransfer werden in insgesamt 18 Frequenzbändern gelöst. Davon sind 6 Bänder im kurzwelligen und 12 Bänder im langwelligen Bereich. Dabei werden die Absorptions- und Streueigenschaften der Gase Sauerstoff, Kohlenstoffdioxid, Stickstoff und Stickstoffoxide, Ozon, Wasser, Methan und zusätzlich noch verschiedene Arten von Aerosolen berücksichtigt. Für Wasser sind hierbei die Formen Dampf, Wasserwolken, Eiswolken, Regen und Graupel implementiert. Im Model ASAM werden die Ausgaben der auf der Oberfläche auftreffenden direkten und diffusen Strahlung verwendet. Zusätzlich gibt das Strahlungsmodell für die Luftschichten Heizraten aus. Diese können ebenfalls verwendet werden, werden aber erst interessant wenn das Modell ASAM auch Feuchte berücksichtigt, da in einer trockenen

Atmosphäre keine wesentliche Absorption im Infrarotbereich stattfindet. Die direkte und diffuse Strahlung taucht in der Bilanzgleichung für die Wärmeströme an der Oberfläche der Wände auf. Die Heizraten würden in der Erhaltungsgleichung für die Temperatur als Quellterme auftreten. Die Atmosphären mit denen das Modell von Fu und Liou zur Zeit rechnet sind Standardatmosphären und treten noch nicht in Rückkopplung mit dem Modellgebiet, bleiben also während der Rechnung konstant. Diese sind über die Temperatur, die Feuchte sowie den Ozongehalt der einzelnen Schichten definiert. Als Vertikalkoordinate verwendet das Strahlungsmodell den Druck.

4.4 Wärmeübergang Wand-Luft

Die für die Berechnung des Wärmeflusses und für das Strahlungsmodell benötigte Oberflächentemperatur der Wand wird mit Hilfe der Flussbilanz an der Wandoberfläche ermittelt. Dazu werden die vom Strahlungsmodell gelieferten Werte für den direkten und diffusen einfallenden Strahlungsfluss als konstant angenommen. In die Flussbilanz gehen die direkte und diffuse Einstrahlung (R_{dir}, R_{diff}), der Wärmefluss in die erste Wandzelle (B), der fühlbare oder sensible Wärmefluss in die erste Modellzelle (S), die Infrarotabstrahlung (I_{out}) und theoretisch auch die Infraroteinstrahlung von anderen Wandzellen ($I_{in,j}$) und die reflektierte kurzwellige Strahlung ($R_{ref,j}$) ein. Bei einer Erweiterung des Modells auf Berechnungen mit Feuchte kommt hier noch der latente Wärmefluss durch Verdunstung beziehungsweise Kondensation hinzu. Die Bilanzgleichung ergibt sich für trockene Rechnungen in dieser Form:

$$R_{dir} + R_{diff} + B + S + I_{out} + \sum_{j=1}^{nBC} (R_{ref,j} + I_{in,j}) = 0. \quad (4.3)$$

Der Index j läuft dabei über alle anderen an die Geometrie grenzenden Zellen des Modellgebietes. Die direkte Einstrahlung wird wenn die Zelle im Schatten liegt auf Null gesetzt. Ansonsten ergibt sich der Energieeintrag aus dem Skalarprodukt des Normalenvektors der Oberfläche (\vec{n}) mit dem Vektor der einfallenden Strahlung (\vec{r}) multipliziert mit einem Faktor, der die Albedo der Oberfläche berücksichtigt. Für die diffuse Einstrahlung (r_{diff}), die eine skalare Größe ist, wird die Abschattung und der Normalenvektor der Oberfläche nicht berücksichtigt. Da die diffuse Einstrahlung nur vom Himmel erfolgt, ist es sinnvoll sie noch mit dem Viewfaktor für diese Zelle und dem Himmel zu multiplizieren.

$$R_{dir} = (1 - alb) \vec{n} \cdot \vec{r}_{dir} \quad (4.4)$$

$$R_{diff} = (1 - alb) V_{sky} r_{diff} \quad (4.5)$$

Die in Form von Infrarotstrahlung abgegebene Energie wird mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes berechnet. Hierbei ist e die Emissivität. Sie gibt das Verhältnis der abgegebenen Strahlung zu der eines schwarzen Strahlers an. Das negative Vorzeichen zeigt, dass es sich hierbei um Abstrahlung handelt. Die einfallende Infrarotstrahlung ist die gesamte von einer anderen Wandzelle emittierte Strahlung gewichtet mit dem entsprechendem Viewfaktor (V_{ij}).

$$I_{out} = -e\sigma T^4 \quad (4.6)$$

$$I_{inj} = V_{ij} I_{outj} \quad (4.7)$$

Analog dazu ergibt sich für die einfallende von anderen Zellen reflektierte kurzwellige Strahlung eine Funktion der Albedo und dem Viewfaktor zwischen diesen beiden Zellen.

$$R_{ref,j} = (1 - alb) alb_j \vec{n}_j \cdot \vec{r}_{dir} \quad (4.8)$$

Der Wärmefluss in die Wand beruht auf Wärmeleitung und kann daher über einen Wärmeleitkoeffizienten und den Temperaturgradienten zwischen der Oberfläche und der ersten Wandschicht bestimmt werden.

$$B = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \approx -\lambda \frac{(T_b - T_s)}{0,5m} \quad (4.9)$$

Der sensible Wärmefluss in die Luft der ersten Modellzelle hingegen beruht nur auf Wärmeaustausch durch Diffusion. Der Wärmeübergang durch Strahlung spielt bei trockener Luft kaum eine Rolle, da diese im Infrarotbereich sehr schlechte Absorptionseigenschaften hat. Die Wärmeleitung innerhalb der Luft ist auf Grund des hohen Wärmeleitwiderstandes der Luft kaum vorhanden, so dass durch die Diffusion nur die der Wand nahe gelegenen Luftschichten erwärmt oder gekühlt werden. Erst durch Konvektion innerhalb der Zelle und Turbulenz kommt es zu einem relevanten Wärmeübergang von der Wand in die Luft oder umgekehrt. Somit wird der sensible Wärmefluss aus einem

Übergangskoeffizienten und der Differenz der Temperaturen der Oberfläche und der Luft bestimmt. Dieser Übergangskoeffizient hängt in erster Linie vom konvektiven Transport und damit der Turbulenz in der Zelle ab. Aus dem Turbulenzmodell kann man über die turbulente Wirbelviskosität und der turbulenten Prandtlzahl einen Diffusionskoeffizienten für den konvektiven Wärmetransport in der Atmosphäre berechnen, allerdings bilden sich in Wandnähe Turbulenzen die vom Modell nicht aufgelöst werden können, die aber wesentlich zum Wärmeaustausch beitragen. Deshalb ist die Verwendung einer Wandfunktion sinnvoll. Nach [Louka, 2002] und [Sini, 1996] ergibt sich dafür folgende empirische Funktion:

$$S = \rho C_p \frac{u_*^2}{u} \frac{T_F - T_W}{Pr_t \left(1 + \frac{P}{s}\right)} \quad (4.10)$$

mit dem Jayatilleke-Parameter P :

$$P = 9,24 \left(\left(\frac{Pr}{Pr_t} \right)^{\frac{3}{4}} - 1 \right) \left(1 + 0,28 \exp \left(-0,007 \frac{Pr}{Pr_t} \right) \right) \quad \text{und} \quad (4.11)$$

$$s = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (4.12)$$

k ist hierbei die Karman-Konstante, z der Wandabstand, T_F die Temperatur in der ersten Modellzelle, T_W die Temperatur der Wand und z_0 die Rauigkeitslänge. Um den Wärmeaustausch zwischen der Wand und der ersten Zelle zu charakterisieren, muss man somit die Grenzschicht betrachten. Die Grenzschicht ist in diesem Fall der Übergangsbereich zwischen Wand und Luft und ihre Dicke hängt von der Rauigkeit der Wand und der Geschwindigkeit parallel zur Wand ab. Das Verhalten innerhalb der Grenzschicht wird durch die von der Wand verursachte Reibung auf das Fluid und die inneren Reibungskräfte, also die Viskosität, bestimmt. Diese Reibung führt dazu, dass sich in Abhängigkeit von der Entfernung ein Geschwindigkeitsprofil einstellt, welches durch das universelle logarithmische Wandgesetz beschrieben wird [Winkler, 1995].

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{u_* z}{\nu} E \right) = \frac{1}{k} \left(\ln \frac{z}{h_r} + \ln E + \ln \frac{u_* h_r}{\nu} \right) \quad (4.13)$$

Dabei ist u_* die Schubspannungsgeschwindigkeit, ν die kinematische Viskosität, E ein rauigkeitsabhängiger Parameter und h_r die geometrische Rauigkeit. $\frac{u_* h_r}{\nu}$ ist auch unter dem Namen Rauigkeitsreynoldszahl Re_h bekannt. Wenn $Re_h < 5$ ist, wird die Wand als hydraulisch glatte Wand bezeichnet und dann ist der Parameter $E \approx 9$. Für raue Wände mit $Re_h > 70$ verschwindet die Abhängigkeit von der Rauigkeitsreynoldszahl und für die

letzten beiden Terme gilt die Näherung:

$$\ln E + \ln \frac{u_* h_r}{\nu} \approx 20 \quad (4.14)$$

Durch Einführen der aerodynamischen Rauigkeit $z_0 \approx h_r/20$, auch als Rauigkeitslänge bezeichnet, kommt man auf die in atmosphärischen Strömungsmodellen meist verwendete Form.

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (4.15)$$

Dieses logarithmische Wandgesetz gilt jedoch nur außerhalb der geometrischen Rauigkeit, also für $z > h_r$. Die noch fehlende Schubspannungsgeschwindigkeit kann nun aus der Geschwindigkeit in der Zelle und dem Abstand z zur Wand berechnet werden.

$$u_* = \frac{u}{\frac{1}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right)} \quad (4.16)$$

Bei absolut ruhiger Atmosphäre kann mit dieser Methode kein Wärmeaustausch zwischen Wand und Luft stattfinden, was auch in der Realität zu beobachten ist, so können beispielsweise metallische Flächen im Winter sehr stark auskühlen und tiefere Temperaturen erreichen als die Umgebungsluft. Wenn jedoch der Boden oder die Wände von der Sonne geheizt werden entstehen in der Realität thermisch induzierte Turbulenzen die im Modell nicht berücksichtigt werden, da eine instabile Schichtung bei der verwendeten Turbulenzmodellierung mit Richardsonzahl die Produktion von Turbulenz nur verstärkt, aber nicht induziert. Daher ist für solche Rechnungen die Vorgabe eines minimalen Austauschkoeffizienten sinnvoll.

4.5 Implementierung

In diesem Abschnitt werde ich kurz den Ablauf der Berechnung eines Zeitschrittes darlegen und dann die Stellen an denen das Strahlungsmodell in das Programm eingreift näher erläutern. Bevor begonnen werden kann einzelne Zeitschritte zu berechnen, muss das Modell erst initialisiert werden. Dafür werden das Rechengitter, verschiedenste Modellparameter und die Randzellen mit ihren Eigenschaften eingelesen. Entsprechend der Anzahl der im Gitter definierten Blöcke, werden diese auf die vorhandenen Prozessoren verteilt und das Modellgebiet wird auf die definierte Ausgangssituation gesetzt. Nach

weiteren Initialisierungsroutinen beginnt der eigentliche Zeitschritt.

Zu Beginn des Zeitschrittes werden die Randzellen auf die entsprechenden Werte gemäß der gewünschten Randbedingung gesetzt. Dann werden für das gesamte Modellgebiet Funktionen für Diffusion, Advektion, turbulente kinetische Energie und die anderen implementierten Prozesse aufgerufen. Darin werden die Quellen oder Senken für die verschiedenen Modellgrößen berechnet und in einer Matrix zusammengefasst. Das Gleichungssystem wird gelöst und man erhält die Druckverteilung des Gebietes. Mit diesem Druck und der Länge des Zeitschrittes werden dann die neuen Geschwindigkeiten berechnet. Die Schrittweite des Zeitschrittes wird in Abhängigkeit des Fehlers des vorherigen Zyklus gesetzt. Wenn der Fehler der Lösung zu groß ist, oder der Drucklöser nicht schnell genug oder gar nicht konvergiert, wird der Zeitschritt verringert und die Prozedur wiederholt aufgerufen.

Das Strahlungsmodell wird zu Beginn des Zeitschrittes, nach der Berechnung des aktuellen Sonnenstandes, für jeden Block einzeln gerechnet. Es wird in der Funktion `FcnMet` in der auch die weitere Dynamik des Modells implementiert ist, aufgerufen. Es liefert Heizraten für die Atmosphäre sowie die einfallende direkte und diffuse Strahlung. Dann werden für jeden Zeitschritt die Abschattungen berechnet. Im Anschluss wird die Funktion `FcnMet` weiter abgearbeitet in der die schon implementierten Vorgänge wie unter anderem Diffusion, Advektion, turbulente kinetische Energie und Dissipation berechnet werden. Hier wird auch die Funktion `TWallCompute` aufgerufen.

In dieser werden die strömungsabhängigen Übergangskoeffizienten für den Wärmeübergang der Oberfläche in die erste Modellschicht berechnet und dann die Oberflächentemperatur der Wand aus der Bilanzgleichung für die Strahlungsflüsse ermittelt. Da die Oberflächentemperatur nicht explizit berechnet werden kann, wird dafür das Newtonsche Näherungsverfahren verwendet. Aus der Temperatur und dem Übergangskoeffizienten wird nun der Quellterm für die Temperatur in der angrenzenden Zelle des Modellgebietes bestimmt. In der Bilanzgleichung tauchen theoretisch auch die Wandzellen der anderen Blöcke durch ihre Infrarotabstrahlung auf, die wiederum implizit von der Oberflächentemperatur der gerade zu berechnenden Wandzelle abhängen.

Das führt dazu, dass während des Lösungsverfahrens für jede Iteration alle auf dem gesamten Messgebiet vorhandenen Randzellen zwischen den Blöcken ausgetauscht werden müssten.

Auf Grund des hohen programmiertechnischen Aufwandes und des Performanceverlustes durch den Austausch der Wandzellen für die Lösung des Gleichungssystems, liegt es nahe zuvor eine Abschätzung der Größenordnung dieser Strahlung durchzuführen, um dann festzustellen ob die Implementierung zweckmässig ist oder nicht.

Die abgegebene Strahlung einer Zelle setzt sich aus der Strahlungs-Leistung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz und der Fläche der Zelle zusammen. Für eine ideale Wand mit einer Temperatur von 300K, einer Fläche von 1qm und einer Emissivität von 1 ergibt sich eine Gesamtabgabe von ca. 460 Watt. Diese Leistung verteilt sich über den kompletten Halbraum über der Zelle. Angenommen eine weitere Wandzelle mit der Fläche von 1qm liegt dieser nun in einer Entfernung von 10m gegenüber, beträgt der Viewfaktor zwischen diesen beiden Zellen ca. 1/600, das heißt es kommen in dieser Zelle 0.7 Watt an. Wenn man dies einer nächtlichen Gegenstrahlung einer mitsommerlichen Atmosphäre ohne Wolken gegenüberstellt, die ungefähr $200 - 300W/m^2$ beträgt, oder einer direkten Sonneneinstrahlung am Tag die in der Größenordnung von einem Kilowatt pro Quadratmeter liegt, kann man dies vernachlässigen. Der reflektierte kurzwellige Strahlungsfluss würde bei hoher Albedo der Wände und gleichem Viewfaktor ungefähr $2W/m^2$ betragen. Einen größeren Einfluss hätte diese Strahlung bei engerer Bebauung, da die Viewfaktoren dann sehr viel größer würden und in einer klaren Winternacht, da die gegenseitige Reflektion die Auskühlung innerhalb einer Straßenschlucht verringern würde und auch die Gegenstrahlung der kühleren Atmosphäre geringer wäre. Dies erklärt beispielsweise warum sich auf Autoscheiben, die zur hausabgewandten Seite zeigen, eher Eis bildet als auf der dem Haus zugewandten Seite. Allerdings wäre es sinnvoller für solch spezielle Anwendungen bei denen fast keine Strömung vorhanden sein muss, da sonst der konvektive Wärmeaustausch überwiegt, ein 3D-Strahlungsmodell ohne Strömungsmodellierung zu verwenden. Daher habe ich die Beispielrechnungen ohne Berücksichtigung dieser Effekte durchgeführt.

5 Beispielrechnungen

5.1 Straßenschlucht

In diesem Beispiel geht es darum den Einfluss der Sonneneinstrahlung auf eine idealisierte Straßenschlucht näher zu untersuchen. Dazu wird die Konfiguration zu Beginn ohne Strahlungsmodell gerechnet und dann mit drei Rechnungen mit eingeschaltetem Strahlungsmodell verglichen. Das Modellgebiet ist zweidimensional. Es erstreckt sich über 80m in horizontaler Richtung und 60m in der Höhe. Die Straßenschlucht wird durch zwei Gebäude gleicher Höhe (20m) begrenzt. Der linke (westliche) Rand ist mit einer Inflow-Randbedingung und der rechte (östliche) mit einer Outflow-Randbedingung parametrisiert. Die Inflow-Bedingung entspricht einer Anströmung mit einer konstanten Windgeschwindigkeit von $1m/s$. In der Rechnung mit abgeschaltetem Strahlungsmodell ist zu erwarten, dass durch die Anströmung in der Straßenschlucht eine Rotation einsetzt, die irgendwann einen stabilen Zustand erreicht und sich dann nicht mehr verändert. Die Beispielrechnungen mit Strahlung werden mit unterschiedlichen Sonnenständen durchgeführt. Der Sonnenstand wird während der Simulation konstant gehalten, damit sich ein statisches Strömungsbild einstellen kann. Zu Beginn habe ich den Sonnenstand so gewählt, dass die Downdrift-Wand, also die Wand in der die Rotationsbewegung nach unten führt, im Schatten liegt, was zu einer Verstärkung der Rotation führen müsste. Das entspricht in der aktuellen Modellausrichtung dem 21.Juni in mitteleuropäischen Breiten gegen 9.30 Uhr. Für das Strahlungsmodell wurde eine warme mitteleuropäische Atmosphäre im Sommer ohne Wolken gewählt. Das Modell berechnet zu diesem Zeitpunkt für die einfallende direkte Strahlung $813W/m^2$ und für die diffuse Wärmestrahlung $314W/m^2$. Im zweiten Fall wurde am späteren Nachmittag um 15.30 Uhr gerechnet, so dass die Updriftwand im Schatten liegt, was die Rotation bremsen oder sogar ganz unterdrücken dürfte. Die direkte Strahlung beträgt $599W/m^2$ und die Diffuse $310W/m^2$. In der Nacht ohne einfallende direkte Strahlung sollte sich die Straßenschlucht durch Abstrahlung abkühlen und sich zwischen den Häusern eine stabile Schichtung ergeben. Dies dürfte es der Anströmung unmöglich machen in die Schlucht einzudringen, und die Bildung von Turbulenzen vermindern. Der Energie- und Stoffaustausch zwischen der

Straßenschlucht und der freien Atmosphäre sollte dadurch stark reduziert werden.

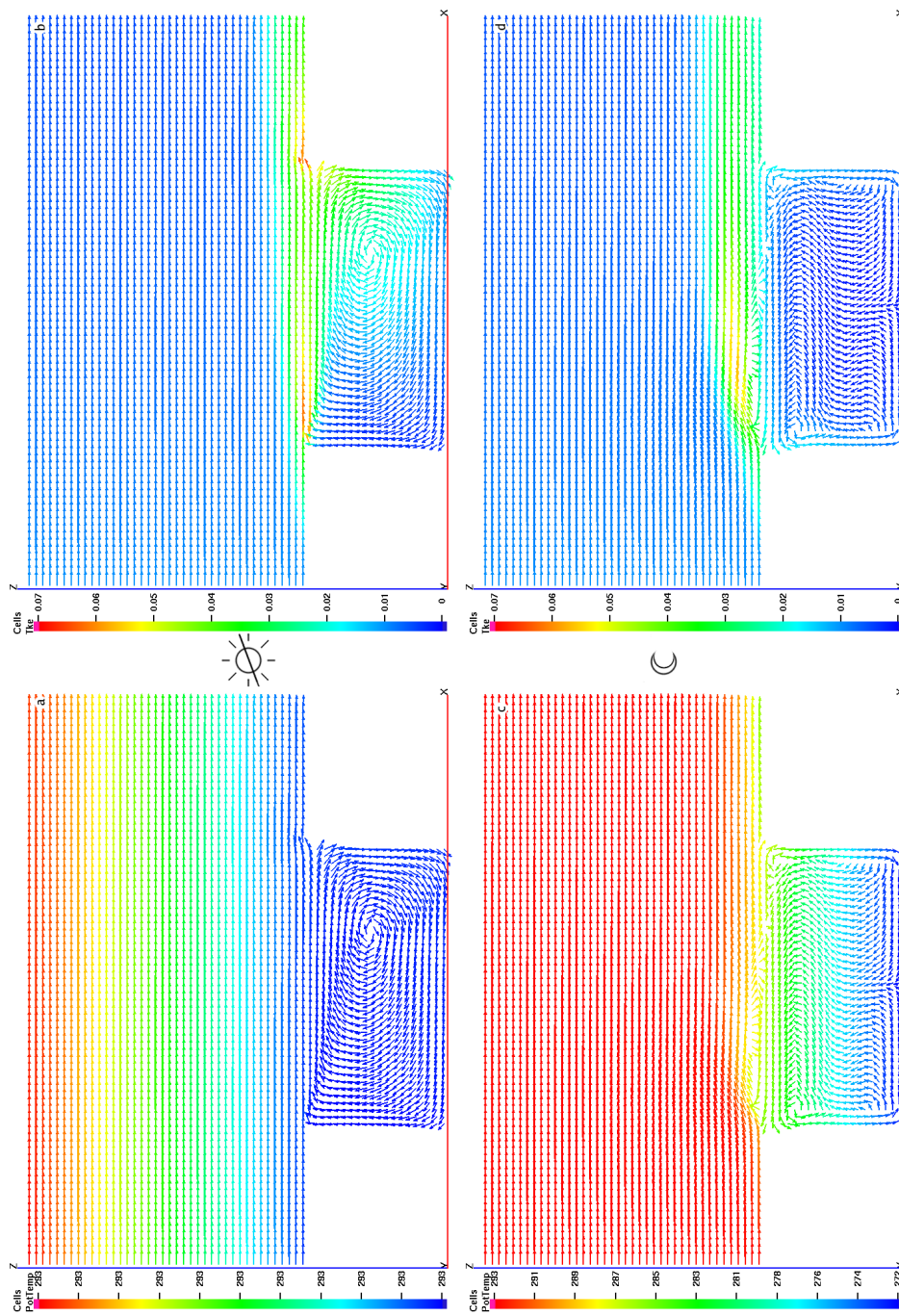


Abbildung 5.1: Straßenschlucht ohne Strahlungsmodul (a,b) und Abkühlung durch nächtliche Abstrahlung (c,d)

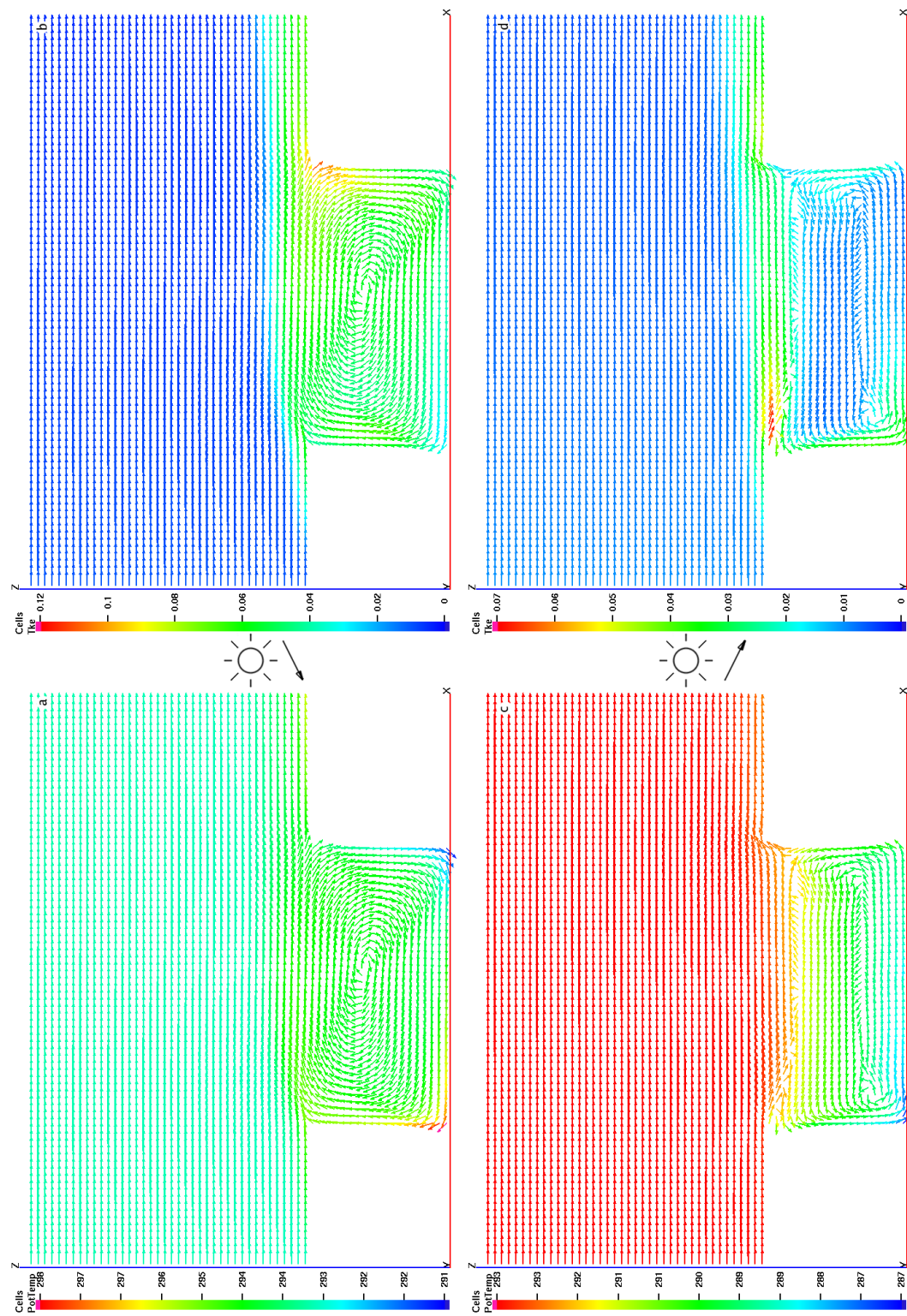


Abbildung 5.2: Straßenschlucht mit einfallender Sonnenstrahlung

In den Abbildungen 5.1 und 5.2 sind die Ergebnisse der Simulationen gezeigt. Die Vektorpfeile geben die Strömungsrichtung an. Ihre Länge ist proportional zum Logarithmus der Geschwindigkeit, damit die in Relation zur Anströmung geringen Windgeschwindigkeiten innerhalb der Schlucht besser zu erkennen sind. In den Abbildungen (a) und (c) gibt die Farbskala die potentielle Temperatur in Kelvin wieder und in den Abbildungen (b) und (d) die turbulente kinetische Energie in J/Kg . Die durch die Strahlung verursachten Effekte sind in allen drei Fällen gut zu erkennen. Die Ergebnisse der Rechnung ohne Strahlungsmodul entsprechen den Erwartungen. Zwischen den Häusern hat eine Rotation eingesetzt und die turbulente kinetische Energie konzentriert sich im Bereich des Staupunktes und an der Stelle hinter der ersten Hauswand, wo die Anströmung auf die langsamere Luft in der Straßenschlucht trifft. Die Windgeschwindigkeiten innerhalb der Schlucht sind im Bereich der absinkenden Luft an der rechten Hauswand mit ca. $0,3m/s$ am größten. Ohne direkten Strahlungseinfall aber mit eingeschaltetem Modul kühlt die Luft die Kontakt zu Hauswänden hat stark ab und sammelt sich im Inneren der Schlucht. Die Temperaturen am Boden der Schlucht können dabei sehr gering werden. Ihr minimaler Wert hängt, wie später im dritten Beispiel Tagesgang der Grenzschicht näher erläutert, in erster Linie vom verwendeten Bodenmodell und dessen Parametrisierung ab. Die Windgeschwindigkeiten zwischen den Häusern sind sehr gering. Die wärmere anströmende Luft schiebt sich über die kühlere Luft aus der Straßenschlucht und es kommt zu keinem wesentlichen Energieaustausch. An der Grenzschicht zwischen warmer und kühler Luft bilden sich durch den Geschwindigkeitsgradienten starke Turbulenzen und ein wenig kühle Luft wird angesaugt und nach rechts aus dem Modellgebiet transportiert. Daher kommt die Luft in der Schlucht auch nicht vollständig zur Ruhe und es sind noch Windgeschwindigkeiten bis $0,1m/s$ zu beobachten.

Im ersten Fall mit direkter Sonneneinstrahlung entsteht ein Abwindbereich kühlerer Luft an der rechten abgeschatteten Wand und die beheizte Luft auf der Sonnenseite steigt nach oben. Dadurch wird die Rotation innerhalb der Straßenschlucht verstärkt und die Strömung erreicht auch in Wandnähe höhere Geschwindigkeiten. Die Windgeschwindigkeit der Auf- und Abwärtsbewegung sind dabei nahezu gleich bei ca. $0,8m/s$. Also deutlich stärker als im ersten Fall ohne Strahlungsmodul. Die Turbulenz konzentriert sich im Gebiet des Staupunktes, wird aber weiter transportiert, so dass auch im restlichen Gebiet der Schlucht die Luft gut durchmischt ist. Der turbulente Bereich hinter der linken Hausecke kann sich wegen des fehlenden Geschwindigkeitsgradienten nicht ausbilden. Die Temperatur zwischen den Hauswänden ist größtenteils ungefähr 1 Kelvin höher als die der anströmenden Luft. Die höchste Temperatur findet sich in der linken unteren Ecke mit ca. 296 Kelvin, die geringste rechts unten mit ca. 291 Kelvin.

Im zweiten Fall ist wiederum die absinkende kühle Luft gut zu erkennen. Die durch die Thermik induzierte Rotation dominiert den Bereich zwischen den Häusern und macht es der anströmenden Luft nahezu unmöglich in die Schlucht einzudringen. Dadurch bildet sich eine sehr turbulente Grenzfläche zwischen den beiden Strömungen. Der turbulente Bereich hinter der linken Hauskante wird durch die gegenläufige Bewegung noch verstärkt. Interessant ist in diesem Fall, dass trotz der Heizung die Temperatur innerhalb der Schlucht unter der der Anströmung liegt. Dies kann dadurch begründet werden, dass die wärmere und damit leichtere Luft eher von der Strömung erfasst und nach rechts aus dem Modellgebiet transportiert wird und sich die kühle, schwerere Luft innerhalb der Straßenschlucht sammelt. Die Windgeschwindigkeiten sind geringer als im vorigen Fall. Sie betragen in der Abwindzone ca. $0,5m/s$ und in der Aufwindzone ca. $0,3m/s$.

5.2 Strömung über zwei Flächen unterschiedlicher Albedo

In Anlehnung an ein Land-See Windsystem habe ich eine Konfiguration aufgesetzt in der das Modellgebiet in zwei gleichgroße Hälften unterteilt ist, in denen der Boden mit einer jeweils anderen Albedo parametrisiert wurde. In der linken Hälfte mit der Albedo für Sand (0,45) und in der Rechten Hälfte für eine Wiese (0,26). Ein richtiges Land-See-System kam mit dem Bodenmodell nicht in Frage, da die Interaktion des Wassers mit der Strahlung grundlegend anders funktionieren würde. Der Hauptunterschied wäre, dass die Albedo anisotrop, also vom Einfallswinkel der Strahlung abhängig, modelliert werden müsste. Ausserdem wird, auch wenn die Albedo sehr gering würde, nur ein kleiner Teil der Strahlung direkt an der Oberfläche absorbiert, so dass das aktuelle Modell die Oberflächentemperatur stark überschätzen würde. Die Ausgangsatmosphäre ist stabil geschichtet und befindet sich in Ruhe. An den Rändern habe ich periodische Randbedingungen gewählt, da bei Outflow-Randbedingungen die Turbulenzen der entstehenden Aufwindregion die Möglichkeit haben, das Modellgebiet ohne Widerstand zu verlassen, was dazu führt das der entstehende Aufwindbereich an den Rand des Modellgebietes wandert. Bei periodischen Randbedingungen bleibt dieser in etwa in der Mitte der beheizten Fläche und es sollten zwei Konvektionszellen entstehen. Das Modellgebiet erstreckt sich über einen Kilometer in horizontaler Richtung und 2km in der Höhe. Der Sonnenwinkel wird während der Rechnung nicht variiert.

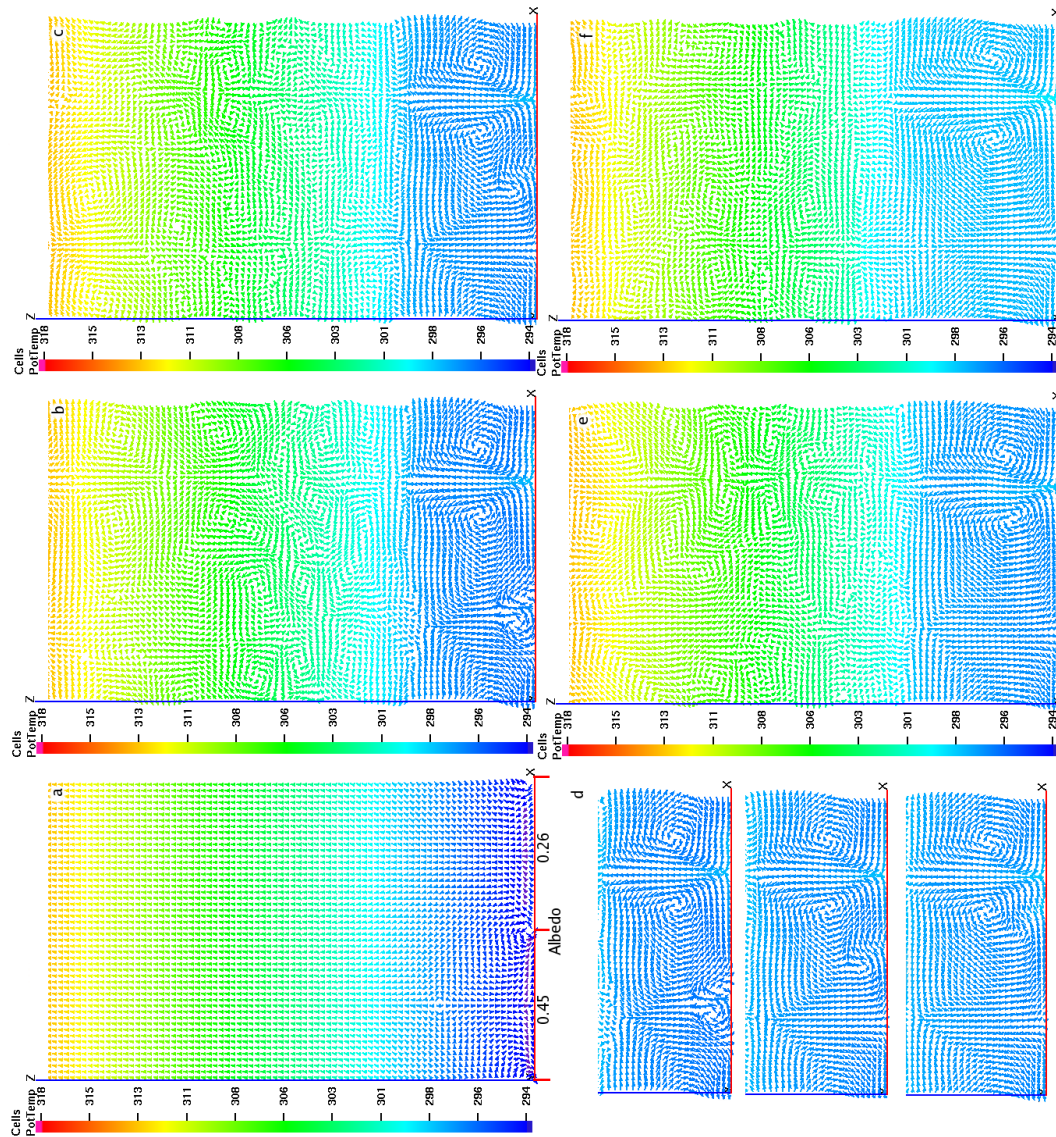


Abbildung 5.3: Entwicklung der Strömung über zwei Flächen unterschiedlicher Albedo

Zu Beginn befindet sich die Atmosphäre in Ruhe. Durch die solare Einstrahlung erwärmt sich der Boden, was dann über Diffusion zu einer Erwärmung der ersten Luftschicht führt. Diese warme Luft beginnt aufzusteigen und es entstehen jeweils an den Grenzen zwischen den unterschiedlich beheizten Bereichen Wirbel, da die Luft über der Fläche mit der geringeren Albedo stärker erwärmt wird und damit schneller nach oben steigt (Abb. 5.3a). Dadurch entstehen in der Mitte der jeweiligen Gebiete Bereiche, in denen die in den Wirbeln nach oben transportierte Luft wieder absinkt. Anfangs können

aufsteigende Warmluftblasen beobachtet werden die in entsprechender Höhe in kleinere Turbulenzen zerfallen. Auf Grund des steigenden Energieeintrags durch Strahlung werden die Wirbel größer und die Absinkzone des stärker beheizten Bereichs drückt auf die schwächere Aufwindzone (Abb. 5.3b und 5.3c). Dadurch wird diese so weit in den Bereich der stärkeren Aufwindzone getrieben, dass beide sich vereinen (Abb.5.3d und 5.3e). Dabei verstärkt sich die Abwindzone des stärkeren Wirbels und es entstehen zwei gegenläufig rotierende Bereiche die mit der Zeit durch den nicht abklingenden Energieeintrag immer weiter in die Höhe wachsen, bis sich ein Gleichgewicht zwischen den Reibungsverlusten am Boden und der einfallenden Strahlung einstellt. Der Bereich vom Boden bis zur Obergrenze der Wirbel ist nun gut durchmischt und hat eine gleichmäßige Temperaturverteilung. Die turbulente kinetische Energie konzentriert sich innerhalb der Aufwindzone. Dort sind auch die höchsten Windgeschwindigkeiten von $2m/s$ anzutreffen. Am Boden an der Grenze zwischen den unterschiedlichen Albedo ergeben sich Geschwindigkeit von ca. $1m/s$. Ausserhalb dieser entstandenen Grenzschicht ist die Atmosphäre weiterhin stabil geschichtet und bis auf einige kleinere Wirbel mit geringen Windgeschwindigkeiten noch in ihrem Ausgangszustand.

5.3 Tagesgang der turbulenten Grenzschicht

Die Konfiguration ist im Prinzip analog zum vorigen Beispiel, nur dass nun die gesamte Bodenfläche mit zwei unterschiedlichen Albedo von 0,45 und 0,35, die jedoch zufällig verteilt sind, parametrisiert wurde. Ausdehnung, Randbedingungen und Ausgangsatmosphäre sind die Gleichen. Im Gegensatz zum ersten Beispiel wird allerdings der Sonnenwinkel variiert. Begonnen hat der Modelllauf um 4.30 Uhr, wieder am 21.Juni.

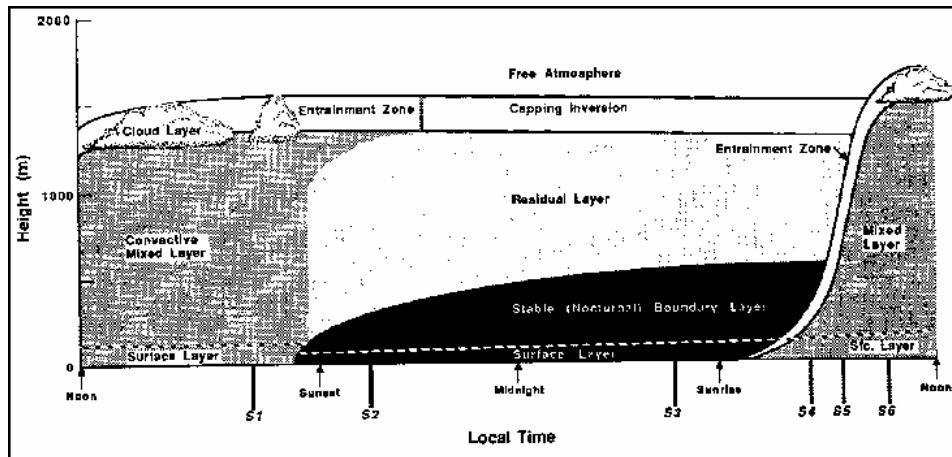


Abbildung 5.4: Tagesgang der Grenzschicht (aus Stull, 1988)

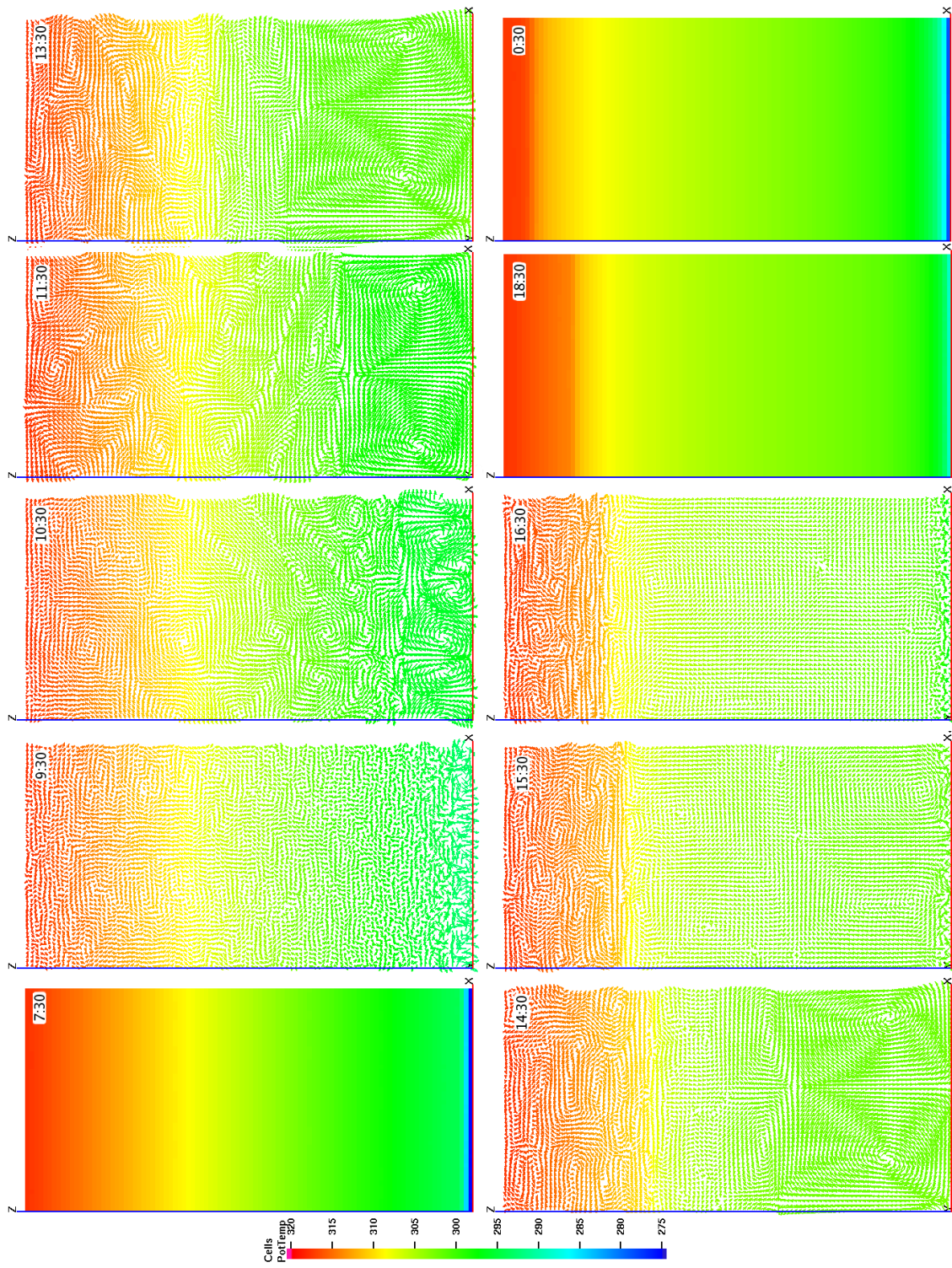


Abbildung 5.5: Tagesgang der Grenzschicht

In der Nacht, ohne direkte Sonneneinstrahlung überwiegt die Abstrahlung des Bodens der diffusen Einstrahlung von 330 W/qm , dadurch kühlen sich die untersten Luftschichten stark ab, die restliche Atmosphäre bleibt nahezu unverändert. Das Minimum der Temperatur ist mit 272 Kelvin erreicht. Ohne Strahlungseintrag bei einer trockenen ruhigen Atmosphäre und damit relativ geringem Wärmeaustausch mit der Luft sind in der Flussbilanz an der Oberfläche des Bodens der Wärmefluss aus dem Boden und die Infrarotabstrahlung nahezu im Gleichgewicht. Die Oberflächentemperatur hängt somit in erster Linie von dem verwendeten Bodenmodell ab. In der Realität wird die Abkühlung auch durch Kondensation der in der Luft befindlichen Feuchte, also der Bildung von Tau, stark verringert und der Austausch zwischen den untersten Luftschichten ist durch Störungen und Wind stärker, so dass die ausgekühlte Schicht sich nicht nur auf die unterste Bodenschicht konzentriert.

Mit den ersten Sonnenstrahlen steigt die Temperatur in der untersten Luftschicht an. Da dies nicht gleichmäßig geschieht, entstehen auch schon die ersten kleinen Wirbel innerhalb der unteren Luftschichten. Mit zunehmender Einstrahlung und damit steigender Bodentemperatur wachsen diese an, und verbinden sich zu größeren Wirbeln. Es bildet sich ähnlich wie im vorherigen Beispiel wieder ein Aufwindgebiet und im restlichen Modellgebiet sinkt die Luft ab. Die Größe dieses Gebietes wird durch die periodischen Randbedingungen begrenzt. Diese Randbedingungen sind im Prinzip auch die Ursache für diese stabilen konvektiven Zellen, da durch sie die Bodenbeschaffung nicht statistisch verteilt ist, sondern sich ständig im Abstand einer Modellbreite wiederholt und sich eine einmal ausgebildete Aufwindzone selbst verstärken kann. Trotz dessen sind die vertikalen Ausmaße dieser Konvektionszellen durch die Schichtung der Atmosphäre und den Energieeintrag in die unteren Bodenschichten bestimmt. Es bildet sich eine von Konvektion gut durchmischte Schicht mit nahezu konstanter Temperatur im Vertikalprofil (Convective Mixed Layer) die nach Oben hin durch eine stabile Schichtung abgegrenzt wird, welche als Barriere für die aufsteigende Warmluft dient (Entrainment Zone).

Wenn die Sonneneinstrahlung zum Abend hin abnimmt werden die Wirbel kleiner und die Windgeschwindigkeiten nehmen stark ab. Zurück bleibt eine gut durchmischte aber kaum turbulente Schicht mit nahezu konstanter potentieller Temperatur im Vertikalprofil (Residual Layer). Wenn die einfallende Strahlung geringer wird als die Abgestrahlte, kühlt der Boden aus und es bildet sich wieder die sehr kühle und stabil geschichtete nächtliche Grenzschicht.

Die rasche Entstehung und das relativ schnelle Zusammenfallen der turbulenten Grenzschicht kann durch die fehlende Feuchtigkeit begründet werden. Am Morgen, wenn die Sonnenstrahlen die Erde treffen, verdunstet in der Realität Wasser und die Luft kann

sich nicht so schnell erwärmen, da die Energie erst in der kinetischen Energie der Wassermoleküle gespeichert wird. Feuchte Luft hat durch die Wasseranteile zusätzlich noch eine höhere Wärmekapazität als trockene Luft, was wiederum dazu führt, dass mehr Energie in den Temperaturunterschieden gespeichert werden kann. Wenn die Temperatur der aufsteigenden Luft an der Oberseite der turbulenten Grenzschicht unter den Taupunkt fällt und Kondensationskerne vorhanden sind, ist es sehr wahrscheinlich dass Kondensation einsetzt und sich Wolken bilden. Die durch die Kondensation freigesetzte Energie vermindert zusätzlich die Abkühlung der Luft. Diese Möglichkeit Energie zu speichern führt zu einer trägeren Reaktion des Systems auf die steigende beziehungsweise am Nachmittag fallende Strahlung, als dies im trockenen Modell ASAM zu beobachten ist.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war die Implementation eines vorhandenen Strahlungsmodells in das, sich in Entwicklung befindende, Strömungsmodell ASAM. Dazu habe ich zu Beginn recht ausführlich das Modell ASAM mit seinen verwendeten Grundgleichungen vorgestellt und bin dann kurz auf das Strahlungsmodell eingegangen. Als Strahlungsmodell kam das Modell von Fu und Liou zum Einsatz, da von diesem der Quellcode und eine Dokumentation verfügbar ist und es unter anderem auch Aerosole berücksichtigen kann. In den darauf folgenden Abschnitten habe ich die Wechselwirkungen der Strahlung mit der Atmosphäre und der Orografie erläutert um dann den Wärmeübergang von der Wand in die Luft näher zu beschreiben. Als nächstes bin ich kurz auf das verwendete Bodenmodell, die Numerik und das verwendete Gitter eingegangen. Dabei wurde das Verfahren der Cutcells vorgestellt. Im Abschnitt Implementierung wurde gezeigt wo das Strahlungsmodell in das Strömungsmodell eingreift und wie die Wechselwirkungen modelliert wurden. Dann folgten einige Beispiele an denen der Einfluss der Strahlung auf die Strömung untersucht wurde. Zur Visualisierung der berechneten Daten wurde das Programm General Mesh Viewer (GMV), das vom Los Alamos National Laboratory entwickelt wurde, verwendet.

Die gerechneten Beispiele zeigen das die Strahlung einen enormen Effekt auf die Strömungen hat, auch wenn die Parametrisierung des Wärmeübergangs von der Wand in die Luft und damit der wandnahen Grenzschicht noch nicht optimal ist. Der Vergleich der in der Arbeit von [Louka, 2002] berechneten Strömungsverhältnisse mit den Messwerten des Nantes'99 Experiments hat gezeigt, dass der Einfluss des Wärmeübergangs auf die Strömung in einer Straßenschlucht mit dieser Parametrisierung überschätzt wird, da sich in der Realität an den vertikalen Wänden eine ca. 20cm dicke Schicht mit starkem Temperaturgradienten ausbildet. Der maximale Temperaturgradient ist ca. 2cm von der Wand entfernt, so dass sich nur eine sehr dünne Auf- oder Abwindschicht ergibt, die vom Modell nicht aufgelöst wird. Einer der wichtigsten Faktoren für das Verhalten der Grenzschicht, und somit auch für Strömungen die Teil dieser sind, ist das Wasser in all seinen Erscheinungsformen und mit seinen Phasenübergängen. Eine Implementierung dieser Vorgänge würde die Berechnung realistischerer Strömungen und auch mesoskaliger

konvektiver Systeme ermöglichen. In naher Zukunft sollen mit Hilfe des Modells ASAM Ausbreitungsrechnung für Diasporen über strukturiertem Gelände durchgeführt werden. Im Rahmen dieses Projekts ergibt sich die Möglichkeit, die berechneten Daten mit Turbulenzmessungen vor Ort und anderen experimentellen Ergebnissen zu vergleichen, und auch den Einfluss der Thermik auf die Ausbreitung dieser Sporen zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

- [Baik, Kim 2002] Baik, J.-J., Kim, J.-J. (2002) On the escape of pollutants from urban street canyons, *Atmos. Env.*, 36, 527-536
- [Doms, Schättler 1999] Doms, G. , Schättler, U. (1999) The Nonhydrostatic Limited-Area Model LM of DWD, Part I: Scientific Documentation
- [Ehrhard, 1999] Ehrhard, J. (1999) Untersuchung linearer und nichtlinearer Wirbelviskositätsmodelle zur Berechnung turbulenter Strömungen um Gebäude
- [Fu-Liou, 1993] Fu, Q., and Liou, K.N. (1993) Parametrization of the radiative properties of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 50, 2008-2025.
- [Gao, Ojima, 2002] Gao,W., Li,H., Ojima T. (2002) Modeling of Thermal Environment in Urban Canyon with Solar Radiation Shading of Trees, *J. Archit. Plann. Environ. Eng. , No.555, 115-122*
- [Griebel et al., 1995] Griebel, M., Dornseifer, Th. & Neunhoeffler, T. (1995) Numerische Simulation in der Strömungsmechanik
- [Huang et. al, 2005] Huang, H., Ryozo, O., Shinsuke, K. (2005) Urban thermal environment measurements and numerical simulation for an actual complex urban area covering a large district heating and cooling system in summer, *Atmos. Env.*, 39, 6362-6375
- [Kolmogorov, 1942] Kolmogorov, A. (1942) The equations of turbulent motion in an incompressible fluid. *Isv.Sci.USSR Phys.*,6,56-58
- [Louka, 2002] Louka, P., Vachon,G., Sini, J.-F., Mestayer, P.G., M.Rosant, J.-M. (2002) Thermal effects on the airflow in a Stree Canyon - Nantes'99 experimental results and model simulations

- [Müller, 2005] Müller, Mathias D. (2005) A Grid- and Subgrid-Scale Radiation Parameterization of Topographic Effect for Mesoscale Weather Forecast Models
- [Sini, 1996] Sini, J.-F., Anquetin, Sandrine, Mestayer, P.G. (1996) 'Pollutant dispersion and thermal effects in Urban Street Canyons', Atmos.Env., 22, 2659-2677
- [Stull, 1988] Stull, R.B. (1988) An Introduction to boundary layer meteorology
- [Tsai, Chen, 2004] Tsai, M.Y., Chen, K.S. (2004) Measurements and three-dimensional modeling of air pollutant dispersion in an Urban Street Canyon, Atmos. Env., 38, 5911-5924
- [Winkler, 1995] Winkler, Ch. (1995) Mathematische Modellierung der quellenahen Ausbreitung von Emissionen, Fortschrittsberichte VDI, 7, 268