

**INSTITUT FÜR BAUSTOFFE, MASSIVBAU UND BRANDSCHUTZ  
DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT BRAUNSCHWEIG**

Amtliche Materialprüfungsanstalt für das Bauwesen

Direktoren:

Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Karl Kordina

Prof. Dr.-Ing. F. S. Rostásy

**WÄRMEBILANZRECHNUNGEN FÜR BRANDRÄUME  
MIT UNTERSCHIEDLICHEN RANDBEDINGUNGEN**

**(TEIL I)**

von  
Ulrich Schneider  
und  
Aysen Haksever

HEFT 46

BRAUNSCHWEIG

FEBRUAR ~~1980~~ 1981

~~15-0257/001~~

31-5507/046-  
001

**INSTITUT FÜR BAUSTOFFE, MASSIVBAU UND BRANDSCHUTZ  
DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT BRAUNSCHWEIG**

Amtliche Materialprüfungsanstalt für das Bauwesen

Direktoren:

Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Karl Kordina

Prof. Dr.-Ing. F. S. Rostásy

31-5507/046-001

**WÄRMEBILANZRECHNUNGEN FÜR BRANDRÄUME  
MIT UNTERSCHIEDLICHEN RANDBEDINGUNGEN**

(TEIL I)

von  
Ulrich Schneider  
und  
Aysen Haksever

**B I B L I O T H E K**  
Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz  
der Technischen Universität Braunschweig  
Beethovenstraße 52  
D-3300 Braunschweig

HEFT 46

BRAUNSCHWEIG

FEBRUAR 1981

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung . . . . .	1
1.1. Allgemeines . . . . .	1
1.2. Problemstellung . . . . .	2
2. Theoretische Grundlagen zur Berechnung der Temperaturen in kleinen Räumen im Falle eines Brandes . . . . .	4
2.1. Stand der Erkenntnisse . . . . .	4
2.2. Wärmebilanzgleichung . . . . .	6
2.3. Konvektionsenergie . . . . .	8
2.4. Strahlung durch Öffnungen . . . . .	13
2.5. Konvektions- und Strahlungsenergien der Umfassungsbauteile	14
2.6. Wärmeenergie des Brandraums . . . . .	19
2.7. Sonstige Energien . . . . .	19
2.8. Energiefreisetzung . . . . .	20
2.9. Zusammenfassung . . . . .	24
3. Anwendung des mathematischen Modells . . . . .	32
3.1. Nachrechnung von Brandversuchen in Metz . . . . .	32
3.2. Nachrechnung von Brandversuchen in Lyngby . . . . .	38
3.3. Parameterstudien . . . . .	43
4. Erweiterung des mathematischen Modells auf große Räume . . . . .	54
4.1 Allgemeine Hinweise . . . . .	54
4.2 Grundlagen der Energiefreisetzung . . . . .	54
4.3 Parameterstudien . . . . .	59
4.3.1 Vorbemerkung . . . . .	59
4.3.2 Festlegung der Ventilation . . . . .	59
4.3.3 Einfluß der Brandausbreitung und des Brandherdes . . . . .	61
4.3.4 Einfluß der Abbrandverhältnisse auf die Brandraumtemperat- uren . . . . .	66
4.3.5 Einfluß von Brandbelastung und Restenergie auf die Brandraumtemperaturen . . . . .	68
4.3.6 Einfluß der Umfassungsbauteile auf die Brandraumtem- peraturen . . . . .	71
5. Zusammenfassung . . . . .	75
6. Schrifttum . . . . .	77

## Bezeichnungen und Symbole

Symbol	Dimension	Benennung
A	m <sup>2</sup>	innere Oberfläche des Brandraums
A <sub>T</sub>	m <sup>2</sup>	Oberfläche des Brandraums einschl. Öffnungen
A <sub>T</sub> <sup>*</sup>	m <sup>2</sup>	Oberfläche des Brandraums ausschließlich Öffnungen
A <sub>w</sub>	m <sup>2</sup>	Öffnungsfläche, Fensteröffnung
a <sub>g</sub>	1/m	Strahlungsabsorptionskoeffizient
a <sub>p</sub>	1/m	Strahlungsabsorptionskoeffizient im Ruß
B	MJ (Mcal)	Brandgutmenge im Brandraum
B <sub>i</sub> <sup>"</sup>	kJ/m <sup>2</sup>	Rückstrahlung der Fläche i
b	m	Breite der Fenster
β	1	Kontraktionskoeffizient
c <sub>pg</sub>	kJ/kg K	spez. Wärmekapazität der Gase
c <sub>po</sub>	kJ/kg K	spez. Wärmekapazität der Luft
c <sub>w</sub>	kJ/m <sup>3</sup> K	Wärmekapazität der Umfassungsbauteile
d	cm	Wanddicke
E <sub>eff</sub>	kJ/s (kcal/s)	effektiver Energieanteil
E <sub>rest</sub>	kJ (kcal)	potentielle Restenergie bei Beginn der Abkühlphase
F <sub>B</sub>	m <sup>2</sup>	Größe des Brandherdes
F <sub>ij</sub>	1	Winkelverhältnis von Fläche i nach j
F(t)	m <sup>2</sup>	aktuelle Brandfläche
g	m/s <sup>2</sup>	Erdbeschleunigung
H <sub>u</sub>	kJ/kg (kcal/kg)	unterer Heizwert
ΔH <sub>f</sub>	kJ/kg (kcal/kg)	oberer Heizwert
ΔH <sub>g</sub>	kJ/kg (kcal/kg)	oberer Heizwert der Pyrolysegase
ΔH <sub>pyr</sub>	kJ/kg (kcal/kg)	Energie der Pyrolyse
H <sub>i</sub> <sup>"</sup>	kJ/m <sup>2</sup>	Gesamtstrahlung auf die Fläche i
h, h <sub>D</sub>	m	Fensterhöhe
h <sub>g</sub>	kJ/s (kcal/s)	freigesetzte Energie im Brandraum
h <sub>g</sub>	kJ/s (kcal/s)	gespeicherte Energie im Brandraumgas
h <sub>g</sub>	kJ/s (kcal/s)	Konvektion durch Öffnungen
h <sub>o</sub>	kJ/s (kcal/s)	Fensterstrahlung
h <sub>s</sub>	kJ/s (kcal/s)	sonstige Energieanteile
h <sub>w</sub>	kJ/s (kcal/s)	durch Konvektion und Strahlung an die Umfassungsbauteile abgegebene Energie

Symbol	Dimension	Benennung
j	1	Laufvariable zur Berücksichtigung der verschiedenen Umfassungsbauteile
$K_f$	1	Umrechnungsfaktor nach Pettersson
$l$	m	Strahllänge im Gas
$\dot{m}_g$	kg/s	ausströmende Gasmengen
$\dot{m}_l$	kg/s	eintretende Luftmengen
$p_g$	kg/ms <sup>2</sup>	Druck der Verbrennungsgase
$p_o$	kg/ms <sup>2</sup>	Druck der Luft
$\bar{p}$	kg/ms <sup>2</sup>	Referenznormaldruck
q	kg/m <sup>2</sup>	Brandlast
$q_A$	kg/m <sup>2</sup>	Brandlast des Raumes A
$q_B$	kg/m <sup>2</sup>	Brandlast des Raumes B
$q_a$	kJ/m <sup>2</sup> h (kcal/m <sup>2</sup> h)	konvektiver Wärmestrom (außen)
$q_i$	kJ/m <sup>2</sup> h (kcal/m <sup>2</sup> h)	konvektiver Wärmestrom (innen)
R	kg/s	Abbrandrate
$R_{max}$	kg/min	maximale Abbrandgeschwindigkeit im Brandraum
$R_{sp}$	kg/m <sup>2</sup> h	spezifische Abbrandgeschwindigkeit des Brandgutes
$R_{80}$	kg/min	Abbrandgeschwindigkeit bei Beginn der Abkühlphase (20 % Restenergie)
r	kg B/kg L	kg Brennstoff pro kg Luft bei stöchiometrischer Verbrennung
$T_g$	K	Temperatur im Brandraum
$T_o$	K	Temperatur der Umgebung
$T_w$	K	Wandtemperatur
$T_{wa}$	K	Wandtemperatur (außen)
$T_{wi}$	K	Wandtemperatur (innen)
t	s, min	Zeit
$t_{\bar{a}}$	min	äquivalente Normbranddauer
$t_{80}$	min	Zeitpunkt bis zur Verbrennung von 80 % des Brandgutes
$V_R$	m <sup>3</sup>	Volumen des Brandraumes
$v_{gB}$	m/s	Geschwindigkeit des ausströmenden Gases
$v_g$	m/min	Brandausbreitungsgeschwindigkeit
$W_g, W_o$	kg/mol	Molekulargewicht des Brandgases der Luft
$\Delta x$	cm	Diskretisierungsraster
y	m	Horizontale Stromlinie der neutralen Ebene
$y^o$	m	Dicke der Gasschicht
$y^u$	m	Dicke der Luftschicht

Symbol	Dimension	Benennung
$\alpha_a$	$\text{kJ/m}^2\text{hK}$ ( $\text{kcal/m}^2\text{hK}$ )	konvektiver Wärmeübergang (außen)
$\alpha_i$	$\text{kJ/m}^2\text{hK}$ ( $\text{kcal/m}^2\text{hK}$ )	konvektiver Wärmeübergang (innen)
$\epsilon_g$	1	Emission der Brandgase
$\epsilon_{g+p}$	1	Emission der Gas- und Rußstrahlung
$\epsilon_p$	1	Emission der Rußstrahlung
$\epsilon_{res}, \epsilon_{ges}$	1	Resultierende Gesamtemission bei Holzkippenbränden in kleinen Räumen
$\epsilon_w$	1	Emission der inneren Wand
$\zeta$	1	Mischungskoeffizient
$\lambda_w$	$\text{kJ/mhK}$ ( $\text{kcal/mhK}$ )	Wärmeleitfähigkeit der Umfassungsbauteile
$\rho_g$	$\text{kg/m}^3$	Dichte der Verbrennungsgase
$\rho_o$	$\text{kg/m}^3$	Dichte der Umgebungsluft
$\rho_w$	$\text{kg/m}^3$	Dichte der Umfassungsbauteile
$\tau$	1	Strahlungsdurchlässigkeit des Gases
$\sigma$	$\text{kJ/m}^2\text{hK}^4$ ( $\text{kcal/m}^2\text{hK}^4$ )	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\phi$	1	Stöchiometrischer Verbrennungsfaktor
$\varphi$	1	Gaswechselkonstante

## 1. Einleitung

### 1.1. Allgemeines

Der bauliche Brandschutz von Gebäuden und Gebäudeelementen wird international im allgemeinen in Bauordnungen und baupolizeilichen Vorschriften geregelt. Dabei ist es üblich, die Feuerwiderstandsdauer der Konstruktionen anhand von Normbrandversuchen zu bestimmen, d. h. die in Frage stehenden Bauteile werden unter definierten Versuchsbedingungen einer genormten Temperaturbeanspruchung (sog. Einheitstemperaturzeitkurve, ETK) unterworfen und hinsichtlich ihres Feuerwiderstands überprüft. Die bauaufsichtliche Regelung der brandschutztechnischen Anforderungen hat gegenüber anderen Verfahren beachtliche Vorteile, z. B. im Hinblick auf die Nachprüfbarkeit der getroffenen Maßnahmen. Sie ist andererseits jedoch vergleichsweise starr und kann gesellschaftlichen Entwicklungen und Tendenzen naturgemäß nur mit einer bestimmten Verzögerung folgen. Die Tatsache, daß die brandschutztechnischen Festlegungen anhand des Normbrands bei baulichen Anlagen normaler Nutzung in der Bundesrepublik Deutschland bisher zu keinen besonderen Risiken führte, sagt beispielsweise nichts darüber aus, ob das gewählte Sicherheitsniveau im ökonomischen Sinn angemessen oder zu hoch ist.

Neben wirtschaftlichen Aspekten sind auch technische und gesellschaftliche Entwicklungen zu betrachten. Es wäre beispielsweise unvernünftig, bauaufsichtliche Anforderungen auch dann bestehen zu lassen, wenn sich aufgrund der Verwendung neuartiger Stoffe die Möglichkeit ergäbe, den Anteil brennbarer Bestandteile in Wohngebäuden, Büros o. ä. deutlich zu vermindern. Umgekehrt müßte einer Risikoerhöhung infolge der Erhöhung des Anteils brennbarer Materialien eine Verschärfung in den Anforderungen gegenüberstehen. Die hier angesprochenen Risiken sind unkontrollierbar. Sie hängen nicht nur mit der technischen Entwicklung, sondern auch mit der Veränderung der Lebensgewohnheiten zusammen und sind somit vorzugsweise langfristig zu verfolgen.

Das grundsätzliche Interesse, brandschutztechnische Risiken unabhängig von bestehenden gesetzlichen Regelungen zu betrachten, hat somit zwei wesentliche Ursachen:

- Überprüfung und Beurteilung, ob das vorliegende Sicherheitsniveau wirtschaftlich vertretbar ist.
- Gewinnung von Erkenntnissen über Veränderungen in den Risiken.

Die Förderung der wissenschaftlichen Forschung auf dem Gebiet des baulichen Brandschutzes gewinnt unter diesen Gesichtspunkten vielleicht etwas mehr an Bedeutung als ihr gemeinhin zuerkannt wird. Insbesondere müssen Forschungsvorhaben der vorliegenden Art vielfach einfach deshalb zurückgestellt werden, weil sie gewissermaßen nur im Randbereich der bestehenden Regelungen einzuordnen sind. Die erwähnten wirtschafts- und gesellschaftspolitischen Aspekte werden nicht zur Kenntnis genommen bzw. anderen Prioritäten geopfert.

### 1.2. Problemstellung

Der vorliegende Bericht ist Bestandteil eines größeren Forschungsprogramms, das sich mit der Ausbreitung und Auswirkung von natürlichen Bränden in kleinen und großen Räumen befaßt und seit 1976 vom Ministerium für Raumordnung, Bauwesen und Städtebau gefördert wird. Nach den bisher vorliegenden Erfahrungen und bereits hinzugewonnenen Erkenntnissen soll das Gesamtprogramm nach dem auf Bild 1 dargestellten Konzept durchgeführt werden. Danach sind 4 Arbeitsphasen unterschieden:

Erstellung von Wärmebilanzmodellen für

- I. Brände in Räumen mit Fensteröffnungen und homogener Temperaturverteilung,
- II. Brände in Räumen mit Fenster- und Dachöffnungen und homogener Temperaturverteilung,
- III. Brände in Räumen mit Fensteröffnungen und nicht homogener Temperaturverteilung,
- IV. Brände in Räumen mit Fenster- und Dachöffnungen und nicht homogener Temperaturverteilung.

In der hier diskutierten I. Arbeitsphase wird die homogene Temperaturentwicklung bei Bränden in kleinen und großen Räumen untersucht. Dabei wird unterstellt, daß nur vertikale Be- und Entlüftungsöffnungen vorliegen. Ausgangspunkte der theoretischen Arbeiten sind u. a. die Ergebnisse von Brandversuchen in kleinen Brandräumen, wie sie z. B. in Metz [ 1 ] und Lyngby [ 2 ] durchgeführt



I. Brände in Räumen mit vertikalen Öffnungen und homogener Temperaturverteilung



kleine Räume ( $A \approx 10 \text{ m}^2$ )

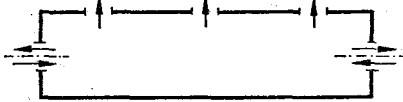


große Räume ( $A \approx 10^3 \text{ m}^2$ )

II. Brände in Räumen mit vertikalen und horizontalen Öffnungen und homogener Temperaturverteilung

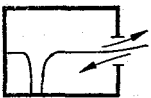


kleine Räume ( $A \approx 10 \text{ m}^2$ )

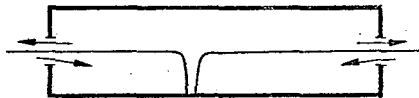


große Räume ( $A \approx 10^3 \text{ m}^2$ )

III. Brände in Räumen mit vertikalen Öffnungen und diskontinuierlicher Temperaturverteilung

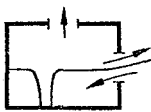


kleine Räume ( $A \approx 10 \text{ m}^2$ )

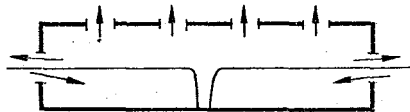


große Räume ( $A \approx 10^3 \text{ m}^2$ )

IV. Brände in Räume mit vertikalen und horizontalen Öffnungen und diskontinuierlicher Temperaturverteilung



kleine Räume ( $A \approx 10 \text{ m}^2$ )



große Räume ( $A \approx 10^3 \text{ m}^2$ )

Bild 1: Wärmebilanzmodelle zur Bestimmung der Temperaturentwicklung bei Gebäudebränden

wurden. In dem vorliegenden Bericht wird u. a. ein Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen und rechnerisch ermittelten Werten angestrebt. Dies ist ein erster Schritt zur Überprüfung des theoretischen Modells. Weiterhin werden im Rahmen von Parameterstudien die Aussagefähigkeit und Grenzen solcher Wärmebilanzmodelle erarbeitet und erläutert.

Die II. Arbeitsphase wird nach Abschluß dieses Berichts begonnen. Es handelt sich dabei vor allem um die Darstellung des Brandverlaufs in Gebäuden mit Dachentlüftung, und zwar zunächst nur für den Fall des voll entwickelten Brandes, wobei vereinfachend unterstellt wird, daß in den Brandräumen eine homogene Temperaturverteilung vorliegt.

In der III. Arbeitsphase sollen kleine Brände in Räumen mit diskontinuierlichen Temperaturverteilungen betrachtet werden. Die Untersuchungen betreffen vor allem die Phase der Brandentstehung und Ausbreitung bis hin zum voll entwickelten Brand. Es ist vorgesehen, das dafür erforderliche theoretische Wärmebilanzmodell so weit zu entwickeln, daß es gewissermaßen nahtlos in das für den Vollbrand entwickelte Modell einmündet.

Im IV. Teil des Gesamtvorhabens bleibt schließlich die Aufgabe, das letztgenannte Modell auch auf den Fall der Dachentlüftung auszuweiten. Dieser Punkt ist speziell für die Dimensionierung von Rauch- und Wärmeabzugsanlagen von Bedeutung, so daß im Hinblick auf die im Rahmen der DIN 18 232 angelaufenen Normierungsarbeiten neue Impulse zu erwarten sind. Es scheint jedoch nicht zweckmäßig, in solche Untersuchungen einzusteigen, bevor die vordem genannten Punkte untersucht und behandelt sind.

## 2. Theoretische Grundlagen zur Berechnung der Temperaturen in kleinen Räumen im Falle eines Brandes

### 2.1. Stand der Erkenntnisse

Das Problem der Berechnung bzw. Vorhersage der mittleren Brandraumtemperaturen in Gebäuden im Falle eines Schadensfeuers ist außerordentlich komplex und bis heute nicht gelöst. Die am Brandgeschehen direkt und indirekt beteiligten Einflußgrößen sind außerordentlich vielfältig und auch nur teilweise erforscht,

so daß eine umfassende mathematische Formulierung des gesamten Problems gegenwärtig nicht möglich erscheint. Immerhin hat die Entwicklung der Großrechenanlagen jedoch so weit geführt, daß nunmehr auch umfangreiche Gleichungssysteme mit erträglichem Zeitaufwand gelöst werden können, so daß die Entwicklung aufwendiger Wärmebilanzmodelle sinnvoll erscheint. Die zur Beschreibung des Brandgeschehens erforderlichen physikalischen Grundlagen sind anhand des derzeit erreichten Kenntnisstandes in der Thermodynamik, Wärme- und Brennstofftechnik und Strömungsmechanik festzulegen.

Das hier behandelte Problem des gekoppelten Wärme- und Stofftransports infolge eines Brandes wurde nach unseren Kenntnissen erstmalig in den fünfziger Jahren von Kawagoe [ 3 ] theoretisch behandelt. Das von Kawagoe für kleine Räume entwickelte theoretische Wärmebilanzmodell enthielt bereits alle wesentlichen Parameter, die auch heute noch zur Anwendung gelangen. Kawagoe mußte jedoch aufgrund fehlender Erkenntnisse und vermutlich auch aus Mangel an genügender Rechenkapazität den wichtigen Parameter "Energiefreisetzung" stark vereinfachen, so daß seinen Ergebnissen gegenwärtig nur noch eine historische Bedeutung zukommt. Die Studie selbst ist jedoch als Pionierarbeit zu werten, und es kann ohne weiteres gesagt werden, daß die viele Jahre später an anderen Stellen mit ähnlichen Fragestellungen von Ödeen [ 4 ] und Magnusson [ 5 ] aufgenommenen Arbeiten sich eng an die von Kawagoe entwickelten Vorstellungen anlehnen.

Die letztgenannte Arbeit [ 5 ] gibt erstmalig einen kompletten Überblick über den zeitlichen Temperaturverlauf in kleinen Räumen infolge von Holzkrippenbränden. Vereinfachend wurde die "Energiefreisetzung" an Versuchsergebnissen adaptiert. Wesentliche Verbesserungen in dieser Richtung enthalten die neueren Arbeiten von Tschuchiva [ 6 ], Harmathy [ 7 ], Thomas [ 8 ], Babrauskas [ 9 ], Böhm [ 2 ] und Tanaka [ 10 ], wobei einschränkend zu sagen ist, daß den Arbeiten von Thomas ein stationärer Zustand zugrunde liegt und Harmathy [ 7 ] sich durch starke Vereinfachung der notwendigen Gleichungen um eine geschlossene Lösung des Temperaturproblems bemüht hat. Beide Arbeiten liegen somit etwas außerhalb der hier betrachteten Fragestellungen.

Neuere Arbeiten aus den USA und Japan zeigen, daß in zunehmendem Maße der Frage des Entstehungsbrandes und seiner Ausbreitung nachgegangen wird.

Entsprechende Berichte von Quientiere [11], Pape [12], Prahl [13], Tanaka [14] und Hasemi [15] liegen vor. Es hat sich darin gezeigt, daß der mathematische Aufwand mit zunehmender Verfeinerung der Modelle überproportional ansteigt. Dies ist vor allen Dingen dann der Fall, wenn man wie Hasemi [15] versucht, die Strömung der heißen Gase mit Hilfe der Navier-Stokes-Gleichungen zu beschreiben. Aber auch bereits ohne diese sehr weitgehenden Lösungsansätze ergeben auch einfachere Formulierungen zur Beschreibung der Strömungsvorgänge im Brandfall, in Verbindung mit den übrigen brandschutztechnischen Parametern, derart komplexe Berechnungsmodelle, deren Lösung nur auf Großrechenanlagen möglich ist. Eine der fortgeschrittensten Arbeiten in der Richtung wurde 1976 von Waterman [16] vorgelegt. In der Bundesrepublik Deutschland sind die Mittel für solche Arbeiten sehr begrenzt, so daß neben den eigenen Ansätzen derzeit keine ergänzenden Informationen aus anderen Institutionen vorliegen.

## 2.2. Wärmebilanzgleichung

Die Geometrie des in der Untersuchung zugrunde gelegten Brandraumes mit einer vertikalen Öffnung wird auf Bild 2 verdeutlicht. Die innere umschließende Fläche wird mit  $A_j$ , die Fensterfläche mit  $A_w$  bezeichnet. Es ist vorausgesetzt,

- daß die Temperaturverteilung im Innern des Raumes homogen ist (inwieweit die Annahme gerechtfertigt ist, wird später diskutiert) und
- die Wandoberflächen so geartet sind, daß die Wärmeverluste durch einen ein-dimensionalen Ansatz beschrieben werden können.

Für die Wärmebilanz ergibt sich mit diesen Annahmen aus dem 1. Hauptsatz

$$\dot{h}_c - (\dot{h}_l + \dot{h}_o + \dot{h}_w + \dot{h}_g + \dot{h}_s) = 0 \quad (1)$$

Folgende Energieterme sind darin enthalten:

$\dot{h}_c$  - die pro Zeiteinheit durch Verbrennung und Brandnebenscheinungen im Brandraum freigesetzte Energie

$\dot{h}_l$  - die durch den Gaswechsel (Konvektion durch Öffnungen) entzogene Energie

$\dot{h}_o$  - die durch die Fensterstrahlung entzogene Energie

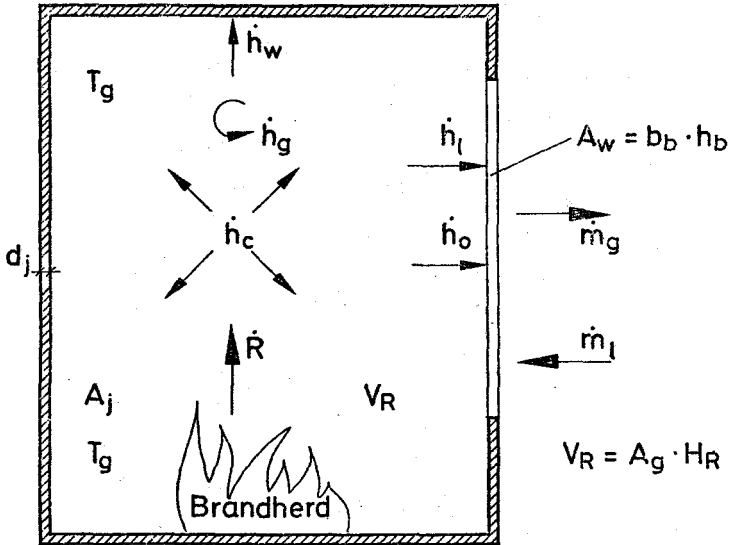


Bild 2: Geometrie, Wärme- und Massenströme des Wärmebilanzmodells

$\dot{h}_w$  - die durch Konvektion und Strahlung an die Umfassungsbauteile abgegebene Energie

$\dot{h}_g$  - die im Brandraum gespeicherte Energie

$\dot{h}_s$  - sonstige Energieanteile

Die zugehörige Gleichung der Massenbilanz im Brandraum ist durch

$$\dot{m}_g - (\dot{m}_e + R) = 0 \quad (2)$$

gegeben. Im folgenden werden die Ausdrücke zu den einzelnen Anteilen der Energiebilanzgleichung genauer spezifiziert und die physikalischen Grundlagen für die einzelnen Ansätze angegeben. Um gleiche Sachverhalte nicht mehrmals darstellen zu müssen, werden die in der Literatur benutzten Modelle, Annahmen und Gültigkeitsbereiche - soweit dieses möglich ist - in einer gemeinsamen Darstellung zusammengefaßt. An den jeweiligen Stellen wird auf die verschiedenen Modifikationen hingewiesen.

### 2.3. Konvektionsenergie

Zur Bestimmung der durch den Gaswechsel aus dem Brandraum entweichenden Energie wurden im folgenden die Raten der ein- und ausströmenden Gase bestimmt. Das zugrunde gelegte Strömungsmodell ist auf Bild 3 verdeutlicht. In dem Modell wird von voneinander unabhängigen Beziehungen für die horizontal und vertikal wirkenden Druckgleichgewichte ausgegangen, eine Annahme, die auf die grundlegenden Arbeiten von Kawagoe [ 3 ] zurückgeht.

In vertikaler ( $y$ -) Richtung wird die Bewegung der aufströmenden Luft vernachlässigt und unter der Annahme von konstanten Werten für Dichte und Temperatur, gemäß Bild 3, ein statisches Gleichgewicht zwischen Druck und Schwerkraft angenommen.

$$p(y) - p(y + dy) = \rho \cdot g \cdot dy \quad (3)$$

Nimmt man weiterhin an - und die Erfahrung zeigt, daß diese Annahme richtig ist -, daß im Brandraum eine sogenannte neutrale Ebene ( $y = 0$ ) existiert, auf deren Höhe Innen- und Außendruck ( $\bar{p}$ ) übereinstimmen, so erhält man für den statischen Innen- bzw. Außendruck

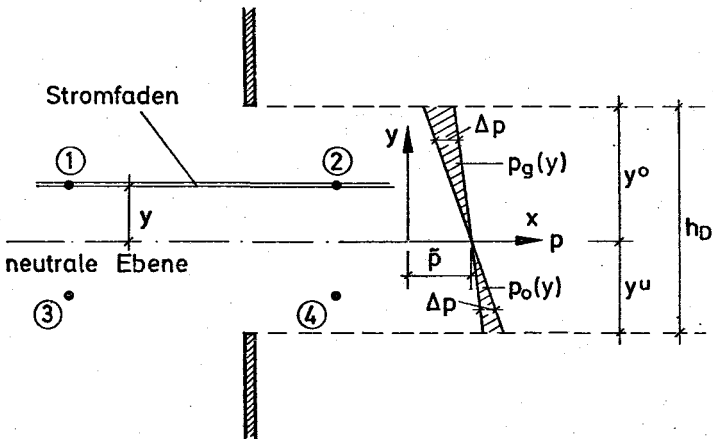
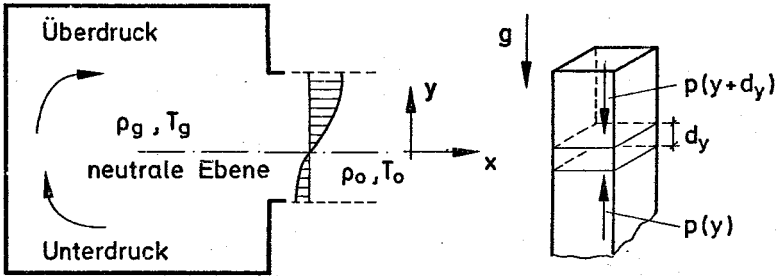


Bild 3: Gaswechsel des Wärmebilanzmodells

$$p_g = \tilde{p} - \xi_g \cdot g \cdot y \quad (4)$$

$$p_2 = \tilde{p} - \xi_o \cdot g \cdot y \quad (5)$$

Für die horizontale Richtung wird eine dynamische Gleichgewichtsbedingung nach der Bernoulligleichung aufgestellt. Für eine reibungsfreie Strömung gilt entlang den Stromlinien

$$\left(\frac{v^2}{2} + U + P\right)_1 = \text{const}, \quad (6)$$

wobei U ein Potential einer äußeren Kraftdichte ist. P ist durch  $p/\xi$  definiert. Für horizontale Stromlinien  $y = \text{const}$  ergibt sich  $U = g \cdot y$ , und man erhält aus Gl. (6)

$$\frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\xi_1} = \frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\xi_2} \quad (7)$$

Die Geschwindigkeit  $v_1$  an der Stelle 1 (s. Bild 3) ist voraussichtlich nicht sehr groß ( $v_1^2/2 \ll p_1/\xi_1$ ), und man erhält für  $\xi_1 \equiv \xi_2$  aus (4), (5) und (7)

$$\frac{\tilde{p} - \xi_g \cdot g \cdot y}{\xi_g} = \frac{\tilde{p} - \xi_o \cdot g \cdot y}{\xi_g} + \frac{v_2^2}{2} \quad (8)$$

Daraus ergibt sich die Geschwindigkeit des ausströmenden Gases zu

$$v_{gB} = (2 g y \left(\frac{\xi_o}{\xi_g} - 1\right))^{1/2} \quad (9)$$

Entsprechend bestimmt sich die Geschwindigkeit der in x-Richtung in den Brandraum einströmenden Frischluftmenge. Inwieweit die zugrunde gelegten Annahmen: konstante Dichte im Innen- und Außenraum, horizontale Stromlinien, Sprünge von Druck und Geschwindigkeit im Bereich der Öffnungsfläche noch hinreichend genaue Ergebnisse liefern, kann nur experimentell ermittelt werden. Diesbezügliche Arbeiten sind von Babrauskas [9] und Prahl [13] zitiert.

Aus den Formeln für die Geschwindigkeitsverteilungen ergeben sich die pro Zeiteinheit austretenden Gasmengen  $\dot{m}_y$  und eintretenden Luftmengen  $\dot{m}_l$ . Für die Brandgase erhält man



$$\dot{m}_g = c \cdot b_D \cdot \xi_g \int_0^{y^0} v_{gB} \cdot dy \quad (10)$$

worin  $c$  der Kontraktionskoeffizient ist. Er wird später erläutert.

Bis hier ist noch keine Aussage über die Höhe der neutralen Ebene (Nulllinie) oder gleichwertig damit über  $y^0$  gemacht worden. Zur Bestimmung dieser Größen wird die Kontinuitätsgleichung (2) benutzt. Babrauskas [9] hat Gl. (2) in einer sehr zweckmäßigen Weise umgeschrieben, worauf im folgenden näher eingegangen werden muß. Zur Verbrennung von  $R$  kg Brandgut werden bei stöchiometrischer Verbrennung  $\tilde{r}$  kg Luft benötigt, so daß  $(R + \tilde{r})$  kg Verbrennungsprodukte entstehen. Wenn der Verbrennungsvorgang nicht stöchiometrisch abläuft, ergibt sich

$$R \text{ kg (Brennstoff)} + \frac{\tilde{r}}{\phi} \text{ kg (Luft)} \rightarrow (R + \frac{\tilde{r}}{\phi}) \text{ kg Verbrennungsprodukte} \quad (11)$$

Mit dieser Beziehung ergibt sich aus Gl. (2)

$$\dot{m}_g / \dot{m}_\lambda = 1 + \phi/r \quad (12)$$

wobei  $r = \tilde{r}/R$  die pro kg Brennstoff bei stöchiometrischer Verbrennung erforderliche Luftmenge in kg bedeutet. Die Abbrandrate  $\dot{R}$  ist i. a. eine Funktion der vorhandenen Brandlast, der Geometrie, der Luftmenge usw. Die verschiedenen Ansätze für Ausdrücke von  $\dot{R}$  bzw. die Handhabung von  $\dot{R}$  in der Behandlung des Gesamtproblems werden später diskutiert. Nimmt man an,  $\dot{R}$  bzw.  $\phi/r$  sei bekannt, so ist die Lage der Nulllinie im Brandraum bestimmt, und aus den zugehörigen Beziehungen für  $y^0$  und  $y^u$  lassen sich entsprechende Ausdrücke für  $\dot{m}_g$  und  $\dot{m}_\lambda$  eliminieren. Aus Gl. (10) erhält man z. B.

$$\dot{m}_g = 2/3 \cdot c \cdot b_D \cdot \xi_g (2g (\xi_o/\xi_g - 1))^{1/2} \cdot y^0{}^{3/2} \quad (13)$$

und analog dazu

$$\dot{m}_\lambda = 2/3 \cdot c \cdot b_D \cdot \xi_o (2g (1 - \xi_g/\xi_o))^{1/2} \cdot y^u{}^{3/2} \quad (14)$$

Mit Gl. (12) folgt daraus

$$\tilde{y}^u/h_D = \frac{1}{1 + \left(\frac{\xi_0}{\xi_g} \left(\frac{r + \phi}{r}\right)^2\right)^{1/3}} \quad (15)$$

und

$$\tilde{y}^o/h_D = \frac{1}{1 + \left(\frac{\xi_g}{\xi_0} \left(\frac{r}{r + \phi}\right)^2\right)^{1/3}} \quad (16)$$

Man erhält für  $\dot{m}_g$  und  $\dot{m}_l$  somit die folgenden Ausdrücke

$$\dot{m}_g = 2/3 \cdot c \cdot A_w \cdot h_D^{1/2} \cdot \frac{\xi_g \cdot (2g (\xi_0/\xi_g - 1))^{1/2}}{\left[1 + \left(\frac{\xi_g}{\xi_0}\right)^{1/3} \left(\frac{r}{r + \phi}\right)^{2/3}\right]^{3/2}} \quad (17)$$

$$\dot{m}_l = 2/3 \cdot c \cdot A_w \cdot h_D^{1/2} \cdot \frac{\xi_0 \cdot (2g (1 - \xi_g/\xi_0))^{1/2}}{\left[1 + \left(\frac{\xi_0}{\xi_g}\right)^{1/3} \left(\frac{r + \phi}{r}\right)^{2/3}\right]^{3/2}} \quad (18)$$

In diesen Gleichungen sind  $\dot{m}_g$  und  $\dot{m}_l$  nur als Funktionen von  $R$  und  $g_g$  zu betrachten, alle übrigen Parameter sind als bekannte Größen anzusetzen. Nimmt man weiter an, daß die beteiligten Gase in hinreichend guter Näherung durch das ideale Gasgesetz beschrieben werden, so kann man noch die Ortsabhängigkeit des Druckes vernachlässigen und die Gasdichte etwa mittels des festen Druckes  $\tilde{p}$  in folgender Weise ausdrücken

$$\xi = \frac{w \cdot \tilde{p}}{R} \cdot \frac{1}{T} \quad (19)$$

so daß  $\dot{m}_g$  und  $\dot{m}_l$  auch als Funktionen von  $R$  und  $T_g$  ausgedrückt werden können.

Sind in einem Gebäude mehrere Fenster unterschiedlicher Größe und Lage vorhanden, so muß die Lage der Nulllinie anhand eines Gleichungssystems bestimmt werden (vergl. Babrauskas, S. 27). Die in schwedischen Arbeiten [ 5 ] für solche Fälle angegebene Beziehung

$$(A_w \cdot h_D^{1/2})_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^n A_{wi} \cdot h_{Di}^{1/2} \quad (20)$$

läßt sich in diesem Zusammenhang nicht aufrecht erhalten. Sie gilt nur, sofern das Verhältnis  $y^u/y^o$  für alle Öffnungen konstant ist, was in der Praxis sicherlich nicht zutrifft. Detaillierte Untersuchungen über die Auswirkungen solcher Fehler sind den Verfassern nicht bekannt.

Die von den ein- und ausströmenden Gasen mitgeführten Energien werden aus

$$\dot{h}_l = \dot{m}_l \cdot c_{Pg} (T_g - T_o) + \dot{R} \cdot c_{Pg} (T_g - T_o) \quad (22)$$

berechnet, wobei die Gasmengen jeweils positiv gezählt werden. Die zugehörigen spezifischen Wärmekapazitäten  $c_{Po}$  und  $c_{Pg}$  werden nur als Funktionen der Temperatur aufgefaßt (ideale Gase). Der hier gewählte Ausdruck für  $\dot{h}_l$  dürfte die korrekte Beziehung sein. Bis hin zu den letzten schwedischen Arbeiten [5] wird in der Literatur für  $\dot{h}_l$  häufig der Ausdruck

$$\dot{h}_l = c_{Pg} (T_g - T_o) \cdot \dot{m}_g = c_{Pg} (T_g - T_o) \cdot \varphi \cdot A_w \cdot h_D^{1/2} \quad (23)$$

verwendet, wobei  $\varphi$  als konstante Größe betrachtet wird, d. h. die expliziten Abhängigkeiten zwischen  $\dot{m}_B$  und  $\dot{R}$  bzw.  $T_g$  werden vernachlässigt. Das bedeutet, daß der Ansatz für  $\dot{m}_B$  in keiner Weise mit dem Brandgeschehen selbst gekoppelt ist. Die Auswirkungen dieser Vereinfachungen sind bisher nicht untersucht. Da die exakte Gl. (22) den numerischen Aufwand in der Berechnung nur geringfügig erhöht, wird von der Anwendung von Gl. (23) abgeraten.

#### 2.4. Strahlung durch Öffnungen

Die Strahlung der heißen Gase aus dem Brandraum wird in Übereinstimmung mit Angaben in der Literatur aus

$$\dot{h}_o = A_w \cdot \sigma \cdot [(T_g)^4 - (T_o)^4] \quad (24)$$

berechnet. Man gewinnt diese Formel aus der Vorstellung eines Strahlungsaustausches zwischen der Öffnung des Brandraums und der umschließenden Umhül-

lungsfläche (Halbraum der Luft). Dabei wird unterstellt, daß die Fensterfläche eine einheitliche Temperatur  $T_g$  besitzt und als schwarzer Strahler aufgefaßt werden kann. Die umgebende Luft wird als optisch dünn aufgefaßt. Inwieweit solche Vereinfachungen generell zulässig sind, ist nicht bekannt. Böhm [ 2 ] hat mit Recht darauf hingewiesen, daß die strahlende Öffnungsfläche  $A_w$  zu reduzieren ist, weil ein bestimmter Flächenanteil nicht mit heißen Brandgasen, sondern mit kalter Luft belegt ist. Andererseits ist zu bedenken, daß infolge eines Flammenaustritts im Fensterbereich auch der umgekehrte Effekt, nämlich eine Vergrößerung der effektiven Strahlungsfläche  $A_w$  vorstellbar ist. In Betracht dessen, daß der Strahlungsverlust  $\dot{h}_o$  nach Literaturangaben durchweg weniger als 15 % der gesamten Energieverluste beträgt, wird die Näherungsgleichung (24) als hinreichend genau angesehen.

## 2.5. Konvektions- und Strahlungsenergien der Umfassungsbauteile

Die Umfassungsbauteile des betrachteten Brandraums werden auf ihrer Innenseite infolge Konvektion und Strahlung erwärmt. Ein Teil der absorbierten Wärmeenergien wird auf der Außenseite durch die gleichen Mechanismen an die Umgebung abgegeben. Zunächst ist ein Ausdruck für die konvektiven Wärmeströme anzugeben, wobei von dem Newtonschen Gesetz ausgegangen werden kann.

$$q_i = \alpha_i \cdot A \cdot (T_g - T_w) \quad (25)$$

$$q_a = \alpha_a \cdot A \cdot (T_{wa} - T_o) \quad (26)$$

Wichtig ist in diesem Zusammenhang die Bestimmung der Wärmeübergangszahl  $\alpha$ , die vom Bewegungszustand der Gase, der Gastemperatur, der Gaszusammensetzung und auch von der Beschaffenheit der Oberflächen der Bauteile abhängt. Nach Babrauskas [ 9 ] ist der Wärmeübergang unter Anwendung der klassischen Gleichungen für freie Konvektion zu ermitteln. Für horizontale Flächen ergibt sich z. B.

$$\alpha_i = 1,31 \cdot (T_g - T_w)^{1/3} \quad (27)$$

$$\alpha_a = 1,31 \cdot (T_{wa} - T_o)^{1/3} \quad (28)$$

und für vertikale Flächen erhält man

$$\alpha_i = 1,12 \cdot (T_g - T_w)^{1/3} \quad (29)$$

$$\alpha_a = 1,12 \cdot (T_{wa} - T_o)^{1/3} \quad (30)$$

Nach unseren Erfahrungen sind die so ermittelten  $\alpha_i$ -Werte durchweg zu klein. Magnusson [ 5 ] setzt

$$\alpha_i = 20 \text{ kcal/m}^2 \text{ h K} \quad (31)$$

und gibt für die Außenbereiche

$$\alpha_a = 7,5 + 0,028 \cdot (T_{wa} - 273) \quad (32)$$

an, wobei nicht angegeben ist, woraus sich die Unterscheidung ergibt. In Gl. (32) ist vermutlich ein gewisser Strahlungsanteil berücksichtigt. Unsere Auswertung der bei den Brandversuchen von Metz [ 1 ] durchgeführten Wärmestrommessungen hat zu der in [ 17 ] angegebenen empirischen Beziehung

$$\alpha_i = (7,38 + 0,00224 \cdot (T_g - 273)) \cdot w^{0,5} \quad (33)$$

*für  $T_g = 1300^\circ\text{C}$   
 mit  $w = 2,4 \text{ m/s}$  größere Werte  
 als angenommen*

geführt, d. h. neben einem geringen Einfluß aus der Gastemperatur ist für den konvektiven Wärmeübergang unter diesen Bedingungen die Gasgeschwindigkeit als Parameter zu berücksichtigen. Der konvektive Wärmeübergang an den Außenwänden wird aus

$$\alpha_a = 4,0 \text{ kcal/m}^2 \text{ h K} \quad (34)$$

berechnet. Zusätzlich wird außenseitig der Wärmeverlust infolge Strahlung berücksichtigt.

Die Wärmeübertragung infolge Strahlung in Brandräumen ist nur schwer erfassbar, weil die Anwendung der bekannten theoretischen Beziehungen an grobe Vereinfachungen geknüpft werden muß, um mit vertretbarem Rechenaufwand zu entsprechenden Lösungen zu gelangen. Nach Hottel [18] ist der Strahlungsaustausch eines Raumes mit N Oberflächen und  $T_N$  Oberflächentemperaturen und einem grauen Gasstrahler für jedes Oberflächenelement i durch die Gleichungen

$$H_i'' = \sum_{j=1}^N T_{ij} \cdot F_{ij} \cdot B_{ij}'' + \epsilon_{ig} \cdot \sigma \cdot T_g^4 \quad (35)$$

und

$$B_i'' = \epsilon_i \cdot \sigma \cdot T_{wi}^4 + (1 - \epsilon_i) \cdot H_i'' \quad (36)$$

gegeben. Die auf die i-te Fläche auftreffende Wärmeenergie besteht aus dem Wärmefluß von anderen Oberflächen und der emittierten Gasstrahlung. Die abgestrahlte Energie besteht aus der Emissionsenergie und der reflektierten Energie. Aus diesen beiden Gleichungen lassen sich 2 N Gleichungen für den Nettowärmestrom  $q_i$  und die Rückstrahlung  $B_i''$  gewinnen.

$$q_i = \frac{\epsilon_i}{1 - \epsilon_i} (B_i'' - \sigma \cdot T_{wi}^4) \quad (37)$$

$$B_i'' - (1 - \epsilon_i) \cdot \sum_{j=1}^N \tau_{ij} \cdot F_{ij} \cdot B_j'' = (1 - \epsilon_i) \cdot \epsilon_{ig} \cdot \sigma \cdot T_g^4 + \epsilon_i \cdot \sigma \cdot T_{wi}^4 \quad (38)$$

Im Prinzip ist dieses Gleichungssystem lösbar, sofern über die Gasstrahlung hinsichtlich der Durchlässigkeit  $\tau_{ig}$  und Emissivität  $\epsilon_{ig}$  vernünftige Werte zur Verfügung stehen. Näherungsweise kann nach Böhm [ 2 ] die Emission durch Gase aus

$$\epsilon_g = 1 - e^{-a_g \cdot \ell} \quad (39)$$

und durch Ruß aus

$$\epsilon_p = 1 - e^{-a_p \cdot \ell} \quad (40)$$

berechnet werden. Die Emissivität der Gas- und Rußstrahlung wird näherungsweise aus

$$\epsilon_{g+p} = \epsilon_g + \epsilon_p - \epsilon_g \cdot \epsilon_p \quad (41)$$

bestimmt. Inwieweit diese Annahmen für den Brandfall zutreffen und sinnvoll sind, ist nicht bekannt. Nach Babrauskas [ 9 ] ist

$$\epsilon_{g+p} \approx 1 - e^{-1,1 \cdot x_f} \quad (42)$$

und liegt nach Literaturberichten zwischen 0,3 und 0,9. Aus Gründen der Zweckmäßigkeit wird in der vorliegenden Arbeit ein von Eckert [19] angegebenes Strahlungsmodell verwendet, welches für einen grau strahlenden Gas-körper, der von einer grau strahlenden Umschließung umgeben ist, entwickelt

wurde. Danach läßt sich der Wärmestrom aus

$$\dot{q}_i = \epsilon_w \cdot \epsilon_g \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_w^4) \cdot A \quad (43)$$

bestimmen. Die resultierende Emission wurde anhand der in [17] angegebenen Werte festgelegt. Im allgemeinen ist

$$\epsilon_{res} = \epsilon_w \cdot \epsilon_g = 0,60 \quad (44)$$

gewählt worden. Die entsprechenden Werte in der Literatur stimmen damit in etwa überein. Im Normbrandversuch nach DIN 4102 ist für die Gesamtemission dagegen durchweg von kleineren Werten auszugehen. Für den Außenbereich der Umfassungsbauteile kann die Abstrahlung in die Umgebung ebenfalls gemäß Gl. (43) berechnet werden, wobei die Emissionszahl je nach Baustoff ( $\epsilon_{\text{Beton}} \approx 0,8$ ) anzunehmen ist.

Die Unsicherheit bezüglich der Strahlungsberechnung ist beträchtlich, vor allen Dingen auch deshalb, weil im allgemeinen Fall Decken, Wände und Fußboden unterschiedliche Oberflächentemperaturen aufweisen, so daß der Ansatz von Eckert [19] im Prinzip nicht gültig ist. Weiterhin ist nicht einsichtig, weshalb nicht auch die Flammengröße und -verteilung den Wärmeübergang infolge Strahlung beeinflussen. Es bleibt somit festzuhalten, daß die vorliegende Betrachtung ein "Verschmieren" der Bauteilbeanspruchungen infolge Strahlung bewirkt und lokal sowohl höhere als auch niedrigere Beanspruchungen ohne weiteres vorstellbar sind.

Für eine bestimmte Bauteiloberfläche  $A_j$  läßt sich die abgegebene Energie somit aus

$$\dot{h}_w = A_j [\alpha_j (T_g - T_{wj}) + \epsilon_{res} \cdot \sigma (T_g^4 - T_{wj}^4)] \quad (45)$$

berechnen. Allerdings müssen die Wandtemperaturen  $T_{wj}$  als weitere Unbekannte aufgefaßt werden, d. h. zur Lösung des Problems ist eine weitere Gleichung erforderlich. Die Wärmeaufnahme und -leitung der Umfassungsbauteile wird unter Berücksichtigung der entsprechenden Anfangs- und Randbedingungen aus der Fouriergleichung

$$c_w \cdot \rho_w \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (\lambda_w(T, x) \frac{\partial T}{\partial x}) \quad (46)$$

bestimmt. Bevor genauer erläutert wird, wie Gl. (46) gelöst und im Rahmen des Gesamtproblems zur Bestimmung der Temperatur-Zeit-Verläufe benutzt wird, soll noch etwas Grundsätzliches zur Stellung dieser Beziehung im Verhältnis zu der mathematischen Formulierung der anderen Teilprobleme gesagt werden. Gl. (46) beschreibt von den bisher diskutierten Beziehungen als einzige einen instationären Vorgang. Diese Beschreibungsart ist berechtigt und auch notwendig, weil die Relaxationszeiten bis zum Einstellen eines stationären Zustands in den Umfassungsbauteilen groß sind und im Brandfall praktisch nicht erreicht werden. Die Fehler infolge einer stationären Behandlung des Problems sind beträchtlich, worauf im Verlauf dieser Arbeit noch eingegangen wird. Dieses leuchtet auch unmittelbar ein; denn würde man für ein vereinfachtes Modell einen stationären Ansatz, d. h. eine lineare Beziehung zwischen Wärmedurchgang und Temperaturgefälle annehmen, so ließen sich aus Gl. (1) nur noch mögliche Gleichgewichtswerte für die Temperatur  $T_g$  des brennenden Gases bestimmen, nicht aber ein Temperatur-Zeit-Verlauf. Derartige vereinfachte Modelle können den zeitlichen Verlauf des Brandgeschehens im Prinzip nicht wiedergeben.

Die in der Literatur benutzten Verfahren zur Lösung der partiellen Differentialgleichung (46) beruhen darauf, daß die Raum- und Zeitvariable diskretisiert werden, so daß Gl. (46) in ein System algebraischer Gleichungen umgeformt werden kann. Die verschiedenen Möglichkeiten, die Variablen zu diskretisieren, ergeben die sogenannten expliziten oder impliziten Lösungsansätze, die sich im wesentlichen durch ein unterschiedliches Konvergenzverhalten unterscheiden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine explizite Lösungsprozedur verwendet. Da es aus naheliegenden Gründen ohnehin erforderlich ist, bei der Lösung des Gesamtproblems mit sehr kleinen Zeitschritten zu arbeiten, spielt die Frage der Konvergenz nur eine untergeordnete Rolle. Auf die Lösungsprozedur wird hier nicht weiter eingegangen. Entsprechende Hinweise sind in der Literatur [20, 21, 22] zu finden. Durch Kopplung von Gl. (46) mit den im Restsystem Gl. (1) und (2) implizit enthaltenen Randwerten ist die Lösung der Fouriergleichung eindeutig bestimmt.



## 2.6. Wärmeenergie des Brandraums

Neben der im Zeitintervall  $(t, t + \Delta t)$  aus dem Brandraum durch den Gaswechsel entweichenden Energie wird Energie benötigt, um die im Raum befindlichen Gase der Dichte  $\rho_g$  von der Temperatur  $T_g(t)$  auf die Temperatur  $T_g(t + \Delta t)$  aufzuheizen. Bei Vernachlässigung der Dichteänderung in diesem Zeitintervall wird zur Aufheizung des Raumes die Energie

$$\dot{h}_g = \rho_g \cdot V_R \cdot c_{pg} \cdot \frac{dT_g}{dt} \quad (47)$$

benötigt. Bei kleinen Räumen ist der Term  $\dot{h}_g$  vergleichsweise klein. Im Fall einer raschen Aufheizung des Brandraums erreicht er jedoch die gleiche Größenordnung wie beispielsweise die Strahlung aus einer Fensterfläche, so daß er schon aus diesen Gründen nicht vernachlässigt werden sollte. Da im Verlauf der Arbeit auch große Brandräume untersucht werden sollen, wird Gl. (47) in das Rechenmodell einbezogen. Der zusätzliche numerische Aufwand ist unerheblich, weil die erforderliche Diskretisierung der Gl. (47) so gestaltet werden kann, daß sich ein algebraischer Ausdruck ergibt, der explizit zu lösen ist.

## 2.7. Sonstige Energien

Bevor auf die Frage der Energiefreisetzung im Brandraum eingegangen wird, soll noch auf einige Vernachlässigungen und Vereinfachungen im Modell hingewiesen werden. Es ist z. B. vorstellbar, daß die im Brandraum vorhandene Brandlast im Falle eines Brandes teilweise als Wärmesenke wirkt und dem Raum zunächst Energie entzieht. Diese Energie würde im weiteren Verlauf des Brandes beispielsweise auch zur Pyrolyse bzw. Vergasung des Brandgutes dienen. Sie ist im Prinzip also nicht "verloren", sondern würde ggf. zu einem späteren Zeitpunkt das Brandgeschehen beeinflussen, es sei denn, die unverbrannten Pyrolyse-gase entweichen durch die Fensteröffnung.

Andererseits würden die Wärmeverluste im Bodenbereich des Brandraums geringer werden, wenn man unterstellt, daß die Brandlast einen Teil des Bodens bedeckt und so die Aufheizung verhindert. Man sieht daran, daß es äußerst schwierig sein dürfte, solche Effekte praxisgerecht und zuverlässig zu formulieren.

Soweit es Fragen des Brandgutes und die damit verbundenen Zersetzungsercheinungen betrifft, wird darauf noch im Abschnitt 2.8 eingegangen. Erwähnt sei hier lediglich, daß die für die Pyrolyse von Holz erforderliche Energie in der Literatur [23] mit 48 kcal/kg angegeben wird und damit nur etwa 1 % des Heizwertes von Holz ausmacht. Größere Fehler bei der Bestimmung der Brandraumtemperaturen sind durch diesbezüglich vorgenommene Vereinfachungen also kaum vorstellbar. Bezüglich der Verheizung des Brandguts wird in dieser Arbeit vereinfachend davon ausgegangen, daß die gesamte Bodenfläche ständig Wärme aufnimmt, unabhängig von der im Brandraum vorhandenen Brandlast.

### 2.8. Energiefreisetzung

Die für diese Wärmebilanzberechnungen betrachtete Literatur unterscheidet sich im wesentlichen in den Ansätzen für  $\dot{h}_c$ , d. h. für die pro Zeiteinheit freigesetzte Energie. Dies ist bedingt durch die Komplexität eines Verbrennungsvorganges, die eine Differenzierung der verschiedenen Phasen des Brandgeschehens notwendig macht. Als Ausgangspunkt für die Energiefreisetzung wird im einfachsten Fall der Ansatz

$$\dot{h}_c = \dot{R} \cdot H_u \quad (48)$$

gewählt. In seinen ersten Berechnungen setzte Ödeen [4]  $\dot{R}$  als zeitlich konstant voraus und wählte  $H_u = 4100$  kcal/kg. Nach dem Abbrennen der vorgegebenen Brandlast wird keine weitere Energie freigesetzt - die Abkühlphase beginnt. Kawagoe [3] nahm an, daß die Abbrandgeschwindigkeit proportional dem Ventilationsfaktor  $A_w \cdot \sqrt{h_D}$  ist und der Heizwert bei 3558 kcal/kg liegt, was einem Holz mit etwa 20 % Feuchtigkeit entspricht. Nach Magnusson [5] gilt diese Näherung nur im Bereich des voll entwickelten Brandes  $\dot{R} = \dot{R}_{max}$ . Für das gesamte Brandgeschehen wird die Energiefreisetzung aus

$$\dot{h}_c = 300 \cdot A_w \cdot \sqrt{h_D} \cdot \beta \cdot 2575 \quad (49)$$

berechnet, wobei  $\beta$  eine aus Kleinbrandversuchen ermittelte Zeitfunktion ( $0 < \beta < 1$ ) darstellt. Abgesehen von der Tatsache, daß der Heizwert von Holz in dieser Gleichung mit 2575 kcal/kg (!) angesetzt wird, können solche Be-

ziehungen aus prinzipiellen Gründen nicht befriedigen. Wenn die freiwerdende Energie nicht von der Luftzufuhr bestimmt wird, also kein Luftmangel besteht, bestimmen geometrische Einflußgrößen und die Menge der momentan vorhandenen Brandlast die Abbrandrate. Diese ist naturgemäß auch als zeitabhängig aufzufassen.

Um den Gültigkeitsbereich ihrer Rechnungen zu vergrößern, gehen Magnussen et al. [ 5 ] in der Weise vor, daß sie ihre Energiefreisetzungsraten an experimentelle Ergebnisse anpassen. Als Nebenbedingung wählen sie dabei, daß die gesamte während des Brandgeschehens erzeugte Energie gleich der Verbrennungsenergie des Brandgutes ist. Die während der Entzündungsphase freiwerdende Energie wird als polygone und steigende Funktion der Zeit angenommen. Während des anschließenden Vollbrandes ist die Verbrennungsgeschwindigkeit maximal und zeitlich konstant ( $\sim A_w \cdot \sqrt{h_D}$ ). Die Vergleichsrechnungen wurden nach den in den Experimenten veränderlichen Faktoren systematisiert. Die Ergebnisse sind der Arbeit selbst zu entnehmen. In der gleichen Weise wie oben beschrieben untersuchte Nilsson [24] den Einfluß von brandlastspezifischen Größen auf die Verbrennungsrate von Holzkrippen.

Zu diesen Untersuchungen sollte folgendes bemerkt werden: Werden  $\dot{R}$  bzw.  $\dot{h}_c$  im Rechenmodell derart angepaßt, daß die gemessenen und gerechneten Temperatur-Zeit-Verläufe gut übereinstimmen, so gehen in die angepaßten Größen auch alle anderen Einflußgrößen ein. Dadurch werden  $\dot{R}$  und  $\dot{h}_c$  so bestimmt, daß jegliche Veränderungen der anderen Einflußgrößen oder auch die in den theoretischen Ansätzen enthaltenen Fehler durch einen entsprechenden Faktor in  $\dot{R}$  bzw.  $\dot{h}_c$  kompensiert werden. Die praktische Relevanz solcher Untersuchungsergebnisse ist im Hinblick auf den Modellcharakter der zugrunde gelegten Brandversuche zweifelhaft.

Eine wesentliche Verbesserung bezüglich der Energiefreisetzung brachten die Arbeiten von Tsuchiya et al. [ 6 ]. Für die Energiefreisetzung gibt es zwei Möglichkeiten. Im Bereich des lüftungskontrollierten Brandes setzt er

$$\dot{h}_c = \dot{m}_l \cdot \left( \frac{H_u}{r} \right) \cdot \zeta \quad (50)$$

Im Fall des brandlastgesteuerten Brandes erhält man

$$\dot{h}_c = v_p \cdot F_t \cdot f_g / (S_f (F_t/F_o)^{2/f_g}) \cdot Hu \cdot \zeta \quad (51)$$

Gl. (50) stimmt mit dem von Brabauskas [ 9 ] vorgeschlagenen Abbrandmodell überein, worin ebenfalls von den Verbrennungstechnischen Grundlagen ausgegangen wird. Entscheidend ist die Überlegung, daß bei hinreichender Luftzufuhr die Energiefreisetzung durch

$$\dot{h}_c = \dot{R} \cdot Hu \cdot \zeta \quad (52)$$

gegeben ist, wobei  $\zeta$  unter Umständen eine unvollständige Mischungsbildung berücksichtigt. Sofern die Luft knapp wird und nicht mehr eine ausreichende Sauerstoffmenge zur Verfügung steht, ist die maximal mögliche Energiefreisetzung durch Gl. (50) gegeben. Der Grenzfall (stöchiometrische Verbrennung) ist durch die Bedingung

$$\frac{\dot{R} \cdot r}{\dot{m}_l} = \phi \begin{cases} < 1 \text{ brandlastgesteuert} \\ > 1 \text{ ventilationsgesteuert} \end{cases} \quad (53)$$

gegeben. Diese theoretische Bedingung läßt sich in der praktischen Anwendung noch modifizieren, indem man annimmt, daß eine annähernd stöchiometrische Verbrennung erst bei bestimmtem Luftüberschuß möglich wird, wie aus dem Kessel- und Feuerungsbau sehr wohl bekannt ist. Gl. (53) und (50) stimmen quasi überein,  $\phi = 0,8$  bedeutet z. B. 25 % Luftüberschuß.

Die vorgeschlagenen Formulierungen besitzen zwei Vorteile, auf die gesondert hingewiesen werden muß. Solange der Brand ventilationsgesteuert ist ( $\phi \geq 1$ ), ist für die Energiefreisetzung der Ausdruck  $Hu/r$  maßgebend. Dieser Wert ist nach Tabelle 1 für viele Brennstoffe annähernd konstant, d. h. weiterhin, die pro kg Luft umgesetzte Energie ist auch nahezu unabhängig von der Vollständigkeit der Verbrennung. Anhand einer Nachrechnung von Holz wurde z. B. festgestellt, daß es für die Energiefreisetzung, bezogen auf die zur Verfügung stehende  $O_2$ -Menge, egal ist, ob der Kohlenstoff im Holz zu  $CO_2$  oder  $CO$  verbrennt. Der Unterschied lag bei vollständiger Verbrennung zu  $CO_2$  bzw.  $CO$  bei etwa 5 %, wobei jeweils eine vollständige  $H_2$ -Verbrennung angenommen wurde.

T a b e l l e 1

Stöchiometrischer Luftbedarf verschiedener Brennstoffe

Brennstoff	Heizwert	Hu/r
	kcal/kg Br.	kcal/kg Luft
Holz	4.000	800
Steinkohle	8.000	700
Heizöl	10.000	765
Polyäthylen	11.000	760
Polystyren	10.000	760
Polyurethan	5.700	770
Benzin	10.000	760
Methan	13.000	775
Wasserstoff	29.000	840

Der zweite Vorteil von Gl. (50) und (53) liegt darin, daß es möglich wird, für eine bestimmte Situation den Extremfall des Brandgeschehens theoretisch abzuschätzen. Im Fall einer stöchiometrischen Verbrennung wird die Brandlast "optimal" ausgenutzt. Sofern keine zusätzlichen Mischungsverluste entstehen ( $\zeta = 1$ ), muß davon ausgegangen werden, daß die Konvektionsverluste ein Minimum und die Bauteilbeanspruchungen ein Maximum erreichen. Sofern es also gelingt, in einer bestimmten Konfiguration einen überwiegend stöchiometrischen Brandablauf z. B. rechnerisch zu simulieren, kann das Brandgeschehen, bezogen auf die Bauteilbeanspruchungen, als ungünstigster Fall eingestuft werden.

Die Bestimmung von R in Gl. (53) ist schwierig, und je nach Brandgut sind die unterschiedlichsten Methoden vorgeschlagen worden. Die wesentlichen Abbrandmodelle sind von Brabauskas [ 9 ] diskutiert. Weitergehende Überlegungen von Quientiere [11] und Tanaka [10] liegen vor. Es kann im Rahmen dieses Berichts jedoch auf eine Wiedergabe der verschiedenen Modelle verzichtet werden, weil gegenüber den bisherigen Vorstellungen keine neuen Erkenntnisse vorliegen. Die bisher vorliegenden Erfahrungen und Ergebnisse über das Abbrandverhalten von Stoffen reichen jedoch bei weitem nicht aus, um die offen stehenden Fragen zu lösen. Soweit im Abschnitt 3 die Ergebnisse von Brandversuchen diskutiert sind, wurden gemessene R-Verläufe benutzt und Gl. (50), (52) und (53) verwendet.  $\zeta$  ist in allen Fällen mit 1,0 angenommen worden.

2.9. Zusammenfassung

Setzt man die vordem gewonnenen Ausdrücke für  $\dot{h}_l$ ,  $\dot{h}_o$ ,  $\dot{h}_w$  und  $\dot{h}_g$  sowie einen geeigneten Ansatz für die erzeugte Energie in die Bilanzgleichung (1) ein, so erhält man einen Zusammenhang zwischen der Brandraumtemperatur  $T_g$ , wobei alle anderen Größen in dieser Gleichung als vorgegebene Parameter auftreten (s. Gl. (54)). Aufgrund der zum Aufstellen dieser Bilanzgleichung benutzten Beziehungen, wodurch sich die Zustandsgröße  $T_g$  bei Veränderung des äußeren Parameters  $T_w$  auf neue Gleichgewichtswerte einstellt, wird die zeitliche Entwicklung des Systems im wesentlichen durch die Fouriergleichung (57) bestimmt, die mit Gl. (54) gekoppelt ist. Eine solche Beschreibung ist dann sinnvoll, wenn die zeitliche Veränderung der durch Gl. (54) berücksichtigten Vorgänge in kleineren Zeitskalen erfolgt als der durch Gl. (55) beschriebene Vorgang. Anders ausgedrückt: wenn die Relaxationszeiten zum Einstellen von Gleichgewichtstemperaturen in der Wand sehr viel größer sind als die Relaxationszeiten zum Einstellen der übrigen Gleichgewichte, ist diese Beschreibung gerechtfertigt. Wegen der schlechten Wärmeleitungseigenschaften gängiger Wandmaterialien ist diese Voraussetzung praktisch immer erfüllt.

Aus Gründen der Übersicht werden die verwendeten Gleichungen im folgenden zusammengestellt.

$$\dot{h}_c = (\dot{m}_l + \dot{R}) \cdot c_{pg} \cdot (T_g - T_o) + A_w \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_o^4) + \sum_{j=1}^N A_j [\alpha_j (T_g - T_{wj}) + \epsilon_{res,j} \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_{wj}^4)] + V_R \cdot c_{pg} \cdot \zeta_o \cdot \frac{T_o}{T_g} \cdot \frac{dT_g}{dt}$$

j = 1, 2, ... N (54)

$$\dot{h}_c = \begin{cases} \dot{m}_l \cdot \frac{Hu}{r} \text{ für } \phi = \frac{r \cdot \dot{R}}{\dot{m}_l} > 1 \\ \dot{R} \cdot Hu \text{ für } \phi = \frac{r \cdot \dot{R}}{\dot{m}_l} < 1 \end{cases}$$

(55)

$$\dot{m}_l = \frac{2}{3} \cdot c \cdot A_w \cdot h_D^{1/2} \cdot \zeta_o \frac{[2g (1 - \frac{W_g T_o}{W_o T_g})]^{1/2}}{[1 + (\frac{W_o T_g}{W_g T_o})^{1/3} (\frac{\dot{m}_l + \dot{R}}{\dot{m}_l})^{2/3}]^{3/2}}$$

(56)

$$c_{wj} \cdot \rho_{wj} \cdot \frac{\partial T_{wj}(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_{wj} \frac{\partial T_{wj}(x,t)}{\partial x} \right) \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (57)$$

Zu Gl. (57) gehören folgende Anfangsbedingungen ( $T_0 = 293 \text{ K z.B.}$ )

$$T_{wj}(x,0) = T_0 \quad t = 0 \quad (58)$$

und Randbedingungen

$$\dot{h}_{wi,j} = A_j [\alpha_{i,j} (T_g - T_{wj}) + \epsilon_{res i,j} \cdot \sigma (T_g^4 - T_{wj}^4)] \quad (59)$$

$$\dot{h}_{wa,j} = A_j [\alpha_{a,j} (T_{wa,j} - T_0) + \epsilon_{res a,j} \cdot \sigma (T_{wa,j}^4 - T_0^4)] \quad (60)$$

Die Laufvariable  $j$  wurde eingeführt, um die verschiedenen Umfassungsbauteile (Wände, Decken, Fußböden) jeweils gesondert berücksichtigen zu können.

Aus Gl. (54) geht hervor, daß für  $j = 1$   $A_j$  ungefähr herausfällt, wenn man  $\bar{R} = \dot{R}/A_j$  und  $\bar{A}_w = A_w/A_j$  als bezogene Größen einführt. Anders ausgedrückt: man erhält für diesen Sonderfall gleiche Temperatur-Zeit-Verläufe, wenn  $\bar{R}$ ,  $A_w$  und  $A$  mit dem gleichen Faktor multipliziert werden.

Bevor das Lösungsverfahren der obigen Gleichungen erklärt wird, sollen noch einige prinzipielle Angaben zur Energiefreisetzung gemacht werden, damit die in Gl. (54) enthaltenen Näherungen deutlich werden.

Wenn mit  $\dot{R}$  die Abbrandrate bezeichnet wird, so soll diese sich zusammensetzen aus einem Anteil  $\dot{R}_1$ , der in fester Form verbrannt wird, und einem Anteil  $\dot{R}_2$ , der in Form von Pyrolysegasen an der Verbrennung teilnimmt. Bei nicht hinreichend zur Verfügung stehendem Sauerstoff wird ggf. ein Teil der Pyrolysegase unverbrannt bleiben. Dieser werde mit  $\dot{R}_{21}$ , der verbrannte Anteil mit  $\dot{R}_{22}$  bezeichnet.

Es ist zu bemerken, daß eigentlich bei ungenügender Sauerstoffzufuhr zunächst eine unvollständige Verbrennung stattfindet, bei der zwar alles zur Verfügung stehende Brandmateriel an der Verbrennung (bzw. chemischen Umsetzung) teilnimmt, jedoch andere Endprodukte als bei vollständiger Verbrennung entstehen.

Hier soll eine ungenügende Sauerstoffzufuhr zunächst in der vereinfachten Weise berücksichtigt werden, daß eine vollständige Verbrennung der an der Verbrennung teilnehmenden Bestandteile vorausgesetzt wird, und man nimmt an, daß die überschüssigen Pyrolysegase ohne Teilnahme am Verbrennungsprozeß den Brandraum verlassen.

Zunächst werden die festen Bestandteile betrachtet: Die Aufheizung auf die Verbrennungstemperatur erfordert die Energie

$$\dot{R}_1 \cdot c_{Pfest1} \cdot (T_{vers} - T_o) \quad (61)$$

Bei der vollständigen Verbrennung wird die Energie

$$\dot{R}_1 \Delta H_f$$

freigesetzt. Wird zur Verbrennung von  $\dot{R}_1$  die Luftmenge  $\dot{m}_{l1}$  benötigt, so wird zur Aufheizung der Verbrennungsprodukte auf die Temperatur  $T_o$  die Energie

$$(\dot{R}_1 + \dot{m}_{l1}) c_{Pg1} (T_g - T_{vers}) \quad (62)$$

benötigt. Zuvor muß noch die Luft auf die Temperatur  $T_{vers}$  aufgeheizt werden, wenn man voraussetzt, daß die Reaktionspartner bei der Verbrennung die gleiche Temperatur aufweisen:

$$\dot{m}_{l1} c_{Po} (T_{vers} - T_o) \quad (63)$$

Bei diesen Überlegungen wurde ebenfalls vorausgesetzt, daß die beim betrachteten Zeitabschnitt verbrannten Bestandteile nicht bereits im Zeitschritt zuvor auf eine von  $T_o$  verschiedene Temperatur aufgeheizt worden sind. Diese Annahme entspricht praktisch der Hypothese beliebig großer Reaktionsgeschwindigkeiten.

Für die Pyrolysegase ergeben sich die folgenden Energiebeiträge: Aufheizen der Pyrolysegase auf die Temperatur, bei der es das feste Holz verläßt, erfordert die Energie (mit derselben Annahme wie oben):

$$(\dot{R}_{21} + \dot{R}_{22}) c_{Pfest\ pyr} (T_{pyr} - T_o) \quad (64)$$



Zur Freisetzung der Pyrolysegase wird eine Energie von

$$(\dot{R}_{21} + \dot{R}_{22}) \Delta H_{\text{pyr}} \quad (65)$$

benötigt. Die weitere Aufheizung der Pyrolysegase bis zur Verbrennung erfordert die Energie

$$(\dot{R}_{21} + \dot{R}_{22}) c_{\text{ppyr}} (T_{\text{brenn}} - T_{\text{pyr}}) \quad (66)$$

Es soll angenommen werden, daß der Brand ventilationsgesteuert ist, d. h. mit unseren Annahmen  $\dot{R}_{21} > 0$ . Die Luft, die zur Verbrennung von  $\dot{R}_{22}$  benötigt wird, wird mit  $\dot{m}_{l22}$  bezeichnet werden ( $\dot{m}_{l21}$ , die etwaige überschüssige Luft, ist in diesem Falle Null). Um die Luft auf die Verbrennungstemperatur aufzuheizen, benötigt man die Energie:

$$\dot{m}_{l22} c_{\text{po}} (T_{\text{brenn}} - T_0) \quad (67)$$

Bei der Verbrennung wird dann die Energie

$$\dot{R}_{22} \Delta H_g \quad (68)$$

frei. Die Aufheizung auf die Temperatur  $T_g$  erfordert noch die Energien

$$\dot{R}_{21} c_{\text{ppyr}} (T_g - T_{\text{brenn}}) \quad (69)$$

für die unverbrannten Bestandteile von  $\dot{R}_2$  und

$$(\dot{R}_{22} + \dot{m}_{l22}) c_{\text{pg2}} (T_g - T_{\text{brenn}}) \quad (70)$$

für die Verbrennungsprodukte.

Läßt man die Verbrennungsprodukte wieder auf die Temperatur  $T_0$  abkühlen, wird die Energie

$$(\dot{R}_1 + \dot{R}_{22} + \dot{m}_{l1} + \dot{m}_{l22}) c_{\text{pg}} (T_g - T_0) + \dot{R}_{21} c_{\text{ppyr}} (T_g - T_0) \quad (71)$$

frei.

Nach der herkömmlichen Definition des Heizwertes (genauer des unteren Heizwertes, bei dem die Verbrennungsprodukte die Wasseranteile in gasförmiger Phase enthalten), erhält man für die vollständig verbrannten Bestandteile  $\dot{R}_1$  und  $\dot{R}_{22}$  aus Gl. (61) bis (71) die folgende Bilanzgleichung:

$$\begin{aligned}
 & (\dot{R}_1 + \dot{R}_{22}) \text{Hu} (T_o) \\
 & = \dot{R}_1 \Delta H_f - [\dot{R}_1 c_{P\text{fest}1} (T_{\text{vers}} - T_o) + (\dot{R}_1 + \dot{m}_{\ell 1}) c_{Pg1} (T_g - T_{\text{vers}}) \\
 & \quad + \dot{m}_{\ell 1} c_{Po} (T_{\text{vers}} - T_o)] \\
 & \quad + \dot{R}_{22} \Delta H_g - [\dot{R}_{22} c_{P\text{fest}_{\text{pyr}}} (T_{\text{pyr}} - T_o) + \dot{R}_{22} \Delta H_{\text{pyr}} \\
 & \quad + \dot{R}_{22} c_{P\text{pyr}} (T_{\text{brenn}} - T_{\text{pyr}}) + \dot{m}_{\ell 22} c_{Po} (T_{\text{brenn}} - T_o) \\
 & \quad + (\dot{R}_{22} + \dot{m}_{\ell 22}) c_{Pg2} (T_g - T_{\text{brenn}})] \\
 & \quad + (\dot{R}_1 + \dot{R}_{22} + \dot{m}_{\ell 1} + \dot{m}_{\ell 22}) c_{Pg} (T_g - T_o) \tag{71}
 \end{aligned}$$

Wenn also die Endprodukte der Verbrennung mit einer Temperatur  $T_g$  vorliegen, so erhält man die folgende "effektive" Energiefreisetzung:

$$E_{\text{eff}} = (\dot{R}_1 + \dot{R}_{22}) \text{Hu}(T_o) - (\dot{R}_1 + \dot{R}_{22} + \dot{m}_{\ell}) c_{Pg} (T_g - T_o) \tag{72}$$

Im brandlastgesteuerten Fall ist  $R_{21} = 0$  und mit  $\dot{R}_{22} = R_2$ , dafür aber  $\dot{m}_{\ell 21} > 0$ . In analoger Weise erhält man für die "effektive" Energiefreisetzung

$$E_{\text{eff}} = \dot{R} \text{Hu} - (\dot{R} + \dot{m}_{\ell 1} + \dot{m}_{\ell 22}) c_{Pg} (T_g - T_o) - \dot{m}_{\ell 21} c_{Po} (T_g - T_o) \tag{73}$$

Wenn man annehmen kann, daß  $c_{Po} \approx c_{Pg}$  ist, so erhält man:

$$E_{\text{eff}} = \dot{R} \text{Hu} - (\dot{R} + \dot{m}_{\ell}) c_{Pg} (T_g - T_o) \tag{74}$$

Diese Gleichung entspricht exakt den in Gl. (1) bzw. (54) und (55) für  $\dot{h}_c$  und  $\dot{h}_l$  eingearbeiteten Beziehungen, d. h. sofern ein Brand unter Luftüberschuß abläuft ( $\phi < 1$ ) und die zugehörigen Verbrennungsreaktionen stöchiometrisch ablaufen, ist die Energiefreisetzung durch Gl. (54) und (55) vollständig und richtig beschrieben. Sofern unverbrannte Pyrolysegase  $\dot{R}_{12}$  entstehen, erhält man für die Energiefreisetzung eine Gl. (72) entsprechende Beziehung

$$\begin{aligned} E_{\text{eff}} = & (\dot{R}_1 + \dot{R}_{22}) \cdot Hu(T_o) - (\dot{R}_1 + \dot{R}_{22} + \dot{m}_l) c_{Pg} (T_g - T_o) \\ & - \dot{R}_{21} \cdot c_{P\text{fest pyr}} \cdot (T_{\text{pyr}} - T_o) - \dot{R}_{21} \cdot \Delta H_{\text{pyr}} \\ & - \dot{R}_{21} \cdot c_{P\text{pyr}} \cdot (T_g - T_{\text{pyr}}) \end{aligned} \quad (75)$$

in der die infolge der unvollständigen Verbrennung auftretenden Verlustterme zusätzlich enthalten sind. Für den ventilationsgesteuerten Brand gilt gemäß Gl. (55)

$$\dot{R}_1 + \dot{R}_{22} = \frac{\dot{m}_l}{r} \quad (76)$$

und man sieht jetzt, daß die effektive Energiefreisetzung gemäß Gl. (54) nur dann richtig ist, wenn die Bedingung

$$\begin{aligned} \dot{R}_{21} \cdot c_{P\text{pyr}} \cdot (T_g - T_o) = & \dot{R}_{21} \cdot c_{P\text{fest pyr}} \cdot (T_{\text{pyr}} - T_o) \\ & + \dot{R}_{21} \cdot \Delta H_{\text{pyr}} + \dot{R}_{21} \cdot c_{P\text{pyr}} \cdot (T_g - T_{\text{pyr}}) \end{aligned} \quad (77)$$

erfüllt ist und  $c_{P\text{pyr}} \approx c_{Pg}$  gesetzt werden kann. Gleichung (77) ist nur dann näherungsweise erfüllt, wenn  $\Delta H_{\text{pyr}}$  klein und  $T_{\text{pyr}} \ll T_g$  ist. Bei Holz liegt  $\Delta H_{\text{pyr}}$  um 48 kcal/kg, so daß eine der genannten Voraussetzungen ungefähr erfüllt ist. Im Prinzip enthält Gl. (54) im ventilationsgesteuerten Brand somit eine kleine Unschärfe, auf die in der Literatur bisher nicht hingewiesen wurde. Sofern man wie Böhm [2] vorschlägt, die Energiefreisetzung über den im Gasaustritt gemessenen Sauerstoffrest zu korrigieren, sollte jedoch beachtet werden, daß die Massenbilanz der Abgase gemäß Gl. (75) vorgenommen wird, der in Gl. (54) enthaltene Term für  $\dot{h}_l$  kann nur näherungsweise verwendet werden.

Die Lösung der angegebenen Gl. (54) bis (60) erfolgt wie bereits erwähnt mittels einer expliziten Lösungsprozedur. Dabei werden die Gleichungen (54) und (55) für den Zeitpunkt  $(t + \Delta t)$  nach einem dafür entwickelten Variationsverfahren simultan gelöst, wobei  $T_g$  und  $\dot{m}_l$  als gesuchte Größen aufgefaßt werden. Die Abbrandgeschwindigkeit wird als  $\dot{R}(t)$  und  $\dot{R}(t + \Delta t)$  vorgegeben, so daß man u. U. jeweils zwei Lösungen für  $T_g$  und  $\dot{m}_l$  erhält. Diese Lösungen werden gemittelt und dienen als Eingangsgrößen für die folgenden Berechnungen. Mittels  $T_g(t + \Delta t)$  werden die neuen Temperaturverteilungen in den Bauteilen berechnet. Sie werden als Eingangsgrößen für den folgenden Rechenschritt benutzt. Insbesondere werden auch die temperaturabhängigen Stoffwerte der Bauteile und Gase wie  $\lambda$ ,  $c_w$ ,  $c_{pg}$  und  $\rho_w$  jeweils mit den Temperaturen des vorhergehenden Zeitschritts bestimmt. Diese Vereinfachung ist sicherlich vertretbar, weil aus numerischen Gründen die Zeitschrittweiten im allgemeinen unter 10 s liegen, so daß die Veränderung der Stoffwerte trotz der vorgenommenen Vereinfachungen mit ausreichender Genauigkeit in die Berechnungen eingeht. Das Verfahren konvergiert sehr gut, so daß man für Brandräume mit den üblichen Umfassungsbaustoffen wie Beton und Mauerwerk nur vergleichsweise kleine Rechenzeiten benötigt. Bei Stahlverkleidungen ist der Aufwand naturgemäß höher, weil die Zeitschrittweiten aus Stabilitätsgründen ungefähr um zwei Zehnerpotenzen zurückgenommen werden müssen. Prinzipielle Schwierigkeiten ergeben sich dabei durch das überproportionale Anwachsen der Rechenzeiten, so daß es zweckmäßig ist, in den Fouriergleichungen andere Lösungsprozeduren einzuführen. Auf Bild 4 ist ein vereinfachtes Schema der gesamten Lösungsprozedur dargestellt.

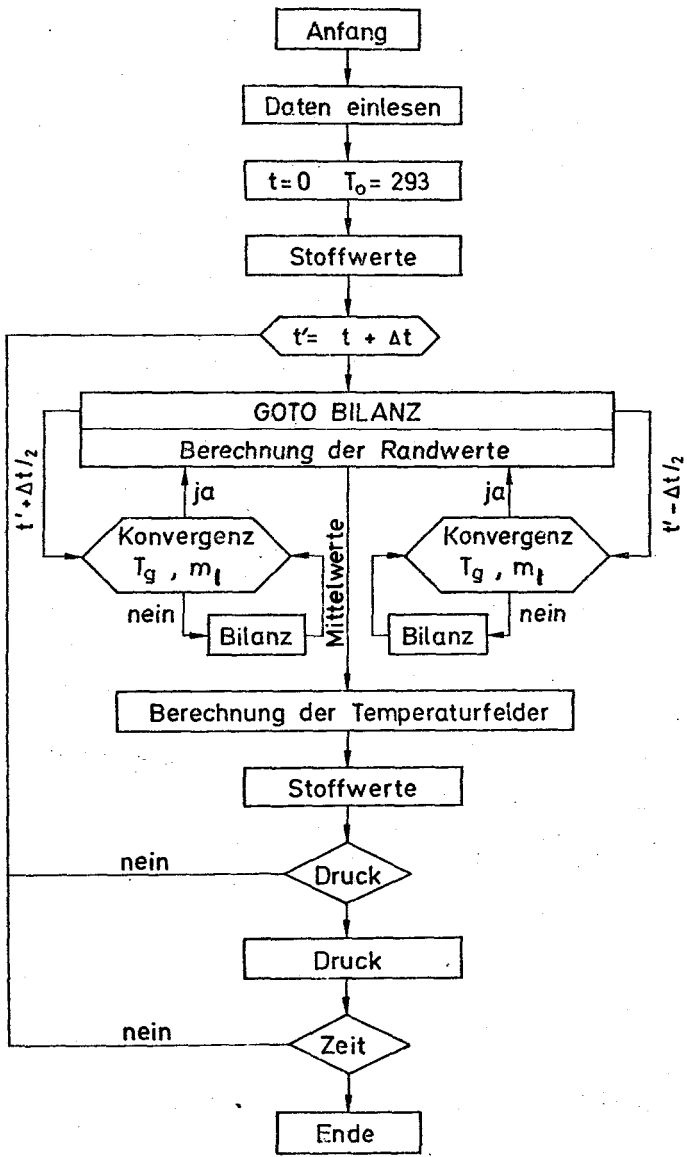


Bild 4: Programmablauf und Lösungsprozedur des Wärmebilanzmodells

### 3. Anwendung des mathematischen Modells

#### 3.1. Nachrechnung von Brandversuchen in Metz

Das vorliegende mathematische Modell (vergl. Gl. 54 bis 60) wird im folgenden anhand von Meßergebnissen überprüft. Der Vergleich soll zunächst die Anwendbarkeit des Verfahrens aufzeigen, gleichzeitig sollen jedoch auch generelle Hinweise über die Genauigkeit der Rechenmethode gewonnen werden. Wenngleich in der Literatur schon seit längerem verschiedene Wärmebilanzmodelle beschrieben sind, so ist vielfach versäumt worden, die Genauigkeit der Methoden im einzelnen nachzuweisen. Dies gilt vor allem für die Arbeiten von Magnusson [ 5 ], Babrauskas [9] und Pettersson [25], so daß über die Qualität der zitierten Arbeitsergebnisse grundsätzlich wenig bekannt ist.

Im folgenden werden zunächst die Brandversuche von Metz [ 1 ] nachgerechnet und diskutiert. Die Nachrechnungen umfassen mehr als 25 Brandversuche, von denen hier allerdings nur ein kleiner Teil erfaßt wird. Es wurden aus allen Rechenergebnissen typische Beispiele ausgewählt ohne Rücksicht auf die Güte der einzelnen Berechnung, d. h. "gute" und "schlechte" Rechenergebnisse sind im folgenden gleichermaßen erfaßt und berücksichtigt.

Alle Berechnungen beziehen sich auf die Holzkrippenversuche in der isolierten Versuchskammer der Brandversuchsstation in Metz. Die Brandkammer hat lichte Maße von 3,4 m x 3,7 m x 3,1 m und besitzt eine variable Fensteröffnung. Bei 25 %iger Ventilation sind beispielsweise 2,64 m<sup>2</sup> der 10,5 m<sup>2</sup> großen Frontfläche der Brandkammer als Öffnung ausgebildet. Die übrigen Wand- und Deckenöffnungen sind geschlossen. Eine genaue Beschreibung der Versuchskammer und der Versuche ist in [ 1 ] zu finden, so daß hier darauf nicht weiter eingegangen wird. Erwähnenswert erscheint jedoch die Nachbildung des tatsächlichen Wandaufbaus im Rechenmodell. In Anlehnung an die tatsächlichen Verhältnisse in den Versuchen wurde mit einem Dreischichtsystem (Vermiculiteputz + Schamotte + Mauerwerk) gerechnet, so daß der Wärmespeichervorgang in den Umfassungsbauteilen vergleichsweise gut simuliert werden konnte.

In den Nachrechnungen wurde jeweils die in den Versuchen gemessene Abbrandgeschwindigkeit der Holzkrippen als Parameter eingeführt. Die Energiefreisetzung wurde nach Gl. (55) ermittelt, d. h. für  $\phi > 1,0$  bzw. im lüftungs-kontrollierten Brand wird im Modell ein stöchiometrischer Abbrand unterstellt. Für  $\phi < 1$  ist demgegenüber die Energiefreisetzung durch  $\dot{K}(t)$  bestimmt. Im Rechenmodell werden beide Fälle automatisch unterschieden und berücksichtigt.

Auf Bild 5 und 6 sind zunächst die Temperatur-Zeit-Verläufe von Bränden mit  $60 \text{ kg/m}^2$  Holzbrandlast und zwei unterschiedlichen Ventilationsparametern dargestellt. Angegeben sind die gemessenen und berechneten Brandraumtemperaturen sowie die in den Berechnungen ermittelten  $\phi$ -Verläufe. Bei 60 % Ventilationsöffnung ist  $\phi$  immer kleiner 1,0 (s. Bild 5), d. h. es ist zu jedem Zeitpunkt genügend Sauerstoff vorhanden, um die Brandlast vollständig zu verbrennen. Bei 40 % Ventilationsöffnung ist  $\phi$  zwischen der 11. und 19. Minute größer 1,0, d. h. der Brand ist vorübergehend ventilationsgesteuert. Diese Beobachtung ist insofern wichtig, weil in der Literatur häufig sehr allgemein vom ventilationsgesteuerten Brand gesprochen wird, ohne daß zwischen den einzelnen Phasen des Brandgeschehens unterschieden wird [ 5 ]. Die hier gewählten Definitionen gestatten diesbezüglich eine sehr gute Differenzierung.

Die Bilder 5 und 6 zeigen, daß die Meß- und Rechenergebnisse bereichsweise deutlich voneinander abweichen. Die Geschwindigkeit der Brandentwicklung und -ausbreitung wird im Rechenmodell offenbar überschätzt, d. h. in beiden Fällen werden in der Brandentstehungsphase zu hohe Brandraumtemperaturen berechnet. Dagegen werden die Temperaturmaxima entweder zu hoch oder zu niedrig berechnet. In der Abkühlphase werden die Temperaturen durchweg unterschätzt.

Obwohl sich die Meß- und Rechenwerte in den Absolutwerten teilweise deutlich unterscheiden, kann gesagt werden, daß das entwickelte Modell partiell auch sehr gute Übereinstimmungen mit den Experimenten zeigt. Insbesondere sei darauf hingewiesen, daß die Form der Temperatur-Zeit-Kurven in beiden Fällen sehr ähnlich ist, d. h. die während des Brandgeschehens ablaufenden Vorgänge werden im Modell durchweg gut wiedergegeben. Hingewiesen sei hier vor allem auf den besonders charakteristischen Temperaturverlauf von Bild 6, mit einer etwa 15 minütigen Anstiegsperiode der Brandraumtemperaturen in der Phase des Vollbrandes. Im Rechenmodell wird dieser experimentell ermittelte Temperaturanstieg sehr genau wiedergegeben.

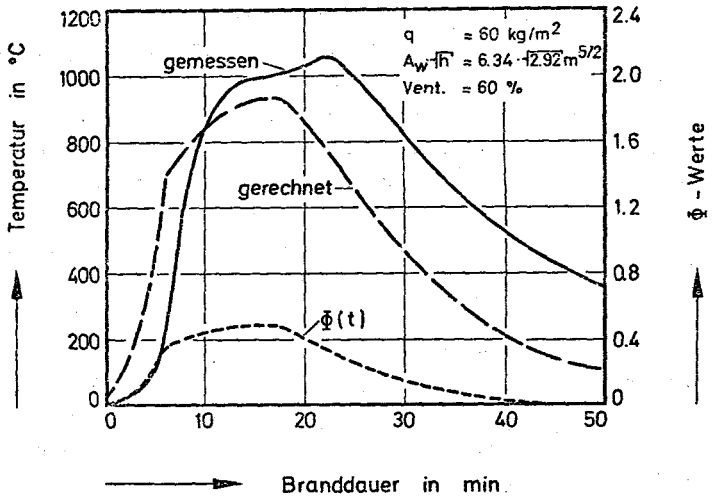


Bild 5: Nachrechnung eines Brandversuchs von Metz mit  $60 \text{ kg/m}^2$  Holzkruppenbrandlast und großer Ventilation

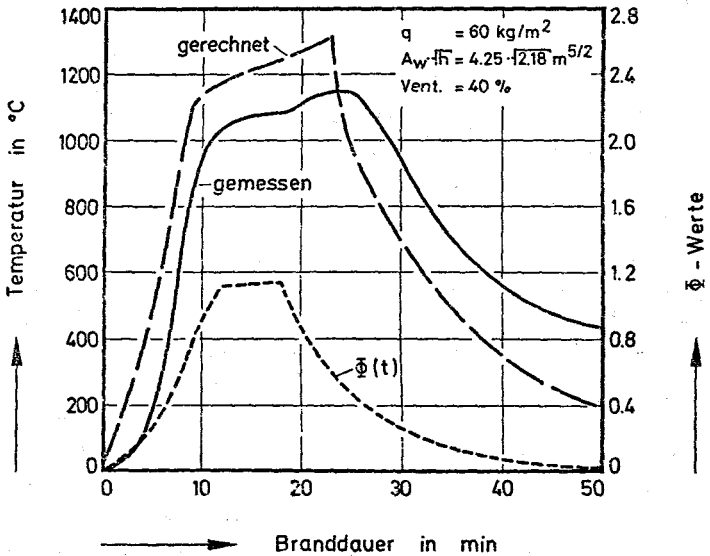


Bild 6: Nachrechnung eines Brandversuchs von Metz mit  $60 \text{ kg/m}^2$  Holzkruppenbrandlast und mittlerer Ventilation



Eine sehr viel bessere Übereinstimmung zeigen die beiden folgenden Bilder 7 und 8. Wiederum wurde jeweils ein Beispiel mit  $\phi > 1,0$  und  $\phi < 1,0$  untersucht. Die Abweichungen zwischen den theoretischen und experimentellen Werten sind so gering, daß sie zum Teil in den Bereich der bei solchen Versuchen unvermeidlichen Meßwertstreuungen fallen. Verbesserungen in den Modellansätzen sind in diesen Fällen offenbar kaum vorstellbar.

Für den Versuch Nr. 65 (s. Bild 7) sind die rechnerisch ermittelten Energie- und Massenströme auf Bild 9 und 10 angegeben. Bild 9 zeigt die Abbrandgeschwindigkeit  $\dot{R}(t)$ , die in den Brandraum einströmende Frischluftmenge  $\dot{m}_\lambda$  und die rechnerisch ermittelte Energiefreisetzung  $\dot{h}_c$  (Gesamtenergie) im Brandraum. Man erkennt, daß Abbrandgeschwindigkeit und Energiefreisetzung sehr unterschiedliche Zeitverläufe besitzen, eine Besonderheit des hier entwickelten Modells. Rechenmodelle, die solche Möglichkeiten prinzipiell ausschließen (s. Magnusson [5]), dürften für realistische Wärmebilanzrechnungen weniger gut geeignet sein. Auf die grundsätzlichen Fehler, die bei einer Berechnung der Energiefreisetzung über  $\dot{R}(t)$  entstehen, hat auch Babrauskas [9] in seinen Arbeiten hingewiesen.

Bild 9 zeigt weiterhin, daß die Frischluftmenge und Energiefreisetzung in weiten Bereichen ungefähr affin zueinander verlaufen. Diese Beobachtung stimmt mit Erfahrungen aus der klassischen Verbrennungslehre überein, d. h. nach Überschreiten einer bestimmten Temperaturschwelle wird der Verbrennungsvorgang im wesentlichen von dem vorhandenen Sauerstoffangebot bestimmt, wobei je nach Mischungsverhältnis eine mehr oder weniger gute vollständige Verbrennung ange nähert wird.

Bild 10 zeigt die für den Versuch Nr. 65 rechnerisch ermittelten Energieströme der Konvektion ( $\dot{h}_\lambda$ ), Wärmeleitung ( $\dot{h}_w$ ), Fensterstrahlung ( $\dot{h}_o$ ) und Speicherung ( $\dot{h}_g$ ). Die Energie der Rauchgase ( $\dot{h}_\lambda$ ) ist offenbar eng mit dem Temperaturverlauf verknüpft, wohingegen der Wärmeleitvorgang bzw. die Wärmespeicherung in den Umfassungsbauteilen vor allem von der Temperaturanstiegsgeschwindigkeit im Brandraum abhängt (vergl. Bild 7 und 10). Die Wärmeverluste infolge Fensterstrahlung ( $\dot{h}_o$ ) verlaufen ähnlich wie die Brandraumtemperaturen. Ihr Anteil an der Gesamtenergie ist jedoch vergleichsweise gering. Zu vernachlässigen ist in diesem Fall die Wärmespeicherung der Luft ( $\dot{h}_g$ ) in der Brandkammer.

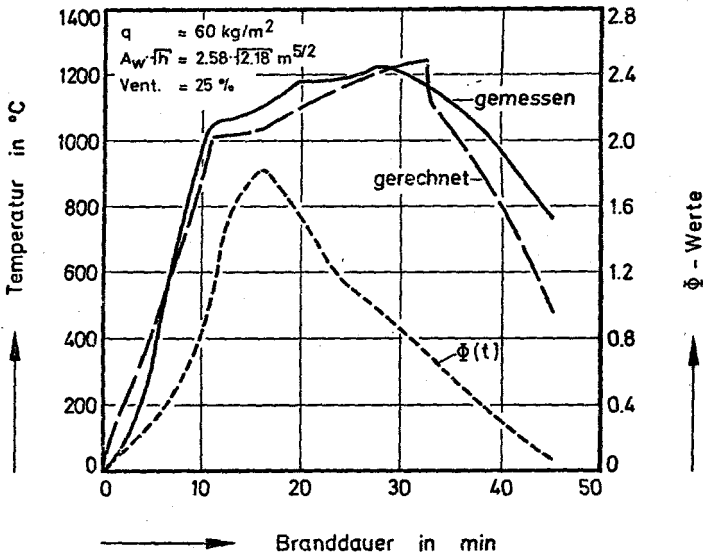


Bild 7: Nachrechnung eines Brandversuchs von Metz mit  $60 \text{ kg/m}^2$  Holzkrippenbrandlast und kleiner Ventilation

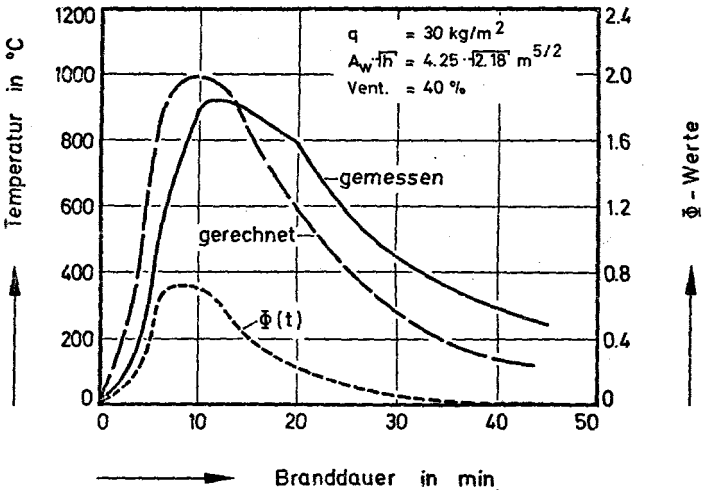


Bild 8: Nachrechnung eines Brandversuchs von Metz mit  $30 \text{ kg/m}^2$  Holzkrippenbrandlast und mittlerer Ventilation

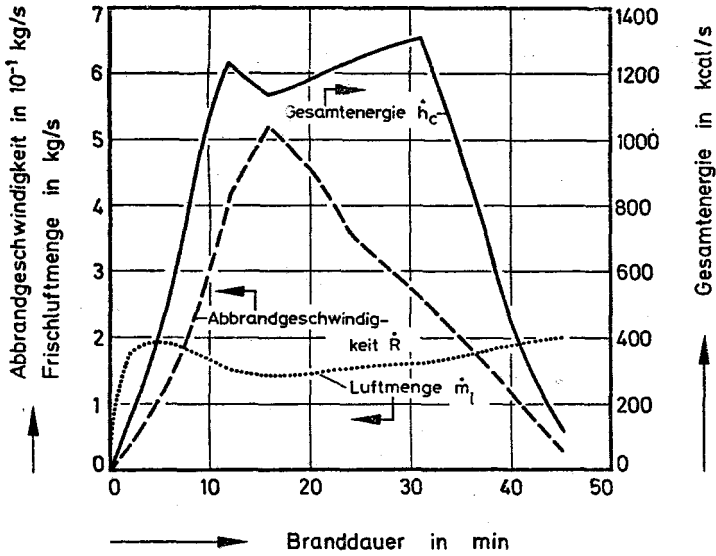


Bild 9: Berechnete Energie- und Massenströme eines Brandversuchs von Metz mit  $60 \text{ kg/m}^2$  Holzkippen (vergl. Bild 7)

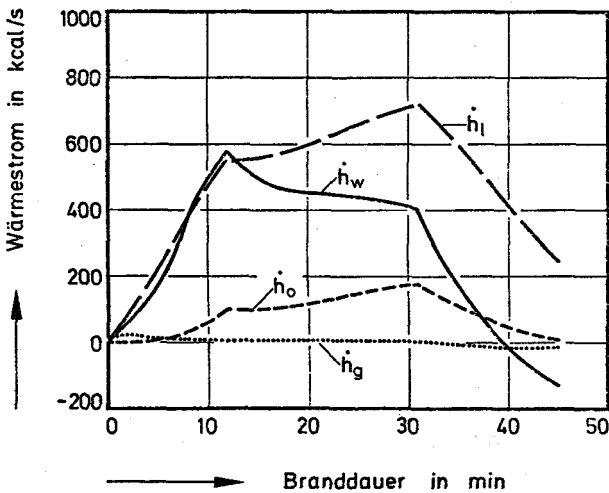


Bild 10: Berechnete Wärmeströme eines Brandversuchs von Metz mit  $60 \text{ kg/m}^2$  Holzkippen (vergl. Bild 7)

Der weitaus größte Energieanteil ist offenbar in der Rauchgaswärme enthalten. Er umfaßt insgesamt mehr als 50 % der im Versuch freigesetzten Gesamtenergie. Knapp 40 % der Gesamtenergie werden an die Umfassungsbauteile abgegeben. Dieser Energieanteil stellt gewissermaßen ein Maß für die Brandbeanspruchung der Bauteile dar. Noch während der Abkühlphase wechselt dieser Energieterm sein Vorzeichen, d. h. die Brandraumtemperaturen sind geringer als die Oberflächentemperaturen der Umfassungsbauteile - die Richtung der Wärmeströme kehrt sich um.

Auf den Bildern 11 und 12 sind noch zwei weitere Nachrechnungen von Bränden mit Brandlasten von  $30 \text{ kg/m}^2$  und  $15 \text{ kg/m}^2$  dargestellt. Auch in diesem Fall ergeben sich zwischen den theoretischen und experimentellen Werten gute Übereinstimmungen. Aufgrund der guten Ventilation von 25 % ist bei der kleinen  $15 \text{ kg/m}^2$  Brandlast während des gesamten Brandablaufs immer genügend Sauerstoff im Brandraum vorhanden ( $\phi < 1,0$ ), d. h. es handelt sich hier um einen brandlastgesteuerten Brand.

### 3.2. Nachrechnung von Brandversuchen in Lyngby

Im folgenden werden Nachrechnungen der Brandversuche von Böhm [ 2 ] diskutiert. Ein besonderer Aspekt dieser Untersuchungen liegt darin, daß als Brandgut neben Holzkrippen auch Kunststoffe untersucht wurden. In den Versuchen mit Kunststoffen wurden Bierkästen aus Polyäthylen verbrannt. Insgesamt wurden 11 Polyäthylen- und 6 Holzkrippenversuche durchgeführt.

Für die Versuche stand eine  $4,6 \text{ m} \times 4,6 \text{ m} \times 2,5 \text{ m}$  große Brandkammer aus Gasbetonblöcken zur Verfügung. Die Luftzufuhr erfolgte entweder über ein Gebläse oder durch natürliche Konvektion. Im Fall der Zwangsluftzufuhr wurden die Gasströme von Böhm gemessen und auf äquivalente Öffnungsflächen  $A_w \sqrt{h}$  umgerechnet. Diese Werte wurden jeweils in das Rechenprogramm eingegeben. Eine genaue Beschreibung der Versuche und Versuchsanlagen ist in [ 2 ] zu finden, so daß hier darauf nicht näher eingegangen wird.

Bild 13 und 14 zeigen zunächst die Rechenergebnisse eines Polyäthylenbrandes mit  $16 \text{ kg/m}^2$  Brandlast. Da der Heizwert von Polyäthylen etwa das 2,5-fache von Holz beträgt (im Rechenprogramm wurde  $H_u = 10 \text{ 000 kcal/kg}$  eingesetzt), ent-

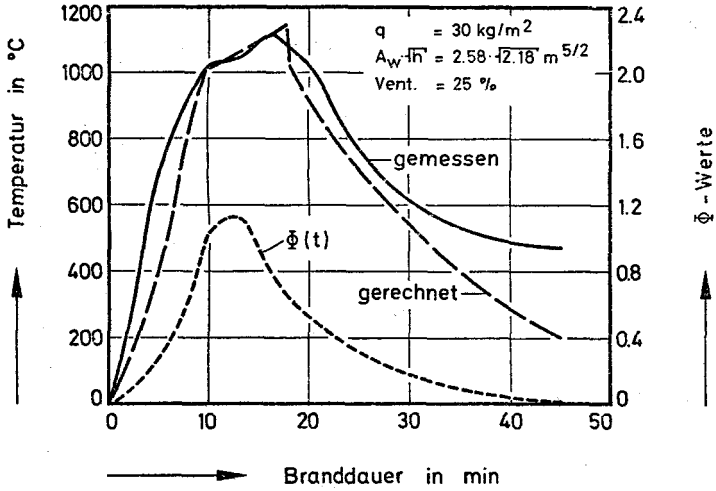


Bild 11: Nachrechnung eines Brandversuchs von Metz mit  $30 \text{ kg/m}^2$  Holzrippenbrandlast und kleiner Ventilation

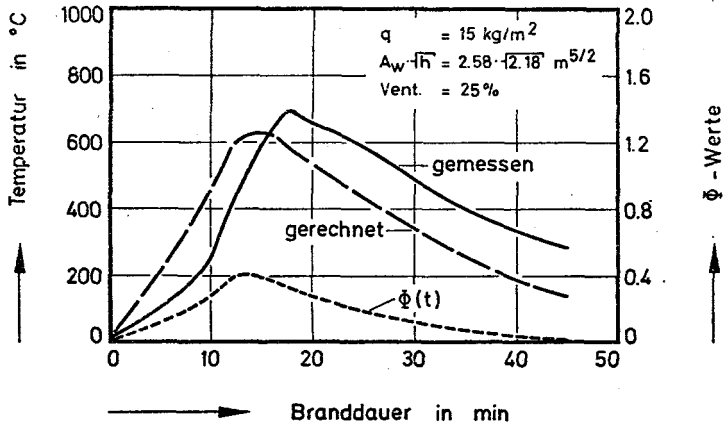


Bild 12: Nachrechnung eines Brandversuchs von Metz mit  $15 \text{ kg/m}^2$  Holzrippenbrandlast und sehr kleiner Ventilation

spricht dies einer äquivalenten Holzbrandlast von  $40 \text{ kg/m}^2$ . Der Ventilationsparameter ist für diesen Versuch von Böhm mit  $A_w \sqrt{h} = 3,4 \text{ m}^{5/2}$  angegeben. Aus Bild 13 geht hervor, daß bereits nach 7 bis 8 Minuten Branddauer ein Luftmangel eintritt ( $\phi > 1$ ) und der Brand im folgenden lüftungskontrolliert abläuft. Demzufolge geht die Energiefreisetzung leicht zurück und bleibt dann nahezu konstant (Bild 14). Die von Böhm [ 2 ] gemessene Abbrandgeschwindigkeit  $\dot{R}$  nimmt dagegen noch bis zur 12. Minute ständig zu, danach fällt sie jedoch rasch ab. Auch die  $\phi$ -Werte zeigen in diesem Zeitraum eine fallende Tendenz. Die während des Versuchs rechnerisch ermittelte Frischluftmenge liegt im Mittel bei  $1,6 \text{ kg/s}$ . Sie ist nach 5 Minuten Branddauer während des gesamten Versuchs nahezu konstant.

Das Bild 13 zeigt, daß der gesamte Brandablauf im Rechenmodell vergleichsweise gut simuliert wird. Erst gegen Ende des Versuchs treten zwischen Messung und Rechnung deutliche Unterschiede auf. Zu ähnlich guten Ergebnissen führten Nachrechnungen von Polyäthylenbränden bei  $8,5 \text{ kg/m}^2$  Ausgangsbrandlast. Auf Bild 15 sind entsprechende Ergebnisse dargestellt. Wiederum erkennbar der rasche Anstieg von  $\phi$  innerhalb der Brandentwicklungsphase. Die Brandraumtemperaturkurven zeigen dementsprechend drei Bereiche. Für  $\phi > 1,0$  (mittlerer Bereich, lüftungskontrollierter Abbrand) ist der Temperaturanstieg vergleichsweise gering, deutlich davon zu unterscheiden ist die Phase der Brandentwicklung und die Abklingphase gegen Ende des Versuchs.

Die zugehörige Energiefreisetzung  $\dot{h}_c$  und der Frischluftstrom  $\dot{m}_l$  sind auf Bild 16 dargestellt. Es ergeben sich die gleichen Tendenzen wie auf Bild 14 angegeben. Die Abbrandgeschwindigkeit  $\dot{R}$  zeigt entsprechend den vorliegenden Meßergebnissen einen nahezu glockenkurvenartigen Verlauf.

Bild 17 zeigt die Ergebnisse eines Vergleichsversuchs zum Versuch Nr. 5. Im Unterschied zu dem Versuch Nr. 5 (s. Bild 15) wurde in diesem Fall jedoch nur mit natürlicher Konvektion gearbeitet, wobei im Versuch der Ventilationsparameter  $A_w \sqrt{h} = 3,3$  betrug. Vergleicht man die mit Zwangsluftzufuhr erzielten Ergebnisse von Bild 15 mit denen des Bildes 17, so stellt man nur geringe Unterschiede fest. Die von Böhm [ 2 ] installierte Anlage war demnach gut geeignet, um auch natürliche Brandabläufe nachzubilden. Geringe Unterschiede zeigten sich allerdings im Verlauf der Abbrandgeschwindigkeiten (vergl. Bild 16 und 18). Für die Temperaturentwicklung im Brandraum sind diese Unterschiede jedoch nicht gravierend, weil der Brand ohnehin lüftungskontrolliert ist. Die rechnerisch ermittelten Maximalwerte für  $\phi$  lagen in beiden Fällen übrigens einheitlich bei 1,8.

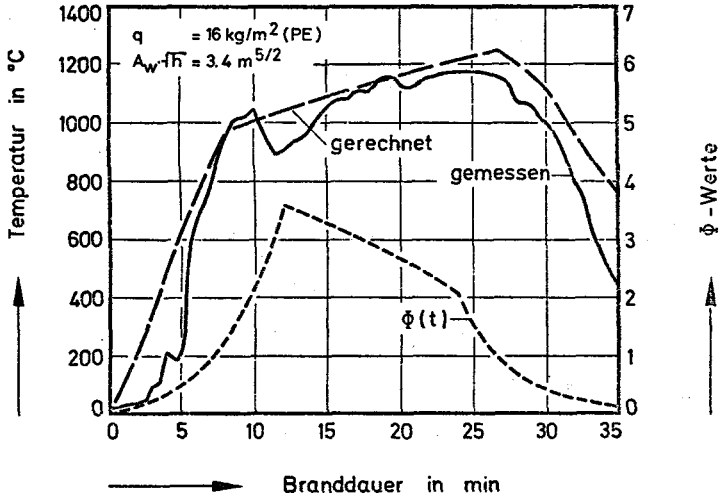


Bild 13: Nachrechnung eines Brandversuchs von Lyngby mit  $16 \text{ kg/m}^2$  Polyäthylenbrandlast und Zwangsluftzufuhr

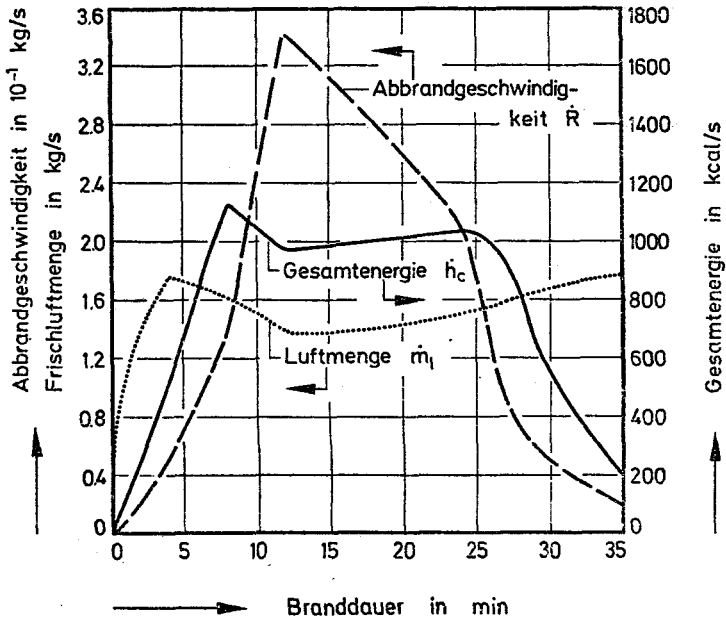


Bild 14: Berechnete Energie- und Massenströme eines Brandversuchs von Lyngby mit  $16 \text{ kg/m}^2$  Polyäthylen (vergl. Bild 13)

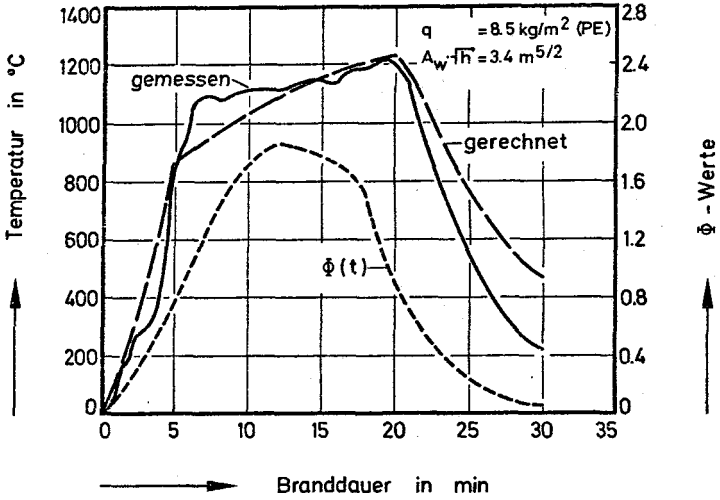


Bild 15: Nachrechnung eines Brandversuchs von Lyngby mit  $8,5 \text{ kg/m}^2$  Polyäthylenbrandlast und Zwangsluftzufuhr

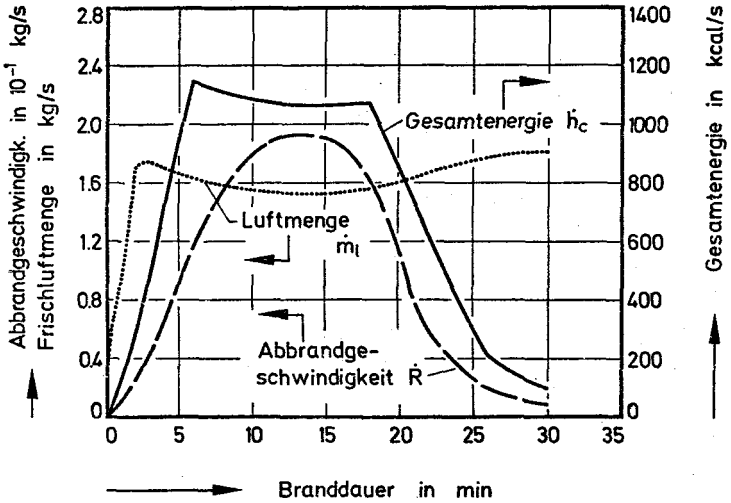


Bild 16: Berechnete Energie- und Massenströme eines Brandversuchs von Lyngby mit  $8,5 \text{ kg/m}^2$  Polyäthylen (vergl. Bild 15)



Die für diesen Versuch rechnerisch ermittelten Energieströme sind auf Bild 19 dargestellt. Ähnlich wie bei den vorn diskutierten Holzrippenversuchen zeigt sich auch hier, daß der weitaus größte Energieanteil den Brandraum als Konvektionswärme ( $\dot{h}_k$ ) verläßt. Lediglich in der Brandentwicklungsphase ist die Wärmeabgabe an die Umfassungsbauteile etwa gleich groß bzw. sie liegt kurzzeitig sogar etwas über der Konvektionswärme.

Auf Bild 20 wird ein weiteres Versuchsergebnis von Böhm [ 2 ] gezeigt. Es handelt sich dabei um einen Holzrippenversuch mit natürlicher Ventilation ( $A_w \sqrt{h} = 3,3 \text{ m}^{5/2}$ ) und einer Brandlast von  $21,6 \text{ kg/m}^2$ . Das Bild 20 zeigt, daß sich aufgrund der geringen Fensterfläche im wesentlichen ein Lüftungskontrollierter Brandverlauf ergibt. Wie man sieht, stimmen auch in diesem Fall die Meß- und Rechenwerte der mittleren Brandraumtemperaturen bis zum Ende des Brandversuchs praktisch überein, was als eine weitere Bestätigung des theoretischen Modells anzusehen ist.

Die zu den auf Bild 20 dargestellten Versuchs- und Rechenergebnissen gehörigen Energie- und Massenströme sind auf Bild 21 und 22 angegeben. Im Prinzip ergeben sich ähnliche Tendenzen wie auf den Bildern 9 und 10 gezeigt, so daß dazu keine neuerlichen Überlegungen erforderlich sind. Die geringen Unterschiede in den gemessenen und errechneten Brandraumtemperaturverläufen läßt u. E. jedoch den Schluß zu, daß die theoretisch ermittelten Energie- und Massenströme mit den tatsächlichen vorhandenen Strömen (die nicht ohne weiteres gemessen werden können) voraussichtlich ebenfalls gut übereinstimmen. Die Feststellung ist insofern wichtig, weil es nach u. W. bisher nur wenig Wärmebilanzrechnungen veröffentlicht sind, die direkt mit den aus Brandversuchen gewonnenen Ergebnissen verglichen werden können. Häufig wurden nur Parameterstudien durchgeführt, mit denen die Einflüsse bestimmter Größen geklärt werden sollten, ohne daß die Brauchbarkeit des verwendeten Modells gesondert nachgewiesen wurde.

### 3.3. Parameterstudien

In den beiden vorhergehenden Abschnitten wurde die Anwendbarkeit des vorliegenden Wärmebilanzmodells aufgezeigt. Dabei haben sich teilweise gute Übereinstimmungen zwischen den Meßergebnissen und Rechenwerten ergeben. Es ist jedoch grundsätzlich zu berücksichtigen, daß Wärmeübertragungsprobleme im allgemeinen schwierig zu behandeln sind und man in der Praxis, z. B. bei der Berechnung von Öfen oder Wärmeüberträgern, Genauigkeiten in der Größenordnung von 10 bis

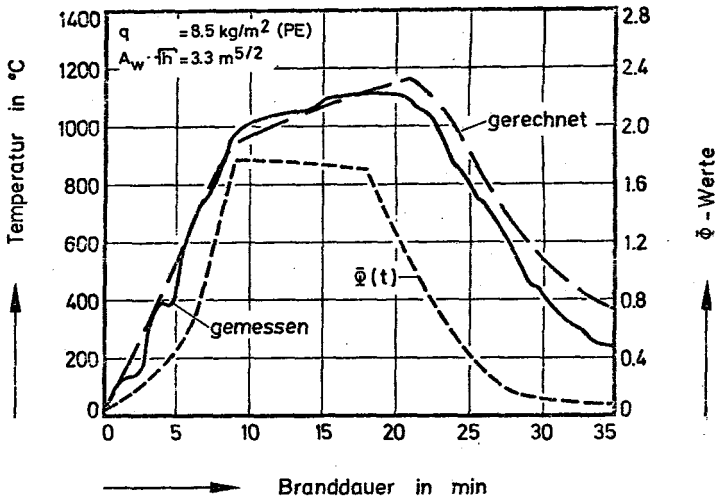


Bild 17: Nachrechnung eines Brandversuchs von Lyngby mit  $8,5 \text{ kg/m}^2$  Polyäthylenbrandlast und natürlicher Luftzufuhr

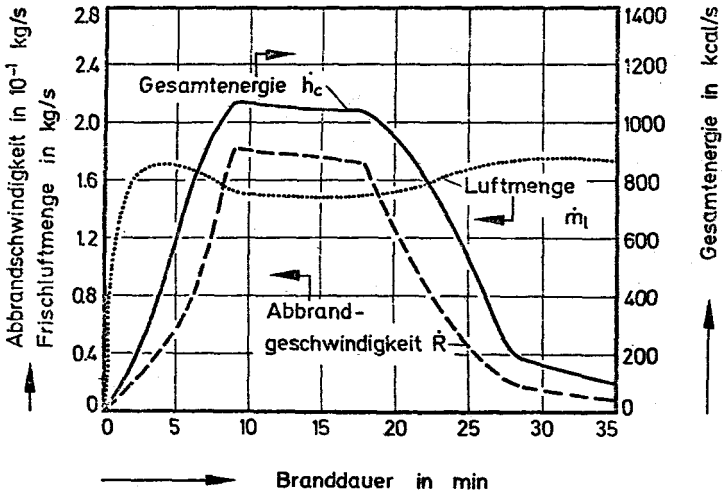


Bild 18: Berechnete Energie- und Massenströme eines Brandversuchs von Lyngby mit  $8,5 \text{ kg/m}^2$  Polyäthylen (vergl. Bild 17)

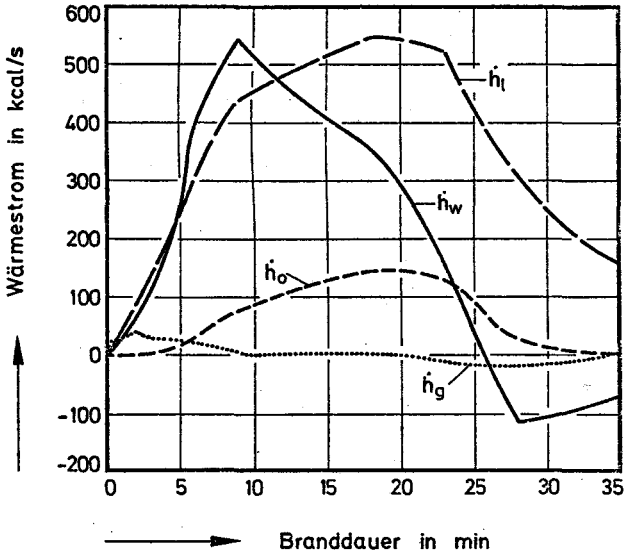


Bild 19: Berechnete Wärmeströme eines Brandversuchs von Lyngby mit  $8,5 \text{ kg/m}^2$  Polyäthylen (vergl. Bild 17)

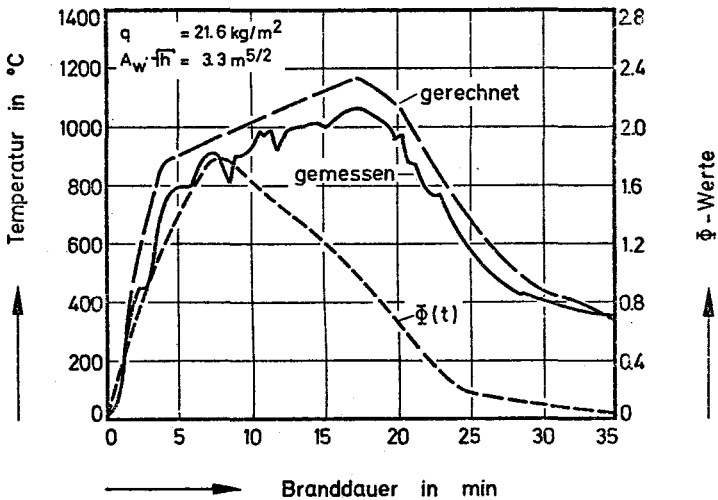


Bild 20: Berechnung eines Brandversuchs von Lyngby mit  $21,6 \text{ kg/m}^2$  Holzrippenbrandlast und natürlicher Luftzuführung

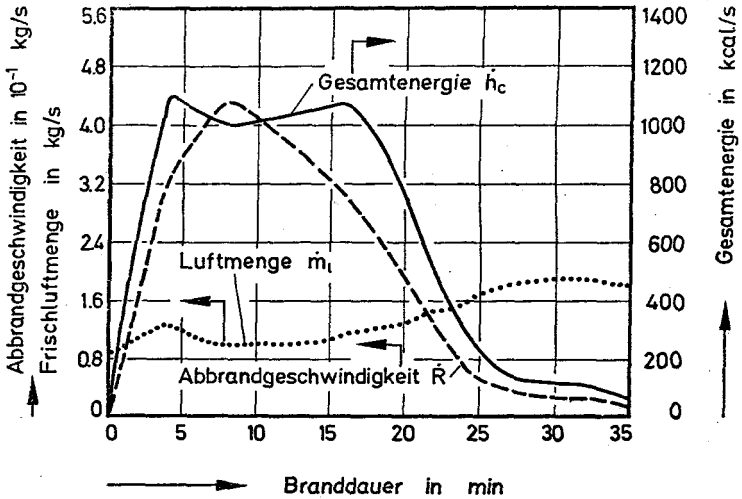


Bild 21: Berechnete Energie- und Massenströme eines Brandversuchs von Lyngby mit  $21,6 \text{ kg/m}^2$  Holzkippen (vergl. Bild 20)

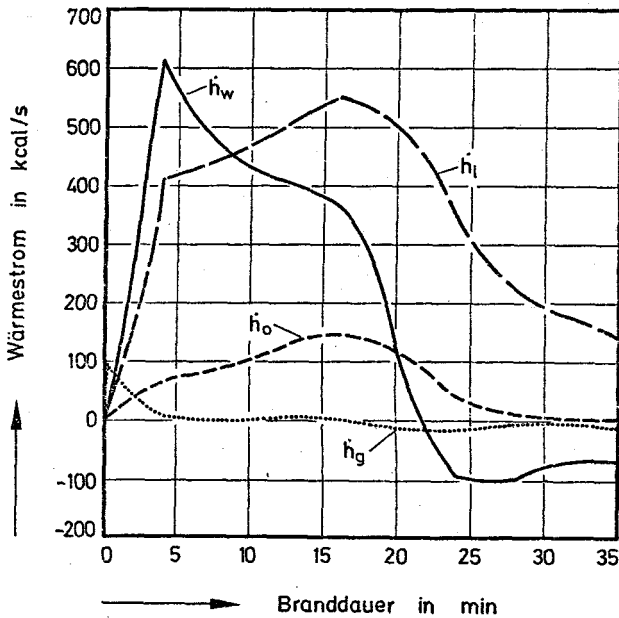


Bild 22: Berechnete Wärmeströme eines Brandversuchs von Lyngby mit  $21,6 \text{ kg/m}^2$  Holzkippen (vergl. Bild 20)

20% durchaus als zufriedenstellend ansieht. Die hier gezeigten Ergebnisse liegen innerhalb dieses Genauigkeitsbereichs. Daß ein Großteil der Nachrechnungen wesentlich günstiger ausgefallen ist, soll nicht besonders hervorgehoben werden, sondern hängt möglicherweise damit zusammen, daß hier die Eingangsvoraussetzungen für einen gezielten Vergleich aufgrund der vorliegenden Versuchsbeschreibungen besonders günstig waren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde neben den Vergleichsrechnungen auch eine Vielzahl von Parameterstudien durchgeführt, um die Auswirkung einzelner Einflußgrößen auf die Rechenergebnisse zu ermitteln. Entscheidend für den Brandablauf ist bei vorgegebener Brandlast nach unseren Erfahrungen die Abbrandgeschwindigkeit bzw. die über  $\phi$  zu ermittelnde Energiefreisetzung im Brandraum. Andere Einflußgrößen treten dagegen zurück, lediglich der Einfluß der Ventilation - und diese ist wie gezeigt wurde mit  $\phi$  eng verknüpft - zeigt eine der Abbrandgeschwindigkeit entsprechende Auswirkung im Modell.

Von den weiteren Parametern, die untersucht wurden, werden im folgenden der Sauerstoffbedarf des Holzes, der Wärmeübergang infolge Strahlung und die Diskretisierung der Umfassungsbauteile diskutiert: Über den Sauerstoff- bzw. Luftbedarf zur Verbrennung von Holz sind in der Literatur verschiedene Angaben zu finden. Babrauskas [9] setzt  $r = 5,73$  kg Luft/kg Holz, ein nach unseren Erfahrungen vergleichsweise hoher Wert. Böhm [2] setzt  $r = 5,2$  kg Luft/kg Holz, wobei er einen 10 %igen Feuchtegehalt unterstellt. Für eine theoretische Holzzusammensetzung mit 15 % Feuchtegehalt ergibt sich die "chemische Formel"  $\text{CH}_{1,455} \cdot \text{O}_{0,645} \cdot 0,233 \text{H}_2\text{O}$ . Der Luftbedarf dieses Holzes beträgt bei stöchiometrischer Verbrennung  $r = 4,99$  kg Luft/kg Holz. Diese Überlegungen zeigen, daß es bei der Verbrennung von Holz für  $r$  (vergl. Gl. 12) einen weiten Bereich möglicher Werte gibt.

Im folgenden Beispiel wird untersucht, inwieweit verschiedene Werte von  $r$  den mittleren Temperatur-Zeit-Verlauf im Brandraum beeinflussen können. Bild 23 zeigt beispielsweise die Ergebnisse einer Nachrechnung des Versuchs Nr. 64 aus Metz, wo  $r$  mit 5,73 und 5,00 angenommen wurde. Es zeigt sich, daß mit höheren Werten für  $r$  vergleichsweise niedrigere Brandraumtemperaturen auf-treten. Die Temperaturdifferenzen liegen bei 50 °C bis 100 °C. Mit kleineren Werten für  $r$  haben sich durchweg bessere Übereinstimmungen zwischen Meß- und Rechenwerten ergeben, so daß es uns angemessen erschien, in allen Fällen (s. Abschnitt 3.1 und 3.2) einheitlich mit  $r = 5,0$  zu rechnen.

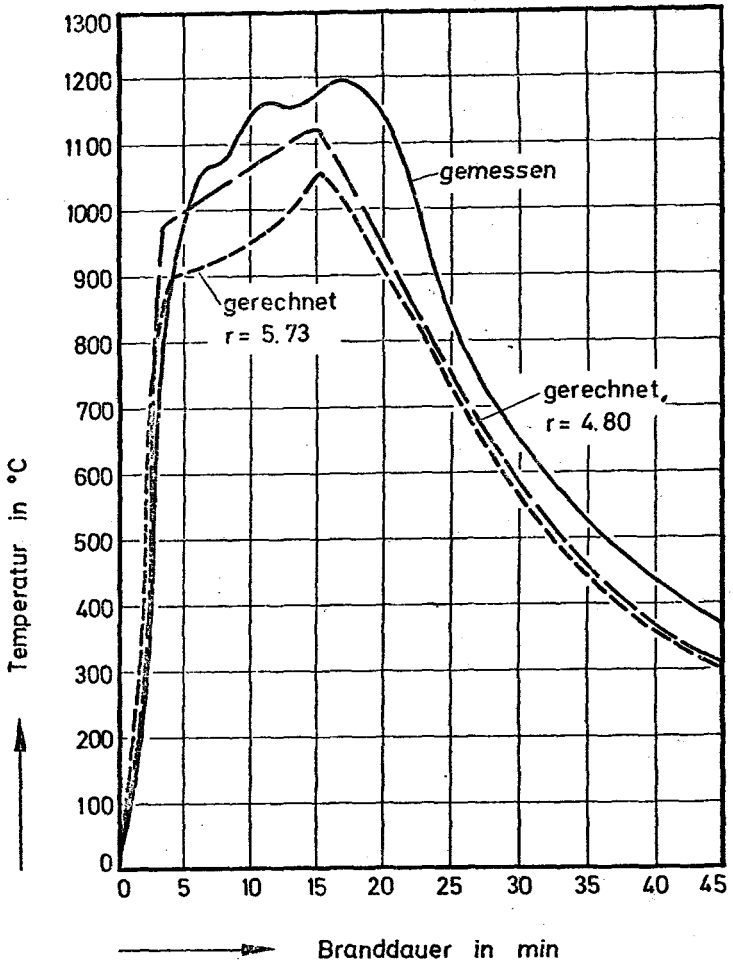


Bild 23: Einfluß des Luftbedarfs von Holzkippen auf die Temperaturentwicklung im Brandraum

Ein weiterer Gesichtspunkt, der uns beachtenswert erschien, war eine Untersuchung des Strahlungswärmeübergangs im Brandraum. Die hier verwendeten Strahlungsansätze sind vergleichsweise einfach, und es stellte sich die Frage, ob eine Berechnung mit mittleren Emissionszahlen genügt, um die Brandraumtemperaturen hinreichend genau beschreiben zu können. Für die Metzger Versuche sind in einer früheren Arbeit die mittleren Emissionszahlen bestimmt worden [17]. Ausgehend von diesen Werten wurden die Versuche gemäß Abschnitt 3.1 und 3.2 nachgerechnet.

Zu Vergleichszwecken wurde der Versuch Nr. 65 mit zwei nach unseren Erfahrungen extremen Emissionszahlen ( $\epsilon_{\text{ges}} = 0,8$  und  $\epsilon_{\text{ges}} = 0,4$ ) rechnerisch simuliert. Die Rechenergebnisse sind auf Bild 24 angegeben. Man erkennt daran, daß in beiden Fällen, also nahezu unabhängig von den vorgegebenen, mittleren Emissionszahlen, relativ gute Übereinstimmungen zwischen Messung und Rechnung erzielt wurden. Diese Beobachtung ist außerordentlich wichtig, denn sie bedeutet, daß geringe Fehler bei der Festlegung der Emissionszahlen offenbar keine allzu großen Auswirkungen auf die theoretischen Ergebnisse haben. Dies gilt allerdings nur für mineralische Stoffe bzw. Umfassungsbauteile mit vergleichsweise niedriger Wärmeleitfähigkeit und -eindringzahl. Bei Metallen ist u. U. ein stärkerer Einfluß der Emissionsverhältnisse auf die Brandraumtemperaturen zu erwarten. Untersuchungen darüber liegen - soweit uns bekannt ist - jedoch nicht vor.

Einen wesentlichen Gesichtspunkt im Rahmen der Parameterstudie bildeten die Untersuchungen des Einflusses der Diskretisierung der Umfassungsbauteile auf den theoretischen Temperatur-Zeit-Verlauf im Brandraum. Bereits Böhm [2] hat in seiner Arbeit darauf hingewiesen, daß seine Versuchsnachrechnungen wesentlich von den gewählten Rasterabständen in den Umfassungsbauteilen abhängig waren und daß viele aus früheren Untersuchungen bekanntgewordenen Rechenergebnisse schon aus diesem Grunde nicht besonders zuverlässig erscheinen. Unsere eigenen Arbeiten haben diese Angaben vollkommen bestätigt. Insbesondere im oberflächennahen Bereich scheint ein vergleichsweise enges Raster unumgänglich; d. h. neben der aus Konvergenzgründen erforderlichen Diskretisierung des Zeitmaßstabes im Sekundenbereich ist zusätzlich eine geometrische Diskretisierung im Millimeterbereich als wesentliche Voraussetzung für die Bestimmung zuverlässiger Rechenergebnisse anzusehen.

Auf den Bildern 25 und 26 sind einige typische Rechenergebnisse dargestellt: Bild 25 zeigt zunächst den Einfluß der Diskretisierung auf die Brandraumtemperaturen. Als Eingabewerte dienten die Meßwerte des Versuchs Nr. 64 aus Metz,

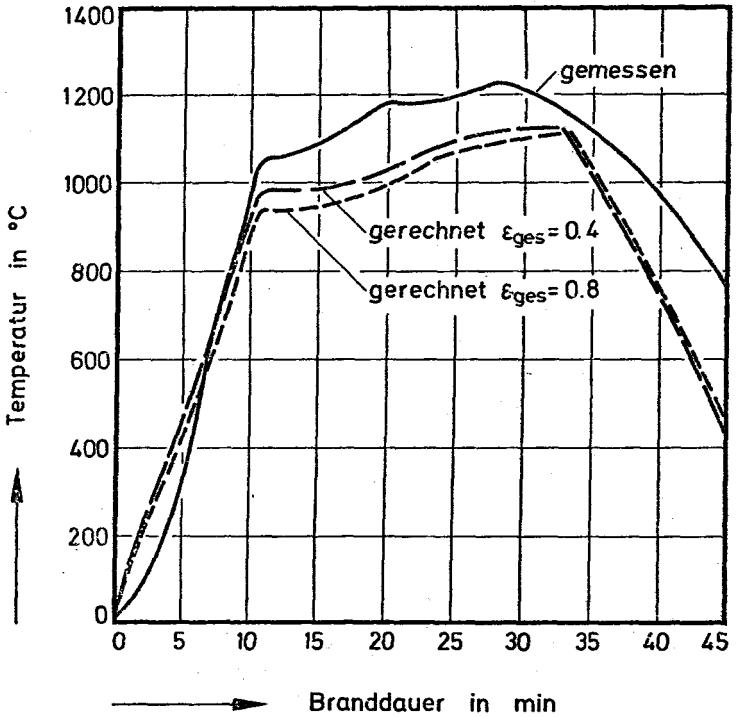


Bild 24: Einfluß der mittleren Gesamtemission auf die Temperaturentwicklung im Brandraum



wobei zur Vereinfachung angenommen wurde, daß die Umfassungsbauteile nur aus 20 cm dicken Normalbetonplatten bestehen<sup>+)</sup> . Es wurden Rasterabstände von 4 cm, 2 cm und 1 cm untersucht. Bild 25 zeigt nun, daß die Brandraumtemperaturen je nach Rasterabstand um mehr als 100 °C voneinander abweichen. Mit zunehmender Verdichtung des Rasters streben sie jedoch gegen einen Endwert, so daß bei sehr viel kleineren Rasterabständen keine wesentlichen Temperaturunterschiede mehr festzustellen sind.

Bild 26 zeigt die gleichen Tendenzen. Offenbar wird bei einem groben Rasterabstand der Wärmespeichervorgang in den Umfassungsbauteilen unterschätzt, d. h. die rechnerischen Wärmeströme sind zu klein, was umgekehrt eine zu große mittlere Brandraumtemperatur bewirkt. Die Unterschiede in den Wärmeströmen sind bereichsweise recht gravierend. Sie betragen, bezogen auf die größten Werte der Wärmeströme, etwa 20 %, woraus gefolgert werden muß, daß eine grobmaschige Unterteilung der Umfassungsbauteile bei Wärmebilanzrechnungen zu unverhältnismäßig großen Fehlern führen kann. Dies gilt insbesondere für Bauteile aus mineralischen Stoffen mit niedriger Wärmeleitfähigkeit. Insbesondere im oberflächennahen Bereich sollte somit ein möglichst enges Raster gewählt werden, weil nur auf diese Weise die Berechnung des Temperaturgradienten an der Oberfläche mit hinreichender Genauigkeit möglich ist.

### 3.4 Zusammenfassung

In den vorstehenden Abschnitten wurden die Anwendbarkeit des entwickelten Verfahrens aufgezeigt und die Güte der Rechenergebnisse überprüft. Dabei hat sich gezeigt, daß die entwickelte Methode sowohl bei Holzkrippenbränden als auch bei Bränden mit Polyäthylenformteilen gute Ergebnisse liefert. Es ist nicht erforderlich, die Energiefreisetzung als Eingangsgröße vorzugeben, wie das bei Wärmebilanzberechnungen anderer Forscher der Fall ist [ 5 ]. Es genügen Angaben über die mittlere Abbrandgeschwindigkeit und den Luftbedarf, um die Temperatur-Zeit-Verläufe im Brandraum vorherzusagen. Weitere Angaben über spezielle Rand- und Eingabebedingungen werden im Abschnitt 4 diskutiert.

---

+) Der Luftbedarf für Holz wurde aus bestimmten Gründen, die hier jedoch nicht diskutiert werden sollen, mit  $r = 5,73$  angenommen.

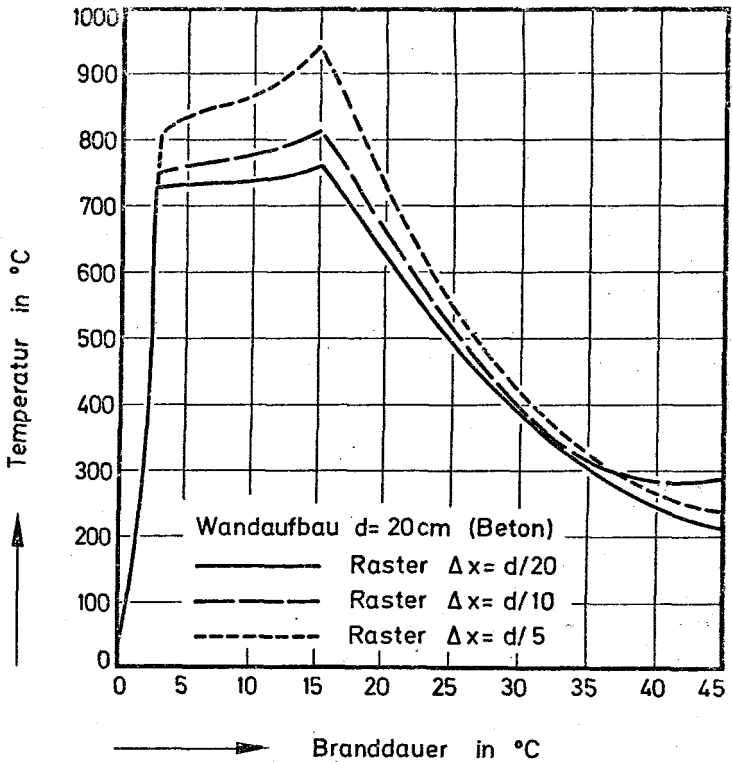


Bild 25: Einfluß der Diskretisierung der Umfassungsbauteile auf die Temperaturentwicklung im Brandraum

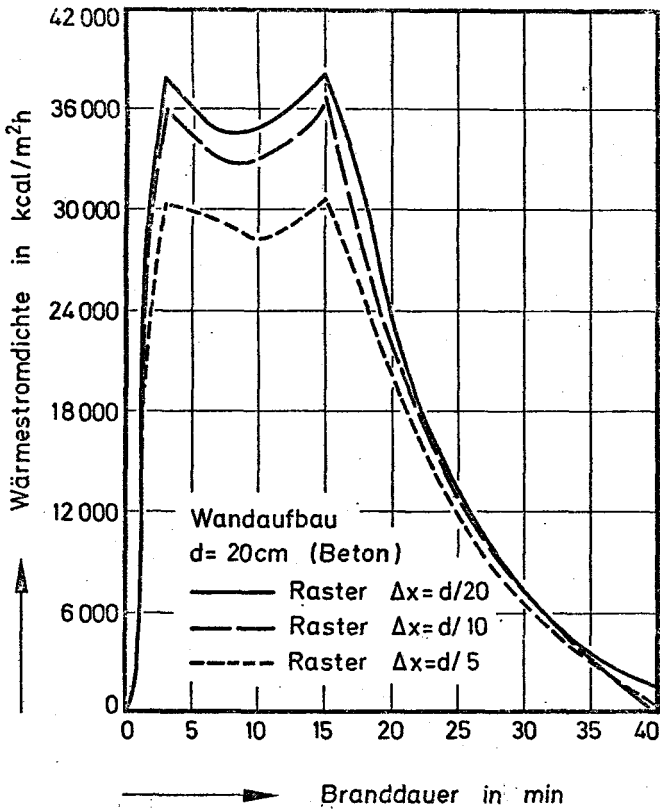


Bild 26: Einfluß der Diskretisierung der Umfassungsbauteile auf die Wärmestromdichte im Brandraum

#### 4. Erweiterung des mathematischen Modells auf große Räume

##### 4.1 Allgemeine Hinweise

Das in den vorstehenden Abschnitten beschriebene Modell soll im folgenden gemäß Bild 1 auf größere Räume mit etwa  $10^3 \text{ m}^2$  Grundfläche übertragen werden. Dabei müssen gegenüber dem vorher Gesagten noch einige zusätzliche Annahmen getroffen werden, auf die im folgenden näher eingegangen wird:

Grundsätzlich ist anzumerken, daß die Eingangsvoraussetzungen im Modell mit zunehmender Raumgröße vermutlich immer weniger gut zutreffen. Insbesondere ist eine Temperaturkonstanz im Brandraum sicherlich nicht gegeben, d. h. es werden sich in der Praxis nicht mehr zu vernachlässigende Abweichungen einstellen. Die Brandbeanspruchung der Deckenbauteile dürfte dabei zu gering und die der Fußbodenkonstruktionen zu hoch bewertet werden.

Im Augenblick sind differenziertere Wärmebilanzmodelle (Mehrzonenmodelle) in Vorbereitung. Es ist aus verschiedenen Gründen jedoch sinnvoll und zweckmäßig, zunächst auch anhand einfacher Modelle die "mittleren" Temperaturverhältnisse bei Bränden in größeren Räumen zu studieren, wobei vor allem die Frage der möglichen Energiefreisetzung bei flächenartiger Brandausbreitung und die Abhängigkeit der äquivalenten Branddauer von den verschiedenen Parametern der Brandlast und des Brandraums zu betrachten sind. Es wird erwartet, daß sich aus diesen globalen Betrachtungen auch erste Hinweise bezüglich der notwendigen Untersuchungen mit differenzierten Wärmebilanzmodellen ergeben.

##### 4.2 Grundlagen der Energiefreisetzung

Im Abschnitt 3 wurde gezeigt, daß das Rechenmodell bei Vorgabe von gemessenen Abbrandgeschwindigkeiten durchweg gute Ergebnisse liefert; d. h. sofern bei einem Brand der Gewichtsverlust der brennenden Materialien bekannt ist, kann eine vergleichsweise gute Simulation des Brandgeschehens vorgenommen werden. In der Praxis muß davon ausgegangen werden, daß gemessene Gewichtsverluste o. ä. nicht zur Verfügung stehen und im Hinblick auf die mögliche Energiefreisetzung diesbezüglich gesonderte Überlegungen anzustellen sind. Dazu wäre vor allem eine thermodynamische bzw. physikochemische Beschreibung des Verbrennungsvorgangs am Brandgut erforderlich einschließlich der Analyse

des Brandfortschritts im Brandgut (lokale Brandphänomene) und im Brandraum (globale Brandphänomene).

Ein Studium der lokalen Brandphänomene in Verbindung mit Wärmebilanzrechnungen wurde bisher nur in Ansätzen versucht [10, 11]. Die besonderen Schwierigkeiten liegen darin, daß unser derzeitiges Wissen durchweg nicht ausreicht, um den Verbrennungsvorgang bei festen Stoffen hinreichend genau zu beschreiben. Selbst unser bekanntestes Brandgut, das Holz, ist einer rechnerischen Beschreibung kaum zugänglich und nur für vergleichsweise einfache Modelle und Geometrien sind entsprechende Abbrandmodelle angegeben worden [26]. Der dafür erforderliche Rechenaufwand ist jedoch bereits so groß, daß die Einbringung solcher Abbrandmodelle in die Wärmebilanz größte Schwierigkeiten erwarten läßt. Die Entwicklung einfacher physikalischer Modelle zur Beschreibung der mittleren Energiefreisetzung bei brennenden, vor allem festen Stoffen ist somit eine der wichtigsten Forschungsaufgaben überhaupt, die in diesem Zusammenhang durchzuführen wären.

Eine pauschale Abschätzung der maximalen Abbrandgeschwindigkeit im Brandraum entsprechend

$$\dot{R}_{\max} = 6 \cdot A_w \cdot \sqrt{h_D} \quad [\text{kg/min}] \quad (4.1)$$

$$A_w = \text{Fensterfläche in m}^2$$

$$h_D = \text{Fensterhöhe in m}$$

scheidet in der Praxis ebenfalls aus, weil diese Beziehung nur für Holzkrippen, die in kleinen Räumen bei bestimmter Anordnung und unter ganz speziellen Lüftungsbedingungen abbrennen, näherungsweise gilt. Die Versuchung, eine solche einfache Beziehung in die Wärmebilanzrechnung einzuführen, ist naturgemäß groß. Aufgrund der o. g. Einschränkungen hat Gl. (4.1) im Grunde genommen jedoch keine praktische Bedeutung und sollte demzufolge auch nur im Rahmen wissenschaftlicher Detailstudien Anwendung finden.

Als globale Brandphänomene werden im folgenden spezielle Erfahrungswerte bezeichnet, die unter Zugrundelegung übergeordneter Gesichtspunkte das Brandgeschehen charakterisieren. Eine wichtige Rolle spielt in diesem Zusammenhang die mittlere flächenartige Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_g$  des Brandes. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten werden in erster Linie von der Strömungsgeschwindigkeit der Gase und der Strahlung im Brandraum bestimmt. Weiterhin

spielen die Temperatur, Art und Lage des Brandgutes, der Zustand der Oberflächen und auch der Zerkleinerungsgrad eine Rolle. Bei leicht entflammaren und brennbaren Flüssigkeiten wurden Ausbreitungsgeschwindigkeiten bis zu 30 m/min beobachtet. Ein Feuer über Schnittholzstapeln erreicht 4,0 m/min und bei mit Hohl- und Zwischenräumen angeordneten festen brennbaren Stoffen wurden mittlere Werte von 1,0 bis 2,0 m/min gemessen.

Solche Erfahrungswerte können u. a. bei der rechnerischen Ermittlung des Brandgeschehens in großen Räumen verwendet werden. Zusätzlich müssen jedoch auch Erfahrungen über die spezifische Abbrandgeschwindigkeit  $\dot{R}_{sp}$  des Brandgutes bekannt sein. In der Literatur werden in diesem Zusammenhang die in Tabelle 2 angegebenen Werte genannt [27].

Tabelle 2

Mittlere spezifische Abbrandgeschwindigkeit und Energiefreisetzung von brennbaren Stoffen

brennbarer Stoff	spez. Abbrandgeschwindigkeit kg/m <sup>2</sup> h	unterer Heizwert kcal/kg	spez. Energiefreisetzung kcal/m <sup>2</sup> h
Holz	30	4 000	120 000
Kautschuk	24	10 000	240 000
Baumwolleballen	8,5	4 000	34 000
Polystyrol	30	10 000	300 000
Papier, lose	24	3 200	77 000
Petroleum	175	10 000	1 750 000
Azeton	150	6 800	1 020 000
Benzin	160	10 000	1 600 000
Erdöl	70	10 000	700 000

Es handelt sich dabei um mittlere Abbrandgeschwindigkeiten und Heizwerte, wie sie in der Praxis zu erwarten sind. Die Größe der spezifischen Energiefreisetzung ist in diesem Fall sehr pessimistisch abgeschätzt, weil diese bei einem tatsächlichen Brand von der Verbrennungstemperatur und den strömungs- sowie strahlungstechnischen Gegebenheiten abhängt. Außerdem ist in der Tabelle 2 eine rückstandslose Verbrennung unterstellt, ebenfalls eine zur sicheren Seite tendierende Annahme.

In dem Rechenmodell wird nun angenommen, daß zu Beginn des Brandes die in Tabelle 2 genannten spezifischen Abbrandgeschwindigkeiten  $\dot{R}_{sp}$  erreicht werden und sich der Brand, ausgehend von einem kleinen Brandherd (in der Regel  $1 \text{ m}^2$ ), flächenartig mit einer fest vorgegebenen Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_g$  ausbreitet. Weiterhin wird unterstellt, daß die gesamte Wärme sich spontan im Brandraum homogen verteilt, worauf in Abschnitt 4.1 bereits hingewiesen wurde. Mit diesen Randbedingungen beginnt die rechnerische Simulation; d. h. der Brand breitet sich aus, und die Energiefreisetzung wird zunächst durch

$$\dot{R} \cdot H_u = \dot{R}_{sp} \cdot H_u \cdot F(t) \quad (4.2)$$

kontrolliert. Die aktuelle Brandfläche  $F(t)$  errechnet sich aus der Größe des Brandherdes  $F_B$  und der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_g$ . Bei linearer Ausbreitung in zwei Richtungen gilt:

$$F(t) = F_B + 2 \cdot \sqrt{F_B} \cdot v_g \cdot t + (v_g \cdot t)^2 \quad (4.3)$$

Die Brandfläche nimmt danach mit der Branddauer quadratisch zu. Ein Temperatureinfluß auf  $v_g$  wird im allgemeinen nicht berücksichtigt. Es ist jedoch ohne weiteres möglich, auch solche Abhängigkeiten in das Rechenmodell einzuführen. Insbesondere kann ein Flashover simuliert werden, indem  $v_g$  bei Erreichen einer mittleren Brandraumtemperatur von  $550^\circ \text{C}$  spontan auf das Zehnfache o. ä. erhöht wird. Der Brand breitet sich dann in Minutenschnelle im ganzen Brandraum aus.

Zu Beginn der rechnerischen Simulation eines Großbrandes, z. B. in einer größeren Halle, ist durchweg genügend Sauerstoff vorhanden, um eine Energiefreisetzung gemäß Gl. (4.2) zu ermöglichen ( $\phi < 1,0$ ). Mit größer werdender Brandfläche  $F(t)$  steigt  $\phi$  jedoch rasch an und wird u. U.  $> 1,0$ . Der Rechner kontrolliert fortlaufend  $\phi$  und kann den Brandablauf so steuern, daß sich die Energiefreisetzung nach Beendigung der Entstehungsphase entsprechend einem vorgegebenen  $\phi$ -Wert selbsttätig einstellt. Es ist beispielsweise möglich, einen  $\phi$ -Wert von 0,9 oder 1,0 fest vorzugeben - d. h. es wird ein Brand mit geringem Luftüberschuß bzw. ein stöchiometrischer Abbrand unterstellt -, und damit einen Hallenbrand zu simulieren. Zusätzlich sind naturgemäß realistische Angaben über die Ausbreitungs- und spezifischen Abbrandgeschwindigkeiten zu machen.

Das Rechenmodell besitzt gegenüber anderen Modellen große Vorteile, weil für die rechnerische Ermittlung der Energiefreisetzung vergleichsweise wenig Vorinformationen erforderlich sind. Allerdings ergeben sich durch die iterative Ermittlung der Energiefreisetzung bei festgehaltenem  $\Phi$  vergleichsweise aufwendige Rechenläufe. Es ist jedoch bisher nach unserem Wissen kein Verfahren bekannt geworden, welches eine rechnerische Ermittlung der Energiefreisetzung auf thermodynamisch begründete Weise gestattet. Die hier vorgeschlagene Steuerung über eine aufgrund von Erfahrungen vernünftig vorgebbare Luftbedarfszahl ist somit eine wesentliche Voraussetzung zur weiteren Behandlung des Problems.

Ein noch nicht angesprochenes Problem betrifft die Energiefreisetzung in der Abkühlphase des Brandes. Hier bieten sich verschiedene Möglichkeiten an. Sofern man ungünstig eine rückstandsfreie Verbrennung unterstellt, muß nach Beendigung des Brandes die potentielle Energie des Brandgutes verschwinden. In welchem Zeitraum die Restenergie verbrannt wird, ist jedoch im allgemeinen nicht bekannt. Uns schien es angemessen, für die Abbrandgeschwindigkeit in der Abkühlphase ein natürliches Abklingen anzunehmen. Sind zum Zeitpunkt  $t_{80}$  beispielsweise 80 % der potentiellen Energie im Brandraum aufgezehrt ( $E_{\text{Rest}} = 20$  % der Gesamtenergie), und hat sich zu diesem Zeitpunkt eine momentane Abbrandgeschwindigkeit  $\dot{R}_{80}$  eingestellt ( $\phi = \text{const}$ ), so wird in der daran anschließenden Abkühlphase  $\dot{R}$  entsprechend der folgenden Funktion vorgegeben:

$$\dot{R} = \dot{R}_{80} \cdot e^{-\frac{\dot{R}_{80} \cdot H_u}{E_{\text{Rest}}} (t - t_{80})} \quad (4.4)$$

Selbstverständlich kann der Abkühlvorgang auch nach Abbrand von nur 40 oder 60 % der potentiellen Energie einsetzen, dazu sind im Modell bzw. Rechenprogramm jedoch gesonderte Angaben erforderlich. Die in Gl. (4.4) durch die Exponentialfunktion definierte Abbrandgeschwindigkeit während der Abkühlphase des Brandes führt im allgemeinen dazu, daß die Brandraumtemperaturen rasch abklingen. Sie sind in vielen Fällen für die Brandbeanspruchung der Bauteile deshalb nicht mehr von entscheidendem Einfluß.



## 4.3 Parameterstudien

### 4.3.1 Vorbemerkung

Im folgenden werden auf der Grundlage der vorstehenden Überlegungen Brandabläufe in kleinen und großen Räumen, z. B. in eingeschossigen Industriehallen, simuliert und systematisch untersucht. Ziel der Berechnungen ist die Gewinnung von Erkenntnissen und die Sammlung von Erfahrungen mit diesem speziellen Wärmebilanzmodell. Im einzelnen sollen Einflüsse wie der Luftbedarf, die maximale spezifische Abbrandgeschwindigkeit, die Größe des Brandherdes, die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Brandes und der Einfluß der Umfassungsbauteile betrachtet werden. Die Rechenergebnisse werden als ein erster Schritt zur Entwicklung verbesserter Wärmebilanzmodelle und zur Durchführung weiterer gezielter Untersuchungen angesehen.

### 4.3.2 Festlegung der Ventilation

Im Abschnitt 4.2 wurde gezeigt, daß das vorliegende Modell nur dann anwendbar ist, wenn vorab bestimmte Kenntnisse über den Verbrennungsvorgang, insbesondere über die an diesem Vorgang beteiligten Brandlasten und Luftmengen vorliegen. In der Praxis stehen solche Werte im allgemeinen nicht zur Verfügung, so daß ein derartiges Vorgehen wenig Aussicht auf Erfolg verspricht. Man kann sich unter diesen Umständen nur durch eine Konkretisierung der Fragestellung in bezug auf die zu betrachtende Konstruktion helfen. Von der Vielzahl der möglichen Brände oder Brandabläufe sei im folgenden derjenige Brandablauf gesucht, der voraussichtlich zu einer maximalen Beanspruchung der Baukonstruktion führt. Das bedeutet, der Brandablauf wird im folgenden derart optimiert, daß die Brandeinwirkung auf die Bauteile ungefähr maximal wird.

Damit erhebt sich sofort die Frage, unter welchen Bedingungen die Brandeinwirkung auf die Bauteile bzw. -konstruktion voraussichtlich maximal wird. Aus dem Bereich des Ofen- und Kesselbaus ist bekannt, daß die Ausnutzung der Brennstoffenergie im allgemeinen immer dann optimal wird, wenn die Luftverhältniszahl 1,0 beträgt, so daß die Verbrennung etwa stöchiometrisch abläuft. Es kann davon ausgegangen werden, daß diese Grundregel der Wärmetechnik voraussichtlich auch bei natürlichen Bränden zutreffen wird. Insbesondere dürfte diese Regel bei nichtbrennbar ausgeführten Konstruktionen zutreffen, weil in so einem Fall der Vergleich zwischen einem Naturbrand und dem Brand in einer Kesselanlage o. ä. ehestens zutrifft.

Im folgenden wird angenommen, daß die Brandeinwirkung auf die Bauteile durch die sogenannte äquivalente Normbranddauer  $t_{\bar{a}}$  charakterisiert werden kann.  $t_{\bar{a}}$  wird entsprechend [17] definiert, wobei die Brandwirkung durch ein Temperaturkriterium festgelegt ist. Es soll nun untersucht werden, unter welchen Abbrandbedingungen in einem beliebig vorgegebenen Brandraum und bei willkürlicher Festlegung der Abbrandfunktion für eine bestimmte Brandlast sich die optimalen, im Hinblick auf die Brandbeanspruchung der Bauteile ungünstigsten Verhältnisse einstellen. Als Rechengrundlage bzw. Eingabewerte dienen die in Tabelle 3 auf Spalte 2 bis 6 angegebenen Parameter.

T a b e l l e 3

Ermittlung der äquivalenten Branddauer in einem kleinen Raum aus Normalbeton

Lauf Nr.	$A_T$ m <sup>2</sup>	$A_W$ m <sup>2</sup>	$6 A_W \sqrt{h_D}$ kg/min	$\dot{R}_{max}$ kg/min	B Mcal	$t_{\bar{a}}$ min	$\frac{0,36 \cdot B}{\sqrt{A_T^* \cdot A_W}}$ min	$\frac{0,24 \cdot B}{\sqrt{A_T^* \cdot A_W}}$ min
1	69	1,5	11,0	40,0	2880	15	103	69
2	69	3,0	22,0	40,0	2880	31	74	49
3	69	6,0	44,1	40,0	2880	41	53	36
4	69	1,5	11,0	20,0	2880	30	103	69
5	69	3,0	22,0	20,0	2880	56	74	49
6	69	6,0	44,1	20,0	2880	39	53	36
7	69	1,5	11,0	10,0	2880	61	103	69
8	69	3,0	22,0	10,0	2880	48	74	49
9	69	6,0	44,1	10,0	2880	26	53	36

In allen Fällen wurde für den Abbrandverlauf angenommen, daß die in Tabelle 3 angegebenen maximalen Abbrandgeschwindigkeiten  $\dot{R}_{max}$  nach 10 Minuten erreicht werden und dann bis zum Beginn der Abkühlphase konstant bleiben. Für die Abkühlphase wurde ein linearer Abfall von  $\dot{R}$  auf den Wert Null innerhalb von 10 Minuten vorgegeben, d. h. die angenommene Abbrandfunktion war trapezförmig. Anhand der Spalten 4 und 5 wird deutlich, daß wir bei den Läufen 1, 2 und 4 einen ventilationsgesteuerten Brand erwarten müssen. Dies hat sich bei der rechnerischen Simulation auch gezeigt, d. h. die  $\phi$ -Werte lagen über 1,0. Aber auch bei den Läufen 3, 5 und 7 wurden noch  $\phi$ -Werte um 1,1 ermittelt. Man sieht daran, daß die in der Brandschutztechnik für den ventilationsgesteuerten Brand

häufig verwendete Gl. (4.1) nur näherungsweise gilt. Für genauere Untersuchungen ist Gl. (4.1) nach unseren Erfahrungen weniger gut geeignet.

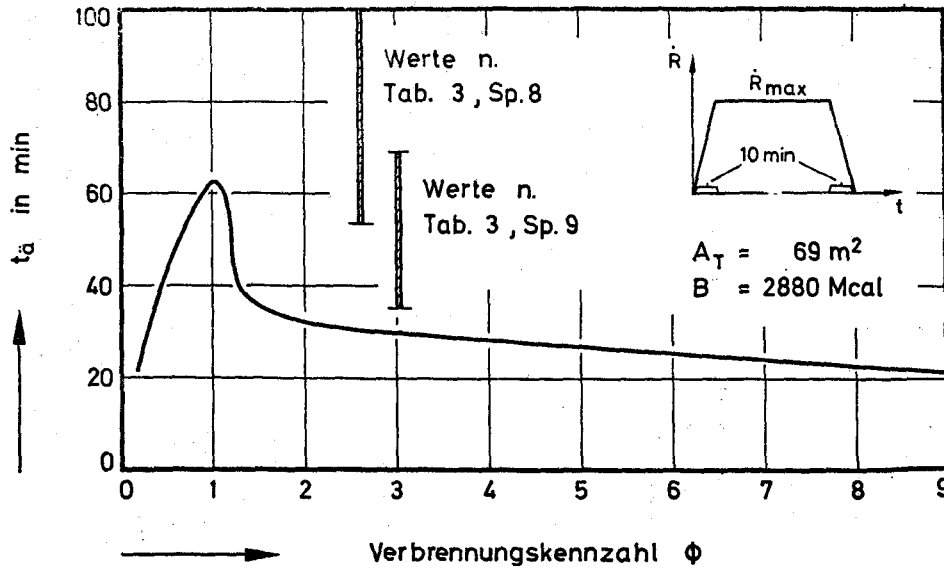
Die Rechenergebnisse für  $t_a$  sind in Spalte 7 der Tabelle 3 angegeben. Trägt man diese Werte über die in der konstanten Abbrandphase berechneten  $\phi$ -Werte auf, so erhält man die auf Bild 27 angegebene Darstellung. Man erkennt daran, daß die äquivalente Branddauer mit abnehmender Luftmenge im Bereich  $\phi < 1,0$  zunächst steigt und nach Durchlaufen eines Maximums bei weiterer Reduzierung das Luftangebot wieder zurückgeht. Bei  $\phi = 1,0$  wird etwa das Maximum von  $t_a$  erreicht in Übereinstimmung mit den vorstehenden theoretischen Überlegungen. Es kann somit davon ausgegangen werden, daß bei Zugrundelegung der Energiefreisetzung gemäß Abschnitt 4.2 die Abbrandgeschwindigkeiten in der Phase des nahezu konstanten Abbrands so bestimmt werden müssen, daß die  $\phi$ -Werte bei 1,0 liegen. Nur unter diesen Bedingungen erreicht die Feuereinwirkung auf die Bauteile ein Pessimum.

Zu Vergleichszwecken sind in den Spalten 8 und 9 der Tabelle 3 auch solche äquivalenten Brandauern angegeben, wie sie sich anhand von Überschlagsformeln nach [17] und [28] ergeben. Die Werte nach [17] liegen im vorliegenden Fall durchweg weit auf der sicheren Seite, wohingegen [28] zwar den Maximalwert von  $t_a$  vergleichsweise gut trifft, in vielen Fällen wird die Brandwirkung jedoch unterschätzt (s. Bild 27). Beide Formeln sind für wirklichkeitsnahe Abschätzungen somit nicht sonderlich geeignet.

#### 4.3.3 Einfluß der Brandausbreitung und des Brandherdes

Die vordem entwickelten Modellvorstellungen sollen nun an zwei konkreten Beispielen zur Anwendung kommen. Untersucht wird die Brandausbreitung in einer eingeschossigen,  $40 \times 20 \times 8 \text{ m}^3$  großen Industriehalle aus Stahlbeton mit einer Holzbrandlast von  $30 \text{ kg/m}^2$ , die in Form von Paletten vorliegt. Die Fensterhöhe beträgt  $0,9 \text{ m}$ , und als Ventilationsöffnungen  $A_w$  können  $63 \text{ m}^2$  angesetzt werden. Es wird ein Brandherd von  $1 \times 1 \text{ m}^2$  zugrunde gelegt. Weiterhin ist angenommen, daß die spezifische Abbrandgeschwindigkeit  $\dot{R}_{sp}$  maximal  $25 \text{ kg/m}^2\text{h}$  beträgt.

Untersucht wird nun der Einfluß der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit des Brandes auf den Temperatur-Zeit-Verlauf in der Halle. Es ist unterstellt, daß sich der Brandherd von einer Hallenecke ausgehend nach Gl. (4.3) flächenartig ausbreitet, wobei die Abbrandgeschwindigkeit zunächst gemäß Gl. (4.2) ansteigt, und zwar so lange, bis der für den Verbrennungsvorgang maßgebende  $\phi$ -Wert bei 1,0



**Bild 27:** Einfluß der spezifischen Luftmenge auf die äquivalente Branddauer im natürlichen Brand

liegt. Von diesem Zeitpunkt an wird gemäß Abschnitt 4.3.2 der Abbrand so gesteuert, daß jeweils die ungünstigsten Abbrandbedingungen eingehalten sind (stöchiometrische Verbrennung). Daran anschließend erfolgt, sofern 80 % der vorhandenen Brandlast vom Feuer konsumiert sind, der Abbrand gemäß Gl. (4.4).

Auf Bild 28 sind die unter diesen Bedingungen ermittelten mittleren Brandraumtemperaturen für verschiedene Brandausbreitungsgeschwindigkeiten  $v_g$  dargestellt. Bei sehr rascher Ausbreitung ( $v_g = 20$  m/min) wird bereits nach 5 Minuten Branddauer der maximal mögliche Brennstoffumsatz erreicht ( $\phi = 1,0$ ). Die mittleren Gastemperaturen betragen zu diesem Zeitpunkt etwa  $600^\circ\text{C}$ . Bei sehr langsamer Ausbreitung ( $v_g = 0,4$  m/min) wird demgegenüber der maximale Umsatz erst nach 90 Minuten bei einer Temperatur von  $730^\circ\text{C}$  erreicht. Man erkennt daran, daß mittels der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_g$  sowohl der Zeitraum der stöchiometrischen Verbrennung als auch die Länge der Gesamtbranddauer beeinflussbar ist. Die Maximaltemperaturen im Brandraum werden dagegen kaum verändert. Für mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeiten von  $1,0$  bis  $4,0$  m/min sind bei den hier vorliegenden Verhältnissen keine wesentlichen Unterschiede in den Brandraumtemperaturen aufgetreten.

Eine weitere Einflußgröße in dem Modell ist die Größe des Brandherdes. In dem vorhergehenden Beispiel war der Brandherd einheitlich mit  $F_B = 1,0$  m<sup>2</sup> zugrunde gelegt worden. Bei sonst unveränderten Ausgangsbedingungen wird im folgenden zum Vergleich ein  $100$  m<sup>2</sup> großer Brandherd eingeführt, wobei ebenfalls eine mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $1,0$  m/min angenommen ist. Die unter diesen Bedingungen errechneten Brandraumtemperaturen sind auf Bild 29 dargestellt. Man erkennt daran, daß sich mit einer Zeitverschiebung von etwa 10 Minuten in der Halle unabhängig von der Brandherdgröße die gleichen mittleren Temperaturen einstellen. Danach ist die Größe des Brandherdes für die Temperaturentwicklung offenbar nicht sonderlich bedeutsam, eine zunächst etwas überraschend anmutende Erkenntnis.

Man muß jedoch beachten, daß mit  $F_B = 1,0$  m<sup>2</sup> und  $v_g = 1,0$  m/min bereits nach 40 Minuten Branddauer die gesamte Halle vom Feuer erfaßt ist. Für  $F_B = 100$  m<sup>2</sup> lassen sich bei gleicher Ausbreitungsgeschwindigkeit demgegenüber nur etwa 10 Minuten bis zum Vollbrand in der gesamten Halle einsparen. Diese Überlegungen zeigen, daß das vereinfachte Brandausbreitungsmodell im Prinzip keine anderen Ergebnisse als hier aufgezeigt ergeben darf.

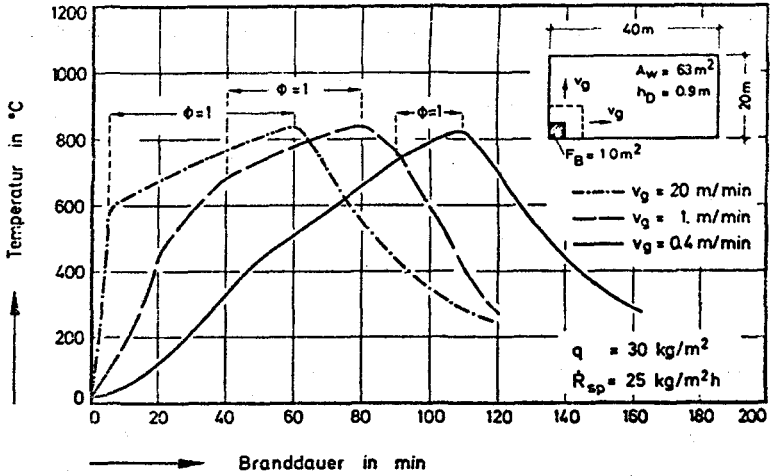


Bild 28: Einfluß der Brandausbreitungsgeschwindigkeit auf den Temperatur-Zeit-Verlauf im natürlichen Brand

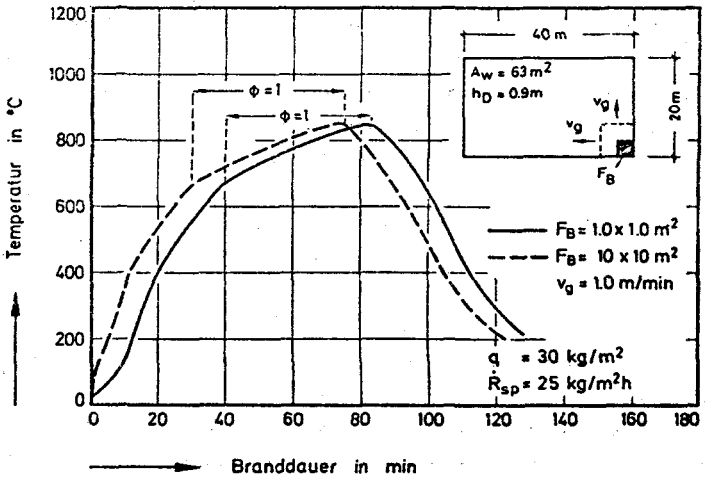


Bild 29: Einfluß der Brandherdgröße auf den Temperatur-Zeit-Verlauf im natürlichen Brand

Für praktische Belange mag dieses Brandausbreitungsmodell nicht in allen Fällen ausreichen. Sinnvoll schiene eine Abhängigkeit zwischen  $F_B$  und  $v_g$  oder  $T_g$  und  $v_g$ . Man kann sicherlich davon ausgehen, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_g$  auch von der Größe des Brandherdes abhängen wird, z. B. infolge der höheren Strahlungsintensitäten. Ebenso dürfte auch die Brandraumtemperatur  $v_g$  beeinflussen. Es liegen darüber bisher allerdings zu wenig Erkenntnisse und Erfahrungen vor, so daß es unmöglich erscheint, mit erträglichem Aufwand zu vernünftigen Beziehungen zu kommen. Weiterführende theoretische Arbeiten sind auf diesen Gebieten somit dringend erforderlich. Eine einfache Möglichkeit, um z. B. einen Flashover rechnerisch zu simulieren, wird darin gesehen, daß bei Erreichen von mittleren Brandraumtemperaturen um  $550^\circ\text{C}$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Programm spontan um das Zehn- oder Zwanzigfache erhöht wird, so daß sich eine nahezu schlagartige Brandausbreitung ergibt. Dieses ist die bisher einzige von uns angewandte Methode zur Simulation einer etwas differenzierten Brandausbreitung. Weiterführende Untersuchungen sind auch hier erforderlich.

Eine wesentliche Erkenntnis, die sich ebenfalls aus den vorliegenden Ergebnissen ableiten läßt, betrifft die Branddauer. Die vorliegenden Beispiele zeigen, daß auch bei vergleichsweise geringer Brandbelastung in großen Brandräumen bzw. -abschnitten mit stundenlangen Bränden zu rechnen ist. Dieses Ergebnis stimmt mit den praktischen Erfahrungen der Feuerwehren vollkommen überein; d. h. für die Branddauer ist nicht nur die Brandbelastung (z. B. in  $\text{kg Holz/m}^2$  Grundfläche), sondern vielmehr die Ausdehnung des Brandabschnitts und die absolute Menge der darin gelagerten brennbaren Stoffe von Bedeutung. Dies erklärt auch die Beobachtung, daß in Industriekomplexen großer Ausdehnung auch bei vergleichsweise geringer Brandbelastung oftmals stundenlange Brände beobachtet worden sind. Insofern erscheint eine Kopplung zulässiger Brandabschnittsgrößen mit den darin enthaltenen Mengen brennbarer Materialien als eine erste Möglichkeit zur Begrenzung des zu erwartenden Risikos. Selbstverständlich sind in diesem Zusammenhang auch die verfügbaren Löschkraft und -anlagen zu beachten, zumal von ihnen in der Praxis erwartet wird, daß sie den größten Teil des Risikos abdecken. In DIN 18 230 sind beide Möglichkeiten in Betracht gezogen und indirekt eingearbeitet [29], worauf an dieser Stelle nur hingewiesen werden soll.

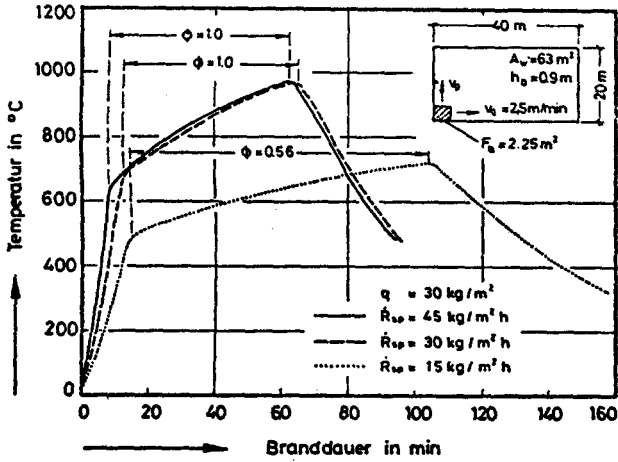
#### 4.3.4 Einfluß der Abbrandverhältnisse auf die Brandraumtemperaturen

Im folgenden wird untersucht, wie sich in einem fest vorgegebenen Brandabschnitt mit definierten Abmessungen und Brandlasten die Temperatur-Zeit-Verläufe verändern, wenn entweder die spezifische Abbrandgeschwindigkeit  $\dot{R}_{sp}$  oder die für die Verbrennung charakteristische Kennzahl  $\phi$  verändert werden. Zugrundegelegt ist eine Halle von  $40 \times 20 \times 8 \text{ m}^3$  Größe aus Stahlbeton (Wände und Fußboden) bzw. Gasbeton (Decke) mit einer Ventilationsöffnung von  $63 \text{ m}^2$ . In der Halle ist eine Holzbrandlast von  $30 \text{ kg/m}^2$ , bezogen auf die Hallengrundfläche, vorhanden. Es wird angenommen, daß sich der Brand von einer Hallenecke ausgehend in zwei Richtungen mit jeweils  $2,5 \text{ m/min}$  flächenartig ausbreitet.

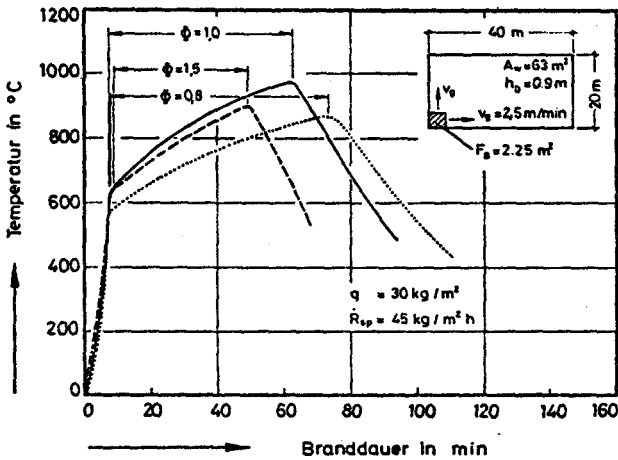
Im ersten Fall sind die spezifischen Abbrandgeschwindigkeiten mit  $15, 30$  oder  $45 \text{ kg/m}^2\text{h}$  vorgegeben. Bild 30 zeigt die zugehörigen theoretischen Brandraumtemperaturkurven. Es geht daraus hervor, daß sich bei Veränderung von  $\dot{R}_{sp}$  zwischen  $30$  und  $45 \text{ kg/m}^2\text{h}$  die Brandraumtemperaturen kaum unterscheiden. Diese Beobachtung ist damit zu erklären, daß in beiden Fällen die Verbrennungskennzahl  $\phi$  nach Beendigung der Brandentwicklungsphase bei  $1,0$  liegt, d. h. entsprechend Abschnitt 4.2 ergibt sich eine natürliche Begrenzung der Abbrandgeschwindigkeit, weil im Rechenmodell ungünstigstenfalls eine stöchiometrische Verbrennung unterstellt ist (vgl. Abschnitt 4.2). Bei  $15 \text{ kg/m}^2\text{h}$  wird dagegen lediglich ein oberster  $\phi$ -Wert von  $0,56$  erreicht, d. h. in diesem Fall ist zu jedem Zeitpunkt ein erheblicher Luftüberschuß im Brandraum vorhanden. Die zur Verfügung stehende Luft kann jedoch aufgrund der vergleichsweise geringen spezifischen Abbrandgeschwindigkeit nur partiell zum Brandgeschehen beitragen. Als Konsequenz ergeben sich gegenüber den beiden vorgenannten Fällen eine wesentlich längere Branddauer und deutlich niedrigere Brandraumtemperaturen. Der abfallende Ast der Brandraumtemperaturen wurde in allen Fällen einheitlich nach den Voraussetzungen gemäß Abschnitt 4.2 bestimmt ( $E_{Rest} = 20 \%$ ), zusätzliche Erläuterungen sind somit nicht erforderlich.

Bild 31 enthält die Brandraumtemperaturen für vergleichbare Brandsituationen in der Stahlbetonhalle. Es wurde jedoch einheitlich eine spezifische Abbrandgeschwindigkeit von  $45 \text{ kg/m}^2\text{h}$  fest vorgegeben. Die obersten  $\phi$ -Werte wurden dagegen variiert und im Grenzfall auf  $0,8, 1,0$  oder  $1,5$  (unvollständige Ver-





**Bild 30:** Einfluß der spezifischen Abbrandgeschwindigkeit auf den Temperatur-Zeit-Verlauf in einer Stahlbetonhalle mit konstanter Brandbelastung



**Bild 31:** Einfluß der spezifischen Luftmenge auf den Temperatur-Zeit-Verlauf in einer Stahlbetonhalle mit konstanter Brandbelastung

brennung) festgesetzt. Im Fall der stöchiometrischen Verbrennung ( $\phi = 1,0$ ) ergaben sich erwartungsgemäß die ungünstigsten Temperaturverhältnisse im Brandraum. Bei Luftüberschuß ist, wie bereits auf Bild 30 festgestellt, mit niedrigeren Temperaturen und längeren Branddauern zu rechnen, wohingegen bei Luftmangel vergleichsweise hohe Temperaturen und deutlich kürzere Branddauern als bei stöchiometrischem Abbrand zu erwarten sind. Luftmangel führt somit durchweg zu vergleichsweise hohen Temperaturen, eine Erkenntnis, die mit praktischen Erfahrungen übereinstimmt (Kellerbrand). Es hat jedoch - wie es in der Literatur häufig anzutreffen ist - wenig Sinn, immer dann von lüftungskontrollierten Bränden zu sprechen, wenn  $\phi > 1,0$  wird, ohne einen genauen Wert von  $\phi$  zu kennen oder anzugeben. Verschiedene  $\phi$ -Werte  $> 1,0$  können offenbar zu unterschiedlichen Brandabläufen bzw. Branddauern führen. Somit ergeben sich im lüftungskontrollierten Brand in bezug auf das Bauwerk auch nicht - wie ebenfalls vielfach behauptet wird - quasi automatisch die ungünstigsten Verhältnisse. Der denkbar ungünstigste Fall ist, wie in Abschnitt 4.3.2 bereits gezeigt, bei  $\phi \equiv 1$  zu erwarten.

#### 4.3.5 Einfluß von Brandbelastung und Restenergie auf die Brandraumtemperaturen

Im folgenden werden für die gleiche Stahlbetonhalle (vergl. Abschnitt 4.3.4) die charakteristischen Brandverläufe bei unterschiedlicher Brandbelastung diskutiert. Neben der Brandbelastung wurden die Abbrandgeschwindigkeit und die bei Beginn der Abkühlphase im Brandraum vorhandene potentielle Restenergie (Restbrandlast) variiert. Die Höhe der Brandbelastungen und die Fensterfläche der Halle sind jeweils so festgelegt, daß sich die Rechenergebnisse mit den von Pettersson in [25] für kleine Räume angegebenen Werten direkt vergleichen lassen. <sup>+)</sup>

Bild 32 zeigt zunächst die Brandverläufe bei vergleichsweise geringer Ventilation. In allen Fällen lagen die von Pettersson angegebenen maximalen Brandraumtemperaturen unter den hier berechneten Werten. Die in [25] enthaltene Aussage, daß die in [5] angegebenen Temperatur-Zeit-Verläufe grundsätzlich auf der "sicheren" Seiten liegen, trifft nach diesen Ergebnissen nicht zu.

---

<sup>+)</sup>  Zur Berücksichtigung des hier gewählten Wandaufbaus wurden die zugehörigen Zahlenwerte von Pettersson nach [30], Fig. 3.4, durch 0,85 dividiert (Umrechnung auf Compartment Typ B).

Weiterhin wird deutlich, daß bei Pettersson eine vergleichsweise rasche Brandausbreitung unterstellt ist. Erst ab  $v_g = 5$  m/min stimmen die Temperaturen in der Brandentstehungsphase zwischen seinem und den hier vorgelegten Berechnungen gut überein. Da in den Berechnungen nach [ 5 ] die Energiefreisetzung Eingangsparameter im Rechenprogramm ist, spielt die Brandausbreitungsgeschwindigkeit dort naturgemäß keine Rolle und ist somit auch nicht definiert.

Der Beginn der Abkühlphase wurde in Abhängigkeit von der im Brandraum vorhandenen Restenergie variiert. Durch Veränderung der Restenergie werden zwei Effekte hervorgerufen. Mit steigender Restenergie wird die Phase mit konstantem  $\phi$ -Wert verkürzt, d. h. das Absinken der Brandraumtemperaturen setzt zu einem vergleichsweise früheren Zeitpunkt ein. Weiterhin erfahren die Temperaturen in der Abkühlphase eine Drehung in der Weise, daß der Abkühlvorgang insgesamt gesehen langsamer abläuft. Aus dem Bild 32 geht hervor, daß in dem von Pettersson unterstellten Abkühlvorgang etwa von 40 % Restenergie ausgegangen wird. Bei niedrigen Brandbelastungen stimmen seine Brandraumtemperaturen mit den hier ermittelten Werten vergleichsweise gut überein. Bei  $q = 56$  kg/m<sup>2</sup> ergeben sich jedoch prinzipielle Unterschiede in den Temperaturverläufen.

Bei einer gegenüber dem vorhergehenden Beispiel um den Faktor zwei vergrößerten Ventilationsöffnung ergeben sich bei sonst unveränderten Anfangs- und Randbedingungen die auf Bild 33 angegebenen Temperatur-Zeit-Verläufe. Aufgrund der vergrößerten Ventilation wurden nur  $\phi$ -Werte  $< 1,0$  erreicht, so daß sich vergleichsweise niedrige Brandraumtemperaturen einstellen. Die für diesen Fall nach Pettersson anzunehmenden Temperaturen liegen dementsprechend über den hier ermittelten Werten.

Erst durch Erhöhung von  $\dot{R}_{sp}$  auf 50 kg/m<sup>2</sup>h lassen sich für diesen Fall Brandverläufe mit  $\phi = 1,0$  erreichen. Solche Werte sind auf Bild 34 zusätzlich angegeben. Die Zunahme in den Maximaltemperaturen liegt in diesem Fall bei 200 bis 300 °C. Je nach Höhe der Brandlast beträgt die Verkürzung der Branddauern etwa 20 bis 70 Minuten. Entsprechend ändern sich die äquivalenten Branddauern. Bild 35 zeigt, daß sich bei Brandbelastungen zwischen 30 und 100 kg/m<sup>2</sup> unter den hier zugrunde gelegten Bedingungen für  $t_a$  eine durchschnittliche Erhöhung um 20 bis 25 % ergibt, wenn  $\dot{R}_{sp}$  von 30 auf 50 kg/m<sup>2</sup>h,

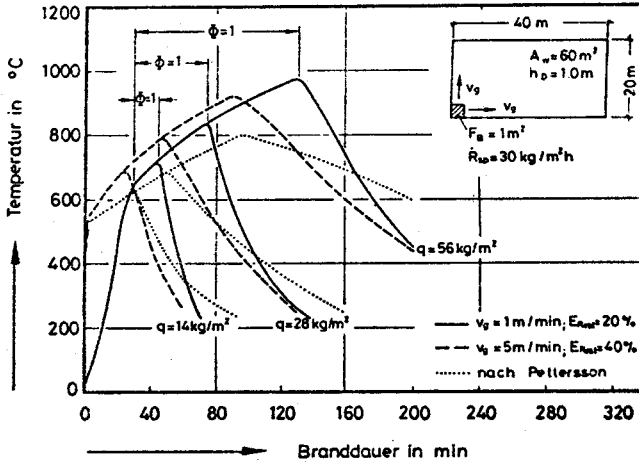


Bild 32: Berechnete Temperatur-Zeit-Verläufe in einer Stahlbetonhalle mit vergleichsweise kleiner Ventilationsöffnung

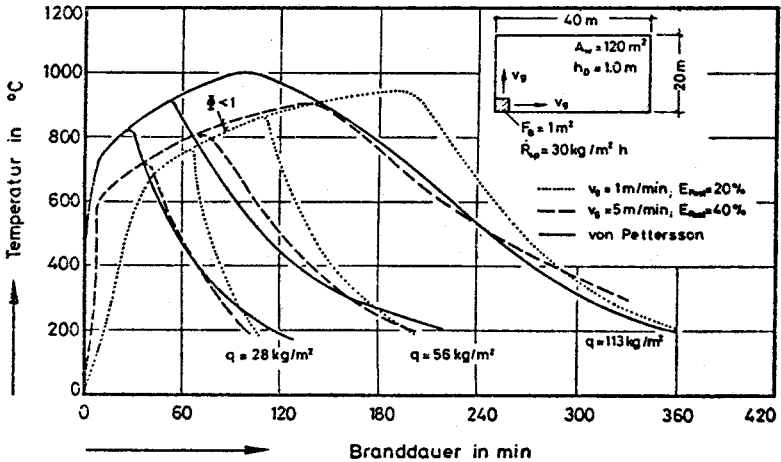


Bild 33: Berechnete Temperatur-Zeit-Verläufe in einer Stahlbetonhalle mit vergleichsweise großer Ventilationsöffnung

also um 60 % erhöht wird. Der Zusammenhang zwischen  $t_a$  und  $\dot{K}_{sp}$  ist offenbar nicht linear, so daß im Einzelfall bzw. bei Auftreten diesbezüglicher Fragestellungen jeweils gesonderte Untersuchungen erforderlich sind.

#### 4.3.6 Einfluß der Umfassungsbauteile auf die Brandraumtemperaturen

Im folgenden wird der Einfluß der Umfassungsbauteile auf den Temperatur-Zeit-Verlauf im Brandraum behandelt. Es leuchtet unmittelbar ein, daß in Brandräumen mit hoher Wärmedämmung, bei im übrigen unveränderten Anfangs- und Randbedingungen, höhere Temperaturen auftreten als in Räumen mit niedriger Wärmedämmung. Nach Pettersson [25] ist es möglich, diesen Einfluß auf vergleichsweise einfache Art zu berücksichtigen, worauf im folgenden näher eingegangen wird.

Pettersson unterscheidet 7 Brandraumtypen mit unterschiedlichem Wand- und Deckenaufbau. Will man in einem Brandraum A ähnliche Brandraumtemperaturen erhalten wie im Brandraum B, so müssen bei gleicher Raumgröße nach [5, 30] folgende fiktive Brandlasten

$$q_A = K_f \cdot q_B \quad (4.5)$$

und fiktive Ventilationsverhältnisse

$$(A_w \sqrt{h_D})_A = K_f \cdot (A_w \sqrt{h_D})_B \quad (4.6)$$

eingehalten werden.  $K_f$  ist dabei im wesentlichen nur vom Brandraumtyp und von der Ventilation abhängig.

Sofern beispielsweise die in Abschnitt 4.3.5 beschriebene Stahlbetonhalle vollständig in Gasbeton erstellt wird, ist nach [30]  $K_f = 3.0$ . Berechnet man sich mit diesem Wert fiktive Brandlasten  $q_B$  und fiktive Ventilationsöffnungen  $(A_w \sqrt{h_D})_B$ , so sollen sich unter sonst unveränderten Bedingungen bei einem Brand in dieser Gasbetonhalle ungefähr die gleichen Temperaturverhältnisse ergeben wie in der Stahlbetonhalle. Dies wurde im folgenden überprüft und diskutiert. Auf Bild 36 sind zunächst solche Temperatur-Zeit-Kurven aufgetragen, die mit den Temperaturverläufen von Bild 32 direkt verglichen werden können. Es ist festzustellen, daß sich tatsächlich nur geringe Unter-

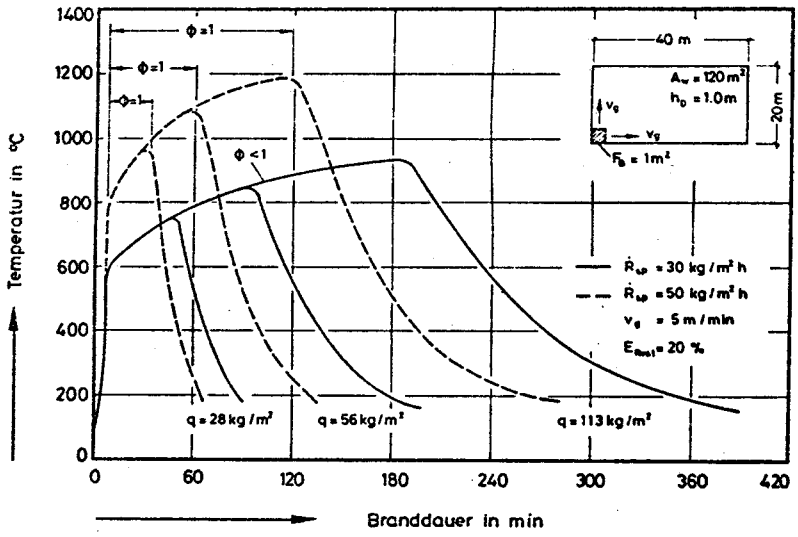


Bild 34: Temperatur-Zeit-Verläufe in einer Stahlbetonhalle bei stöchiometrischem und unter Luftüberschuß ablaufendem Brandgeschehen

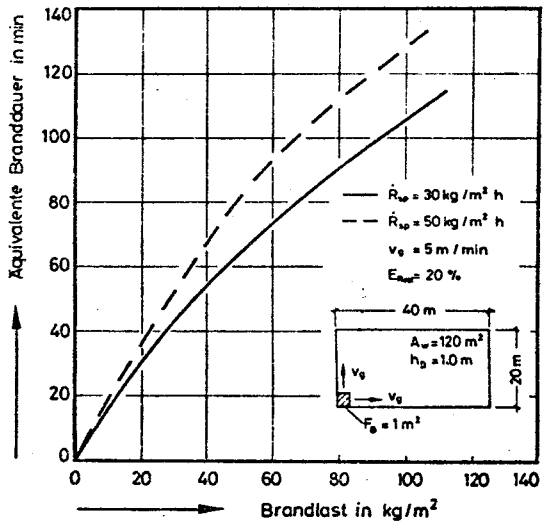


Bild 35: Einfluß der spezifischen Abbrandgeschwindigkeit auf die äquivalente Branddauer in einer Stahlbetonhalle mit bestimmter Ventilation

schiede in den jeweils zusammengehörigen Brandraumtemperaturen ergeben. Die in [5] gemachten Angaben finden hier somit eine überraschend gute Bestätigung, wenngleich auch in den absoluten Temperaturwerten, die jeweils nach unterschiedlichen Wärmebilanz-Berechnungsverfahren ermittelt wurden, deutliche Unterschiede bestehen.

Etwas differenzierter sind die auf Bild 37 angegebenen Rechenergebnisse zu sehen. Größenordnungsmäßig sollten sie mit den Werten von Bild 33 übereinstimmen. Man erkennt jedoch, daß dies nicht zutrifft. In diesem Fall muß jedoch zusätzlich beachtet werden, daß infolge der veränderten Ventilationsöffnungen in der Gasbetonhalle bereits bei einem maximalen  $\dot{K}_{sp}$  von  $30 \text{ kg/m}^2\text{h}$  ein stöchiometrischer Abbrand eintritt ( $\phi \cong 1,0$ ). In der Stahlbetonhalle ist dies nur bei  $\dot{K}_{sp} = 50 \text{ kg/m}^2\text{h}$  der Fall gewesen. Die Rechenergebnisse von Bild 37 können somit nur mit den Ergebnissen von Bild 34 verglichen werden. Der Vergleich zeigt, daß sich unter diesen Voraussetzungen ebenfalls gute Übereinstimmungen ergeben. Demnach ist eine Umrechnung von Brandraumtemperaturkurven gemäß den Vorschlägen in [30] nur dann sinnvoll, wenn im Brandraum etwa stöchiometrische Abbrandverhältnisse vorliegen. Es scheint jedoch erforderlich, diesbezüglich noch weitere Untersuchungen durchzuführen, um die Gültigkeitsbereiche der in [30] sehr weit gefaßten Umrechnungsfaktoren  $K_f$  genauer festlegen zu können.

Ein interessanter Nebenaspekt, der sich aus den obigen Überlegungen ergibt, hängt unmittelbar mit dem in DIN 18 230 eingearbeiteten Umrechnungsfaktor  $c$  - der u. a. den Einfluß der Umfassungsbauteile auf die äquivalente Branddauer berücksichtigt - zusammen. Unterstellt man für die Ermittlung der äquivalenten Branddauer  $t_{\bar{a}}$  eine Formel der Art

$$t_{\bar{a}} \sim \frac{q}{\sqrt{A^* \cdot A_w}} \quad (4.7)$$

so ist unmittelbar einleuchtend, daß bei fest vorgegebener Brandlast und Ventilation eine Veränderung der Umfassungsbauteile nach Gl. (4.5) und (4.6) zu der Beziehung

$$t_{\bar{a}} \sim \frac{K_f}{\sqrt{K_f}} \sim \sqrt{K_f} \quad (4.8)$$

führt. Der Einfluß der Umfassungsbauteile auf  $t_{\bar{a}}$  ist somit vergleichsweise groß. Er beträgt im vorliegenden Fall  $\sqrt{3,0} = 1,7$ . In dem Normentwurf ist

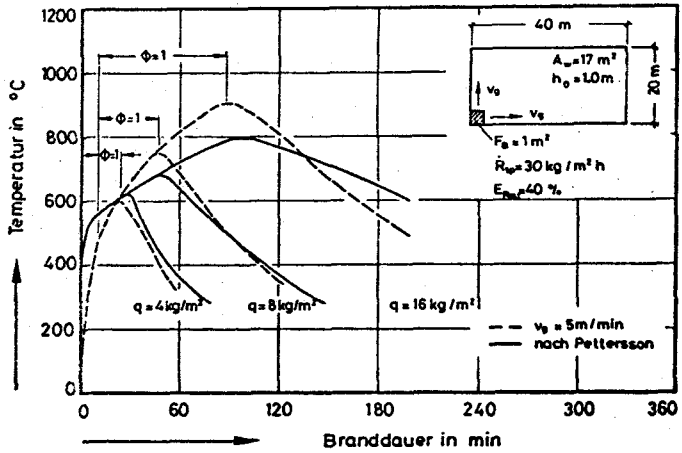


Bild 36: Berechnete Temperatur-Zeit-Verläufe in einer Gasbetonhalle mit vergleichsweise kleiner Ventilationsöffnung (vergl. Bild 32)

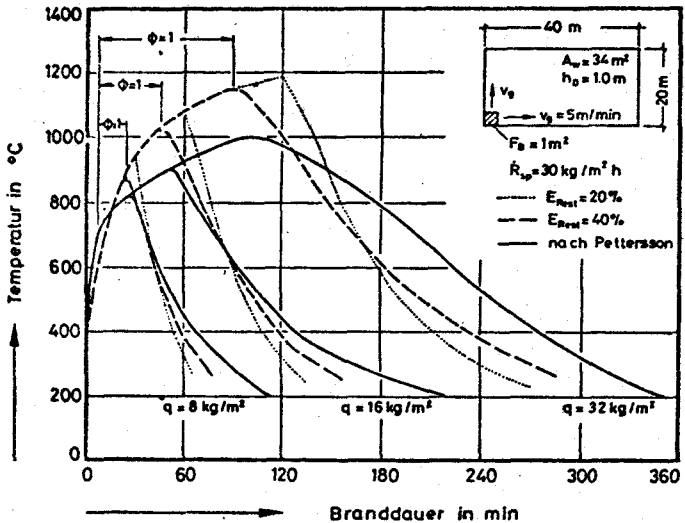


Bild 37: Berechnete Temperatur-Zeit-Verläufe in einer Gasbetonhalle mit vergleichsweise großer Ventilationsöffnung (vergl. Bilder 33 und 34)



für den Umrechnungsfaktor  $c$  ein Wertebereich von 0,15 bis 0,25 vorgesehen, das entspricht etwa einem Verhältnis von 1,6. Die in den Diskussionen um den Normentwurf erhobenen Vorwürfe der Wertebereiche von  $c$  sei zu weit gefaßt, können anhand dieser Ergebnisse somit nicht bestätigt werden. Entsprechende Untersuchungen sollten in naher Zukunft darüber weitere Aufschlüsse bringen. Diesbezügliche Forschungsarbeiten sind in Vorbereitung.

## 5. Zusammenfassung

Der vorliegende Bericht umfaßt den 1. Teil einer vom Bundesministerium für Raumordnung, Bauwesen und Städtebau in Auftrag gegebenen Studie über die theoretische Bestimmung von Brandabläufen in kleinen und großen Gebäuden mittels Wärmebilanzrechnungen. Die Studie wurde vor allem im Hinblick auf die international weit vorangeschrittenen Arbeiten auf dem Brandschutzsektor in Auftrag gegeben, wobei es darauf ankam, den Stand der experimentellen und theoretischen Erkenntnisse zu sichten und in der Weise aufzubereiten, daß sich für eine Anwendung solcher Methoden konkrete Möglichkeiten und Voraussetzungen ergeben.

Im ersten Teil der Arbeit wurden zunächst nur kleine und große Räume mit homogener Temperaturverteilung betrachtet. Mehrzonenmodelle (s. Pkt. III und IV von Bild 1) sind gegenwärtig in Vorbereitung und werden im zweiten Teil der Untersuchungen behandelt. Die Ventilation der betrachteten Räume erfolgt in den Modellen durch vertikale Öffnungen - horizontale Öffnungen (Dachentlüftungen) werden zur Zeit noch untersucht -, so daß darüber ebenfalls später zu berichten sein wird.

Die theoretischen Grundlagen des hier entwickelten Wärmebilanzmodells gehen zurück auf die klassischen Arbeiten von Kawagoe et al. [ 3 ]. Sie wurden ergänzt durch neuere Ergebnisse u. a. von Thomas [ 8 ], Babrauskas [ 9 ] und Böhm [ 2 ], so daß der hier erreichte Stand etwa auch dem internationalen Stand der Erkenntnisse entspricht. Bezüglich der Brandentwicklung und -ausbreitung in großen Räumen wurde eine in ihrer Form und Anwendung neue Methode zur Bestimmung der Energiefreisetzung im Brandraum vorgeschlagen, so daß direkte Vergleiche mit bekannten Modellen nicht möglich waren.

Das hier entwickelte Bilanzmodell wurde anhand von experimentellen Ergebnissen überprüft. Als Referenzversuche wurden vor allem Holzkrippenbrände aus Metz [ 1 ] und Polyäthylenbrände aus Lyngby [ 2 ] ausgewählt. In sämtlichen Nachrechnungen wurden gute Übereinstimmungen zwischen den rechnerisch und experimentell ermittelten Werten festgestellt. Insbesondere ließen sich auch die PE-Brände aus Lyngby ohne weiteres simulieren, ein Hinweis auf die große Flexibilität des entwickelten Modells. Es kann somit davon ausgegangen werden, daß das vorliegende Rechenmodell für brandschutztechnische Berechnungen immer dann zu guten Ergebnissen führen wird, wenn die in Frage stehenden Randbedingungen in etwa mit den Bedingungen der o. g. Versuche übereinstimmen.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden größere Brandräume (Hallen) behandelt. In der gewählten Lösungsprozedur wird der Abbrand des Brandgutes über die in den Brandraum einströmende Sauerstoffmenge gesteuert, wobei stöchiometrisch und nichtstöchiometrisch ablaufende Verbrennungsvorgänge vorgegeben werden können. Es wurde gezeigt, daß bei stöchiometrischer Verbrennung die Brandbeanspruchung der Bauteile, ausgedrückt durch die äquivalente Branddauer, im allgemeinen ein Maximum erreicht.

Die Übertragung von Rechenergebnissen anderer Forscher auf größere Brandräume ist nach unseren Erfahrungen nicht in allen Fällen möglich. Ein Vergleich eigener Rechenergebnisse mit den von Pettersson [25] ermittelten Werten hat teilweise nicht so gute Übereinstimmungen ergeben. Es wurde beispielsweise festgestellt, daß die in [ 5 ] enthaltenen Werte nicht wie von Pettersson angegebenen in allen Fällen auf der "ungünstigen" und damit "sicheren" Seite liegen. Bezüglich dieses Punktes sind offenbar weitere Untersuchungen erforderlich.

An der Durchführung dieser Studie waren neben den beiden Verfassern die Herren Dr.-Ing. Haksever und Dipl.-Phys. Wullbrandt maßgeblich beteiligt. Ihre Beiträge und Bemühungen haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen, dafür sei ihnen herzlichst gedankt. Ebenfalls bedanken wir uns bei dem Bundesministerium für Raumordnung, Bauwesen und Städtebau für die finanzielle Unterstützung dieses Vorhabens.

## 6. Schrifttum

- [1] Arnault, P., et al.: Rapport Experimental Sur Les Essais Avec Des Feux Naturels Executes Dans Les Petite Installation. Maisières-Les-Metz, (1973).
- [2] Bøhm, B.: Fully developed polyethylene and wood compartment fires. Technical University of Denmark, Lyngby, (1977).
- [3] Kawagoe, K.: Fire behaviour in rooms. Report of the Building Research Institute No. 27, Building Research Institute, Japan, (1958).
- [4] Ödeen, K.: Theoretical study of fire characteristics in enclosed spaces. Division of Building Construction, Royal Institute of Technology, Bulletin No. 10, Stockholm, (1963).
- [5] Magnusson, S.E., et al.: Temperature-time curves of complete process of fire development. Bulletin 16, Lund Institute of Technology, Sweden, (1970).
- [6] Tsuchiya, Y., et al.: Computation of the behaviour of fire in an enclosure. Combustion and Flame No. 16, p. 131/139, (1971).
- [7] Harmathy, T.Z.: A new look at compartment fires. Fire Technology, Vol. 8, No. 3 and 4, (1972).
- [8] Thomas, P.H.: Fires in enclosures. BRE Current Paper CP 30/74, Fire Research Station, London, (1974).
- [9] Babrauskas, V., et al.: Post-flashover compartment fires. Report No. UCB FRG 75-1, University of California, Berkeley, (1975).
- [10] Tanaka, T.: A mathematical model of a compartment fire. Building Research Institute, Paper No. 70, Tokyo, (1977).
- [11] Quintiere, J.: The growth of fire in building compartments. Nat. Bureau of Standards, Preprint No. 7, Gaithersburg, (1976).

- [12] Pape, R., et al.: Semistochastic approach to predicting the development of a fire in a room from ignition to flashover, RFIRES. Nat. Bureau of Standards, IITRI Project J 6367, (1976).
- [13] Prah1, J., et al.: Fire induced flow through an opening. Combustion and Flame No. 25, P. 369/385, (1975).
- [14] Tanaka, T.: A model for fire spread in small scale buildings. Building Research Institute, CIB-Paper W 14/78/39(J), Tokyo, (1978).
- [15] Hasemi, Y.: Numerical calculation of the natural convection in fire compartments. Building Research Institute, Paper No. 69, Tokyo, (1977).
- [16] Waterman, T.E., et al.: A study of the development of room fires. Nat. Bureau of Standards, IITRI Project J 6367 final report, (1976).
- [17] Schneider, U., et al.: Bestimmung der äquivalenten Branddauer von statisch gelagerten Stahlbetonbalken bei natürlichen Bränden. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der TU Braunschweig, (1977).
- [18] Hottel, H.C., et al.: Radiative transfer. McGraw-Hill, New York, (1967).
- [19] Eckert, E.: Wärme- und Stoffaustausch. 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, (1959).
- [20] Binder, L.: Über äußere Wärmeleitung und Erwärmung elektrischer Maschinen. Dissertation TU München, (1911).
- [21] Schmidt, E.: Das Differenzenverfahren zur Lösung von Differentialgleichungen der nichtstationären Wärmeleitung, Diffusion und Impulsausbreitung. Forschg. Geb. Ing.-Wesen, Bd. 13, Nr. 5, S. 177/85, (1942).
- [22] Grigull, U., et al.: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, (1961).

- [23] Kung, H.C., et al.: On the heat of reaction in wood pyrolysis. Combustion and Flame No. 20, p. 91/103, (1973).
- [24] Nilsson, L.: Time curve of heat release for compartment fires with fuel of wooden cribs. Bulletin 36, Lund Institute of Technology, Sweden, (1974).
- [25] Pettersson, O., et al.: A differentiated design of fire exposed steel structures. Bulletin 44, Lund Institute of Technology, Sweden (1974).
- [26] Hoffmann, F.: Untersuchung des thermischen Verhaltens von Holz unter Berücksichtigung des Einflusses hygroskopisch gebundener Feuchtigkeit. Dissertation TU Braunschweig, (1979).
- [27] Roitman, M.J.: Grundlagen der Brandschutz-Normung im Bauwesen. Verlagsgesellschaft Rudolf Müller, Köln-Braunsfeld, (1972).
- [28] Thomas, P.H.: The fire resistance required to survive a burn out. Fire Research Note No. 901, (1970).
- [29] Kordina, K., et al.: Baulicher Brandschutz im Industriebau - Stand der Erkenntnisse. VGB Kraftwerkstechnik 59, Heft 2, S. 178/192, (1979).
- [30] Law, M., et al.: The basis of design for the fire protection of building structures. CIB Paper W 14/78/81 (UK), (1978).

In der Schriftenreihe des Instituts für Baustoffe,  
Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität  
Braunschweig sind bisher erschienen:

- Heft 1: Über das Verdunstungsverhalten und den Nachweis öligler Holzschutzmittel (1962)  
von Rolf Deters - vergriffen -
- Heft 2: Das Verhalten von Stahlbeton- und Spannbetonbauteilen unter Feuerangriff (1963)  
von Karl Kordina - vergriffen -
- Heft 3: Zur Stabilitätsfrage des Zweigelenkbogens mit biegeweichem Zugband und schlaffen Hängestangen (1963)  
von Josef Eibl - vergriffen -
- Heft 4: Ein Verfahren zur Bestimmung des Vorspannverlustes infolge Schlupf in der Verankerung - Zur Frage der Temperatur-Beanspruchung von kreiszylindrischen Stahlbetonsilos - (1964)  
von Karl Kordina und Josef Eibl
- Heft 5: Über den Schalungsdruck von Frischbeton (1964)  
von Helmut Ertingshausen
- Heft 6: Transportphänomene in Betonporen (1966)  
von Nils Valerian Waubke
- Heft 7: Ein Beitrag zur rechnerischen Bemessung von brandbeanspruchten balkenartigen Stahlbetonbauteilen (1967)  
von Herbert Ehm - vergriffen -
- Heft 8: Möglichkeiten der Bestimmung der kritischen Last von Stab- und Flächentragwerken mit Hilfe ihrer Eigenfrequenz (1967)  
von Joachim Steinert - vergriffen -
- Heft 9: Untersuchungen an dämmschichtbildenden Feuerschutzmitteln (1967)  
von Axel Lämmke - vergriffen -
- Heft 10: Beitrag zur Frage der Kippstabilität aufgehängter Balkenträger und gerader, flächenartiger Träger (1968)  
von Kamal Fouad Rafla - vergriffen -
- Heft 11: Die Traglast von offenen, kreisförmigen Stahlbetonquerschnitten - Brazier-Effekt - (1968)  
von György Iványi - vergriffen -
- Heft 12: Brandverhalten verschiedener Bauplatten aus Baustoffen der Klassen A und B, insbesondere aus Baustoffen der Klasse A 2 (1969)  
von Claus Meyer-Ottens - vergriffen -
- Heft 13: Zum Tragverhalten von kreisförmigen Doppelsilos unter Berücksichtigung der Eigensteifigkeit des Füllgutes (1969)  
von Günther Fuchs - vergriffen -

- Heft 14: Wände aus Holz und Holzwerkstoffen unter Feuerangriff (1970)  
von Claus Meyer-Ottens
- Heft 15: Beurteilung von Bauwerksfestigkeiten an Hand von Betongüte-  
würfeln und -bohrproben (1970)  
von Ralf Lewandowski - vergriffen -
- Heft 16: Untersuchungen zur Frage der Rissesicherung von leichten  
Trennwänden aus Gips-Wandbauplatten (1970)  
von Fritz-Joachim Neubauer - vergriffen -
- Heft 17: Brandverhalten von Bauteilen aus dampfgehärtetem Gasbeton (1970)  
von Claus Meyer-Ottens und Karl Kordina
- Heft 18: Die Stahlblech-Holz-Nagelverbindung und ihre Anwendung -  
Grundlagen und Bemessungsvorschläge - (1971)  
von Wilfried Bödeker
- Heft 19: Bauaufsichtliche Brandschutzvorschriften - Beispiele für ihre  
Erfüllung bei Wänden, Brandwänden und Decken - (1971)  
von Claus Meyer-Ottens - vergriffen -
- Heft 20: Das Trag- und Verformungsverhalten von Stahlbetonbrückenpfei-  
lern mit Rollenlagern (1972)  
von Kurt Liermann
- Heft 21: Zum Trag- und Verformungsverhalten ebener Stockwerkrahmen  
aus Stahlbeton (1972)  
von Béla Jankó
- Heft 22: Zur Frage des Spannungsrißkorrosionsverhaltens kohlenstoff-  
armer Betonstähle in Nitratlösungen unter Berücksichtigung  
praxisnaher Verhältnisse (1972)  
von Ulf Nürnberger
- Heft 23: Zur Frage der Abplatzungen an Betonbauteilen aus Normalbeton  
bei Brandbeanspruchung (1972)  
von Claus Meyer-Ottens - vergriffen -
- Heft 24: Über die Steinkohlenflugasche und ihre Wirkung auf die  
Eigenschaften von Leichtbeton mit geschlossenem Gefüge im  
frischen und festen Zustand (1973)  
von Hassan Taha El-Arousy
- Heft 25: Mechanismen der Spannungskorrosion von Spannstählen im Hin-  
blick auf ihr Verhalten in Spannbetonkonstruktionen (1973)  
von Günter Rieche
- Heft 26: Beitrag zur rechnerischen Ermittlung von Zwangsschnittgrößen  
unter Berücksichtigung des wirklichen Verformungsverhaltens  
des Stahlbetons (1974)  
von Eckhard Tennstedt

- Heft 27: Zur Kinetik festigkeitsmindernder Reaktionen in Normalbetonen bei hohen Temperaturen (1973)  
von Ulrich Schneider - vergriffen -
- Heft 28: Ein dreiparametriges, komplexes Ultraschall-Prüfverfahren für die zerstörungsfreie Materialprüfung im Bauwesen (1974)  
von Jürgen Neisecke
- Heft 29: Traglastermittlung an Stahlbeton-Druckgliedern (1974)  
von Karl Kordina, Peter Maack und Olaf Hjorth
- Heft 30: Berücksichtigung der Torsionssteifigkeit von Randbalken bei Stahlbetondecken (1974)  
von Josef Eibl und György Iványi - vergriffen -
- Heft 31: Stabilitätsnachweise von Rahmensystemen im Stahlbetonbau (1974)  
von Karl Kordina und Béla Jankó
- Heft 32: Ein Beitrag zur Frage der Festigkeiten und des hohen Verbundverhaltens von Stahl und Beton bei hohen Beanspruchungsgeschwindigkeiten (1976)  
von Olaf Hjorth
- Heft 33: Traglastberechnung instationär thermisch belasteter schlanker Stahlbetondruckglieder mittels zwei- und dreidimensionaler Diskretisierung (1976)  
von Wolfram Klingsch - vergriffen -
- Heft 34: Thermische Zerstörung natürlicher Zuschlagstoffe im Beton (1977)  
von Farid Djamous - vergriffen -
- Heft 35: Zur Frage des Trag- und Verformungsverhaltens ebener Stahlbetonrahmen im Brandfall (1977)  
von Ataman Haksever - vergriffen -
- Heft 36: Ein Beitrag zur Traglastermittlung von vierseitig gelagerten Stahlbetonwänden (1977)  
von Karl-Heinz Storkebaum
- Heft 37: Zur thermischen Beanspruchung von Außenstützen im Brandfall (1977)  
von Rolf Bechtold
- Heft 38: Bestimmung der Wasserdurchlässigkeit von Kiesbeton aus dem Wassereindringverhalten (1978)  
von Joachim Steinert
- Heft 39: Ein haufwerkstheoretisches Modell der Restfestigkeit geschädigter Betone (1978)  
von Rolf Weiß
- Heft 40: Zum Schwingkriechen von Beton (1978)  
Von Willi Alda



- Heft 41: Trag- und Verformungsverhalten von Stahlbeton- und Spannbetonbalken mit rechteckigem Querschnitt unter kombinierter Beanspruchung aus Biegung, Querkraft und Torsion (1979)  
von Manfred Teutsch
- Heft 42: Ein Beitrag zur Frage des Kriechens und der Relaxation von Beton unter hohen Temperaturen (1979)  
von Ulrich Schneider
- Heft 43: Veröffentlichungen 1967 - 1979
- Heft 44: Druckmessungen in Silozellen mit einer neu entwickelten Sonde (1979)  
von Karl Kordina und Helmut Fröning
- Heft 45: Ein Beitrag zur Zuverlässigkeit frei gelagerter Stahlbetonstützen unter genormter Brandeinwirkung (1980)  
von Volker Henke

Die Schriftenreihe des Instituts für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz wird im Selbstverlag herausgegeben.