

Version 1.2 (47 S. Text, 12 S. Bilder im Anhang; Stand Dezember 2001)

LITERATURÜBERSICHT

Anwendungsbereiche und -grenzen für praxisrelevante Modellansätze zur Bewertung der Rauchausbreitung in Gebäuden (Plume-Formeln)

erarbeitet an der

Forschungsstelle für Brandschutztechnik
an der Universität Karlsruhe (TH)
Hertzstrasse 16
D – 76187 Karlsruhe

Autor: Dipl.-Ing. Dieter Brein

0 VORBEMERKUNG

Die Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH) legt mit dieser Literaturübersicht ohne Anspruch auf Vollständigkeit eine Zusammenstellung über Anwendungsbereiche und -grenzen für praxisrelevante Modellansätze zur Bewertung der Rauchausbreitung in Gebäuden (Plume-Formeln) vor. Dies geschieht auf Anregung der Sachverständigenpartnerschaft-Brandschutzingenieure Halfkann+Kirchner (Erkelenz-Dresden-Nürnberg), um die Anwendungssicherheit von empirisch gefundenen Zusammenhängen über die Einmischung von Umgebungsluft in auftriebsbehaftete Freistrahlen (engl. „Fire Plumes“, „Smoke Plumes“) im Rahmen brandschutztechnischer Nachweise mit den Methoden des Brandschutzingenieurwesens zu verbessern.

Teile der hier bearbeiteten Thematik sind am 27. April 1999 bei einer Fachtagung des VdS in Köln bereits vorgelegt und im Tagungsband veröffentlicht¹ worden.

¹ VdS-Fachtagung „Ingenieurmäßige Verfahren im Brandschutz“ 27. April 1999, Köln

1 EINLEITUNG

Das über einem Brandherd als Rauchgassäule aufsteigende Brandrauch/Luft-Gemisch (engl. „plume“) ist strömungstechnisch betrachtet ein Sonderfall eines Freistrahls, d.h. einer Strömung, bei welcher Masse aus einer Quelle in ein umgebendes Medium eintritt und sich dort frei ausbreiten kann. Der Freistrahler ist dadurch gekennzeichnet, daß sich zwischen der Strömung im Freistrahler und dem umgebenden Medium eine freie Strömungsgrenzschicht ausbildet. Ein Sonderfall hiervon ist wiederum ein Freistrahler, der sich teilweise an Wände anlegt, z.B. in einer Wandecke oder an einer ebenen Wand.

Beim Eintritt eines Freistrahls in die (ruhende) Umgebung wird Medium aus der Umgebung in den Freistrahler eingesaugt. Hierfür sind Druckunterschiede maßgeblich, die sich aus der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen dem Freistrahler und der Umgebung ergeben. Die Anfangsgeschwindigkeit des Freistrahls beim Eintritt in die Umgebung kann verschiedene Ursachen haben, wie z.B. den Austritt des Strahls aus einer Düse, oder bei der Entstehung des Strahls eine Verbrennungsreaktion über brennbaren Stoffen, sowie Mischformen, wie diese bei vorgemischten Flammen oder bei Diffusionsflammen beobachtet werden. Infolge der Massenansaugung kommt es aufgrund des Impulserhaltungssatzes zu einer Verbreiterung und Abflachung der Strömungs-, Temperatur- und Konzentrationsprofile mit zunehmender Entfernung vom Freistrahlerursprung.

Im BILD 1 sind eine Darstellung sowohl eines freien auftriebsbehafteten Freistrahls als auch eines Wandfreistrahls wiedergegeben. Außer der Flamme mit Kernzone und Flackerbereich sind Querprofile kennzeichnender Größen wie Temperatur oder Geschwindigkeit qualitativ dargestellt.

Der vorliegende Beitrag hat die Beschreibung der Verhältnisse bei auftriebsbehafteten Freistrahlen, insbesondere der Masseneinsaugung, zum Schwerpunkt, die bei der brandschutztechnischen Bemessung anlagentechnischer Maßnahmen zur Rauchabführung aus einem Gebäude besondere Beachtung erfordern.

Bei der Bemessung anlagentechnischer Maßnahmen zur Rauchabführung aus einem Gebäude im Brandfall, z.B. zur Sicherstellung der Rauchfreihaltung von Rettungswegen im Rahmen eines Brandschutzkonzepts, werden häufig sog. Zonen-Modelle eingesetzt. Bei diesen Modellen wird der Brandraum vereinfacht in (minimal) 2 fiktive, übereinander liegende Zonen eingeteilt. Nach dieser Modellvorstellung sammelt sich in weitgehender Näherung der realen Verhältnisse in der oberen Zone aufgrund des hydrostatischen Auftriebs der bei der Verbrennung erzeugte Brandrauch, in der unteren Zone befindet sich, mit Ausnahme des Brandbereichs, eine kalte Luftschicht, auf welcher der spezifisch leichtere Brandrauch „aufschwimmt“. Die Temperatur wird in der jeweiligen Zone als konstant angenommen. Beispiele für solche Modellvorstellungen sind in den BILDERN 2 UND 3 dargestellt.

Aufgrund einer Kopplung der Massenbilanz und der Energiebilanz lassen sich die in den Raum durch Öffnungen eintretenden Frischluftmassenströme und die aus Öffnungen austretenden Rauchgasmassenströme dann berechnen, wenn als Quellterm der im auftriebsbehafteten Freistrahle (engl. auch „fire plume“ im Bereich der leuchtenden Flamme, „smoke plume“ oberhalb der leuchtenden Flamme) über dem Brandherd aufsteigende Rauchgasmassengstrom aufgrund von Annahmen über die Wärmefreisetzung, die Brandgröße und die Aufstiegshöhe bekannt ist. Der Austausch von Energie und Masse mit der Umgebung des betroffenen Brandraums erfolgt durch die Öffnungen mittels Druckdifferenzen. Üblicherweise wird vereinfachend angenommen, daß in die über dem Brandherd aufsteigende Rauchgassäule Umgebungsluft nur bis zu derjenigen Raumhöhe eingemischt wird, bei der dieser Rauchgasstrom in die obere der beiden Zonen eintritt.

Bei einem Raum ohne Verbindung zur Umgebung über Raumöffnungen wie offenstehende oder im Brandfall manuell oder automatisch geöffnete Fenster, Türen, Lichtbänder, Rauch- und Wärmeabzugsgeräte usw. läßt sich eine entsprechende Gleichung zur Bestimmung der aufsteigenden Rauchmenge ebenfalls zu einer Ermittlung der Zeitdauer verwenden, bis sich der Raum bis zu einer bestimmten Höhe (oder näherungsweise auch vollständig) mit Brandrauch gefüllt hat. Dies ist jedoch ein Sonderfall.

Die mittels mechanisch wirkender Lüftungseinrichtungen erzeugten Massenströme sind, falls vorhanden, ebenfalls in der Massen- und Energiebilanz zu berücksichtigen.

In Fachveröffentlichungen sind eine Vielzahl von Gleichungen zur Bestimmung der Masseneinsaugung in den auftriebsbehafteten Freistrahle, d.h. die Rauchgassäule, beschrieben worden. Die richtige Anwendung dieser Gleichungen im Rahmen brand-schutztechnischer Bemessungen setzt voraus, daß man sich mit deren Anwendungsbe-reich und deren Anwendungsgrenzen vertraut macht.

Viele der in diesem Beitrag aufgeführten Gleichungen sind experimentell an geome-trisch verkleinerten Modellen bestimmt und mittels Ähnlichkeitsgesetzen auf die reale Größe übertragen worden. Wegen der bei Bränden nicht möglichen vollständigen Übertragbarkeit von Modellversuchen auf die reale Situation ist nicht immer gewährlei-stet, daß mithilfe der bis jetzt bekannten Gleichungen die reale Situation korrekt abge-bildet werden kann. Somit ist bei Extrapolation von Versuchsergebnissen zu erwarten, daß Fehler gegenüber der realen Situation auftreten. Die Fehlereinflüsse sind vielfältig; im weiteren werden verschiedentlich zu berücksichtigende Faktoren benannt werden.

2 CHARAKTERISTISCHE ERSCHEINUNGSFORMEN AUFTRIEBS-BEHAFTETER FREISTRÄHLEN

In Abhängigkeit von ihrer Erzeugung sind verschiedene Formen von auftriebsbehafteten Freistrahlen anzutreffen. Eine grundsätzliche Unterscheidung besteht darin, ob diese auftriebsbehafteten Freistrahlen, bezogen auf die Wärmefreisetzung in der Flamme, ei-nen geringen Anfangsimpuls oder einen hohen Anfangsimpuls haben. Im Rahmen von physikalischen Ähnlichkeitsbetrachtungen wird als charakteristische dimensionslose Kennzahl hierbei im Regelfall die Froude-Zahl (gelegentlich auch deren Kehrwert, die Archimedes-Zahl) verwendet, wie weiter unten noch dargestellt wird.

Hinsichtlich der Phänomenologie werden der Vollständigkeit halber und aus Gründen der besseren Unterscheidung Beispiele für Freistrahlen mit hohem Anfangsimpuls ge-nannt, ohne daß dies im weiteren vertieft wird.

Zu diesen zählt der impulsbehaftete Freistrahle (engl. „momentum jet“), der bei Brennkammern von Feuerungsanlagen zur Produktion von Wärmeenergie erzeugt wird und bei Gasbrennern, Ölbrennern, Kohlestaubfeuerungen, mit und ohne Drall anzutreffen ist, oder als Fackel zur Abführung überschüssigen Prozeßgases (Erdölförderung, Raffinerie). Das Ausströmen erfolgt hierbei aufgrund eines durch den Verfahrensprozeß aufgeprägten Vordrucks oder infolge natürlicher Druckentspannung. Solche Freistrahlen können ebenfalls bei der unkontrollierten Verbrennung von brennbaren Medien infolge eines Schadensfalls an einer Anlage auftreten. Die Beschäftigung mit dieser Art der Freistrahlen kann also auch in brandschutztechnischer Hinsicht erforderlich sein.

Diese Freistrahlen treten entweder vorgemischt (als Brenngas/Luft-Gemisch, Tropfen/Luft-Gemisch, Staub/Luft-Gemisch) oder nicht vorgemischt aus Düsen mit einer Anfangsgeschwindigkeit v_0 aus. Falls sie gezündet werden, entstehen Vormischflammen bei vorgemischten Freistrahlen, oder Diffusionsflammen bei nicht vorgemischten Freistrahlen. Infolge der Verbrennung entstehen zusätzlich Dichteunterschiede zur Umgebung und hierdurch infolge von Auftriebseffekten eine Beschleunigung der Strömung. Auftriebseffekte können jedoch auch ohne Verbrennung infolge von unterschiedlichen Dichten Gas/Luft (kalte Freistrahlen) auftreten.

Merkmal dieser Freistrahlen ist hinsichtlich der Strömung ein Kernbereich beim Austritt des Gases aus der Düse, dem schließt sich ein Übergangsbereich an, der in den sog. Ähnlichkeitsbereich übergeht. Diese Freistrahlen sind – sofern ohne aufgeprägten Drall – durch einen Öffnungswinkel von etwa 18-20° charakterisiert. Im Ähnlichkeitsbereich liegen Gauss-Profile der Geschwindigkeits-, Temperatur- und Konzentrationsverteilung vor, bei turbulenten Strömungen überlagert durch die jeweiligen turbulenten Schwankungsgrößen. Es wird in strömungserzeugte und verbrennungserzeugte Turbulenz unterschieden.

Im folgenden werden jedoch nur noch auftriebsbehaftete Freistrahlen von Bränden ohne Anfangsimpuls (engl. „buoyant jet“) betrachtet. Beispiele hierfür sind

- Wandstrahlen entlang von Oberflächen, mit oder ohne Verbrennungsreaktion an der Oberfläche,

- Axialsymmetrische Freistrahlen über (weitgehend) horizontalen Oberflächen wie Brände von Flüssigkeitslachen (engl. „pool fires“) in bevorzugt kreisrunden Wannen oder Tanks, oder Freistrahlen über auf dem Boden eines Raums verteiltem (festem) Brandgut,
- Freistrahlen über Lageranordnungen,
- Linienförmige Freistrahlen über Linien-Brandquellen

Die Auftriebsströmung wird durch Dichteunterschiede zur Umgebung erzeugt. Diese Dichteunterschiede werden hervorgerufen durch die Verbrennung von Brenngasen, Dämpfen von Flüssigkeiten, thermische Zersetzung von Feststoffen (Pyrolyse).

Die Darstellung der Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsverteilung für auftriebsbehaftete Freistrahlen sowie der infolge der Dichteunterschiede mit der Umgebung eingesaugten Umgebungsmasse wird durch empirische Gleichungen vorgenommen, wobei diese aus Versuchen abgeleitet werden.

Für die Anwendung von Gleichungen zur Masseneinsaugung ist es wesentlich von Einfluß, welche Geometrie für den Brandherd zugrundegelegt wird. Beispielhafte Geometrien wurden oben bereits genannt.

Häufig werden Brandformen durch kreisähnliche oder rechteckige Brandflächen mit etwa gleich großen Kantenlängen angenähert. Die Masseneinsaugung in den Auftriebsstrahl wird mit unterschiedlichen Ansätzen beschrieben. Dies ist davon abhängig, ob für die untersuchte Anwendung der Brandnahbereich (engl. „near-field“) im Bereich der leuchtenden Flammen von Interesse ist, oder der Übergangsbereich, oder der Ähnlichkeitsbereich (engl. „far-field“), in dem die Verbrennung bereits abgeschlossen ist.

Von weiterem Einfluß ist die flächenmäßige Ausdehnung der Brandquelle, je nach dem, ob eine quasi punktförmige oder eine flächig verteilte Brandlast zu betrachten ist. BILD 4 gibt einen Eindruck von Flammenlängen in Abhängigkeit von der Grundfläche, auf der sich der Brand ausbreitet, und setzt diese in Bezug zur charakteristischen Längenausdehnung des Brandes.

Die entsprechenden Gleichungen werden weiter unten aufgeführt. Im Hinblick auf die historische Entwicklung der wissenschaftlichen Beschäftigung mit auftriebsbehafteten Freistrahlen betrachtet wurden zunächst punktförmige Brandquellen (und sonstige Wärmequellen) untersucht. Es konnte hierbei festgestellt werden, daß sich die Masseneinsaugung im Ähnlichkeitsbereich („far-field“) vergleichsweise einfach durch eine Potenzfunktion darstellen läßt, in der Potenzen der Aufstiegshöhe und des Wärmeeintrags in der Flamme die Masseneinsaugung bestimmen. Hierbei war vorausgesetzt, daß es sich um eine kleine Wärmequelle (engl. „weak plume“) handelt und ein fernab von der Wärmeerzeugung gelegener Bereich betrachtet wird.

BILD 5 zeigt schematisch Flammzonen. Hierbei sind im wesentlichen der Flammennahbereich, in dem eine kontinuierliche Verbrennung stattfindet, ein Flacker- oder Intermittenzbereich und der darüber befindliche Ähnlichkeitsbereich zu unterscheiden, in dem keine Verbrennungsreaktion mehr abläuft.

Für flächig verteilte Brandlasten konnten diese Ansätze erweitert werden, indem man das Konzept des virtuellen Ursprungs einführte, der im wesentlichen zu einer Korrektur der Aufstiegshöhe in der entsprechenden Gleichung für die punktförmige Brandquelle führte. Das Konzept des virtuellen Ursprungs ist dem BILD 6 zu entnehmen. Die genannten Gleichungen können dort Verwendung finden, wo große Aufstiegshöhen gegeben sind und die Verbrennung weit unterhalb der Stelle beendet ist, an der die Rauchgassäule in eine Rauchsicht unterhalb eines Daches oder einer Raumdecke eintritt. Dies wird häufig bei Atrien gegeben sein, sofern der Brandherd im Bereich der Grundfläche des Atriums liegt. In Abhängigkeit von durch Windströmungen angefachte Turbulenzen und den Versuchsbedingungen liegen die Ausbreitungswinkel solcher Rauchgasströmungen zwischen etwa 25° und 35° im Gegensatz zum impulsbehafteten Freistrahle (siehe oben), der einen schmaleren Öffnungswinkel aufweist.

Von den Ähnlichkeitsbereich beschreibenden Formeln unterscheidet sich ein weiterer Ansatz, bei dem die Masseneinsaugung als Funktion des Brandumfangs (geometrisch: Umfang der Brandfläche) und der Aufstiegshöhe beschrieben wird. Dies ist aufgrund

von Versuchserfahrungen mit brennenden Holzkrippen dann möglich, wenn der Rauchgasmassenstrom kurz oberhalb der Flammen in die Rauchschiicht eintritt.

Diese wesentliche Unterscheidung ist der Darstellung im BILD 7 zu entnehmen.

Für die praktische Anwendung ist eine Erweiterung auf andere Geometrien wie linienförmige Quellen, Ausströmen von Rauchgasen aus Brandräumen durch Öffnungen in einen größeren Raum und andere erforderlich.

3 CHARAKTERISIERUNG EINZELNER MODELLE ZUR MASSEN- EINSAUGUNG, VERSUCHSTECHNISCHE GRUNDLAGEN, NACHGEWIESENER ANWENDUNGSBEREICH UND HIERAUS ABGELEITETE ANWENDUNGSGRENZEN.

Physikalische Ähnlichkeit

Mittels Ähnlichkeitsbetrachtungen wurden die wesentlichen dimensionslosen Kennzahlen ermittelt, welche für auftriebsbehaftete Strömungen maßgeblich sind, mit dem Ziel, damit die Flammen beschreibende Eigenschaften wie z.B. die Flammenlänge skalieren zu können.

Bei Problemen des Brandschutzes zu berücksichtigende Ähnlichkeitszahlen sind im BILD 8 aufgeführt, ohne jedoch hier näher darauf einzugehen, bei welchem Problem welche dimensionslose Kennzahlen besondere Bedeutung haben. Bei auftriebsbehafteten Strömungen ist dies im besonderen Maße die Froude-Zahl oder deren Kehrwert, die Archimedeszahl.

Von Zukoski /1/ wurde als Kennzahl für auftriebsbehaftete Strömungen eine dimensionslose Wärmefreisetzungsrates Q^* definiert, welche der Quadratwurzel einer Froudezahl entspricht:

$$Q^* = \dot{Q} / (r_{\infty} c_{p\infty} T_{\infty} \sqrt{g D D^2})$$

Die Froudezahl $Fr = u^2 / g l$ als dimensionslose Kennzahl gibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu Auftriebskräften wieder. Eine große Froudezahl kennzeichnet Flammen (Strömungen), die mit hohem Anfangsimpuls aus Düsen austreten, weshalb für die Strömungsgeschwindigkeit des Strahls zunächst die Strömungsgeschwindigkeit der Brennstoffzufuhr maßgebend ist. Eine kleine Froudezahl kennzeichnet hingegen Flammen (Strömungen) mit geringem Anfangsimpuls, d.h. die Strömungsgeschwindigkeit des Strahls resultiert überwiegend aus dem Auftrieb durch die Verbrennung wie dies z.B. bei der Verbrennung von Flüssigkeiten in Wannen oder von Lagergütern der Fall ist. Eine Froudezahl $Fr=1$ weist auf ausgeglichene Anteile von Auftriebskraft und Trägheitskraft hin. In der Literatur wird die Froudezahl bisweilen als eine aus $u^2/g l$ abgeleitete Größe wiedergegeben oder auch als die Quadratwurzel aus der Froudezahl in obiger Definition, also $Fr = u / \sqrt{gl}$, die dann ebenfalls als „Froudezahl“ bezeichnet wird. Da dies uneinheitlich gehandhabt wird, ist es regelmäßig erforderlich festzustellen, welche der genannten oder vielleicht hiervon abweichende Definitionen verwendet wurden.

Die von Zukoski angegebene dimensionslose Wärmefreisetzungsrate wird aus der Froudezahl in der Definition: $Fr = u^2 / g l$ wie folgt abgeleitet: aus der Geschwindigkeit $u = \dot{V} / F = \dot{m} / (\rho F)$ und mit $\dot{Q} = \dot{m} * c_p * \Delta T * F$ (Enthalpiestrom, konvektiver Wärmestrom) folgt mit $F \propto D^2$ und mit der Angabe, daß D die kennzeichnende Länge l in der Froudezahl ersetzt, der von Zukoski gewählte Ausdruck Eine weitere dimensionslose Kennzahl zur Beschreibung des Verhältnisses beider Kräfte (Auftriebskraft; Trägheitskraft) ist die Archimedes-Zahl. Die Archimedes-Zahl ist ein Reziprokwert der entsprechenden Froudezahl, da dort im Gegensatz zur Froudezahl der Quotient aus Auftriebskraft durch Trägheitskraft gebildet wird. Große Archimedes-Zahlen entsprechen also Auftriebsströmungen mit kleinem Anfangsimpuls und hohem Auftriebsanteil,

kleine Archimedes-Zahlen kennzeichnen Strömungen mit demgegenüber vergleichsweise hohem Anfangsimpuls.

Aus Versuchen wurde ermittelt, daß die Abhängigkeit der (sichtbaren) Flammenlänge z_{fl} von der Froudezahl (Q^* in der obigen Definition) im wesentlichen durch drei Gleichungen wiedergegeben werden kann, die sich auf verschiedene Froudezahlbereiche beziehen. In der untenstehenden Tabelle handelt es sich bei der Flammenlänge um einen mit dem charakteristischen Flammendurchmesser bzw. Brandgutdurchmesser D dimensionslos gemachten Wert; daher ist die „Flammenlänge“ z_{fl}/D in Anführungszeichen gesetzt:

	„Froudezahl“ Q^*	„Flammenlänge“ z_{fl}/D
Trägheitseinfluß \ll Auftriebseinfluß :	$Q^* \leq 0,1$	$z_{fl}/D \propto (Q^*)^2$
Trägheitseinfluß $<$ Auftriebseinfluß:	$0,1 \leq Q^* \leq 1,0$	
Übergangsbereich		
Trägheitseinfluß $>$ Auftriebseinfluß :	$1.0 \leq Q^*$	$z_{fl}/D \propto (Q^*)^{2/5}$

Meßverfahren

Zur Bestimmung der in die Rauchgassäule eingesaugten Masse können verschiedene Meßmethoden verwendet werden. Als „direkte“ Methode kommen Strömungsfeldvermessungen in Frage, die von McCaffrey /2/, von Cox und Chitty /3/ und anderen verwendet wurde. Die von den genannten Autoren verwendeten Brandquellen waren überwiegend klein (ca. bis 50 kW) und brannten in die freie Umgebung. Bei diesen Versuchen reichten die offenen Flammen also nicht in eine Rauchsicht hinein, die sich unter einem Dach über der Versuchsanordnung sammelte bzw. aus dieser mittels Entrauchungsöffnungen oder mechanischer Entrauchung entfernt bzw. hinsichtlich ihrer Dicke konstant gehalten wurde. Bei der Methode von Thomas et.al. /4/ wurden hingegen die in die Flamme eingesaugten Luftmassen bestimmt, welche für Flammen gelten, welche die Rauchsichtunterkante eines Brandes in einem geschlossenen oder mit Lüftungsöffnungen in der Raumdecke versehenen Raum durchdringen. Die von Thomas et.al. /4/

verwendete Abhängigkeit bezieht den Flammenumfang am Boden und den Abstand zwischen Brandgutoberfläche und Rauchschtunterkante ein.

Zukoski /1/ beschreibt Messungen bis 100 kW über Gasbrennern unterschiedlicher Durchmesser. Hierbei wurde der Abstand zur Rauchschtunterkante durch die Lage der Brennoberfläche festgelegt. Auch Messungen von Beyler /5/ mit einem weiteren Absaugverfahren, auf welche Zukoski /1/ hinweist, umfaßten keine größeren Wärmeströme. Zukoski /1/ verwendete eine etwa 0,8 m² große Absaughaube, in der er die Lage der Rauchschtunterkante durch Variation des abgesaugten Volumenstroms konstant hielt.

Die unterschiedlichen Versuchsbedingungen bzw. Zuordnung von Brandausdehnung und Gebäudeausdehnung kommen ergänzend zu BILD 7 in den BILDERN 9 BIS 11 zum Ausdruck. Die BILDER 7 UND 9 BIS 11 sind alle der Literaturstelle Thomas et.al./4/ entnommen.

Kurzer Abriß der Entwicklung von Modellen für die Lufteinmischung

Historisch betrachtet beziehen sich die ersten Modelle über die Einsaugung von Masse aus dem die Auftriebsströmung umgebenden Kontinuum auf den geometrischen Fall der Punktquelle mit geringen Dichteunterschieden zur Umgebung (Stichworte: „Boussinesq-Approximation“, „weak plume“, „point-source“). Die Übertragung dieser Modelle auf reale Brände erfordert im Hinblick auf die Anwendbarkeit der für die Punktquelle gültigen Beziehungen auf den Brandherd endlicher Abmessung, der beispielsweise durch den äquivalenten Durchmesser $D = \sqrt{4 * F / p}$ charakterisiert werden kann, die Berücksichtigung einer Verschiebung der Höhenlage der Punktquelle. Das Ziel dieser Verschiebung ist es also, die Abhängigkeit der Masseneinsaugung von der betrachteten Höhenlage der Rauchgasströmung zwischen Punktquelle und realer Brandquelle zur Deckung zu bringen. Im Bereich der Flammenzone kann die angestrebte Ähnlichkeit nicht gegeben sein, jedoch ist im Bereich der Ähnlichkeitsströmung der Rauchgase eine gute Übereinstimmung erzielbar. Der Verschiebungsweg wird allgemein mit dem Begriff des scheinbaren (virtuellen) Ursprungs (engl. „virtual origin“) verknüpft. Erste An-

sätze machten sich hierbei eine rein geometrische Betrachtungsweise zu eigen, indem der im Realen festgestellte Öffnungswinkel einer Auftriebsströmung von rund 30° (Halbwinkel gegen die Symmetrieachse entsprechend 15°) beachtet wurde, um hieraus eine Beziehung für die Punktquellenkorrektur abzuleiten. Später wurden die Temperaturgradienten auf der Achse für den Fall der Punktquelle und den des realen Brandes mit endlicher Brandflächengröße miteinander verglichen, um diese als Grundlage für die Korrektur zu verwenden. Dies kann zu geringeren Korrekturwerten als der geometrische Ansatz führen. (Eine rein geometrische Korrektur unter der Annahme eines Halbwinkels von 15° führt zu einer Lage des virtuellen Ursprungs, bezogen auf die Brandgutfläche, von etwa $-2,1 * F^{-1/2}$, wohingegen die Temperaturkorrektur, allerdings nur bei geringen Wärmeströmen, zu $-1,5 * F^{-1/2}$ führt) .

Zusammenstellung von Plume-Formeln, deren Anwendungsbereich und -grenzen

Normentwurf BSI DD 240 part 1:1997

Im Normentwurf BSI DD 240 part 1:1997 /6/ wird im Kapitel 12.6.3 eine zusammenfassende Übersicht über Formeln zur Massenansaugung und über die Temperatur in Rauchgassäulen gegeben, wobei die wiedergegebenen Beziehungen als Beispiele zu verstehen sind. Ein Hinweis auf Anwendungsgrenzen findet sich in einem Anhang zum Normentwurf /6/ , auf den weiter unten Bezug genommen wird.

Der Normentwurf /6/ unterscheidet in Rauchgassäulen, welche sich über punktförmigen, kreisförmigen, rechteckigen oder über linienförmigen Brandquellen ausbilden. Eine weitere Unterscheidung erfolgt hinsichtlich der Flächengröße bei axialsymmetrischen Flammen, welche bei nicht punktförmigen Quellen durch den „virtuellen Ursprung“ korrigiert wird.

Außerdem ist zu unterscheiden in Rauchgassäulen, welche weitab von Wänden aufsteigen und solchen in Wandnähe, wobei die Form der Wand (ebene Wand, Außenecke oder Innenecke) von Einfluß ist. Darüberhinaus werden Linienquellen und das Überströmen von Rauch unter Balkonen, offenen Gängen und Galerien berücksichtigt, wie sie z.B. bei Atrien anzutreffen sind.

Die BILDER 12 BIS 14 zeigen Beispiele für zu betrachtende Geometrien und Brandorte.

Teil 2 des Normentwurfs /6/ beschreibt aufgrund einer von der Universität Lund im Auftrage der BSI durchgeführten Untersuchung Vertrauensintervalle für die Anwendbarkeit der im Teil 1 (von /6/) aufgeführten Gleichungen. Im Zusammenhang mit diesem Beitrag werden diese Vertrauensintervalle jedoch direkt bei der jeweiligen Plumeformel und deren Anwendungsbereich genannt.

Hierbei ist der Vertrauensintervallparameter β (welcher 80% der erwarteten Fälle abdecken soll) definiert durch das Verhältnis

$$b = \frac{\text{Wert aufgrund der Plumeformel} - \text{Anwendung}}{\text{erwarteter Meßwert}},$$

mit den Grenzen $a < \beta < b$ (80%-Wahrscheinlichkeit)

Die Grenzen sind in der untenstehenden Tabelle 1 angegeben.

Es entstehen folgende Konsequenzen aus der Angabe von oberen und unteren Grenzen des Vertrauensintervallparameters β im Hinblick auf eine Bewertung der „resultierenden Sicherheit“ einer Bemessung aufgrund der jeweils angewendeten Plumeformel, wie am Beispiel einer in der untenstehenden Tabelle angegebenen Formel gezeigt wird:

Beispiel:

Für den Ähnlichkeitsbereich eines runden Auftriebsstrahls („weak plume, far field“) mit der Bedingung $D < z/10$ (d.h. die betrachtete Höhe z ist in einem Mindestabstand von der Brandgutoberfläche angeordnet, welche dem 10fachen Brandgutdurchmesser entspricht) und $z \gg z_{fl}$ (betrachtete Höhenlage weit oberhalb der Flammenzone) wird in /6/ folgende Abhängigkeit des Massenstromes von der Höhe und der Wärmefreisetzung angegeben: $\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_P^{1/3} * (z - z_o)^{5/3}$.

Für eine Wärmefreisetzung $\dot{Q}_P = 100$ kW einer angenommenen Brandquelle mit der flächenspezifischen Wärmefreisetzung 500 kW/m² wird der äquivalente Brandgut-

durchmesser etwa 0,5 m. Aus dieser Angabe erhält man nach Gl. 28 in /7/ einen virtuellen Ursprung $z_0 = -0,2$ m. Die gemäß dem Ansatz über den virtuellen Ursprung auf einen Punkt reduzierte Brandfläche liegt demnach 0,2 m unterhalb der realen Brandfläche. In einem Abstand $z = 5$ m von der Brandgutoberseite (d.h. $10 * D$, also entsprechend dem angegebenen Anwendungsbereich gültiger Abstand) wird nach obiger Formel der Massenstrom des Rauchgases

$$\dot{m}_e = 0,071 * 100^{1/3} * (5 - (-0,2))^{5/3} = 5,14 \text{ kg/s.}$$

Aufgrund der Angaben in /6/ beträgt der Vertrauensintervallparameter für die verwendete Plumeformel $0,7 < \beta < 1,5$. Demnach wäre damit zu rechnen, daß ein gemessener Rauchgasmassenstrom unter den angegebenen Bedingungen (100 kW, 5 m Höhe) einen Wert zwischen $0,7 * 5,14 < \dot{m}_e < 1,5 * 5,14$, d.h. also zwischen 3,6 kg/s und 7,7 kg/s annehmen kann. Dies ist ohne Frage eine sehr große mögliche Streuung (> Faktor 2).

Der obere Wert kann sogar noch größer ausfallen, wenn signifikante Raumströmungen vorhanden sind, die durch aufgeprägte Turbulenz der Umgebung des Strahls zu einem weiteren Anstieg der eingesaugten Masse führen können. Eine konservative Bewertung würde demnach fordern, daß zu dem mittels der genannten Plumeformel ausgerechneten Massenstrom ein ausreichender Sicherheitsbeiwert zur Kompensation von Unwägbarkeiten zugeschlagen wird. Dies gilt in gleicher Weise für die in der folgenden Tabelle wiedergegebenen Formeln und findet deshalb keine weitere Erwähnung. Es ist jedoch darauf hinzuweisen, daß die Unsicherheiten bei der Bestimmung des Massenstroms umgekehrt Auswirkung auf die Temperaturwerte in einer bestimmten Höhe haben. So ist davon auszugehen, daß ein größerer Massenstrom als durch die Plumeformel gegeben, hinsichtlich der Geschwindigkeit, mit der sich ein Gebäude mit Rauch füllt, höhere Anforderungen an Maßnahmen zur Abführung von Brandrauch aus dem Gebäude stellt, umgekehrt jedoch hierdurch die Temperatur des Rauchgasstroms, welcher auf tragende Bauteile auftreffen kann, entsprechend in ihrer Wirkung unterschätzt wird (Massenstrom und Temperatur sind reziprok verknüpft).

Tabelle 1 : Zusammenstellung von Plume-Formeln nach /6/

Zeile	Geometrie	Sonstige Bedingungen, Gültigkeitsbereich	Formel	Grenzwerte von β nach BSI DD 240:part2:1997	Kommentar
1	Axialsymmetrie, Lachenbrand, kleine Brandfläche, kein Wandeinfluß	$D \leq z/10$ $z \gg z_{fl}$	$\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_P^{1/3} * (z - z_0)^{5/3}$	0,7 ... 1,5	Einfluß der Umgebungsturbulenz + 20% bis +50%
2	Kleine Brandfläche, auch von Axialsymmetrie abweichend, kein Wandeinfluß	Länge < 3 * Breite (bezogen auf die Grundfläche)	$\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3}$	keine Angabe	Vereinfachung; ohne virtuellen Ursprung
3	An ebener Wand anliegende Strömung	$D \leq z/10$ $z \gg z_{fl}$	$\dot{m}_e = 0,044 * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3}$	0,6 ... 1,6	Einfluß der Umgebungsturbulenz + 20% bis +50%
4	An Wandecke anliegende Strömung	$D \leq z/10$ $z \gg z_{fl}$	$\dot{m}_e = 0,028 * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3}$	0,5 ... 2,0	Einfluß der Umgebungsturbulenz + 20% bis +50%
5	Axialsymmetrische Rauchgassäule, große Brandfläche, rund oder quadratisch	$D > z/10$ (d.h. bis zu begrenzten Aufstiegshöhen) $z < 2,5 * U$ $200 < \dot{q}'' < 750$ [kW/m ²]	$\dot{m}_e = 0,188 * z^{3/2} * U$ (Gl. 31 DD 240:part 1:1997) $\dot{m}_e = 0,337 * z^{3/2} * U$ (kleine Räume, prEN 12101-5)	0,75 ... 1,15	

Fortsetzung Tabelle 1

6	Linienquelle	Länge $D > 3 *$ Breite der Schmal- seite $z_{fl} < z < 5 * D$	$\dot{m}_e = 0,21 * \dot{Q}_P^{1/3} * D^{2/3} * z$	0,86 ... 1,36	Anwendung auf $z \geq 2 * D$ begrenzen, für $z \geq 5 * D$ Gl. nach Zeile 2
7	Linienquelle	Länge $D > 3 *$ Breite der Schmal- seite $z > 5 * D$	$\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3}$	keine Angabe	
8	Plume über Brandraum- öffnung (1); Massen- strom aus Brandraum	$b_F/L \geq 1$	$\dot{m}_F = 0,09 * (\dot{Q}_P b_F^2)^{1/3} * h$	0,7 ... 1,1	Entstehungsbrand (pre- flashover); $b_F/h_F \geq 1$
9	Plume über Brandraum- öffnung (2), in den Plume oberhalb der Öff- nung eingesaugter Mas- senstrom	$b_F \gg h$, bei ande- ren Geometrien der Öffnung etc. siehe NFPA 92 B	$\dot{m}_e = 0,23 * \dot{Q}_P^{1/3} * b_F^{2/3} * (z_F + h)$	0,7 ... 1,5	frei aufströmendes Rauchgas, bei Anlehnen an aufgehende Wand \dot{m}_e um 1/3 reduzieren
10	wie vor, jedoch mit Bal- kon und Rauch-schürzen außerhalb des Brandraums	$l_{RS} \gg h_B$	$\dot{m}_e = 0,36 * \dot{Q}_P^{1/3} * l_{RS}^{2/3} * (z_B + 0,25 * h_B)$	0,7 ... 1,4	siehe Kommentar ⁽⁺⁺⁺⁾
11	wie vor, jedoch ohne Rauchschürzen		$\dot{m}_e = 0,36 * \dot{Q}_P^{1/3} * (b_F + b_B)^{2/3} * (z_B + 0,25 * h_B)$	0,7 ... 1,4	siehe Kommentar ⁽⁺⁺⁺⁾

⁽⁺⁺⁺⁾ Kommentar siehe nächste Seite

(+++) Kommentar zu den Zeilen 10 und 11 der Tabelle 1:

Bei großen Aufstiegshöhen wird angenommen, daß die Strömung axialsymmetrisch geworden ist. Unter der Bedingung, daß $z > 5 h$ bzw. $z > 3 h_B$ kann die Gleichung nach Zeile 1 verwendet werden, wobei $z_0 = 0$ dann verwendet wird, wenn dies zu einem konservativeren Ergebnis (d.h. einem größeren Wert von \dot{m}_e) führt. Wenn jedoch das in Frage kommende Kriterium zur Risikobewertung die Rauchgastemperatur oder die Rauchkonzentration ist, dann erhält man durch Anwendung des jeweils niedrigeren Wertes von \dot{m}_e die konservativere, d.h. auf der sichereren Seite liegende Lösung. Letztere Anmerkungen sind jedoch unabhängig von der Variationsbreite, die sich aus der Anwendung der durch die in der Tabelle angegebenen Vertrauensintervallparameter ergeben !

Weitere ausgewählte Gleichungen aus unterschiedlichen Veröffentlichungen

Im folgenden wird ohne Anspruch auf Vollständigkeit eine Auswahl von über die Aufstellung in Tabelle 1 hinaus verfügbarer Plume-Formeln und deren Anwendungsbereich vorgestellt. Zum Teil sind die nachstehend angegebenen Plume-Formeln auch mit einigen aus der Tabelle 1 deckungsgleich, jedoch sind im Begleittext zusätzliche Erläuterungen enthalten. Die im folgenden vorgestellten Formeln entstanden aus der Bewertung von Meßreihen wie oben angeführt; im Regelfall für Geometrien mit vergleichsweise geringen Abmessungen. Eine Extrapolation wurde verschiedentlich vorgenommen, wobei nur wenige Versuche im Großmaßstab vorliegen, anhand derer die praktische Anwendbarkeit der Plume-Formeln überprüft werden kann. Aufgrund vielfältiger Einflüsse kann deshalb in der Praxis das Ergebnis von dem Erwartungswert der Plume-Formel nach unten oder nach oben abweichen. Hierauf wurde bereits im Vorwort zur Tabelle 1 bei der Definition des Parameters **b** hingewiesen.

Gleichungen nach McCaffrey

Die Modelluntersuchungen von Erdgas-Diffusionsflammen durch McCaffrey /2/ führten zur Aufstellung von drei Gleichungen für die Bereiche Flamme, intermittierender Bereich und Ähnlichkeitsbereich.

Die von McCaffrey aufgestellten Gleichungen werden im Zonenmodell CFAST /8/ abschließend verwendet.

Als Grenzbedingung werden jeweils die nach McCaffrey /2/ maßgeblichen Aufstieghöhen z verwendet, bei denen der Übergang zwischen den genannten drei Bereichen stattfindet:

Flammenbereich :
$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{Q}_P} = 0,011 * \left(\frac{z}{\dot{Q}_P^{2/5}} \right)^{0,566} \quad \text{für } 0,00 \leq \left(\frac{z}{\dot{Q}_P^{2/5}} \right) < 0,08$$

Intermittenzbereich :
$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{Q}_P} = 0,026 * \left(\frac{z}{\dot{Q}_P^{2/5}} \right)^{0,909} \quad \text{für } 0,08 \leq \left(\frac{z}{\dot{Q}_P^{2/5}} \right) < 0,20$$

Ähnlichkeitsbereich :
$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{Q}_P} = 0,124 * \left(\frac{z}{\dot{Q}_P^{2/5}} \right)^{1,895} \quad \text{für } 0,20 \leq \left(\frac{z}{\dot{Q}_P^{2/5}} \right)$$

Formt man die von McCaffrey angegebenen Gleichungen derart um, daß sich eine den Angaben in der Tabelle 1 Zeile 2 vergleichbare Form ergibt, so erhält man

im Flammenbereich
$$\dot{m}_e = 0,011 * z^{0,566} * \dot{Q}^{0,774}$$

Intermittenzbereich
$$\dot{m}_e = 0,026 * z^{0,909} * \dot{Q}^{0,636}$$

Ähnlichkeitsbereich
$$\dot{m}_e = 0,124 * z^{1,895} * \dot{Q}^{0,242}$$

Man erkennt, daß die Gleichungen dann von der gleichen Form wie die Gleichung in Zeile 2 der Tabelle 1 sind. Der Vorfaktor und die Hochzahlen unterscheiden sich allerdings. Hieraus folgen auch unterschiedliche Ergebnisse für den eingesaugten Massenstrom in Abhängigkeit von der jeweils verwendeten Formel.

Dies kann an folgendem *Beispiel* demonstriert werden:

Bei einem relativ kleinen Brand von etwa 100 kW Wärmefreisetzungsrate bei einer flächenspezifischen Wärmefreisetzungsrate von 500 kW/m² in einem hohen Gebäude (12 m hoch) ergibt sich in 5 m Höhe über der Brandquelle ein eingesaugter Massenstrom \dot{m}_e in die Rauchgassäule je nach Anwendung einer der bis jetzt wiedergegebenen Formeln von

nach Zeile 1 Tabelle 1, mit berücksichtigtem virtuellem Ursprung :	5,14 kg/s
nach Zeile 2 Tabelle 1, ohne berücksichtigten virtuellen Ursprung :	4,82 kg/s
nach McCaffrey :	7,98 kg/s
nach NFPA 92 B :	5,32 kg/s
und nach der hier wegen des Gültigkeitsbereiches nicht anwendbaren Formel nach Zeile 5 der Tabelle 1:	3,31 kg/s

Die Gleichungen von McCaffrey sind an den Grenzen abgeglichen, so daß der Wert an der jeweiligen Grenze eines Gültigkeitsbereiches dem Wert an der entsprechenden Grenze des anschließenden Gültigkeitsbereiches entspricht. Die Grenzen der Gültigkeitsbereiche sind durch $z/\dot{Q}_p^{2/5} = 0,08$ bzw. $0,20$ definiert. Vergleiche hierzu nochmals BILD 5 hinsichtlich der verschiedenen kennzeichnenden Zonen. Diese Grenzen decken sich übrigens annähernd mit Angaben über den Temperaturverlauf auf der Achse über dem Brandherd, der im BILD 15 (nach Literaturstelle /9/, siehe anschließend) dargestellt ist.

Hinsichtlich der Schwankungsbreite der Versuchsergebnisse im Hinblick auf die Bewertung der Formeln für die Masseneinsaugung sind von McCaffrey keine Aussagen gemacht worden.

Die Gleichungen von McCaffrey stellen eine Erweiterung des herkömmlichen Ansatzes für eine Punktquelle dar, wobei die Faktoren und Potenzen für jeden Bereich angepaßt sind. Die Faktoren und Potenzen sind experimentell gefundene Beziehungen; sie beruhen nicht auf theoretischen Ansätzen. Die Versuche von McCaffrey wurden mit Methan-Diffusionsflammen durchgeführt, wobei die Wärmefreisetzungsrate bis zu 57,5 kW betrug. Zugrundegelegt wird ein Strahlungsverlust aus der Flamme von 15%, also $\dot{Q}_p = 0,85 * \dot{Q}_{gesamt}$.

Im Programm CFAST /8/ wird die maximal vereinbare Wärmefreisetzungsrate auf 60 MW begrenzt. Die Rechtfertigung für diese Extrapolation im Hinblick auf die zugrundegelegte Datenbasis, da Brandversuche mit entsprechend hoher Wärmefreisetzungsrate noch nicht bekannt sind, liegt dem Verfasser dieses Beitrags nicht vor. Das bis jetzt bekannte Maximum sind Versuche von Keough in Australien in den 1980iger Jahren mit etwa 30 MW in einem 15 m hohen Raum, über die Hinkley (siehe unten) berichtet hat.

Anmerkung: Für stärker strahlende Flammen ist der Strahlungsverlust höher, und kann bis zu 60 % betragen. Es ist allerdings dann zu untersuchen, inwieweit der hiermit verbundene Strahlungsverlust aus der Flamme an die Umgebung in Wechselwirkung zur Aufheizung der Rauchsicht beitragen kann, wenn Flamme und Rauchsichtunterseite nicht weit voneinander entfernt sind. Es hätte ein Unterschätzen der Rauchsichttemperatur zur Folge, wenn dieser Beitrag bei der Temperaturberechnung der Rauchsicht (in Abhängigkeit des Winkelverhältnisses der Wärmeübertragung durch Strahlung) vernachlässigt würde.

Von Tanaka und Yamana verwendete Gleichung

Von Tanaka und Yamana /9/ wurden Untersuchungen durchgeführt, um die Modellierung der Rauchabführung aus hohen Gebäuden durch Versuchsergebnisse zu unterstützen. Der Versuchsraum hatte die Abmessungen 30 m * 24 m * 26,3 m (L*B*H). BILD 16 zeigt diesen Versuchsstand in Grundriß und Schnitt. In diesem Raum wurde Methanol in Wannen abgebrannt, welche auf dem Boden des Raumes aufgestellt waren.

Die (quadratische) Grundfläche der Wannen war insgesamt ca. 3 m², die gesamte Wärmefreisetzungsrate aus der Multiplikation der Massenverlustrate mit dem unteren Heizwert betrug 1300 kW.

In diesem Versuchsraum wurden verschiedene Brandversuche durchgeführt, wobei folgende Variationen verwendet wurden:

- a) Füllen des Raumes mit Brandrauch, ohne Rauchabführung,
- b) natürliche Entrauchung,
- c) mechanische Rauchabführung, Frischluftnachströmung am Boden,
- d) mechanische Frischluftzufuhr, natürlicher Rauchabzug .

Die Autoren /9/ haben mittels einfacher Zonenmodelle deren Anwendbarkeit auf den beschriebenen experimentellen Fall bestätigt, wobei sie als Gleichung für die Masseneinsaugung eine von Cetegen, Zukoski und Kubota /10/ beschriebene Formel verwendeten, welche für den Bereich oberhalb der leuchtenden Flamme Gültigkeit besitzt:

$$\dot{m}_e = C_m * \left(\frac{\Gamma_\infty * g}{c_P * T_\infty} \right)^{1/3} * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3}$$

C_m ist hierbei eine Konstante, die aus der Auswertung von Messungen zum freien Aufströmen der Rauchgase über einer Brandquelle abgeleitet wird. Yamana und Tanaka verwenden einen Wert für C_m von 0,21.

Setzt man die Stoffwerte von trockener Luft bei 16 °C in obige Gleichung ein, dann ergibt sich die Beziehung $\dot{m}_e = 0,0724 * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3}$, vgl. Gleichung aus Zeile 2 der Tabelle 1.

NFPA Fire Protection Handbook

Die in /11/ Abschnitt 7, Kapitel 6 „Smoke movement in buildings“ wiedergegebene Formel

$$\dot{m}_e = 0,071 * k^{2/3} * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3} + 0,0018 * \dot{Q}_P$$

basiert auf Untersuchungen der FMRC (Factory Mutual Research Corporation). Sie gilt unter der Voraussetzung, daß die Aufstiegshöhe der Rauchgase, bevor sie in eine

Rauchschicht unterhalb eines Daches eintreten, mindestens doppelt so groß wie die Flammenhöhe ist. Der weitere allgemeine Hinweis wird angefügt, daß in anderen Fällen, in denen die Brandgröße bezogen auf die Raumhöhe nicht mehr als klein anzusehen ist, andere Beziehungen zu verwenden sind.

Diese Gleichung entspricht der in der Richtlinie NFPA 92B, Ausgabe 1995, wiedergegebenen Gleichung 14 /12/ , die dort jedoch für einen Gültigkeitsbereich $z > z_{fl}$, und nicht wie im Fire Protection Handbook für $z > 2 * z_{fl}$ angegeben ist. Sie ähnelt den Gleichungen in den Zeilen 2 bis 4 der Tabelle 1, wobei jedoch ein in der Tabelle 1 nicht vorhandener Korrekturwert $0,0018 * \dot{Q}_P$ ergänzt ist.

Der "Wandfaktor" k ist eine weitere Korrekturgröße, welche die Lage des Brandgutes im Hinblick auf Nähe zu Wänden und hierbei auch die geometrische Zuordnung beschreibt:

Lage	k	$k^{2/3}$
Brand entfernt von Wänden	1	1
Brand an einer Außenecke	0,75	0,825
Brand an einer Wand	0,50	0,63
Brand in einer Innenecke	0,25	0,4

Dies ist nochmals im BILD 17 veranschaulicht, vergleiche hierzu auch BILD 12.

Setzt man die Korrekturwerte ein, so ergeben sich in den Zeilen 1, 3 und 4 der vorstehenden Aufstellung die in den Zeilen 2 bis 4 (Tabelle 1) genannten Faktoren.

Folgende grundlegenden Annahmen werden nochmals aufgeführt:

1. Die Gleichung ist anwendbar, wenn die Flammenhöhe deutlich niedriger als die Rauchschichtunterkante ist. Hieraus folgt, daß die Gleichung dann in Räumen mit geringer Deckenhöhe bei gleichzeitig vergleichsweise großem Brand ungenau wird.

Anmerkung: dies erfordert somit eine regelmäßige Kontrolle bei instationären, d.h. sich ausbreitenden Bränden dahingehend, wie lange die genannte Bedingung noch zutrifft.

2. Die Gleichung gilt unter der Voraussetzung, daß Länge und Breite des vom Brand erfaßten Brandgutes näherungsweise gleich groß sind (die Gleichung wurde anhand von Versuchsbränden mit runder Grundfläche entwickelt). Bei wesentlichen Abweichungen wächst der Fehler ebenfalls an.

Anmerkung: in der Literaturstelle sind jedoch keine Angaben enthalten, ob dann das Ergebnis "konservativer" (d.h. mehr Rauch als in der Realität zu erwarten) oder "weniger konservativ" wird.

3. Die Deckenhöhe muß ausreichend groß sein, damit die Korrektur für den „virtuellen Ursprung“ nicht erforderlich wird. Dies gilt wiederum dann, wenn der Brand im Verhältnis zur Raumgröße und -höhe klein ist. Beispiele hierfür sind ein kleiner Brand in einem Zimmer oder ein Brand in einem überdachten Lichthof (Atrium) oder sonstigen großen Räumen.

Anmerkung: Für die Abschätzung der in die Rauchgase eingemischten Luft wird in /11/ nur eine einzige Gleichung angegeben, vermutlich, um eine rasche Abschätzung der Größenordnung der eingesaugten Masse zu ermöglichen. Für "genauere" Betrachtungen ist jedoch entsprechende Sorgfalt erforderlich. Hierfür gibt das Handbuch weitere Literaturstellen an und begrenzt nicht auf NFPA Code 92B /12/.

In einem weiteren Kapitel des NFPA Fire Protection Handbooks /13/, „Venting Practices“, werden zwei unterschiedliche Formeln angegeben. Der Anwendungsbereich der jeweiligen Formel richtet sich danach, ob der Massenstrom im Bereich der Flamme oder im Ähnlichkeitsbereich ermittelt werden soll. Die Entscheidung wird mithilfe einer Bestimmung der Wärmefreisetzungsrate getroffen, welche mit einem "kritischen Wert" \dot{Q}_{krit} verglichen wird. Je nachdem, ob die Wärmefreisetzungsrate unterhalb oder oberhalb dieses kritischen Wertes liegt, welcher auf Grundlage der in NFPA Code 204M /14/ erarbeiteten Theorie bestimmt wurde, wird die eine oder die andere Formel verwendet.

Die kritische Wärmefreisetzungsrate \dot{Q}_{krit} ist eine Funktion der Aufstiegshöhe in die Rauchsicht und gilt unter der Annahme, daß der Brand im Bodenbereich des Raumes stattfindet.

In NFPA Code 204 M (Ausgabe 1991) Anhang A (Autor G. Heskestad) wird die vorgenannte Theorie entwickelt. Sie basiert auf der durch Messungen festgestellten Ähnlichkeit der Strömungsprofile von Temperatur und Geschwindigkeit (ebenfalls Konzentration, aber hier nicht verwendet) im Ähnlichkeitsbereich einer Rauchgasströmung, also oberhalb der leuchtenden Flammen. Ohne die Herleitung hier wiederholen zu wollen, ergibt sich für die Temperatur auf der Achse der Rauchgasströmung oberhalb des Brandherdes (und oberhalb der leuchtenden Flammen) die Beziehung

$$\frac{\Delta T_{achse}}{T_{\infty}} = 0,08 * \dot{Q}_P^{2/3} * z^{-5/3} .$$

Der Grenzwert \dot{Q}_{krit} zwischen Ende der Flammenzone und Beginn der (nicht weiter reagierenden) Auftriebströmung ergibt sich aus der Überlegung, daß an dieser Stelle noch die Flammentemperatur vorherrscht. In /14/ wird hieraus mit der Annahme

$$\Delta T_{achse} = 871.1 \text{ }^{\circ}\text{C} \quad (= 1600 \text{ }^{\circ}\text{F})$$

$$\dot{Q}_{krit} = 232 * z^{5/2} .$$

Hierbei ist z die Aufstiegshöhe der Rauchgase bis zum Eintritt in die Rauchsicht.

Für $\dot{Q}_P \leq \dot{Q}_{krit}$ (also: Rauchsichtunterkante oberhalb der Flammenzone) gilt dann

$$\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3} * \left(1 + 0,025 * \dot{Q}_P^{2/3} * z^{-5/3}\right)$$

für $\dot{Q}_P > \dot{Q}_{krit}$ (also: Rauchsichtunterkante innerhalb der Flammenzone) gilt dann

$$\dot{m}_e = 7,65 * z^{5/2} * \left(\frac{\dot{Q}_P}{\dot{Q}_{krit}}\right)^{3/5}$$

NFPA Richtlinie 92 B:1995

In Kapitel 3 „Berechnungsverfahren“ der NFPA Richtlinie 92 B:1995 /12/ wird in axial-symmetrische Plumes und solche über Bränden anderer Grundform unterschieden. Die Richtlinie bezieht sich in erster Linie auf Atrien und vergleichbare Geometrien. Es wird vorausgesetzt, daß der Brandherd von allen Seiten frei zugänglich und sich auf dem Boden befindet. Die in den Plume eingemischte Luft bestimmt die Größe der Einmischung, wohingegen insbesondere für größere Aufstiegshöhen des Rauches der Beitrag des Brandes selbst zur Rauchmenge im Regelfall vernachlässigt wird. Der virtuelle Ursprung wird in dieser Richtlinie ebenfalls vernachlässigt, weil er für die Anwendungen im Regelfall als von geringem Einfluß betrachtet wird, und auch nur für Brände von Flüssigkeitslachen hinreichend bekannt und untersucht sei.

Die Abhängigkeit der Flammengröße von der Wärmefreisetzung wird mit $z_{fl} = 0,166 * \dot{Q}_c^{2/5}$ angegeben. Hinsichtlich der Verwendung eines Wärmestroms in den Gleichungen ist der Unterschied zwischen \dot{Q} und \dot{Q}_c zu beachten. Diese Größen sind aufgrund der Abstrahlung aus der Flamme und unvollständiger Verbrennung zu unterscheiden. Häufig wird $\dot{Q}_c \approx 0,7 \dot{Q}$ verwendet, um diese Verluste zu berücksichtigen, wobei im Einzelfall bei stark rauchenden Flammen über einen Abminderungsfaktor 0,4 berichtet wurde. Der Wert 0,7 wird bei gängigen Kohlenwasserstoffflammen verwendet. Bei nur schwach leuchtenden Flammen wie z.B. Ethanol ist der Wert größer. Es ist außerdem zu beachten, daß die Wärmefreisetzung aufgrund der Multiplikation eines gemessenen Massenverlustes des Brandgutes mit dem unteren Heizwert, mit dem Ergebnis einer theoretischen Wärmefreisetzung $\dot{Q}_{max, theor.}$, wegen der Unvollständigkeit der Verbrennung, nicht mit der Größe \dot{Q} übereinstimmt.

Die Unvollständigkeit der Verbrennung kann mittels einer Kohlenstoffbilanz bei kohlenstoffhaltigen Produkten ermittelt werden (unverbrannter Kohlenstoff ist im Ruß enthalten, CO ist nicht vollständig mit Sauerstoff zu CO₂ umgesetzter Kohlenstoff). Im europäischen Normentwurf prEN 12101-5:1997 /15/ wird drauf verwiesen, daß man für Auslegungszwecke einen Wert von 0,8 annehmen sollte. Hiermit soll offenbar vermie-

den werden, daß man im Hinblick auf eine ausreichend große konvektive Wärmeströmung die beim Brand freigesetzte und nach Abgabe von Wärmestrahlung an die Umgebung, insbesondere im Bereich der leuchtenden Flamme, als Rauch nach oben strömende Wärmemenge als zu gering angibt.

Die in der NFPA Richtlinie 92 B:1995 /12/ angegebene, in den Plume eingesaugte Masse: $\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_c^{1/3} * z^{5/3} + 0,0018 * \dot{Q}_c$, oberhalb der Flammenzone, stimmt mit der entsprechenden Darstellung in /11/ überein.

Die in den Plume eingesaugte Masse: $\dot{m}_e = 0,030 * \dot{Q}_c^{3/5} * z$, unterhalb der Flammenzone, wird als Funktion der Wärmefreisetzung angegeben und steht damit im Gegensatz zur Formel in Zeile 5 der Tabelle 1.

Der sog. „balcony spill plume“ nach Angaben in /12/ bildet sich dann aus, wenn ein Brand unterhalb eines Balkons, einer Galerie, einem offenen Gang in einem geschlossenen Gebäude entstanden ist, und die unter der Decke des Balkons, der Galerie, des offenen Gangs entlangströmenden Rauchgase ins Atrium einströmen. Zur Veranschaulichung wird an die BILDER 13 UND 14 erinnert. Dann wird folgende Gleichung als Näherung verwendet:

$$\dot{m}_e = 0,36 * (\dot{Q} * W^2)^{1/3} * (z_B + 0,25 * h_B), \text{ vgl. Zeile 10 in Tabelle 1}$$

Aufgrund von Versuchen wird empfohlen, die Gleichung

$$\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_c^{1/3} * z^{5/3} + 0,0018 * \dot{Q}_c \text{ (siehe oben, für axialsymmetrische Plumes)}$$

zu verwenden, sofern die Aufstiegshöhe oberhalb des Balkons $z_B > 13 W$ ist. Die Ermittlung des Breitenmaßes W der Strömung, die aus der Horizontalen unterhalb des offenen Gangs an der Brüstung in die Vertikale umgelenkt wird, ist in /12/ ausführlich dargestellt.

Eine weitere geometrische Konfiguration wird durch die „window plumes“ gekennzeichnet: aus Öffnungen angrenzender Räume in das Atrium eintretende Rauchgase.

Unter der Annahme, daß der angrenzende Raum nach einem flashover im Vollbrand ist, wird die Wärmefreisetzung durch die Ventilation gesteuert. Dann gilt allgemein

$\dot{Q} = 1260 * b_F * h_F * \sqrt{h_F}$ für den freigesetzten Wärmestrom. Hierbei dürften wohl überwiegend Möbel, Holzkrippen oder andere Holzprodukte bei den für die Entwicklung dieser Formel zugrundegelegten Versuchen verwendet worden sein. Die Größe $b_F * h_F * \sqrt{h_F}$ ist hierbei der bekannte „Öffnungsfaktor“ als Maß für den dem Brand über die Fensteröffnungen zugeführten Verbrennungsluftstrom.

Eine Korrekturfunktion aufgrund von Analogieüberlegungen berücksichtigt die vom axialsymmetrischen Plume abweichenden Strömungsverhältnisse

$a = 2,4 * (b_F h_F)^{2/5} * h_F^{1/5} - 2,1 * h_F$. Die genannte Größe a stellt eine Weglänge dar.

Damit wird die Gleichung für die Masseneinsaugung in den axialsymmetrischen Plume für die Situation der durch eine Brandraumfensteröffnung in das Atrium gelangenden Rauchströmung wie folgt korrigiert:

$$\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_c^{1/3} * (z_F + a)^{5/3} + 0,0018 * \dot{Q}_c.$$

Allerdings sollte man sich dabei bewußt machen, daß dies nur unter der Bedingung eines vollentwickelten Brandes im angrenzenden Raum gilt.

Setzt man in vorgenannte Gleichung den Wärmestrom des vollentwickelten Brandes ein, so erhält man für die Massenansaugung in den Plume eine nur noch von geometrischen Größen abhängige Funktion:

$$\dot{m}_e = 0,68 * (b_F * h_F^{3/2})^{1/3} * (z_B + a)^{5/3} + 1,59 * b_F * h_F^{3/2}$$

Wenn die Aufstiegshöhe hinreichend groß und das Atrium hinreichend schmal ist, dann kommen die Rauchgase des aufsteigenden Brandrauches in Kontakt mit allen Wänden. Bei dieser Aufstiegshöhe liegt dann die Rauchsichtunterkante. Oberhalb dieser Aufstiegshöhe erfolgt aufgrund der generellen Modellvorstellung also keine weitere Ein-

saugung von Luft in das Rauchgas (sofern die Begrenzungswände keine Öffnungen aufweisen und die Lage der neutralen Druckzone berücksichtigt wurde). Der Durchmesser des axialsymmetrischen Plume D_P kann nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$D_P = 0,48 * \left(\frac{T_{ax}}{T_\infty} \right)^{1/2} * z .$$

Im Anhang zu /12/ werden Experimente genannt, die als „full scale“ apostrophiert werden (Tabelle 2) und an denen die Gleichungen dieser Richtlinie überprüft wurden. Die Richtlinie macht jedoch über die Benennung der geometrischen Anwendungen hinaus keine Aussage zu den Anwendungsgrenzen oder Vertrauensintervallen der verwendeten Gleichungen.

Tabelle 2: Großbrandversuche nach Anhang A zu /12/

Autor	Brandstoff	Wärmefreisetzungsrate	Versuchsraumgröße (LBH)
Yamana Tanaka	Methanol 3,24 m ²	1,3 MW	30 m * 24 m * 26,3 m
Lougheed	Ethanol 10,2 m ²	8 MW	55 m * 33 m * 12,5 m
Sandia Test 7	Propylen, 0,91 m ²	516 kW	18,3 m * 12,2 m * 6,1 m
Mulholland	Acetylen	16,2 kW	3,7 m * 3,7 m * 2,4 m
Cooper	Methan	25 , 100 , 225 kW	89,6 m ² , 2,4 m hoch
Hägglund	Kerosin 0,5 m ²	280 kW	5,62 m * 5,6 m * 6,15 m

Die vorstehende Aufstellung zeigt, daß eine begrenzte Anzahl von Versuchen bei höheren Wärmefreisetzungen zur Verfügung steht, um die jeweiligen Plume-Formeln zu validieren.

Im Gegensatz zu den Angaben im NFPA Code 92 B /12/, der auf die Situation Brand in hohen Räumen, wie z.B. Atrien, abhebt, nimmt die Richtlinie NFPA Code 204:1998 /15/ auch Bezug auf Flächenbrände. Hierzu wird der Einfluß des „virtuellen Ursprungs“

auf die Bestimmung der bis zu einer bestimmten Höhe in den Rauchgasplume eingesaugten Masse berücksichtigt.

Die mittlere Flammenlänge bestimmt dabei die Auswahl der für die jeweilige Situation in Frage kommende Plumeformel.

Die mittlere Flammenlänge z_{fl} ist charakterisiert durch

$$z_{fl} = -1,02 * D + 0,235 * \dot{Q}^{2/5}$$

Wenn die mittlere Flammenlänge z_{fl} kleiner als die Rauchschtunterkante ist und ebenfalls die Aufstiegshöhe z_I bis in die Rauchscht, gemessen ab der Flammenbasis, größer als die Flammenlänge ist, dann ist nachstehende Gleichung für die Masseneinsaugung zu verwenden:

$$\dot{m}_e = \left(0,071 * \dot{Q}_c^{1/3} * (z - z_o)^{5/3} \right) * \left(1 + 0,027 * \dot{Q}_c^{2/3} * (z - z_o)^{-5/3} \right) \dots$$

bzw.

$$\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_c^{1/3} * (z - z_o)^{5/3} + 0,0018 * \dot{Q}_c ,$$

wobei z_o der „virtuelle Ursprung“ ist, um die endliche Brandfläche üblicher Brandlasten zu berücksichtigen.

Der virtuelle Ursprung ist die Lage einer Punktquelle gleicher Wärmefreisetzung und ist definiert durch $z_o = 0,083 * \dot{Q}^{2/5} - 1,02 * D$.

Wenn die Flamme in die Rauchscht hineinragt, wird

$$\dot{m}_e = \left(0,0056 * \dot{Q}_c \right) * \frac{z_I}{z_{fl}} . \quad (z_I \text{ wird ab der Flammenbasis gerechnet})$$

Es wird somit in diesem Fall linear approximiert von $z_I = 0$ bis $z_I = z_{fl}$.

An der Grenze $z_I = z_{fl}$ ist der eingesaugte Massenstrom $\dot{m}_e = 0,0056 * \dot{Q}_c$.

Bei Brandgut wie z.B. gelagerten Stoffen, das sich in die Tiefe ausdehnt, empfiehlt die Richtlinie /15/, den Brandursprung am Boden (z_I) anzunehmen. Hierdurch wird eine worst-case-Situation für die Verrauchung bzw. Rauchfreihaltung geschaffen. Die Richt-

linie NFPA 204 bezieht sich somit auf Flächenbrände. Näheres zu Bränden bei Lagergutanordnungen wird von Heskestad, siehe unten, ausgeführt.

Bewertung der Masseneinsaugung nach dem Ansatz von Thomas et.al.

Während bei den bisher dargestellten Arbeiten auf die Trennung zwischen den Formeln für die Masseneinsaugung aus der Umgebungsatmosphäre in den Plume hingewiesen wurde, wenn die Flammen direkt in die Rauchsicht schlagen oder davon weiter entfernt sind, stellt Hinkley /16/ anhand der Auswertung von größeren Versuchsbränden dar, daß sich die „Thomas-Hinkley-Formel“ (aus /4/) auch auf größere Brände und größere Raumhöhen anwenden läßt. Die Wärmefreisetzungsrate der untersuchten Versuchsbrände reicht hierbei bis zu etwa 30 MW.

Hierzu sind die traditionell aufgrund des Erscheinungsbildes der Flammen getrennt dargestellten Bereiche in Tabelle 3 wiedergegeben.

Tabelle 3: Anwendungsbereiche für Plume-Formeln (nach Hinkley /16/)

Brandtyp	Anwendungsbereich	Formel	Bemerkungen
Punktquelle (nicht anwendbar für Brände bei gestapelten oder regalgelagerten Waren)	$\sqrt{F} \ll z$ und $h_{fl} \ll z$	$\dot{m} \propto \dot{Q}^{1/3} z_{(vo)}^{5/3}$	Flammen tauchen <i>nicht</i> in die Rauchsicht ein
Flächenquelle („große Brände“)	$\sqrt{F} > z/2$ $h_{fl} > z$	$\dot{m} = 0,096Uz^{3/2} * r_o (gr_c / r_o)^{1/2}$ unter der Annahme, daß r_c der Dichte der heißen Gase bei Flammentemperatur entspricht und die Wärmefreisetzung keinen weiteren Einfluß hat. Für T_c ca. 1800 °F (982,2 °C) ergibt sich die meist in der Literatur angegebene Form $\dot{m} = 0,188Uz^{3/2}$.	Flammen tauchen in die Rauchsicht ein

Die Wärmefreisetzungsrates wird somit bei der Formel für Flächenbrände nicht explizit berücksichtigt. Sie ist jedoch über den Zusammenhang, daß sich der Brandumfang auch aus der angenommenen flächenspezifischen Wärmefreisetzungsrates ergibt, implizit enthalten. Dies kann anhand BILD 18 erläutert werden.

Hinkley /16/ hat die in der Tabelle 4 dargestellten Versuchsbrände auf der Suche nach einer geeigneten „universellen“ Formel daraufhin untersucht, inwieweit sich der Massenstrom im Plume mit der Formel für Flächenbrände auch in Bereichen deutlich oberhalb der Flammenzone wiedergeben läßt.

Tabelle 4: Von Hinkley in /16/ berücksichtigte Brände

Nr	Raumhöhe (m)	Brandlast	Brandfläche (ca. m ²)	spezifischer Wärmestrom kW/m ²	Wärmestrom (kW)	rauchfreie Zone (m)	(geschätzt) Flammenlänge (m)
A	0,7	Holzkrippe	0,1 & 0,03	270 bis 340	8 bis 34	0,27 bis 0,42	> 0,6
B	1,35	Holzkrippe	1,15	350 bis 610	bis 700	0,28 bis 1,1	> 2
C	4,3	Holzkrippe	1,44 & 3,24	630 & 520	bis 2000	1,9 bis 2,3	> 3
D	7,5	Holzkrippe	6,00	500	3000	4	> 4
E	15	Kraftstoff	2,32 bis 20,89	1800	ca. 4000 bis 37000	13 bis 14	2 bis ca. 10

Wegen der außergewöhnlich hohen Wärmefreisetzungsrates eines Teils der von Keough /17/ (Zeile E) durchgeführten Experimente werden die wesentlichen Eckdaten hier wiedergegeben:

Diese Versuche wurden in einem großen Flugzeughangar mit Abmessungen der Halle von 94 m Länge * 52 m Breite * 15 m Höhe durchgeführt. Die Grundfläche betrug somit annähernd 5000 m². Die im Dach verwendeten Öffnungsgrößen sind mit 7,9 ; 31,5 und 62 m² angegeben, wobei teilweise Rauchschrzen der Höhe 0 m ; 1,52 m und 3,05 m angebracht wurden. Die Zuluftöffnungen betragen 9,9 % (480 m²), 13,2 % (645 m²) und 16,5 % (806 m²) der Grundfläche, waren also sehr viel größer als die Dachöffnungen. Die Brandflächen waren 1,8 ; 7,3 und 16,4 m² groß, wobei sich auf-

grund des eingesetzten Brennmaterials eine spezifische Wärmefreisetzungsrate von 1800 kW/m² ergab.

Die in der Tabelle 4 genannten Brandversuche waren überwiegend solche, bei denen die Rauchsicht und die Abführung von Brandrauch im Gleichgewichtszustand untersucht wurden. Dies ist so zu verstehen, daß die Messungen dann vorgenommen wurden, wenn sich die Lage der Rauchsicht nach einer Entwicklungsphase des Brandes bis zu einer konstanten Wärmefreisetzungsrate nicht mehr veränderte. Allerdings waren dies auch überwiegend Brände, bei denen die Flammen in die Rauchsicht eintauchten, wie aus dem Vergleich der Spalten 7 und 8 der Tabelle 4 zu erkennen ist.

Da im Gleichgewicht derselbe Rauchmassenstrom über Dachöffnungen abgeführt wird, der auch in die Rauchsicht aus dem Plume einströmt, läßt sich die Abhängigkeit des Rauchgasmassenstroms im Plume von der Höhenlage der Rauchsichtunterkante bestimmen, wenn man den aus den Öffnungen abgeführten Rauchgasmassenstrom mißt. Dies kann beispielsweise mittels Geschwindigkeitsmessung und Temperaturmessung in der Öffnung oder mittels Temperaturmessungen in der Rauchsicht und Messung der Rauchsichtdicke erfolgen.

Für die Versuche in den Spalten A bis D der Tabelle ergab sich durch Regression der Versuchsergebnisse

$\dot{m} = 0,155U^{1,14}z^{1,42}$ zum Vergleich die „Thomas-Hinkley-Formel“ /4 /
 in der üblichen Schreibweise für in die Rauchsicht
 eintauchende Flammen:

$$\dot{m} = 0,188U z^{1,5}$$

Und bei Einschluß der Daten aus E, obwohl die Flammen hierbei nicht in die Rauchsicht schlugen:

$\dot{m} = 0,164U^{1,098}z^{1,45}$ vergleiche mit $\dot{m} = 0,188U z^{1,5}$.

Da die Hochzahl bei U nicht wesentlich von 1 abwich, wurde eine neue Regression durchgeführt, die zu folgendem Ergebnis führte:

für A bis D: $\dot{m} = 0,184U z^{1,49}$ und für A bis E $\dot{m} = 0,189U z^{1,50}$

Vergleicht man allerdings die von Hinkley /16/ in seiner Veröffentlichung wiedergegebenen Meßwerte insbesondere bei den großen Wärmefreisetzungsraten der Spalte E mit dem Erwartungswert bei Anwendung der Plumeformel, so erkennt man, daß der Erwartungswert aufgrund der „Thomas-Hinkley-Formel“ einen mit dem Umfang der Brandfläche normierten Massenstrom

$\dot{m} / U = 8,8 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ erwarten läßt, wo hingegen die Meßwerte zwischen 8 und 12 $\text{kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ liegen, somit also 90 bis 136 % des Erwartungswertes betragen.

In BILD 19 ist der auf den Brandumfang bezogene Verlauf des eingesaugten Massenstroms über der Aufstiegshöhe der Rauchgase entsprechend der Auswertung von Hinkley /16/ angegeben.

Eine konservative Betrachtung muß also dazu führen, unter Berücksichtigung denkbarer Einflüsse wie etwa voreingepprägter Turbulenz in der Umgebungsluft die durch die Formel gegebenen Erwartungswerte mit einem Sicherheitsbeiwert zu belegen, falls man diesen bei brandschutztechnischen Bemessungen nicht in andere Größen legt, wie z.B. in die erwartete freigesetzte Wärme, welche sich über den Umweg der Brandfläche auch in dieser Formel verwenden läßt. Hierbei geht der Umfang der Brandfläche aufgrund des formelmäßigen Zusammenhangs linear in das Ergebnis des Massenstromes ein.

Hinkley nimmt Bezug auf Versuchsergebnisse von Zukoski et. al. /18/ für Fälle mit natürlicher Entrauchung und versucht, an diesen einen erweiterten Anwendungsbereich der Plumeformel nachzuweisen. Hierbei lagen folgende versuchstechnische Bedingungen vor:

- Gasbrenner 0,5, 0,19 und 0,1 m Durchmesser
- Brenner 1 m über Laborfußboden
- Rauchsichtdicke über Regelung der mechanischen Absaugung aus der oberhalb der Wärmequelle angeordneten Abzugshaube eingestellt
- Abstände Brenner-Rauchsichtunterkante 0,2 m bis 2,3 m

Zukoski et. al. /18/ hat 3 Zonen des Plume beschrieben: Flammenzone, intermittierender Bereich der flackernden Flamme, Ähnlichkeitsbereich.

Im Flammenbereich gilt nach Zukoski, wenn man zu Vergleichszwecken von der Durchmesserabhängigkeit (D) auf die Umfangsabhängigkeit (U) der Brandquelle umrechnet

$$\dot{m} = 0,52 D z^{3/4} = \frac{0,52}{p} U z^{3/4} = 0,166 U z^{3/4} \quad (\text{vergleiche: } \dot{m} = 0,188 U z^{1,5})$$

Die spezifische Wärmefreisetzungsrate der Brenner war bei den Versuchen von Zukoski 270 bis 414 kW/m² beim 0,5 m Brenner. Dies entspricht (0,1963 m² Fläche) einer absoluten Wärmefreisetzung von 53 kW bis 81 kW (also rund 50 bis 80 kW).

Bei einer spezifischen Wärmefreisetzung von 374 bis 744 kW/m² beim 0,19 m Brenner entspricht dies (0,0283 m² Fläche) einer absoluten Wärmefreisetzung von 10,6 kW bis 21 kW (also rund 10 bis 20 kW). Eine Ausgleichskurve durch die Ergebnisse von Zukoski wird von Hinkley mit $\dot{m} = 0,23 U z^{1,31}$ angegeben.

Hinkley weist darauf hin, daß die Ergebnisse von Zukoski zu größeren Massenströme als die nach der „Thomas-Hinkley-Formel“ /4/ für großflächige Brände führen.

Oberhalb von spezifischen Wärmefreisetzungsraten von 750 kW/m² wird die Übereinstimmung immer schlechter. Könnte das daran liegen, daß die umfangsabhängige Formel ohne eine Berücksichtigung der tatsächlichen Wärmefreisetzung doch nur eingeschränkt für bestimmte Fälle gilt ?

Versuche von Cox und Chitty

Des weiteren nimmt Hinkley /16/ Bezug auf Messungen von Cox und Chitty /19/. Diese wurden an einem Brenner mit 0,3 m Durchmesser durchgeführt, wobei Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen erfolgten. Durch Integration aus den Verteilungsprofilen der Meßergebnisse wurden Einmischungsraten bestimmt. Bei größeren Abständen Brenner-Rauchschtunterkante nivellieren sich nach Angaben von Hinkley die Ergebnisse mit dem Thomas-Hinkley-Modell.

Die Ergebnisse von Cox und Chitty stimmen mit denen von Zukoski besser überein, vielleicht deshalb, weil bei beiden Versuchsanordnungen die Brenner oberhalb des Bodens aufgestellt waren, während die Thomas-Hinkley Versuche /4/ mit auf dem Boden des Versuchsraumes aufgestellten Holzkrippen durchgeführt wurden.

Heskestads Formeln

Hinkley /16/ vergleicht die Ergebnisse der Anwendung von Heskestads /20/ Gleichungen auf die Rauchabführungsversuche mit den Versuchsergebnissen, und stellt dabei eine hinreichende Übereinstimmung fest, sofern die Aufstiegshöhe ab Oberkante Brandgut gemessen wird. Ansonsten erhält man „zu große Werte“, d.h. höhere Werte der Masseneinsaugung mit Heskestads Gleichungen. Hinkley vermutet, daß die „Thomas-Hinkley-Formel“ die Massenströme dann unterschätzt, wenn mit spezifischen Wärmefreisetzungen über 750 kW/m^2 zu rechnen ist. Dennoch hat Hinkley den Eindruck, daß die Heskestad-Formeln den Massenstrom bei großen Höhen überschätzen, außerdem ist eventuell die Begrenzung des Anwendungsbereiches für die „Thomas-Hinkley Formel“ nicht maßstabsunabhängig, so daß bei großen Aufstiegshöhen die Formel auch bei größeren Bränden und hohen spezifischen Wärmefreisetzungen zutreffend sein könnte.

Flächenspezifische Wärmefreisetzung bei Bränden

Hinkley zeigt, daß bei vielen praktischen Anwendungen die spezifische Wärmefreisetzung im Bereich bis zu 600 kW/m^2 liegt. Bei Lagergütern mit großer Höhe und begrenzter Fläche kommt man allerdings zu wesentlich höheren Werten. Diese müssen sich auch in der eingesaugten Luftmasse widerspiegeln. Die Vergleiche von Hinkley mit Heskestads und eigenen Gleichungen zeigen im Grunde genommen, daß die Massenströme die gleiche Größenordnung haben. Doch welche die „richtigeren“ sind, kann aufgrund der Schwankungsbreite der Versuchsergebnisse nicht entschieden werden. Eine weitere Vermutung von Hinkley ist, daß mit zunehmender Brandfläche die Verbrennungsluft nicht mehr bis in die Mitte der Lageranordnung eindringen kann, so daß auch weniger Luft angesaugt wird, bzw. eine geringere spezifische Wärmefreisetzung zu erwarten ist.

Untere Brandgröße für die Anwendung der Thomas-Hinkley-Formel

Hinkley weist nach, daß die Thomas- Hinkley-Formel dann anwendbar ist, wenn die spezifische Wärmefreisetzung zwischen 200 und 750 kW/m² liegt und $D/z > \text{ca. } 0,1$ (oder $U/z > \text{ca. } 0,4$ oder $F/z > \text{ca. } 0,01 z^2$)

Hinkley zieht aus seiner Betrachtung den Schluß, daß die Thomas-Hinkley-Gleichung unter Beachtung der genannten Beschränkungen anwendbar ist. Der Verfasser dieses Beitrags stellt jedoch die Frage, wie die Anfangsphase eines Brandes zu bewerten ist, wenn $D/z < 0,1$ (oder ca. $U/z < 0,4$). Es bestehen Bedenken, ob dann nicht die Rauchschichtdicke falsch geschätzt wird, vor allem bei einem sich ausbreitenden Brand.

Versuche von Davis et.al.

Davis et.al. /21/ berichten über den Vergleich von Brandversuchen in einem Flugzeughangar mit Modellrechnungen. Die Autoren weisen darauf hin, daß bei hohen Räumen über etwa 10 m Höhe die Versuchsbasis gering sei, anhand derer man sichere Aussagen über die Vorhersagegenauigkeit von Rechenmodellen treffen könne. Sie berichten über Versuche in einem 15 m hohen Flugzeughangar in Barbers Point, Hawaii. Es erfolgt ein Hinweis auf frühere Untersuchungen mit Gebäudehöhen über 14 m (Duong, D.Q: The accuracy of computer fire models: some comparisons with experimental data from Australia. Fire Safety Journal 16 (1990), 415-431). Für den Vergleich verwendete Plume-Modelle waren die von Heskestad und McCaffrey, als Zonenmodelle wurden CFAST, FPETOOL und LAVENT verwendet, als CFD-Modelle (Feldmodelle) kamen CFX und NIST-LES zum Einsatz.

Die Hangarabmessungen waren 97,8 m * 73,8 m * 15,1 m (L*B*H). Die Hangargrundfläche betrug damit rund 7200 m². Die Brände wurden am Boden des Raums angeordnet. Unter dem Dach und zentral oberhalb der Brandquelle war ein Rauchabschnitt mittels Rauchschürzen gebildet worden. Die Abmessungen dieses Rauchabschnitts betragen 24,4 m * 18,3 m * 3,7 m (L*B*H). Der Rauchabschnitt nahm demgemäß eine Fläche von rund 450 m² ein.

Es wurden zwei Brandquellen mit JP-5 Flugzeugbenzin verwendet:

Wanne quadratisch 0,6 m * 0,6 m, 500 kW ;

Wanne rund, 1,5 m Durchmesser, 2,7 MW.

Die flächenspezifische Wärmefreisetzungsrate betrug damit rund 1,4 bis 1,5 MW/m².

Die Versuchsanordnung (Grundriß) ist im BILD 20 dargestellt.

Die Autoren haben im wesentlichen Temperaturwerte und Geschwindigkeit der Rauchgase von realem Brandversuch und Modellrechnungen verglichen. Auf die dabei festgestellten Abweichungen wird im Detail in diesem Beitrag, der sich auf die in den Plume eingesaugten Massenströme konzentriert, nicht eingegangen. Die Unterschiede sind jedoch beachtlich, und letztlich an den Massenstrom des jeweiligen Plumemodells gekoppelt. Die Autoren haben jedoch keine Massenströme explizit in ihrer Arbeit angegeben, sondern verglichen, innerhalb welcher Zeit die Unterkante der Rauchschrägen von der Rauchschrägenunterkante erreicht wurde und dieses als Maß für die Wiedergabegenauigkeit der realen Verhältnisse durch ein Modell verwendet. Dabei ist nochmals darauf hinzuweisen, daß keine Rauchabzugsöffnungen während der Versuche geöffnet wurden. Die Füllzeiten aufgrund der Vergleichsrechnungen waren durchweg niedriger als im realen Versuch, wobei die Modellierung mit CFAST (unter Verwendung des McCaffrey-Plumes) das jeweils konservativste Ergebnis unter den Zonenmodellen ergab. Die Abweichung der Füllzeit betrug immerhin zwischen 40 und 50 % . Bei den anderen Modellen war dies weniger ausgeprägt, jedoch immer noch gegen 20 % . Auf die in der Originalarbeit mitgeteilten Ergebnisse der Feldmodelle wird hier nicht weiter eingegangen außer dem Hinweis, daß diese ebenso zu konservativen Ergebnissen führen, somit den Massenstrom überschätzen. Der Verfasser dieses Beitrags weist jedoch darauf hin, daß alleine der Vergleich der Zeiten für das Füllen eines Volumens mit Rauch nach Versuchen einerseits und Brandsimulationsrechnungen andererseits nicht ausreicht, um die Zulässigkeit einer verwendeten Plume-Formel nachzuweisen. Dies wird damit begründet, daß unterschiedliche Brandsimulationsmodelle mit derselben Plume-Formel zu unterschiedlichen Aussagen kommen können, da Details der Berechnungen, Algorithmen, Randbedingungen etc. unterschiedlich in den Programmen abgebildet werden.

Die BILDER 21 UND 22 zeigen die Unterschiede bei den gemessenen und durch Simulation bestimmten Füllzeiten sowie die prozentualen Abweichungen.

Es ist ganz wesentlich, auf die Schlußfolgerungen der Autoren aus ihrem Vergleich zwischen Experiment und Modellrechnungen hinzuweisen. Sie schließen nicht aus, daß Modelle, die in dieser Untersuchung große Abweichungen zum Realfall ergeben haben, bei anderen Raumhöhen oder Raumgrößen wesentlich besser die Realität annähern können. In jedem Fall muß bei der brandschutztechnischen Bemessung vor dem Einsatz eines bestimmten Rechenmodells (und eines darin integrierten Plumemodells; bei Zonenmodellen) darauf geachtet werden, daß Validierungsversuche für eine vergleichbare Situation vorliegen und daß man die Verwendbarkeit eines ausgewählten Modells nicht anhand eines einzigen Vergleichsdatensatzes beurteilt. Besonders wesentlich ist es hierbei zu überprüfen, ob die physikalischen Zusammenhänge zur Beschreibung des jeweiligen Problems auf dieses anwendbar sind.

Bewertung von Versuchen an gelagerten Stoffen durch Heskestad

Abschließend soll noch auf Ergebnisse hingewiesen werden, die aufgrund einer Arbeit von Heskestad /22/ zur Bewertung des zu erwartenden Massenstromes im Plume oberhalb von Lagergutanordnungen verwendet werden können.

Heskestad hat Großbrandversuche an palettierten verpackten Kunststoffprodukten, an Holzpaletten und an in Regalen gelagerten verpackten Produkten, die im Brandhaus der FMRC durchgeführt worden waren, im Hinblick auf die Flammenlängen untersucht und diese dahingehend bewertet, welchen Einfluß die gegenüber Flächenbränden abweichende Geometrie – in die Höhe orientiert und mit Luftkanälen versehen – auf die Beschreibung des virtuellen Ursprungs hat. Heskestad kommt zum Schluß, daß der virtuelle Ursprung grundsätzlich mit derselben Formel wie bei Flüssigkeitsbränden dargestellt werden kann

mit der Flammenlänge $z_{fl} = -1,02 * D + 0,235 * \dot{Q}^{2/5}$

und der Lage des virtuellen Ursprungs $z_o = -1,02 * D + 0,083 * \dot{Q}^{2/5}$

(Flüssigkeitsbrände) .

Sofern die Flammenlänge bei Versuchen gemessen worden ist, läßt sich die Lage des virtuellen Ursprungs über folgende Beziehung bestimmen:

$$z_o = z_{fl} - 0,175 * \dot{Q}_C^{2/5}$$

wobei zu beachten ist, daß in dieser Gleichung der konvektive Wärmestrom zu verwenden ist.

Die Auswertung der Versuche durch Heskestad hat diese Gleichung auch für Brände gelagerter Stoffe im Sinne der von ihm betrachteten Brandgutanordnungen bestätigt, wobei darauf zu achten ist, daß z_{fl} als diejenige Flammenlänge zu verwenden ist, die ab dem Boden, auf dem das Brandgut aufsitzt, gemessen wird. Die Flammenlänge stimmt dann gut mit der oben genannten Beziehung $z_{fl} = -1,02 * D + 0,235 * \dot{Q}^{2/5}$ überein. Insoweit bedeutet dies, daß hinsichtlich der in den Raum oberhalb des Brandes strömenden Rauchmenge eine worst-case Betrachtung erfolgt.

Ein Hinweis sei noch zur Streubreite der Versuchsergebnisse im Hinblick auf die genannten Formeln gegeben. Die von Heskestad dargestellten Versuchsergebnisse zeigen, daß – ohne eingehende weitere Bewertung - die für Brände von Flüssigkeitslachen gültige Gleichung $z_{fl} = -1,02 * D + 0,235 * \dot{Q}^{2/5}$ zu Ergebnissen hinsichtlich der Flammenlänge führt, die

- für die realen Versuche mit palettierten gelagerten Kunststoffprodukten im Bereich $z_{fl} = (0.....-2,4) * D + 0,235 * \dot{Q}^{2/5}$ liegen, wobei der Brandgut“durchmesser“ konventionell als äquivalenter Kreisdurchmesser gemäß

$$D = \sqrt{\frac{4 \dot{Q}}{p \dot{q}''}}$$

verwendet wird.

- für die Versuche mit in Regalen gelagerten verpackten Produkten im Bereich $z_{fl} = (+1.....-2) * D_{Re gal} + 0,235 * \dot{Q}^{2/5}$ liegen, wobei der Brand-

gut“durchmesser“ gemäß $D_{Regal} = \frac{\dot{Q}}{4\dot{q}''h_{Regal}}$ verwendet wird, da sich der Brand

bevorzugt über die brennbaren Oberflächen der in den Regalen vorhandenen Verpackungen ausbreitet. Hierbei wurde \dot{q}'' bei den Versuchen mit dreilagigen Wellpappkartons über Blechkanistern mit 290 bis 320 kW/m² Oberfläche gemessen.

- für die realen Versuche mit Holzpaletten im Bereich $z_{fl} = (-0,3.....- 2,2) * D + 0,235 * \dot{Q}^{2/5}$ liegen, wobei der Brandgut -

“durchmesser“ konventionell als äquivalenter Kreisdurchmesser gemäß $D = \sqrt{\frac{4 \dot{Q}}{p \dot{q}''}}$

verwendet wird.

Im BILD 23 sind die Versuchsdaten und die von Heskestad vorgeschlagenen Kurven zur Beschreibung der Versuchsergebnisse in Form der mit dem kennzeichnenden Brand-“durchmesser“ dimensionslos gemachten Flammenlänge über der Größe $\dot{Q}^{2/5} / D$ (entsprechend etwa einer („Froude-Zahl nach Zukowski“)^{0,4}) dargestellt. Man erkennt deutlich die Streubreite der Versuchsergebnisse.

In Zahlenwerten ausgedrückt ergibt sich dann beispielsweise eine Streubreite der dimensionslosen Flammenlänge z_{fl}/D bei einem Wert $\dot{Q}^{2/5} / D = 20$ (kW^{2/5}m⁻¹), entsprechend einer Wärmefreisetzung von 10 MW bei D bzw. D_{Regal} von 2 m

Brandmodell	Unterer Meßwert	Oberer Meßwert	nach Formel $z_{fl} = \dots$	ca. Bereich in % min ... max ...
Palettierte Kunststoffprodukte	2,3	4,7	3,7	60 ...130
Lagerung im Regal	2,7	5,7	3,7	70 ...155
Holzpaletten	2,5	4,4	3,7	70 ...120

Diese Streubreite pflanzt sich bei der Bestimmung des virtuellen Ursprungs z_o fort, der in die Gleichung für den angesaugten Massenstrom bei als axialsymmetrisch angenommenen Flammen eingeht:

$$\dot{m}_e = \left(0,071 * \dot{Q}_c^{1/3} * (z - z_o)^{5/3}\right) * \left(1 + 0,027 * \dot{Q}_c^{2/3} * (z - z_o)^{-5/3}\right)$$

4 KONSEQUENZEN FÜR DIE ANWENDUNG VON PLUMEFORMELN INNERHALB VON BEMESSUNGSVERFAHREN IM RAHMEN BRANDSCHUTZTECHNISCHER SICHERHEITSNACHWEISE

Dieser Beitrag endet nicht mit einem Statement, sondern mit Fragestellungen, die sich aus den in den vorhergehenden Abschnitten festgestellten Problemen bei der Beschreibung der Masseneinsaugung in die oberhalb eines Brandherds aufsteigende Rauchgassäule („Plume“) ergeben, und zwar im Hinblick auf die Konsequenzen für die Anwendung von Plumeformeln innerhalb von Bemessungsverfahren im Rahmen brandschutztechnischer Sicherheitsnachweise.

Die Auswertung der im Regelfall in möglichst ruhender Umgebung durchgeführten Versuchsreihen hat ergeben, daß das Vertrauensintervall für den Erwartungswert einer bis zu einer bestimmten Raumhöhe in die Rauchgassäule eingesaugten Masse bereits unter diesen Umständen eine große Schwankungsbreite aufweist. Dies hat zur Folge, daß in der Anwendung der vorgestellten Gleichungen sorgfältig darauf zu achten ist, zumindest die aufgrund der Versuchsreihen nachgewiesenen Anwendungsbereiche nicht zu verlassen. Dies kann zwar beim geometrischen Bezug gelingen, wird aber im Anwendungsfall insbesondere angesichts der schmalen Datenbasis für Versuche mit großen Wärmefreisetzungsraten auf Schwierigkeiten stoßen. Da insbesondere bei großen Längenabmessungen mit zunehmendem Turbulenzeinfluß zu rechnen ist, ist z.B. zu fragen, inwieweit man bei der Anwendung der vorgestellten Formeln einen Sicherheitszuschlag berücksichtigen sollte.

Weitere Einflüsse wie z.B. auf ein Gebäude einwirkende Windverhältnisse und deren Konsequenzen hinsichtlich einer natürlichen Rauchabführung werden in diesem Beitrag

zwar nicht behandelt; es ist aber offensichtlich, daß in das Gebäude gelangende Luftströmungen außer einer möglichen Verwirbelung zu einer Erhöhung der in den Rauchgasplume angesaugten Masse führen können. Untersuchungen sind hierzu in größerem Maßstab nicht bekannt, zumindest nicht im Hinblick auf eine quantitative Bewertung einer möglichen weiteren Erhöhung der bis zu einer bestimmten Höhe (meist bis zur Rauchschiehtunterkante) eingesaugten Masse.

Kann die Konsequenz sein, hinsichtlich der Plumeformeln für brandschutztechnische Bemessungen eine (nationale ?, europäische ?, internationale ?) Einigung über die für bestimmte Anwendungsfälle zu verwendenden Plumeformeln zu erzielen, und das jeweilige Rechenergebnis mit einem Sicherheitszuschlag zu belegen ? Dies hält der Verfasser dieses Beitrags für einen sinnvollen Weg, um zu einer Vereinheitlichung brandschutztechnischer Bemessungen zu gelangen. In vergleichbarer Weise sind z.B. bei den Bemessungsbränden klare Richtlinien dringend erforderlich. Diese liegen bis heute ebenfalls noch nicht vor.

5 FORMELZEICHEN

Formel- zeichen	Bedeutung	Dimension in SI- Einheiten
a	Korrekturwert für Aufstiegshöhe	m
b_F	Breite der Brandraumfensteröffnung	m
c	spez. Wärme	$\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
D	Durchmesser (z.B. einer Brandfläche), bzw. charakteristische Länge (der langen Seite) einer Linienquelle	m
F	(Brand)fläche	m^2
g	Erdbeschleunigung	m s^{-2}
h	Abstand Brandgut – Brandraumdecke	m
h_B	Abstand Balkon von Unterkante Brandraumöffnung (Fenster) oder Abstand Balkon-Brandlast unterhalb des Balkons	m
h_F	Höhe der Brandraumfensteröffnung	m
k	Wandfaktor	
L	Brandlast	kg
l	Länge	m
l_{RS}	Abstand zwischen Rauchschränzen	m
\dot{m}_e	in die Auftriebströmung eingesaugter Massenstrom; Massenstrom der Auf- triebsströmung	kg m^{-2}
\dot{m}_F	aus Brandraumöffnung (-fenster) aus- tretender Rauchgasmassenstrom	kg m^{-2}
P	U	m
\dot{q}''	flächenbezogener Wärmestrom	$\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$
\dot{Q}	Wärmestrom	J s^{-1}
\dot{Q}_c, \dot{Q}_P	Konvektiver Wärmestrom („c“ convective, „P“ plume)	J s^{-1}
\underline{Q}^*	dimensionslose Wärmefreisetzungsrate	-
T	Temperatur	K
u	Strömungsgeschwindigkeit	m s^{-2}
U	Umfang des Brandes (bei kreisrunder Brandfläche = $\pi * D$)	m
W	Breite der Strömung beim Übergang von der Horizontalen unterhalb des Balkons in die Vertikale in den Luftraum, vgl. l_{RS}	m

Formelzeichen	Bedeutung	Dimension in SI-Einheiten
z	Aufstiegshöhe des Rauchgases/der Flamme oberhalb der Brandgutoberfläche	m
z_l	Aufstiegshöhe des Rauchgases/der Flamme oberhalb der Flammenbasis	m
z_{rsuk}	Aufstiegshöhe bis zur Rauchschiehtunterkante	m
z_B	Aufstiegshöhe der Rauchgase ab Balkon	m
z_F	Aufstiegshöhe des Rauchgases ab Oberkante der Brandraumöffnung (Fenster)	m
z_{fl}	Länge der (sichtbaren) Flamme	m
z_{fl}/D	dimensionslose Flammenlänge	-
z_o	Abstand des virtuellen Ursprungs von der Brandgutebene	m
ρ	Dichte	kg m ⁻³

Indices

∞	Umgebung
ax	auf der Achse
p	bei konstantem Druck
R	Rauchschieht
Regal	für geometrische Größen bei Regallageranordnung
rsuk	Rauchschiehtunterkante

6 ZITIERTE LITERATUR

1	Zukoski, E.:	Mass Flux in Fire Plumes. IAFSS. Fire Safety Science. Proceedings of the 4th International Symposium, Ottawa, 1994
2	McCaffrey, B.	Momentum Implications for Buoyant Diffusion Flames. Combustion and Flame 52: 149-167 (1983)
3	Cox, G. Chitty, R.:	A Study of the Deterministic Properties of Unbounded Fire Plumes. Combustion and Flame 39: 191-209 (1980)
4	Thomas, P.H., Hinkley, P.L., Theobald, C.R., Simms, D.L.:	Investigations into the flow of hot gases in roof venting. Fire Research Technical Paper No.7 London, HMSO (1963)
5	Beyler, C.L.:	Development and Burning of a Layer of Products of Incomplete Combustion Generated by a Buoyant Diffusion Flame. (Zitat in /1/) Dissertation. Boston, Harvard Univ. 1983
6		BSI DD 240:Part1:1997 Fire Safety Engineering in Buildings. Guide to the application of fire safety engineering principles und Part 2:1997 Fire Safety Engineering in Buildings. Commentary on the equations given in Part 1.
7	Heskestad, G.	Fire Plumes. SPFE Handbook on fire protection engineering, 2. Auflage, Boston 1995
8	Peacock, R.D. et.al.	CFAST, the Consolidated Model of Fire Growth and Smoke Transport. NIST Technical Note 1299.
9	Tanaka, T. Yamana, T.	Smoke Control in large scale spaces. Part 1: Analytic theories for simple smoke control problems. Part 2: Smoke control experiments in a large scale space. Fire Science and Technology Vol 5. No. 1, 1985 (S. 31 – 54)
10	Cetegen, B.M., Zukoski, E.E., Kubota, T.:	Entrainment in the Near and Far Fields of Fire Plumes. Zitat in /1/. Combustion Science and Technology, 39:305, (1984)
11		NFPA Fire Protection Handbook, 18. Auflage, Abschnitt 7, Kapitel 6 „Smoke movement in buildings“ Boston 1997
12		NFPA Code 92 B:1995. Guide for Smoke Management Systems in Malls, Atria, and Large Areas. Boston, 1995

13		NFPA Fire Protection Handbook, 18. Auflage Abschnitt 7, Kapitel 7 „Venting Practices“ Boston 1997
14	NFPA Code 204 M:1991	Guide for Smoke and Heat Venting, Anhang A Derivation of Venting Relationships. Boston, 1991
15	prEN 12101-5:1997	Ortsfeste Brandbekämpfungsanlagen. Rauch- und Wärmeschutzeinrichtungen. Teil 5: Funktionsanforderungen und Rechenverfahren für Rauch- und Wärmeabzugsanlagen
16	Hinkley, P.L.	Rates of ‚production‘ of hot gases in roof venting experiments. Fire Safety Journal, 10 (1986) 57 – 65
17	Keough, J.J.:	Venting fires through roofs: experimental fires in an aircraft hangar. Zitat in /16/ Report UP 344. Commonwealth Experimental Building Station (Australien), Oktober 1972
18	Kukoski, E.E., et.al.	Entrainment in the near field of a fire plume. Zitat in /16/ Report NBS-GCR-81-346. CFR NIST, August 1981
19	Cox, G., Chitty, R.:	Literaturstelle /2/. Zitat in /16/
20	Heskestad, G.:	Engineering relations for fire plumes. Zitat in /16/ Technology Report 82-8. Society of Fire Protection Engineers, Boston, 1982
21	Davis, D. Notarianni, K.A. McGrattan, K.	Comparison of fire model predictions with experiments conducted in a hangar with a 15 meter ceiling. Forschungsbericht NISTIR 5927 des National Institute of Standard and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland, USA (1996)
22	Heskestad, G.:	Flame Heights of Fuel Arrays with Combustion in Depth. IAFSS. Fire Safety Science. Proceedings of the 5th International Symposium, Melbourne, 1997

WEITERFÜHRENDE, NICHT ZITIERT LITERATUR (Auswahl)

		NFPA Fire protection handbook, 18. Auflage Seiten 3-164 und 3-165
	Chow, W.K. Cui, E.	Plume equations for studying smoke-filling process in atria with a zone model. Fire and Materials, Vol. 21, 235-244 (1997).
	Delichatsios, M.A.	Air entrainment into buoyant jet flames and pool fires. in SPFE Handbook on fire protection engineering, 2. Auflage, 1995, Seiten 2-20 bis 2-31
	Hansell, G.	Heat and Mass Transfer Processes Affecting Smoke Control in Atrium Buildings, Dissertation, 1992
	Hansell, G.O. Morgan, H.P.	Design approaches for smoke control in atrium buildings. Building Research Establishment Report. (1994)
	Hinkley, P. L.	Comparison of an established method of calculation of smoke filling of large scale spaces with recent experiments. Fire Science & Technology, Vol 8 No. 1 (1-8) 1988
	Ingason, H.	In-rack fire plumes. Proc. 5 th IAFSS Symposium, Melbourne, 1997, S. 333 – 344
	John, R.	Rauch- und Wärmeabzug bei Bränden in großen Räumen. Brandschutz-Seminar in Finspang, Schweden (November 1986)
	Klote, J.H.	Method of predicting smoke movement in atria with application to smoke management. NISTIR 5516 . National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland, USA (1994)
	Milke, J.A.	Smoke management in covered malls and atria. in SPFE Handbook on fire protection engineering, 2. Auflage, 1995, Seiten 4-246 bis 4-258
	Mowrer, F.W. Stroup, D.W.	Features, Limitations and Uncertainties in Enclosure Fire Hazard Analysis – Preliminary Review. NISTIR 6152 . National Institute of Standard and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland, USA (1998)
	Quintiere, J.G Grove, B.S.	Correlations for fire plumes. NIST-GCR-98-744 für National Institute of Standard and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland, USA (1998)
	Rockett, J.A.	Zone model plume algorithm performance. Seite 357 bis 374 in: 13 th meeting of the UNJR panel on fire research and safety (March 13-20, 1996), veröffentlicht in NISTIR 6030 . National Institute of Standard and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland, USA (1997)

BILDANHANG ZU

Anwendungsbereiche und -grenzen für praxisrelevante Modellansätze zur Bewertung der Rauchausbreitung in Gebäuden (Plume-Formeln)

Anmerkung:

Die auf den folgenden Seiten wiedergegebenen Skizzen sind z.T. Fachbüchern und –aufsätzen in englischer Sprache direkt entnommen. Im Hinblick auf die Verwendung der vorliegenden Literaturübersicht in Fachkreisen wurde auf eine Nachbearbeitung und vollständige Übertragung in die deutsche Sprache verzichtet.

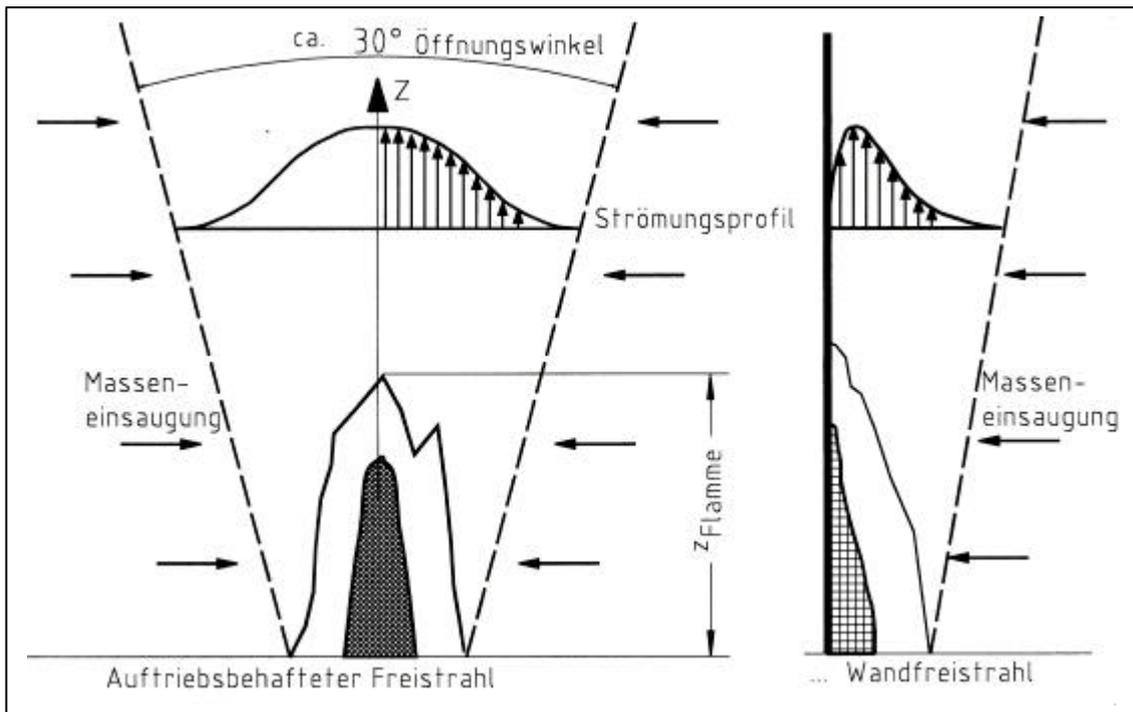


Bild 1 Auftriebsbehaffteter Freistrahler in ruhende Umgebung (links) und Wandfreistrahler (rechts).

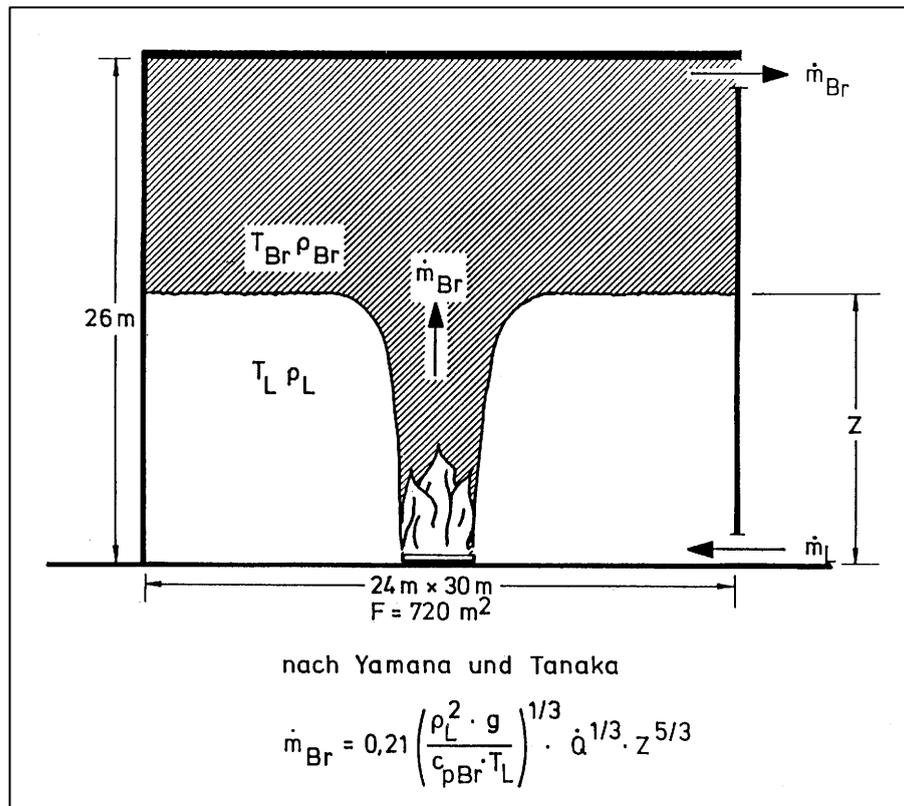


Bild 2 Auftriebsbehaffteter Freistrahler stößt an Raumdecke an. Ausbildung einer Rauchschiebt. (Versuchsaufbau nach /9/)

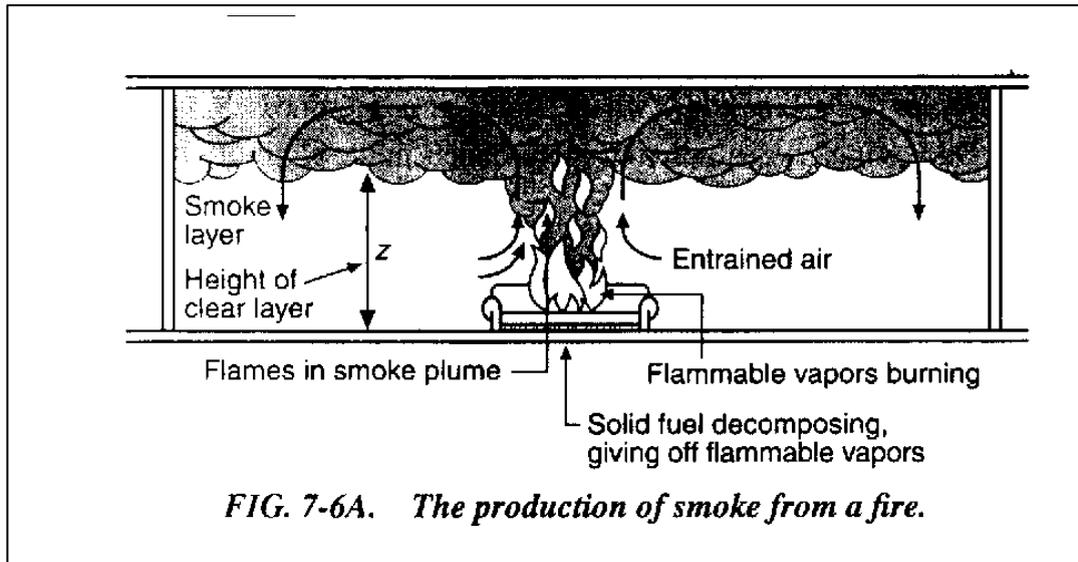


Bild 3 Bild 7-6a aus /11/. Rauchausbreitung bei einem realen Brand (ohne Austauschöffnungen mit der Umgebung).

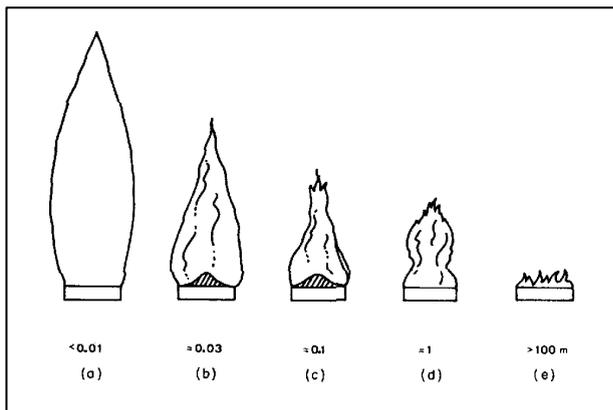


Bild 4 Qualitative Darstellung des Verhältnisses zwischen der Flammenlänge und dem Brandgutdurchmesser. (Quelle: Drysdale)

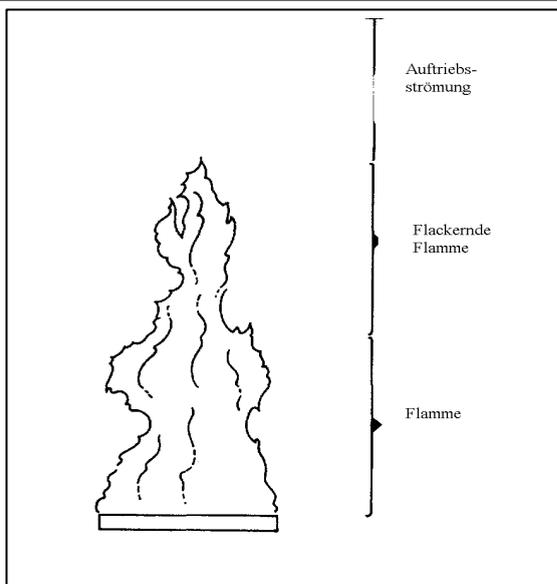


Bild 5 Bereiche der Rauchgas-säule : Flamme /flackernde Flamme – Intermittenzbereich / Auftriebsströmung (Quelle: Drysdale)

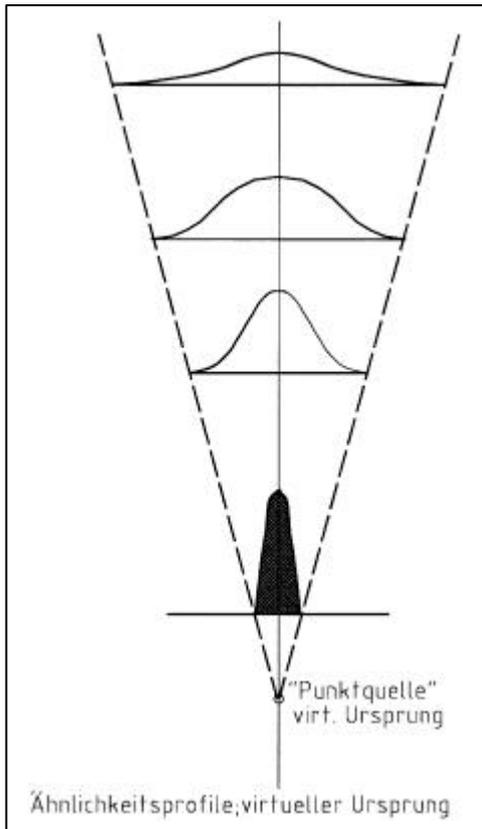


Bild 6 Ähnlichkeitsprofile (Temperatur, Strömungsgeschwindigkeit, Konzentration ...) in der Rauchgas-Säule (Plume).

Verschiebung der Brandlast in den scheinbaren (virtuellen) Ursprung.

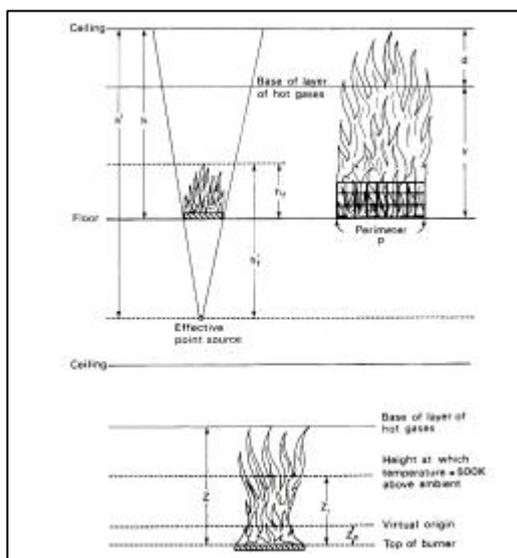


Bild 7 Vergleichende Darstellung: relativ „große“ Brandausdehnung und relativ „kleine“ Brandausdehnung bezüglich Raumgeometrie und Lage der Rauchschnittunterkante im Raum (nach /4/).

Table 4.5 Dimensionless groups

	Group	Physical interpretation	References
Biot	$Bi = \frac{h\ell}{k}$	$\frac{\text{internal resistance to heat conduction}}{\text{external resistance to heat conduction}}$	Sect. 2.2.2
Fourier	$Fo = \frac{\alpha t}{\ell^2}$	dimensionless time for transient conduction	Sect. 2.2.2
Froude	$Fr = \frac{u_\infty^2}{\ell g}$ $= \frac{u_\infty^2 \rho}{\ell g \Delta \rho}$	$\frac{\text{inertia forces}}{\text{gravity forces}}$	Sect. 4.4.4
Grashof	$Gr = \frac{g\ell^3 \beta T}{\nu^2}$ $\equiv \frac{g\ell^3 \Delta \rho}{\rho \nu^2}$	$\frac{\text{buoyancy forces} \times \text{inertia forces}}{(\text{viscous forces})^2}$ $= Re. \frac{\text{buoyancy forces}}{\text{viscous forces}}$	Equation (2.41)
Lewis	$Le = \frac{D}{\alpha}$	$\frac{\text{mass diffusivity}}{\text{thermal diffusivity}}$	Sect. 5.1.2
Nusselt	$Nu = \frac{h\ell}{k}$	ratio of temperature gradients (nondimensionalized heat transfer coefficient)	Sect. 2.3
Prandtl	$Pr = \frac{\mu c_p}{k}$	$\frac{\text{momentum diffusivity}}{\text{thermal diffusivity}}$	Sect. 2.3
Reynolds	$Re = \frac{\rho u_\infty \ell}{\mu}$	$\frac{\text{inertia forces}}{\text{viscous forces}}$	Sect. 2.3

Bild 8 Kennzeichnende dimensionslose Kennzahlen (Quelle: Drysdale)

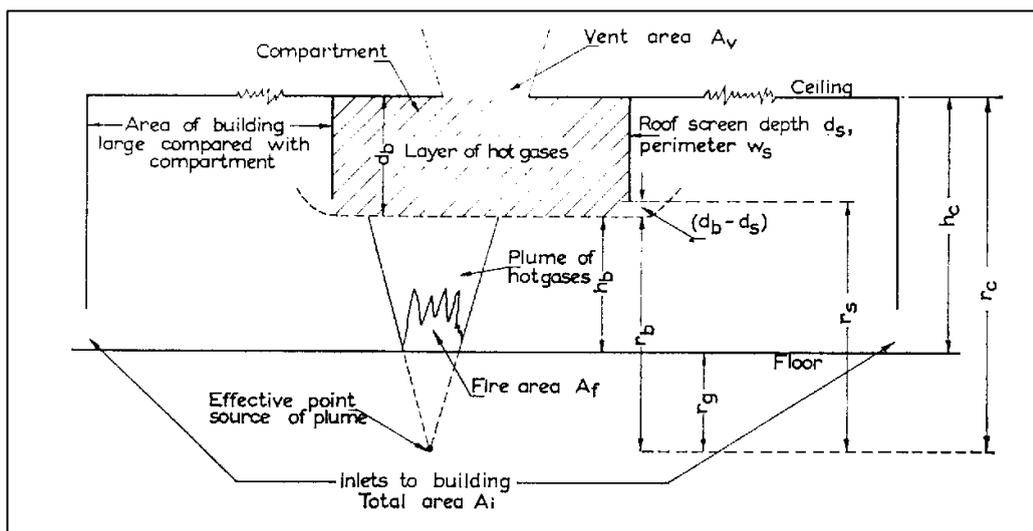


Bild 9 Rauchabführung aus einem Gebäude über Öffnungen im Dach. „Kleine“ Brandquelle (nach /4/).

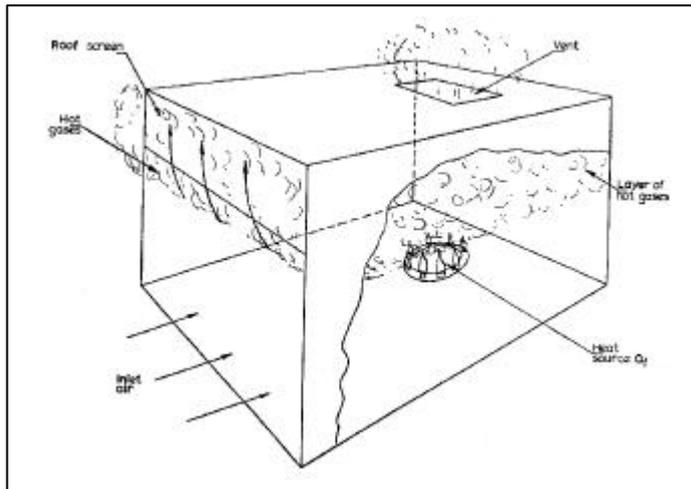


Bild 10 Versuchsaufbau nach /4/ für „kleine“ Brände (Flammen schlagen nicht bis in die Rauchschiicht).

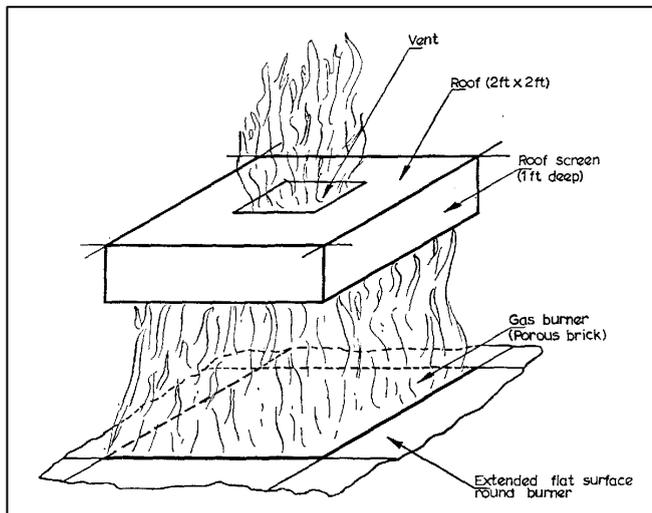
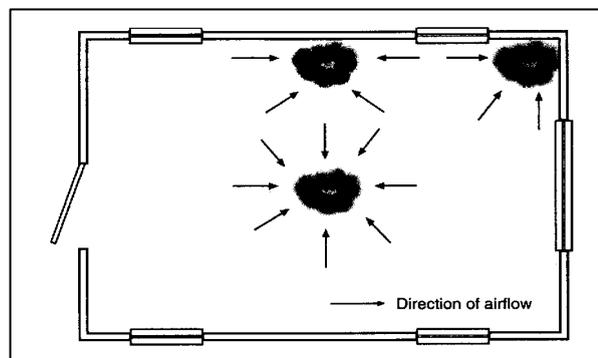
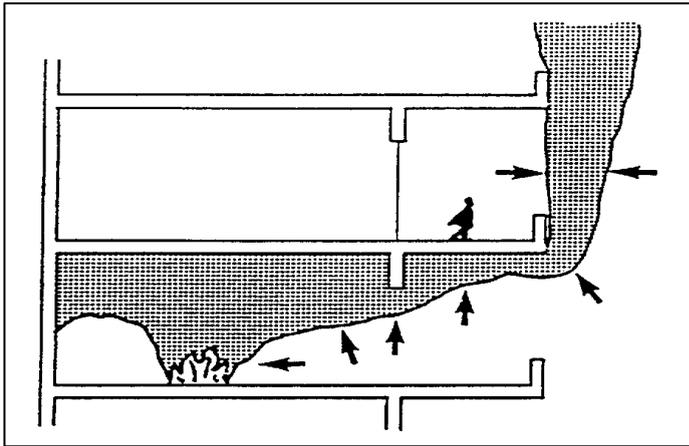


Bild 11 Versuchsaufbau nach /4/ für „große“ Brände (Flammen schlagen bis in die Rauchschiicht).

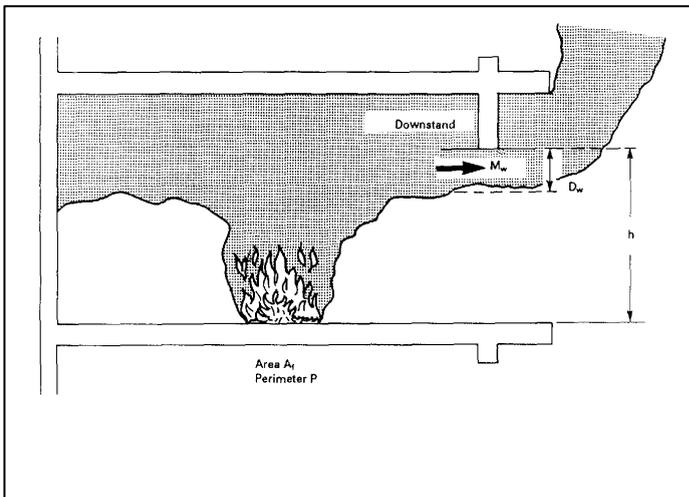


(Quelle: /11/)

Bild 12 Einfluß der Lage der Brandlast (qualitativ) auf die Luftmischung.

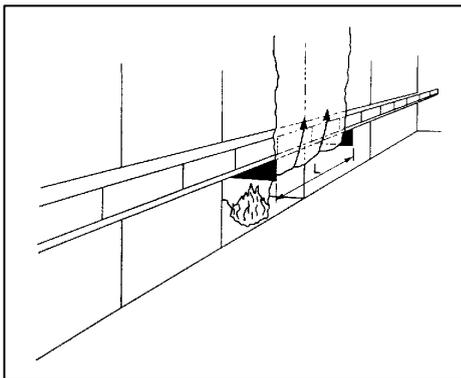


Zu betrachtende Bereiche der Luftmischung bei in ein Atrium austretenden Rauchgasen



Einfluß einer Schürze bzw. eines (Tür- oder Fenster-) Sturzes

Folgende Skizzen: Einfluß seitlicher Rauchschürzen (RS) auf die Strömung



<<< mit

und

ohne>>>

RS

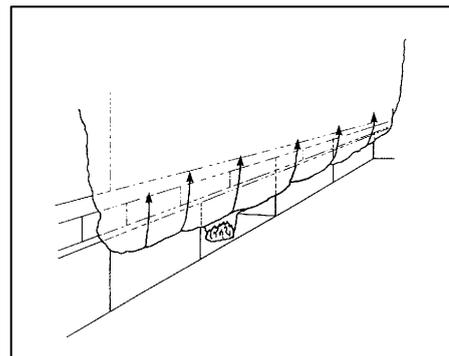


Bild 13 Veranschaulichung der in Atrien unter verschiedenen Bedingungen bei einem Raumbrand in Atrien austretenden Rauchgasströme. (nach Hansell und Morgan)

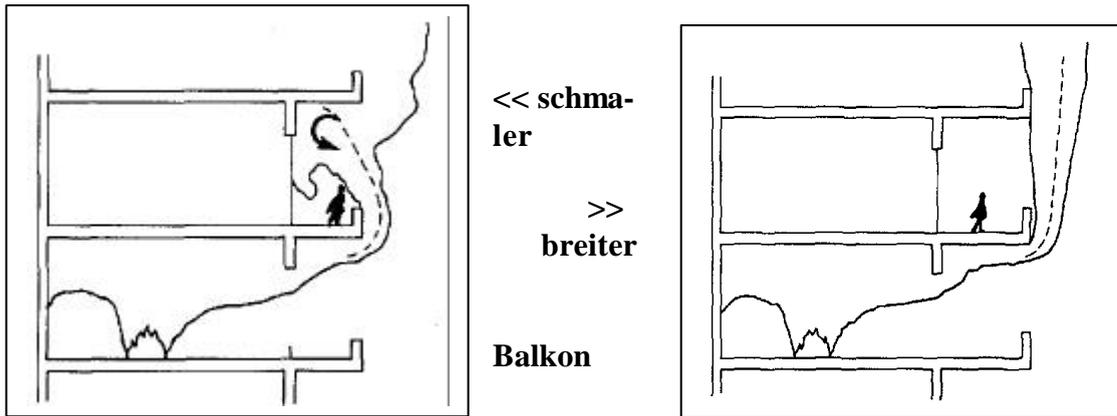


Bild 14 Einfluß der Tiefe eines Balkons auf Strömung und Einnischung von

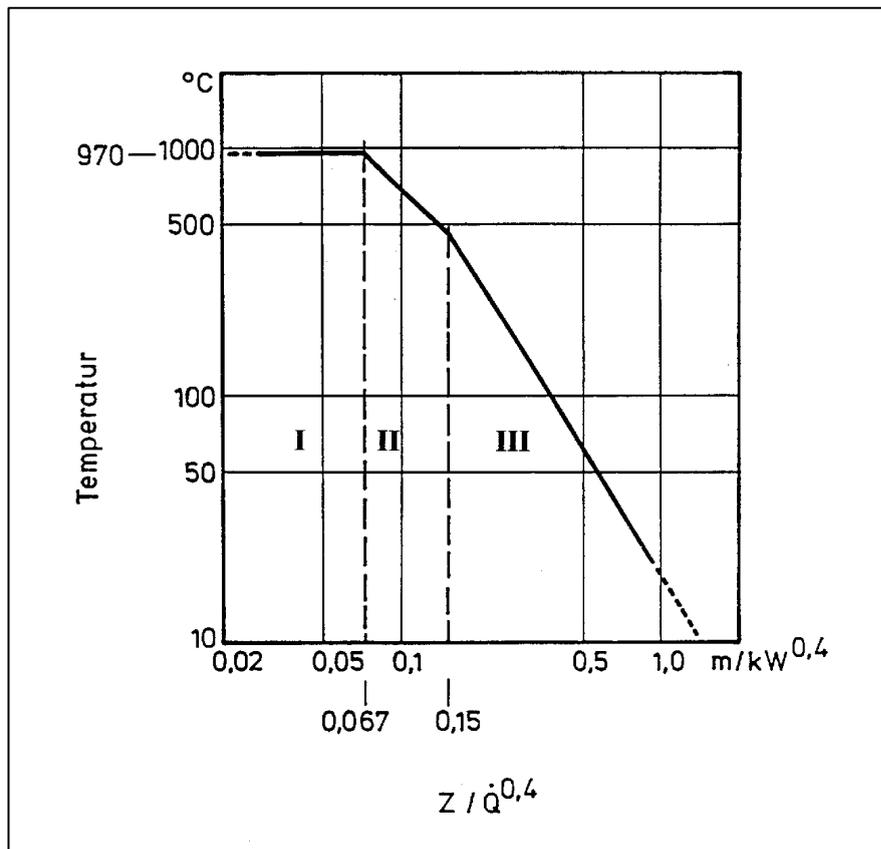


Bild 15 Temperaturverlauf auf der Achse für die Bereiche I Flamme, II Flackerbereich, III Ähnlichkeitsbereich, aufgetragen über einer aus dem Reziprokwert der (Froudezahl)^{0,4} abgeleiteten Größe, aus /9/.
 Zu den jeweiligen Grenzen zwischen den Bereichen : 0,067 und 0,15 vergleiche die Grenzen nach McCaffrey aus /8/: 0,08 und 0,20.

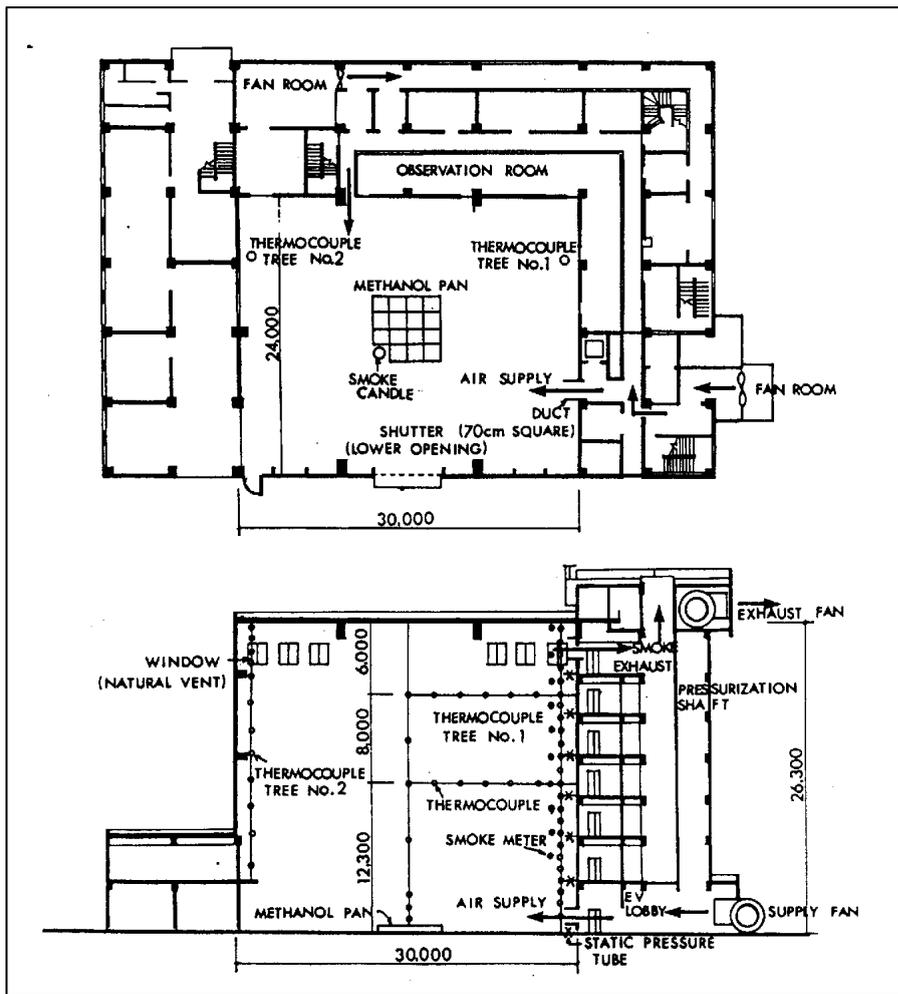


Bild 16 Versuchsanordnung nach /9/. Max. $\dot{Q} = 1,3$ MW.

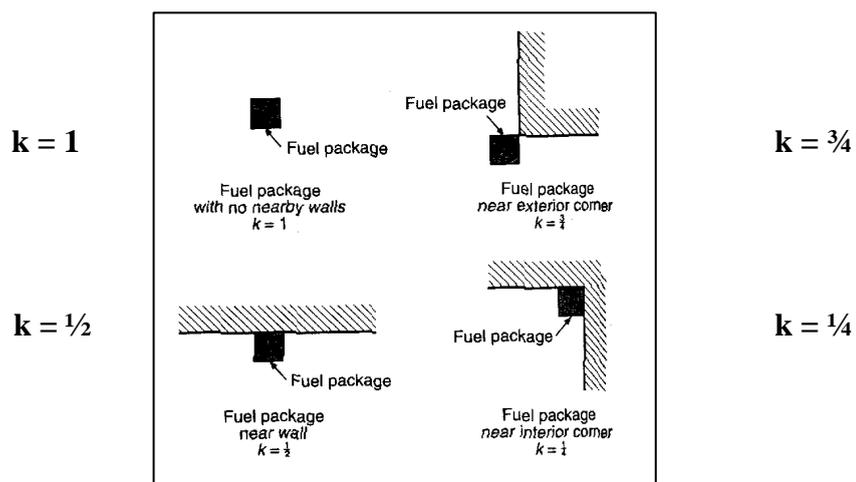


Bild 17 Korrekturgröße „Wandfaktor“ k nach Zukoski, in /12/.

(Platzhalter für) Betrachtung zur Abhängigkeit der Anwendung der Thomas-Hinkley-Formel von der spezifischen Wärmefreisetzungsrate.

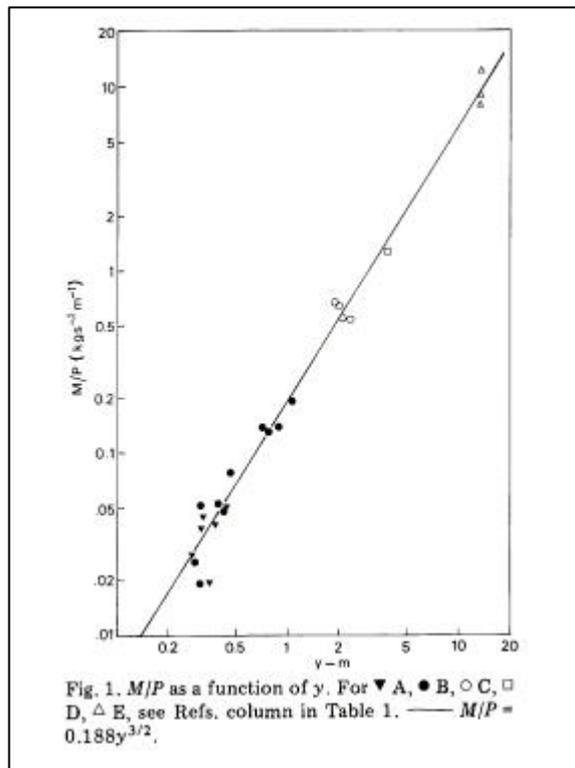
Aus $\dot{m}_e = 0,096 * \frac{r_0 (g r_c)^{1/2}}{r_0^{1/2}} * z^{3/2} * U$ mit $U = p * D$ und $\dot{Q} = \dot{q}'' * \frac{p D^2}{4}$

sowie $r_c = r_0 \frac{T_0}{T_c}$ folgt

$$\dot{m}_e = \frac{22,7}{(T_c \dot{q}'')^{1/2}} * z^{3/2} * \dot{Q}^{1/2}$$

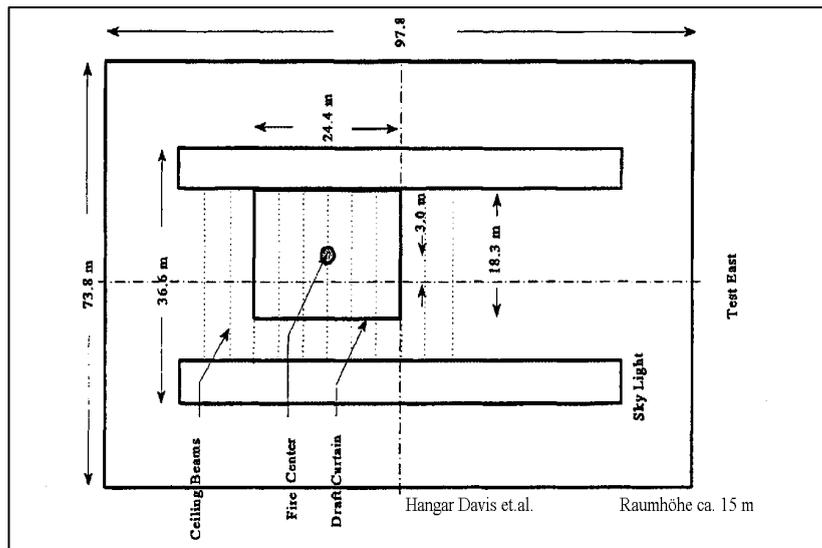
Formeln ist $\frac{22,7}{(T_c \dot{q}'')^{1/2}}$ als den virtuellen Ursprung kennzeichnende Größe

denkbar. Von den Plume-Formeln anderer Autoren unterscheidet sich die umgeformte Thomas-Hinkley-Formel dann noch etwas hinsichtlich der Potenzfunktion $z^{3/2} * \dot{Q}^{1/2}$ von z.B. der Formel in Zeile 2 der Tabelle 1 [$z^{5/3} * \dot{Q}^{1/3}$].



(Bild 18)

Bild 19 Auf den Brandumfang bezogene Einmischung von Luft in die Rauchgassäule in Abhängigkeit von der Aufstiegshöhe des



Rauchgas. Auswertung verschiedener Versuche, Hinkley /16/.

Bild 20

Grundriß der Flugzeughalle der Versuche von Davis et.al. /21/

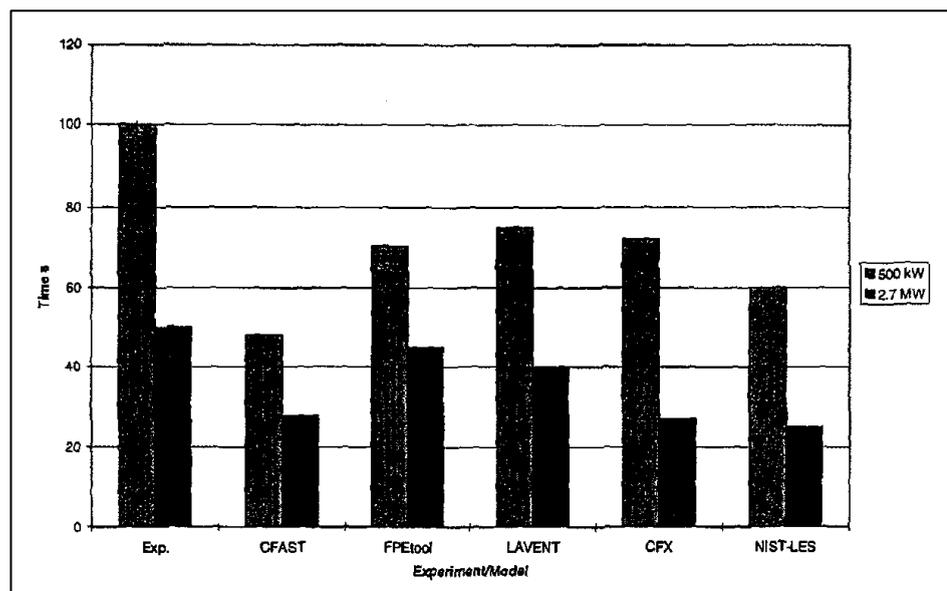


Bild 21

Füllzeiten des von den Rauchschürzen und dem Dach eingeschlossenen Volumens im Experiment für 500 kW und 2,7 MW Wärme-freisetzungsrate und nach verschiedenen Brandsimulationsmodellen, nach Davis et.al. /21/

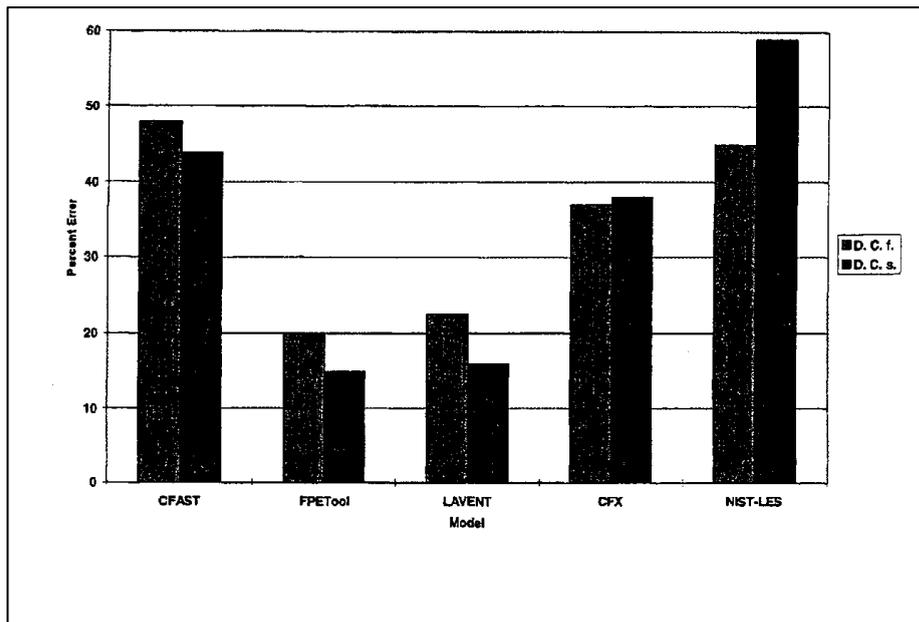


Bild 22 Prozentuale Abweichung der Füllzeiten (Bild 21) und der Rauchüberlaufzeit zwischen Experiment und Brandsimulationen

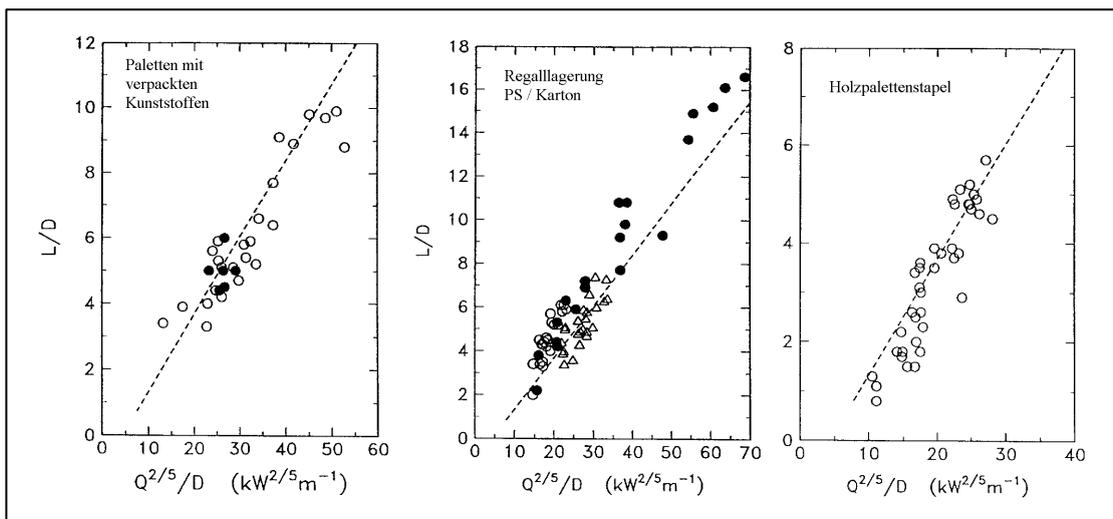


Bild 23 Darstellung der mit einem charakteristischen Branddurchmesser dimensionslos gemachten Flammenlängen bei Bränden von unterschiedlichen gelagerten Produkten in verschiedenen Lageranordnungen, Heskestad /22/.