

# KONZENTRATIONSPROFILE VOR EINER IM SAUERSTOFF-STROM VERBRENNENDEN KOHLENSTOFFOBERFLÄCHE—II. BERECHNUNG DER KONZENTRATIONSPROFILE

P. HUGO, E. WICKE und G. WURZBACHER

Institut für Physikalische Chemie der Universität Münster

(Received 10 February 1962)

**Zusammenfassung**—In Teil I [1] wurde über die Messung von Konzentrationsprofilen vor einer brennenden Kohlenstoffoberfläche berichtet. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Deutung dieser Versuchsergebnisse. Zur Berechnung der Konzentrationsprofile werden zunächst die allgemeinen Bilanzgleichungen unter der Annahme einer ruhenden Diffusionsgrenzschicht aufgestellt. Die homogene CO-Verbrennung wird durch einen Geschwindigkeitsansatz erster Ordnung bezüglich der CO-Konzentration berücksichtigt. Durch geeignete Vereinfachungen werden aus den allgemeinen Ansätzen Näherungslösungen abgeleitet. Diese vermitteln einen Einblick in das Zusammenwirken der verschiedenen, die Konzentrationsprofile beeinflussenden Teilprozesse: Kohlenstoffumsatz an der Wand, homogene CO-Nachverbrennung und Stofftransport durch Diffusion in der Grenzschicht.

## VERZEICHNIS DER SYMBOLE

- |                               |  |   |
|-------------------------------|--|---|
| $a$ ,                         | Mittelwert von $r$ im durchmessenen Abstandsbereich von der Kohlenstoffoberfläche (cm);  | $y \equiv \ln(1 - \gamma_{CO}/2)$ ;   |
| $c$ ,                         | molare Gesamtkonzentration des Gases (mol cm <sup>-3</sup> );  | $y_w \equiv \ln(1 - \gamma_{CO}^{(w)}/2)$ ;   |
| $j_i$ ,                       | molarer Stoffstrom der Komponente $i$ pro Flächeneinheit (mol cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> );                              | $D$ ,   |
| $j_i^{(w)}$ ,                 | molarer Stoffstrom der Komponente $i$ pro Flächeneinheit an der Kohlenstoffoberfläche (mol cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ); | Mittelwert der binären Diffusionskoeffizienten der Komponentenpaare (CO; O <sub>2</sub> ), (CO; N <sub>2</sub> ) und (N <sub>2</sub> ; O <sub>2</sub> ) (cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ); |
| $j^*$ ,                       | molarer Gesamtstrom, definiert durch Gleichung (13) (mol cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> );                                   | $D^* \equiv D / \{1 + [(1 - \alpha)/\alpha]\gamma_{CO_2}\}$ (cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> );   |
| $k$ ,                         | Geschwindigkeitskonstante der CO-Verbrennung, $CO + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO_2$ (s <sup>-1</sup> );                       | $D_{ik}$ ,  |
| $l \equiv 2(r_a - r_i)$ (cm); |  | binärer Diffusionskoeffizient des Komponentenpaares ( $i$ ; $k$ ) (cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> );   |
| $\dot{n}_{chem}$ ,            | Reaktionsgeschwindigkeit der CO-Verbrennung, $CO + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO_2$ (mol cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> );   | $H_i$ ,   |
| $q$ ,                         | Wärmestrom pro Flächeneinheit (cal cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> );   | molare Enthalpie der Komponente $i$ (cal mol <sup>-1</sup> );   |
| $r$ ,                         | Abstand des Aufpunktes von der Zylinderachse (bzw. dem Kugelmittelpunkt) (cm);   | $\Delta H$ ,  |
| $r_a$ ,                       | äusserer Radius des Ringspaltes (cm);  | Reaktionsenthalpie der Reaktion $CO + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO_2$ (cal mol <sup>-1</sup> );  |
| $r_i$ ,                       | innerer Radius des Ringspaltes (= $r_w$ ) (cm);  | $J(r)$ ,  |
| $r_w$ ,                       | Radius des Kohlenstoffzylinders (bzw. der Kohlenstoffkugel) (cm);  | definiert durch Gleichung (26);   |
|                               |  | $R$ ,   |
|                               |  | allgemeine Gaskonstante (cal mol <sup>-1</sup> grad <sup>-1</sup> );  |
|                               |  | $Sh$ ,  |
|                               |  | Sherwoodzahl;   |
|                               |  | $T$ ,   |
|                               |  | absolute Temperatur (gradK).  |
|                               |  | Griechische Symbole   |
|                               |  | $\alpha$ ,  |
|                               |  | Quotient aus dem Mittelwert der Diffusionskoeffizienten der Komponentenpaare (CO <sub>2</sub> ; O <sub>2</sub> ), (CO <sub>2</sub> ; CO) (CO <sub>2</sub> ; N <sub>2</sub> ) und $D$ ;      |
|                               |  | $\beta$ ,   |
|                               |  | Stoffübergangskoeffizient (cm s <sup>-1</sup> );  |
|                               |  | $\gamma_i$ ,  |
|                               |  | Molenbruch der Komponente $i$ ;   |
|                               |  | $\gamma_i^{(w)}$ ,  |
|                               |  | Molenbruch der Komponente $i$ an der Kohlenstoffoberfläche;   |

$\bar{\gamma}_{O_2}$ , Strommittelwert des Sauerstoffmolenbruchs, gemittelt über den ganzen Ringspalt;

$$\Delta\gamma_{O_2} \equiv \bar{\gamma}_{O_2} - \gamma_{O_2}^{(w)};$$

$$\delta \equiv (1/a)(D/k)^{1/2};$$

$\lambda$ , Wärmeleitfähigkeit des Gases (cal cm<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup> grad<sup>-1</sup>).

### 1. EINLEITUNG

NEBEN einer grossen Fülle technisch ausgerichteter Untersuchungen über die Kohleverbrennung liegt einerseits eine Reihe experimenteller Arbeiten zur Aufklärung der Verbrennungskinetik reinen graphitischen Kohlenstoffs vor, andererseits auch eine Reihe von Versuchen, die bei der Kohlenstoffverbrennung zusammenwirkenden Vorgänge theoretisch zu erfassen und zu berechnen. Die ersten Berechnungen wurden von Nusselt [2] sowie von Burke und Schumann [3] durchgeführt und betrafen die Ermittlung der Verbrennungsgeschwindigkeit. Hierbei wurde durchweg angenommen, dass der Kohlenstoff die Oberfläche als CO<sub>2</sub> verlässt. Allerdings wiesen Burke und Schumann bereits darauf hin, dass eine etwaige intermediäre Bildung von CO mit anschließender Nachverbrennung im Gasraum den Gesamtumsatz an Kohlenstoff beeinflussen könnte. Hiervon ausgehend entwickelte Fischbeck [4] die Vorstellung einer gleichzeitigen Beteiligung der Boudouard-Reaktion am Kohlenstoffumsatz, deren Zusammenwirken mit der CO-Verbrennung im Gasraum unter bestimmten Bedingungen ein Maximum im CO<sub>2</sub>-Profil erwarten lässt, vgl. Abb. 1.

In neuester Zeit hat van der Held [5] versucht, die Konzentrationsprofile vor einer brennenden Kohlewand genauer zu berechnen. Er ging dabei von der Annahme aus, dass sich am Kohlenstoff das Boudouard-Gleichgewicht einstellt (vgl. auch Bošnjaković [6]). Da dieses Gleichgewicht oberhalb 1000°C bei Normaldruck weit auf der Seite des CO liegt, sollte hiernach die CO<sub>2</sub>-Konzentration an der Kohlenstoffoberfläche verschwindend gering werden. Dies ist jedoch, wie Berechnungen auf Grund der bekannten Reaktionsgeschwindigkeit der Boudouard-Umsetzung zeigen [7, 8], erst bei Kohlenstofftemperaturen oberhalb etwa 1400°C zu erwarten. Eine weitere wesentliche Voraussetzung

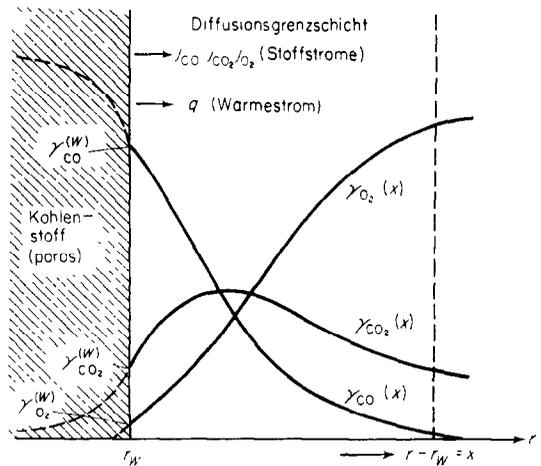


ABB. 1. Konzentrationsprofile vor einer im Sauerstoffstrom verbrennenden Kohlenstoffoberfläche (schematisch).

der Berechnungen van der Helds ist die Annahme, dass das an der Kohlenstoffoberfläche gebildete CO in einer im Vergleich zur Dicke der Diffusionsgrenzschicht sehr schmalen und von der Kohlenstoffoberfläche deutlich abgesetzten Zone nachverbrennt. Diese Annahme setzt voraus, dass erstens am Kohlenstoff nur noch die Boudouard-Reaktion stattfindet (hohe Kohlenstofftemperatur) und zweitens die CO-Verbrennung sehr rasch verläuft (Katalyse durch hohen Wasserdampfgehalt des Gases).

In allen voranstehend erwähnten Fällen wurde die Vorstellung benutzt, dass an der Kohlenstoffoberfläche eine quasi-ruhende Gasgrenzschicht vorliegt, vgl. Abb. 1. Die Gasströmung längs der Kohlenstoffoberfläche wurde allenfalls mit ihrem Einfluss auf die effektive Grenzschichtdicke in Rechnung gesetzt. Demgegenüber berücksichtigten Hönl und v. Wolff [9] das vollständige Strömungsprofil vor der Kohlenstoffoberfläche für den Fall eines zylindrischen Kohlerohres, das von Sauerstoff laminar durchströmt wird. Zur Vermeidung allzu grosser mathematischer Schwierigkeiten, die auch schon bei Annahme eines isothermen Ablaufs auftreten, musste dabei allerdings mit einer einfachen Wandreaktion  $2C + O_2 \rightarrow 2CO$  erster Ordnung gerechnet und die CO-Nachverbrennung in der Gasphase vernachlässigt

werden, wodurch die Aufgabe auf ein Zweikomponenten-Problem reduziert wurde.

In der hier vorgelegten Untersuchung wird wieder die Vorstellung der an der Kohlenstoffoberfläche ruhenden Gasgrenzschicht, wie in Abb. 1 skizziert, zugrundegelegt. Zunächst werden die Bilanzgleichungen für Stoff und Wärme unter Berücksichtigung der homogenen CO-Verbrennung aufgestellt. Anschliessend werden aus den Stefan-Maxwellschen Gleichungen Näherungsausdrücke für die Stoffströme gewonnen und der Ausdruck für den Wärmestrom formuliert. Diese Beziehungen sind zusammen mit dem Ansatz für die Reaktionsgeschwindigkeit der homogenen CO-Verbrennung in die Bilanzgleichungen einzutragen und liefern die Differentialgleichungen für die Berechnung der Konzentrations- und Temperaturprofile. Sodann werden im Hinblick auf die gewählte Versuchsanordnung (vgl. Teil I' [1]) schrittweise Vereinfachungen eingeführt mit dem Ziel, Näherungslösungen zu erhalten. Der Vergleich mit den Messergebnissen liefert schliesslich numerische Werte für die Geschwindigkeit des Gesamtkohlenstoffumsatzes an der Wand sowie einen Mittelwert der Geschwindigkeitskonstanten der CO-Nachverbrennung in der Gasgrenzschicht.

## 2. BILANZGLEICHUNGEN

Zunächst sei die Modellvorstellung angegeben, die der nachfolgenden Berechnung des Kohlenstoffumsatzes mit homogener CO-Nachverbrennung zugrunde gelegt ist: Vor der festen Kohleoberfläche wird eine ruhende Gasgrenzschicht angenommen, in der das primär gebildete CO gemäss:



in homogener Reaktion nachreagiert; dabei werden stationäre Verhältnisse vorausgesetzt. Bei Verbrennung in Luft ist neben den an der Reaktion (1) beteiligten Komponenten Stickstoff als Inertgas vorhanden. Der in Spuren vorliegende und katalytisch wirkende Wasserdampf wird in der Grenzschicht als gleichmässig verteilt angenommen. Der Gesamtdruck sei konstant vorgegeben.

Für die Ermittlung der Konzentrationsprofile der vier Komponenten CO, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> und N<sub>2</sub> sowie des Temperaturprofils stehen vier Stoffbilanzgleichungen und die Enthalpiebilanz zur Verfügung. Mit den durch die Flächeneinheit fliessenden molaren Stoffströmen  $j_i$  der Komponenten und dem Wärmestrom  $q$  lassen sich die Bilanzgleichungen formal direkt angeben. Sie lauten unter Berücksichtigung der Stöchiometrie der exothermen Reaktion (1) im stationären Zustand:

$$\text{div } j_{\text{CO}} + \dot{n}_{\text{chem}} = 0 \quad (1)$$

$$\text{div } j_{\text{O}_2} + \frac{1}{2}\dot{n}_{\text{chem}} = 0 \quad (2)$$

$$\text{div } j_{\text{CO}_2} - \dot{n}_{\text{chem}} = 0 \quad (3)$$

$$\text{div } j_{\text{N}_2} = 0 \quad (4)$$

$$\text{div } (q + \sum_{i=1}^4 j_i H_i) = 0. \quad (5)$$

$\dot{n}_{\text{chem}}$  bedeutet die nach Reaktion I je Volumen- und Zeiteinheit entstehende Molzahl CO<sub>2</sub>;  $H_i$  sind die molaren Enthalpien der Komponenten.†

Wegen der zwischen den Molenbrüchen  $\gamma_i$  der Gemischkomponenten bestehenden Beziehung  $\sum \gamma_i = 1$  ist eine der vier Stoffbilanzgleichungen (1–4) von den übrigen abhängig. Es genügt daher zur Gewinnung der Konzentrationsverteilungen, drei dieser Gleichungen (bzw. Linearkombinationen von ihnen) zu untersuchen.

Dabei braucht nur eine der Stoffbilanzen (1–3) unter Berücksichtigung des Geschwindigkeitsansatzes für  $\dot{n}_{\text{chem}}$  integriert zu werden. Welche dieser Gleichungen zweckmässig gewählt wird, hängt von der Funktion  $\dot{n}_{\text{chem}} = f(\gamma_i, c, T)$  ab. Im Hinblick auf den im folgenden gewählten Geschwindigkeitsansatz Gleichung (15) empfiehlt sich hierfür im vorliegenden Falle Gleichung (1).

Aus den verbleibenden Bestimmungsgleichungen (2) und (3) wird die Reaktionsgeschwin-

† Die molaren Enthalpien sind dabei in der Weise normiert, dass unter Normalbedingungen (298,16°K; 1 atm.)  $H_{\text{N}_2} = 0$ ,  $H_{\text{O}_2} = 0$  und  $H_{\text{CO}}$  sowie  $H_{\text{CO}_2}$  gleich den Normal-Bildungsenthalpien dieser Verbindungen gesetzt werden.

digkeit  $\dot{n}_{\text{chem}}$  durch Kombination der Gleichungen (1-3) eliminiert:

$$\text{div}(j_{\text{O}_2} + j_{\text{CO}_2} + \frac{1}{2}j_{\text{CO}}) = 0 \quad (2a)$$

$$\text{div}(j_{\text{CO}_2} + j_{\text{CO}}) = 0. \quad (3a)$$

Gleichung (2a) stellt die Sauerstoffbilanz dar. Da der gesamte Sauerstofftransport in Form von  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}_2$  und  $\text{CO}$  durch jede parallel zur Kohleoberfläche gelegte Kontrollfläche verschwindet, ergibt die Integration:

$$j_{\text{O}_2} + j_{\text{CO}_2} + \frac{1}{2}j_{\text{CO}} = 0. \quad (2b)$$

Gleichung (3a) ist die Kohlenstoffbilanz. Die Integration liefert:

$$j_{\text{C}} = j_{\text{CO}} + j_{\text{CO}_2}, \quad (3b)$$

woraus mit (2b) die im weiteren benutzte Beziehung

$$j_{\text{C}} = \frac{1}{2}j_{\text{CO}} - j_{\text{O}_2} \quad (3c)$$

folgt.

$j_{\text{C}}$  ist der gesamte Strom an  $\text{CO}$  und  $\text{CO}_2$  je Flächeneinheit (Kohlenstoffstrom). Er ergibt sich aus dem aus der Kohlewand austretenden Kohlenstoffstrom  $j_{\text{C}}^{(w)}$  und der Geometrie der Anordnung.

Der Kohlenstoffstrom an der Wand setzt sich zusammen aus dem Kohlenstoffabbbrand durch Sauerstoffangriff†:



und durch Boudouard-Reaktion:



Darüberhinaus ist gegebenenfalls bereits innerhalb des porösen Gefüges die  $\text{CO}$ -Verbrennung (I) zu berücksichtigen.

Die Stickstoffbilanz (4) lässt sich ebenfalls sofort integrieren. Da insgesamt in der Grenzschicht kein Stickstoff transportiert wird, gilt:

$$j_{\text{N}_2} = 0. \quad (4a)$$

† Bei niedrigen Kohlenstofftemperaturen ist neben (II) noch die in geringem Ausmass erfolgende Primärreaktion  $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$  in Betracht zu ziehen. Das Verhältnis der Primärprodukte  $[\text{CO}]/[\text{CO}_2]$  beträgt für hochreine Spektralkohle bei  $1400^\circ\text{K}$  etwa 10, bei  $1500^\circ\text{K}$  etwa 14 und nimmt mit steigender Temperatur rasch zu (vgl. Rossberg und Wicke [10]).

Die Enthalpiebilanz (5) wird mit den Gleichungen (2b) und (3c) umgeformt; zusammen mit (4a) erhält man:

$$\text{div}(q - j_{\text{CO}}\Delta H) = \text{div}(j_{\text{C}}\Delta H'). \quad (5a)$$

Hierbei bedeutet  $\Delta H = H_{\text{CO}_2} - H_{\text{CO}} - \frac{1}{2}H_{\text{O}_2}$  die Reaktionsenthalpie der Reaktion (I);  $\Delta H' = H_{\text{O}_2} - H_{\text{CO}_2}$  ist der Unterschied der molaren Enthalpien des  $\text{O}_2$  und des  $\text{CO}_2$  an der betreffenden Stelle in der Gasgrenzschicht.

Mit den Beziehungen (1), (3c), (4a) und (5a) sind die vier Bestimmungsgleichungen in einer für die Berechnung der Konzentrations- und Temperaturprofile geeigneten Form zunächst formal zusammengestellt.

### 3. STROMGLEICHUNGEN FÜR STOFF UND WÄRME

Die in diesen Gleichungen auftretenden Stoffströme  $j_i$ , der Wärmestrom  $q$  und die Geschwindigkeit der Nachreaktion  $\dot{n}_{\text{chem}}$  müssen in ihrer Abhängigkeit von den Konzentrationen und der Temperatur explizit angegeben werden. Hierbei sind i.a. zusätzliche vereinfachende Annahmen nicht zu umgehen.

Bei konstant vorgegebenem Gesamtdruck und Vernachlässigung von Thermodiffusion sind die *Stoffströme* nach dem Transportansatz:

$$-c \text{ grad } \gamma_i = \sum_{k=1}^4 \frac{j_i \gamma_k - j_k \gamma_i}{D_{ik}}, \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (6)$$

zu berechnen [11].  $c$  bedeutet die Gesamtkonzentration,  $D_{ik}$  sind die binären Diffusionskoeffizienten.

Soweit sich aus den Transporteigenschaften der vier Gase ( $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ) bei Raumtemperatur und aus Messwerten einiger der binären Diffusionskoeffizienten bei höheren Temperaturen entnehmen lässt (Walker und Westenberg [12] bis etwa  $1000^\circ\text{K}$ ), gilt für die sechs hier zu berücksichtigenden binären Diffusionskoeffizienten in guter Näherung:

$$D(\text{CO}, \text{O}_2) = D(\text{CO}, \text{N}_2) = D(\text{N}_2, \text{O}_2) \equiv D \quad (7)$$

$$D(\text{CO}_2, \text{O}_2) = D(\text{CO}_2, \text{CO}) = D(\text{CO}_2, \text{N}_2) \equiv aD, \quad (8)$$

Aus den Messergebnissen von Walker und Westenberg [12] lässt sich für den hier in Frage kommenden Temperaturbereich  $\alpha \simeq 0,85$  ( $\pm 0,05$ ) abschätzen.

Mit den Nebenbedingungen (7) und (8) folgt für die Stoffströme der vier Komponenten aus dem Transportansatz (6)

$$j_{N_2} - j^* \gamma_{N_2} = -cD^* \text{ grad } \gamma_{N_2} \quad (9)$$

$$j_{CO} - j^* \gamma_{CO} = -cD^* \text{ grad } \gamma_{CO} \quad (10)$$

$$j_{O_2} - j^* \gamma_{O_2} = -cD^* \text{ grad } \gamma_{O_2} \quad (11)$$

$$j_{CO_2} - j^* \gamma_{CO_2} = -caD^* \text{ grad } \gamma_{CO_2} \quad (12)$$

Dabei bedeutet

$$D^* = \frac{D}{1 + [(1 - \alpha)/\alpha] \gamma_{CO_2}}$$

Zur Bestimmung von  $j^*$  werden die Gleichungen (9–12) addiert und die Gleichungen (2b), (4a) sowie die Bedingung  $\Sigma \gamma_i = 1$  eingetragen. Dann folgt

$$j^* = \frac{1}{2} j_{CO} - (1 - \alpha)cD^* \text{ grad } \gamma_{CO_2} \quad (13)$$

Mit den Beziehungen (9–11) für die Stoffströme ergeben sich unter Berücksichtigung von Gleichung (13) aus (1), (3c), (4a) und (5a) die Bestimmungsgleichungen für die Konzentrations- und Temperaturverteilung in der Grenzschicht.

Zum Wärmestrom trägt hauptsächlich die Wärmeleitung bei:

$$q = -\lambda \text{ grad } T \quad (14)$$

( $\lambda$  = Wärmeleitfähigkeit des Gasgemisches); der Wärmeaustausch innerhalb der Gasgrenzschicht durch Strahlung sowie der Diffusionsthermoeffekt sind demgegenüber im vorliegenden Falle klein.

#### 4. GESCHWINDIGKEITSANSATZ DER CHEMISCHEN REAKTION

Ausser den Transportgleichungen ist noch die Geschwindigkeit der homogenen CO-Verbrennung in ihrer Abhängigkeit von den verschiedenen Einflussgrößen (Gaszusammensetzung, Temperatur) anzugeben. Der Geschwindigkeitsansatz  $\dot{n}_{chem}$  für diese Reaktion enthält wesentlich grössere Unsicherheiten als die voranstehenden Beziehungen für die Stoffströme und den Wärmestrom. Während sich diese im einzelnen

theoretisch begründen lassen, ist man für den Ansatz der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit auf Messergebnisse angewiesen, wobei die bisher durchgeführten Untersuchungen dieser Art, die man im vorliegenden Fall heranziehen kann, noch kein ganz einheitliches Bild liefern.

Verschiedene Autoren haben aus Untersuchungen an Kohlenwasserstoff- und CO-Flammen Geschwindigkeitsansätze für die CO-Verbrennung abgeleitet (vgl. [13, 14], dort weitere Literaturangaben). Hiernach liegt ein Ansatz erster Ordnung bzgl. der CO-Konzentration nahe:

$$\dot{n}_{chem} = kc\gamma_{CO} \quad (15)$$

Allerdings wurden diese Ergebnisse durchweg mit feuchten bzw. Wasserstoffhaltigen Gasen gewonnen. Die experimentellen Untersuchungen an sehr trockenen CO-Flammen reichen noch nicht aus, um auch hier genauere Angaben über die Abhängigkeit von der CO-Konzentration machen zu können; es erwies sich lediglich, dass in sehr trockenen CO-Flammen die Flammengeschwindigkeit in weiten Grenzen unabhängig von der Gaszusammensetzung ist (vgl. die Zusammenstellung experimentell bestimmter Flammengeschwindigkeiten in [15]). Danach könnte die Reaktionsordnung bzgl. der CO-Konzentration in sehr trockenen Gasen kleiner als 1 sein. Es zeigt sich jedoch, dass eine gewisse Unsicherheit im Ansatz dieser Reaktionsordnung die Form der berechneten Konzentrationsprofile kaum beeinflusst.

Ausser vom CO-Gehalt des Gases ist die Geschwindigkeit der CO-Verbrennung von der  $H_2O$ - sowie der  $O_2$ -Konzentration abhängig. Der Einfluss des im Gasraum als konstant betrachteten Wasserdampfgehaltes wurde in dem Ansatz (15) in die Konstante  $k$  mit einbezogen; der Einfluss des Sauerstoffmolenbruchs wurde vernachlässigt.

Dies ist eine vertretbare Näherung, da an Flammen durchgeführte Untersuchungen nur eine geringe Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Sauerstoffkonzentration ergaben—etwa einer Reaktionsordnung von 0,2 bis 0,25 entsprechend (vgl. [14, 16]). Bei sehr geringen Sauerstoffkonzentrationen ist der Einfluss naturgemäss stärker.

Für die Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeitskonstanten  $k$  geben verschiedene Autoren sehr unterschiedliche Werte der Aktivierungsenergien an (zwischen 20 und 45 kcal/mol). Bei der im Abschnitt 6A durchgeführten Berechnung des CO-Konzentrationsprofils wird die Berücksichtigung des Temperatureinflusses auf die Reaktionsgeschwindigkeit durch Annahme eines konstanten Mittelwertes der Geschwindigkeitskonstanten in der Grenzschicht umgangen. Dies ist selbstverständlich eine sehr drastische Vereinfachung der Verhältnisse.

### 5. DIE VEREINFACHTEN BILANZGLEICHUNGEN

Im folgenden wird die (verhältnismässig geringfügige) Korrektur vernachlässigt, die sich aus den Unterschieden in den binären Diffusionskoeffizienten ergibt, d.h. für  $\alpha$  wird (anstelle von 0,85) der Wert 1 angenommen. Damit wird  $D^*$  unabhängig von der Gaszusammensetzung gleich  $D$ . Dann ist nach Gleichung (13)

$$j^* = \frac{1}{2} j_{CO} \quad (13a)$$

und beschreibt den durch die Volumenänderung bei der CO-Bildung bedingten molaren Gesamtstrom.

Mit der Abkürzung

$$y = \ln \left( 1 - \frac{\gamma_{CO}}{2} \right) \quad (16)$$

erhält man aus (10)

$$j_{CO} = 2cD \text{ grad } y, \quad (10a)$$

ferner aus (9) und (11) unter Berücksichtigung von (10a)

$$j_{N_2} = cD(\gamma_{N_2} \text{ grad } y - \text{grad } \gamma_{N_2}) \quad (9a)$$

$$j_{O_2} = cD(\gamma_{O_2} \text{ grad } y - \text{grad } \gamma_{O_2}). \quad (11a)$$

Einsetzen der Stoffströme (10a), (9a) und (11a) sowie des Geschwindigkeitsansatzes (15) in die Bilanzgleichungen (1), (3c) und (4a) liefert die Beziehungen

$$\text{div}(cD \text{ grad } y) = kc(e^y - 1) \quad (17)$$

$$\frac{j_c}{cD} = (1 - \gamma_{O_2}) \text{ grad } y + \text{grad } \gamma_{O_2} \quad (18)$$

$$0 = \gamma_{N_2} \text{ grad } y - \text{grad } \gamma_{N_2}. \quad (19)$$

(17) und (18) sind die Differentialgleichungen für die Konzentrationsprofile von CO und O<sub>2</sub>. Die Differentialgleichung (19) liefert unmittelbar  $\gamma_{N_2} = \text{const.} (1 - \gamma_{CO}/2)$ ;  $\gamma_{CO_2}$  ergibt sich aus  $\sum \gamma_i = 1$ .

Die Temperaturverteilung ist aus der Enthalpiebilanz (5a) zu berechnen, die mit (10a) und (14) die Form

$$\text{div}(-\lambda \text{ grad } T - 2cD\Delta H \text{ grad } y) = \text{div}(j_c \Delta H') \quad (20)$$

erhält.

Wegen der Temperaturabhängigkeit der Grössen  $cD$  und  $kc$  ist eine Berücksichtigung der Temperaturverteilung bei der Integration von (17) and (18) grundsätzlich erforderlich. Im folgenden wird jedoch zur näherungsweise Berechnung der Konzentrationsprofile

$$cD = \text{const.} \quad (21a)$$

und

$$k/D = \text{const.} \quad (21b)$$

gesetzt. Damit können die Stoffbilanzen (17) und (18) unabhängig von der Enthalpiebilanz (20) integriert werden.

Während (21a) eine durchaus vertretbare Vereinfachung darstellt, ist die Annahme (21b) eines konstanten  $k/D$ -Wertes wegen der exponentiellen Temperaturabhängigkeit von  $k$  eine sehr weitgehende Idealisierung des tatsächlichen Sachverhalts.

### 6. NÄHERUNGSLÖSUNGEN FÜR DIE KONZENTRATIONSPROFILE IN DER GRENZSCHICHT

#### A. Die CO-Konzentration

Die in Teil I [1] angegebenen Messergebnisse wurden mit von reinem Sauerstoff längs angeströmten Kohlezylindern erhalten. Daher wird in diesem Abschnitt eine radialsymmetrische Grenzschicht betrachtet und  $\gamma_{N_2} = 0$  gesetzt.

Es sollen verhältnismässig kleine CO-Gehalte in der Grenzschicht vorausgesetzt werden, da dies den in Teil I mitgeteilten Ergebnissen ( $\gamma_{CO} < 0,5$  bzw.  $|y| < 0,3$ ) entspricht. Dann kann in Gleichung (17) näherungsweise  $e^y - 1 \approx y$

gesetzt werden, und es folgt zusammen mit der Näherung (21a):

$$\frac{d^2y}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dy}{dr} = \frac{k}{D} y. \quad (22)$$

Die Randbedingungen werden durch die Gaszusammensetzung an der Kohleoberfläche (Index  $w$ ):

$$y = y_w \quad \text{für} \quad r = r_w$$

und die Annahme einer weitgehenden CO-Nachverbrennung innerhalb der Grenzschicht:

$$y \rightarrow 0 \quad \text{für grosse } r$$

festgelegt.

Unter Annahme eines konstanten Wertes für  $k/D$  lässt sich Gleichung (22) integrieren. In Anbetracht dieser starken Idealisierung sei auf die Angabe der exakten Lösung (Zylinderfunktionen, vgl. [7]) verzichtet und stattdessen eine vereinfachte Näherungslösung betrachtet.

Die Zylindersymmetrie der Versuchsanordnung bedingt nämlich im vorliegenden Falle nur eine verhältnismässig kleine Korrektur; in Gleichung (22) ist das Glied  $(1/r)(dy/dr)$  klein gegen die beiden anderen Terme. Da darüberhinaus das CO innerhalb der Grenzschicht weitgehend nachverbrennt, sind  $y$  und entsprechend die Ableitungen von  $y$  rasch veränderliche Funktionen von  $r$ . Daher erhält man recht brauchbare Näherungslösungen für  $y$ , wenn in dem Korrekturglied von Gleichung (22) der sich in dem durchmessenen Bereich nur verhältnismässig wenig ändernde Radius  $r$  durch einen konstanten Mittelwert  $a$  ersetzt wird:

$$\frac{d^2y}{dr^2} + \frac{1}{a} \frac{dy}{dr} = \frac{k}{D} y. \quad (22a)$$

Mit dieser vereinfachten Gleichung erhält man als Näherungslösung bei Vernachlässigung höherer Potenzen von  $\delta = (1/a)\sqrt{(D/k)}$ :

$$y = y_w \exp \left[ -\sqrt{\left(\frac{k}{D}\right) \left(1 + \frac{\delta}{2}\right)} (r - r_w) \right]. \quad (23)$$

$y_w$  kann hierin mittels Gleichung (10a) durch

den aus der Wand austretenden CO-Strom  $j_{CO}^{(w)}$  ersetzt werden:

$$y_w = \frac{j_{CO}^{(w)}}{2c(1 + \delta/2)\sqrt{(kD)}}, \quad (24)$$

so dass sich insgesamt als Näherungslösung für  $y$  bzw. den CO-Verlauf in der Grenzschicht

$$y = \frac{j_{CO}^{(w)}}{2c(1 + \delta/2)\sqrt{(kD)}} \exp \left[ -\sqrt{\left(\frac{k}{D}\right) \left(1 + \frac{\delta}{2}\right)} (r - r_w) \right] \quad (23a)$$

ergibt.

In Teil I wurden die Messungen mit Gleichung (23a) ohne Berücksichtigung der Zylindersymmetrie ausgewertet, d.h.  $\delta = 0$  angenommen. Die so erhaltenen Werte für  $\sqrt{(k/D)}$  lagen alle oberhalb von  $5 \text{ cm}^{-1}$ ; die Korrektur  $\delta/2 = (1/2a)\sqrt{(D/k)}$  macht daher (mit  $a \approx 1 \text{ cm}$ ) nicht mehr als 10 Prozent aus.

Abb. 2 zeigt einen Vergleich des in Messreihe 39 (Tabelle 1) erhaltenen Verlaufs von  $y$  mit dem nach Gleichung (23) berechneten (Kurve I). Als Parameter wurden die Werte  $y_w = -0,25$  und  $(k/D)^{1/2} (1 + \delta/2) = 5,5 \text{ cm}^{-1}$  gewählt. Die Übereinstimmung ist, angesichts der sehr starken Vereinfachung (21b), überraschend gut.

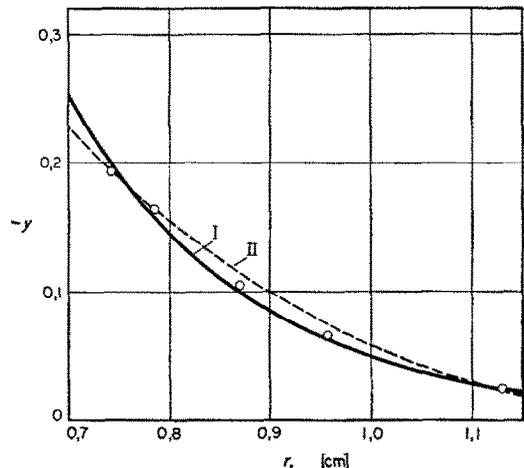


ABB. 2. Verlauf von  $y = \ln(1 - \gamma_{CO}/2)$  als Funktion von  $r$  für einen Reaktionsansatz erster Ordnung (Kurve I, ausgezogen) sowie nullter Ordnung (Kurve II, gestrichelt). Zum Vergleich sind die aus den Analysen von Messreihe 39 erhaltenen Werte von  $y$  eingezeichnet (O).

Tabelle 1. Analyseergebnisse der Messreihe 39 (vgl. [1])  
 Kohlenstofftemperatur 1180°C; Wasserdampfgehalt  
 $2,6 \times 10^{-6}\%$  (Trocknung mit  $P_2O_5$ )

Ort der Probenahme $r - r_w \dagger$ [cm]	$\gamma_{CO_2}$	$\gamma_{CO}$	$\gamma_{O_2} = 1 - \gamma_{CO_2} - \gamma_{CO}$
0,043	0,553	0,352	0,095
0,086	0,557	0,302	0,141
0,171	0,564	0,199	0,237
0,257	0,529	0,128	0,343
0,430	0,394	0,048	0,558

† Als Radius des Kohlezylinders wird wegen des fortschreitenden Abbrandes im folgenden nicht der zu Beginn eines Versuchs geltende Wert von 0,75 cm, sondern der etwa in der Mitte des Messzeitintervalls zutreffende Wert  $r_w = 0,70$  cm benutzt.

Kurve II stellt den Verlauf von  $y$  dar, wie er sich aus dem Ansatz  $\dot{n}_{chem} = const.$  (Reaktion nullter Ordnung) ergibt. ‡ Auch mit diesem Ansatz lassen sich die experimentellen Ergebnisse beschreiben: Die Reaktionsordnung der CO-Verbrennung beeinflusst die Form der Funktion  $y(r)$  im durchmessenen Abstandsbereich nur wenig.

Die Wahl der Reaktionsordnung äussert sich jedoch in der Grösse des CO-Stromes an der Wand, der sich aus den Messdaten ergibt: Für Messreihe 39 erhält man bei Annahme einer Reaktion erster Ordnung  $j_{CO}^{(w)}/2cD \approx 1,4 \text{ cm}^{-1}$ , während der Ansatz nullter Ordnung  $j_{CO}^{(w)}/2cD \approx 1,1 \text{ cm}^{-1}$  liefert.

**B. Der Kohlenstoffumsatz an der Wand und der Verlauf der  $O_2$ -Konzentration**

Mit der für den radialsymmetrischen Fall geltenden Beziehung

$$j_C = j_C^{(w)} \frac{r_w}{r}$$

‡  $y$  besitzt dann die Form

$$y = - \frac{k^{(o)} r'^2}{8Dc} \left[ \left( \frac{r}{r'} \right)^2 - 1 - 2 \ln \left( \frac{r}{r'} \right) \right],$$

wobei  $k^{(o)}$  die Geschwindigkeitskonstante bei Reaktion nullter Ordnung ist.  $r'$  ist der Radius, für den  $y = 0$  und  $dy/dr = 0$  wird. Für Kurve II wurden als Parameter  $k^{(o)} r'^2 / 8Dc = 0,39$  und  $r' = 1,35$  cm angesetzt.

geht Gleichung (18) über in

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{1 - \gamma_{O_2}}{1 - \gamma_{CO}/2} \right) = \frac{j_C^{(w)} r_w}{cD} \cdot \frac{1}{r(1 - \gamma_{CO}/2)}$$

Integration mit der Randbedingung

$$\gamma_{O_2}(r_0) = \gamma_{O_2}(r_0)$$

für  $r = r_0$  liefert ( $j_C^{(w)} r_w / cD = const$ ):

$$\frac{1 - \gamma_{O_2}(r)}{1 - \gamma_{CO}(r)/2} - \frac{1 - \gamma_{O_2}(r_0)}{1 - \gamma_{CO}(r_0)/2} = J(r) \frac{j_C^{(w)} r_w}{cD} \quad (25)$$

Darin ist

$$J(r) = \int_{r_0}^r \frac{d\rho}{\rho [1 - \gamma_{CO}(\rho)/2]} \quad (26)$$

Ist der Verlauf von  $\gamma_{CO}$  bekannt, so liefert (25) bei Vorgabe von  $j_C^{(w)}/cD$  und eines Wertes  $\gamma_{O_2}(r_0)$  den Verlauf von  $\gamma_{O_2}$ . Sind andererseits die Konzentrationsverläufe von CO und  $O_2$  vorgegeben, so lässt sich  $j_C^{(w)}/cD$  ermitteln. Zur Bestimmung dieser Grösse trägt man  $(1 - \gamma_{O_2})/(1 - \gamma_{CO}/2)$  gegen  $J(r)$  auf. Man erhält eine Gerade mit der Neigung  $j_C^{(w)} r_w / cD$ . In Abb. 3 ist diese Auftragung für Messreihe 39 ausgeführt.  $J(r)$  wurde dazu durch graphische Integration bestimmt. Als Bezugspunkt diente  $r = r_0 = 1,130$  cm.

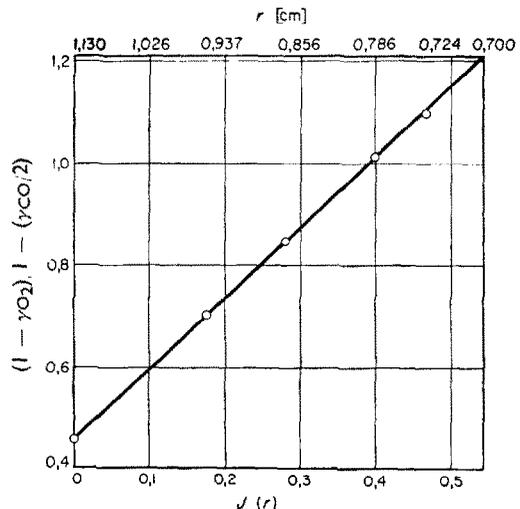


ABB. 3. Bestimmung von  $j_C^{(w)} r_w / cD$  für Messreihe 39 gemäss Gleichung (25). Die eingezeichneten Kreise (○) entsprechen den Messpunkten.

Tabelle 2.  $j_c^{(w)}/cD$  für die in [1] mitgeteilten Messreihen; ermittelt aus den Messdaten gemäss Gleichung (25)

Messreihe Nr.	Kohle temperatur (gradC)	Wasserdampf im Frischgas (%)	$j_c^{(w)}/cD$ (cm <sup>-1</sup> )
44	1100	(2,6 × 10 <sup>-6</sup> )	2,3
39	1180	Trocknung	2,0
45	1180	mit	2,3
42	1230	P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	1,8
40†	1180		1,9
52		0,0062	1,8
48		0,020	2,0
49	1180	0,052	2,1
47		0,21	2,1
46		0,76	2,4
41		1,01	2,2

† 0,3% CCl<sub>4</sub>-Dampf im Sauerstoffstrom.

In Tabelle 2 sind die durch Auswertung der in Teil I angegebenen Messreihen erhaltenen Werte für  $j_c^{(w)}/cD$  zusammengestellt. Man entnimmt ihr, dass  $j_c^{(w)}/cD$  innerhalb von 15 Prozent bei allen Messreihen den gleichen Wert von 2,1 cm<sup>-1</sup> besitzt.

Vergleichsweise sei der Gesamtkohlenstoffumsatz bzw. die Grösse  $j_c^{(w)}/cD$  aus einer einfachen Stoffübergangsbetrachtung abgeschätzt. Vernachlässigt man die intermediäre CO-Bildung, so ist überall der Kohlenstoffstrom entgegengesetzt gleich dem Sauerstoffstrom [vgl. Gleichung (3c)]. Der Kohlenstoffumsatz pro Einheitsfläche des Kohlezylinders ist dann aus

$$j_c^{(w)} = \beta c \Delta \gamma_{O_2} \quad (27)$$

zu berechnen, wobei die Strömungsverhältnisse vor der Wand und die Geometrie der Versuchsanordnung in dem Stoffübergangskoeffizienten  $\beta$  (cm/s) enthalten sind. Mit  $\Delta \gamma_{O_2}$  ist die Differenz zwischen dem Strommittelwert  $\bar{\gamma}_{O_2}$  und dem Molenbruch des Sauerstoffs an der Wand  $\gamma_{O_2}^{(w)}$  bezeichnet. Letzterer ist in dem hier vorliegenden Fall eines diffusionsbestimmten Kohlenstoffumsatzes vernachlässigbar klein, d.h. es ist

$$\Delta \gamma_{O_2} \approx \bar{\gamma}_{O_2}. \quad (28)$$

Der Stoffübergangskoeffizient  $\beta$  ist gemäss

$$\beta = \frac{D}{L} Sh \quad (29)$$

mit der Sherwoodzahl  $Sh$ , dem Diffusionskoeffizienten  $D$  und der die geometrischen Verhältnisse kennzeichnenden Länge  $L$  verknüpft. Gleichung (27) erhält unter Berücksichtigung von (28) und (29) die Form

$$\frac{j_c^{(w)}}{cD} = \frac{Sh}{L} \bar{\gamma}_{O_2}. \quad (30)$$

Ein von einem äusseren Rohr umgebener, im Sauerstoffstrom verbrennender Kohlestab entspricht dem Strömungsmodell eines Ringspalt;  $L$  bedeutet dann die doppelte Spaltbreite. Nach einer Berechnung von Hartmann [17] lässt sich die Nusseltzahl  $Nu$  bzw. die Sherwoodzahl  $Sh$  für den innenbeheizten Ringspalt bzw. den Stoffübergang an der inneren Ringwand bei laminarer Durchströmung† durch die Formel

$$Sh = 3,96 + 0,90 \left( \frac{r_a}{r_t} \right)^{0,95} \quad (31)$$

wiedergeben. Bei der in Teil I beschriebenen Versuchsanordnung betrug der Radius der Kohlestäbe  $r_t = 0,7$  cm, der des äusseren Mantelrohres  $r_a = 2,6$  cm. Daraus berechnet sich die Sherwoodzahl zu  $Sh = 7,1$ , die charakteristische Länge  $L = 2(r_a - r_t)$  zu 3,8 cm. Aus (30) ergibt sich dann

$$\frac{j_c^{(w)}}{cD} = 1,9 \bar{\gamma}_{O_2} \text{ (cm}^{-1}\text{)}. \quad (32)$$

Die Verbrennung in reinem Sauerstoff liegt unter den angegebenen Versuchsbedingungen der Strommittelwert  $\bar{\gamma}_{O_2}$  nahe bei 1. Der nach Gleichung (32) aus einer einfachen Stoffübergangsberechnung folgende Wert ist somit nur wenig kleiner als der experimentelle Mittelwert von etwa 2,1 cm<sup>-1</sup>.

† Die auf den Ringspalt bezogene Reynoldszahl betrug unter den in Teil I mitgeteilten Versuchsbedingungen  $Re \approx 60$ .

Bei Berücksichtigung des Einflusses der intermediären CO-Bildung hat man statt von dem Gleichung (27) zugrunde liegenden einfachen Fickschen Ansatz

$$\frac{j_c}{cD} = \text{grad } \gamma_{O_2}$$

von Gleichung (18) (vgl. S. 934)

$$\frac{j_c}{cD} = \text{grad } \gamma_{O_2} + (1 - \gamma_{O_2}) \text{grad } y$$

auszugehen.

Die intermediäre CO-Bildung bedingt demnach eine Erhöhung des Kohlenstoffstromes. Allerdings ist dieser Einfluss gering, wenn der Sauerstoffgehalt des Gases im vorbeistreichenden Gasstrom gross und gleichzeitig der CO-Gehalt an der Kohlenstoffoberfläche relativ klein ist, wie dies bei den vorliegenden Messungen der Fall war. Unter den Bedingungen der technischen Kohleverbrennung jedoch erfolgt einerseits die Verbrennung in Gegenwart von viel Stickstoff, andererseits liegt die Kohletemperatur durchweg wesentlich höher, so dass der Anteil der Boudouard-Reaktion und damit der CO-Gehalt an der Wand grösser wird. Eine Nichtberücksichtigung des intermediär ent-

standenen CO wird dann zu kleine Kohlenstoffumsätze liefern.

Abb. 3 ist zugleich eine implizite Darstellung des Verlaufs von  $\gamma_{O_2}$ . Jedem  $J(r)$  ist ein Radienwert  $r$  (obere Skala) zugeordnet. Bei bekanntem Verlauf von  $\gamma_{CO}(r)$  und damit  $J(r)$  lässt sich hieraus  $\gamma_{O_2}$  als Funktion von  $r$  entnehmen. In Abb. 4 ist der Verlauf von  $\gamma_{O_2}(r)$  dargestellt, wie er sich aus Abb. 3 ergibt, wenn man für den CO-Verlauf die Beziehung (23) zugrundelegt ( $(k/D)^{1/2}[1 + (\delta/2)] = 5,5 \text{ cm}^{-1}$ ;  $y_w = 0,25$ ); zum Vergleich sind die Messwerte aus Versuch 39 (Tabelle 1) in Abb. 4 mit eingetragen.

Auf eine Diskussion der Temperaturverteilung an Hand von Gleichung (20) sei verzichtet, da Temperaturmessungen in der Gasgrenzschicht bisher noch nicht vorliegen.

#### LITERATUR

1. E. WICKE und G. WURZBACHER, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **5**, 277–289 (1962).
2. W. NUSSOLT, *Z. Ver. Dtsch. Ing.* **60**, 201 (1916); **68**, 124 (1924).
3. S. P. BURKE und T. E. W. SCHUMANN, *Industr. Engng Chem.* **23**, 406 (1931).
4. K. FISCHBECK, in *Der Chemie-Ingenieur* Bd. III, erster Teil, S. 259. Akad. Verlagsgesellschaft m.b.H., Leipzig (1937).
5. E. F. M. VAN DER HELD, *Chem. Engng Sci.* **14**, 300 (1961).
6. F. BOŠNJAKOVIĆ, *Wärmediagramme für Vergasung, Verbrennung und Russbildung* S. 76. Springer, Berlin–Göttingen–Heidelberg (1956).
7. G. WURZBACHER, Dissertation, Münster (1961).
8. H. H. KOPPER und E. WICKE, *Chem.-Ing.-Tech.* **30**, 454 (1958).
9. H. HÖNL und W. T. E. v. WOLFF, *Z. Phys. Chem.* **201**, 278 (1952).
10. M. ROSSBERG und E. WICKE, *Chem.-Ing.-Tech.* **28**, 181 (1956).
11. J. O. HIRSCHFELDER, C. F. CURTISS und R. B. BIRD, *Molecular Theory of Gases and Liquids* S. 487. John Wiley, New York (1954).
12. R. E. WALKER und A. A. WESTENBERG, *J. Chem. Phys.* **32**, 436 (1960).
13. C. P. FENIMORE und G. W. JONES, *J. Phys. Chem.* **61**, 651 (1957).
14. A. A. WESTENBERG und R. M. FRISTROM, *J. Phys. Chem.* **65**, 591 (1961).
15. C. FRANZE und H. GG. WAGNER, *Z. Elektrochem.* **60**, 525 (1956).
16. G. K. SOBOLEV, *Seventh Symposium on Combustion* S. 386. Butterworths, London (1959).
17. H. HARTMANN, *Chem.-Ing.-Tech.* **33**, 22 (1961).

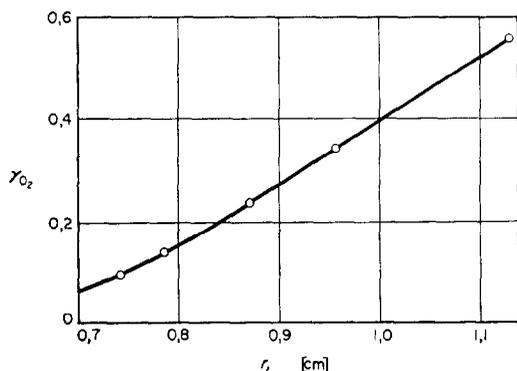


ABB. 4. Das Sauerstoff-Konzentrationsprofil für Messreihe 39.

Ausgezogene Kurve: berechnet mittels Gleichung (25).  
Kreise (○): experimentelle Werte.

**Abstract**—In Part I [1] the measurement of concentration distributions in front of a burning carbon surface was reported. The present work is concerned with the interpretation of the experimental results. In calculating the concentration distributions, the general balances are first developed, assuming a stagnant diffusional boundary layer. The homogeneous combustion of CO is taken into consideration by means of a first-order rate expression with respect to the concentration of CO. By means of suitable simplifications, approximate solutions are derived from the general equations. These provide an insight into the relationship between the different processes which influence the concentration distribution: the conversion of carbon at the wall, the homogeneous combustion of CO, and mass transfer by means of diffusion in the boundary layer.

**Résumé**—Dans la partie I on a présenté la mesure des distributions de concentration devant une surface de carbone en combustion. Le travail ci-dessous concerne l'interprétation des résultats expérimentaux. Les bilans généraux sont tout d'abord étudiés à partir du calcul des distributions de concentration en supposant une couche limite de diffusion stationnaire. On tient compte de la combustion homogène de CO au moyen d'une expression du 1er ordre en concentration de CO. Par des simplifications convenables on peut déduire des solutions approchées des équations générales. Celles-ci fournissent une information quant aux relations qui existent entre les divers processus intervenant dans la distribution des concentrations: conversion du carbone à la paroi, combustion homogène du CO<sub>2</sub> et transport de masse par diffusion dans la couche limite.

**Аннотация**—В части I [1] приводятся данные об измерении распределений концентрации вблизи поверхности горящего углерода. В настоящей статье рассматриваются результаты экспериментальных данных. При расчёте распределения концентрации сначала анализируются общие балансовые соотношения при условии, что пограничный слой является стационарным и диффузионным. Гомогенное горение CO учитывается с помощью выражения для реакции первого порядка относительно концентрации CO. Приближённые решения выведены из общих уравнений путем соответствующих упрощений. Эти приближённые решения позволяют понять взаимосвязь между различными процессами, которые влияют на распределение концентрации, как например, превращение углерода на стенке, гомогенное горение CO и массоперенос с помощью диффузии в пограничном слое.