

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM**

**KARLSRUHE**

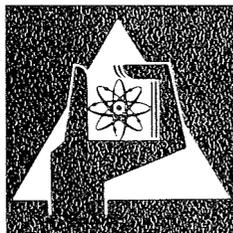
August 1976

KFK 2313

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

**Experimentelle thermo- und fluiddynamische  
Untersuchungen an einem 19-Stabbündel mit  
künstlichen Oberflächenrauigkeiten**

K. Rehme



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2313

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

Experimentelle thermo- und fluiddynamische Untersuchungen an  
einem 19-Stabbündel mit künstlichen Oberflächenrauigkeiten

K. Rehme

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



## Zusammenfassung

An einem Stabbündel aus 19 Rohren in hexagonaler Anordnung wurden experimentelle Druckverlust- und Wärmeübergangsmessungen mit Helium als Fluid bei Drucken bis 42 bar durchgeführt. Die Rohre waren 2280 mm lang, die beheizte Länge betrug 1970 mm, von der die stromabwärts gelegene Teillänge von 750 mm durch transversale quadratische Rippen aufgeraut war. Die Rohre waren mit einem Stababstandsverhältnis von  $P/D = 1.42$  in einem Sechskantkanal angeordnet. Die Rohre (volumetrischer Außendurchmesser 18.37 mm) wurden mit Gleichstrom direkt beheizt; die Heizleistung wurde zwischen 43 und 435 KW verändert, was einem Wärmestrom von 12 - 116 W/cm entspricht. Die maximal gemessene Wandtemperatur betrug 1110 K ( $837^{\circ}\text{C}$ ). Der Reynoldszahlbereich der Untersuchungen erstreckte sich von  $1.16 \times 10^3$  bis  $1.19 \times 10^5$ . Der Bericht enthält die tabellierten Meßergebnisse aller isothermen und nicht isothermen Versuchsläufe.

## Experimental investigation of Heat Transfer in a Bundle of 19 Rods Roughened by Transverse Rectangular Ribs

### Abstract

An experimental investigation was performed with respect to the pressure drop and the heat transfer of helium at pressures up to 42 bar flowing through a bundle of 19 tubes arranged in a hexagonal array. The tubes had a length of 2280 mm, the heated length was 1970 mm of which downstream a length of 750 mm was roughened by transverse rectangular ribs. The rods at a pitch-to-diameter ratio of  $P/D = 1.42$  were contained in a hexagonal liner. The tubes (volumetrical O.D. 18.37 mm) were heated directly by direct current; the heating power was changed between 43 and 435 KW corresponding to a heat flux of 12 - 116 W/cm. The maximum wall temperature measured was 1110 K ( $837^{\circ}\text{C}$ ). The experimental Reynolds numbers ranged from  $1.16 \times 10^3$  to  $1.19 \times 10^5$ .

The paper contains the tabulated results of both the isothermal and non-isothermal runs.

## Inhalt

1. Einleitung
2. Teststrecke und Instrumentierung
  - 2.1 Teststrecke
  - 2.2 Instrumentierung
3. Ergebnisse und Diskussion
  - 3.1 Druckverlust
  - 3.2 Wärmeübergang
  - 3.3 Temperaturverteilung
4. Schlußbemerkungen

## 1. Einleitung

Bei Gasgekühlten Schnellen Brütern werden zur Verbesserung des Wärmeübergangs künstliche Oberflächenrauigkeiten auf den Brennelementen verwendet. Für die thermo- und fluiddynamische Auslegung derartiger Brennelemente ist es erforderlich, ein Rechenprogramm zu entwickeln, das eine detaillierte Berechnung der Massenstrom- und Temperaturverteilung mit hoher Genauigkeit ermöglicht. Ein Rechenprogramm, das die Wärmeübertragung von künstlich aufgerauhten Oberflächen einschließt, ist bislang für Berechnungen mit der erforderlichen Genauigkeit nicht verfügbar. Ein Problem bei der Entwicklung eines solchen Rechenprogramms ist, die zahlreichen Meßergebnisse für den Druckverlust und den Wärmeübergang an künstlichen Rauigkeiten, die vorwiegend in Ringspalten mit aufgerauhtem Kernrohr gewonnen wurden, auf Stabbündel zu übertragen. Außerdem muß der Einfluß der Abstandshalter auf die Massenstrom- und Temperaturverteilung berücksichtigt werden; hierzu liegen ebenfalls nur Einzeluntersuchungen vor, die auf große Stabbündel übertragen werden müssen. Damit die notwendige Genauigkeit bei der Berechnung der Temperaturverteilung erreicht werden kann, ist es unbedingt nötig, das Rechenprogramm anhand von gemessenen Temperaturverteilungen in Stabbündeln zu testen. Detaillierte Messungen der Temperaturverteilung an rauhen Stabbündeln sind bisher nicht bekannt. Ziel der durchgeführten Untersuchungen war es daher, detaillierte experimentelle Ergebnisse der Druck- und Temperaturverteilung in einem derartigen Stabbündel zu erhalten, die für Vergleiche mit den Berechnungen mit Hilfe des gleichzeitig entwickelten Rechenprogramms zur thermo- und fluiddynamischen Auslegung gasgekühlter Stabbündel SAGAPO /1/ geeignet sind.

## 2. Teststrecke und Instrumentierung

### 2.1 Teststrecke

Der Aufbau der Teststrecke war ganz ähnlich, wie eine vorher untersuchte Teststrecke, die in /2, 3/ beschrieben ist. Abb. 1 zeigt eine schematische Darstellung des untersuchten Stabbündels. Es bestand aus 19 Rohren, die in hexagonaler Anordnung in einem Sechseckkanal angeordnet waren. Vom Eintrittsstutzen aus gesehen ist zunächst eine unbeheizte Länge von  $L_e = 270 \text{ mm}$

aus glatten Kupferrohren von  $D = 18.3$  mm Außendurchmesser und einer Wandstärke von  $s = 2.5$  mm als Einlaufstrecke für die Strömung vorgesehen. Es schließt sich eine beheizte Teilstrecke aus glatten gezogenen Rohren mit einem Außendurchmesser von  $D = 18.3$  mm an. Die Rohre sind aus hitzebeständigem Stahl (Werkstoff Nr. 1.4841) hergestellt, ebenso wie die darauffolgende Teillänge von  $L = 750$  mm, deren Oberfläche künstlich aufgeraut ist. Die Rauigkeit wurde durch spanabhebende Bearbeitung in Rohre von  $D = 18.9$  mm Außendurchmesser erzeugt. Das Profil der verwendeten Rauigkeit ist in Abb. 2 dargestellt. Mit einer Rauigkeitshöhe von  $h = 0.3$  mm und der gleichen Breite (quadratisches Profil) ergibt sich mit dem Abstand der Rauigkeitselemente  $p = 2.7$  mm ein Abstands- zu Höhenverhältnis  $p/h = 9$ . Kurz vor dem Austritt aus der Teststrecke schließt sich an den rauhen Teil ein kurzes Teilstück mit glatter Oberfläche ( $D = 18.3$  mm) von  $L = 42$  mm Länge an. Die Gesamtlänge des Rohrbündels beträgt  $L = 2280$  mm, davon waren  $L_H = 1970$  mm beheizt. Die Verbindungen zwischen den einzelnen Abschnitten wurden durch Hartlötungen hergestellt.

Die Rohre sind mit einem Abstand der Rohrmitten von  $P = 26.1$  mm in einem Sechskantkanal aus Kupfer angeordnet. Das Stababstandsverhältnis beträgt im glatten Teil  $P/D = 1.426$  und im rauhen Teil - bezogen auf den volumetrischen Durchmesser  $P/D_{vol} = 1.420$ . Mit der lichten Schlüsselweite des Sechskantführungskanals von  $SW = 120.0$  mm ergibt sich ein Wandabstandsverhältnis von  $W/D = 1.308$  im glatten Teil und von  $W/D_{vol} = 1.305$  im rauhen Teil des Stabbündels. Im Führungskanal werden die Rohre durch Abstandshaltergitter in drei Ebenen positioniert. Alle Abstandshalterebenen befinden sich im glatten Teil des Stabbündels, zwei im oberen Teil und eine Ebene am unteren glatten Teil unmittelbar anschließend an die raue Zone. Die Gitter sind vom Kreisringtyp. Abb. 3 zeigt Einzelheiten der Gitterkonstruktion; die axiale Länge des Gitters beträgt  $l = 8$  mm. Die Gitter wurden durch je zwei Stifte in 3 um  $120^\circ$  versetzten Positionen im Kanal fixiert. Um eine elektrische Isolierung der direkt beheizten Rohre zu gewährleisten, wurden die Rohre in den Abstandshalterebenen mit einer  $s = 0.2$  mm dicken Aluminiumoxidschicht auf eine Länge von  $l = 30$  mm versehen. Die Aluminiumoxidschicht wurde durch Flammsspritzen aufgebracht, nachdem die Rohre zunächst durch Sandstrahlen aufgeraut worden waren. Dadurch wurde eine sehr feste mechanische Verklammerung zwischen Isolierschicht und Rohroberfläche erreicht. Nach dem

Aufspritzen der Aluminiumoxidschicht wurde der erforderliche Durchmesser durch Schleifen hergestellt. Die Hauptdaten der Teststrecke sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Zur Festlegung der Wandstärken der beheizten Rohre wurde berücksichtigt, daß der elektrische Gesamtwiderstand der Heizrohre in den Bereich der Leistungskennlinie des vorhandenen Gleichstromgenerators fällt, bei der die maximale Heizleistung ( $N_{\max} = 500 \text{ KW}$ ) abgegeben werden kann. Um vernünftige Rohrwandstärken zu erhalten wurde das Rohrbündel aus 19 Stäben zu zwei Gruppen von je 6 Rohren, sowie einer Gruppe von 7 Rohren parallel und hintereinander geschaltet. Dadurch ergaben sich als Rohrwandstärken für die beider 6-er Gruppen  $s = 1.04 \text{ mm}$  und für die 7-er Gruppe  $s = 0.75 \text{ mm}$ .

Wie die Messung des Spannungsabfalls zeigt (Abb. 4), wurde eine nahezu gleichmäßige Leistungsverteilung im Rohrbündel erreicht.

Die Stromzuführung an die Teststrecke erfolgt oberhalb des Eintrittstopfes über eine Kupferschiene an einen geteilten Kupferflansch, in dem die Kupferrohre des unbeheizten Teils der Teststrecke eingelötet und zentriert sind. Die Zuführung erfolgt an die 7-er Gruppe, die gegenüber den beiden 6-er Gruppen elektrisch isoliert ist. Austrittsseitig sind die 7-er Gruppe und eine 6-er Gruppe durch eine Kupferbrücke verbunden. Die zweite 6-er Gruppe ist elektrisch isoliert und mit einer Kupferführungsschiene verbunden, die außen am Führungsrohr liegt und die die Stromrückführung herstellt. Unterschiedliche Ausdehnungen der beheizten Rohre während des Betriebs können durch flexible Kupferbänder ausgeglichen werden. Das Führungsrohr (Sechskant) ist außen durch eine 20 mm dicke Isolationsschicht aus Asbestband gegen Wärmeverluste isoliert.

Damit sich die gesamte Teststrecke frei ausdehnen kann, ist sie in ein Trägerrohr eingesetzt, das durch eine abgedichtete Flanschverbindung mit dem Eintrittstopf verbunden ist /4/. Das Kühlgas strömt zwischen dem Druckbehälter des Heliumversuchsstandes und dem Trägerrohr hoch und tritt radial durch den Gaseintrittsstutzen in die Teststrecke ein und strömt in der Teststrecke von oben nach unten.

## 2.2 Instrumentierung

Die Versuche wurden im Heliumversuchsstand des INR durchgeführt. Die Hauptdaten des Heliumversuchsstandes sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Bei Nennbetrieb ist ein maximaler Massenstrom von  $\dot{m} = 1.2 \text{ Kg/s}$  bei einem maximalen Druck von  $p = 50 \text{ bar}$  möglich. Die maximale Austrittstemperatur des Heliums darf  $t = 525^\circ\text{C}$  nicht übersteigen.

Die Durchsatzmessung während der Versuche wird durch die im Heliumversuchsstand installierten Venturi-Düsen bzw. Normblenden vorgenommen /4, 5/. Dazu wird der Absolutdruck an der Meßstelle durch Federmanometer (Kl. o.6) und der Differenzdruck durch eine Barton-Zelle bestimmt. Die zugeführte elektrische Heizleistung wird durch getrennte Messung von Strom und Spannungsabfall ermittelt.

Zur Druckverlustmessung an der Teststrecke sind 6 Druckerbohrungen im Sechskantführungs kanal ( $d_B = 0.5 \text{ mm}$ ) angebracht (Abb. 5). Die Druckmeßstellen liegen jeweils zwischen den Abstandshaltergittern, und zwar je 3 Druckerbohrungen im glatten bzw. im rauhen Teil der Teststrecke. Außerdem wird der Gesamtdruckabfall an der Teststrecke bestimmt. Die einzelnen Druckdifferenzen werden mit Drucktransmittern gemessen, von denen vier mit unterschiedlichen Meßbereichen zur Verfügung stehen. Diese Geräte können je nach vorhandenem Differenzdruck zwischen den Meßstellen wechselweise zur Druckmessung eingesetzt werden wie aus dem Schaltplan für die Drucktransmitter (Abb. 6) hervorgeht. Alle Drucktransmitter wurden vor Beginn der Versuche gegen eine Wassersäule geeicht, so daß zur Druckmessung insgesamt eine Meßgenauigkeit von  $\pm 0.2 \%$  vom Endwert erreicht wurde. Der Absolutdruck an der Teststrecke kann außerdem mit einem Federmanometer (Kl. o.6) ermittelt werden.

Die Ein- und Austrittstemperaturen des Heliums wurden mit Ni-NiCr Thermoelementen mit isolierter Meßstelle gemessen. Für den Eintritt waren 7, für den Austritt 6 Thermoelemente vorhanden. Die beheizten Rohre waren mit insgesamt 148 Thermoelementen ausgerüstet. Die Lage und Anordnung der Ni-NiCr Thermoelemente ist in Abb. 5 dargestellt. 17 der 19 Rohre waren mit je 8 Thermoelementen ausgerüstet, wobei jeweils 4 im glatten bzw. im rauhen Teil

der Teststrecke lagen. Die beiden übrigen Rohre waren mit je 6 Thermoelementen bestückt, die unmittelbar am bzw. unter den Abstandshaltern angeordnet waren, und zwar je 3 im oberen glatten und 3 im unteren glatten Teil der Teststrecke. In Höhe der Druckenbohrungen 2 und 3 im glatten Teil bzw. 5 und 6 im rauhen Teil der Teststrecke, wo auch die Mehrzahl der Thermoelemente in den Rohren eingebaut waren, befanden sich über den Umfang verteilt jeweils 16 Thermoelemente auf der äußeren Wand des Sechskantführungskanals.

Die Thermospannungen der insgesamt 225 Thermoelemente wurden z.T. mit einer Meßwerterfassungsanlage erfaßt. Die Kapazität der Meßwerterfassungsanlage betrug z. Zt. der Messungen 50 Meßstellen, daher wurden mit Hilfe von Meßstellenumschaltern jeweils 4 Thermoelemente auf jeden Kanal der Meßwerterfassungsanlage geschaltet, so daß die Thermospannungen von insgesamt 200 Thermoelemente registriert werden konnten. Die im Eigenbau hergestellten Meßstellenumschalter bereiteten einige Schwierigkeiten, da in einzelnen Umschaltrelais kleine Spannungsabfälle auftraten, die zu Meßfehlern in den registrierten Thermospannungen führten.

Da diese Differenzen nur an einigen Umschaltrelais auftraten, und das auch nur zeitweilig, wie mehrere Versuche bei konstanter Bündeltemperatur (ca.  $200^{\circ}\text{C}$ ) zeigten, konnte eine Korrektur nicht vorgenommen werden. Die konstante Bündeltemperatur wurde durch Aufheizen des Stabbündels mit Hilfe des Heliumgebläses bei abgeschaltetem bzw. stark gedrosseltem Wärmetauscher des Heliumkreislaufes eingestellt.

Die Thermospannungen der restlichen 25 Thermoelemente wurden durch Kompensationspunktdrucker (Kl. o.25) registriert.

Über die Mäntel der isolierten Thermoelemente, die mit den Heizrohren direkt in Kontakt waren, konnte der Spannungsabfall im Stabbündel selbst gemessen werden. Abb. 4 zeigt einen typischen Verlauf einer derartigen Messung.

### 3. Ergebnisse und Diskussion

Insgesamt wurden 7 isotherme und 9 Versuche mit Heizung durchgeführt. Der Fahrbereich der experimentellen Untersuchungen ist in Tabelle 3 zusammengestellt. Die Reynoldszahl wurde zwischen  $Re = 1.1 \cdot 10^3$  und  $1.2 \cdot 10^5$  verändert. Die maximale lineare Stabileistung betrug  $q' = 116 \text{ W/cm}$ . Die maximal gemessene Wandtemperatur war  $t_{\text{max}} = 837^{\circ}\text{C}$ . Der vollständige Datensatz

findet sich für die isothermen Messungen in Tabelle 4 und für die Versuche mit Heizung in Tabelle 5.

### 3.1 Druckverlust

#### 3.1.1 Glattes Stabbündel

Aus den Messungen des Druckabfalls längs der Teststrecke können die Reibungsbeiwerte für die untersuchte Stabbündel-Geometrie berechnet werden. Für den glatten Teil der Teststrecke ist das nur sehr unzureichend möglich, weil die erste Druckmeßstelle in Strömungsrichtung gesehen wegen einer Undichtigkeit der Meßleitung ausgefallen war. Die Druckdifferenz zwischen den beiden restlichen Meßstellen im glatten Teil ist sehr klein (max.  $780 \text{ N/m}^2$ ) und ergibt sich aus der Differenz zweier großer Werte ( $8046 - 7266 \text{ N/m}^2$ ), so daß die Meßgenauigkeit sehr gering ist. Daher streuen die berechneten Werte beträchtlich. Ein Schluß auf den Reibungsbeiwert im glatten Teil ist deshalb nur sehr bedingt möglich. Die Reibungsbeiwerte liegen etwa 15 % über den Kreisrohrwerten.

Vorausgesetzt die Staboberflächen (gezogene Stahlrohre) und die Oberfläche der Kanalwand (gezogenes Kupfersechskantrohr) sind hydraulisch glatt, lassen sich die Reibungsbeiwerte für ein glattes Stabbündel mit der Laminarmethode /6/ berechnen. Der Geometrieparameter für die Laminarströmung durch ein Stabbündel kann aus den Unterkanalwerten der Geometrieparameter /7/ mit hoher Genauigkeit berechnet werden /8/. Er ergibt sich zu:

$$\frac{1}{K_{\text{ges}}} = \sum_i \frac{1}{K_i} \left( \frac{U_{\text{ges}}}{U_i} \right)^2 \left( \frac{F_i}{F_{\text{ges}}} \right)^3 \quad (1)$$

oder mit den Werten für die 3 Typen von Unterkanälen: Zentral-(Z), Wand-(W) und Eckkanal (E):

$$\frac{1}{K_{\text{ges}}} = \frac{n_Z}{K_Z} \left( \frac{U_{\text{ges}}}{U_Z} \right)^2 \left( \frac{F_Z}{F_{\text{ges}}} \right)^3 + \frac{n_W}{K_W} \left( \frac{U_{\text{ges}}}{U_W} \right)^2 \left( \frac{F_W}{F_{\text{ges}}} \right)^3 + \frac{n_E}{K_E} \left( \frac{U_{\text{ges}}}{U_E} \right)^2 \left( \frac{F_E}{F_{\text{ges}}} \right)^3 \quad (2)$$

Für das vorliegende 19-Stabbündel mit

$$\begin{aligned}P/D &= 1.420 \\W/D &= 1.308 \\D &= 18.3 \text{ mm}\end{aligned}$$

ist die Anzahl der Kanäle

$$\begin{aligned}n_Z &= 24 \\n_W &= 12 \\n_E &= 6\end{aligned}$$

und aus /7/ ergeben sich die Geometrieparameter zu

$$\begin{aligned}K_Z &= 111.8 \\K_W &= 93.8 \\K_E &= 93.1.\end{aligned}$$

Die Unterkanalströmungsquerschnitte und benetzten Umfänge ergeben sich zu:

$$U_Z = \frac{D\pi}{2} = 28.7456 \text{ mm} \quad (3)$$

$$F_Z = \frac{\sqrt{3}}{4} P^2 - \frac{D^2\pi}{8} = 163.462 \text{ mm}^2 \quad (4)$$

$$U_W = \frac{\pi D}{2} + P = 54.8456 \text{ mm} \quad (5)$$

$$F_W = (W - \frac{D}{2})P - \frac{\pi}{8} D^2 = 254.612 \text{ mm}^2 \quad (6)$$

$$U_E = \frac{\pi D}{6} + \frac{2}{\sqrt{3}} (W - \frac{D}{2}) = 26.6645 \text{ mm} \quad (7)$$

$$F_E = \frac{1}{\sqrt{3}} (W - \frac{D}{2})^2 - \frac{\pi}{24} D^2 = 82.523 \text{ mm}^2 \quad (8)$$

Für das gesamte Stabbündel wird

$$\begin{aligned}U_{\text{ges}} &= 1508.024 \text{ mm} \\F_{\text{ges}} &= 7473.348 \text{ mm}^2.\end{aligned}$$

Man erhält aus Gl. (2)

$$K_{\text{ges}} = 97.23$$

und für den Reibungsbeiwert bei turbulenter Strömung /6/

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = A \left[ 2.5 \ln \text{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5 \right] - G^* \quad (9)$$

Aus /6/ ergibt sich für  $K_{\text{ges}} = 97.23$ :

$$A = 1.0$$

$$G^* = 6.09$$

damit ist aus Gl. (9)

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2.5 \ln \text{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5 - 6.09 \quad (10)$$

oder

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.035 \lg \text{Re} \sqrt{\lambda} - 1.112 \quad (11)$$

das Reibungsgesetz für das untersuchte Stabbündel im glatten Teil.

Für  $\text{Re} = 10^5$  ergibt sich  $\lambda = 0.01873$ , ein Wert, der etwa 3 % über dem Kreisrohrwert liegt. Die aus den Messungen ermittelten Reibungsbeiwerte scheinen daher etwas zu hoch zu sein. Evtl. ist eine gewisse Oberflächenrauigkeit des Kanals bzw. der Heizstäbe die Ursache.

### 3.1.2 Rauhes Stabbündel

Für den rauhen Teil des Stabbündels können die Druckverlustbeiwerte mit größerer Genauigkeit ermittelt werden. Unter Berücksichtigung der Expansion des Gases zwischen den Meßstellen erhält man:

$$\lambda_R = \frac{\Delta p - \frac{\dot{m}^2}{F^2} R_G \left( \frac{T_2}{p_2} - \frac{T_1}{p_1} \right)}{\frac{L}{D_h} \frac{\dot{m}^2}{F^2} R_G \frac{1}{2} \frac{T_1 + T_2}{p_1 + p_2}} \quad (12)$$

mit  $\Delta p$  als dem Druckverlust zwischen den entsprechenden Druckmeßstellen im Abstand  $L$ ,  $\dot{m}$  als den Massendurchsatz,  $T_1$  und  $T_2$  bzw.  $p_1$  und  $p_2$  als den Temperaturen bzw. Drucken an den entsprechenden Meßstellen.  $R_G$  ist die Gas-konstante,  $F$  der Strömungsquerschnitt und  $D_h$  der hydraulische Durchmesser des Stabbündels, wobei der benetzte Umfang die glatte Kanalwand einschließt. Bei isothermer Strömung ist  $T_1 = T_2$ ; bei Versuchen mit Beheizung ergeben sich die entsprechenden Temperaturen aus der zugeführten Heizleistung zu

$$T_i = T_E + \frac{Q_{el}}{19} \frac{x_i}{c_p \dot{m} L_H} \quad (13)$$

mit  $T_E$  als der Gaseintrittstemperatur,  $Q_{el}$  der zugeführten elektrischen Leistung,  $c_p$  der spezifischen Wärme,  $L_H$  als der gesamten beheizten Länge und  $x_i$  als dem Abstand des betrachteten Ortes vom Beginn der Beheizung. Die Reynoldszahl ergibt sich zu

$$Re = \frac{4 \dot{m}}{\mu \cdot U_{ges}} \quad (14)$$

mit  $\mu$  als der Viskosität des Gases. Die gewählten Stoffeigenschaften des Heliums wurden nach den Empfehlungen von Pfriem /9/ ermittelt. Abb. 7 zeigt die so ermittelten Druckverlustbeiwerte als Funktion der Reynoldszahl. Für  $Re \geq 5 \cdot 10^4$  hängen die Druckverlustbeiwerte nur schwach von der Reynoldszahl ab, wie es für raue Oberflächen üblich ist. Die geringe Reynoldszahl-Abhängigkeit, die noch vorhanden ist, kann auf die Beteiligung der glatten Kanalwand am Gesamtdruckverlust zurückgeführt werden. Die Meßwerte für die isothermen und die Versuche mit Heizung stimmen recht gut überein.

Es ist wünschenswert, aus den Druckverlustmessungen für die raue Zone universelle Parameter, wie den Rauigkeitsparameter  $R$ , zu bestimmen. Der Rauigkeitsparameter ergibt sich aus dem Wandgesetz für die Geschwindigkeitsverteilung:

$$u^+ = 2.5 \ln \frac{y}{h} + R(h^+), \quad (15)$$

wobei  $u^+$  die mit der Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (16)$$

(mit der Schubspannung  $\tau_w$ ) dimensionslos gemachte Strömungsgeschwindigkeit darstellt.  $y$  ist der senkrechte Abstand von der Wand und  $h$  die Rauigkeitshöhe. Aus der Integration des Geschwindigkeitsprofils über den Strömungsquerschnitt erhält man den Zusammenhang mit dem Reibungsbeiwert zu

$$u_m^+ = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}. \quad (17)$$

Mit einem von Maubach /2, 3/ entwickelten Rechenprogramm kann in Stabbündeln aus dem Reibungsbeiwert der Rauigkeitsparameter  $R$  in Abhängigkeit von der Rauigkeits-Reynoldszahl

$$h^+ = \frac{\rho h \cdot u^*}{\mu} \quad (18)$$

bestimmt werden. Dieser Rauigkeitsparameter ist ein für die gewählte Rauigkeitsgeometrie ( $p/h = 9$ ,  $h/b = 1$ ) charakteristischer Parameter und kann mit Meßergebnissen an künstlichen Rauigkeiten, die an einfacheren Kanälen wie Rohren, Ringspalten und parallelen Platten durchgeführt wurden, verglichen werden, falls auch das weitere Geometrieverhältnis  $h/L$  mit  $L$  als der Länge des Geschwindigkeitsprofils von der Wand bis zur Linie der Nullschubspannung mit dem hier vorliegenden Wert übereinstimmt.

Abb. 8 zeigt die aus den Druckverlustmessungen mit der Maubach-Methode berechneten Werte des Rauigkeitsparameters in Abhängigkeit von der Rauigkeits-Reynoldszahl. Die berechneten Rauigkeitsparameter sind nahezu konstant. Alle Werte liegen für  $h^+ > 100$  bei

$$R = 2.8.$$

Zum Vergleich können wir aus den Beziehungen nach /10/, die aus den vorliegenden Meßwerten in der Literatur ermittelt wurden, den Rauigkeitsparameter berechnen. Es ist:

$$R_o = a_1 (p/h)^{a_2} + a_3 (p/h)^{a_4} \quad (19)$$

mit

$$a_1 = 18.5 (h/b)^{-0.9475}$$
$$a_2 = -1.143 (h/b)^{-0.147}$$
$$a_3 = 0.33 (h/b)^{0.1483}$$
$$a_4 = 0.758 (h/b)^{-0.11}$$

Für  $p/h = 9$  und  $h/b = 1$  ergibt sich aus Gl. (19)  $R_o = 3.25$ . Dieser Wert gilt für  $h/L = 0$ . Für das tatsächlich vorhandene  $h/L$  ist

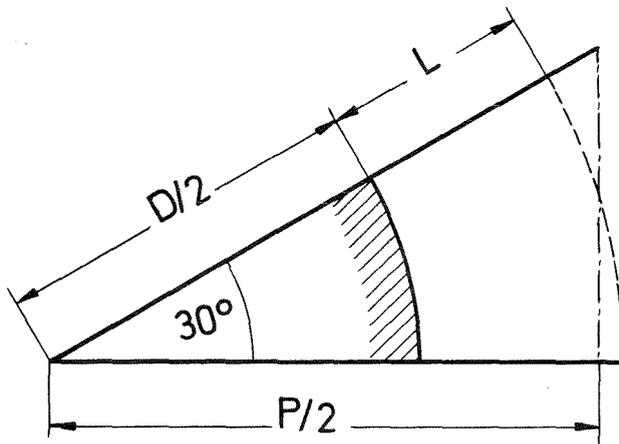
$$R = R_o + \frac{R_o}{R_{o_{K_1, K_2}}} \left( R_{K_1, K_2} - R_{o_{K_1, K_2}} \right) \quad (20)$$

wobei

$$R_{K_1, K_2} = 2.9 + 1.49 h/L - 1.972 (h/L)^2 \quad (21)$$

die Abhängigkeit von  $h/L$  darstellt.

Wir nehmen als Länge des Geschwindigkeitsprofils  $L$  die mittlere Länge im Stabbündel, die sich ergibt, wenn wir den Strömungsquerschnitt in eine flächengleiche Ringzone verwandeln.



Es ist:

$$\left(\frac{P}{2}\right)^2 \frac{1}{2\sqrt{3}} = \left(\frac{D}{2} + L\right)^2 \frac{\pi}{12} \quad (22)$$

und daraus:

$$L_{\text{vol}} = 4.52 \text{ mm}$$

oder

$$\frac{h}{L_{\text{vol}}} = 0.0664.$$

Damit ergibt sich mit Gl. (20)

$$R = 3.35.$$

Der Unterschied zu dem nach Maubach aus den Meßdaten ermittelten Wert beträgt etwa 20 %.

Eine andere Möglichkeit zum Vergleich bieten die Beziehungen für den Geometrieparameter, die von Dalle Donne und Meerwald /11/ angegeben werden. Danach ist für  $h/b = 1$  und  $h/L_{\text{vol}} = 0.0664$

$$R = 1.13 (p/h)^{0.4} \quad (23)$$

Es ergibt sich

$$R = 3.04$$

ein Wert, der nur 8.6 % über den ermittelten Werten liegt.

Schließlich wurde von Lyall /12/ ein Verfahren entwickelt, mit dem es möglich ist, aus dem Gesamtdruckverlustbeiwert und dem Verhältnis von rauher zu glatter Oberfläche den transformierten Reibungsbeiwert an der rauhen Oberfläche zu bestimmen. Diese Methode basiert auf dem Transformationsverfahren von Warburton und Pirie /13/.

Es ist  $U_G = 415.692 \text{ mm}$  und  $U_R = 1092.33 \text{ mm}$ , gebildet mit dem Durchmesser des Rippengrundes (18.3 mm). Damit wird

$$\frac{U_R}{U_G} = 2.628$$

und mit  $\lambda_{ges} = 0.096$  ergibt sich aus Fig. 6 /12/

$$\lambda_R = 0.1235.$$

Wenn man den Strömungsquerschnitt als äquivalente Ringzone betrachtet, kann man mit dem Verfahren des Geometrieparameters nach Maubach /14/ den Rauigkeitsparameter bestimmen zu:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2.5 \ln \frac{L_{vol}}{h} + R(h^+) - G, \quad (24)$$

wobei der Geometrieparameter G sich ermittelt zu

$$G = \frac{3.75 + 1.25 \gamma}{1 + \gamma} \quad (25)$$

mit dem Ringzonenradienverhältnis

$$\gamma = \frac{D_{vol}/2 + L_{vol}}{D_{vol}/2} \quad (26)$$

Es ergibt sich

$$R = 3.52.$$

Dieser Wert liegt 25.7 % höher als die Werte, die mit der Maubach-Methode aus den Meßdaten ermittelt wurden.

Diese Unterschiede sind recht erheblich, denn eine Änderung des Rauigkeitsparameters von 2.8 auf 3.52 (25.7 %) ergibt eine Änderung des Reibungswertes an der rauhen Oberfläche um 20.6 %.

Die nach den verschiedenen Methoden berechneten Werte weichen geringfügig von den in /15, 16/ angegebenen vorläufigen Werten ab.

Nach einer von Dalle Donne /24/ entwickelten verbesserten Transformationsmethode für Rechteckrauigkeiten ergibt sich ein Wert von

$$R = 3.47,$$

der mit dem Wert nach dem kombinierten Lyall-Maubach Verfahren recht gut übereinstimmt.

### 3.2 Wärmeübergang

Aus den gemessenen Wandtemperaturen und den entsprechenden berechneten Gastemperaturen lassen sich die örtlichen Nusseltzahlen gewinnen. Dazu wird eine mittlere Wandtemperatur in den je drei Meßebenen für die Wandtemperaturen im glatten bzw. im rauhen Teil der Teststrecke als arithmetisches Mittel der gemessenen Wandtemperaturen im Innern des Stabbündels, also abgesehen von den der Kanalwand gegenüber liegenden Thermoelementen, gebildet. Die Nusseltzahlen ermitteln sich dann aus

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D_h}{k} \quad (27)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit des Heliums bei der mittleren Gastemperatur  $T_B$  nach /9/. Der Wärmeübergangskoeffizient ergibt sich mit der Flächenleistung  $q_w''$  an der Wand zu

$$\alpha = \frac{q_w''}{(T_w - T_B)} \quad (28)$$

wobei die Flächenleistung aus der elektrischen Leistung berechnet wird zu

$$q_w'' = \frac{Q_{el}}{19 \cdot D \cdot \pi \cdot L_H} \quad (29)$$

Die mittlere Gastemperatur wird berechnet zu

$$T_{B_i} = T_E + \frac{Q_{el}}{19 \cdot \dot{m} \cdot c_p} \cdot \frac{x_i}{L_H} \quad (30)$$

Hierzu wird angenommen, daß eine gleichmäßige Gastemperatur im Stabbündelquerschnitt vorliegt.

Nach einem Vorschlag von Dalle Donne und Meerwald /17/ werden die Nusseltzahlen mit einem Temperaturfaktor korrigiert, um den Einfluß der temperaturabhängigen Stoffeigenschaften zu eliminieren.

Es ergibt sich dann

$$\text{Nu}^* = \text{Nu} \cdot \left( \frac{T_W}{T_E} \right)^{0.2} \quad (31)$$

mit der Eintrittstemperatur des Heliums  $T_E$ . Diese Korrektur wird nur für die Nusseltzahlen bei turbulenter Strömung vorgenommen. Abb. 9 zeigt die berechneten Nusseltzahlen  $\text{Nu}^*$  als Funktion der Reynoldszahl.

### 3.2.1 Hohe Reynolds-Zahlen

Die Nusseltzahlen zeigen eine deutliche Abhängigkeit von  $x/D_h$ : Mit wachsendem  $x/D_h$  fallen die Nusseltzahlen ab. So ergeben sich für den glatten Teil (Abb. 10)

$$\text{Meßebene I} \quad x/D_h = 30 \quad \text{Nu/Nu}(x/D_h = 54) = 1.08$$

$$\text{Meßebene II} \quad x/D_h = 42 \quad \text{Nu/Nu}(x/D_h = 54) = 1.02$$

Dieser Einlaufeffekt ist dem thermischen Einlauf zuzuschreiben, da durch die vorgeschaltete unbeheizte Einlaufstrecke das Geschwindigkeitsfeld vermutlich als eingelaufen angesehen werden kann. Darüberhinaus liegt evtl. eine gewisse Störung der Geschwindigkeitsverteilung durch die Abstandshaltergitter, insbesondere in Meßebene I vor.

Für den rauhen Teil liegen die Verhältnisse etwas anders. Durch die einsetzende Rauigkeit muß auch das Geschwindigkeitsprofil neu ausgebildet werden. Außerdem liegen die Meßebenen bei kleineren  $x/D_h$ . Die Nusseltzahlen fallen daher stärker mit wachsender Einlaufänge als im glatten Teil der Teststrecke. Obwohl die Meßwerte stark streuen, ergibt sich im Mittel:

$$\text{Meßebene I} \quad x/D_h = 10.7 \quad \text{Nu/Nu}(x/D_h = 34.6) = 1.2$$

$$\text{Meßebene II} \quad x/D_h = 22.6 \quad \text{Nu/Nu}(x/D_h = 34.6) = 1.03$$

Die geringen Differenzen zwischen den Nusseltzahlen für  $x/D_h = 42$  und  $x/D_h = 54$  im glatten Teil, sowie für  $x/D_h = 22.6$  und  $x/D_h = 34.6$  im rauhen Teil der Teststrecke lassen vermuten, daß für die größten  $x/D_h$ , für die Meßwerte vorliegen, jeweils der Einlauf nahezu beendet ist.

Unter dieser Voraussetzung ergeben sich die Nusseltzahlen im eingelaufenen Zustand für den glatten Teil etwa 5 % höher verglichen mit den Kreisrohrwerten  $Nu_{R\infty}$  nach der Beziehung von Petukhov und Roizen /18/:

$$Nu_{R\infty} = \frac{\lambda/8 \operatorname{Re} \operatorname{Pr}}{k_x + 12.7 \sqrt{\lambda/8} (\operatorname{Pr}^{2/3} - 1)} \quad (32)$$

mit  $\lambda = (1.82 \lg \operatorname{Re} - 1.64)^{-2}$

und  $k_x = 1.07 + \frac{900}{\operatorname{Re}} - \frac{0.63}{1+10 \operatorname{Pr}}$

gültig für:  $4 \cdot 10^3 \leq \operatorname{Re} \leq 6 \cdot 10^5$   
 $0.7 \leq \operatorname{Pr} \leq 5 \cdot 10^5$ .

Diese Beziehung ist in Abb. 9 miteingetragen.

Für den rauhen Teil der Teststrecke liegen die Nusseltzahlen für den eingelaufenen Zustand etwa 80 % über den Kreisrohrwerten.

### 3.2.2 Kleine Reynolds-Zahlen

Für die Versuche bei kleinen Reynoldszahlen streuen die ermittelten Nusseltzahlen beträchtlich. Der Unterschied der Nusseltzahlen für den glatten und rauhen Teil der Teststrecke, der sich bei hohen Reynoldszahlen zeigt, verschwindet bei kleinen Reynoldszahlen. Das bedeutet, daß sich der rauhe Teil der Teststrecke bei kleinen Reynoldszahlen wie eine hydraulisch glatte Oberfläche verhält. Die Nusseltzahlen liegen höher als die entsprechenden Kreisrohrwerte. Der Grund hierfür ist vermutlich, daß es bei Stabbündeln ein Übergangsgebiet zwischen laminarer und turbulenter Strömung gibt, das sich über einen größeren Reynoldszahl-Bereich erstreckt. Dies wurde aus Druckverlustmessungen an Stabbündeln deutlich /19/.

Nach den Berechnungen von Dwyer und Berry /20/ ergibt sich für den vollausbildeten Wärmeübergang bei konstantem Wärmefluß in axialer und Umfangsrichtung als Randbedingung für ein Stabbündel mit  $P/D = 1.426$

$$Nu_{\infty} = 10.4.$$

Die gemessenen Nusseltzahlen liegen deutlich höher. Da sich bei laminarer Strömung der Einlauf über eine wesentlich höhere Länge erstreckt als bei turbulenter Strömung, kann diese Abweichung durch den Einlaufeffekt gedeutet werden. So ist z.B. für Ringspalte mit beheiztem Innenrohr nach Lundberg et al. /21/ für die Randbedingung 2. Art der Wärmeübergang voll entwickelt für

$$Gz > 0.25,$$

wobei die Graetz-Zahl definiert ist zu

$$Gz = \frac{x}{D_h} \frac{1}{Pe} . \quad (33)$$

Für  $Re = 2000$  und  $Pr = 0.66$  also nach  $x/D_h = 133$ . Bei den vorliegenden Untersuchungen war  $x/D_h$  stets deutlich kleiner als 133.

In Abb. 11 sind die gemessenen Nusseltzahlen in Abhängigkeit der Graetz-Zahl dargestellt. Trotz der starken Streuung der Meßwerte läßt sich deutlich eine fallende Tendenz der Nusseltzahlen mit steigender Graetz-Zahl feststellen. Damit ist der Einfluß des thermischen Einlaufs (Ausbildung des Temperaturprofils) auf die Nusseltzahl nachgewiesen.

### 3.3 Temperaturverteilung

Um einen Eindruck der gemessenen Temperaturverteilungen in axialer und in Umfangsrichtung zu bekommen, wurden die Temperaturmeßwerte in den Abb. 12 - 33 dargestellt.

#### 3.3.1 $Re = 1.08 \cdot 10^5$

Für hohe Reynoldszahlen sind die Ergebnisse des Versuchs 1 bei  $Re = 1.08 \cdot 10^5$  dargestellt. Die gemessenen Wandtemperaturen in axialer Richtung sind jeweils für einen typischen Unterkanal zusammen aufgetragen. Generell zeigt sich der typische Temperaturverlauf für ein Stabbündel mit teils glatten, teils aufgerauhten Oberflächen. Die Wandtemperatur steigt im glatten Teil zunächst an und fällt bei einsetzender Oberflächenrauigkeit stark ab. Im

rauen Teil steigt die Temperatur wieder an, wobei der axiale Temperaturgradient kleiner ist als im glatten Teil. Vergleicht man die Meßwerte im Innern des Stabbündels (Abb. 16 und Abb. 18) untereinander, so zeigt sich, daß die Temperaturen annähernd gleich sind. Das gleiche gilt für die Temperaturen im äußeren, wandnahen Teil der Teststrecke (Abb. 13 und 14). Beim Vergleich zwischen den gemessenen Wandtemperaturen im Zentralkanal und im Eckkanal (Abb. 18 und Abb. 12) stellt sich heraus, daß im glatten Teil die Temperaturen im Eckkanal höher sind als im Zentralkanal. Beim Übergang zum rauhen Teil der Teststrecke kehren sich die Verhältnisse um; jetzt sind die Temperaturen im Zentralkanal deutlich höher als im Eckkanal. Deutlicher werden diese Verhältnisse, wenn man die gemessenen Temperaturen in den verschiedenen Meßebenen (also in einem Querschnitt) bezogen auf eine Referenztemperatur aufträgt. Dies ist für den Versuch 1 in den Abb. 19 - 24 dargestellt. Als Referenztemperatur wurde eine Temperatur gewählt, die möglichst nahe zum Zentralstab gemessen wurde. Verfolgt man die Temperaturverteilungen von Querschnitt zu Querschnitt, so ergibt sich folgendes: In Meßebe I ( $L/D_h = 43.7$  vom Strömungseintritt,  $L/D_h = 30$  vom Heizungsbeginn und  $L/D_h = 11.2$  nach dem Abstandshalter) sind die Temperaturen an der Kanalwand höher als im Zentralkanal (Abb. 19); die Temperaturen in der zweiten Reihe sind jedoch niedriger als im Zentralkanal. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich, daß durch die höhere Versperrung des Strömungsquerschnitts durch den Abstandshalter im Wandbereich Masse aus den Wandkanälen in die benachbarten Zentralkanäle (2. Reihe) geflossen ist. Nur 11.2 hydraulische Durchmesser nach dem Abstandshaltergitter hat sich ein ausgebildeter Zustand noch nicht wieder eingestellt. In der Meßebe II ( $L/D_h = 23.2$  nach dem Abstandshalter) zeigt sich bereits eine gleichmäßige Temperaturverteilung (Abb. 20); allerdings ist die Temperatur im wandnahen Bereich am höchsten, dieser Effekt zeigt sich noch deutlicher in der Meßebe III (Abb. 21) ( $L/D_h = 35.2$  nach dem Abstandshalter). Der gewählte Abstand der Kanalwand von der äußeren Reihe der Stäbe ist also für den glatten Teil der Teststrecke offensichtlich zu gering, um eine gleichmäßige Temperatur über den Querschnitt zu gewährleisten.

Beim Übergang in den rauhen Teil der Teststrecke ändern sich die Verhältnisse drastisch. In der ersten Meßebe im rauhen Teil (Meßebe IV, Abb. 22) sind die Wandtemperaturen bereits erheblich niedriger als im Zentralkanal, obwohl diese Ebene nur  $L/D = 10.7$  nach dem Beginn der Rauigkeit und  $L/D_h = 11.2$  hinter dem Abstandshalter liegt, bei dem Masse aufgrund der höheren Ver-

sperrung durch den Abstandshalter aus den Wandkanälen in die benachbarten Kanäle fließt, wie sich im glatten Teil zeigt. In der zweiten Meßebene im rauhen Teil (Meßebene V, Abb. 23) zeigt sich dann, daß der Bereich in Kanalwandnähe deutlich niedrigere Temperaturen aufweist als der Bereich um den Zentralstab. Dagegen tritt in der zweiten Reihe eine höhere Temperatur auf als in der Bündelmitte. Der Grund hierfür ist vermutlich, daß Masse aus den rauhen Zentralkanälen der zweiten Reihe in die Wand und Eckkanäle abfließt, weil dort der Druckverlust wegen des glatten Kanalwandanteils geringer ist. Dieser Effekt wird natürlich dadurch verstärkt, daß sich das Kühlgas in der zweiten Reihe stärker aufheizt und sich aufgrund der Expansion die Masse weiter umverlagert. Die gemessenen Temperaturen in der dritten Meßebene im rauhen Teil (Meßebene VI, Abb. 24) zeigen das sehr deutlich.

Während also im glatten Teil des Stabbündels die Kanalwand zu nahe an der äußeren Stabreihe liegt im Hinblick auf eine gleichmäßige Temperaturverteilung, ist im rauhen Teil der Effekt umgekehrt. Da der Wechsel der Heißstelle von außen nach innen beim Übergang von rau zu glatt ein starkes Verbiegen der Stäbe verursachen kann, müssen für den Reaktor-Entwurf Maßnahmen überlegt werden, die diese starke Umverteilung der Masse verhindern; dazu kämen in Betracht eine Änderung des Kastenquerschnitts (enger im rauhen Teil), Verdrängerkörper in Wand- und Eckkanälen oder evtl. eine Profilierung des Kastens im rauhen Teil.

Ein weiteres Problem ist der große Temperaturgradient, der sich an der äußeren Stabreihe einstellt. Bei den Messungen von Versuch 1 betrug dieser Gradient maximal  $\Delta T = 35$  K. Wenn man bedenkt, daß das Temperaturniveau bei den Untersuchungen nur bei etwa  $300^{\circ}\text{C}$  lag, kann man sich leicht vorstellen, daß bei einem Temperaturniveau von  $650^{\circ}$  auch der Temperaturgradient stark ansteigt, er ist proportional zur Flächenleistung  $q_w''$ .

Daß das Stabbündel sehr gut symmetrisch beheizt war und keine schwerwiegenden Exzentrizitäten auftraten, zeigt Abb. 25, in der die gemessenen Wandtemperaturen in der Kanalwand aufgetragen sind. Die maximale Temperaturdifferenz der Meßwerte beträgt in Meßebene II 4.1 K, in Meßebene III 4.8 K, in Meßebene V 6.7 K. Berücksichtigt man die Unsicherheiten bei der Messung der Wandtemperaturen, können die Unterschiede als gering betrachtet werden.

### 3.3.2 $Re = 1.09 \cdot 10^3$

Als Beispiel für die Untersuchungen bei kleinen Reynoldszahlen sind die Meßwerte der Wandtemperaturen in axialer Richtung aus Versuch 4 ( $Re = 1.09 \cdot 10^3$ ) in Abb. 26 - 32 dargestellt. Der Unterschied der Temperaturverläufe zu den Ergebnissen bei hohen Reynoldszahlen ist erheblich und deutlich erkennbar. Die Temperaturen steigen in axialer Richtung bei kleinen Reynoldszahlen nahezu linear an und ein Einfluß der Rauigkeit auf die Temperaturverteilung ist nicht mehr vorhanden: Die Rauigkeiten werden von der zähen Unterschicht der Strömung zugedeckt und die Wand verhält sich in thermo- und fluiddynamischer Hinsicht wie eine glatte Wand. Für die kleinen Reynoldszahlen sind die Wandtemperaturen im Innern am höchsten (Abb. 32), während die Temperaturen in der Nähe der Kanalwand deutlich niedriger liegen (Abb. 26). Dies kann vermutlich durch die Wärmeverluste über die Kanalwand erklärt werden, denn bei den Versuchen mit kleiner Reynoldszahl lagen die Wandtemperaturen am Teststreckenaustritt bei etwa  $680^\circ\text{C}$  und die Differenz zur Eintrittstemperatur ( $t_E \sim 200^\circ\text{C}$ ) war erheblich.

### 3.3.3 Abstandshalter-Einfluß

Bei den Untersuchungen waren zwei Rohre mit Thermoelementen direkt im Bereich des Abstandshalters ausgerüstet. Abb. 33 zeigt die gemessenen Temperaturverteilungen im Bereich des Abstandshalters im glatten Teil der Teststrecke kurz vor Beginn des rauhen Teils (a) und im glatten Teil der Teststrecke kurz nach Ende des rauhen Teils (b) für eine Reynoldszahl  $Re = 1.08 \cdot 10^5$ . Im Abstandshalterbereich vor dem rauhen Teil der Teststrecke zeigt sich ein typischer Temperaturabfall, wie er auch bei detaillierten Einzeluntersuchungen beobachtet wurde /22/. Bemerkenswert ist, daß sich dieser "cold spot" zeigt, obwohl der Abstandshalterbereich durch die Aluminiumoxidschicht auch thermisch isoliert ist. Bei dem Abstandshalter nach Ende der Aufrauung ist ein derartiger Effekt nicht zu beobachten. Das liegt vor allem daran, daß sich beim Übergang vom rauhen auf den glatten Teil der Wärmeübergangskoeffizient rapide verringert und daher die Wandtemperaturen stark ansteigen. Die turbulenz erzeugende Wirkung des Abstandshalters, die eine Verbesserung der Wärmeübertragung bewirkt, kann diese drastische Verschlechterung nicht kompensieren, sondern nur etwas abschwächen.

Selbst bei kleiner Reynoldszahl ( $Re = 1.09 \cdot 10^3$ , Abb. 34) zeigt sich noch ein, wenn auch geringer, Temperaturabfall für den oberen (a) Abstandshalter, während für den unteren Abstandshalter (b) ein systematischer Einfluß nicht zu erkennen ist.

#### 4. Schlußbemerkungen

Diese experimentelle Untersuchung an einem elektrisch beheizten 19-Stab-bündel hat eine Reihe von Meßdaten geliefert, die sehr gut geeignet sind für den wichtigen Vergleich zwischen experimentellen Werten und Berechnungen der Druck- und Temperaturverteilung mit SAGAPO /1/. Es kann angenommen werden aufgrund früherer Erfahrungen /23/, daß Justierungen des Rechenprogramms an die Meßwerte nötig sein werden. Damit ein wasserdichter Vergleich gewährleistet ist, wurden zwei rauhe Rohre, die in dem 19-Stabbündel verwendet worden waren, für Messungen im Ringspalt vorbereitet. Werden die aus den Ringspaltmessungen ermittelten Rauigkeitsparameter R und G (für den Wärmeübergang) als Eingabe in das Stabbündelrechenprogramm SAGAPO benutzt, wird der Vergleich zwischen SAGAPO-Rechnungen und Meßwerten auch Aussagen über die Güte der Transformationsmethode zulassen. Die Angaben für R aus der Literatur bzw. die Werte aus dieser Untersuchung, die mit der Maubach-Methode ausgewertet wurden, zeigten ja eine erhebliche Streubreite (25 %).

Leider war es nicht möglich, mit dem Stabbündel die geplanten Untersuchungen bei Schiefplast durchzuführen, denn ein plötzlicher Abfall des Gleichstrom-Generators ergab einen kurzzeitigen Abfall der Heizleistung, der zum Verbiegen der Teststrecke führte, so daß bei Wiedereinsetzen der Heizung ein Kurzschluß im Stabbündel auftrat, der zur teilweisen Zerstörung des Bündels führte.

Abschließend sei noch auf zwei Details in der Temperaturverteilung eines derartigen Stabbündels hingewiesen, die u.U. für ein Gasbrüterbrennelement-bündel besondere Maßnahmen erfordern. Wie bereits erwähnt, ergibt sich ein Problem aus dem für eine erwünschte gleichmäßige Temperaturverteilung erforderlichen unterschiedlichen Wandabstand der Kastenwand im glatten und rauhen Teil des Stabbündels. Durch die starke Umverteilung der Masse im Randbereich könnten große Temperaturgradienten in den Randstäben auftreten,

die zu Verbiegungen der Stäbe führen können. Eine andere Frage ergibt sich beim Übergang von glatter zu rauher Kanalwand. Dort wird die Wandtemperatur plötzlich stark abgesenkt und es scheint nötig zu sein, durch genauere Untersuchungen der Temperaturverläufe in diesem Bereich festzustellen, ob die dabei auftretenden axialen Temperaturgradienten keine unzulässigen Spannungen hervorrufen.

Der Autor dankt den Herren J. Marek, E. Mensinger, A. Roth und G. Wörner für ihre Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Versuche, sowie bei der Auswertung der Ergebnisse.

Literatur:

/1/ A. Martelli

SAGAPO, a code for the prediction of the steady state heat transfer and pressure drops in gas cooled bundles of rough and smooth rods  
3<sup>rd</sup> NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)

/2/ K. Maubach

Druckverlustmessungen an einem rauhen Stabbündel  
Bericht KFK 1433 (1971)

/3/ K. Maubach and K. Rehme

Pressure drop for parallel flow through a roughened rod cluster  
Nucl. Engng. Design 25, 369-378 (1973)

/4/ J. Marek und K. Maubach

Ergebnisse von Wärmeübergangs- und Druckverlustmessungen von Helium an einem Rohrbündel  
Bericht KFK 1482 (1971)

/5/ J. Marek, K. Maubach and K. Rehme

Heat transfer and pressure drop performance of rod bundles arranged in square arrays  
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 2215-2228 (1973)

/6/ K. Rehme

Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in non-circular channels  
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 933 (1973)

/7/ K. Rehme

Laminarströmung in Stabbündeln  
Chemie-Ing.-Technik 43, 962 (1971)

/8/ R. Ullrich

Analyse der ausgebildeten Laminarströmung in längsangeströmten, endlichen, hexagonalen Stabbündeln  
Bericht TUBIK 36 (1974)

- /9/ H.J. Pfriem  
Properties of helium gas  
"Zürich Club" GCFR Heat Transfer Meeting, Würenlingen (1970)
- /10/ W. Baumann and K. Rehme  
Friction correlations for rectangular roughnesses  
Int. J. Heat Mass Transfer 18, 1189 (1975) (s.a. Bericht KFK 2131 (1975))
- /11/ M. Dalle Donne and E. Meerwald  
Heat transfer and friction correlation for surfaces roughened by trans-  
versal ribs  
NEA-GCFR Specialist Meeting on Core Performance, Studsvik (1973)
- /12/ H.G. Lyall  
A graphical presentation of the Warburton and Pirie method of trans-  
forming rough surface single-pin and cluster pressure drop data  
Report CEGB RD/B/N3083 (1974)
- /13/ C. Warburton and M.A.M. Pirie  
An improved method for analyzing heat transfer and pressure drop tests  
on roughened rods in smooth channels  
ASME paper 74-WA/HT-56 (1974)
- /14/ K. Maubach  
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen  
Chemie-Ing.-Technik 42 (15), 995-1004 (1970)
- /15/ K. Rehme and J. Marek  
Experimental investigation of heat transfer in a bundle of 19 rods  
roughened by transverse rectangular ribs  
3<sup>rd</sup> NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /16/ J. Marek, E. Mensinger, K. Rehme, A. Roth  
Druckverlustmessungen an einem Stabbündel mit künstlicher Oberflächen-  
rauigkeit  
Bericht KFK 1274/4, S. 127-1 (1975)

- /17/ M. Dalle Donne and E. Meerwald  
Heat transfer and friction coefficients for turbulent flow of air in smooth annuli at high temperatures  
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 787 (1973)
- /18/ B.S. Petukhov and L.I. Roizen  
Generalized dependences for heat transfer in tubes of annular cross section  
Teplofizika Vysokikh Temperatur 12(3), 565 (1974)  
(Übersetzung: High Temperature (1974))
- /19/ K. Rehme  
Pressure drop performance of rod bundles in hexagonal arrangements  
Int. J. Heat Mass Transfer 15, 2499 (1972)
- /20/ O.E. Dwyer and H.C. Berry  
Laminar-flow heat transfer for in-line flow through unbaffled rod bundles  
Nucl. Sci. Engng. 42, 81 (1970)
- /21/ R.E. Lundberg, P.H. McCuen and W.C. Reynolds  
Heat transfer in annular passages. Hydrodynamically developed laminar flow with arbitrarily described wall temperatures or heat fluxes  
Int. J. Heat Mass Transfer 6, 495 (1963)
- /22/ J. Marek and K. Rehme  
Heat transfer near spacer grids in gas-cooled rod bundles  
3<sup>rd</sup> NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)  
s.a. Bericht KFK 2128 (1975)
- /23/ V. Walker, L. White and P. Burnett  
Forced convection heat transfer for parallel flow through a roughened rod cluster  
Int. J. Heat Mass Transfer 15, 403-424 (1972)
- /24/ M. Dalle Donne  
Wärmeübergang von rauhen Oberflächen  
(Veröffentlichung in Vorbereitung)

Nomenklatur

A	Geometrieparameter, turbulente Strömung
$a_i$	Koeffizienten
b	Breite der Rauigkeit
$c_p$	spez. Wärme
D	Rohrdurchmesser
$D_h$	hydraulischer Durchmesser
F	Strömungsquerschnitt
G	Rauhigkeitsparameter (Temperatur-Profil)
$G^*$	Geometrieparameter, turbulente Strömung
Gz	Graetz-Zahl ( $x/(D_h \cdot Pe)$ )
h	Rauhigkeitshöhe
K	Geometrieparameter, laminare Strömung ( $K = \lambda \cdot Re$ )
k	Wärmeleitfähigkeit
$k_x$	Korrekturwert
L	Länge
l	Länge
$\dot{m}$	Massendurchsatz
N	Leistung
Nu	Nusseltzahl
n	Anzahl
P	Rohrmittelpunktabstand
Pe	Pecletzahl
p	Druck; Rauigkeitsabstand
Q	Heizleistung
q'	lineare Stabileistung
q''	Flächenleistung
R	Rauhigkeitsparameter (Geschwindigkeits-Profil)
$R_G$	Gaskonstante
Re	Reynoldszahl
SW	Schlüsselweite
s	Wanddicke
T	Temperatur [K]
t	Temperatur [°C]
U	benetzter Umfang
$u^+$	dimensionslose Geschwindigkeit
$u^*$	Schubspannungsgeschwindigkeit

W	Wandabstand (Stabdurchmesser + engster Abstand zwischen Wand und Stab)
x	Abstand
y	Wandabstand
$\alpha$	Wärmeübergangszahl
$\gamma$	Radienverhältnis
$\lambda$	Reibungsbeiwert
$\mu$	dyn. Viskosität
$\rho$	Dichte
$\tau$	Schubspannung

Indizes:

B	bulk
E	Eck
e	Einlauf
el	elektrisch
G	glatt
ges	gesamt
H	beheizt
m	Mittelwert
max	maximal
vol	volumetrisch
W	Wand
Z	Zentral

Anzahl der Rohre		19
Außendurchmesser glatt	[mm]	18.3
Außendurchmesser rauh	[mm]	18.9
Volumetrischer Durchmesser	[mm]	18.37
Schlüsselweite Sechskantkanal	[mm]	120.0
Stababstandsverhältnis glatt		1.426
Stababstandsverhältnis rauh (vol.)		1.420
Wandabstandsverhältnis glatt		1.308
Wandabstandsverhältnis rauh (vol.)		1.305
Länge unbeheizt ab Eintritt	[mm]	270
Länge glatt beheizt	[mm]	1178
untere Länge glatt beheizt	[mm]	42
Länge rauh beheizt	[mm]	750
beheizte Länge gesamt	[mm]	1970
Kanallänge	[mm]	2280
Anzahl der Abstandshalter		3
Rauhigkeit		quadratisch
Höhe	[mm]	0.3
Breite	[mm]	0.3
Abstand	[mm]	2.7
Anzahl der Thermoelemente:		225
davon a) glatt		74
b) rauh		74
c) Kanalwand		64
d) Eintrittstemperatur Gas		7
e) Austrittstemperatur Gas		6

Tabelle 1: Hauptdaten der untersuchten Teststrecke

Nenndruck	[bar]	50
Nenndurchsatz	[Kg/s]	1.2
max. Gasaustrittstemperatur	[°C]	525
max. Gaseintrittstemperatur	[°C]	300
max. Druckverlust an der Test- strecke	[bar]	2.5
max. Teststreckenlänge	[mm]	2500
max. Teststreckendurchmesser	[mm]	270
max. Heizleistung	[KW]	600
Gebläsedrehzahl	[U/min]	17800
Gebläseleistung	[KW]	180

Tabelle 2: Hauptdaten des Heliumversuchsstandes

Massendurchsatz	[Kg/s]	0.015 ÷ 1.207
Heizleistung	[KW]	43.2 ÷ 435.1
Stableistung	[W/cm]	11.5 ÷ 116.2
Flächenleistung	[W/cm <sup>2</sup> ]	2.0 ÷ 20.2
Reynoldszahl	[ - ]	1.16 · 10 <sup>3</sup> ÷ 1.19 · 10 <sup>5</sup>
Eintrittsdruck	[bar]	11.6 ÷ 41.8
Eintrittstemperatur	[°C]	124 ÷ 200

Tabelle 3: Bereich der experimentellen Untersuchung

Versuch Nr.	1	2	3	4	5	6	7
Datum 22.8.1974							
Durchsatz [Kg/s]	1.1934	1.0878	0.9839	0.8677	0.7371	0.6350	0.5337
Reynoldszahl $\times 10^{-4}$	11.881	10.842	9.8134	8.6631	7.3643	6.4639	5.6854
Druckverlust							
Gesamt $\Delta x = 2280$ [mm]	21084	17112	14307	11326	8237	6089	4283
bis $x = 1093$ [mm]	7266	5969	4991	3964	2885	2201	1681
bis $x = 1328$ [mm]	8046	6550	5496	4368	3206	2378	1667
bis $x = 1658$ [mm]	12523	10233	8571	6830	5028	3780	2665
bis $x = 1893$ [mm]	16063	13042	10944	8703	6359	4766	3375
bis $x = 2128$ [mm]	19289	15720	13140	10463	7614	5727	4045
Eintrittsdruck [bar]	41.83	41.82	41.73	41.62	41.64	40.50	38.28
Eintrittstemperatur [ $^{\circ}$ C]	186.8	186.0	185.5	184.8	184.3	171.5	142.0

Tabelle 4: Ergebnisse der isothermen Versuche

Versuch Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Datum 1974	4.9.	4.9.	4.9.	5.9.	5.9.	5.9.	25.9.	25.9.	25.9.
Durchsatz [Kg/s]	1.2072	0.9058	0.5034	0.01532	0.02931	0.05758	1.2206	0.9194	0.5095
El. Leistung [KW]	380.4	376.9	364.9	43.21	64.31	98.64	430.0	411.3	435.1
Wärmeleistung [KW]	384.7	376.3	370.4	33.43	52.60	89.46	435.3	415.7	428.3
Wärmebilanz [%]	-1.13	0.16	-1.51	22.6	18.2	9.3	-1.24	-1.06	1.57
Reynoldszahl $\times 10^{-4}$	11.20	8.346	4.385	0.1156	0.2287	0.4626	11.10	7.404	4.264
Druckverlust [N/m <sup>2</sup> ]									
Gesamt $\Delta x = 2280$ [mm]	24477	14396	4727	-	-	-	24026	14112	4874
bis $x = 1093$ [mm]	8287	4930	1682	-	-	-	7929	4692	1572
bis $x = 1328$ [mm]	9115	5354	1834	-	-	-	8880	5227	1822
bis $x = 1658$ [mm]	14602	8645	3020	-	-	-	14171	8375	2996
bis $x = 1893$ [mm]	18750	11072	3839	-	-	-	18314	10822	3829
bis $x = 2128$ [mm]	22702	13288	4445	-	-	-	22202	12994	4514
Eintrittsdruck [bar]	39.91	39.72	39.23	11.62	39.47	39.81	41.68	41.43	41.56

Tabelle 5: Ergebnisse der Versuche mit Heizung

THERMO- ELEMENT NR.	ROHR NR.	AXIALE POSITION (MM)	RADIALE POSITION (GRAD)	TEMPERATUR GRAD C	1	2	3	4	5	6	7	8	9	THERMO- ELEMENT NR.
		VERSUCH NR.												
1	1	2290.5	120.0	266.27	282.65	342.79	426.11	614.11	523.09	284.34	300.65	391.08	1	
2	1	2055.2	120.0	262.95	279.01	344.14	581.17	568.99	512.55	280.20	297.54	394.67	2	
3	1	1490.3	120.0	311.27	338.64	424.19	483.98	503.42	501.31	345.83	373.21	502.01	3	
4	1	1255.0	120.0	298.10	322.29	398.15	434.39	454.60	460.64	321.56	345.19	458.34	4	
5	1	2290.5	300.0	297.88	331.41	*****	655.03	654.80	594.58	320.05	353.81	*****	5	
6	1	2055.2	300.0	287.40	314.96	*****	605.17	597.17	556.11	308.92	338.41	*****	6	
7	1	1490.3	300.0	306.32	331.62	405.16	494.99	515.36	500.14	331.21	355.43	468.88	7	
8	1	1255.0	300.0	300.53	323.79	392.57	444.83	468.64	464.85	324.20	347.10	453.28	8	
9	2	2290.0	90.0	278.20	289.22	349.21	638.35	632.94	564.54	288.59	307.75	394.91	9	
10	2	2054.1	90.0	266.20	284.08	340.88	596.00	584.23	536.91	284.49	301.88	386.64	10	
11	2	1490.2	90.0	303.78	328.88	404.07	485.39	506.93	491.47	325.56	349.60	457.70	11	
12	2	1255.0	90.0	292.69	314.47	382.33	434.22	453.16	447.27	313.63	334.45	432.07	12	
13	2	2290.0	270.0	287.64	314.04	398.01	664.83	672.71	612.23	310.18	336.71	462.70	13	
14	2	2054.1	270.0	276.80	299.02	369.17	613.88	611.06	562.44	297.95	320.01	425.69	14	
15	2	1490.2	270.0	303.17	330.12	405.14	499.91	524.96	506.23	326.41	351.43	458.89	15	
16	2	1255.0	270.0	295.38	320.10	389.10	451.31	471.57	465.80	317.51	340.45	440.07	16	
17	3	2349.0	90.0	265.84	283.76	337.33	635.06	623.76	536.67	284.59	299.22	379.57	17	
18	3	1820.0	90.0	255.99	272.85	328.74	548.62	523.59	493.11	274.20	288.13	373.60	18	
19	3	1550.0	90.0	313.60	342.64	426.96	502.25	514.89	518.41	*****	361.38	488.43	19	
20	3	1020.0	90.0	288.93	310.33	374.67	406.11	396.62	415.20	310.81	328.23	427.86	20	
21	3	2349.0	270.0	300.16	333.21	436.33	667.22	669.61	611.53	321.65	315.02	485.15	21	
22	3	1820.0	270.0	271.10	290.05	343.83	563.84	545.57	510.68	291.36	307.25	389.95	22	
23	3	1550.0	270.0	321.32	345.55	415.67	513.02	529.65	520.05	361.57	371.33	482.81	23	
24	3	1020.0	270.0	284.90	306.18	366.55	411.31	405.44	419.67	305.86	321.51	416.71	24	
25	4	2290.6	150.0	269.79	290.48	365.07	639.06	624.47	549.09	291.53	315.01	423.55	25	
26	4	2054.6	150.0	264.65	284.30	362.38	590.82	573.41	523.32	285.27	308.77	427.53	26	
27	4	1490.0	150.0	303.58	330.88	405.23	481.87	497.80	471.33	329.20	355.10	468.45	27	
28	4	1255.0	150.0	*****	*****	*****	669.85	667.70	615.06	323.43	358.50	*****	28	
29	4	2290.6	330.0	302.01	335.88	*****	617.41	607.06	563.14	309.06	345.10	*****	29	
30	4	2054.6	330.0	287.43	314.69	*****	498.27	517.24	487.03	329.33	354.41	467.69	30	
31	4	1490.0	330.0	303.73	330.41	404.10	442.89	463.43	447.43	319.67	342.05	445.52	31	
32	4	1255.0	330.0	295.72	319.69	386.43	822.32	*****	*****	325.08	361.07	*****	32	
33	5	2290.0	120.0	*****	*****	*****	631.53	629.17	578.59	312.19	344.07	*****	33	
34	5	2056.2	120.0	289.71	319.64	*****	515.83	546.04	518.68	327.38	352.69	463.67	34	
35	5	1490.0	120.0	301.86	328.91	401.07	691.83	705.21	613.88	318.53	341.31	443.48	35	
36	5	1255.0	120.0	294.49	318.89	384.88	465.09	487.26	470.06	309.91	331.93	450.30	36	
37	5	2290.0	300.0	287.18	311.10	388.05	635.53	637.88	568.76	299.17	320.39	432.36	37	
38	5	2056.2	300.0	277.63	299.51	375.57	517.94	549.79	514.43	298.76	354.12	470.04	38	
39	5	1490.0	300.0	303.53	330.19	407.86	467.93	490.30	471.57	317.85	340.79	445.44	39	
40	5	1255.0	300.0	293.64	318.11	387.26	690.39	688.72	601.64	390.44	425.55	565.25	40	
41	6	2385.0	240.0	312.46	339.36	422.51	703.77	706.88	616.47	341.38	369.69	491.71	41	
42	6	2370.0	240.0	309.31	336.81	414.11	401.07	707.36	713.57	328.96	355.48	472.74	42	
43	6	2365.0	240.0	300.11	326.48	401.07	543.70	571.53	507.63	312.61	332.64	419.67	43	
44	6	1605.0	240.0	286.48	307.63	368.29	523.79	548.38	506.93	310.13	332.58	425.82	44	
45	6	1585.0	240.0	288.18	311.93	369.45	535.50	567.59	539.35	328.16	355.24	467.01	45	
46	6	1565.0	240.0	302.98	330.64	407.08	650.26	639.76	577.41	288.32	308.53	408.36	46	
47	7	2350.9	30.0	273.14	295.12	369.83	556.58	531.05	495.69	281.72	302.49	398.53	47	
48	7	1819.0	30.0	*****	*****	349.14	502.95	520.75	505.76	295.12	317.85	417.82	48	
49	7	1550.0	30.0	303.36	329.10	404.38	412.78	410.11	424.12	*****	*****	*****	49	
50	7	1020.0	30.0	286.14	306.76	367.60	689.68	693.02	645.88	312.10	344.41	*****	50	
51	7	2350.9	210.0	303.00	335.95	520.28	577.64	563.37	516.30	287.11	308.07	393.52	51	
52	7	1819.0	210.0	273.45	292.91	350.48	487.26	465.55	531.05	309.16	333.60	441.94	52	
53	7	1550.0	210.0	310.30	337.26	415.67	399.72	390.86	405.25	*****	*****	*****	53	
54	7	1020.0	210.0	284.22	304.50	365.74	615.29	615.29	542.53	288.42	*****	*****	54	
55	8	2291.0	150.0	267.90	285.87	350.79	583.53	572.47	535.27	288.10	*****	*****	55	
56	8	2054.0	150.0	267.46	285.36	355.79	487.26	502.95	491.94	334.93	361.79	478.64	56	
57	8	1490.0	150.0	310.13	337.14	417.23	659.34	648.94	449.30	321.87	345.62	453.07	57	
58	8	1255.0	150.0	298.90	322.96	394.89	435.67	451.93	468.94	323.62	379.07	508.10	58	
59	8	2291.0	330.0	303.56	*****	*****	612.00	595.76	581.64	311.93	*****	*****	59	
60	8	2054.0	330.0	290.48	*****	*****	499.91	523.75	496.86	333.62	358.45	476.96	60	
61	8	1490.0	330.0	307.78	334.79	412.99	446.15	468.64	456.47	322.89	346.31	453.66	61	
62	8	1255.0	330.0	298.71	323.30	393.82	684.66	677.97	658.14	333.26	409.21	*****	62	
63	9	2290.0	180.0	312.44	*****	*****	637.17	623.29	602.11	319.67	*****	*****	63	
64	9	2056.0	180.0	297.06	331.71	*****	517.94	534.80	509.74	336.81	361.36	479.77	64	
65	9	1490.0	180.0	310.28	337.29	414.53	463.20	476.02	469.82	*****	*****	464.14	65	
66	9	1255.0	180.0	*****	*****	*****	693.26	695.89	620.70	307.03	*****	*****	66	
67	9	2290.0	0.0	284.73	308.17	394.06	628.70	630.82	572.47	299.05	324.54	437.82	67	
68	9	2056.0	0.0	278.43	299.82	380.91	513.25	528.95	507.40	322.75	347.12	455.12	68	
69	9	1490.0	0.0	299.07	324.15	395.86	459.22	469.82	462.01	311.78	332.98	431.55	69	
70	9	1255.0	0.0	289.63	312.05	375.86	703.77	708.55	608.94	311.88	334.41	446.54	70	
71	10	2290.9	90.0	289.78	313.24	387.07	648.47	641.64	566.42	299.70	320.54	425.30	71	
72	10	2055.0	90.0	279.98	301.30	371.36	524.26	549.32	512.32	323.57	346.83	458.79	72	
73	10	1490.0	90.0	308.84	326.99	403.01	470.87	486.56	466.98	313.19	334.48	434.25	73	
74	10	1255.0	90.0	291.57	315.20	382.67	712.13	715.24	618.35	302.05	323.38	429.49	74	
75	10	2290.9	270.0	283.30	306.35	380.91							75	

Tabelle 4 Fortsetzung

THERMO- ELEMENT NR.	ROHR NR.	AXIALE POSITION (MM)	RADIALE POSITION (GRAD)	TEMPERATUR									THERMO- ELEMENT NR.
				VERSUCH	1	2	3	4	5	6	7	8	
76	10	2055.0	270.0	275.88	296.96	367.26	652.88	644.94	569.23	292.81	312.24	412.52	76
77	10	1490.0	270.0	301.52	328.33	405.75	527.54	551.19	516.30	321.32	345.81	458.27	77
78	10	1255.0	270.0	293.59	317.56	386.31	474.61	490.30	471.33	312.85	334.60	435.57	78
79	11	2351.0	180.0	289.68	313.16	394.98	718.58	724.08	635.06	311.93	335.50	448.55	79
80	11	1819.8	180.0	*****	*****	362.62	606.11	600.23	530.82	317.12	335.33	425.04	80
81	11	1550.0	180.0	305.33	332.98	411.15	542.29	573.88	540.42	330.33	357.43	470.56	81
82	11	1020.0	180.0	285.85	306.03	364.33	419.51	423.24	425.59	308.63	328.16	416.57	82
83	11	2351.0	0.0	311.18	348.69	443.31	712.37	721.45	678.69	328.84	367.31	495.92	83
84	11	1819.8	0.0	274.62	295.38	355.02	596.47	590.58	524.96	*****	*****	398.91	84
85	11	1550.0	0.0	306.13	333.02	409.96	538.08	573.17	531.52	331.14	356.66	469.94	85
86	11	1020.0	0.0	282.62	303.68	361.71	412.92	422.51	422.56	304.14	324.76	412.31	86
87	12	2350.0	180.0	266.93	284.88	339.33	641.17	634.82	546.28	286.02	303.05	382.57	87
88	12	1821.1	180.0	266.01	278.96	339.36	554.00	534.80	498.97	278.06	*****	*****	88
89	12	1550.0	180.0	317.99	349.26	437.61	569.98	536.44	532.22	343.88	375.19	502.01	89
90	12	1020.0	180.0	294.44	317.43	381.83	400.59	415.10	425.14	317.94	340.74	437.40	90
91	12	2350.0	0.0	306.93	343.02	421.92	683.70	690.39	641.88	325.75	359.86	472.39	91
92	12	1821.1	0.0	*****	*****	374.36	577.17	571.06	521.92	*****	*****	426.00	92
93	12	1550.0	0.0	315.15	341.43	416.50	518.64	547.45	521.92	341.12	366.86	477.59	93
94	12	1020.0	0.0	283.52	305.30	365.83	401.49	418.75	422.11	308.63	329.32	419.57	94
95	13	2289.2	210.0	271.51	292.06	360.93	637.17	627.53	545.34	292.01	311.59	412.14	95
96	13	2055.8	210.0	267.53	286.70	367.91	594.58	582.35	526.60	286.96	305.86	422.04	96
97	13	1490.0	210.0	*****	*****	*****	*****	*****	*****	332.00	355.79	465.56	97
98	13	1255.0	210.0	294.63	317.58	384.86	434.25	448.90	441.49	318.94	339.62	439.76	98
99	13	2289.2	30.0	*****	*****	*****	679.88	686.57	631.06	*****	*****	475.99	99
100	13	2055.8	30.0	284.13	308.56	*****	622.11	611.11	568.99	305.74	332.21	*****	100
101	13	1490.0	30.0	305.62	332.12	407.62	507.40	523.32	500.84	331.67	356.29	468.17	101
102	13	1255.0	30.0	295.16	318.87	386.00	448.99	467.22	457.28	320.01	342.19	*****	102
103	14	2290.4	240.0	297.61	330.05	*****	689.92	686.33	616.47	312.32	342.33	551.66	103
104	14	2053.8	240.0	282.28	308.22	*****	640.70	631.53	563.84	299.39	323.54	*****	104
105	14	1490.0	240.0	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	105
106	14	1255.0	240.0	298.34	321.68	391.05	475.55	494.52	472.97	327.19	348.64	449.96	106
107	14	2290.4	60.0	287.33	310.91	400.69	710.94	714.52	633.41	297.64	323.64	452.78	107
108	14	2053.8	60.0	*****	*****	405.99	*****	*****	*****	296.45	318.23	438.04	108
109	14	1490.0	60.0	294.22	316.61	381.71	*****	*****	*****	*****	*****	*****	109
110	14	1255.0	60.0	294.70	317.68	384.26	477.42	496.39	474.61	315.54	337.71	437.44	110
111	15	2385.0	330.0	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	111
112	15	2370.0	330.0	334.05	373.14	526.60	716.67	719.54	656.23	306.42	333.57	476.02	112
113	15	2365.0	330.0	324.81	363.36	521.45	715.48	721.21	657.66	300.96	327.36	468.64	113
114	15	1605.0	330.0	287.91	308.92	368.36	551.66	575.53	512.55	265.84	287.60	368.33	114
115	15	1585.0	330.0	290.85	312.95	378.21	527.77	547.45	506.93	271.61	289.92	374.45	115
116	15	1565.0	330.0	311.39	339.21	418.23	545.34	572.70	536.67	281.05	301.71	392.88	116
117	16	2171.0	270.0	462.70	459.34	569.46	651.93	*****	*****	678.21	564.54	600.23	117
118	16	1936.0	270.0	276.27	297.08	371.36	593.17	584.23	536.21	292.88	311.20	400.57	118
119	16	1372.0	270.0	305.72	331.05	404.07	487.96	507.87	492.88	*****	*****	*****	119
120	16	1137.0	270.0	302.25	*****	*****	*****	*****	*****	350.12	370.36	471.10	120
121	16	2171.0	90.0	283.96	304.55	363.64	*****	*****	*****	304.70	332.95	450.72	121
122	16	1936.0	90.0	273.11	294.61	358.62	603.76	*****	546.74	291.28	311.73	402.60	122
123	16	1372.0	90.0	564.07	552.13	*****	500.37	537.38	522.86	821.09	701.86	741.52	123
124	16	1137.0	90.0	289.85	312.68	378.19	441.86	459.88	454.82	314.35	335.52	432.33	124
125	17	2351.0	240.0	266.61	285.68	341.26	642.35	617.88	530.35	286.96	303.92	382.33	125
126	17	1819.2	240.0	261.25	280.78	336.45	554.30	568.34	477.89	281.26	300.19	381.71	126
127	17	1550.0	240.0	316.15	347.62	433.96	509.74	516.07	507.87	343.33	373.00	500.37	127
128	17	1020.0	240.0	284.90	307.68	*****	399.01	386.60	401.94	309.02	331.10	425.51	128
129	17	2351.0	60.0	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	129
130	17	1819.2	60.0	273.87	293.39	347.88	570.58	537.84	496.39	293.13	312.56	394.27	130
131	17	1550.0	60.0	306.81	333.79	410.58	522.62	531.29	510.44	334.45	359.67	472.32	131
132	17	1020.0	60.0	285.00	312.87	*****	*****	*****	*****	304.43	324.03	412.81	132
133	18	2291.2	270.0	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	133
134	18	2055.0	270.0	262.71	280.34	337.05	597.64	582.58	517.94	277.80	293.95	384.71	134
135	18	1490.0	270.0	372.05	391.23	443.22	494.05	519.34	491.94	475.55	446.84	522.39	135
136	18	1255.0	270.0	288.25	309.48	371.50	434.15	456.28	441.54	*****	*****	*****	136
137	18	2291.2	90.0	297.98	328.76	433.59	687.53	685.85	620.94	299.99	325.37	478.27	137
138	18	2055.0	90.0	285.29	310.84	393.56	631.06	625.41	565.25	285.25	310.18	431.79	138
139	18	1490.0	90.0	309.50	337.69	417.11	517.24	543.00	517.47	*****	*****	*****	139
140	18	1255.0	90.0	297.71	322.53	392.62	457.14	481.17	468.64	*****	*****	*****	140
141	19	2172.4	270.0	*****	*****	*****	629.41	638.58	552.36	*****	*****	*****	141
142	19	1936.0	270.0	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	142
143	19	1372.0	270.0	310.50	338.86	417.09	473.09	492.88	482.90	339.19	364.69	481.08	143
144	19	1137.0	290.0	266.27	285.70	344.41	647.06	632.70	547.45	354.71	376.81	481.92	144
145	19	2172.4	90.0	*****	*****	*****	647.53	*****	595.53	*****	*****	*****	145
146	19	1936.0	90.0	277.82	300.92	359.62	596.70	593.64	538.08	293.51	312.12	413.63	146
147	19	1372.0	90.0	306.81	331.83	402.01	487.96	513.72	491.24	329.71	351.36	457.85	147
148	19	1137.0	90.0	288.49	311.15	375.10	435.62	452.64	446.32	314.01	335.33	430.58	148
149	20	1255.0	270.0	198.59	199.88	205.65	260.57	248.95	225.25	210.13	211.50	227.48	149
150	20	1255.0	258.0	197.22	198.84	204.43	259.21	246.36	223.98	208.84	209.78	226.32	150

Tabelle 4 Fortsetzung

THERMO- ELEMENT NR.	ROHR NR.	AXIALE POSITION (MM)	RADIALE POSITION (GRAD)	TEMPERATUR GRAD C									THERMO- ELEMENT NR.
				VERSUCH NR.	1	2	3	4	5	6	7	8	
151	20	1255.0	240.0	197.67	199.19	205.21	258.90	245.39	222.44	209.38	210.23	227.78	151
152	20	1255.0	222.0	201.25	202.97	208.66	259.53	246.67	224.03	213.81	215.08	232.08	152
153	20	1255.0	210.0	200.53	202.10	207.64	259.21	245.14	222.69	213.63	214.26	231.24	153
154	20	1255.0	180.0	200.01	201.45	207.19	258.56	245.39	222.74	212.91	214.13	231.54	154
155	20	1255.0	150.0	199.98	200.98	206.47	259.48	246.57	223.38	212.99	214.28	231.26	155
156	20	1255.0	120.0	198.72	199.71	206.05	260.45	247.25	224.38	211.72	212.49	229.95	156
157	20	1255.0	90.0	198.44	199.26	205.73	261.42	248.18	225.84	210.28	210.53	228.93	157
158	20	1255.0	78.0	198.14	199.41	206.08	262.68	249.61	227.56	210.55	211.00	225.75	158
159	20	1255.0	42.0	198.77	200.23	207.52	264.39	251.50	229.93	210.20	211.22	230.09	159
160	20	1255.0	18.0	199.74	201.00	208.36	264.62	252.47	230.57	211.10	212.47	230.74	160
161	20	1255.0	342.0	200.33	201.82	209.18	264.77	253.19	230.42	212.66	214.16	232.28	161
162	20	1255.0	318.0	200.73	202.12	209.11	263.07	251.38	228.43	212.84	214.26	232.01	162
163	20	1255.0	300.0	199.88	200.95	206.95	261.76	249.82	226.32	210.65	211.40	229.50	163
164	20	1255.0	282.0	198.77	199.69	206.30	261.49	249.80	225.67	210.65	211.27	228.28	164
165	21	1490.0	270.0	203.64	206.03	218.39	307.78	283.69	253.58	215.57	218.09	241.92	165
166	21	1490.0	258.0	204.11	206.57	218.48	307.27	282.84	252.81	216.52	218.71	242.91	166
167	21	1490.0	240.0	205.65	208.74	221.02	307.10	282.40	252.30	218.81	221.47	246.50	167
168	21	1490.0	222.0	206.87	209.81	221.86	306.52	282.33	251.74	220.37	222.91	247.76	168
169	21	1490.0	210.0	205.63	208.86	220.82	305.77	282.36	251.47	218.56	221.24	247.06	169
170	21	1490.0	180.0	204.21	207.42	219.97	305.38	282.26	251.91	217.46	220.45	246.72	170
171	21	1490.0	150.0	202.82	205.83	218.66	306.52	283.52	253.12	215.87	218.93	245.34	171
172	21	1490.0	120.0	202.05	205.13	218.56	306.81	284.27	254.24	215.23	218.11	244.42	172
173	21	1490.0	90.0	203.14	206.45	219.28	308.29	285.53	255.60	216.42	219.08	244.20	173
174	21	1490.0	78.0	203.22	206.75	219.60	307.68	285.34	255.77	216.02	218.73	244.15	174
175	21	1490.0	42.0	203.37	207.10	220.50	309.45	286.77	257.59	215.67	218.31	244.17	175
176	21	1490.0	18.0	204.76	208.56	221.72	310.98	287.91	258.82	217.24	220.17	245.62	176
177	21	1490.0	342.0	205.75	209.51	222.46	311.39	288.71	259.54	218.81	222.16	247.74	177
178	21	1490.0	318.0	205.85	209.48	222.06	310.52	287.38	257.66	215.08	222.31	247.79	178
179	21	1490.0	300.0	205.93	208.96	220.80	308.89	285.75	255.79	218.66	221.62	246.16	179
180	21	1490.0	282.0	205.06	207.97	219.48	308.14	285.49	254.02	217.61	220.32	243.98	180
181	22	2055.0	270.0	221.99	230.17	257.13	419.55	378.21	328.69	236.11	242.69	287.04	181
182	22	2055.0	258.0	221.77	230.05	257.10	420.28	377.71	328.48	236.09	242.91	287.01	182
183	22	2055.0	240.0	223.68	232.43	259.87	417.70	375.98	327.43	237.90	245.82	280.60	183
184	22	2055.0	222.0	224.80	233.97	262.71	418.20	376.50	327.62	239.47	247.84	284.19	184
185	22	2055.0	210.0	224.62	234.00	262.22	418.32	375.62	327.38	239.67	248.27	294.34	185
186	22	2055.0	180.0	222.74	231.84	259.77	416.24	374.48	326.41	237.68	246.57	293.13	186
187	22	2055.0	150.0	221.27	230.17	258.12	418.25	376.19	327.79	236.49	245.00	291.62	187
188	22	2055.0	120.0	222.54	230.92	257.15	419.05	377.50	329.85	237.21	244.80	288.71	188
189	22	2055.0	90.0	224.43	233.03	259.46	421.51	381.82	333.67	239.15	246.96	290.39	189
190	22	2055.0	78.0	224.43	233.03	259.46	421.51	381.82	333.67	239.15	246.96	290.39	190
191	22	2055.0	42.0	225.05	234.20	263.12	424.43	385.55	338.33	238.77	246.23	292.79	191
192	22	2055.0	18.0	226.74	235.79	264.39	424.57	385.83	339.52	235.69	247.40	293.49	192
193	22	2055.0	342.0	227.96	223.48	262.25	424.85	386.55	335.36	241.38	248.66	292.33	193
194	22	2055.0	318.0	227.96	223.48	262.25	424.85	386.55	335.36	242.84	250.36	294.27	194
195	22	2055.0	300.0	227.96	223.48	262.25	424.85	386.55	335.36	242.35	249.87	293.05	195
196	22	2055.0	282.0	227.96	223.48	262.25	424.85	386.55	335.36	235.89	246.96	291.36	196
197	23	2290.0	270.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	242.84	250.84	303.97	197
198	23	2290.0	258.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	242.84	250.84	303.49	198
199	23	2290.0	246.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	244.54	254.00	305.18	199
200	23	2290.0	222.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	249.87	255.09	312.22	200
201	23	2290.0	210.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	250.84	260.55	312.70	201
202	23	2290.0	180.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	249.39	259.09	311.49	202
203	23	2290.0	150.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	250.12	251.81	312.22	203
204	23	2290.0	120.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	247.93	256.91	307.12	204
205	23	2290.0	90.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	239.89	244.54	290.39	205
206	23	2290.0	78.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	244.29	253.27	302.76	206
207	23	2290.0	42.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	245.02	254.73	308.58	207
208	23	2290.0	18.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	247.21	256.18	310.76	208
209	23	2290.0	342.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	246.48	256.18	309.31	209
210	23	2290.0	318.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	246.48	256.18	309.31	210
211	23	2290.0	300.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	246.48	256.18	309.31	211
212	23	2290.0	282.0	233.18	244.29	276.07	462.01	407.81	356.55	246.48	256.18	309.31	212
213	0	0.0	0.0	189.42	186.68	179.97	136.95	144.41	151.87	199.11	196.38	195.88	213
214	0	0.0	0.0	189.42	186.68	179.97	136.95	144.41	151.87	199.11	196.38	195.88	214
215	0	0.0	0.0	189.42	187.18	180.79	133.32	140.18	153.66	198.89	196.13	195.61	215
216	0	0.0	0.0	189.91	187.18	181.21	124.52	138.69	139.69	200.11	197.37	196.63	216
217	0	0.0	0.0	189.91	187.18	181.21	124.52	138.69	139.69	200.11	197.37	196.63	217
218	0	0.0	0.0	190.73	188.67	183.10	119.02	143.04	141.23	200.66	197.70	198.69	218
219	0	0.0	0.0	196.41	175.49	181.96	117.56	143.17	142.17	200.85	197.87	198.62	219
220	0	2396.0	0.0	246.48	258.85	304.21	463.67	401.89	375.36	248.90	274.62	348.21	220
221	0	2396.0	0.0	257.88	278.26	328.71	486.32	438.34	384.64	278.01	294.99	369.17	221
222	0	2511.0	0.0	252.30	245.26	323.62	513.96	466.75	429.82	268.80	284.81	362.58	222
223	0	2511.0	0.0	249.39	262.97	308.82	481.64	433.66	399.05	266.13	280.92	351.55	223
224	0	2511.0	0.0	250.60	267.10	319.98	509.51	465.56	425.09	269.04	284.56	357.98	224

Tabelle 4 Fortsetzung

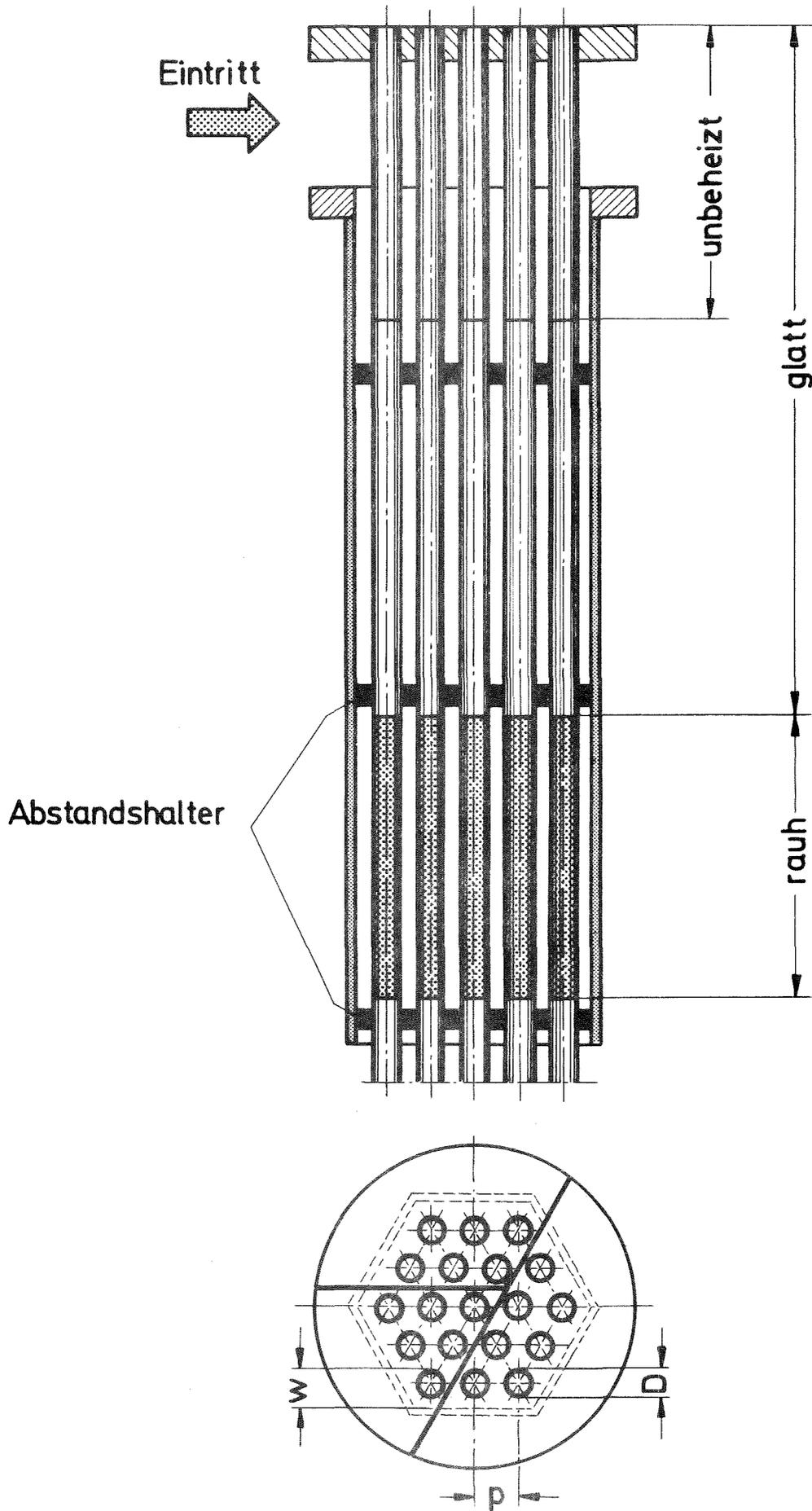


Abb. 1 Schematische Darstellung des untersuchten Rohrbündels

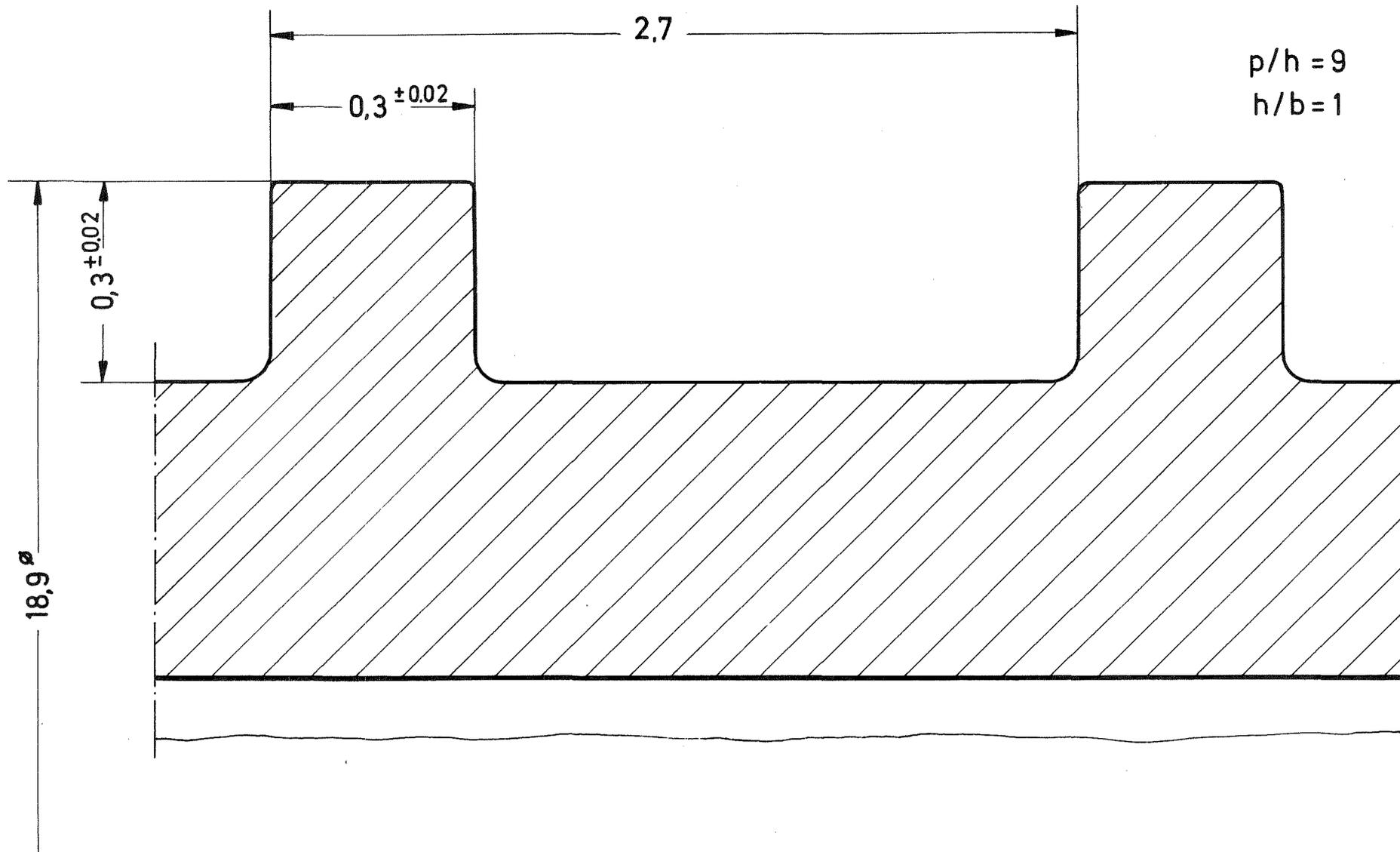


Abb. 2 Profil der verwendeten Rauheitsgeometrie

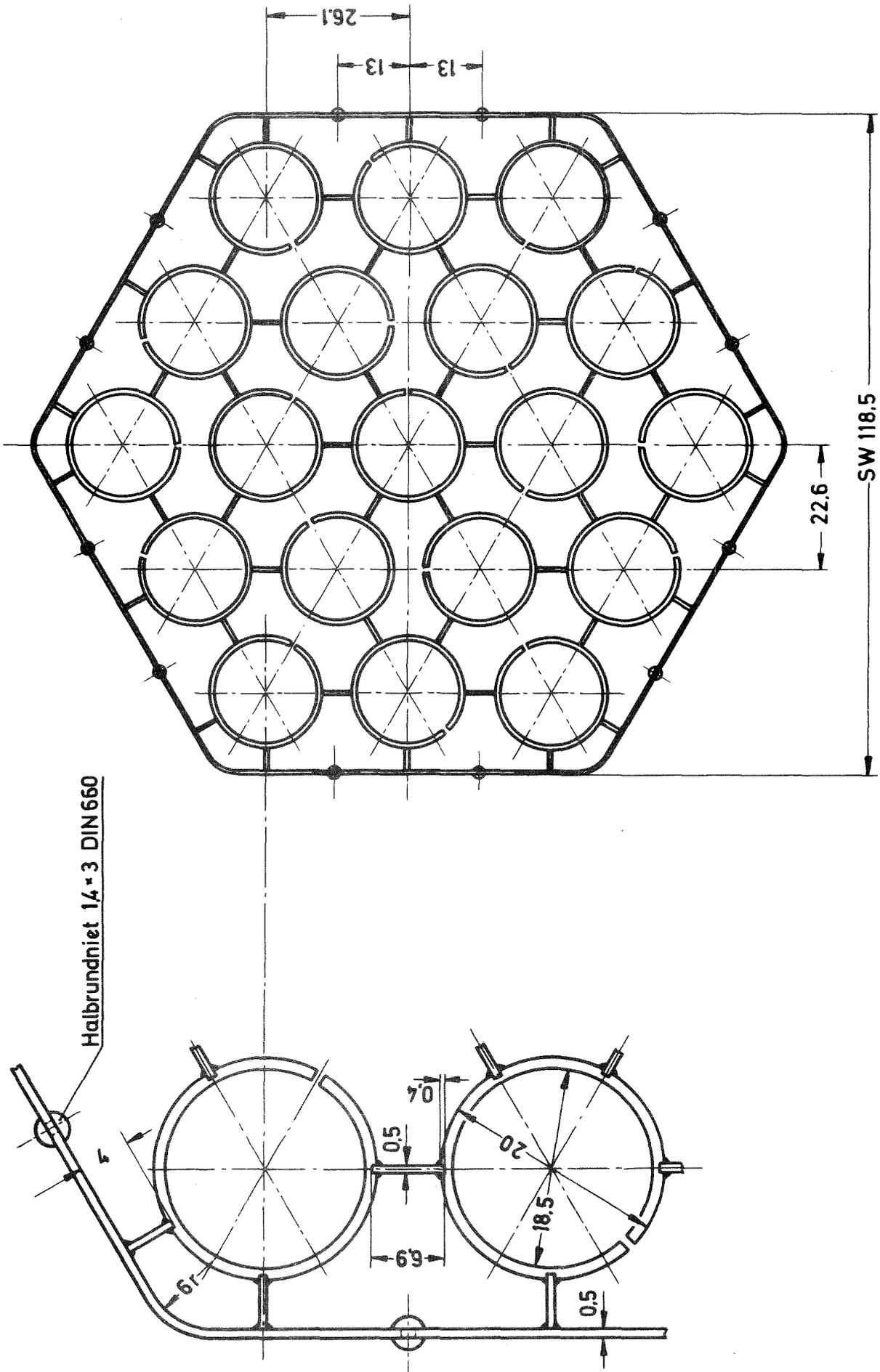


Abb. 3 Abstandhaltergitter

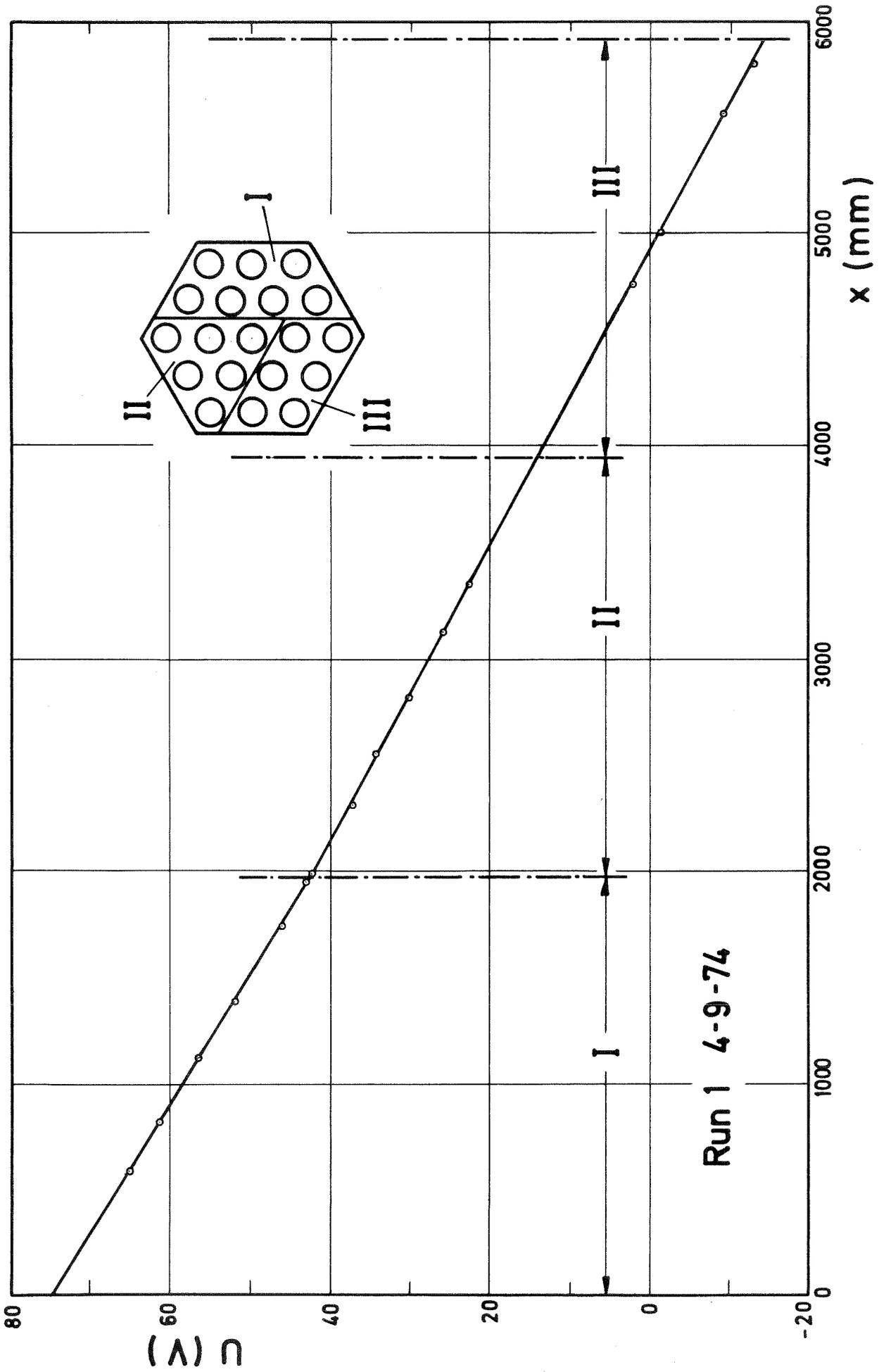


Abb. 4 Gemessener Spannungsabfall über das Rohrbündel



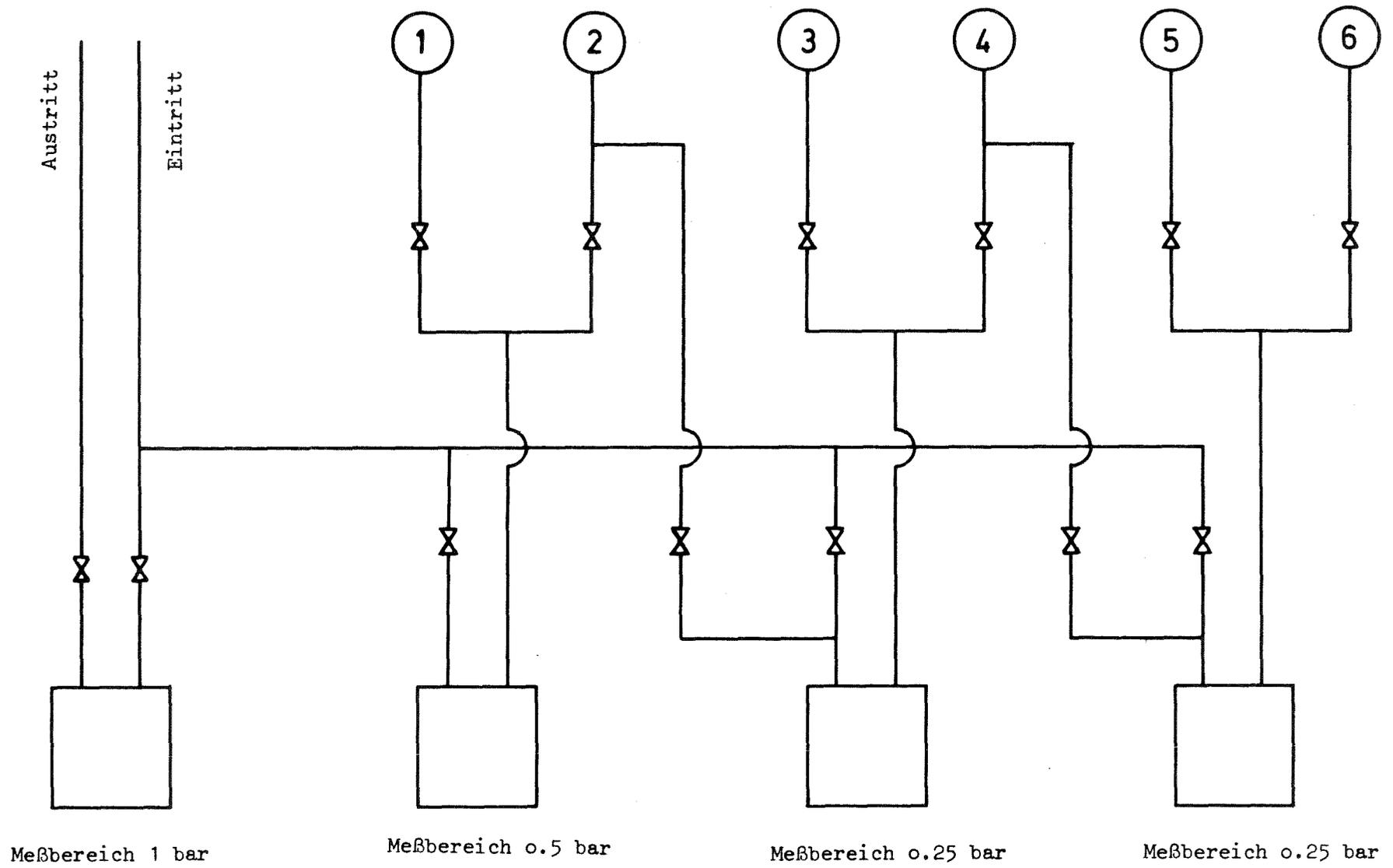


Abb. 6 Schaltschema der Druckmeßgeräte

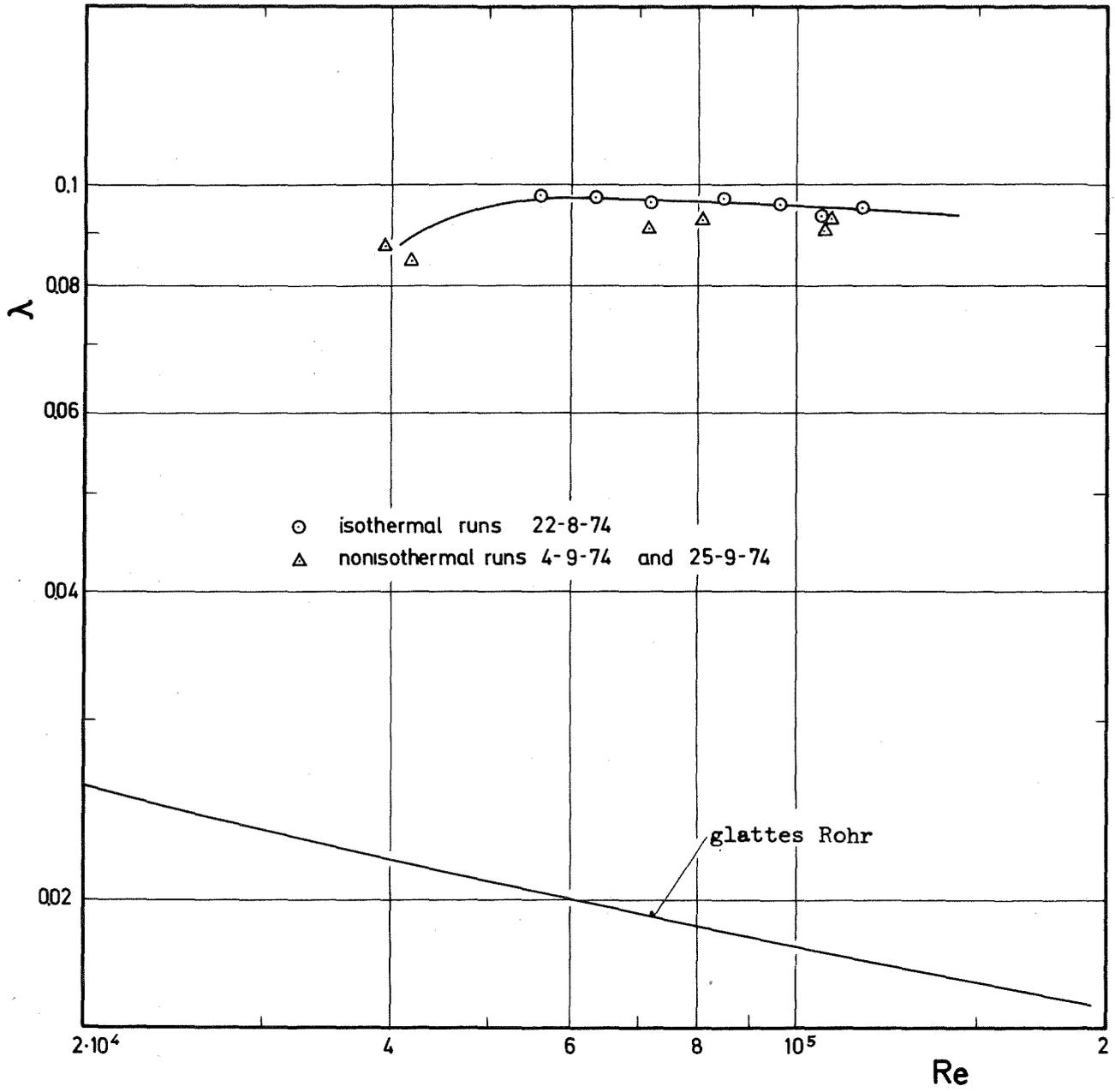


Abb. 7 Gemessene Druckverlustbeiwerte als Funktion der Reynolds-Zahl

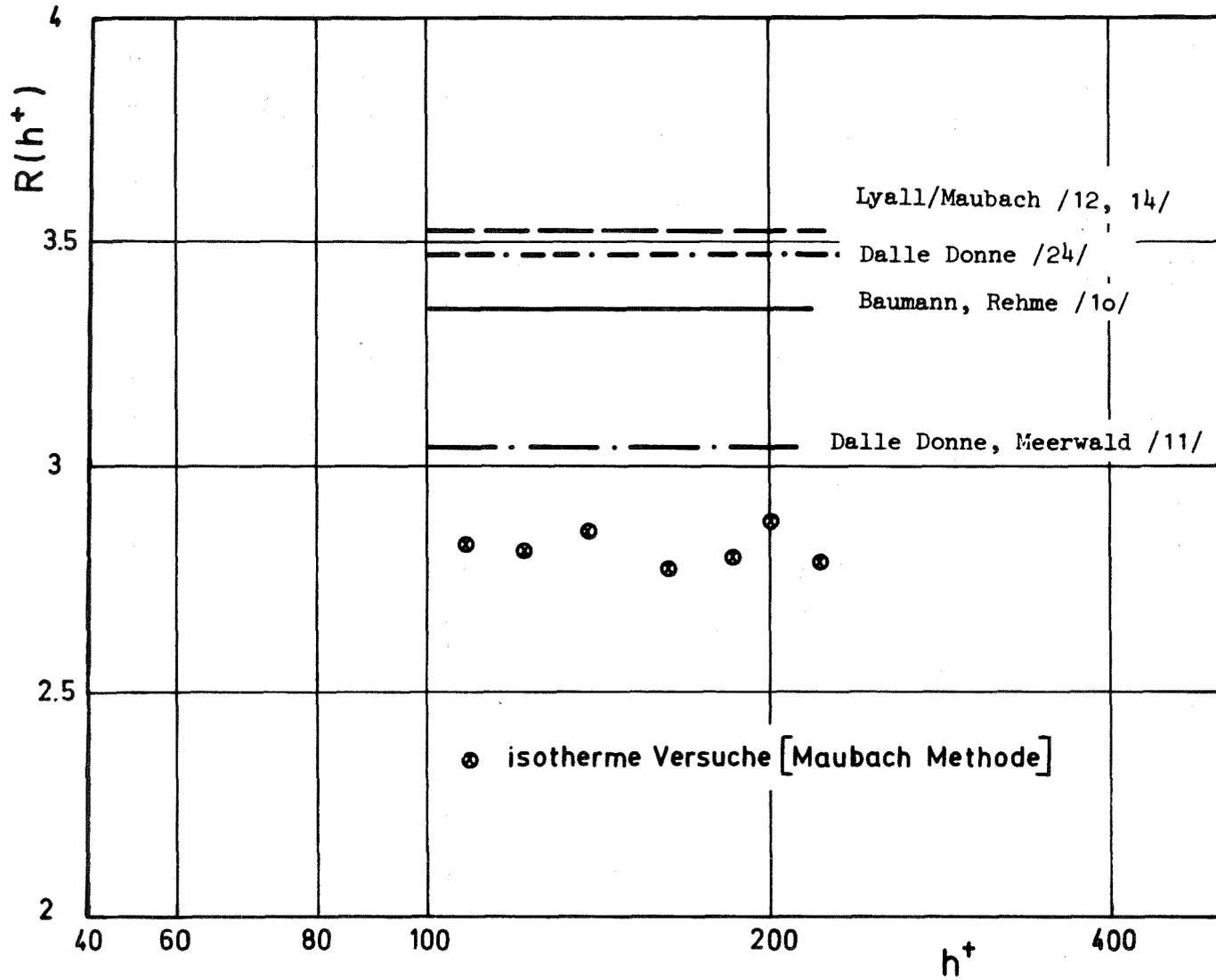


Abb. 8 Rauigkeitsparameter über Rauigkeits-Reynoldszahl

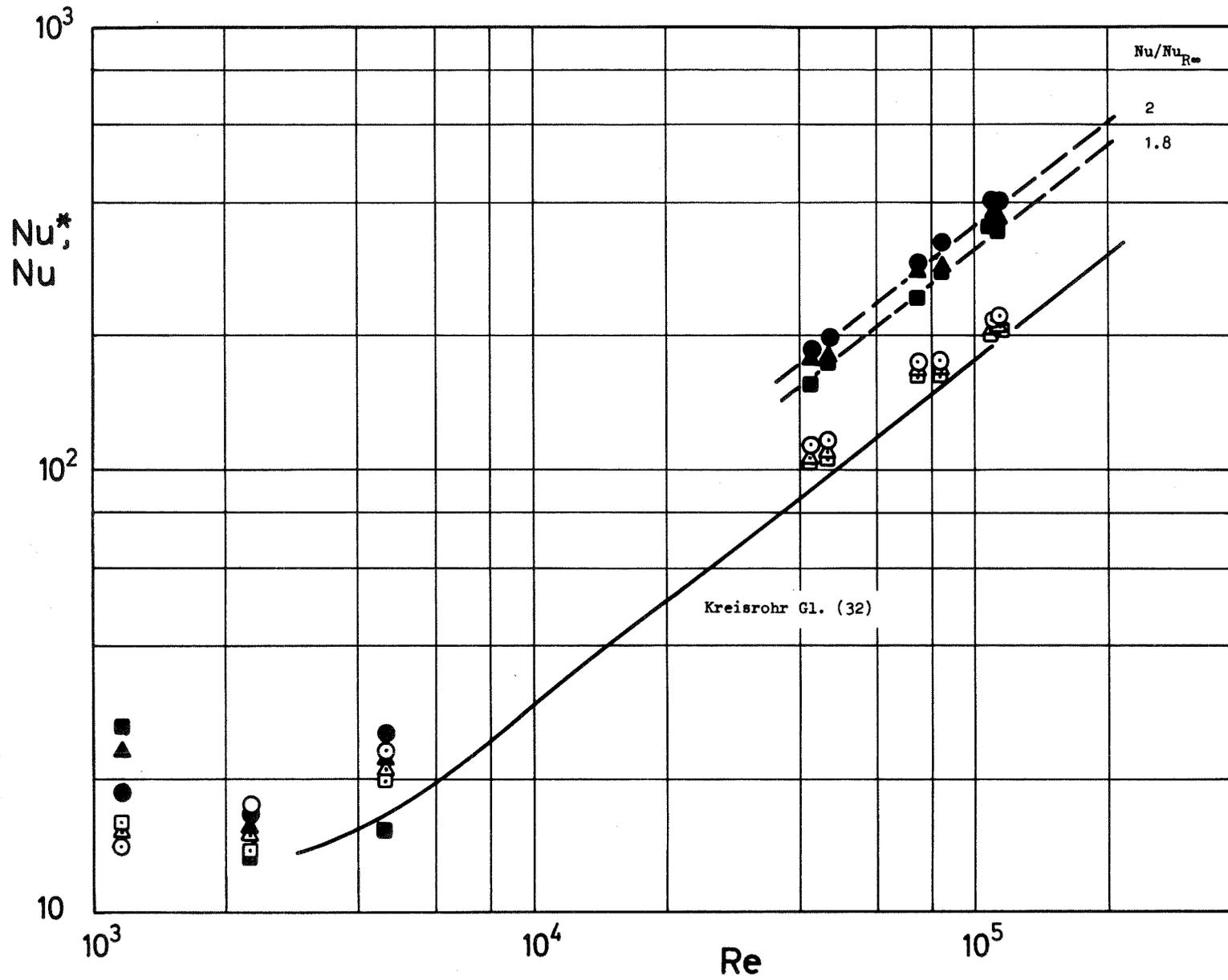


Abb. 9 Mittlere Nusseltzahlen im Stabbündel als Funktion der Reynoldszahl

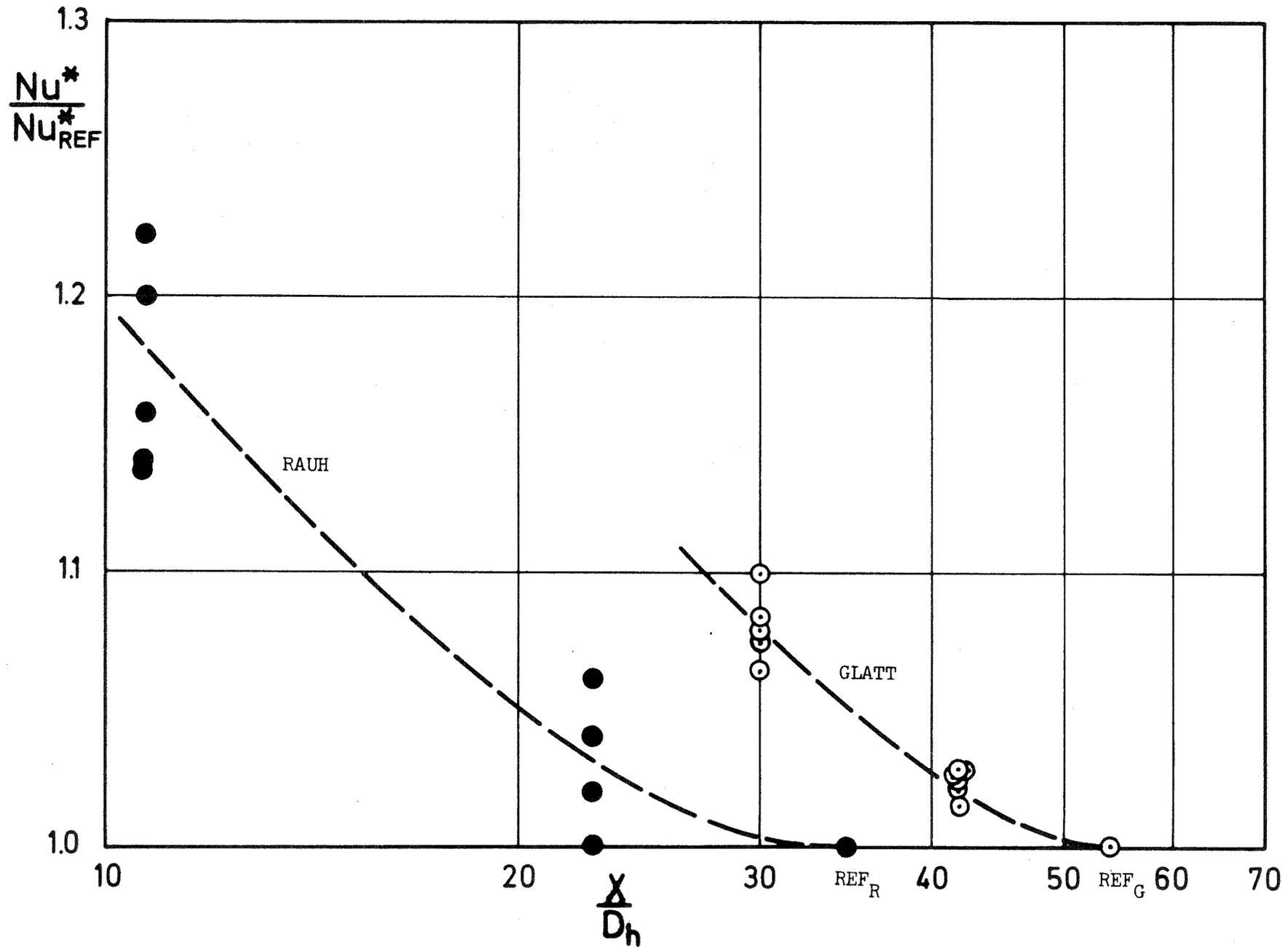


Abb. 10 Relative Nusseltzahlen als Funktion von  $x/D_h$

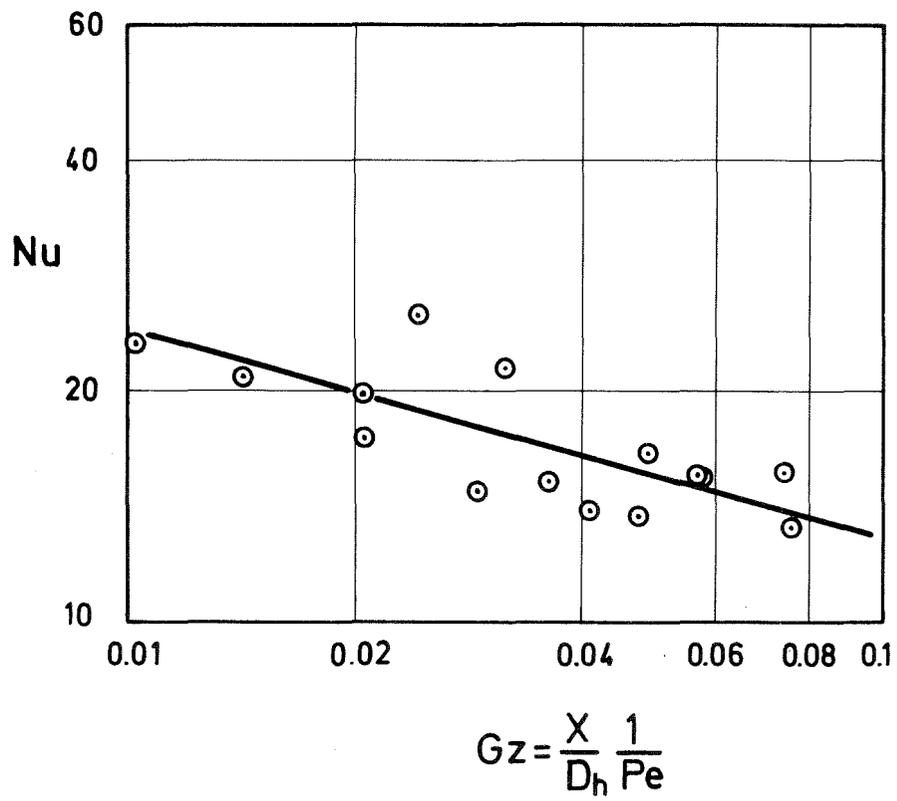


Abb. 11 Nusseltzahlen als Funktion der Graetzzahl

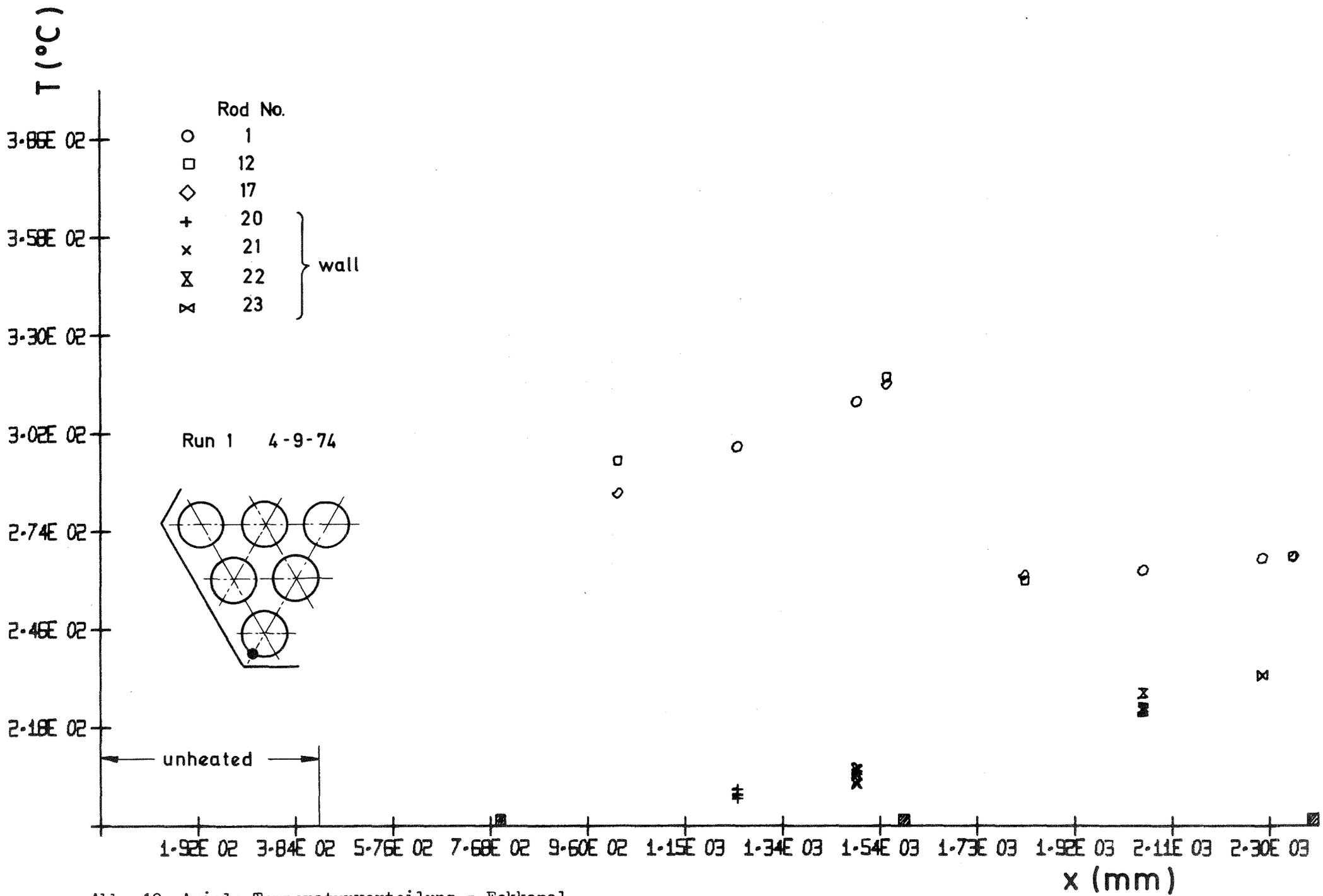


Abb. 12 Axiale Temperaturverteilung - Eckkanal

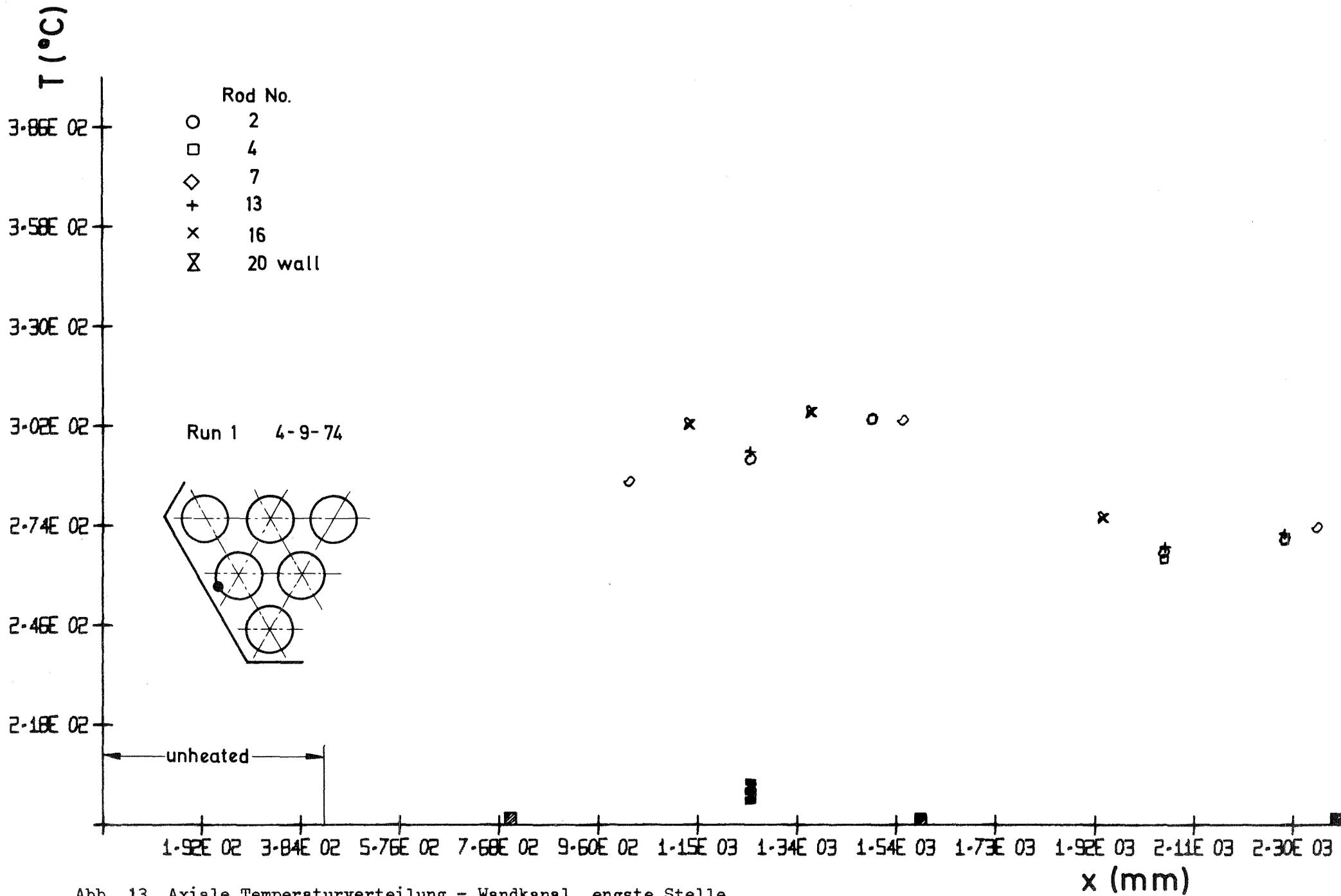


Abb. 13 Axiale Temperaturverteilung - Wandkanal, engste Stelle

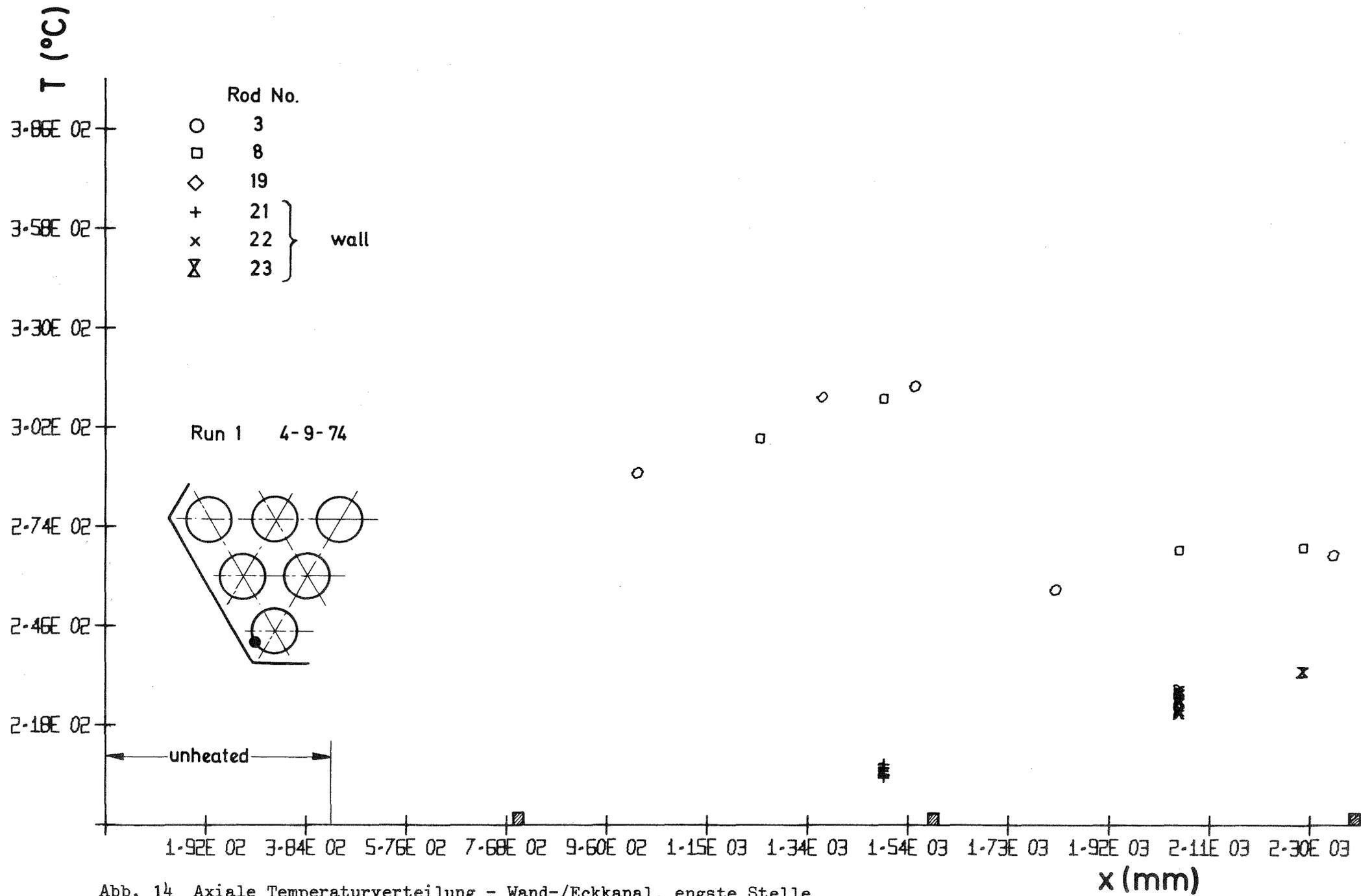


Abb. 14 Axiale Temperaturverteilung - Wand-/Eckkanal, engste Stelle

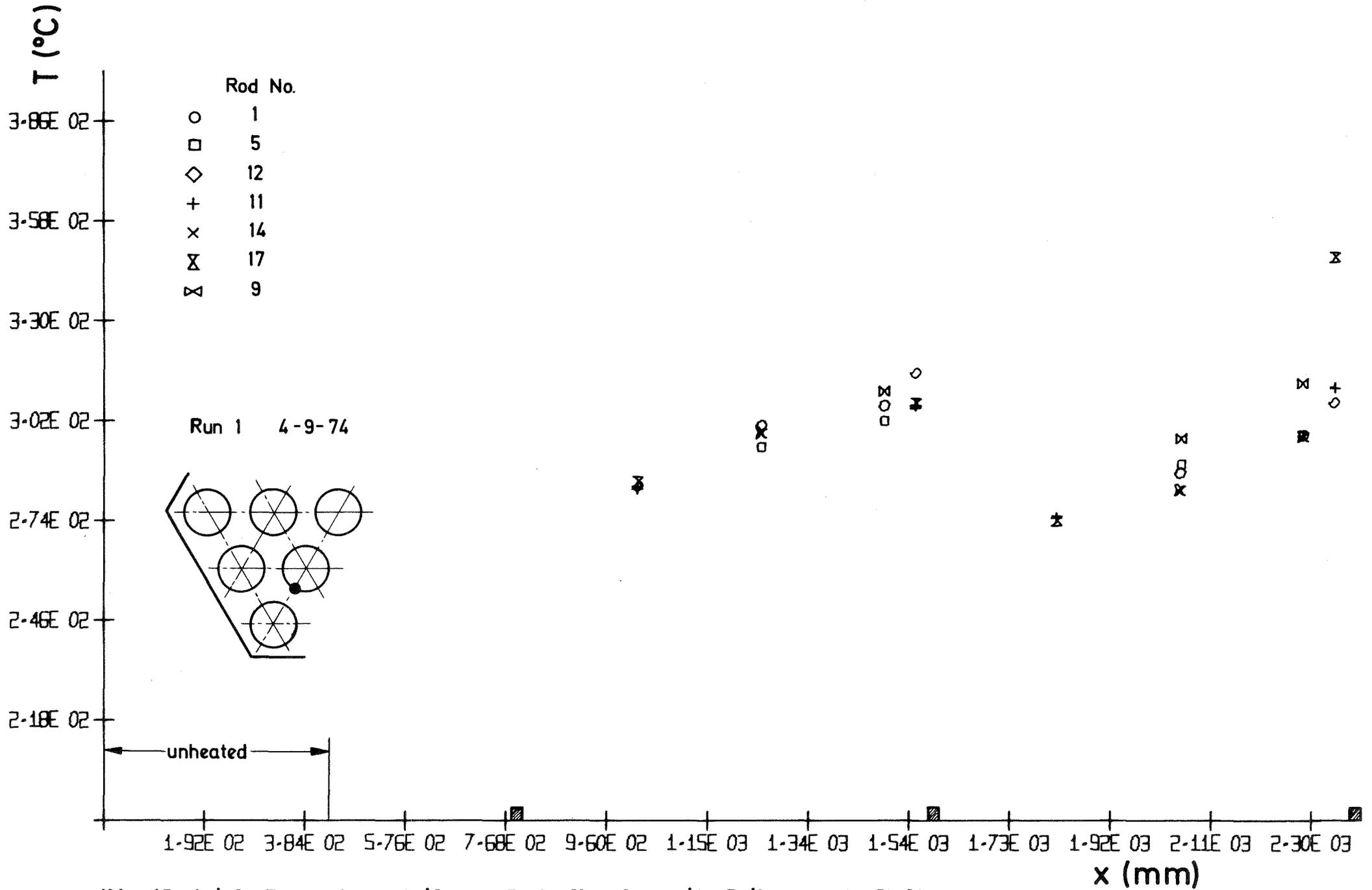


Abb. 15 Axiale Temperaturverteilung - Zentralkanal, zweite Reihe, engste Stelle

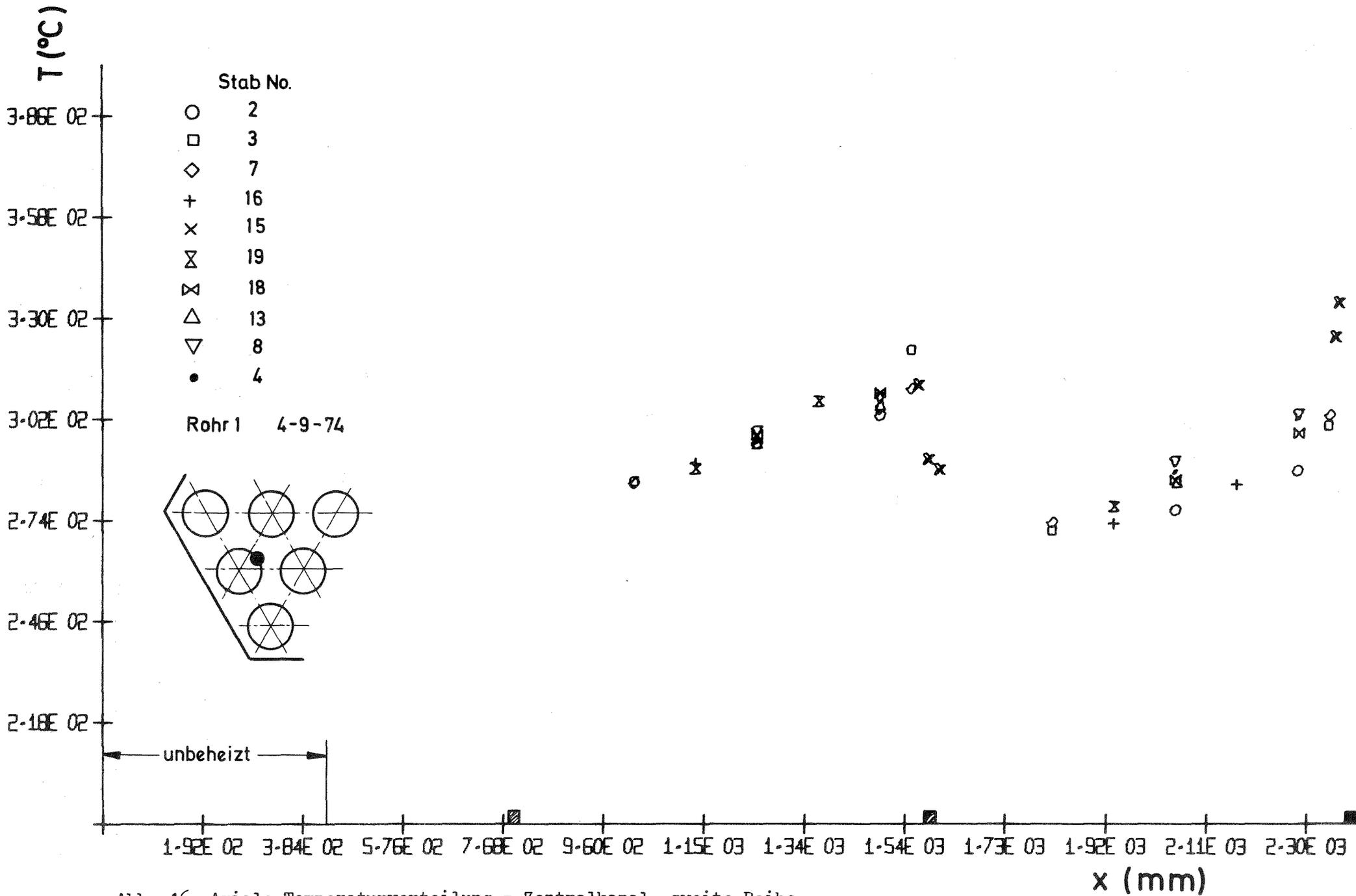


Abb. 16 Axiale Temperaturverteilung - Zentralkanal, zweite Reihe

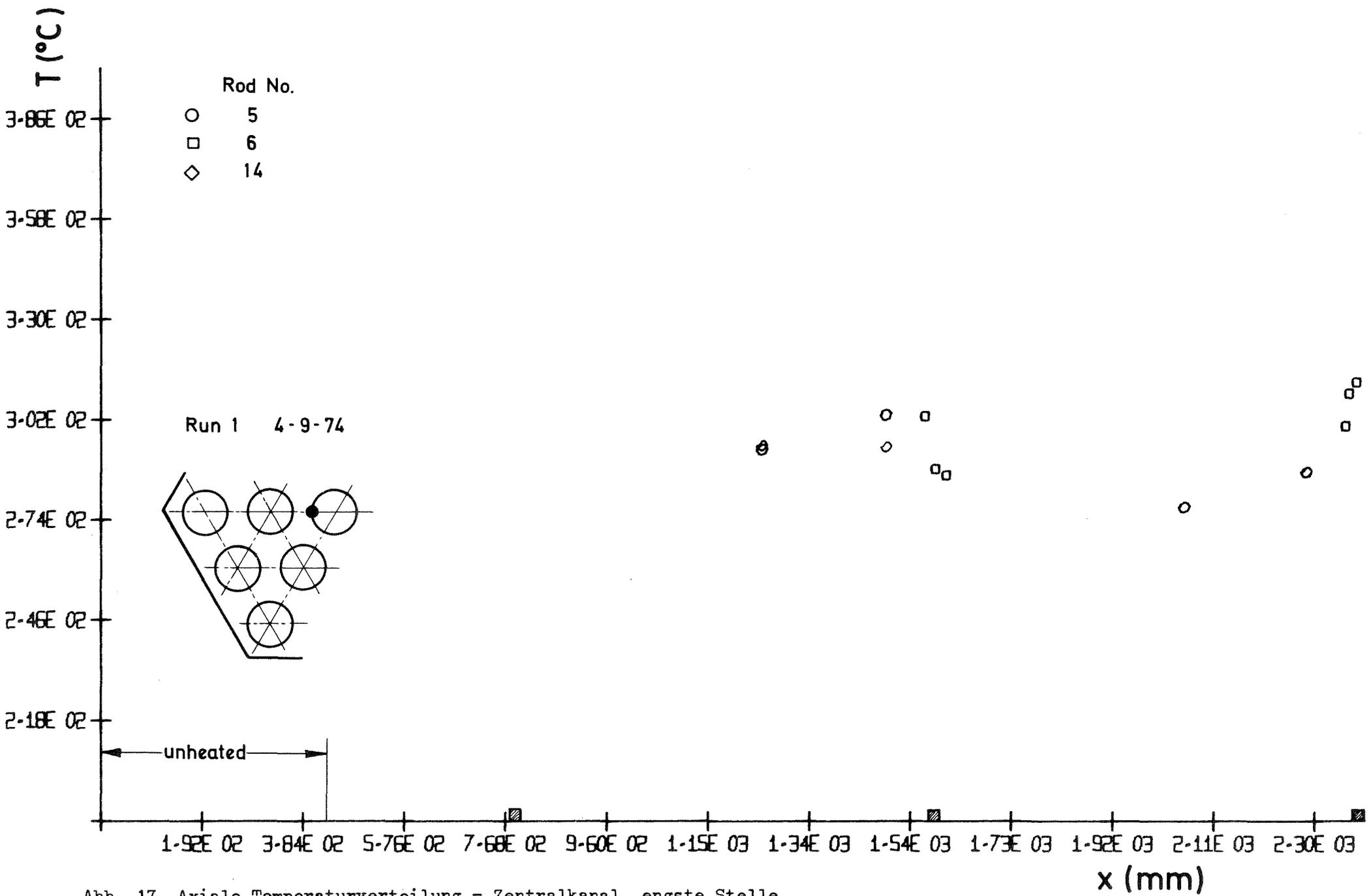


Abb. 17 Axiale Temperaturverteilung - Zentralkanal, engste Stelle

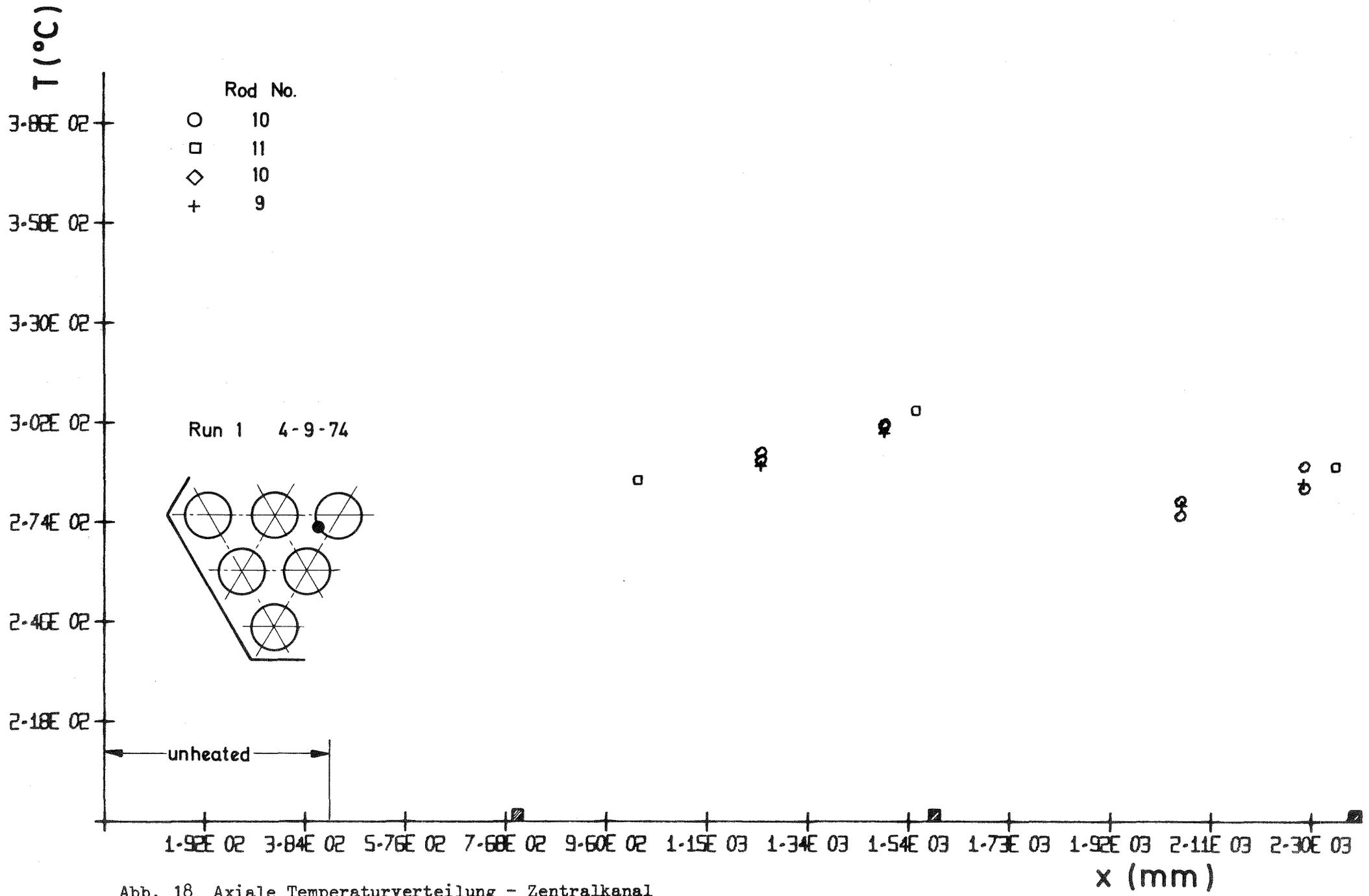
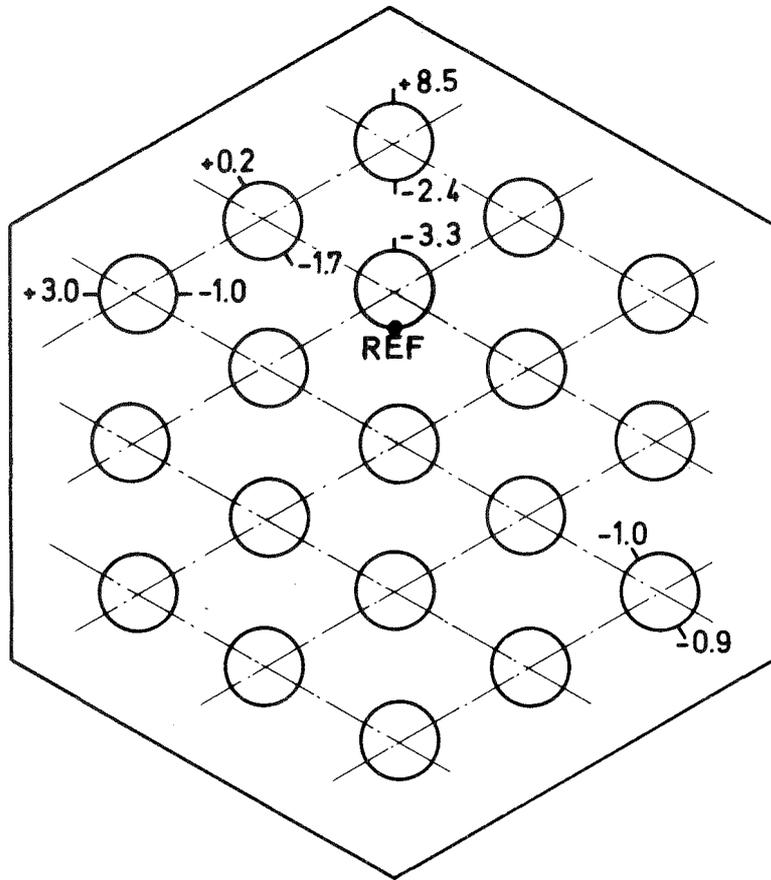


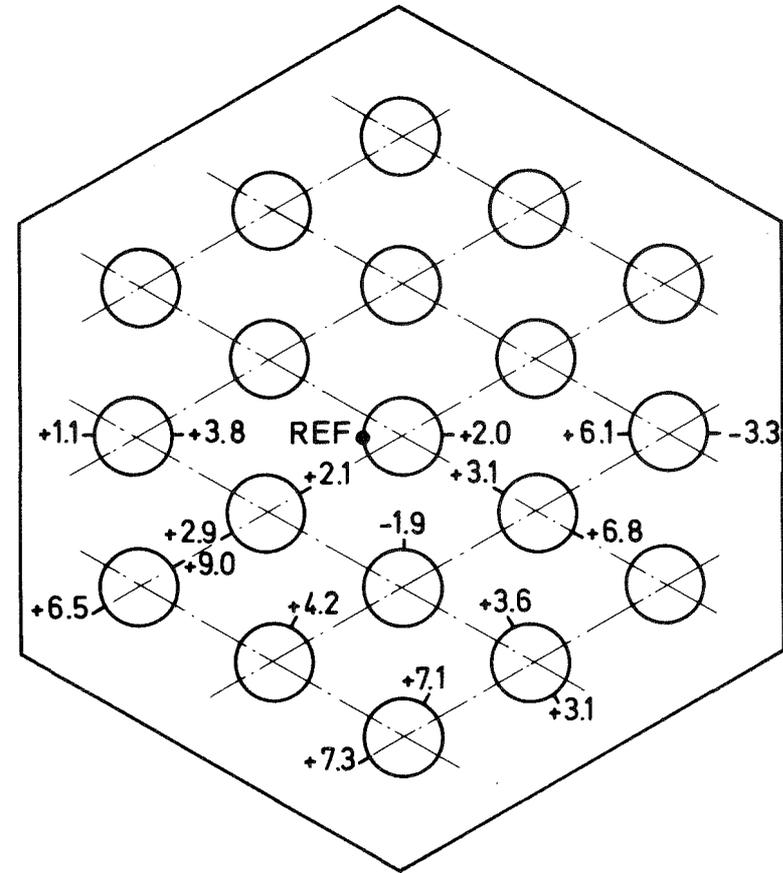
Abb. 18 Axiale Temperaturverteilung - Zentralkanal



$$T_{REF} = 285.9 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Abb. 19 Temperaturverteilung in einem Querschnitt:

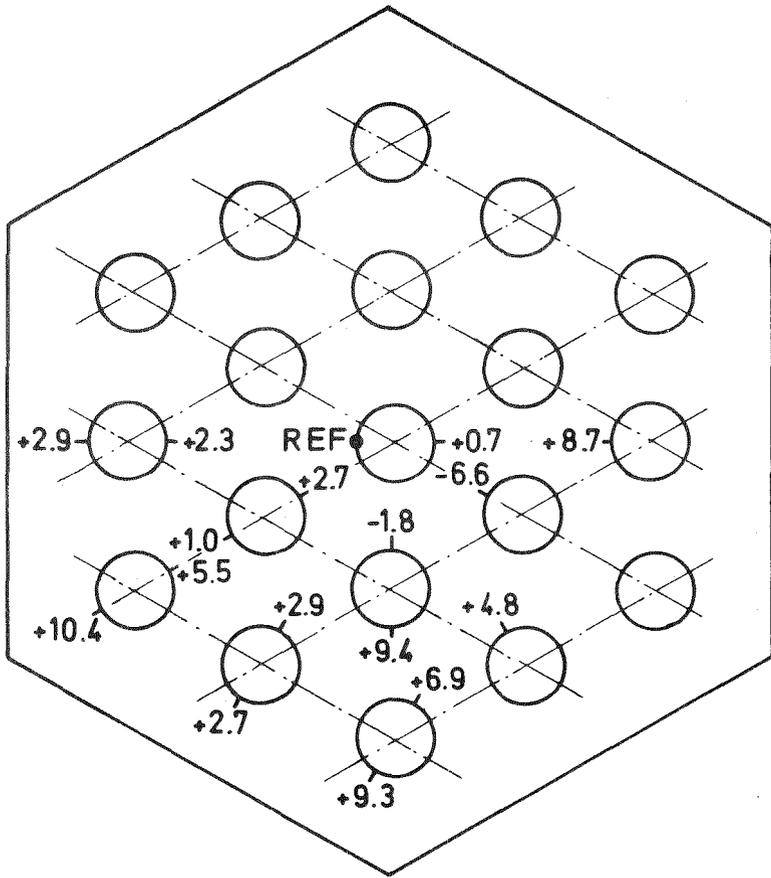
glatt, Meßebene I



$$T_{REF} = 291.6 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Abb. 20 Temperaturverteilung in einem Querschnitt:

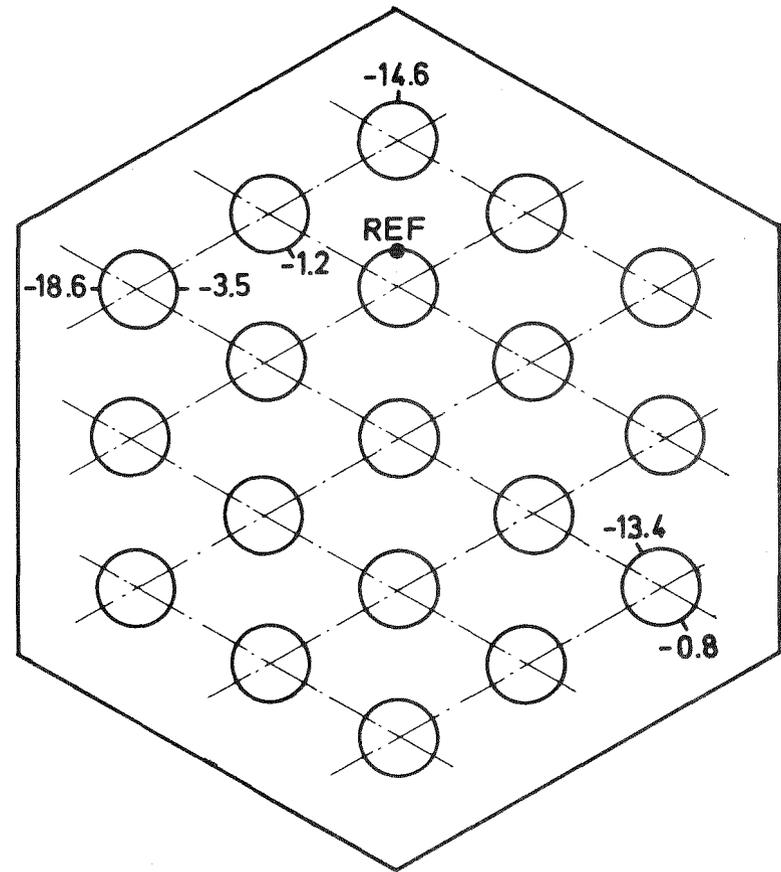
glatt, Meßebene II



$$T_{REF} = 300.8 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Abb. 21 Temperaturverteilung in einem Querschnitt:

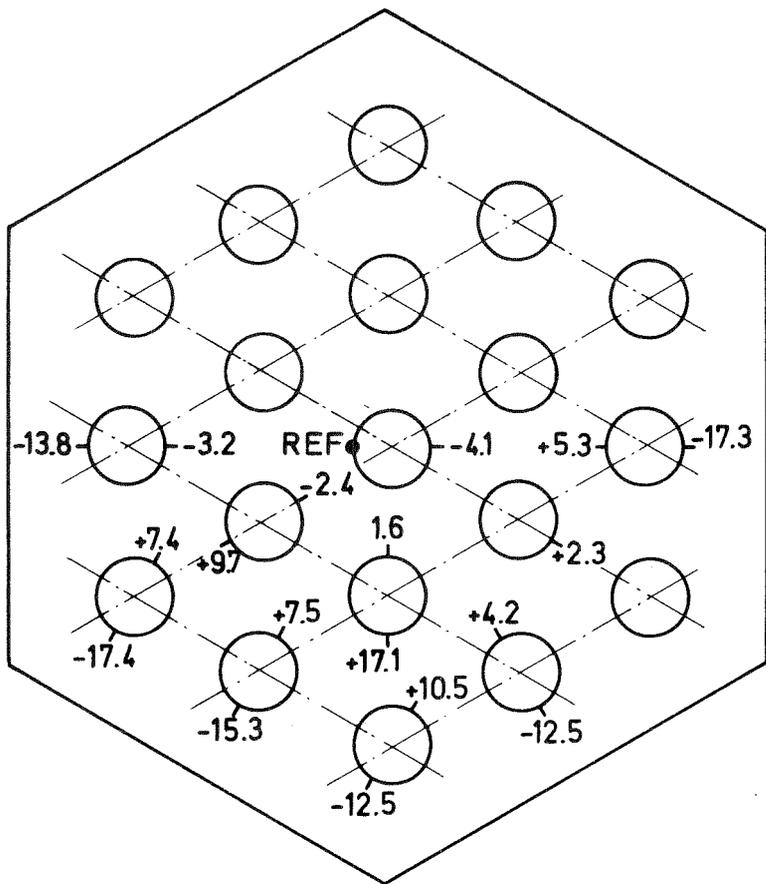
glatt, Meßebene III



$$T_{REF} = 274.6 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Abb. 22 Temperaturverteilung in einem Querschnitt:

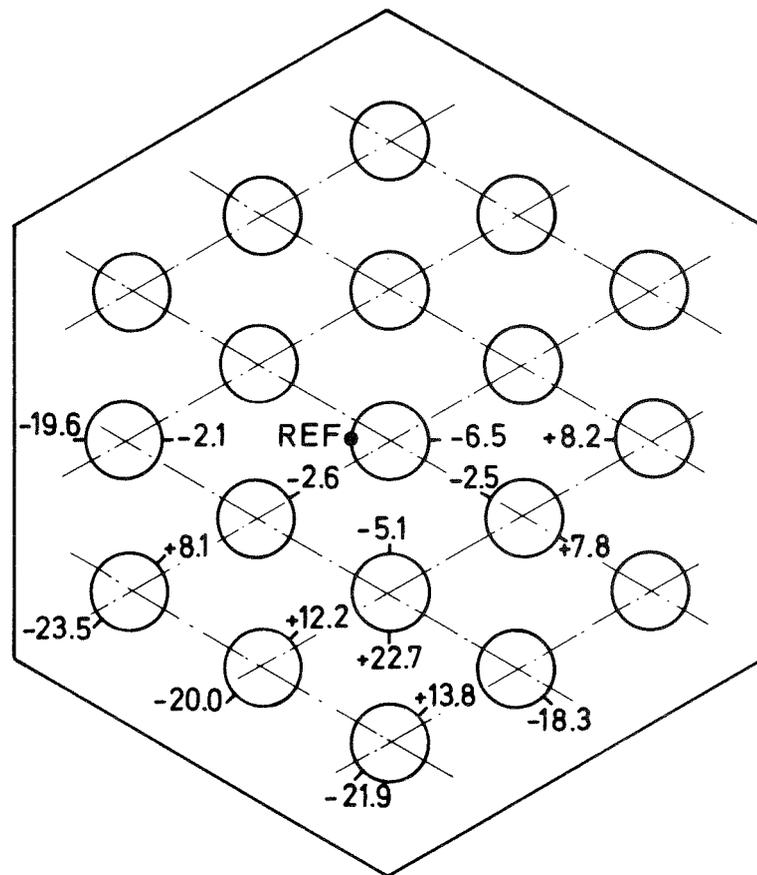
rauh, Meßebene IV



$T_{REF} = 280 \text{ } ^\circ\text{C}$

Abb. 23 Temperaturverteilung in einem Querschnitt:

rauh, Meßebene V



$T_{REF} = 289.8 \text{ } ^\circ\text{C}$

Abb. 24 Temperaturverteilung in einem Querschnitt:

rauh, Meßebene VI



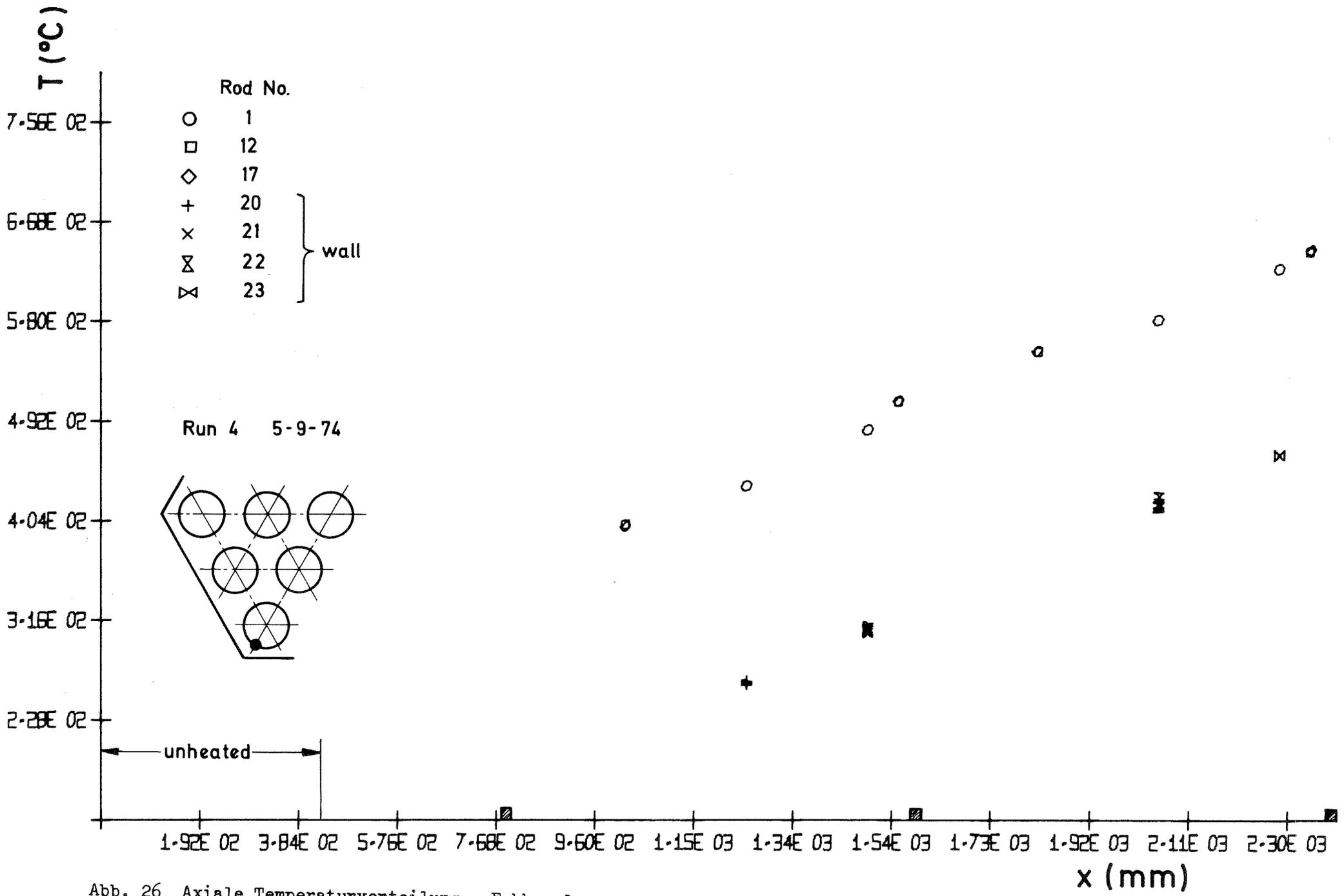


Abb. 26 Axiale Temperaturverteilung - Eckkanal

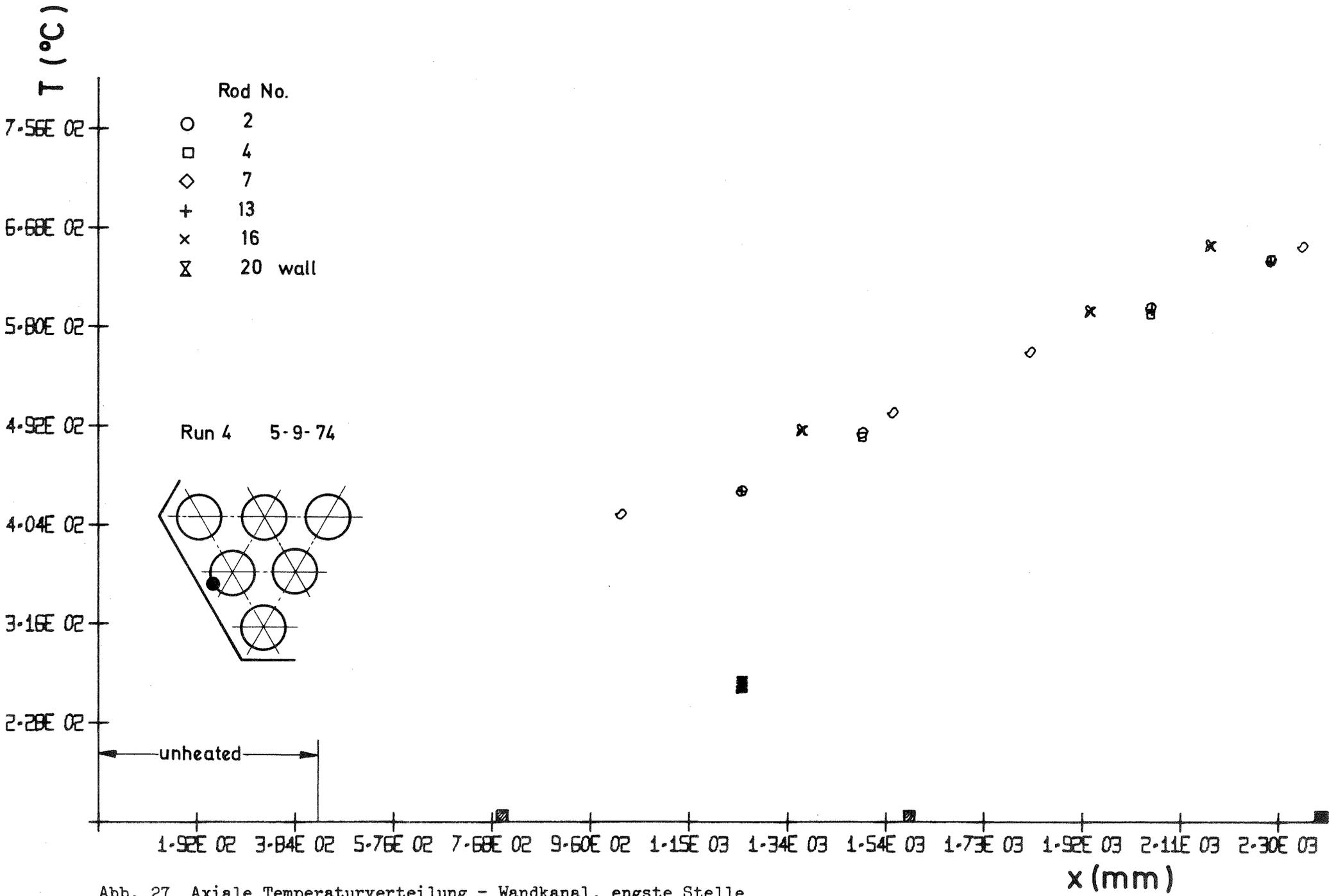


Abb. 27 Axiale Temperaturverteilung - Wandkanal, engste Stelle

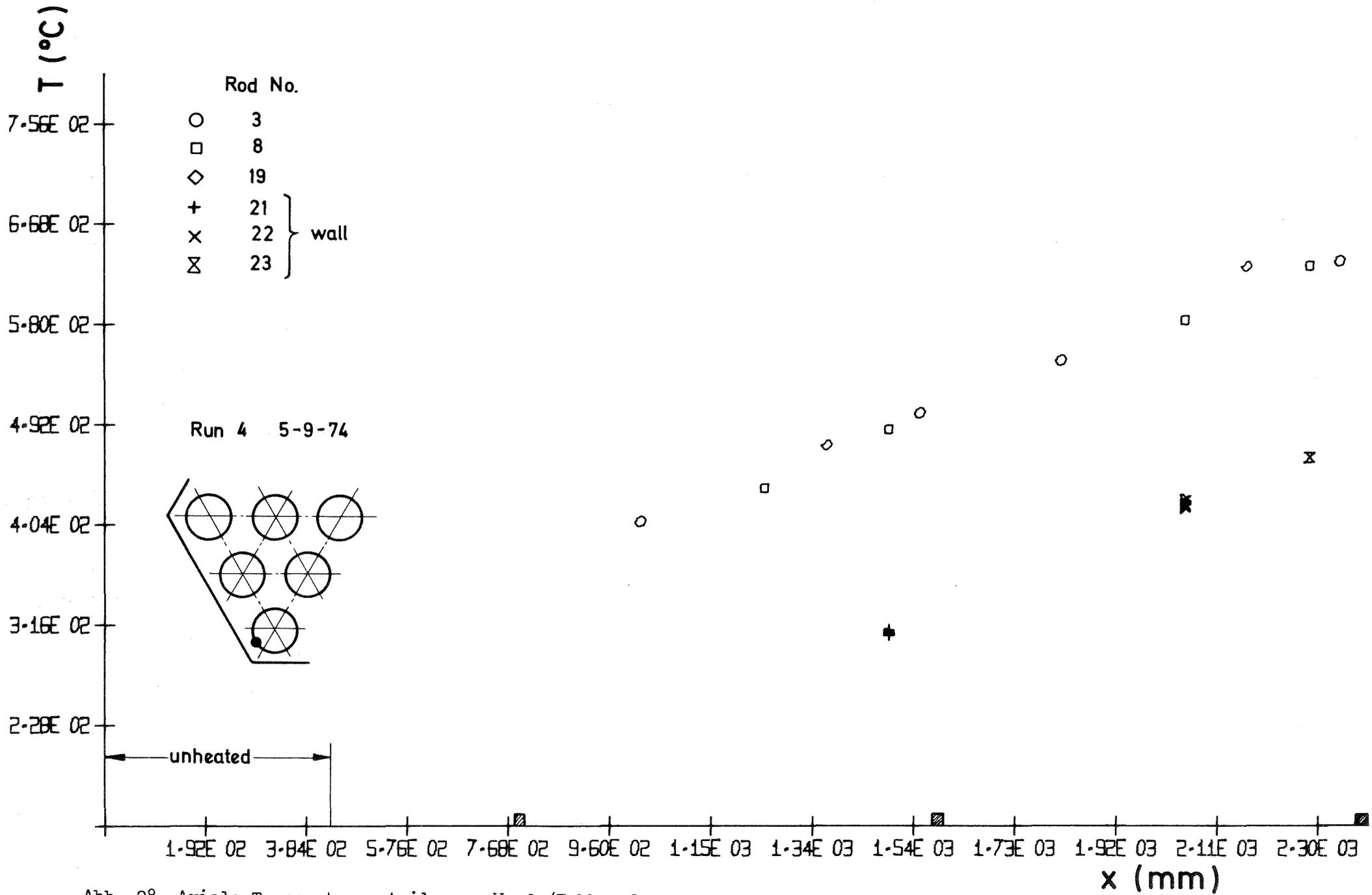


Abb. 28 Axiale Temperaturverteilung - Wand-/Eckkanal, engste Stelle

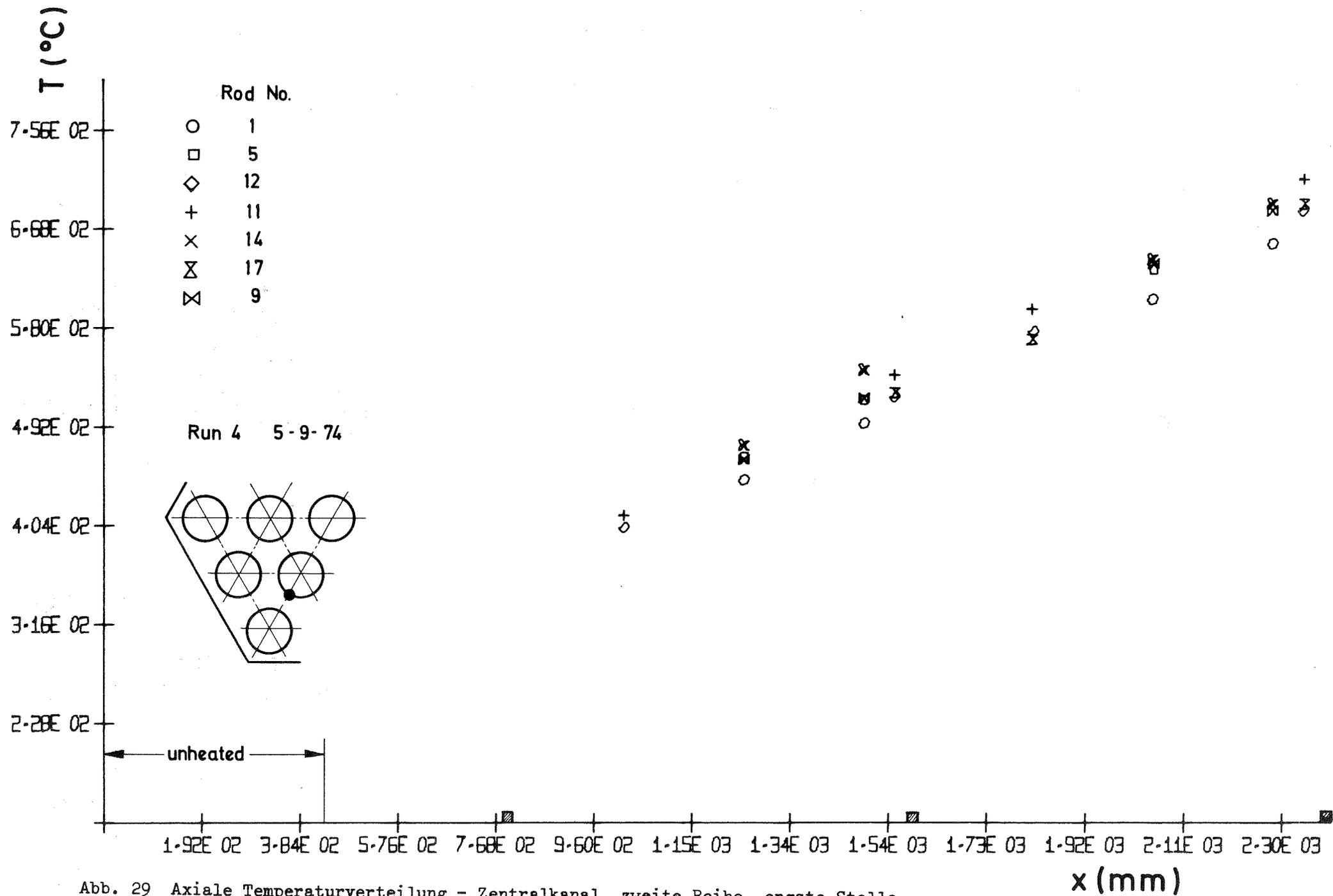


Abb. 29 Axiale Temperaturverteilung - Zentralkanal, zweite Reihe, engste Stelle

x (mm)

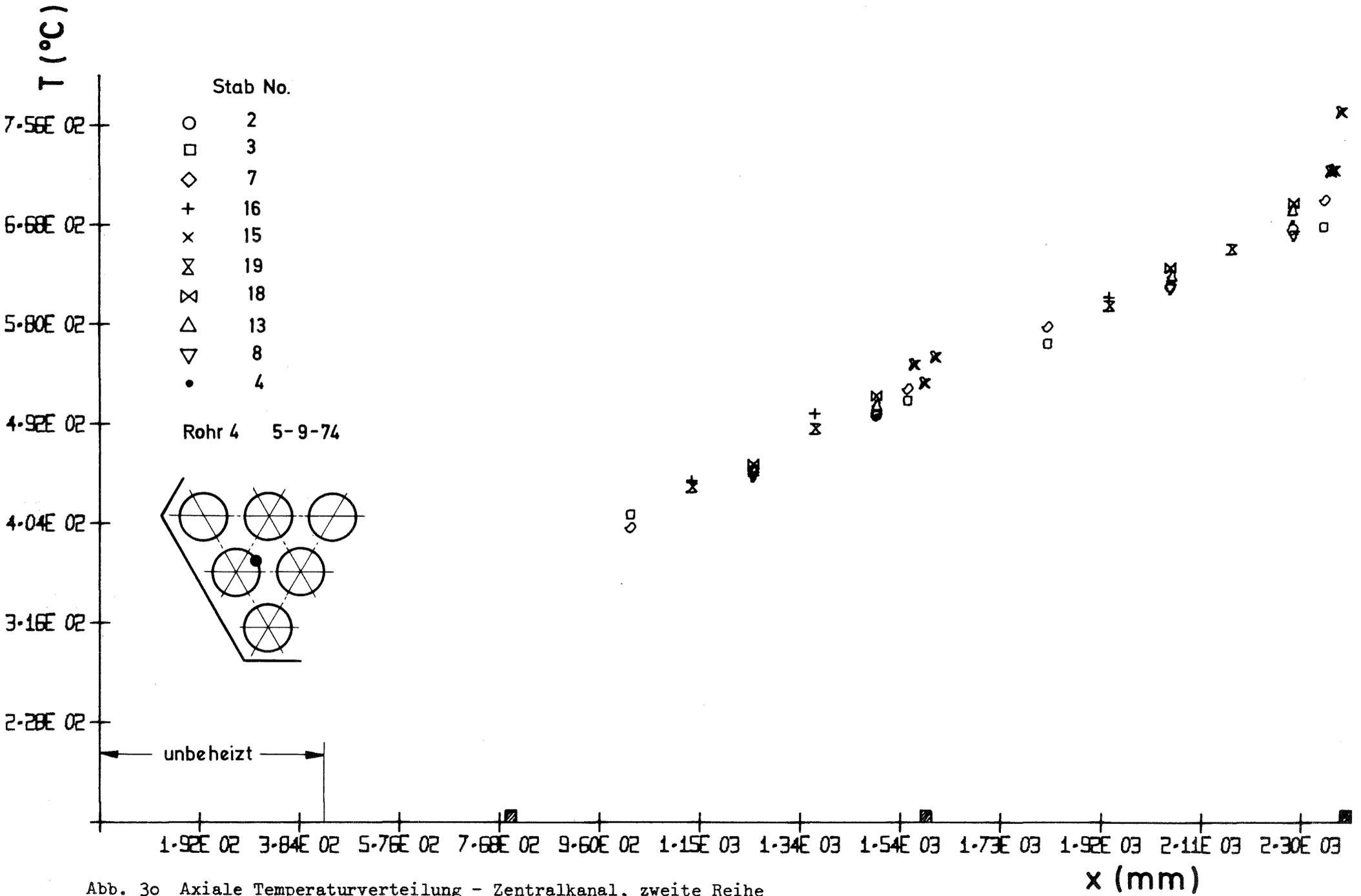


Abb. 30 Axiale Temperaturverteilung - Zentralkanal, zweite Reihe

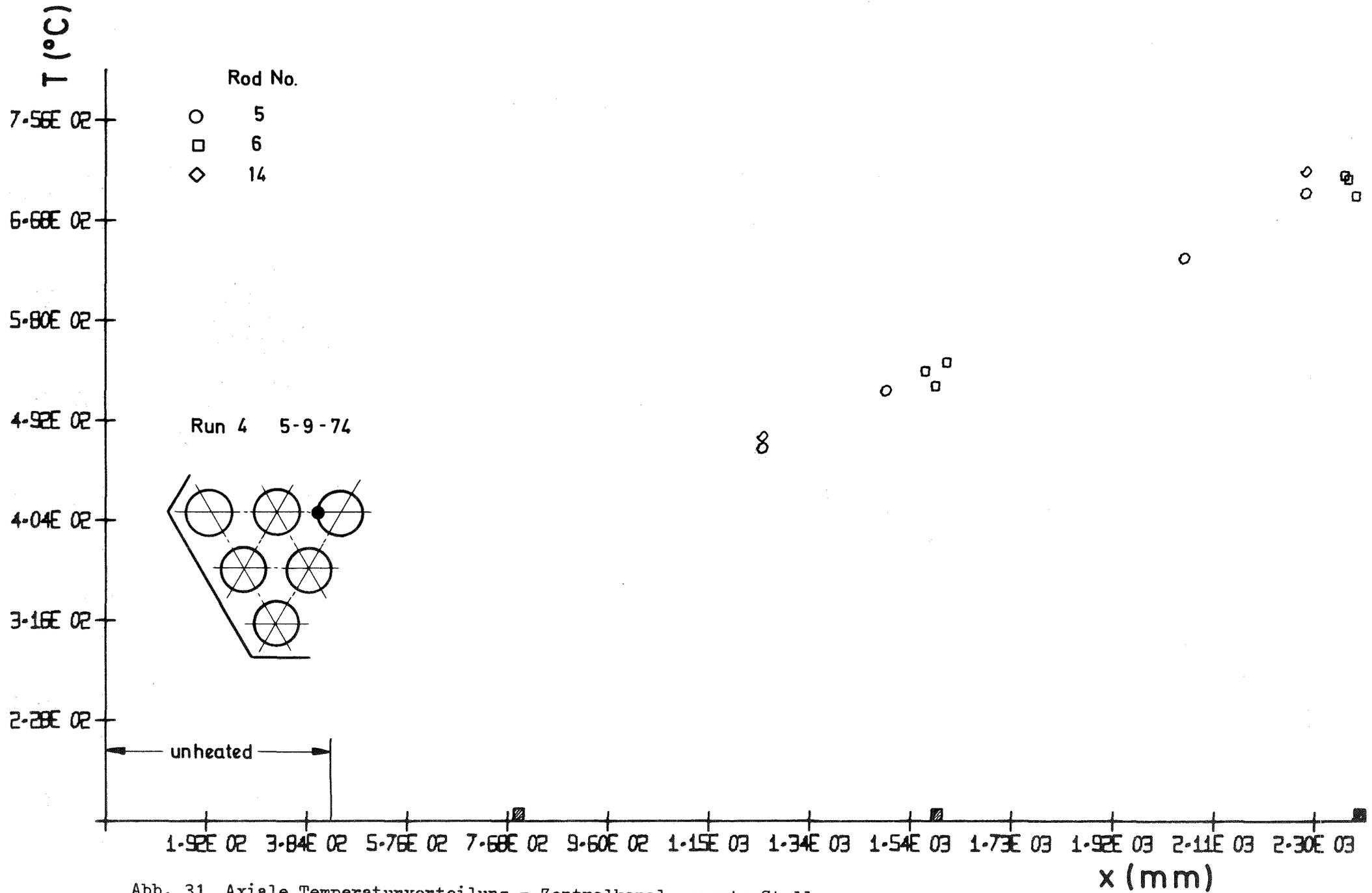


Abb. 31 Axiale Temperaturverteilung - Zentralkanal, engste Stelle ,

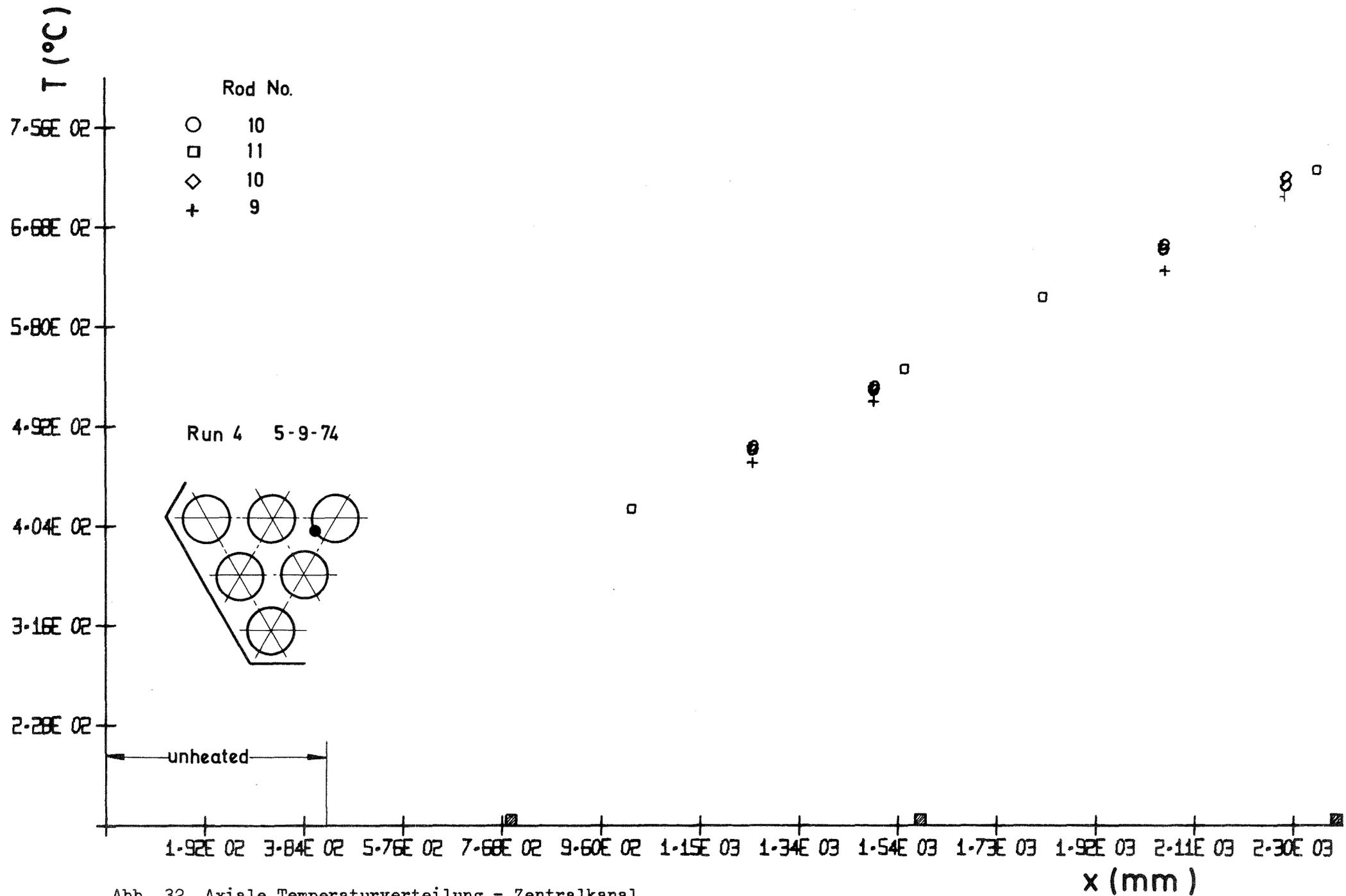
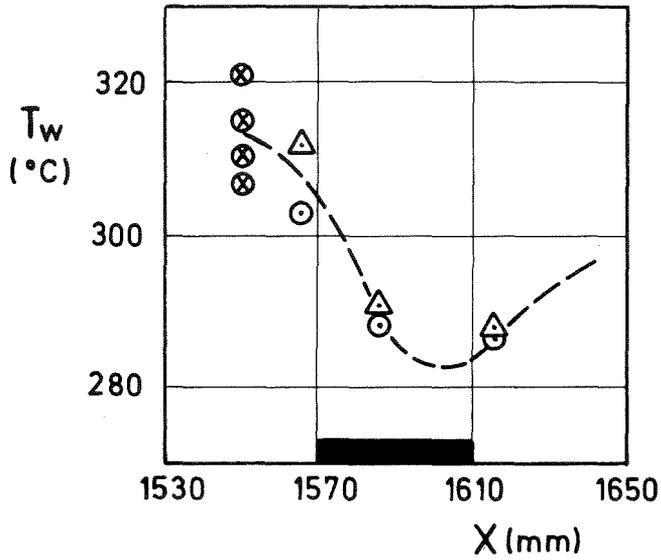


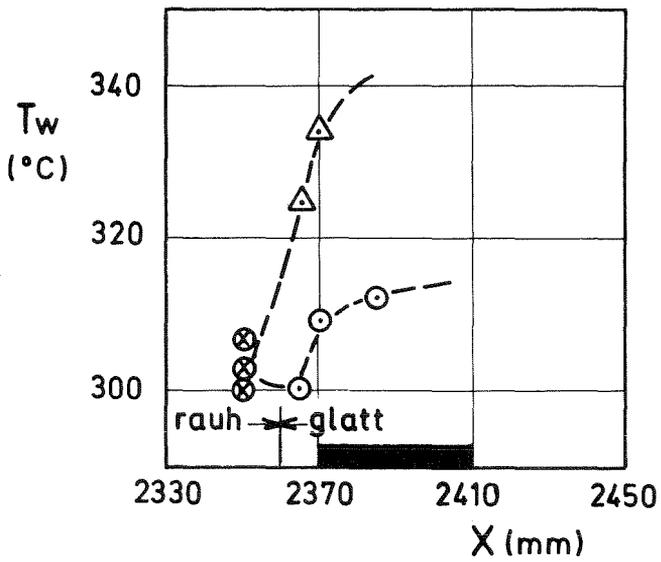
Abb. 32 Axiale Temperaturverteilung - Zentralkanal



- ⊗ Rohr 3,7,12,17
- Rohr 6
- △ Rohr 11

$Re = 1.12 \cdot 10^5$

(a)

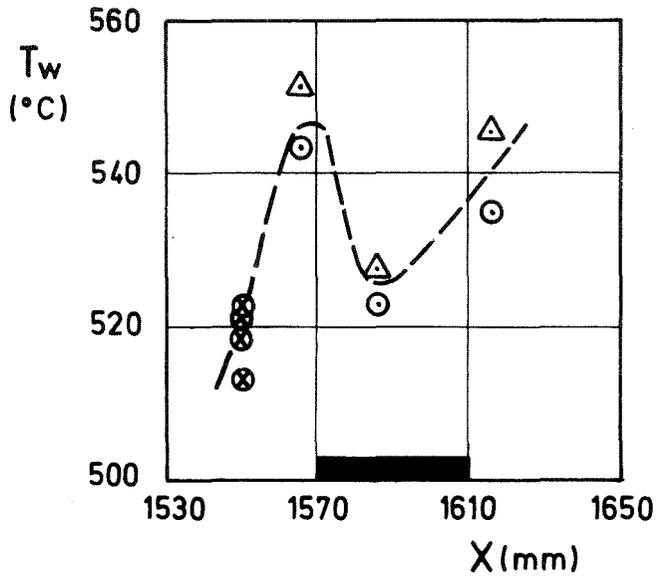


- ⊗ Rohr 3,7,12
- Rohr 6
- △ Rohr 11

$Re = 1.12 \cdot 10^5$

(b)

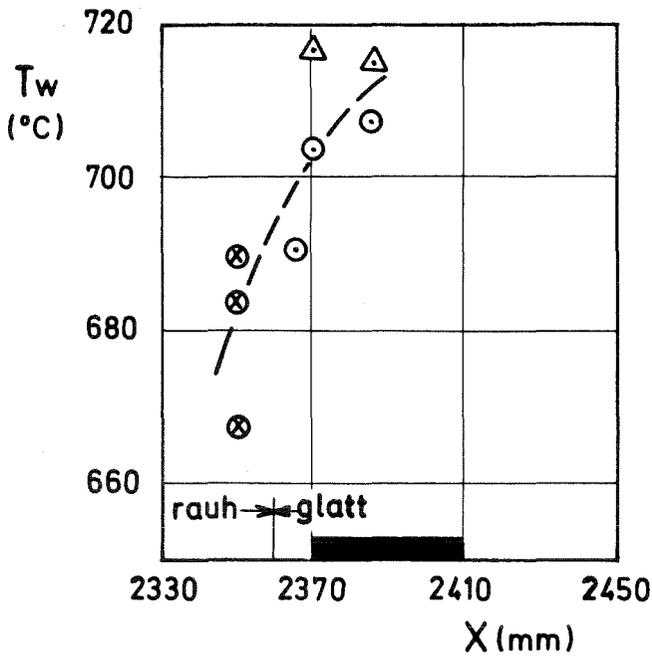
Abb. 33 Temperaturverteilung im Abstandshalterbereich



- ⊗ Rohr 3, 7, 12, 17
- Rohr 6
- △ Rohr 11

$Re = 1.16 \cdot 10^3$

(a)



- ⊗ Rohr 3, 7, 12
- Rohr 6
- △ Rohr 11

$Re = 1.16 \cdot 10^3$

(b)

Abb. 34 Temperaturverteilung im Abstandshalterbereich