

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

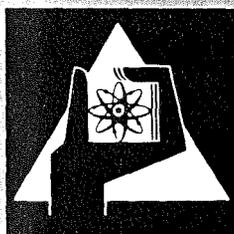
März 1977

KFK 2436
EUR 5508d

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

**Thermo- und fluiddynamische Analyse von
gasgekühlten Brennelementbündeln**

A. Martelli



**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 2436

EUR 5508d

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Thermo- und fluiddynamische Analyse von gasgekühlten
Brennelementbündeln

A. Martelli*

Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

*delegiert von Euratom zum Karlsruher Projekt Schneller Brüter

ZUSAMMENFASSUNG

Ein physikalisches Modell zur Analyse der Druckverluste und der Stab- und Leitrohroberflächentemperaturen für die stationäre turbulente und laminare Strömung durch gasgekühlte Stabbündel wurde in dieser Arbeit entwickelt. Stabbündel, die in Gasgekühlten Schnellen Reaktoren als Brennelemente eingesetzt werden, bestehen aus teilweise glatten und teilweise aufgerauhten Stäben. Es gibt bisher keine Methode, mit der die Druckverlust- und Wärmeübergangsprobleme für gasgekühlte Stabbündel mit der notwendigen Genauigkeit gelöst werden können. Die Analyse wird mit einem Rechenprogramm (SAGAPO) vorgenommen, in dem eine sehr feine Unterteilung des Bündelströmungsquerschnitts geführt wird. Da komplizierte geometrische und thermo- und fluiddynamische Effekte einen starken Einfluß auf die Massenstrom- und Temperaturverteilungen haben, ist das Gleichungssystem, das ein genaues Transportmodell des Gases beschreibt, sehr komplex. Es war deshalb erforderlich, gewisse Annahmen zu machen, um das Gleichungssystem durch eine Trennung der Variablen zu vereinfachen. Der erste und zweite Teil der Arbeit beschreiben die im Rechenprogramm zur Bestimmung des Druckverlustes und der Massenstrom- und Gastemperaturverteilungen bzw. der Stab- und Leitrohroberflächentemperaturen bei turbulenter Strömung angewendeten Modelle, Beziehungen und Lösungsmethoden.

Im dritten Teil werden Vergleiche zwischen berechneten und gemessenen Druckverlusten und Stab- und Leitrohroberflächentemperaturen bei turbulenter Strömung für ein 19- und ein 12-Stabbündel vorgestellt. Außerdem werden die Hauptergebnisse der thermo- und fluiddynamischen Auslegungsrechnungen für das BR2-12-Stabbündel-Brennelement beschrieben. Die für den Fall laminarer Strömung angewendeten Modelle, Beziehungen und Lösungsmethoden werden im vierten Teil zusammen mit einem Vergleich zwischen Messungen und Rechnungen für das 19-Stabbündel vorgestellt.

Thermo-fluiddynamic Analysis of Gas Cooled Fuel Element Bundles

Summary

This work describes a physical model for the analysis of the pressure drop and of the pin and shroud surface temperatures for rod bundles with gas coolant in steady state turbulent and laminar flow. The bundles which are used as fuel elements for the gas cooled fast reactors consist of partly smooth and partly roughened rods. Up to now there is no other method which allows the solution of the thermo-fluiddynamic problem with the necessary precision. The analysis has been performed with a computer code (SAGAPO), by means of a very fine subdivision of the flow section. As the mass-flow and temperature distributions are strongly influenced by very complicated geometric and thermal and fluiddynamic effects, the system of equations which describes the transport model for gases exactly, is very complex. Therefore it was necessary to make some assumptions to simplify the system of equations by separation of variables.

The first and the second chapter of the work describe the models, the equations and the methods of solution which have been used in the code for the calculation of the pressure drops, the mass-flow and gas-temperature distributions and the pin and shroud surface temperatures in the case of turbulent flow. Comparisons between computed and measured pressure losses and pin and shroud surface temperatures for a 19- and a 12-rod bundle in turbulent flow conditions are presented in the third chapter.

This chapter contains also a description of the main results of the thermo-fluiddynamic calculations performed for the design of the BR2-12-rod bundle fuel element. A description of the models, of the equations and of the methods of solution which have been used in the case of laminar flow is presented in the fourth chapter together with a comparison between measurements and calculations for the 19-rod bundle.

INHALT

	Seite
EINLEITUNG	1
1. DRUCKVERLUST, MASSENSTROM- und GASTEMPERATURVERTEILUNG BEI TURBULENTER STRÖMUNG	3
1.1 Unterteilung des Bündelströmungsquerschnitts	3
1.2 Einleitende Bemerkungen zu dem verwendeten Fluidtransportmodell	8
1.3 Grundlegende Annahmen zum Transportmodell	12
1.4 Analyse für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt	14
1.5 Analyse für die Kanäle	16
1.5.1 Kontinuitätsgleichungen für die Kanäle	16
1.5.2 Energiegleichung für die Kanäle	18
1.5.3 Impulsgleichung in axialer Richtung für die Kanäle	23
1.5.4 Schlußbemerkungen zum Transportmodell für die Kanäle	27
1.6 Analyse für die Subkanäle und für die beiden Teile der Wandsubkanäle	27
1.7 Konvergenzverfahren zur Lösung der Massenstrom- und Temperatur- verteilungen	30
1.8 Reibungsbeiwerte des gesamten Bündelströmungsquerschnitts, der Kanäle, der Subkanäle und der beiden Teile der Wandsubkanäle	33
1.9 Analyse für die Sub-Subkanäle	38
1.9.1 "Zentral-Typ"-Sub-Subkanäle	38
1.9.2 "Wand-Typ"-Sub-Subkanäle	41
1.9.3 Lagebestimmung der Linie $\tau = 0$ für die "Wand-Typ"-Sub-Sub- kanäle	46
1.10 Turbulente Strömung bei niedrigen Reynolds-Zahlen	49
Nomenklatur für Kapitel 1	52
Literatur für Kapitel 1	58
2. TEMPERATUR DER STÄBE UND DES LEITROHRS IN DEN SUBKANÄLEN. GASTEMPERATUR DER BEIDEN ZONEN, DIE DURCH DIE LINIE $\tau = 0$ GETRENNT SIND (TURBULENTE STRÖMUNG)	60
2.1 Aufgerauhte Abschnitte bei unbeheiztem Leitrohr	60
2.1.1 Einleitende Bemerkungen	60
2.1.2 Temperatur der Stäbe	62
2.1.3 Abstandshaltereinfluß auf die Nusseltzahlen der Stäbe	63

	Seite
2.1.4 Temperatur des Leitrohres	64
2.1.5 Gastemperatur der beiden Zonen, die durch die Linie $\tau = 0$ getrennt sind	65
2.1.6 Korrekturen zur Berücksichtigung des "Rippenwirkungsgrad-effektes" und der Position der Thermoelemente innerhalb der Rohrwand	66
2.2 Glatte Abschnitte bei nicht beheiztem Leitrohr	67
2.2.1 Temperaturen der Stäbe und des Leitrohres: einleitende Bemerkungen	67
2.2.2 Temperatur der Stäbe bei vollausgebildeter Strömung	69
2.2.3 Temperatur des Leitrohres bei vollausgebildeter Strömung	70
2.2.4 Einlaufeffekte auf die Stabtemperaturen	71
2.2.5 Abstandshaltereffekte auf die Stabtemperaturen	71
2.2.6 Gastemperaturen der beiden Zonen, die durch die Linie $\tau = 0$ getrennt sind	73
2.3 Fall des beheizten Leitrohres	76
Nomenklatur für Kapitel 2	81
Literatur für Kapitel 2	85
3. VERGLEICH MIT EXPERIMENTELLEN ERGEBNISSEN BEI TURBULENTER STRÖMUNG	86
3.1 Einleitende Bemerkungen	86
3.1.1 Gleichungen für die Berechnung der Heliumstoffwerte	86
3.1.2 Korrekturen zur Berücksichtigung der "Rippenwirkungsgrad-effekte"	87
3.1.3 Korrekturen zur Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung der Struktur	88
3.2 19-Stabbündel	89
3.2.1 Teststrecke	89
3.2.2 Gleichungen für die Berechnung der Wärmeausdehnungskoeffizienten	90
3.2.3 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: einleitende Bemerkungen	90
3.2.4 Berechnung der Druckverluste	92
3.2.5 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Druckverlusten: Diskussion der Einflüsse der verschiedenen Parameter	93
3.2.6 Vernachlässigung des "Rippenwirkungsgrad-effektes" bei der Berechnung der Stabtemperatur	94

	Seite
3.2.7 Ein Blick auf die berechneten und gemessenen axialen Temperaturprofile	96
3.2.8 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen der Stäbe und des Leitrohrs: Effekte des Verbiegens der Außenstäbe	97
3.3 12-Stabbündel	100
3.3.1 Zweck der mit den drei Kalibrierelementen im INR durchgeführten Wärmeübergangstests	100
3.3.2 Die Teststrecken der drei Kalibrierelemente KEI, II, III	101
3.3.3 Gleichungen für die Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten	103
3.3.4 Einige Bemerkungen über die für KEI und KEII durchgeführten Berechnungen und Messungen	103
3.3.5 Berechnung der Druckverluste für KEIII und Vergleiche mit den Meßergebnissen	104
3.3.6 Berechnung der Stab- und Leitrohrtemperaturen für KEIII	107
3.3.7 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Stab- und Leitrohrtemperaturen für KEIII	109
3.4 Ausblick auf das BR2-Experiment: Hauptergebnisse und durchgeführte Berechnungen	110
3.5 Rechenzeit für die durchgeführten Berechnungen bei turbulenter Strömung	113
Nomenklatur für Kapitel 3	115
Literatur für Kapitel 3	120
4. FALL DER LAMINAREN STRÖMUNG	122
4.1 Einleitende Bemerkungen	122
4.2 Reibungsbeiwerte	123
4.2.1 Berechnungsmethode für die Reibungsbeiwerte bei vollausbildetem Geschwindigkeitsprofil	123
4.2.2 Gleichungen zur Berechnung der $K = \lambda \cdot Re$ -Werte für die Zentral- und Eckkanäle	125
4.2.3 Methode zur Bestimmung der Trennlinie der zwei Teile der Wandsubkanäle und zur Berechnung der $K = \lambda \cdot Re$ -Werte für die beiden Teile und für den gesamten Subkanal	127
4.2.4 Hydrodynamische Einlaufänge: verfügbare Daten zur Berechnung der Reibungsbeiwerte in Ringspalten	130
4.2.5 Übertragung der für Ringspalte gültigen Gleichungen auf die Geometrie der Eckkanäle und der Wandteile der Wandsubkanäle bei sich entwickelnder Strömung	132
4.2.6 Übertragung der für Ringspalte gültigen Gleichungen auf die Geometrie der Zentralsubkanäle und der Zentralteile der Wandsubkanäle bei sich entwickelnder Strömung	133

	Seite
4.2.7 γ -Korrekturfaktoren für die gesamten Wandsubkanäle bei sich entwickelnder Strömung	136
4.3 Stab- und Leitrohrtemperaturen: generelle Bemerkungen	137
4.4 Gleichungen für den Bereich mit vollausgebildetem Temperaturprofil	138
4.4.1 Verfügbare theoretische Lösungen	138
4.4.2 Gleichung zur Berechnung der Nusselt-Zahlen für die Zentralsubkanäle und die Zentralteile der Wandsubkanäle	139
4.4.3 Gleichungen zur Berechnung der Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Leitrohrtemperaturen für die Eckkanäle und die Wandteile der Wandsubkanäle im Fall beheizter Stäbe und unbeheiztem Leitrohr	140
4.4.4 Gleichungen zur Berechnung der Nusselt-Zahl der beheizten Wand und der dimensionslosen Stabtemperatur für beheiztes Leitrohr und nicht beheizte Stäbe	143
4.5 Bereich des sich entwickelnden Temperaturprofils	144
4.5.1 Einleitende Bemerkungen	144
4.5.2 Gleichungen zur Berechnung der Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Leitrohrtemperatur für beheizte Stäbe und nicht beheiztes Leitrohr	146
4.5.3 Gleichungen zur Berechnung der Leitrohr-Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Stabtemperaturen für beheiztes Leitrohr und unbeheizte Stäbe	147
4.6 Berechnungen für Außenkanäle anstelle getrennter Eck- und Wandkanäle	149
4.6.1 Notwendigkeit einer vereinfachten Methode zur Berechnung der Außenkanäle für das 19-Stabbündel	149
4.6.2 Definition der korrigierten K^* -Werte	150
4.6.3 Definition der Korrekturfaktoren für die Nusselt-Zahlen und die dimensionslosen Wandtemperaturen	152
4.6.4 Beweis der benutzten Gleichungen für die Korrekturfaktoren der Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Wandtemperaturen	154
4.7 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Berechnung bei lamina- rer Strömung für das 19-Stabbündel	161
Nomenklatur für Kapitel 4	166
Literatur für Kapitel 4	174
ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNG	176
ABBILDUNGEN	182

EINLEITUNG

Das Core eines Gasgekühlten Schnellen Reaktors (GCFR) ist durch eine sehr hohe Leistungsdichte gekennzeichnet. Die Hüllrohre der Brennstäbe bestehen aus Metall, dessen Schmelztemperatur ein begrenzender Parameter der Auslegung der Kühlmittelströmung ist. Zur Wärmeabfuhr bei turbulenter Strömung sind deshalb hohe Wärmeübergangskoeffizienten erforderlich. Da Gase infolge ihrer geringen Dichte keine guten Kühlmittel sind, können völlig glatte Stäbe nicht benutzt werden. Zur Verbesserung des Wärmeübergangs benutzt man in dem Teil der Stäbe, der thermisch hoch belastet ist, "künstliche Rauigkeiten", die aus kleinen, in bestimmten Abständen auf der Oberfläche der Brennstoffstäbe angeordneten Rippen bestehen. Diese Rippen brechen die zähe Unterschicht der Strömung in dem den Wänden am nächsten gelegenen Bereich des Kühlmittels auf und wirken damit als Turbulenzförderer. Zusammen mit einer Verbesserung des Wärmeübergangs führen die vorhergenannten Rauigkeiten zwangsläufig zu höheren Druckverlusten.

Bei der stationären thermo- und fluiddynamischen Auslegung eines Brennelementes mit teilweise aufgerauhten Stäben beeinflussen zahlreiche, sehr unterschiedliche geometrische und thermo-fluiddynamische Parameter die Massenstrom- und Temperaturverteilung. Da diese Einflüsse komplexer Natur sind, ist es wichtig, ein Rechenprogramm zur Verfügung zu haben, das ein sehr detailliertes thermo- und fluiddynamisches Modell verwendet.

Im Augenblick gibt es keine Methode und kein Rechenprogramm, mit dem das Druckverlust- und Wärmeübergangsproblem für Bündel aufgerauhter Stäbe mit der erforderlichen Genauigkeit gelöst werden kann. Ziel dieser Arbeit war, ein detailliertes thermo- und fluiddynamisches Modell zu entwickeln, das Modell in einem Rechenprogramm anzuwenden und durch einen Vergleich mit Meßwerten zu testen.

Bei der thermo- und fluiddynamischen Analyse mit dem Rechenprogramm SAGAPO wird der Strömungsquerschnitt in zahlreiche Kühlmittelunterkanäle so fein aufgeteilt, daß die Wärmeübergangs- und Reibungsbeiwerte mit den aus der Messung der Strömung in Ringspalten und zwischen parallelen Platten entwickelten Beziehungen berechnet werden können. Diese Beziehungen sind für alle Arten von Unterkanälen, in die der Bündelströmungsquerschnitt aufgeteilt werden kann, gleich. Deshalb können sie ohne Anpassungsfaktoren verwendet werden. Im Gegensatz dazu wurden in den bereits verfügbaren Modellen Beziehungen mit physikalisch unspezifischen Faktoren für die einzelnen Kanalarten benutzt.

Darüberhinaus wird in dem mathematischen Modell des Codes SAGAPO der Einfluß der Abstandshaltergitter auf Massenstrom- und Temperaturverteilung berücksichtigt. Außerdem werden zahlreiche Einflüsse (beispielsweise "turbulent mixing", Querströmung, usw.) berücksichtigt, die für eine genaue thermo- und fluiddynamische Auslegung der Brennelemente eines Gasgekühlten Schnellen Reaktors wichtig sind. Mit dem Code SAGAPO ist eine thermo- und fluiddynamische Analyse unter Vernachlässigung der Naturkonvektions- und Strahlungseffekte auch bei laminarer Strömung möglich.

Die mit SAGAPO erzielten Rechenergebnisse werden in dieser Arbeit mit Ergebnissen der im Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik (INR) mit einem 19-Stabbündel und einem 12-Stabbündel durchgeführten Experimente verglichen. Obwohl diese Bündel eine sehr unterschiedliche Geometrie aufweisen, wird in beiden Fällen eine gute Übereinstimmung zwischen Berechnungen und Messungen erzielt. Damit wird bestätigt, daß das entwickelte Modell richtig ist und daß mit dem Code SAGAPO ein gutes Werkzeug für die Voraussage der stationären Temperaturen und Druckverluste in gasgekühlten Stabbündeln zur Verfügung steht. Darüberhinaus zeigt der Vergleich, daß die Beziehungen für Wärmeübergangs- und Reibungsbeiwerte aus Ringspaltmessungen erfolgreich für Stabbündel angewandt werden können. Der Code SAGAPO wurde bereits für die thermo- und fluiddynamische Auslegung des 12-Stabbündel-Brennelementes benutzt, das im Belgischen Reaktor BR2 bestrahlt werden soll.

1. DRUCKVERLUST, MASSENSTROM- UND GASTEMPERATURVERTEILUNG BEI TURBULENTER STRÖMUNG

Das für die thermo- und fluiddynamische Analyse von gasgekühlten Brennelementbündeln entwickelte Modell, schematisch bereits in einer Arbeit auf dem dritten NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting vorgelegt /1/, wird hier ausführlich dargestellt, und einige Änderungen an der ersten Version des Modells werden diskutiert.

In Abschnitt 1.1 wird die Methode der Unterteilung des Bündelströmungsquerschnitts in axiale Abschnitte und in jedem axialen Abschnitt wiederum in Kanäle, Subkanäle, Teile von Wandsubkanäle und Sub-Subkanäle, beschrieben. Einige einleitende Bemerkungen über das benutzte Transportmodell und den Aufbau des für die Rechnungen entwickelten Codes SGAPO sind in Abschnitt 1.2 enthalten. Die grundlegenden Annahmen für das Transportmodell sind in Abschnitt 1.3 zusammengefaßt. In den Abschnitten 1.4- 1.6 sind die für die Berechnungen in dem gesamten Bündelströmungsquerschnitt, in den Kanälen, Subkanälen und in den beiden Teilen der Wand-Subkanäle benutzten Gleichungen beschrieben. In Abschnitt 1.7 wird das zur Berechnung der Massenstrom- und Temperaturverteilung benutzte Konvergenzverfahren kurz diskutiert. Die zur Mittelung der Sub-Subkanal-Reibungsbeiwerte benutzte Methode wird in Abschnitt 1.8 beschrieben, und schließlich werden die Sub-Subkanalgleichungen in Abschnitt 1.9 dargestellt. Abschnitt 1.10 beendet dieses Kapitel mit einigen Bemerkungen über Rechnungen für turbulente Strömung bei niedrigen Reynolds-Zahlen.

1.1 Unterteilung des Bündelströmungsquerschnittes

Mit Hilfe des entwickelten Modells können Berechnungen eines Bündels mit teilweise glatten und teilweise aufgerauhten Stäben mit oder ohne unbeheizten Enden durchgeführt werden.

Es können bis zu 5 axiale Teile mit den beiden folgenden Möglichkeiten betrachtet werden:

A - erster unbeheizter glatter Teil - erster beheizter glatter Teil - beheizter rauher Teil - zweiter beheizter glatter Teil - letzter unbeheizter glatter Teil;

B - erster unbeheizter glatter Teil - erster unbeheizter rauher Teil - beheizter rauher Teil - zweiter unbeheizter rauher Teil - letzter unbeheizter glatter Teil.

Die erste Möglichkeit betrifft das 19-Stabbündel, während die zweite die 12-Stabbündel betrifft. Isotherme Berechnungen sind möglich, wenn man die Stabileistung gleich Null setzt.

Jedes der vorhergenannten Teile wird in axiale Abschnitte unterteilt um die Differentialgleichungen für das Transportmodell durch finite Differenzgleichungen zu approximieren. Die Längen dieser Abschnitte sind als ein Faktor X_D mal dem hydraulischen Durchmesser der Zentralkanäle definiert. Die Strecken zwischen zwei Abstandshaltern, in denen kein Einfluß der Abstandshalter auf die Temperaturen der Stäbe angenommen wird (siehe Kap.2), werden in Abschnitte gleicher Länge aufgeteilt, und das gleiche gilt für die beiden Endstücke der Teile (das vor dem ersten Abstandshalter und das nach dem letzten Abstandshalter des Teils liegende Ende). In den Bereichen, in denen die Abstandshalter die axialen Temperaturprofile der Stäbe beeinflussen, wird die Unterteilung so ausgeführt, daß alle axiale Bereiche, in denen für die Korrekturfaktoren der Nusselt-Zahlen eine lineare Änderung (vergl. die Gl. (10), (11), (12) für die rauhen Teile und (39), (40), (41) für die glatten Teile in Kapitel 2) angenommen wurde, in eine ganze Zahl von Abschnitten unterteilt wird. Die angestrebten Eingabewerte von X_D werden automatisch durch den Code korrigiert, so daß man die oben beschriebene Unterteilung genau erhält.

Die Länge eines axialen Abschnitts wird dann automatisch halbiert, wenn bei den im Abschnitt durchgeführten Berechnungen Konvergenzschwierigkeiten auftreten. Dieses Verfahren ist durch eine vorgegebene Maximalzahl begrenzt.

Die Rechnungen können im gesamten Strömungsquerschnitt, in einem Sechstel oder in einem Zwölftel nach der für ein hexagonales Bündel geltenden Version durchgeführt werden, und im gesamten Strömungsquerschnitt oder einem Drittel davon nach der für die 12-Stabbündel benutzten Version (das Drittel des gesamten Strömungsquerschnittes ist in diesem Fall der Mindest-Symmetrie-Abschnitt aufgrund der Form der Gitter, vergl. Abb. 32).

Der Strömungsquerschnitt wurde fein unterteilt, so daß die Reibungsbeiwerte und die Temperatur von Stab- und Leitrohr mit Hilfe der für die Strömung in Ringspalten und parallelen Platten geltenden Gleichungen berechnet werden können. Diese Gleichungen ergeben sich durch Integration der logarithmischen Geschwindigkeits- und Temperaturprofile in einem Querschnitt senkrecht zur Gasströmung /3/:

$$u_s^+ = a_u \ln y^+ + b_u \quad (1)$$

$$t_s^+ = a_t \ln y^+ + b_t \quad (2)$$

im Falle glatter Wände und:

$$u_R^+ = 2,5 \ln y/h_R + R(h^+) \quad (3)$$

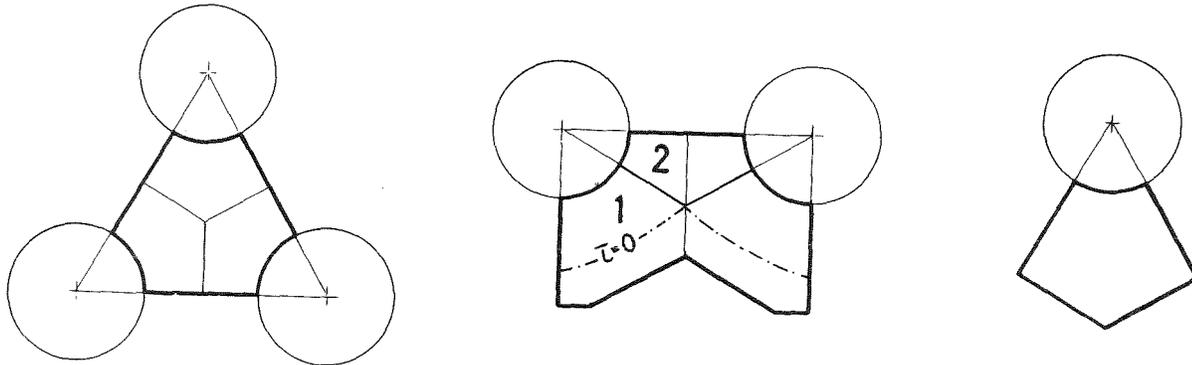
$$t_R^+ = 2,5 \ln y/h_R + G(h^+) \quad (4)$$

im Falle aufgerauhter Wände (die Parameter $R(h^+)$ und $G(h^+)$ beschreiben den Einfluss der Rauigkeit /3/).

Die obigen Gleichungen ergaben sich durch Messung für Strömung in Rohren, Ringspalten, zwischen parallelen Platten, oder in Stabbündeln mit glatten Wänden und es wird angenommen, daß die Form der Funktionen a_u , b_u , a_t , b_t , $R(h^+)$ und $G(h^+)$ invariant in Bezug auf die Form des Kühlmittelkanals ist, so daß sie auch für turbulente Strömung in Stabbündeln mit rauhen Rohrwänden gültig ist.

Um diese Gleichungen verwenden zu können, wird der Strömungsquerschnitt in jedem axialen Abschnitt des Bündels folgendermaßen unterteilt. Eine erste Unterteilung erfolgt in Kanäle von drei verschiedenen Typen: Zentralkanäle, Wandkanäle und Eckkanäle (Abb. 1 zeigt die drei Arten von Kanälen für Bündel mit "Blockade-Dreiecken", wie bei den 12 Stabbündeln, siehe S. 6). Jeder Zentralkanal wird

dann in drei Subkanäle aufgeteilt und jeder Wandkanal in zwei Subkanäle. In den Wandsubkanälen können zwei Teile betrachtet werden, deren Trennungslinie die Linie zwischen Stabmitte und dem Punkt ist, an dem die Nullschubspannungslinie ($\tau = 0$ Linie) die Symmetrie-Linie des Kanals schneidet. Es wird angenommen, daß $\tau = 0$ auf den Symmetrie-Linien liegt, die die drei Zentralsubkanäle eines Zentralkanals trennt, sowie auf der Symmetrie-Linie des Kanals für den Zentralteil der Wandsubkanäle.



Zentralkanäle und
Zentralsubkanäle

Wandkanäle und Wand-
subkanäle

Teil 1 = Wandteil

Teil 2 = Zentralteil

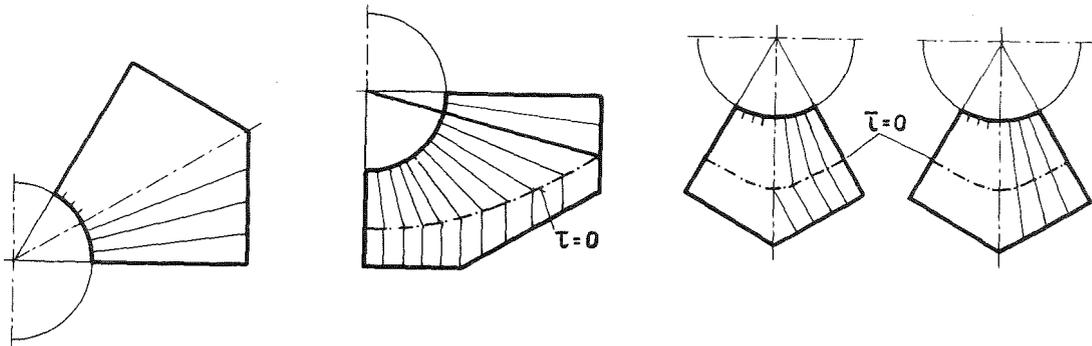
Eckkanäle

Abb. 1 Kanäle, Subkanäle und Teile von Wandsubkanälen

Die Lage der Linie $\tau = 0$ wird für die Eckkanäle und den Wandteil der Wandsubkanäle nach der von Dalle Donne vorgeschlagenen Methode berechnet /3/. Für die Nullwärmeflußlinie ($\dot{Q}'' = 0$ -Linie) wird angenommen, daß sie auf den Wänden des Leitrohrs in den Eckkanälen und im Wandteil der Wandsubkanäle liegt. Im Fall des beheizten Leitrohrs wird die tatsächliche Lage der $\dot{Q}'' = 0$ -Linie nicht berechnet, jedoch werden Korrekturen an Stab- und Leitrohrtemperaturen aufgrund des "Superpositionsprinzips" ermittelt (vergl. Kap. 2). In den Zentralsubkanälen und im Zentralteil der Wandsubkanäle wird angenommen, daß die $\dot{Q}'' = 0$ -Linie mit der Linie $\tau = 0$ zusammenfällt /3/. Die Zentralsubkanäle, beide Teile der Wandsubkanäle und die Eckkanäle sind wiederum in Sub-Subkanäle unterteilt (Abb. 2, siehe S. 7).

Die Sub-Subkanäle werden definiert durch senkrecht zu den Stabwänden in den Zonen innerhalb der Linie $\tau = 0$ verlaufende Linien. In den äußeren Zonen der Wandsubkanäle sind die Linien parallel zu den Symmetrielinien des Wandkanals. Es muß betont werden, daß diese Linien senkrecht zur Leitrohrwand sein müßten um Zonen von Sub-Subkanälen zu definieren, die ähnlich zu den Strömungszonen zwischen parallelen Platten sind. Aber im Falle des 12-Stabbündels können wegen des Leitrohrprofils keine senkrecht zu den Wänden verlaufenden Linien im gesamten Wandbereich verwendet werden, weil ein Teil des Querschnitts unberücksichtigt bleiben würde. In den Wand-Sub-Subkanälen des 12-Stabbündels werden deshalb die Außenzonen als äquivalent zu den rechteckigen Strömungsquerschnitten gleicher Fläche angenommen, jedoch wird der hydraulische Durchmesser mit Hilfe des tatsächlichen benetzten Umfangs berechnet. Die Berechnung der Sub-Subkanäle der Eckkanäle erfolgt in zwei Schritten: beim ersten sind die Linien in den Außenzonen normal zu den Wänden des Leitrohrs. Aber damit wird eine kleine Zone des Kanals nicht berücksichtigt. Daraufhin wird ein zweiter Schritt durchgeführt, in dem die Linie $\tau = 0$ als die Linie angenommen wird, die im ersten Schritt berechnet wurde, und die Sub-Subkanäle durch Linien definiert werden, die zu den Stabwänden auch in der äußeren Zone senkrecht verlaufen.

Abb. 2 Sub-Subkanäle



Unterteilung der
Zentralsubkanäle

Unterteilung der
Wandsubkanäle

1. Schritt

Unterteilung der Eckkanäle

2. Schritt

Aufgrund der vorangehenden Definition der Sub-Subkanäle können die durch Integration der logarithmischen Geschwindigkeits- und Temperaturprofile, gültig für Ringspalte und parallele Platten, abgeleiteten Gleichungen /3,4/ benutzt

werden: die Zone eines Sub-Subkanales innerhalb der Linie $\tau = 0$ kann als Innenzone eines Abschnittes eines Ringspalts angenommen werden, die Außenzone als Abschnitt einer der beiden Zonen zwischen parallelen Platten. Nur im zweiten Berechnungsschritt der Eck-Sub-Subkanäle wird die Außenzone als Abschnitt einer Außenzone eines Ringspaltes angesehen.

Mit dem Code können nun Berechnungen für hexagonale Bündel durchgeführt werden, die in den Wandkanälen ein "Blockade-Dreieck" haben, wie z.B. beim 12-Stabbündel. (Die Berechnungen für das 19-Stabbündel wurden einfach dadurch durchgeführt, daß man der Höhe des "Blockade-Dreiecks" den Wert Null gab.) Diese Form der Wandkanäle kann zur Verringerung der Differenzen zwischen den Eck- und Wandkanaltemperaturen nützlich sein. Darüberhinaus können kompliziertere Profile des Leitrohrs wahrscheinlich gut approximiert werden, wenn man annimmt, daß die Wandkanäle dieser Bündel gleich den Wandkanälen mit "Blockade-Dreiecken" sind, wobei dieselben Strömungsquerschnitte und Stabdurchmesser wie in den wirklichen Kanälen angenommen werden.

Die einzig mögliche Form für die Eckkanäle in SAGAPO ist bisher noch die Dreiecksform. In der Zukunft wird die Berechnung mit ringförmigen Eckkanälen ermöglicht, da diese Form übermäßige thermische Belastungen in den Leitrohrwänden der Brennelemente verhindert (Das Leitrohr des Brennelements für BR2 wurde mit ringförmigen Eckkanälen ausgerüstet, siehe 3.4).

1.2 Einleitende Bemerkungen zu dem verwendeten Fluidtransportmodell

Der programmtechnische Aufbau des Codes SAGAPO wird im Einzelnen in einer späteren Arbeit beschrieben. In diesem Abschnitt wird nur das Rechenverfahren kurz beschrieben, damit das mathematische Modell verständlich wird.

Wie bereits in 1.1 betont, wird vom Autor angenommen, daß die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile (1)-(4) in feinen Sub-Subkanälen gültig sind. Deshalb muß das thermo-hydraulische Problem durch eine Sub-Subkanalanalyse gelöst werden, die auch die Effekte der Massenstrom- und Temperaturumverteilungen

infolge unterschiedlicher Reibung und/oder Erwärmung berücksichtigt. Das Gleichungssystem, das ein solches Transportmodell genau beschreibt, ist sehr kompliziert, weil es für jeden Sub-Subkanal die Kontinuitäts-, Energie- und Impulsgleichungen enthält, und alle Sub-Subkanalgleichungen voneinander abhängig sind. Um das thermo-hydraulische Problem lösen zu können, ist es deshalb erforderlich, gewisse Annahmen zu machen, die eine Vereinfachung des Gleichungssystems durch eine Trennung der Variablen ermöglichen. Dieses Ziel kann sowohl durch Annahmen erreicht werden, die die axialen Abhängigkeiten der Variablen betreffen, als auch mit Annahmen über die Wechselwirkungen in der radialen Richtung zwischen den Variablen selbst.

Die möglichen Vereinfachungen, die die axialen Abhängigkeiten betreffen, sind nicht zahlreich. Um leichter behandelbare Differentialgleichungen zur Verfügung zu haben, wurde in der gegenwärtigen Version von SAGAPO angenommen, daß die Werte der Variablen, die das thermo-hydraulische Verhalten beschreiben, in jeder Entfernung vom Bündeleintritt von den Werten in größeren Entfernungen unabhängig sind (d.h. Rückströmungen und Wärmeleitung in axialer Richtung werden vernachlässigt). Dann wurde angenommen, wie in 1.1 bereits erwähnt, daß die so ermittelten Differentialgleichungen durch finite Differenzgleichungen approximiert werden können.

Auch nach diesen Vereinfachungen bleibt jedoch das Gleichungssystem viel zu kompliziert. Deshalb wurden noch andere Vereinfachungen durchgeführt, die eine Trennung der weiteren Variablen ermöglichen. Die dafür benutzte Vereinfachungsmethode wird in diesem Kapitel vorgestellt und diskutiert. Sie besteht hauptsächlich in der Definition der schon in 1.1 erwähnten "Kategorien" von Unterkanälen (Kanälen, Subkanälen, Teilen von Wandsubkanälen und Sub-Subkanälen), in denen der Bündelströmungsquerschnitt unterteilt wird. Diese "Kategorien" von Unterkanälen werden im Rechenverfahren, wie später erklärt wird, gewissermaßen getrennt betrachtet.

Entsprechend der bereits beschriebenen Unterteilung des Strömungsquerschnitts können im Rechenverfahren in der nachstehenden Reihenfolge fünf Schritte betrachtet werden:

- A) Berechnung im gesamten Bündelströmungsquerschnitt

- B) Berechnung in den Sub-Subkanälen, getrennt für jeden Sub-Subkanal

- C) Berechnung in den Kanälen
- D) Berechnung in den Subkanälen jedes Kanals, getrennt für jeden Kanal
- E) Berechnung in den beiden Teilen jedes Wandsubkanals, getrennt für jeden Wandsubkanal.

Der Grund für die genannte Reihenfolge der Berechnungsschritte liegt in dem verwendeten Konvergenzverfahren und wird sofort deutlich.

Für jeden der fünf Schritte werden die Kontinuitäts-, Energie- und Impulsgleichung in axialer Richtung mit Hilfe von SAGAPO gelöst (vergl. die folgenden Abschnitte). Die für den gesamten Bündelquerschnitt geltenden Gleichungen sind sehr einfach, da der Massendurchsatz über die gesamte axiale Bündellänge konstant ist, wenn es sich um eine stationäre Strömung handelt, wie in SAGAPO angenommen wird. Dagegen sind die Bilanzgleichungen für die anderen Unterteilungen komplizierter, weil Massen-, Enthalpie- und Impulsaustausch in Querrichtung erfolgt. Die Kontinuitäts-, Energie- und Impulsgleichung für Kanäle, Subkanäle und Teile der Wandsubkanäle werden ähnlich abgeleitet wie von Rowe /5/ für die Kanalgleichungen im Rechenprogramm COBRA IIIC beschrieben. Man wendet dabei die Erhaltungsgleichung auf Kontrollvolumen infinitesimaler Länge dx an, die aus Abschnitten jedes Kanals, Subkanals oder Teils eines Wandsubkanals, jeweils verbunden mit den angrenzenden Kanälen, Subkanälen oder Teilen von Wandsubkanälen, besteht. Dabei werden die Wechselwirkungen infolge Turbulenz, Netto-Querströmung und Wärmeleitung innerhalb des Gases in der Querrichtung berücksichtigt.

Diese Art der Analyse ist zu kompliziert und aufwendig, um auch für Sub-Subkanäle angewandt werden zu können. Wie später erläutert wird, wird bei der Berechnung der Sub-Subkanäle der Beitrag der Wechselwirkungsglieder zu den Bilanzgleichungen mit der Annahme berücksichtigt, daß diese Beiträge innerhalb jedes Teils der Wandsubkanäle, jedes Zentralsubkanals und jedes Eckkanals gewissermaßen gleichförmig sind.

Die Berechnung des Sub-Subkanals ist insbesondere für die Ermittlung der Reibungsbeiwerte und der Lage der Linien wichtig, die die beiden Teile der Wandsubkanäle trennen. Durch Mittelung der Reibungsbeiwerte der Sub-Subkanäle erhält man die Werte für beide Teile der Wandsubkanäle, der Subkanäle, der Kanäle und des gesamten Bündelströmungsquerschnittes (vergl. Abschnitt 1.8). Bei der Analyse des Sub-Subkanals müssen auch die durch Integration der Temperaturprofile abgeleiteten Gleichungen benutzt werden, weil die Reibungsbeiwerte auch von der Temperatur der Stäbe abhängig sind. Infolge der genannten vereinfachten Methode, mit der die Wechselwirkungen in Querrichtung berücksichtigt werden, können die für die Sub-Subkanäle berechneten Temperaturen der Stäbe selbstverständlich nicht verwendet werden, um die tatsächlichen Stabtemperaturprofile innerhalb der Subkanäle zu beschreiben. Von Bedeutung sind damit nur die mittleren Stabtemperaturen, die für die ganzen Eckkanäle, die ganzen Zentralsubkanäle und beide ganzen Teile der Wandsubkanäle mit der Annahme von äquivalenten Ringspalten in SAGAPO berechnet werden. Es ist darauf hinzuweisen, daß die Unterteilung der Wandsubkanäle in zwei Teile erforderlich ist, da ein ganzer Wandsubkanal nicht als äquivalent einem Abschnitt eines Ringspalts angenommen werden kann.

Da die angenommenen Geschwindigkeitsprofile (1), (3) im Abstandshalterbereich sicherlich nicht gültig sind und da es außerdem zu kompliziert und darüberhinaus nutzlos wäre, die unterschiedliche Versperrung innerhalb jedes Sub-Subkanals zu berücksichtigen, wird die Sub-Subkanalanalyse nur in den axialen Abschnitten ohne Abstandshalter durchgeführt. (Im mathematischen Modell des Codes SAGAPO wird angenommen, daß sich die Einflüsse der Abstandshalter in Bezug auf den Druckverlust völlig im mittleren Abschnitt der Abstandshalter konzentrieren.)

In den axialen Abschnitten ohne Abstandshalter wird die Berechnung iterativ durchgeführt. Bei der ersten Iteration wird für den Reibungsbeiwert des gesamten Bündels ein Wert angenommen und die Glieder der Sub-Subkanalgleichungen, die die Wechselwirkung in Querrichtung berücksichtigen, werden gleich Null gesetzt. Nach Berechnung des Druckverlustes für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt, die durch Lösung der entsprechenden Energiegleichung und Impulsgleichung in axialer Richtung erfolgt, werden die Berechnungen für die Sub-Subkanäle durchgeführt. Dann werden die mittleren Reibungsbeiwerte für beide Teile der Wandsubkanäle, für die Subkanäle, für die Kanäle und für den gesamten

Bündelströmungsquerschnitt ermittelt. Darauf erfolgt die Berechnung der Massen- und Gastemperaturverteilung der Kanäle. Dann können diese Verteilungen auch innerhalb jedes Kanals durch die Lösung der Bilanzgleichungen in den Subkanälen ermittelt werden und schließlich innerhalb jedes Wandsubkanals. An diesem Punkt können die mittleren Stab- und Leitrohrtemperaturen für die Subkanäle und beiden Teile der Wandsubkanäle berechnet werden. Darüberhinaus stehen auch die Glieder für die Wechselwirkung in Querrichtung zur Berechnung der Sub-Subkanäle zur Verfügung. Deshalb kann mit einer neuen Iteration begonnen werden, bei der die Werte für den Reibungsbeiwert des gesamten Bündels und die Querwechselwirkungsglieder der Sub-Subkanalgleichungen benutzt werden, die im vorangehenden Iterationsschritt ermittelt wurden.

Das Iterationsverfahren wird solange wiederholt, bis der Reibungsbeiwert für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt bei einer bestimmten Iteration sich von dem der vorangehenden Iteration um weniger als ein festgesetztes Maß unterscheidet.

In den axialen Abschnitten mit Abstandshaltergittern werden die Reibungsbeiwerte nicht berechnet, da die Sub-Subkanalanalyse nicht durchgeführt wird. Es wird jedoch angenommen, daß sie den Reibungsbeiwerten gleich sind, die für den vorangehenden axialen Abschnitt ermittelt wurden. Damit ist keine Iteration für diese Abschnitte erforderlich.

Ein vereinfachtes Strömungsdiagramm der SAGAPO Struktur geht aus Abb. 9 hervor; dort ist IPA der Teilindex, K der Index des axialen Abschnitts und ITCORR der Iterationsindex.

1.3 Grundlegende Annahmen zum Transportmodell

Einige der Vereinfachungen und Annahmen, die zur Aufstellung der Bilanzgleichungen getroffen wurden, wurden bereits erwähnt. Es erscheint jedoch nützlich, sie hier noch einmal mit den anderen grundlegenden Annahmen aufzuführen.

Die Gleichungen für das Transportmodell für sämtliche Berechnungsschritte der beschriebenen Folge werden unter folgenden Annahmen formuliert:

- 1) Es handelt sich um eine stationäre Strömung.
- 2) Es gibt keine Rückströmung.
- 3) Die Druckdifferenzen an verschiedenen Stellen desselben axialen Abschnitts sind so gering, daß sie vernachlässigt werden können.
- 4) Es gibt eine turbulente Vermischung ("turbulent mixing") zwischen verbundenen Kanälen, Subkanälen und Teilen der Wandsubkanäle, die nicht zu einer Nettoumverteilung des Massenstroms führt (in der Kontinuitätsgleichung kommen die Schwankungsgeschwindigkeiten nicht vor).
- 5) Neben dem turbulenten Austausch gibt es einen Nettoaustausch der Querströmung, der darauf zurückzuführen ist, daß die Druckverluste der Kanäle, Subkanäle und der beiden Teile der Wandsubkanäle wegen unterschiedlicher Reibung und/oder Versperrung an den Abstandshaltern und/oder Erwärmung unterschiedlich wären, wenn es keine Umverteilung der Massenströme gäbe.
- 6) Die Beiträge des "turbulent mixing" und der Querströmung sowie die Beiträge der Beschleunigung des Gases und der radialen Wärmeleitung im Gas sind pro Flächeneinheit in den Sub-Subkanälen gleich innerhalb jedes Teils der Wandsubkanäle, jedes Zentralsubkanals und jedes Eckkanals.
- 7) Der Einfluß des Druckes auf die Enthalpieänderungen ist gering, so daß die infinitesimale Enthalpiezunahme wie folgt geschrieben werden kann:

$$dh = c_p dT \quad (5)$$

wobei dT die Zunahme der Gastemperatur und c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck ist.

- 8) Die Machzahleinflüsse können außer acht gelassen werden, und das gleiche gilt für die Gravitationskräfte, die axiale Wärmeleitung im Gas und die Dissipation.
- 9) Die Naturkonvektions- und Wärmestrahlungseffekte können vernachlässigt werden.
- 10) Die Wärmeleitung in den Stäben in axialer und azimuthaler Richtung kann vernachlässigt werden.

Die azimuthale und axiale Wärmeleitung im Hüllrohrmetall und in den Stäben ist bisher vernachlässigt worden, und es ist ein Ziel der künftigen Code-Entwicklung, diese Effekte aufzunehmen. Die Annahmen 2-8 gelten für die Strömungsbedingungen der Experimente, die im INR durchgeführt wurden, sowie für die im Reaktor interessierenden Bedingungen. Lediglich die Annahmen 9 und 10 könnten nicht zutreffen, Annahme 9 jedoch nur bei laminarer Strömung. Es wurde noch nicht versucht, die Naturkonvektion, die Wärmestrahlung und die Wärmeleitung in axialer und azimuthaler Richtung im Code zu berücksichtigen.

In den folgenden Abschnitten werden die Bilanzgleichungen beschrieben, beginnend mit den für den Strömungsquerschnitt des gesamten Bündels gültigen Gleichungen. Um das mathematische Modell des Codes deutlicher zu erklären, werden dann die Gleichungen für die Kanäle, die Subkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle dargestellt, und erst am Ende des Kapitels werden die Gleichungen für die Sub-Subkanäle beschrieben.

1.4 Analyse für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt

Für die in dem gesamten Bündelströmungsquerschnitt benutzten Bilanzgleichungen sind ausführliche Erläuterungen nicht erforderlich.

Die Kontinuitätsgleichung ergibt sich offensichtlich zu:

$$\dot{m} = \text{konst.} \quad (6)$$

Die Energiegleichung für einen axialen Abschnitt mit finiter Länge Δx kann aufgrund der Annahme 7 in Abschnitt 1.3 durch die Temperaturdifferenz ausgedrückt werden, nämlich:

$$\Delta T_T = \frac{\bar{Q}_T \Delta x}{\dot{m}_T \bar{c}_{pT}} \quad (7)$$

\bar{Q}_T ist die gesamte mittlere Wärmeleistung der Stäbe und des Leitrohrs pro Längeneinheit im axialen Abschnitt und \bar{c}_{pT} ist die spezifische Wärme bei konstantem Druck, berechnet bei mittlerem Druck und mittlerer Temperatur. Die Impulsgleichung in axialer Richtung erlaubt die Berechnung der Druckverluste:

$$\Delta p = - \left(\frac{\dot{m}_T}{A_T} \right)^2 \left[\frac{\bar{\lambda}_T \Delta x}{2 D_T \bar{\rho}_T} + \Delta \frac{1}{\bar{\rho}_T} + \frac{K_{sPT}}{2 \bar{\rho}_T} \right] \quad (8)$$

wobei A_T der Strömungsquerschnitt, D_T der hydraulische Durchmesser und $\bar{\rho}_T$ die mittlere Gasdichte ist.

Das erste Glied in der eckigen Klammer bezeichnet die Reibungsdruckverluste, wobei λ_T der Reibungsbeiwert des gesamten Bündels (Berechnung siehe Abschnitt 1.8) ist, während das zweite Glied die Beschleunigung betrifft (die Dichte der Gase verändert sich mit dem Druck und der Temperatur) und das letzte Glied bezieht sich auf den Druckverlust infolge der Abstandshaltergitter. Der Widerstandsbeiwert K_{spT} wird in den axialen Abschnitten ohne Abstandshalter gleich Null gesetzt, während er in den Abschnitten mit Abstandshalter nach der von Rehme /6/ vorgeschlagenen Methode wie folgt berechnet wird:

$$K_{spT} = C_{vT} (Re_T) \epsilon_T^2 \quad (9)$$

wobei ϵ_T die Versperrung (= versperrter Querschnitt/gesamter Querschnitt) für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt ist, Re_T die Reynolds-Zahl für einen Querschnitt des Bündels außerhalb des Gitters und C_{vT} ein modifizierter Widerstandsbeiwert, der eine Funktion der Reynolds-Zahl Re_T ist.

Ein allgemeineres Verfahren zur Berechnung der Widerstandsbeiwerte K_{sp} wurde in /1,7/ für das erste 12-Stabbündel vorgeschlagen. Zwei weitere Parameter, das Verhältnis Abstandshalterlänge zu hydraulischem Durchmesser sowie das Verhältnis benetzter Umfang im Abstandshalterbereich zu benetztem Umfang außerhalb des Abstandshalters wurden dort berücksichtigt, und nicht nur die Versperrung und die Reynolds-Zahl.

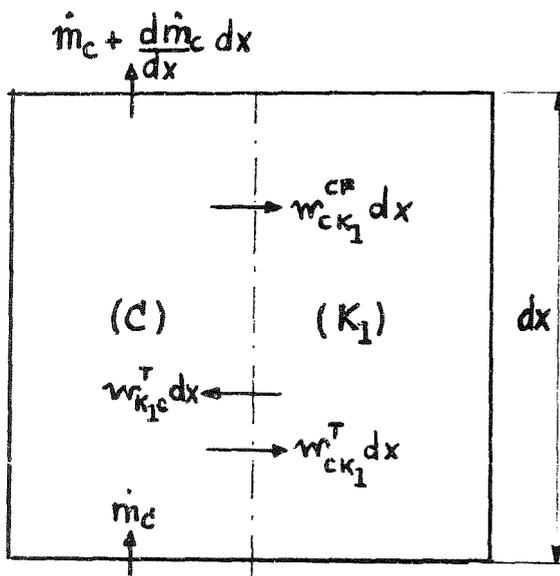
Dieser theoretische Ansatz wurde versucht, als sich zeigte, daß die aus den 12-Stabbündelmessungen für die Abstandshalter erzielten Werte C_v viel größer waren als die von Rehme vorgeschlagenen Werte /6/, die für viel kürzere und einfachere Gitter gelten. Der Vergleich zwischen den Ergebnissen der an den Gittern der drei 12-Stabbündel im Wasserkreislauf des INR durchgeführten Messungen mit den nach /1,7/ vorgeschlagenen theoretischen Voraussagen zeigt jedoch, daß diese Methode noch nicht sehr befriedigend ist, bestimmt auch deshalb, weil das Profil dieser Gitter sehr kompliziert ist. Deshalb wurde die Methode von /1,7/ aufgegeben, und zur Zeit wird die einfachere Beziehung (9) benutzt.

Die Kontinuitäts- und Energiegleichungen und die Impulsgleichungen in axialer Richtung, die im Code SAGAPO zur Berechnung der Kanäle benutzt werden, werden im folgenden abgeleitet. Da das Verfahren, das zur Aufstellung der Bilanzgleichungen der Kanäle angewandt wird, auch für die Subkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle gilt und da weiterhin die Form der Endgleichungen für Kanäle, Subkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle praktisch die gleiche ist, wird für die Subkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle das Ableitungsverfahren nicht wiederholt und die Gleichungen werden nicht noch einmal aufgeführt, sondern in Abschnitt 1.6 nur einige Zusatzbemerkungen gemacht.

Die Konvergenzverfahren und die Gleichung zur Berechnung der Reibungsbeiwerte werden schließlich in den Abschnitten 1.7 und 1.8 getrennt dargestellt.

1.5.1 Kontinuitätsgleichungen für die Kanäle

Die stationäre Kontinuitätsgleichung für ein Kontrollvolumen von infinitesimaler Länge dx des Kanals (C), der den Kanälen (K_1) benachbart liegt, lautet (vergl. Abb. 3):



$$\dot{m}_c + \sum_{I=1}^{M_c} w_{K1C}^T dx = \dot{m}_c + \frac{d\dot{m}_c}{dx} dx + \sum_{I=1}^{M_c} w_{CK1}^T dx + \sum_{I=1}^{M_c} w_{CK1}^{CF} dx \quad (10)$$

Abb. 3 Kontinuitätsgleichung

\dot{m}_c ist der Massendurchsatz des Kanals C am Eintritt des Abschnitts, w_{CK1}^{CF} ist die Querströmungsrate pro Längeneinheit, die positiv angenommen wird, wenn die Masse den Kanal C verläßt. w_{CK1}^T und w_{K1C}^T sind die turbulenten Vermischungsraten pro Längeneinheit, die als gleich angenommen werden (Annahme 4 in Abschnitt 1.3) und nach dem Vorschlag von Kjellström /8/ wie folgt berechnet werden:

$$W_{CK_1}^T = W_{K_1 C}^T = K_{CORR} G_{CK_1} I_{CK_1} \frac{e_{CK_1} \rho_{CK_1}}{\delta_{CK_1}} \quad (11)$$

wobei G_{CK_1} die Spaltbreite zwischen den beiden Kanälen ist, δ_{CK_1} der Abstand zwischen den beiden Kanalschwerpunkten, und e_{CK_1} die spezifische Wirbelviskosität ("eddy diffusivity") der beiden Kanäle, definiert zu:

$$e_{CK_1} = \left(\frac{u^* D}{20} \right)_{CK_1} \quad (12)$$

($u^* = u \sqrt{\frac{\lambda}{8}}$ ist die mittlere Schubspannungsgeschwindigkeit und D der mittlere hydraulische Durchmesser der beiden Kanäle). Die turbulenten Austauschfaktoren I_{CK_1} werden zur Zeit mit Hilfe der von Ingesson /9/ vorgeschlagenen Beziehungen in Abhängigkeit von der Geometrie der beiden Kanäle berechnet. In dem Bericht von Kjellström /8/ werden einige Zweifel über die hohen Werte der turbulenten Austauschfaktoren von Ingesson zum Ausdruck gebracht. Deshalb wurde der Korrekturfaktor K_{CORR} in (12) eingeführt. Es wurde der Wert $K_{CORR} = 0,5$ angenommen, wie von Kjellström vorgeschlagen. Neuere vorläufige Versuchsergebnisse aus Würenlingen /10/ bestätigen sehr gut, daß ein Faktor von 0,5 benutzt werden muß, um die turbulenten Austauschfaktoren von Ingesson für die Geometrie der getesteten Bündel zu korrigieren.

Wenn der Netto-Austausch der Querströmung für Kanal C definiert wird als:

$$W_C^{CF} = \sum_{l=1}^{M_C} W_{CK_1}^{CF} \quad (13)$$

wird Gleichung (10):

$$\frac{d\dot{m}_C}{dx} = -W_C^{CF} \quad (14)$$

und in der Form der finiten Differenzen approximiert:

$$\dot{m}_{c2} = \dot{m}_{c1} - W_c^{CF} \Delta x \quad (15)$$

wobei der Index 1 den Eintrittsquerschnitt und der Index 2 den Austrittsquerschnitt des Volumens der Länge Δx bezeichnen.

1.5.2 Energiegleichung für die Kanäle

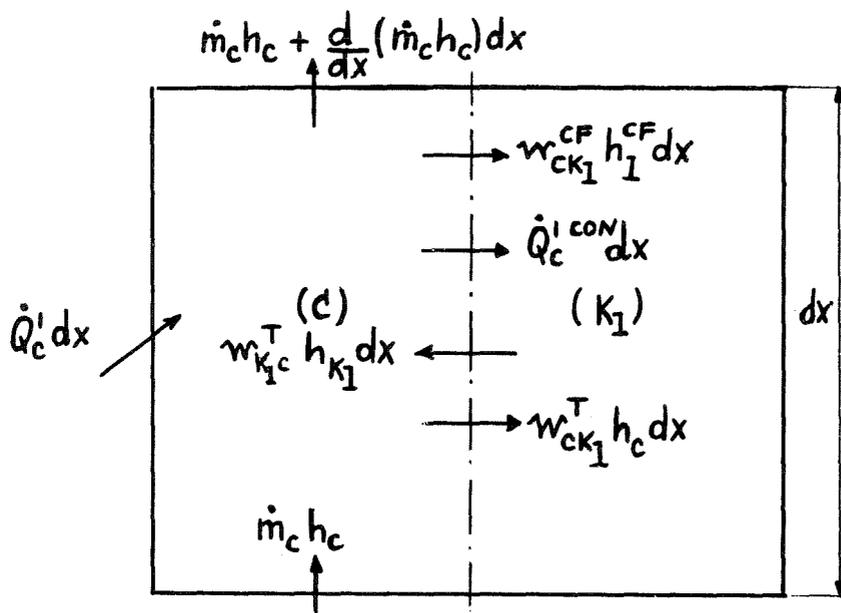


Abb. 4 Energiegleichung

Bei stationären Bedingungen lautet die Energiegleichung für ein Kontrollvolumen von infinitesimaler Länge dx (vergl. Abb. 4):

$$\begin{aligned} \dot{m}_c h_c + \dot{Q}'_c dx + \sum_{I=1}^{M_c} (w_{K_1 c}^T h_{K_1}) dx = \dot{m}_c h_c + \frac{d}{dx} (\dot{m}_c h_c) dx + \\ \sum_{I=1}^{M_c} (w_{CK_1}^{CF} h_1^{CF}) dx + \sum_{I=1}^{M_c} (w_{CK_1}^T h_c) dx + \dot{Q}'_c^{CON} dx \end{aligned} \quad (16)$$

h_C und h_{K_1} sind die Enthalpien der Kanäle C und K_1 ; \dot{Q}'_C ist die Wärmeleistung pro Längeneinheit, die von den angrenzenden Stäben (und schließlich vom Leitrohr, falls dies beheizt ist) im Abschnitt in den Kanal C gelangt; h_1^{CF} ist die von der Querströmungsrate $w_{CK_1}^{CF}$ beförderte Enthalpie; \dot{Q}'_1^{CON} ist die von der Wärmeleitung von Kanal C zu Kanal K_1 überführte Wärme, definiert als:

$$\dot{Q}'_1^{CON} = (T_C - T_{K_1}) C_{CK_1} \quad (17)$$

wobei T_C und T_{K_1} die Gastemperaturen der beiden Kanäle sind und die Wärmeleistungsfaktoren C_{CK_1} gegeben sind durch:

$$C_{CK_1} = \left(\frac{k_C + k_{K_1}}{2} \right) \frac{G_{CK_1}}{\delta_{CK_1}} K_G \quad (18)$$

(k_C und k_{K_1} sind die Wärmeleitungskoeffizienten des Gases in den beiden Kanälen und G_{CK_1} und δ_{CK_1} haben die in Abschnitt 1.5.1 bereits erläuterte Bedeutung). Der Geometriekorrekturfaktor K_G wird zur Zeit mit 1 angenommen. Das Wärmeleistungsglied wurde in das mathematische Modell von SAGAPO aufgenommen, weil es insbesondere für die Berechnungen der laminaren Strömung (vergl. Kap. 4) wichtig ist.

Die Gleichung (16) wurde unter der Annahme aufgestellt, daß wie in /5/ die turbulenten Vermischungsraten w^T die mittleren Enthalpien der Kanäle mit sich führen, aus denen sie kommen^(*). In der gegenwärtigen Version von SAGAPO werden die Querströmungsenthalpien h_1^{CF} als gleich den mittleren Enthalpien der Kanalpaare C und K_1 angenommen, d.h.:

$$h_1^{CF} = \frac{\dot{m}_C h_C + \dot{m}_{K_1} h_{K_1}}{\dot{m}_C + \dot{m}_{K_1}} \quad (19)$$

(*) Wenn man die exakte Differentialgleichung der Energie integriert, erhält man den Austausch durch "turbulent mixing" zu $\int_F \rho e_H \frac{\partial h}{\partial y} dF$, wobei F die Grenzfläche zwischen zwei benachbarten Unterkanälen, e_H die "eddy diffusivity" der Wärme, die in dieser Arbeit gleich der "eddy diffusivity" des Impulses angenommen wird (siehe 1.5.3), und $\frac{\partial h}{\partial y}$ der Enthalpiegradient in Querrichtung ist $\left[\frac{d}{dx} \left(\int_F \rho e_H \frac{\partial h}{\partial y} dF \right) dx \cong G_{CK_1} (\rho e_H)_{av G_{CK_1}} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)_{av G_{CK_1}} dx = w_{CK_1}^T (h_{K_1} - h_C) dx \right]$.

anstatt als Enthalpien der Geberkanäle definiert zu werden, was in /5/ und in der schon vorgestellten ersten Version von SAGAPO /1/ geschah. Der Grund dafür ist, daß mit dem mathematischen Modell von SAGAPO die Geberkanäle nicht immer identifiziert werden können, was später noch erläutert wird (vergl. 1.7). Andererseits scheint es richtiger zu sein, mittlere Querströmungsenthalpien anzunehmen, weil die Gastemperaturen an den Grenzen zwischen den Kanälen keine Diskontinuität aufweisen.^(*) Außerdem konnte in den Ergebnissen keine wesentliche Veränderung festgestellt werden, wenn anstelle der Werte der Geberkanäle Mittelwerte benutzt wurden (zumindest in den Berechnungen der untersuchten Bündel, in denen sich die Stabileistungen nicht wesentlich voneinander unterscheiden). Schließlich wurde nachgewiesen, daß die Annahme mittlerer Querströmungsgeschwindigkeiten in der Impulsgleichung in axialer Richtung anstelle der Geschwindigkeiten der Geberkanäle (vergl. Abschnitt 1.5.3) keine merklichen Veränderungen der Ergebnisse des Rechenprogramms COBRA IIIC mit sich bringt /5/.

Wenn man gemäß (10) $w_{CK_1}^T = w_{K_1C}^T$ setzt und (16) mit (10) kombiniert, verändert sich die Energiegleichung (16) wie folgt:

$$\dot{m}_c \frac{dh_c}{dx} = \dot{Q}'_c - \sum_{I=1}^{M_c} (h_c - h_{K_1}) w_{CK_1}^T + \sum_{I=1}^{M_c} (h_c - h_1^{CF}) w_{CK_1}^{CF} - \sum_{I=1}^{M_c} (T_c - T_{K_1}) C_{CK_1} \quad (20)$$

Gleichung (20) kann in der Form der finiten Differenzen wie folgt geschrieben werden:

$$\bar{\dot{m}}_c \frac{\Delta h_c}{\Delta x} = \bar{\dot{Q}}'_c - \sum_{I=1}^{M_c} (\bar{h}_c - \bar{h}_{K_1}) w_{CK_1}^T + \sum_{I=1}^{M_c} (\bar{h}_c - \bar{h}_1^{CF}) w_{CK_1}^{CF} - \sum_{I=1}^{M_c} (\bar{T}_c - \bar{T}_{K_1}) C_{CK_1} \quad (21)$$

wobei $\bar{\dot{Q}}'$ die mittlere Leistung ist, \bar{h} die mittlere Enthalpie und \bar{T} die mittlere Temperatur an der axialen Position $x + \Delta x/2$. Da die Enthalpie (in Übereinstimmung mit der Integralform der Gleichung (5)) wie folgt geschrieben werden kann:

$$h = c_p (T - T_0) \quad (22)$$

(*) Wenn man die exakte Differentialgleichung der Energie integriert, erhält man den Austausch durch Querströmung zu $\int_F (\rho h v) dF$, wobei F die Grenzfläche zwischen zwei benachbarten Unterkälen und v die Geschwindigkeit in Quer- richtung ist $\left[\frac{d}{dx} \left(\int_F \rho h v dF \right) dx \approx G_{CK_1} (\rho v) \frac{(h)}{aw_{G_{CK_1}}} dx = w_{CK_1}^{CF} (h) \frac{dx}{aw_{G_{CK_1}}} \right]$.

(T_0 stellt eine Referenztemperatur dar, bei der $h = 0$ ist), ändert sich (21) unter Annahme von Mittelwerten für die spezifischen Wärmen c_p wie folgt:

$$\bar{m}_c \bar{c}_{pc} \frac{\Delta T_c}{\Delta X} = \bar{Q}'_c - \sum_{l=1}^{M_c} \bar{c}_{pcK_l} (\bar{T}_c - \bar{T}_{K_l}) W_{cK_l}^T + \sum_{l=1}^{M_c} \bar{c}_{pc_l} (\bar{T}_c - \bar{T}_l^{CF}) W_{cK_l}^{CF} - \sum_{l=1}^{M_c} (\bar{T}_c - \bar{T}_{K_l}) \bar{c}_{cK_l} \quad (23)$$

\bar{T}_l^{CF} wird dabei wie folgt definiert:

$$\bar{T}_l^{CF} = \frac{\bar{m}_c \bar{T}_c + \bar{m}_{K_l} \bar{T}_{K_l}}{\bar{m}_c + \bar{m}_{K_l}} \quad (24)$$

was sich ergibt, wenn man (22) und (19) kombiniert und die Mittelwerte $c_{p_{c_l}}$ für die spezifischen Wärmen benutzt.

Gleichung (23) kann vereinfacht werden, wenn für die Querströmungstemperaturen und für die spezifischen Wärmen der Querströmungen anstelle der Einzelwerte \bar{T}_l^{CF} und $\bar{c}_{p_{c_l}}$ (die sich auf den Einzelaustausch zwischen Kanal C und jeden der angrenzenden Kanäle K_l beziehen) Mittelwerte angenommen werden, d.h.:

$$\bar{T}_l^{CF} \equiv \bar{T}_{c_{av}}^{CF} \quad (l=1, M_c) \quad (25)$$

$$\bar{c}_{p_{c_l}} \equiv c_p(\bar{T}_{c_{av}}^{CF}, p) = \bar{c}_{p_{av}}^{CF} \quad (l=1, M_c) \quad (26)$$

mit:

$$\bar{T}_{c_{av}}^{CF} = \frac{\sum_{l=1}^{M_c} (\bar{m}_c + \bar{m}_{K_l}) \bar{T}_l^{CF}}{\sum_{l=1}^{M_c} (\bar{m}_c + \bar{m}_{K_l})} \quad (27)$$

wobei \bar{T}_l^{CF} durch (24) definiert ist.

Mit Hilfe von (25) - (27) wird die Energiegleichung (23) schließlich:

$$\Delta T_c = \frac{\Delta x}{\dot{m}_c \bar{c}_{pc}} \left[\dot{Q}'_c - \sum_{I=1}^{M_c} \bar{c}_{pCK_1} (\bar{T}_c - \bar{T}_{K_1}) W_{CK_1}^T + \bar{c}_{par}^{CF} (\bar{T}_c - \bar{T}_{car}^{CF}) W_c^{CF} - \sum_{I=1}^{M_c} (\bar{T}_c - \bar{T}_{K_1}) C_{CK_1} \right] = \frac{1}{\dot{m}_c \bar{c}_{pc}} \left[\dot{Q}' \Delta x + \text{THEX}_c + \text{CFHEX}_c + \text{CONHEX}_c \right] \quad (28)$$

Das Glied THEX enthält die Beiträge der turbulenten Vermischung und CFHEX die Beiträge der Querströmung, während CONHEX die Beiträge der Wärmeleitung im Gas enthält.

Auf diese Weise treten in der Energiegleichung für Kanal C nur die Nettoquerströmungsraten W_c^{CF} auf, und die Abhängigkeit von den Einzelbeiträgen $w_{CK_1}^{CF}$ ist eliminiert.

Die mittleren Kanaltemperaturen \bar{T}_c , definiert zu:

$$\bar{T}_c = \frac{\dot{m}_{c1} T_{c1} + \dot{m}_{c2} T_{c2}}{\dot{m}_{c1} + \dot{m}_{c2}} \quad (29)$$

werden schließlich auf die mittlere Gastemperatur \bar{T}_T des Gesamtbündels normiert, so daß die Gleichung:

$$\sum_{c=1}^{N_c} \bar{c}_{pc} \dot{m}_c \bar{T}_c = \bar{c}_{pT} \dot{m}_T \bar{T}_T \quad (30)$$

erfüllt ist, was die Definition von \bar{T}_T als mittlere Gastemperatur des Gesamtbündels erfordert.

1.5.3 Impulsgleichung in axialer Richtung für die Kanäle

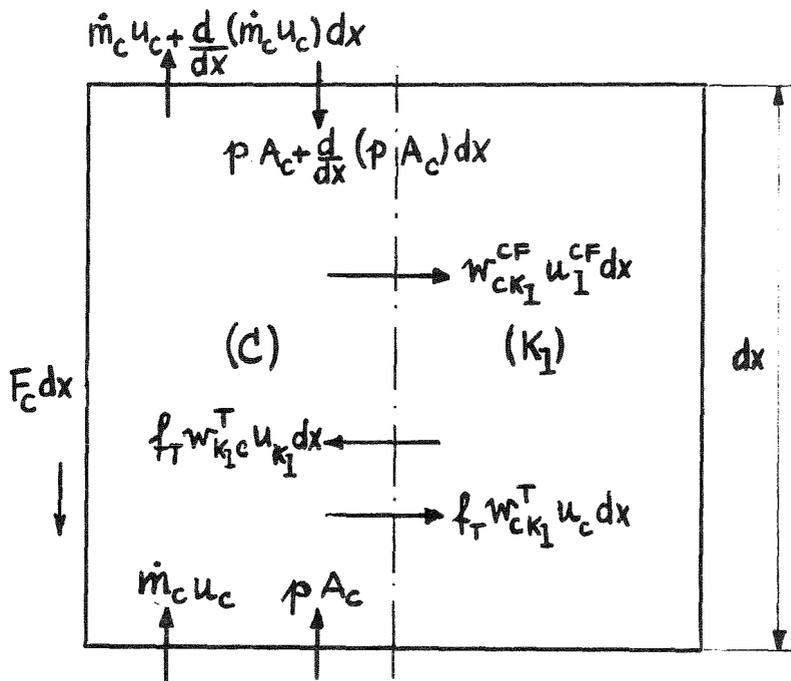


Abb. 5 Impulsgleichung

Die stationäre Impulsgleichung in axialer Richtung für ein Kontrollvolumen von infinitesimaler Länge dx des Kanals (C), der den Kanälen (K_l) benachbart ist, kann unter Vernachlässigung der Naturkonvektion und der Gravitationskräfte, und wenn sich die Kanalströmungsquerschnitte in axialer Richtung nicht verändern, wie folgt geschrieben werden (vergl. Abb. 5):

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_c u_c + p A_c + \sum_{l=1}^{M_c} f_T w_{K_l}^T u_{K_l} dx &= \dot{m}_c u_c + \frac{d}{dx} (\dot{m}_c u_c) dx + \\
 p A_c + \frac{d}{dx} (p A_c) dx + F_c dx + \sum_{l=1}^{M_c} f_T w_{C K_l}^T u_c dx &+ \sum_{l=1}^{M_c} w_{C K_l}^{CF} u_l^{CF} dx
 \end{aligned}
 \tag{31}$$

u_C und u_{K_1} sind die Eintrittsgeschwindigkeiten der Kanäle C und K_1 ; A_C ist der Strömungsquerschnitt des Kanals C; p ist der Eintrittsdruck (wird für alle Kanäle gleich angenommen); u_1^{CF} ist die Geschwindigkeit der Querströmungsrate $w_{K_1 C}^{CF}$. F_c ist das Glied, das den Widerstand infolge Reibung und infolge Abstandshaltergitter beinhaltet.

Wie in /5/ und ähnlich wie in der Energiegleichung wird angenommen, daß die turbulenten Vermischungsraten w^T die Geschwindigkeit der Kanäle beinhalten, von denen sie kommen. (*) Es wird lediglich mit Hilfe eines Faktors f_T eine Korrektur vorgenommen, die die unvollkommene Analogie der spezifischen Wirbelviskosität von Wärme und Impuls berücksichtigt.

Der Wert f_T wird jedoch für die Codeeingabe zur Zeit gleich 1 gesetzt, und diese Annahme ist für quasi-ideale Gase wie Helium nicht schlecht (Reynolds-Analogie). In der derzeitigen Version von SGAPO werden die Querströmungsgeschwindigkeiten u_1^{CF} gleich den mittleren Geschwindigkeiten der Kanalpaare C und K_1 angenommen analog zum Fall der Enthalpie (vergl. Abschnitt 1.5.2), d.h.:

$$u_1^{CF} = \frac{u_C A_C + u_{K_1} A_{K_1}}{A_C + A_{K_1}} \quad (32)$$

Wie bereits ausgeführt, hat Rowe /5/ bewiesen, daß diese Annahme zu Ergebnissen führt, die sich von denen nicht wesentlich unterscheiden, die unter der Annahme von u_1^{CF} als der Geschwindigkeit des Geberkanals erzielt werden.

Die Verwendung eines Mittelwerts für u_1^{CF} scheint auch physikalisch sinnvoller zu sein, aus dem gleichen Grund, wie dem für die Querströmungsenthalpie genannten, da nämlich die Geschwindigkeit an der Grenze zwischen zwei Kanälen keine Diskontinuität aufweisen kann. (*) Die Annahme (32) schaltet die Notwendigkeit der Identifizierung der Geberkanäle auch für die Impulsgleichungen in axialer Richtung aus.

Wenn man wiederum $w_{CK_1}^T = w_{K_1 C}^T$ setzt, und (31) mit der Kontinuitätsgleichung (10) kombiniert, wird Gleichung (31):

(*) Ähnliche Bemerkungen können auch für die Impulsgleichung, wie für die Energiegleichung gemacht werden (s. Fußnoten S. 19 und 20)

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} = & -\frac{F_c}{A_c} - \left(\frac{\dot{m}_c}{A_c}\right)^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\rho_c}\right) - \frac{f_T}{A_c} \sum_{I=1}^{M_c} (u_c - u_{K_I}) w_{CK_I}^T \\ & + \frac{1}{A_c} \sum_{I=1}^{M_c} (2u_c - u_I^{CF}) w_{CK_I}^{CF} \end{aligned} \quad (33)$$

Gleichung (33) kann in der Form finiter Differenzen wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = -\frac{\bar{F}_c}{A_c} - \left(\frac{\bar{m}_c}{A_c}\right)^2 \frac{\Delta(1)}{\Delta x \bar{\rho}_c} - \frac{f_T}{A_c} \sum_{I=1}^{M_c} (\bar{u}_c - \bar{u}_{K_I}) w_{CK_I}^T + \frac{1}{A_c} \sum_{I=1}^{M_c} (2\bar{u}_c - \bar{u}_I^{CF}) w_{CK_I}^{CF} \quad (34)$$

wobei \bar{m}_c , \bar{m}_{K_I} , \bar{u}_c , \bar{u}_{K_I} , \bar{u}_I^{CF} und $\bar{\rho}_c$ die Werte für die Massendurchsätze, die Geschwindigkeiten und die Gasdichten bei $x + \Delta x/2$ sind. Das Widerstandsglied \bar{F}_c kann durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$\bar{F}_c = \left(\frac{\bar{m}_c}{A_c}\right)^2 \left[\frac{\lambda_c A_c}{2 D_c \bar{\rho}_c} + \frac{K_{spc} A_c}{2 \Delta x \bar{\rho}_c} \right] \quad (35)$$

In dieser Gleichung ist λ_c der Reibungsbeiwert (Berechnung siehe Abschnitt 1.8) und K_c ist der Widerstandsbeiwert des Gitters im Kanal C für axiale Abschnitte, die einen Abstandshalter enthalten, bestimmt nach der in Abschnitt 1.4 für die Berechnungen in dem gesamten Bündelströmungsquerschnitt beschriebenen Methode. K_c wird in den axialen Abschnitten ohne Abstandshaltergitter selbstverständlich gleich Null gesetzt.

Mit einem ähnlichen Verfahren wie es für die Energiegleichung benutzt wurde, wird die Impulsgleichung (34) vereinfacht, in dem man Mittelwerte für die Querströmungsgeschwindigkeiten annimmt, anstelle der in Gleichung (32) definierten Einzelwerte für \bar{u}_I^{CF} . Man nimmt also an:

$$\bar{u}_I^{CF} \equiv \bar{u}_{c\text{av}}^{CF} \quad (I=1, M_c) \quad (36)$$

mit:

$$\bar{u}_{cav}^{CF} = \frac{\sum_{I=1}^{M_c} (A_c + A_{K_I}) \bar{u}_I^{CF}}{\sum_{I=1}^{M_c} (A_c + A_{K_I})} \quad (37)$$

Mit Hilfe von (35), (36) und (13) wird die Impulsgleichung in axialer Richtung (34) schließlich:

$$\Delta p = - \left(\frac{\bar{m}_c}{A_c} \right)^2 \left[\frac{\lambda_c \Delta x}{2 D_c \bar{g}_c} + \Delta \frac{1}{g_c} + \frac{K_{spc}}{2 \bar{g}_c} \right] - \frac{f_T \Delta x}{A_c} \sum_{I=1}^{M_c} (\bar{u}_c - \bar{u}_{K_I}) W_{cK_I}^T + \frac{\Delta x}{A_c} (2 \bar{u}_c - \bar{u}_{cav}^{CF}) W_c^{CF} \quad (38)$$

Wie in der Energiegleichung wurden die Abhängigkeiten von einzelnen Querströmungsraten $w_{cK_I}^{CF}$ eliminiert, und in (38) erscheinen nur die Nettoquerströmungsraten, die den Kanal C verlassen. Schließlich muß darauf hingewiesen werden, daß in den axialen Abschnitten ohne Abstandshalter die mit (38) in den Kanälen errechneten Druckverluste wirklich etwa gleich, wie erforderlich, dem Druckverlust sind, der mit Hilfe von (8) für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt errechnet wird, weil der Reibungsbeiwert λ_T für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt iterativ mit der Bedingung gleichen Druckverlustes in Abhängigkeit von den Reibungsbeiwerten λ_c der Kanäle ermittelt wird (vergl. Abschnitt 1.8, Gleichung (7d)).

In den axialen Abschnitten mit Gitter werden jedoch die Reibungsbeiwerte nicht noch einmal berechnet, worauf bereits hingewiesen wurde, sondern es werden die Widerstandsbeiwerte K_{spT} und K_{spC} alle unabhängig mit Hilfe von Gleichungen berechnet, die (9) entsprechen. Damit wird über die erforderliche Anzahl hinaus eine zusätzliche Gleichung benutzt, und deshalb sind der Druckverlust für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt Δp_T und der mittlere Kanaldruckverlust Δp_{avC} ($\cong \Delta p_c$ für alle Kanäle) nicht genau gleich. Die Austrittsdrücke dieser Abschnitte werden anhand des Druckverlustes Δp_T berechnet, weil sich die Messungen zur Ermittlung des Widerstandsbeiwerts auf den gesamten Bündelströmungsquerschnitt beziehen.

1.5.4 Schlußbemerkungen zum Transportmodell für die Kanäle

Da angenommen wurde, daß der Druck in sämtlichen Kanälen bei derselben axialen Position gleich ist und da in der Energiegleichung und Impulsgleichung in axialer Richtung nur die Nettoquerströmungsraten W_C^{CF} erscheinen, genügen die Kontinuitäts-, Energie- und Impulsgleichungen in axialer Richtung zur Beschreibung des Transportmodells, und deshalb werden in SAGAPO die Impulsgleichungen senkrecht zur axialen Richtung, die im Code COBRA verwendet werden /5/, nicht gebraucht. Die einzige Gleichung, die zusammen mit den schon erwähnten benutzt werden muß, ist die Bilanzgleichung:

$$\sum_{C=1}^{N_C} W_C^{CF} = 0 \quad (39)$$

(N_C ist die Anzahl der Kanäle). Sie folgt aus der Tatsache, daß der Gesamtdurchsatz im Bündel bei stationärer Strömung konstant bleibt (vergl. (10)).

1.6 Analyse für die Subkanäle und für die beiden Teile der Wandsubkanäle

Wie bereits erwähnt, werden für die Subkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle Kontinuitäts-, Energie- und Impulsgleichungen abgeleitet, die ähnlich denen für die Kanäle sind.

Es werden nur einige Annahmen gemacht, die die Berechnungen vereinfachen. Die grundlegende Vereinfachung ergibt sich aus der Annahme, daß jeder Subkanal mit den anderen Subkanälen desselben Kanals und mit den ihm benachbarten ganzen Kanälen Masse und Enthalpie austauscht (jedoch nicht mit den angrenzenden Subkanälen dieser Kanäle).

In gleicher Weise wird angenommen, daß jeder der beiden Teile der Wandsubkanäle mit dem anderen Teil, mit dem anderen Wandsubkanal und mit dem ihm benachbarten ganzen Kanal verbunden ist.

Damit ist es möglich, nach Lösung der Kanalgleichungen im Iterationsverfahren nur die Bilanzgleichungen der Subkanäle desselben Kanals zusammen zu lösen und dann, nach Lösung der Subkanalgleichungen, in gleicher Weise nur die Gleichungen der beiden Teile desselben Wandsubkanals zusammen zu lösen.

Die Bilanzgleichung für die Querströmungsraten der Subkanäle (SC) ist natürlich:

$$\sum_{SC=1}^{N_{SC}} W_{SC}^{CF} = W_C^{CF} \quad (40)$$

(N_{SC} ist die Anzahl der Subkanäle im Kanal C), während für die beiden Teile der Wandsubkanäle (1SC, 2SC) gilt:

$$W_{1SC}^{CF} + W_{2SC}^{CF} = W_{SC}^{CF} \quad (41)$$

Die turbulenten Vermischungsraten für die Subkanäle werden wie folgt berechnet. Die zwischen Kanälen C und K_1 ausgetauschte turbulente Rate wird gleich der Summe der zwischen ihren angrenzenden Subkanälen ausgetauschten turbulenten Raten angenommen, d.h.:

$$W_{CK_1}^T = \sum_{SC \in C} W_{SC K_1}^T \quad (42)$$

wobei die Summierung auf alle Subkanäle SC des Kanals C ausgedehnt wird, die an den Kanal K_1 angrenzen.

Ebenso wird angenommen, daß die zwischen jedem der beiden Teile der Wandsubkanäle und dem angrenzenden Kanal ausgetauschte turbulente Rate gleich der zwischen dem Subkanal, dem der Teil selbst angehört, und diesem Kanal ausgetauschten Rate ist.

Für die Berechnungen der Subkanäle wird ein mittlerer turbulenter Austauschfaktor angenommen, und die aufgrund der Turbulenz zwischen einem Subkanal SC eines Kanals C und dem angrenzenden Kanal j ausgetauschte turbulente Rate pro Längeneinheit wird durch folgende Gleichung definiert:

$$w_{SCj}^T = w_{Cj}^T \frac{\bar{\rho}_{SCj} \bar{u}_{SCj}^*}{\sum_{n=1}^{L_{SC}} \bar{\rho}_{nj} \bar{u}_{nj}^*} \quad (43)$$

wobei L_{SC} die Anzahl der Subkanäle n von Kanal C ist, die dem Kanal j benachbart sind, $\bar{\rho}_{nj}$ die Dichte und \bar{u}_{nj}^* die Schubspannungsgeschwindigkeit, gemittelt zwischen Subkanal n und Kanal j . Gleichung (43) ergibt sich leicht, wenn man (11), (12) und (42) kombiniert.

Die zwischen zwei Subkanälen SC_1 und SC_2 desselben Kanals ausgetauschte turbulente Rate wird dann mit einer (11) ähnlichen Gleichung berechnet, nämlich:

$$w_{SC_1 SC_2}^T = I G_{SC_1 SC_2} \frac{e_{SC_1 SC_2} \bar{\rho}_{SC_1 SC_2}}{\delta_{SC_1 SC_2}} \quad (44)$$

wobei der turbulente Austauschfaktor I als Eingabe für SAGAPO gegeben ist und die anderen Variablen von (44) die in Abschnitt 1.5.1 beschriebene Bedeutung haben.

Die Berechnung der turbulenten Vermischungsraten für die beiden Teile der Wandsubkanäle entspricht der oben für die Subkanäle beschriebenen Berechnung. Die pro Längeneinheit mit einem Kanal ausgetauschte turbulente Rate ist:

$$w_{iSC_K}^T = w_{SC_K}^T \quad (i=1,2), \quad (45)$$

da jedes Teil ganz mit einem Kanal verbunden ist. Die mit dem anderen Wandsubkanal SC_K ausgetauschte turbulente Rate ist dann:

$$w_{iSC_K}^T = w_{SC_K}^T \frac{\bar{\rho}_{iSC_K} \bar{u}_{iSC_K}^*}{\bar{\rho}_{1SC_K} \bar{u}_{1SC_K}^* + \bar{\rho}_{2SC_K} \bar{u}_{2SC_K}^*} \quad (i=1,2), \quad (46)$$

die ähnlich zu (43) ist. Die zwischen den beiden Teilen ausgetauschte turbulente Rate wird mit einer Gleichung berechnet, die dieselbe Form wie (44) hat. Auch der Austauschfaktor für diese Gleichung ist eine Eingabe für SAGAPO.

Schließlich muß darauf hingewiesen werden, daß die mittleren Subkanaltemperaturen, die mit Hilfe der Subkanal-Energiegleichungen berechnet werden, auf die mittlere Temperatur des umschließenden Kanals normiert werden, um eine (30) ähnliche Bedingung zu erfüllen. Die Kanal gastemperatur wird nämlich definiert als Mittelwert der darin enthaltenen Subkanal gastemperaturen. Analog werden die berechneten Gastemperaturen der beiden Teile der Wandsubkanäle auf die mittleren Temperaturen der sie enthaltenden Subkanäle normiert.

1.7 Konvergenzverfahren zur Lösung der Massenstrom- und Gastemperaturverteilungen

Das Konvergenzverfahren zur Lösung der Massenstrom- und Gastemperaturverteilungen ist eine Abänderung der von Forti und Santalo /11/ zur Berechnung der Kanäle vorgeschlagenen Methode. Diese Methode wurde auch auf die Berechnung der Subkanäle und der beiden Teile der Wandsubkanäle ausgedehnt. Sie ist praktisch ein "regula falsi"-Verfahren mit Relaxationsparameter, dessen Wert automatisch mit SAGAPO bestimmt wird. Bei jeder Iteration werden die Querströmungsratenlösungen normiert, so daß die Bilanzgleichungen (39), (40), (41), immer erfüllt sind.

Bei der Berechnung der Kanäle werden sämtliche Lösungen für Querströmungsraten bei jeder Iteration (i) korrigiert, so daß (39) mit Hilfe der folgenden Gleichung erfüllt ist:

$$W_C^{CF(i)} = W_C^{*CF(i)} + A_{norm}^{(i)} \quad (47)$$

wobei $W_C^{*CF(i)}$ die nicht normierten Querströmungsraten sind, $A_{norm}^{(i)}$ der Normierungsfaktor, definiert zu:

$$A_{\text{norm}}^{(i)} = - \left(\sum_{c=1}^{N_c} W_c^{*CF(i)} \right) \frac{A_c}{\sum_{c=1}^{N_c} A_c} \quad (48)$$

(N_c ist die Gesamtzahl der Kanäle im Bündel). Es ist leicht einzusehen, daß die Summierung der Werte $W_c^{CF(i)}$ aus Gleichung (48) immer gleich Null ist, was (39) erfüllt.

Bei der Berechnung der Kanäle beginnt der Iterationskreis, indem man keine Querströmung zwischen den Kanälen annimmt, d.h.:

$$W_c^{CF(1)} = W_c^{*CF(1)} = 0 \quad (c=1, N_c). \quad (49)$$

Auf diese Weise werden unterschiedliche Druckverluste für die Kanäle berechnet. Bei der zweiten Iteration wird die Lösung für die Querströmungsraten aus den Druckverlusten $\Delta p_c^{(1)}$ in der vorangehenden Iteration berechnet, dann wird in den folgenden Iterationen die "regula falsi"-Methode benutzt, in dem man die Lösung für die Querströmungsraten aus den Druckverlusten der beiden vorangehenden Iterationen berechnet, d.h.:

$$W_c^{CF(2)} = -0,5 \frac{\Delta p_c^{(1)} - \Delta p_{avc}^{(1)}}{\Delta p_c^{(1)}} \dot{m}_{c1} + A_{\text{norm}}^{(2)} \quad (50)$$

$$W_c^{CF(i>2)} = W_c^{CF(i-1)} - F_{\text{Rel}} \frac{(\Delta p_c^{(i-1)} - \Delta p_{avc}^{(i-1)}) (W_c^{CF(i-1)} - W_c^{CF(i-2)})}{(\Delta p_c^{(i-1)} - \Delta p_{avc}^{(i-1)}) - (\Delta p_c^{(i-2)} - \Delta p_{avc}^{(i-2)})} + A_{\text{norm}}^{(i)}$$

wobei \dot{m}_c der Eintrittsdurchsatz von Kanal C ist, F_{Rel} der Relaxationsparameter und $\Delta p_{avc}^{(j)}$ der mittlere Druckverlust bei der Iteration (j), definiert zu:

$$\Delta p_{avc}^{(j)} = \frac{\sum_{c=1}^{N_c} \Delta p_c^{(j)} \dot{m}_{c1}}{\dot{m}_T} \quad (51)$$

(\dot{m}_T ist der gesamte Durchsatz des Bündels). Die Berechnung konvergiert bei der Iteration (\bar{i}), wobei:

$$\Delta p_c^{(\bar{i})} \approx \Delta p_{awc}^{(\bar{i})} \quad (c=1, N_c) \quad (52)$$

mit einer gegebenen Genauigkeit für alle Kanäle C.

In den Fällen, in denen innerhalb einer gegebenen Maximalzahl von Iterationen keine Konvergenz erreicht wird, wird der Wert des Relaxationsparameters F_{Rel} automatisch abgeändert und mit einem neuen Iterationskreis begonnen, und dieses Verfahren wird wiederholt, bis ein Wert F_{Rel} gefunden wird, der zur Konvergenz des Bilanzgleichungssystems führt. Nur bei größeren Veränderungen der Massenstromverteilung (beispielsweise nach Gittern mit sehr unterschiedlichen Versperrungen in den verschiedenen Kanälen) wurde für keinen Wert F_{Rel} Konvergenz erreicht (für axiale Abschnitte der Länge $\Delta x \approx 2 - 3$ hydraulische Zentralkanaldurchmesser). In diesem Fall genügte es jedoch normalerweise, die Länge des Axialabschnitts zu halbieren (wird von SAGAPO in diesen Fällen automatisch getan), um jede Schwierigkeit zu überwinden.

Das Konvergenzverfahren zur Berechnung der Subkanäle und der beiden Teile der Wandsubkanäle ist praktisch dasselbe wie für die Kanäle. Das modifizierte Forti-Santalo-Verfahren wurde ausgedehnt durch Einführung von Gleichungen, die dieselbe Form wie (47) - (52) haben, in denen anstelle der Kanalvariablen W_C^{CF} die folgenden "modifizierten Querströmungsraten" zur Berechnung der Subkanäle (C ist der die Subkanäle SC enthaltende Kanal) auftreten:

$$\gamma_{sc}^{CF} = W_{sc}^{CF} - W_c^{CF} A_{sc} / A_c \quad (53)$$

und für die beiden Teile i der Wandsubkanäle SC:

$$\gamma_{isc}^{CF} = W_{isc}^{CF} - W_{sc}^{CF} A_{isc} / A_{sc} \quad (54)$$

Es ist leicht ersichtlich, daß (53) und (54) die zu (39) analogen Bedingungen

$$\sum_{SC \in C} \gamma_{SC} = 0, \quad \sum_{i=1} \gamma_{iSC} = 0 \text{ erfüllen, wenn (40) und (41) angewandt werden.}$$

Wie bereits erwähnt, ist es mit dem beschriebenen Konvergenzverfahren nicht immer möglich, die Geberkanäle (oder Subkanäle, oder den Teil der Wandsubkanäle) zu erkennen, weil nicht sicher ist, daß die Differenzen $\Delta p_x^{(i)} - \Delta p_{avx}^{(i)}$ ($x = C, SC, iSC$) gegen Null konvergieren und dabei im Iterationsverfahren immer dasselbe Vorzeichen behalten und weil es weiterhin nicht immer stimmt, daß die Vorzeichen und die absoluten Werte dieser Differenzen, die bei der ersten Iteration (in denen keine Querströmung angenommen wird) gefunden wurden, genügen, um die tatsächlichen Geber nachzuweisen. Das ist mit Hilfe eines einfachen Beispiels verständlich. Die drei Kanäle, 1, 2, 3, die in Serie geschaltet sind (1-2-3) sollen so angelegt sein, daß ohne Querströmung gilt $|\Delta p_1| > |\Delta p_2|$, aber $|\Delta p_3| \gg |\Delta p_1|$. In diesem Fall würde bei der ersten Iteration der Geber zwischen 1 und 2 als 1 ausgewiesen, ist in Wirklichkeit jedoch 2, weil 3 an 2 soviel Masse abgibt, um die Bedingung etwa gleich Δp zu erreichen, daß ein bestimmter Teil dieser Masse auch von 2 nach 1 strömt (andernfalls würde gelten $|\Delta p_2| > |\Delta p_1|$).

1.8 Reibungsbeiwerte des gesamten Bündelströmungsquerschnitts, der Kanäle, der Subkanäle und der beiden Teile der Wandsubkanäle

In den axialen Abschnitten, die keine Abstandshaltergitter enthalten, wird zur Berechnung der Reibungsbeiwerte des gesamten Bündelströmungsquerschnitts, der Kanäle, der Subkanäle und der beiden Teile der Wandsubkanäle ein Iterationsverfahren benutzt. Man geht dabei von den Werten aus, die für die Sub-Subkanäle mit Hilfe der durch Integration der logarithmischen Geschwindigkeitsprofile (vergl. Abschnitt 1.9) abgeleiteten Gleichungen bestimmt werden. Eine sinnvolle Form der Impulsgleichung in axialer Richtung, um Korrelationen für die Berechnung der anderen Reibungsbeiwerte von denen für Sub-Subkanäle abzuleiten, ist:

$$\Delta p = - \left(\frac{\bar{m}_x - \epsilon_x}{A_x} \right)^2 \left(\frac{\bar{\lambda}_x \Delta x}{2 D_x \bar{g}_x} \right) \quad (55)$$

wobei $x = C$ für die Kanäle, $x = SC$ für die Subkanäle, $x = jSC$ für die beiden Teile der Wandsubkanäle und $x = i$ für die Sub-Subkanäle. Der Faktor ξ_x beinhaltet die Beiträge der Querströmung, der turbulenten Vermischung und der Beschleunigung zur Impulsgleichung. (55) ist für $x = C$ der Gleichung äquivalent, die diese Glieder explizit für die Kanalberechnung angibt (vergl. (38)). ξ_C ergibt sich durch Kombination der beiden Gleichungen und Elimination von Δp .

Von den Reibungsbeiwerten der Sub-Subkanäle können die Reibungsbeiwerte für die größeren Strömungsquerschnitte berechnet werden, wenn die ξ_i -Werte für die Sub-Subkanäle bestimmt werden können. Wie bereits gezeigt, wäre eine Analyse, wie sie für die Kanäle, die Subkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle durchgeführt wurde, für die Berechnungen der Sub-Subkanäle zu kompliziert und aufwendig. Deshalb wird angenommen, daß die Beiträge der Querströmung, der turbulenten Vermischung und der Beschleunigung zur Impulsgleichung in axialer Richtung innerhalb jedes Eckkanals, jedes Zentralsubkanals und jedes der beiden Teile der Wandsubkanäle anteilmäßig verteilt sind, nämlich:

$$\xi_i = \sigma_c A_i = \frac{\xi_c}{A_c} A_i \quad (56)$$

für die Subkanäle i in den Eckkanälen C ,

$$\xi_i = \sigma_{sc} A_i = \frac{\xi_{sc}}{A_{sc}} A_i \quad (57)$$

für die Subkanäle in den Zentralsubkanälen SC ,

$$\xi_i = \sigma_{jsc} A_i = \frac{\xi_{jsc}}{A_{jsc}} A_i \quad (58)$$

für die Subkanäle im Teil j der Wandsubkanäle SC ($j = 1, 2$).

Die Gleichung zur Berechnung des Reibungsbeiwertes des Teils j des Wandsubkanals SC ergibt sich unter folgenden Berücksichtigungen. Es gilt für den ganzen Teil:

$$\Delta p = - \left(\frac{\bar{m}_{jsc} - \xi_{jsc}}{A_{jsc}} \right)^2 \left(\frac{\bar{\lambda}_{jsc} \Delta x}{2 D_{jsc} \bar{g}_{jsc}} \right) \quad (59)$$

und für die Sub-Subkanäle i:

$$\Delta p = - \left(\frac{\bar{m}_i - \xi_i}{A_i} \right)^2 \left(\frac{\bar{\lambda}_i \Delta x}{2 D_i \bar{g}_i} \right), \quad (60)$$

die ebenso wie folgt geschrieben werden können:

$$\xi_{jsc} = - \frac{A_{jsc} \sqrt{|\Delta p|}}{\sqrt{\frac{\bar{\lambda}_{jsc} \Delta x}{2 D_{jsc} \bar{g}_{jsc}}}} + \bar{m}_{jsc} \quad (61)$$

$$\xi_i = - \frac{A_i \sqrt{|\Delta p|}}{\sqrt{\frac{\bar{\lambda}_i \Delta x}{2 D_i \bar{g}_i}}} + \bar{m}_i. \quad (62)$$

Die Summation der L_i durch (62) definierten ξ_i -Glieder ergibt:

$$\sum_{i=1}^{L_i} \xi_i = - \sqrt{|\Delta p|} \sum_{i=1}^{L_i} \left(\frac{A_i}{\sqrt{\frac{\bar{\lambda}_i \Delta x}{2 D_i \bar{g}_i}}} \right) + \sum_{i=1}^{L_i} \bar{m}_i. \quad (63)$$

Da Gleichung (58) impliziert, daß:

$$\sum_{i=1}^{L_i} \xi_i = \xi_{jsc} \quad (64)$$

und offensichtlich auch folgende Beziehung gilt:

$$\sum_{i=1}^{L_i} \bar{m}_i = \bar{m}_{j_{sc}}, \quad (65)$$

kann nach Kombination von (61) und (63) die folgende Gleichung zur Berechnung von $\lambda_{j_{sc}}$ wie folgt geschrieben werden:

$$\lambda_{j_{sc}} = \left[\frac{A_{j_{sc}}}{\sum_{i=1}^{L_i} \frac{A_i}{\sqrt{\frac{\lambda_i \Delta x}{2D_i \bar{g}_i}}}} \right]^2 \frac{2D_{j_{sc}} \bar{g}_{j_{sc}}}{\Delta x}. \quad (66)$$

Ähnliche Gleichungen erhält man leicht zur Berechnung der Reibungsbeiwerte der Zentralsubkanäle und der Eckkanäle.

Entsprechend ergeben sich die Reibungsbeiwerte der Wandsubkanäle, wenn man die Impulsgleichung in axialer Richtung (61) für beide Teile schreibt und die analoge Subkanalgleichung formuliert:

$$\xi_{j_{sc}} = \frac{-A_{j_{sc}} \sqrt{|\Delta p|}}{\sqrt{\frac{\lambda_{j_{sc}} \Delta x}{2D_{j_{sc}} \bar{g}_{j_{sc}}}}} + \bar{m}_{j_{sc}} \quad (67)$$

und dann ξ_{1sc} zu ξ_{2sc} addiert:

$$\xi_{1sc} + \xi_{2sc} = -\sqrt{|\Delta p|} \left[\frac{A_{1sc}}{\sqrt{\frac{\lambda_{1sc} \Delta x}{2D_{1sc} \bar{g}_{1sc}}}} + \frac{A_{2sc}}{\sqrt{\frac{\lambda_{2sc} \Delta x}{2D_{2sc} \bar{g}_{2sc}}}} \right] + \bar{m}_{j_{sc}} \quad (68)$$

und schließlich Δp zwischen (67) und (68) eliminiert. Auf diese Weise wird die Gleichung zur Berechnung der Reibungsbeiwerte der Wandsubkanäle:

$$\bar{\lambda}_{sc} = \left(\frac{\xi_{1sc} + \xi_{2sc} - \bar{m}_{sc}}{\xi_{sc} - \bar{m}_{sc}} \right)^2 \left[\frac{A_{sc}}{\sum_{j=1}^2 \frac{A_{jsc}}{\sqrt{\frac{\bar{\lambda}_{jsc} \Delta x}{2 D_{jsc} \bar{\rho}_{jsc}}}}} \right]^2 \frac{2 D_{sc} \bar{\rho}_{sc}}{\Delta x} \quad (69)$$

Dasselbe Verfahren wird angewandt, um die Kanalreibungsbeiwerte aus den Subkanalwerten zu errechnen und schließlich zur Errechnung des Reibungsbeiwertes für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt aus den Kanalwerten. Es ergibt sich leicht folgende Gleichung:

$$\bar{\lambda}_c = \left(\frac{\sum_{sc=1}^{N_{sc}} \xi_{sc} - \bar{m}_c}{\xi_c - \bar{m}_c} \right)^2 \left[\frac{A_c}{\sum_{sc=1}^{N_{sc}} \frac{A_{sc}}{\sqrt{\frac{\bar{\lambda}_{sc} \Delta x}{2 D_{sc} \bar{\rho}_{sc}}}}} \right]^2 \frac{2 D_c \bar{\rho}_c}{\Delta x} \quad (70)$$

für die Kanäle, und:

$$\bar{\lambda}_T = \left[\left(\frac{A_T \frac{\sum_{c=1}^{N_c} (\bar{m}_c - \xi_c)}{\dot{m}_T}}{\sum_{c=1}^{N_c} \frac{A_c}{\sqrt{\frac{\bar{\lambda}_c \Delta x}{2 D_c \bar{\rho}_c}}}} \right)^2 - \Delta \frac{1}{\bar{\rho}_T} \right] \frac{2 D_T \bar{\rho}_T}{\Delta x} \quad (71)$$

für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt.

Schließlich muß darauf hingewiesen werden, daß die benutzte Annahme von anteilmäßigen Beiträgen der Querströmung, turbulenter Vermischungs- und Beschleunigungsglieder zur Impulsgleichung in axialer Richtung als gut genug für die Bestimmung der Reibungsbeiwerte der Subkanäle, Kanäle und des gesamten Bündelströmungsquerschnitts angesehen wird. Man fand nämlich, daß durch lineare Verteilungen des Ausdrucks $\frac{\xi_i}{A_i}$ anstelle des konstanten Werts, was zu verschiedenen λ_i -Profilen führt, die mittleren Reibungsbeiwerte der Subkanäle, Kanäle und des gesamten Bündelströmungsquerschnitts unverändert bleiben.

1.9 Analyse für die Sub-Subkanäle

Die Berechnung der Sub-Subkanäle wird nur in den axialen Abschnitten ohne Abstandshaltergitter durchgeführt, was bereits gesagt wurde. Die benutzten Gleichungen werden hier getrennt für den Fall der Sub-Subkanäle vom "Zentral-Typ" (d.h. Sub-Subkanäle der Zentralsubkanäle und der Zentralteile der Wandsubkanäle) und für den Fall der Sub-Subkanäle vom "Wand-Typ" (d.h. Sub-Subkanäle der Eckkanäle und der Wandteile der Wandsubkanäle) vorgestellt.

1.9.1 "Zentral-Typ"-Sub-Subkanäle

Die "Zentral-Typ"-Sub-Subkanäle werden als äquivalent zu Abschnitten der Innenzonen von Ringspalten angesehen. Deshalb werden die Reibungsbeiwerte λ_i dieser Sub-Subkanäle mit Hilfe der Gleichungen berechnet, die durch Integration der logarithmischen Geschwindigkeitsprofile in Ringspalten abgeleitet werden. In den axialen Abschnitten, in denen die Rohre glatt sind, gilt /4, 12/:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_{is}}} = 2,5 \ln \left(Re_i \sqrt{\frac{\lambda_{is}}{8}} \right) + 5,5 - G_{is} \quad (72)$$

mit:

$$G_{is} = \frac{3,966 + 1,25 r_{oi}/r_1}{1 + r_{oi}/r_1} + 2,5 \ln \left[2 (1 + r_{oi}/r_1) \right] \quad (73)$$

Re_i und D_i sind die Reynolds-Zahl bzw. der hydraulische Durchmesser des Sub-Subkanals, r_1 ist der Stabradius und r_{oi} der Radius der $\tau = 0$ -Linie für den äquivalenten Ringspalt, definiert als:

$$r_{oi} = \sqrt{r_1^2 + 0,5 r_1 D_i} \quad (74)$$

Entsprechend werden in den axialen Abschnitten mit aufgerauhten Stäben die Reibungsbeiwerte λ_{iR} berechnet als /4/:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_{iR}}} = 2,5 \ln \frac{D_i}{h_R} + R(h_{iWR}^+) - G_{iR} \quad (75)$$

mit:

$$G_{iR} = \frac{3,75 + 1,25 r_{oi}/r_1}{1 + r_{oi}/r_1} + 2,5 \ln [2 (1 + r_{oi}/r_1)] \quad (76)$$

wobei r_{oi} und D_i die schon erläuterte Bedeutung haben, h_R die Höhe der Rauigkeitsrippen und r_1 der volumetrische Stabradius ist. Der Rauigkeitsparameter $R(h_{iWR}^+)$ wurde nach der Methode von Dalle Donne /3/ in Abhängigkeit von der dimensionslosen Höhe der Rauigkeitsrippen h_{iWR}^+ berechnet mit:

$$h_{iWR}^+ = \frac{h_R}{D_i} Re_{iWR} \sqrt{\frac{\lambda_{iR}}{8}} \quad (77)$$

wobei Re_{iWR} die Reynolds-Zahl ist, die sich aus der Berechnung der Stoffwerte bei der Staboberflächentemperatur T_{iWR} ergibt.

Wie schon mehrfach erwähnt, werden die Bilanzgleichungen unter der Annahme gleichförmiger Beiträge der Querströmung, turbulenter Vermischung, Gasbeschleunigung und der Wärmeleitungseffekte innerhalb der umschließenden Subkanäle oder Teile von Wandsubkanälen abgeleitet.

Die mittleren Massendurchsätze \bar{m}_i können damit aus der in der Form (62) geschriebenen Impulsgleichung berechnet werden:

$$\bar{m}_i = \frac{\sqrt{|\Delta p| A_i}}{\sqrt{\frac{\lambda_i \Delta x}{2 D_i \bar{\rho}_i}}} + \xi_i \quad (78)$$

wobei Δp der in dem Berechnungsschritt für den gesamten Bündelströmungsquerschnitt vorher ermittelte Druckverlust, A_i der Strömungsquerschnitt des Sub-Subkanals, $\bar{\rho}_i$ die mittlere Gasdichte und ξ_i das Glied ist, das die Beiträge der Querströmung der turbulenten Vermischung und der Beschleunigung zur Impulsgleichung in axialer Richtung (iterativ mit Hilfe von (57) oder (58) berechnet) berücksichtigt.

Die Temperaturzunahme ΔT_i wird dann mit folgender Gleichung berechnet:

$$\Delta T_i = \frac{\bar{Q}_i \Delta x + \psi_i}{\bar{m}_i \bar{c}_{pi}} \quad (79)$$

wobei \bar{Q}_i die mittlere Wärmeleistung pro Längeneinheit ist, die den Sub-Subkanal i vom benachbarten Stab im axialen Abschnitt erreicht, \bar{c}_{pi} die spezifische Wärme bei konstantem Druck und ψ_i das Glied ist, das die Beiträge von Querströmung turbulenter Vermischung und Wärmeleitung im Gas berücksichtigt, d.h. die Beiträge der Glieder, die, wie bereits erwähnt, innerhalb des Subkanals oder des Teils vom Wandsubkanal als anteilmäßig verteilt angenommen werden.

Die Glieder ψ_i ergeben sich daher, ähnlich wie die ξ_i -Glieder in der Impulsgleichung, unter der Annahme, daß:

$$\psi_i = \chi_x A_i = \frac{\psi_x}{A_x} A_i \quad (80)$$

wobei $x = SC$ für die in den Zentralsubkanälen SC enthaltenen Sub-Subkanäle und $x = 2SC$ für die im Zentralteil (Teil 2) der Wandsubkanäle SC enthaltenen Sub-Subkanäle ist. ψ_x wird wie folgt berechnet:

$$\Psi_x = T H E X_x + C F H E X_x + C O N H E X_x \quad (81)$$

(siehe (28)).

Gleichung (75) zeigt, daß die Reibungsbeiwerte von den Temperaturen der Stäbe in den axialen Abschnitten abhängig sind, in denen die Stäbe aufgerauht sind. Damit muß in diesen Abschnitten auch das Wärmeübergangsproblem für die Sub-Subkanäle gelöst werden. Die Gleichungen zur Berechnung der Stabtemperaturen werden in Kapitel 2 für die ganzen Subkanäle ausführlich diskutiert. Da die analogen Gleichungen für die Sub-Subkanäle genau dieselbe Form haben wie die für die ganzen entsprechenden Subkanäle (oder Teile von Wandsubkanälen) und da sie darüberhinaus in der gleichen Weise abgeleitet werden, ist die Vorstellung dieser Gleichungen hier nicht notwendig. Es muß nur darauf hingewiesen werden, daß bei der Berechnung der Sub-Subkanäle die Korrekturfaktoren für die Wärmeübergangskoeffizienten infolge Einlauf- und Abstandshaltergittereinflüssen alle als gleich den entsprechenden Korrekturfaktoren des einschließenden Subkanals oder Teils des Wandsubkanals angesehen werden.

1.9.2 "Wand-Typ"-Sub-Subkanäle

Wie bereits in 1.1 erwähnt, werden die Zonen der "Wand"-Sub-Subkanäle, die innerhalb der Linie $\tau = 0$ liegen, als äquivalent zu Abschnitten von inneren Ringspaltzonen, analog zu den "Zentral-Typ"-Sub-Subkanälen, angenommen. Die Außenzonen werden als äquivalent zu den Abschnitten einer der beiden Zonen zwischen parallelen Platten für die Wand-Sub-Subkanäle und, in einem ersten Berechnungsschritt, auch für die Eck-Sub-Subkanäle angesehen. Sie werden als äquivalent zu Abschnitten von äußeren Ringspaltzonen im zweiten Berechnungsschritt für die Eck-Sub-Subkanäle angesehen.

Die in jedem der beiden Zonen benutzten Gleichungen werden im folgenden vorgestellt, wobei "a" die inneren Zonen, "b" die äußeren Zonen und "t" die ganzen Sub-Subkanäle bezeichnet.

Die Reibungsbeiwerte der Innenzone werden mit folgenden Gleichungen berechnet, die praktisch gleich (72) und (75) sind:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_{bis}}} = 2,5 \ln \left[Re_{bi} \sqrt{\frac{\lambda_{bis}}{8}} \right] + 5,5 - G_{bis} \quad (82)$$

mit:

$$G_{bis} = \frac{3,966 + 1,25 r_{oi}/r_1}{1 + r_{oi}/r_1} + 2,5 \ln [2 (1 + r_{oi}/r_1)] \quad (83)$$

für die glatten Teile, und:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_{biR}}} = 2,5 \ln \frac{D_{bi}}{h_R} + R (h_{iWR}^+) - G_{biR} \quad (84)$$

mit:

$$G_{biR} = \frac{3,75 + 1,25 r_{oi}/r_1}{1 + r_{oi}/r_1} + 2,5 \ln [2 (1 + r_{oi}/r_1)] \quad (85)$$

für die aufgerauhten Teile, wobei gilt:

$$h_{iWR}^+ = \frac{h_R}{D_{bi}} Re_{biWR} \sqrt{\frac{\lambda_{bi}}{8}} \quad (86)$$

und:

$$r_{oi} = \sqrt{r_1^2 + 0,5 r_1 D_{bi}} \quad (87)$$

Die Reibungsbeiwerte für die Außenzone werden bei der Berechnung der Wand-Sub-Subkanäle und im ersten Rechenschritt für die Eck-Sub-Subkanäle mit den Gleichungen berechnet, die durch Integration der logarithmischen Geschwindigkeitsprofile für Strömung zwischen parallelen Platten abgeleitet wurden.

Die zur Berechnung dieser Reibungsbeiwerte benutzte Gleichung lautet:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_{ai}}} = 2,5 c_s \ln \left[Re_{ai} \sqrt{\frac{\lambda_{ai}}{8}} \right] + 5,5 R_s - 6,0737 c_s \quad (88)$$

mit:

$$c_s = \begin{cases} 1 & \text{im Falle glatter Stäbe} & (89) \\ c_s(\lambda_a, \lambda_b, R_s) & \text{im Falle aufgerauhter Stäbe} & (90) \end{cases}$$

Gleichung (88) unterscheidet sich von der von Maubach /4/ für parallele Platten erzielten Gleichung aufgrund des Vorhandenseins der beiden Parameter c_s und R_s , die kleiner als 1 sind. Der Parameter c_s ist auf eine von Dalle Donne vorgeschlagene /3/ Veränderung der Maubach-Methode zurückzuführen (bezüglich der Form der Funktion (90), vergl. /3/).

Der Parameter R_s wurde in (88) eingeführt, um den Einfluß der Rauigkeit der Leitrohrwände (siehe Fall des 12-Stabbündels /13/) zu berücksichtigen. Im Falle glatter Leitrohrwände ist $R_s = 1$, während $R_s < 1$, wenn die Wände des Leitrohrs aufgerauht sind.

Ähnlich zu (88) lautet die Gleichung für die Reibungsbeiwerte der Außenzone der Eck-Sub-Subkanäle im zweiten Rechenschritt:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_{ai}}} = 2,5 c_s \ln \left[Re_{ai} \sqrt{\frac{\lambda_{ai}}{8}} \right] + 5,5 R_s - G_{ai} c_s \quad (91)$$

mit:

$$G_{ai} = \frac{3,75 + 1,25 r_{oi}/r_{2i}}{1 + r_{oi}/r_{2i}} + 2,5 \ln [2(1 + r_{oi}/r_{2i})] \quad (92)$$

r_{2i} ist der Außenradius des äquivalenten Ringspaltes, definiert als:

$$r_{2i} = \sqrt{r_1^2 + \frac{2 r_1 A_{ti}}{P_{wbi}}} \quad (93)$$

wobei A_{ti} der gesamte Strömungsquerschnitt des Sub-Subkanals i und P_{wbi} der benetzte Umfang der Innenzone des Sub-Subkanals i ist.

Gleichung (91) unterscheidet sich von der Beziehung, die Maubach /4/ für die Außenzone eines Ringspaltes erzielt hat, weil die beiden Parameter c_s und R_s auftreten, die nicht gleich 1 sind. c_s und R_s haben die schon erläuterte Bedeutung.

Die Gleichungen zur Berechnung der Massendurchsätze der beiden Zonen und der Temperaturzunahme können hier ohne viel Kommentar angegeben werden, da sie sich genau in der gleichen Weise ergeben wie schon für die "Zentral-Typ"-Sub-Subkanäle beschrieben. Sie lauten:

$$\bar{m}_{ai} = \frac{\sqrt{|\Delta p|} A_{ai}}{\sqrt{\frac{\lambda_{ai} \Delta x}{2 D_{ai} \bar{g}_{ai}}} + \bar{g}_{ai} \quad (94)$$

$$\bar{m}_{bi} = \frac{\sqrt{|\Delta p|} A_{bi}}{\sqrt{\frac{\lambda_{bi} \Delta x}{2 D_{bi} \bar{g}_{bi}}} + \xi_{bi}} \quad (95)$$

$$\Delta T_{ti} = \frac{\bar{Q}'_{ti} \Delta x + \psi_{ti}}{\bar{m}_{ti} \bar{c}_{p_{ti}}} \quad (96)$$

wobei selbstverständlich gilt:

$$\bar{m}_{ti} = \bar{m}_{ai} + \bar{m}_{bi} \quad (97)$$

\bar{Q}'_{ti} in (95) beinhaltet die mittlere Leistung des Stabes und des Leitrohrs pro Längeneinheit, die in die Sub-Subkanäle im axialen Abschnitt eintritt.

Aufgrund der üblichen Annahmen werden die Glieder ξ_{ai} und ξ_{bi} berechnet zu:

$$\xi_{ai} = \frac{\xi_{ti}}{A_{ti}} A_{ai} \quad (98)$$

$$\xi_{bi} = \frac{\xi_{ti}}{A_{ti}} A_{bi} \quad (99)$$

wobei ξ_{ti} mit Hilfe von (56) oder (58) ermittelt wird. ψ_{ti} wird mit Hilfe von (80) wie für die "Zentral-Typ"-Sub-Subkanäle berechnet.

1.9.3 Lagebestimmung der Linie $\tau = 0$ für die "Wand-Typ"-Sub-Subkanäle

Die Position der $\tau = 0$ -Linie wird nach der von Dalle Donne /3/ modifizierten Maubach-Methode /4/ berechnet, die davon ausgeht, daß die Linie $\tau = 0$ dort liegt, wo sich die beiden logarithmischen Geschwindigkeitsprofile der zwei Zonen schneiden, d.h.:

$$u_{ai}(\tau=0) = u_{bis}(\tau=0) \quad (100)$$

für die axialen Abschnitte mit glatten Stäben, und:

$$u_{ai}(\tau=0) = u_{biR}(\tau=0) \quad (101)$$

für die axialen Abschnitte mit aufgerauhten Stäben, wobei gemäß /3,4,13/ die an der $\tau = 0$ -Linie herrschenden Gasgeschwindigkeiten durch die folgenden Gleichungen definiert werden:

$$u_{ai}(\tau=0) = \bar{u}_{ai} \sqrt{\frac{\lambda_{ai}}{8}} \left\{ 2,5 c_s \ln \left[\frac{r_{2i} - r_{0i}}{\nu_{ai}} \bar{u}_{ai} \sqrt{\frac{\lambda_{ai}}{8}} \right] + 5,5 R_s \right\} \quad (102)$$

$$u_{bis}(\tau=0) = \bar{u}_{bis} \sqrt{\frac{\lambda_{bis}}{8}} \left\{ 2,5 \ln \left[\frac{r_{0i} - r_1}{\nu_{bi}} \bar{u}_{bi} \sqrt{\frac{\lambda_{bis}}{8}} \right] + 5,5 \right\} \quad (103)$$

$$u_{biR}(\tau=0) = \bar{u}_{biR} \sqrt{\frac{\lambda_{biR}}{8}} \left\{ 2,5 \ln \left[\frac{r_{0i} - r_1}{h_R} \right] + R(h_{iWR}^+) \right\} \quad (104)$$

wobei \bar{u}_{ai} und \bar{u}_{bi} die mittleren Geschwindigkeiten der beiden Zonen sind. Eine Vereinfachung von (102) - (104) wird im mathematischen Modell von SAGAPO durchgeführt, sie besteht in der Annahme gleicher Reibungsdruckverluste für den ge-

samten Bündelströmungsquerschnitt und für die beiden Zonen "a" und "b" der Sub-Subkanäle, d.h.:

$$\frac{\lambda_{ai} \bar{\rho}_{ai} \bar{u}_{ai}^2}{D_{ai}} = \frac{\lambda_{bi} \bar{\rho}_{bi} \bar{u}_{bi}^2}{D_{bi}} = \frac{\lambda_T \bar{\rho}_T \bar{u}_T^2}{D_T} \quad (105)$$

Mit Hilfe von (105) kann die Abhängigkeit von (100) und (101) von den Reibungsbeiwerten der beiden Zonen ausgeschaltet werden. Dieselbe Annahme wurde von Savatteri in den Codes NISA gemacht /14,15/. Diese Annahme ist wegen der Beiträge der Querströmungs-, turbulenten Vermischungs- und der Gasbeschleunigungsglieder zur Impulsgleichung theoretisch falsch, da diese Beiträge in den verschiedenen Unterkanälen nicht gleich sind. Im Prinzip wäre es möglich, die Lage der Linie $\tau = 0$ ohne Zuhilfenahme von (105) zu berechnen, jedoch wurde vom Autor keine Methode gefunden, Konvergenz zu erreichen, wenn λ_{ai} und λ_{bi} in (100) und (101) explizit auftreten. Die bessere - obwohl nicht exakte - Annahme gleicher Reibungsdruckverluste für die beiden Zonen der Sub-Subkanäle und den einschließenden Eckkanal oder Wandteil des Wandsubkanals (für die Eck-Sub-Subkanäle bzw. die Wand-Sub-Subkanäle), die in der ersten vorgestellten Version des Codes SAGAPO /1/ gemacht wurde, verursachte in einigen Fällen ebenfalls Konvergenzprobleme. Eine Verbesserung der Annahme von Savatteri (105) wurde deswegen aufgegeben, und zwar auch aufgrund der Tatsache, daß die mit (105) und der Annahme von /1/ erzielten Ergebnisse sich nicht merklich unterschieden und außerdem die Übereinstimmung zwischen den mit SAGAPO berechneten und den gemessenen Druckverlusten gut genug ist (siehe Kap. 3).

Mit Hilfe von (105) können (100) und (101) wie folgt vereinfacht werden:

$$F_{ai} = F_{bis} \quad (106)$$

für die axialen Abschnitte mit glatten Stäben, und:

$$F_{ai} = F_{biR} \quad (107)$$

für die axialen Abschnitte mit rauhen Stäben, wobei:

$$F_{ai} = 2,5 c_s \ln \left[\frac{Z_{ai} P_T}{\bar{m}_{ai}} \sqrt{\frac{\bar{\rho}_{ai} D_{ai}}{D_T^3}} \right] + 5,5 R_s \quad (108)$$

$$F_{biS} = \left\{ 2,5 \ln \left[\frac{Z_{bi} P_T}{\bar{m}_{bi}} \sqrt{\frac{\bar{\rho}_{bi} D_{bi}}{D_T^3}} \right] + 5,5 \right\} \sqrt{\frac{D_{bi} \bar{\rho}_{ai}}{D_{ai} \bar{\rho}_{bi}}} \quad (109)$$

$$F_{biR} = \left\{ 2,5 \ln \left[\frac{Z_{bi}}{h_R} \right] + R \left(h_{iWR}^+ \right) \right\} \sqrt{\frac{D_{bi} \bar{\rho}_{ai}}{D_{ai} \bar{\rho}_{bi}}} \quad (110)$$

Z_{ai} und Z_{bi} sind die mittleren Abstände von den Stabwänden zur Linie $\tau = 0$, beziehungsweise von den Leitrohrwänden zur Linie $\tau = 0$, und P_T ist ein Parameter definiert als:

$$P_T = \frac{\dot{m}_T D_T}{A_T} \sqrt{\frac{\bar{\lambda}_T}{8} \frac{1}{\bar{\rho}_T}} \quad (111)$$

Zur Lösung des vorgestellten Gleichungssystems muß für die "Wand-Typ"-Sub-Subkanäle auch das Wärmeübergangsproblem gelöst werden, wie es bei den "Zentral-Typ"-Sub-Subkanälen der Fall ist. Darüberhinaus müssen auch die beiden Gas-temperaturen T_{ai} und T_{bi} berechnet werden. Wie für die "Zentral-Typ"-Sub-Subkanäle sind die Gleichungen zur Berechnung von T_{WR} , T_{ai} und T_{bi} hier nicht aufgeführt, weil sie genau dieselbe Form haben wie die Subkanalgleichungen, die in Kapitel 2 ausführlicher diskutiert werden. Auch hier sind jedoch einige Bemerkungen erforderlich:

- A) Die Korrekturfaktoren für die Wärmeübergangskoeffizienten der Sub-Subkanäle infolge von Einlauf- und Abstandshaltergittereinflüssen werden alle als gleich dem Korrekturfaktor des umschließenden Eckkanals oder des Wandsubkanalteils angesehen, analog dem Fall der "Zentral-Typ"-Sub-Subkanäle.

B) Die Gastemperaturen T_{ai} und T_{bi} werden in den axialen Abschnitten mit glatten Stäben alle gleich den mittleren Werten angesehen, die der gesamten umschließenden Zone "a" oder "b" entsprechen. (Sie werden also nicht als gleich der Bulktemperatur der entsprechenden gesamten Sub-Subkanäle angesehen, wie in der ersten vorgestellten Version von SAGAPO /1/). Einzelwerte von T_{ai} und T_{bi} werden in den axialen Abschnitten mit aufgerauhten Stäben berechnet, weil die Werte der beiden Temperaturen den Wert der Stabtemperatur $T_{WR,i}$ beeinflussen, von der der Reibungsbeiwert in den aufgerauhten Abschnitten direkt abhängig ist (im Gegensatz zu den glatten Abschnitten, in denen nach /12/ angenommen wird, daß die Werte der beiden Temperaturen T_a und T_b nur die Lage der Linie $\tau = 0$ geringfügig beeinflussen).

Auch für die aufgerauhten Abschnitte wurde eine Verbesserung der Sub-Subkanalanalyse erreicht, da in der ersten vorgestellten Version des Codes T_{ai} und T_{bi} gleich den Mittelwerten angesehen wurden, die der gesamten einschließenden Zone "a" oder "b" entsprechen.

1.10 Turbulente Strömung bei niedrigen Reynolds-Zahlen

Die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile (3) und (4) werden als gültig für die gesamte "rauhe turbulente Strömung" angesehen, d.h. für Strömungen, bei denen die Rippen das hydraulische Strömungsverhalten beeinflussen /3/. Wie schon häufig erwähnt, beschreiben die Parameter $R(h^+)$ und $G(h^+)$ in (3) und (4) den Einfluß der Rauigkeit in den erwähnten Profilen. Die von Dalle Donne /3/ gefundenen Beziehungen gelten für die Funktion $G(h^+)$ für die gesamte "rauhe turbulente Strömung" sowie für die Ermittlung des asymptotischen Wertes von $R(h^+)$ für "völlig rauhe Strömung" ($h^+ \geq 100$), wobei R praktisch unabhängig von h^+ ist. Im turbulenten Übergangsbereich zwischen "völlig rauher Strömung" und "hydraulisch glatter Strömung" (d.h. zwischen dem Strömungsverhalten mit $R \cong$ konstant und dem ebenfalls turbulenten Strömungsverhalten, in dem die Rippen keinen Einfluß auf das hydraulische Verhalten der Strömung ausüben), ist die Beziehung von Dalle Donne zur Berechnung von $R(h^+)$ weniger genau, weil die Einflüsse der anderen den Parameter R zusammen mit h^+ beeinflussenden Größen zu komplex waren, um eine generell gültige Beziehung zu ermitteln /3/. Die Funktion $R(h^+)$ wird jedenfalls wie die Funktion $G(h^+)$ für die gesamte

"rauhe turbulente Strömung" in SAGAPO nach /3/ berechnet, da die Beziehung von Dalle Donne auch für die "nicht völlig raue Strömung" die beste verfügbare ist.

Für die "hydraulisch glatte Strömung" gilt das Geschwindigkeitsprofil (3) nicht mehr, jedoch sollen die Reibungsbeiwerte der Zonen innerhalb der Linie $\tau = 0$ durch Integration des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils (1) berechnet werden, das für glatte Stäbe gilt /3/.

Die Mindestwerte h_{\min}^+ , für die das Geschwindigkeitsprofil für raue Oberflächen (3) benutzt werden kann, ergeben sich, wenn man berücksichtigt, daß die Reibung bei rauher Oberfläche nie kleiner sein kann als der Wert für die entsprechende glatte Oberfläche. Da die Geschwindigkeitsprofile für die Zone "b" innerhalb der Linie $\tau = 0$ für glatte und aufgeraute Oberflächen wie folgt beschrieben werden können:

$$u_s^+ = 2,5 \ln y_b^+ + 5,5 \quad (112)$$

(entspricht (1) für die üblicherweise angenommenen Werte $a_u = 2.5$ und $b_u = 5.5$ /12/) beziehungsweise:

$$u_R^+ = 2,5 \ln \frac{y_b^+}{h_b^+} + R(h_{WR}^+) \quad (113)$$

(die (3) äquivalent ist, weil definitionsgemäß $y_b^+ = y u_b^*/\nu_b$ und $h_b^+ = h u_b^*/\nu_b$), und wenn man sich vergegenwärtigt, daß u^+ wie folgt definiert ist:

$$u^+ = \frac{u}{u \sqrt{\frac{\lambda}{8}}}, \quad (114)$$

ist es leicht ersichtlich, daß aufgrund der Bedingung $\lambda_R \geq \lambda_S$ (d.h. $u_R^+ < u_S^+$) für die "rauhe Strömung" implizit gelten muß:

$$R(h_{WR}^+) - 2,5 \ln h_b^+ \leq 5,5 \quad (115)$$

Der Code SAGAPO benutzt also die durch Intergration von (3) abgeleiteten Gleichungen für Werte h^+ , die (115) erfüllen. Er benützt auch die durch Integration (1) abgeleiteten Gleichungen für h^+ -Werte die (115) nicht erfüllen, sofern die Strömung für die entsprechende Reynolds-Zahl turbulent ist, was gilt, wenn der Wert des Reibungsbeiwertes, berechnet unter der Annahme turbulenter Strömung, größer ist als der unter der Annahme laminarer Strömung berechnete Wert (diese Bedingung entspricht etwa der Bedingung von $Re_W > 3000$ für turbulente Strömung in Rohren /16/).

Für die "hydraulisch glatte Strömung" würde es darüberhinaus vernünftig erscheinen, die Gleichungen zur Berechnung der Temperaturen glatter Stäbe auch für aufgeraute Stäbe zu verwenden, weil die Rippen das thermische Verhalten ebenfalls nicht beeinflussen dürften, wenn sie keinen Einfluß auf das hydraulische Verhalten der Strömung haben. Leider sind keine Gleichungen zur Berechnung der Temperaturen glatter Stäbe für die turbulente Strömung bei niedrigen Reynolds-Zahlen verfügbar. Der Code SAGAPO verwendet die Gleichungen nach Petukhov-Roizen /17/, die nur für $Re \geq 10^4$ gelten, und die die allgemeinsten und neuesten Beziehungen sind, die in der Literatur verfügbar sind (vergl. Kapitel 2). Beziehungen, die für $Re < 10^4$ im turbulenten Bereich gelten, sind dem Autor nicht bekannt.

Nomenklatur für Kapitel 1

A. Lateinische Buchstaben

A	Strömungsquerschnitt $[m^2]$
a_t, b_t	Koeffizienten im logarithmischen Temperaturprofil $[\text{dimensionslos}]$
a_u, b_u	Koeffizienten im logarithmischen Geschwindigkeitsprofil $[\text{dimensionslos}]$
C	Wärmeleitungsfaktor $[kW/m K]$
CFHEX	Beitrag der Querströmung zur Energiegleichung $[kW]$
CONHEX	Beitrag der Wärmeleitung zur Energiegleichung $[kW]$
c_p	spezifische Wärme bei konstantem Druck $[kW s/kg K]$
c_s	$= a_u/2,5$, für das logarithmische Geschwindigkeitsprofil an glatten Wänden $[\text{dimensionslos}]$
C_v	modifizierter Widerstandskoeffizient für die Abstandshaltergitter $[\text{dimensionslos}]$
D	hydraulischer Durchmesser $[m]$
e	spezifische Wirbelviskosität $[m^2/s]$
F_c	Widerstandsglieder in der Impulsgleichung in axialer Richtung $[N/m]$
F_{Rel}	Relaxationsfaktor im Konvergenzverfahren $[\text{dimensionslos}]$
f_t	Faktor zur Berücksichtigung der unvollkommenen Analogie zwischen spezifischer Wirbelviskosität von Wärme und Impuls $[\text{dimensionslos}]$
G	Spaltbreite $[m]$
$G(h^+)$	Parameter im logarithmischen Temperaturprofil für raue Oberflächen $[\text{dimensionslos}]$
h	Enthalpie des Gases $[kW s/kg]$
$\Delta h, dh$	Änderung der Gasenthalpie $[kW s/kg]$
h^{CF}	von den Querströmungsraten mitgeführte Enthalpie $[kW s/kg]$

h_R	Höhe der Rauigkeitsrippen [m]
h^+	$= h_R \rho u^x / \mu$, dimensionslose Höhe der Rauigkeitsrippen
h_W^+	$= h_R \rho_W u^x / \mu_W$, dimensionslose Höhe der Rippen, definiert mit den Stoffwerten, die bei der Stabtemperatur T_W ermittelt werden
I	Turbulenter Austauschfaktor [dimensionslos]
k	Wärmeleitfähigkeit des Gases [$KW/m K$]
L_i	Anzahl der Sub-Subkanäle in einem Subkanal oder Teil eines Wandsubkanals [dimensionslos]
K_{CORR}	Korrekturfaktor für die turbulenten Austauschfaktoren [dimensionslos]
K_G	Geometriefaktor für den Wärmeaustausch durch Wärmeleitfähigkeit [dimensionslos]
K_{sp}	Widerstandskoeffizienten an den Abstandshaltern [dimensionslos]
\dot{m}	Massendurchsatz [kg/s]
$\Delta \dot{m}, d\dot{m}$	Änderung der Massenströmungsrate [kg/s]
M_C	Anzahl der Kanäle K_1 , die mit einem Kanal C verbunden sind [dimensionslos]
N_C	Gesamtzahl der Kanäle C [dimensionslos]
N_{SC}	Anzahl der in einem Kanal C enthaltenen Subkanäle SC [dimensionslos]
p	Druck [N/m^2]
$\Delta p, dp$	Druckänderung [N/m^2]
P_W	benetzter Umfang [m]
R_S	$= b / 5,5$, für das logarithmische Geschwindigkeitsprofil von den Leitrohrwänden [dimensionslos]
r_1	volumetrischer Stabradius [m]
r_o	mittlerer Radius der Linie $\tau = 0$ [m]
r_2	mittlerer Radius der Leitrohrwände [m]

Re	= $\rho u D/\mu$, Reynolds-Zahl bei mittlerer Temperatur [dimensionslos]
Re _W	= $\rho_W u D/\mu_W$, Reynolds-Zahl bei Stabtemperatur [dimensionslos]
T	Gastemperatur [K]
T ₀	Referenztemperatur [K]
T ^{CF}	Querströmungstemperatur [K]
T _W	Staboberflächentemperatur [K]
ΔT	Temperaturänderung [K]
t ⁺	= $\frac{(T_W - T_t) \rho_t c_{pt} u_b^x}{\dot{Q}''}$, dimensionslose Gastemperatur
THEX	Beitrag des Turbulenzaustausches zur Energiegleichung [kW]
u	Gasgeschwindigkeit [m/s]
u ^x	= $u \sqrt{\frac{\lambda}{g}}$, Schubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
u ^{CF}	Querströmungsgeschwindigkeit [m/s]
u ⁺	u/u ^x , dimensionslose Gasgeschwindigkeit
w ^{CF}	Querströmungsrate [kg/m s]
w ^{CF}	Netto-Querströmungsrate [kg/s m]
w ^{xCF}	nicht normierte Netto-Querströmungsrate [kg/s m]
w ^T	turbulente Vermischungsrate [kg/s m]
x	axialer Abstand vom Bündeleintritt [m]
$\Delta x, dx$	Länge der axialen Abschnitte [m]
y	radialer Wandabstand des betrachteten Punktes in einem Unterkanalquerschnitt [m]
y ⁺	= $\frac{\rho_b y u_b^x}{\mu_b}$, dimensionsloser radialer Abstand von der Wand

Z = $r_0 - r_1$, radialer Abstand der Linie $\tau = 0$ von der Wand [m]

B. Griechische Buchstaben

γ	"modifizierte Querströmungsraten" für die Subkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle [Kg/s m]
δ	Abstand zwischen zwei Schwerpunkten [m]
ϵ	Versperrung (= versperrter Querschnitt/gesamter Querschnitt) [dimensionslos]
λ	Reibungsbeiwert [dimensionslos]
μ	dynamische Gasviskosität [kg/m s]
ν	kinematische Gasviskosität [m ² /s]
ξ	Beitrag der Querströmung, der turbulenten Vermischung und der Gasbeschleunigung zur Impulsbilanz [kg/s]
ρ	Gasdichte [kg/m ³]
σ	Beitrag der Querströmung, der turbulenten Vermischung und der Gasbeschleunigung zur Impulsbilanz der Unterkanäle [kg/s m ²]
τ	Schubspannung [N/m ²]
χ	Beitrag der Querströmung, der turbulenten Vermischung und der Wärmeleitung des Gases zur Energiegleichung [kW/m ²]
ψ	Beitrag der Querströmung, der turbulenten Vermischung und der Wärmeleitung des Gases zur Energiegleichung [kW]

C. Indizes

a	Zone außerhalb der Linie $\tau = 0$
av	Mittelwert ("average")
b	Zone innerhalb der Linie $\tau = 0$
C	Kanal ("channel")

CF	Querströmung ("cross-flow")
CK	Doppelindex, bezeichnet die Verbindung von C und K
\overline{CK}	Mittelwert zwischen C und K
CON	Wärmeleitung ("conduction")
CORR	Korrektur ("correction")
i	Sub-Subkanal
iSC, jSC	Teil i, j des Subkanals SC
(i), (j)	bei Iteration (i), (j)
norm	Normierung
R	rauh
Rel	Relaxation
S	glatt ("smooth")
SC	Subkanal ("subchannel")
1SC, 2SC	Wandteil der Wandsubkanäle beziehungsweise Zentralteil der Wandsubkanäle
t	gesamt ("total") (beide Bereiche dividiert durch die Linie $\tau = 0$ zusammengefaßt); bezieht sich auch auf das Temperaturprofil
T	gesamter Strömungsabschnitt ("total"); auch: infolge Turbulenz
u	bezogen auf das Geschwindigkeitsprofil
W, WR	ermittelt bei der Oberflächentemperatur der Stäbe
1	Eintritt, für axiale Abschnitte
2	Austritt, für axiale Abschnitte

Sonderzeichen

- pro Zeiteinheit
- ' pro Längeneinheit
- " pro Flächeneinheit
- Mittelwert; wenn dieses Zeichen über den Indizes einer Größe mit Doppel-Indizes steht bedeutet "-" der Mittelwert der beiden Werte dieser Größe
- + in einer dimensionslosen Form

Literatur für Kapitel 1

- /1/ A. Martelli: SAGAPO; a code for the prediction of steady state heat transfer and pressure drops in gas cooled bundles of rough and smooth rods; 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /2/ J. Marek, K. Rehme: Heat transfer in smooth and roughened rod bundles near spacer grids; 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975); cf. Reaktortagung 1975, Nürnberg, S. 46
- /3/ M. Dalle Donne: Wärmeübergang von rauhen Oberflächen, Habilitationsschrift Univ. Karlsruhe, KFK 2397 (Dez. 1976)
- /4/ K. Maubach: Reibungsgesetze turbulenter Strömungen; Chemie-Ing. Technik 42 (15), 995 (1970)
- /5/ D.S. Rowe: COBRA IIIC, a digital computer program for steady state and transient thermal-hydraulic analysis of rod bundle nuclear fuel element; BNWL-1695, Pacific Northwest Laboratory, Richland, Washington (1975)
- /6/ K. Rehme, Pressure drop correlations for fuel element spacers; Nucl. Technol. 17, 15 (1973)
- /7/ M. Dalle Donne, J. Marek, A. Martelli, K. Rehme: Forced convection heat transfer in a roughened 12 rod bundle; 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /8/ B. Kjellström: Studies of turbulent flow parallel to rod bundle of triangular array; AE-487 (1974)
- /9/ L. Ingesson und S. Hedberg: Heat transfer between subchannels in a rod bundle; Heat Transfer Conference 1970, Paris, Vol. III, FC 7.11
- /10/ U. Stiefel, EIR Würenlingen (Schweiz), persönliche Mitteilung
- /11/ C. Forti, J.M. Gonzales Santalo: A model for subchannel analysis of BWR rod bundles in steady state and transient, International Meeting Reactor Heat Transfer, Karlsruhe 9.-13. Oct. 1973, S. 464-503

- /12/ M. Dalle Donne, E. Meerwald: Heat transfer and friction coefficients for turbulent flow of air in smooth annuli at high temperatures; Int. J. Heat Mass Transfer, 16, 787-809 (1973)
- /13/ M. Dalle Donne, J. Marek, A. Martelli, K. Rehme: BR2 bundle mockup heat transfer experiments; Nuclear Engineering and Design, 40 (1977), 143-156
- /14/ C. Savatteri: NISA-I, ein Programm zur Berechnung der Reibungsbeiwerte in rauhen Stabbündeln in hexagonaler Anordnung; KFK 1714, EUR 4848d (1973)
- /15/ C. Savatteri: NISA-II, ein Fortran-Programm zur thermischen Berechnung von Stabbündeln für Gasgekühlte Schnelle Brutreaktoren mit beliebiger Stabzahl in hexagonaler Anordnung; Reaktortagung 1974, Berlin
- /16/ M. Dalle Donne und F.W. Bowditch: Experimental local heat transfer and friction coefficients for subsonic laminar transitional and turbulent flow of air or helium in a tube at high temperatures; D.P. Report 184, A.E.E., Winfrith, Dorchester, Dorset, England (1963) (declassified)
- /17/ B.S. Petukhov und L.I. Roizen: Generalized dependences for heat transfer in tubes of annular cross-section, High. Temp., Vol. 12, 485 (1975)

2. TEMPERATUR DER STÄBE UND DES LEITROHRS IN DEN SUBKANÄLEN. GASTEMPERATUR DER BEIDEN ZONEN, DIE DURCH DIE LINIE $\tau = 0$ GETRENNT SIND (TURBULENTE STRÖMUNGSBEDINGUNGEN).

2.1 Aufgeraute Abschnitte bei unbeheiztem Leitrohr

2.1.1 Einleitende Bemerkungen

In den aufgerauten Rohrabschnitten werden die Temperaturen von Stäben und Leitrohr sowie die Gastemperaturen T_a und T_b der beiden Zonen, die durch die Linie $\tau = 0$ getrennt sind, durch Integration des logarithmischen Temperaturprofils im Strömungsquerschnitt berechnet /1/:

$$t^+ = 2,5 \ln \frac{(r-r_1)}{h_R} + G(h_{WR}^+) \quad (1)$$

wobei t^+ die dimensionslose Gastemperatur ist, die definiert ist als:

$$t^+ = \frac{(T_{WR\infty} - T) \rho_B c_{PB} u_b^*}{\dot{Q}_R} \quad (2)$$

In (2) ist u_b^* die Schubspannungsgeschwindigkeit der inneren Zone, definiert als:

$$u_b^* = u_b \sqrt{\frac{\lambda_b}{8}} \quad (3)$$

Wie in Kap. 1 erwähnt, ergibt sich (1) für die Strömung in Rohren, Ringspalten oder ebenen parallelen Platten, und der Parameter $G(h^+)$ wird gegenüber der Form des Kühlkanals (dem Parameter $R(h^+)$ im Geschwindigkeitsprofil ähnlich) als unveränderlich angesehen. Deshalb gilt er auch für die turbulente Strömung in Stabbüdeln.

Das durch Gleichung (1) definierte Temperaturprofil kann für Ringspalte von der volumetrischen Außenfläche des Stabes bis zur Innenfläche der Außenwand (an der sich die Nullwärmeflußrandbedingung ($\dot{Q}'' = 0$) ergibt) als gültig angesehen werden, wenn die Außenwand als adiabatisch angenommen wird /1/. Zur Berechnung der Wandtemperaturen und der Gastemperatur der beiden Zonen wurde das Modell des äquivalenten Ringspaltes angewandt. Das bedeutet, daß die Zentralsubkanäle, die Eckkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle jeweils äquivalent dem Ringspalt mit derselben Strömungsfläche und demselben Innenrohrdurchmesser angenommen wurden.

Die Anwendung des Konzeptes des äquivalenten Ringspaltes auch auf die Zentralsubkanäle und die Zentralteile der Wandsubkanäle wurde für möglich gehalten, obwohl es am äußeren Rand keine Wand gibt, weil an dieser Stelle die Randbedingung $\dot{Q}'' = 0$ genau wie beim äquivalenten Ringspalt erfüllt ist. Diese Annahme bedeutet, daß zur Berechnung der Stabtemperaturen der Zentralsubkanäle und der Zentralteile der Wandsubkanäle die Randbedingung $\tau = 0$ im Vergleich zu der Bedingung $\dot{Q}'' = 0$ vernachlässigt werden kann (die Linie $\tau = 0$ fällt beim Bündel mit der Linie $\dot{Q}'' = 0$ zusammen). Das ist zu rechtfertigen, wenn man berücksichtigt, daß das Geschwindigkeitsprofil der turbulenten Strömung bis in die Nähe der Wände ziemlich flach ist und deshalb das Temperaturprofil nicht wesentlich beeinflusst. Ein theoretisch besserer Ansatz wäre gegeben, wenn man sich auf den Ringspalt mit einer beheizten Außenwand bezieht, deren innere Zone denselben Strömungsquerschnitt wie der Zentralsubkanal (oder der Zentralteil des Wandsubkanals) hat, an dem die von der Außenwand abgeführte Wärmemenge so groß ist, daß die Linie des Nullwärmeflusses mit der Linie der Nullschubspannung zusammen fällt. Das letztgenannte Modell ist jedoch recht schwierig in der Anwendung, und außerdem ist die Übereinstimmung zwischen den anhand der oben beschriebenen einfachen Methode durchgeführten Berechnungen und den Versuchsergebnissen genügend gut (siehe 3.2).

Gleichung (1) gilt für die Bedingungen der vollausgebildeten Strömung, jedoch stehen zur Zeit noch keine Beziehungen zur Verfügung, die den Einlaufeffekt für aufgerauhte beheizte Rohrwände berücksichtigen. Der Einlaufeffekt tritt auf, wenn nur der aufgerauhte Teil beheizt ist oder wenn dem aufgerauhten beheizten Teil ein glatter beheizter Teil vorausgeht. In beiden Fällen entwickelt sich das Temperaturprofil, und deshalb muß die Staboberflächentemperatur, die mit Hilfe der aus (1) abgeleiteten Gleichungen berechnet

wurde, korrigiert werden. Es wird hier eine Korrektur vorgenommen, die den Einfluß der Abstandshaltergitter auf die Stabtemperaturen berücksichtigt und dabei wird eine von Marek und Rehme vorgeschlagene Methode benutzt /2/.

2.1.2 Temperatur der Stäbe

Wenn man (1) von $r = r_1$ nach $r = r_{2EQ}$ integriert (d.h. vom volumetrischen Stabradius bis zur Außenwand des äquivalenten Ringspalts), lautet die Gleichung zur Berechnung der Stanton-Zahl unter der Bedingung der vollausgebildeten Strömung /1/:

$$St_{B\infty} = \frac{\frac{u_b}{u_B} \sqrt{\frac{\lambda_b}{8}}}{G(h_{WR}^+) + 2,5 \ln \frac{(r_{2EQ} - r_1)}{h_R} - \frac{1,25 + 3,75 r_1/r_{2EQ}}{1 + r_1/r_{2EQ}}} \quad (4)$$

Für Zentralsubkanäle und den Zentralteil der Wandsubkanäle verwandelt sich Gleichung (4) selbstverständlich in:

$$St_{B\infty} = \frac{\sqrt{\frac{\lambda_b}{8}}}{G(h_{WR}^+) + 2,5 \ln \frac{(r_{oEQ} - r_1)}{h_R} - \frac{1,25 + 3,75 r_1/r_{oEQ}}{1 + r_1/r_{oEQ}}} \quad (5)$$

weil $u_B = u_b$ und $r_{oEQ} \equiv r_{2EQ}$.

Definitionsgemäß kann die Nusselt-Zahl der vollausgebildeten Strömung wie folgt berechnet werden:

$$Nu_{B\infty} = St_{B\infty} Re_B Pr_B \quad (6)$$

Der Einfluß auf die Abstandshaltergitter wird durch Multiplikation mit einem Faktor berücksichtigt:

$$Y_{SP} = \frac{Nu_B}{Nu_{B\infty}} \quad (7)$$

Damit errechnet sich der Wärmeübergangskoeffizient zu:

$$\alpha_R = \frac{Nu_{B00} Y_{sp} k_B}{D} \quad (8)$$

und schließlich die Stabtemperatur:

$$T_{WR}^{\infty} = T_B + \frac{\dot{Q}_R''}{\alpha_R} \quad (9)$$

2.1.3 Abstandshaltereinfluß auf die Nusseltzahlen der Stäbe

Es wurde angenommen, daß der Einfluß der Abstandshaltergitter auf die Nusselt-Zahlen der Stäbe einen hydraulischen Durchmesser vor dem Abstandshalter beginnt und sich von dort bis zu 12 hydraulischen Durchmessern hinter den Abstandshalter erstreckt. Durch Approximation der Versuchsergebnisse von Marek und Rehme /2/ ergaben sich folgende Gleichungen:

$$Y_{sp} = 1 + 3,35 \varepsilon^2 \left(1 + \frac{X_{sp}^* - 1}{2} \right) \quad \text{wenn } -1 \leq X_{sp}^* \leq +1 \quad (10)$$

$$Y_{sp} = 1 + 3,35 \varepsilon^2 \left(1 + \frac{1 - X_{sp}^*}{4} \right) \quad \text{wenn } +1 \leq X_{sp}^* \leq +3 \quad (11)$$

$$Y_{sp} = 1 + 3,35 \varepsilon^2 \left(\frac{11 - X_{sp}^*}{16} \right) \quad \text{wenn } +3 \leq X_{sp}^* \leq +11 \quad (12)$$

ε ist die Versperrung des Gitters berechnet mit dem volumetrischen Durchmesser und X_{sp}^* ist der dimensionslose Abstand vom Beginn des Abstandshalter-

gitters, definiert als:

$$X_{sp}^* = \frac{X_{sp}}{D} \quad (13)$$

In Gleichung (13) wurde aus Sicherheitsgründen der hydraulische Durchmesser der Zentralkanäle verwendet, da er normalerweise größer ist als die hydraulischen Durchmesser der anderen Kanäle. Für die drei Kanaltypen wird damit die kleinste Länge für den Einfluß der Abstandshalter angenommen.

2.1.4 Temperatur des Leitrohres

Die Temperaturen des Leitrohres in dem Bereich, in dem sich die Strömung bereits entwickelt hat, sind für die Eckkanäle und Wandteile der Wandsubkanäle auf direktem Wege erhältlich, wenn man Gleichung (1) mit Definition (2) bei $r = r_{2EQ}$ schreibt:

$$T_{WS} = T_{WR\infty} - \frac{\dot{Q}_R^W}{\rho_B c_{PB} u_b^+} \left\{ 2,5 \ln \frac{r_{2EQ} - r_1}{h_R} + G(h_{WR}^+) \right\} \quad (14)$$

Gleichung (14) wird auch in dem Bereich benutzt, in dem sich das Temperaturprofil entwickelt (da keine anderen Beziehungen zur Verfügung stehen), wenn die mit Hilfe von Gleichung (14) berechnete Temperatur des Leitrohres die Eintrittstemperatur übersteigt. Im anderen Falle wird T_{WS} gleich der Eintrittstemperatur T_E gesetzt. Zur Berücksichtigung des Einflusses der Abstandshaltergitter konnte keine Korrektur durchgeführt werden, da keine Beziehungen verfügbar sind.

Es ist nützlich, eine dimensionslose Temperatur des Leitrohres zu definieren, was später noch erläutert werden wird:

$$\theta_S = \frac{(T_{WS} - T_B) k_B}{\dot{Q}_R^W D_{EQA}} \quad (15)$$

wobei D_{EQA} der hydraulische Durchmesser des äquivalenten Ringspalts ist.

2.1.5 Gastemperatur der beiden Zonen, die durch die Linie $r = 0$ getrennt sind

Die Gastemperatur der beiden Zonen der Eckkanäle und der Wandteile der Wandsubkanäle, die durch die Linie $r = 0$ getrennt sind, werden wie für die Stabtemperaturen mit Hilfe einer Integration des Temperaturprofils (1) über den Strömungsquerschnitt berechnet. Die Gleichung, die die Temperatur der Außenzone bestimmt, ergibt sich durch Integration von (1) von $r = r_{oEQ}$ nach $r = r_{2EQ}$ /1/:

$$T_{a\infty} = T_{WR\infty}^{\infty} - \frac{\dot{Q}_R^H}{\rho_B c_{PB} u_b \sqrt{\frac{d_b}{8}}} \left\{ G(h_{WR}^+) + \frac{2,5}{1 - \left(\frac{r_{oEQ}}{r_{2EQ}}\right)^2} \left[\left[1 - \left(\frac{r_1}{r_{2EQ}}\right)^2 \right] \right. \right.$$

$$\left. \ln \left[\frac{r_{2EQ} - r_1}{h_R} \right] - \left[\left(\frac{r_{oEQ}}{r_{2EQ}}\right)^2 - \left(\frac{r_1}{r_{2EQ}}\right)^2 \right] \ln \left[\frac{r_{oEQ} - r_1}{h_R} \right] - \right.$$

$$\left. \frac{1 + 2r_1/r_{2EQ} - (r_{oEQ}/r_{2EQ})^2 - 2r_1 r_{oEQ}/r_{2EQ}^2}{2} \right] \quad (16)$$

Diese Gleichung wird als gültig angenommen, wenn der mit Hilfe von (16) berechnete Wert $T_{a\infty}$ höher ist als die Eintrittstemperatur. In den Abschnitten, in denen diese Bedingung nicht erfüllt ist, wird lediglich angenommen, daß:

$$T_a = T_E \quad (17)$$

Das bedeutet, daß in diesen ersten Abschnitten die gesamte Wärme durch das Fluid, das durch die Innenzone strömt, abgeführt wird.

T_b ergibt sich schließlich aus der Bedingung, daß die Bulktemperatur T_B gleich dem Mittelwert der Bulktemperaturen der beiden Zonen, gewichtet mit dem

jeweiligen Strömungsquerschnitt, ist, d.h.:

$$T_b = \frac{r_{2EQ}^2 - r_1^2}{r_{0EQ}^2 - r_1^2} T_B - \frac{r_{2EQ}^2 - r_{0EQ}^2}{r_{0EQ}^2 - r_1^2} T_a \quad (18)$$

An T_a und T_b wird keine Korrektur zur Berücksichtigung des Abstandshaltergittereffekts vorgenommen, da keine Beziehungen verfügbar sind.

Die Gleichungen (9), (16), (18) werden zusammen gelöst, weil T_{WR} von T_b abhängig ist. Dabei werden die Strömungsquerschnitte und Massenströme der beiden Zonen als Summen der in der Analyse der Sub-Subkanäle berechneten Werte angenommen.

2.1.6 Korrekturen zur Berücksichtigung des Rippenwirkungsgradeffektes und der Position der Thermoelemente innerhalb der Rohrwand

Der Code enthält auch eine Korrektur für die berechneten Wandtemperaturen der aufgerauhten Stäbe, die die Wärmeleitfähigkeit des Hüllrohrmetalls und des Kühlgases berücksichtigt, wenn Hüllwerkstoff und Kühlgas nicht dieselben sind, die für die Bestimmung der Funktion $G(h_{WR}^+)$ benutzt wurden. Dieser Wärmeleitfähigkeitseffekt, oft "fin efficiency effect" (Rippenwirkungsgradeffekt) genannt, ergibt sich aus der Tatsache, daß der lokale Wärmeübergangskoeffizient zwischen einer aufgerauhten Staboberfläche und dem Kühlgas im Bereich zwischen zwei Rippen und auf den Rippen selbst nicht konstant ist und daß die Wärmeleitfähigkeit des Gases im Hinblick auf die Wärmeleitfähigkeit des Hüllrohrmetalls nicht vernachlässigbar ist /3,4,5/. Der Rippenwirkungsgrad hängt von den die Rauigkeit bestimmenden Geometrieparametern ab sowie von der dimensionslosen Kennzahl $\alpha_R h_R/k_c$, als Biot-Zahl bekannt, von der Hüllrohrwandstärke, dem Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten und der Art der Wärmeerzeugung und kann ausgedrückt werden als E_∞ oder K_∞ , festgelegt durch folgende Gleichungen:

$$E_\infty = \frac{T_{WR}^\infty - T_B}{T_{WRmax} - T_B} \quad (19)$$

$$K_\infty = \frac{T_{WR}^\infty - T_B}{T_{WRav} - T_B} \quad (20)$$

wobei T_{WRmax} die maximale örtliche Staboberflächentemperatur ist, T_{WRav} die tatsächliche mittlere Oberflächentemperatur zwischen zwei Rippen.

Eine weitere Korrektur ist vorgesehen, wenn ein Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Stabtemperaturen durchgeführt werden soll und die Thermoelemente nicht die Oberflächentemperaturen messen, sondern sich innerhalb der Rohrwand befinden. Bei elektrisch beheizten Rohren, wie zum Beispiel bei den im INR durchgeführten Experimenten, wird die Korrektur mit Hilfe folgender Gleichung vorgenommen:

$$\int_{T_{WRmeas}}^{T_{WRav}} k_c(t) dt = \frac{\bar{Q}_R'' r_1}{r_1^2 - r_2^2} \left(\frac{r_1^2 - r_{meas}^2}{2} + r_1^2 \ln \frac{r_{meas}}{r_1} \right) \quad (21)$$

Gleichung (21) berücksichtigt die Wärmeleitung in radialer Richtung in den Rohrwänden.

2.2 Glatte Abschnitte bei nicht beheiztem Leitrohr

2.2.1 Temperaturen der Stäbe und des Leitrohrs: einleitende Bemerkungen

In den axialen Abschnitten, in denen die Stäbe glatt sind, werden die Reibungsbeiwerte mit Hilfe der Integration des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils berechnet (ähnlich den aufgerauhten axialen Abschnitten), während Stab- und Leitrohrtemperaturen mit Hilfe der von Petukhov und Roizen /6/ vorgeschlagenen Gleichungen berechnet werden, die in einem großen Bereich von Reynolds- und Prandtl-Zahlen für Ringspalte bei vollausgebildetem und sich entwickelndem Temperaturprofil gültig sind. Die in /7/ vorgestellte Methode zur Berechnung der Stabtemperaturen, die die von Dalle Donne und Meerwald /8/ vorgeschlagene Gleichung benutzt, wurde aufgegeben, weil die Methode von Petukhov und Roizen allgemeingültiger ist.

Da die mit Hilfe der Petukhov-Roizen Gleichungen errechneten Nusselt-Zahlen für konstante Stoffwerte gelten /9/, wurden sie mit Hilfe des Faktors $(\frac{T_{WR}}{T_E})^{-0.2}$ korrigiert, der die Veränderungen der Stoffwerte zumindest in dem von Dalle Donne und Meerwald /8/ untersuchten Bereich berücksichtigt.

Der Einfluß der Abstandshaltergitter auf die Stabtemperaturen wurde wie im Falle der Abschnitte mit aufgerauhten Stäben dadurch berücksichtigt, daß die Nusselt-Zahlen wie von Marek und Rehme /2/ vorgeschlagen, korrigiert wurden.

Um die Petukhov-Roizen Gleichungen benutzen zu können, wurde das Modell des äquivalenten Ringspalts angewandt, d.h. die Zentralsubkanäle, Eckkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle wurden jeweils äquivalent dem Ringspalt mit demselben Strömungsquerschnitt und demselben inneren Rohrdurchmesser angenommen, wie es für die aufgerauhten Abschnitte bereits erläutert wurde.

Die gute Übereinstimmung zwischen den Berechnungen und den Messungen für das 19-Stabbündel bestätigen, daß die Annahme auch für die glatten Abschnitte genügend gut ist. Die Stabtemperaturen werden deshalb wie folgt berechnet:

$$T_{WR} = T_B + \frac{\dot{Q}_R''}{\alpha_R} \quad (22)$$

$$\alpha_R = \frac{Nu_R k_B}{D_{EQA}}, \quad (23)$$

wobei Nu_R die Nusselt-Zahl des Stabes ist. Die Temperatur des Leitrohrs ergibt sich zu:

$$T_{WS} = T_B + \frac{\theta_S \dot{Q}_R'' D_{EQA}}{k_B} \quad (24)$$

wobei θ_S die dimensionslose Temperatur des Leitrohrs ist und D_{EQ} der hydraulische Durchmesser des äquivalenten Ringspalts:

$$D_{EQA} = (D_{2EQ} - D_R) \quad (25)$$

D_{2EQ} wird für jeden Subkanal oder jeden Teil des Wandsubkanals unter der Bedingung gleicher Strömungsquerschnitte und gleicher Innenrohrdurchmesser (D_R) berechnet.

Die gleiche Korrektur (21) wie in den aufgerauhten Abschnitten ist auch bei den Temperaturen der glatten Stäbe möglich, um für elektrisch beheizte Rohre die berechneten und gemessenen Temperaturen vergleichen zu können.

2.2.2 Temperatur der Stäbe bei vollausgebildeter Strömung

Die Nusselt-Zahlen für die Stäbe bei vollausgebildeter Strömung im Fall des unbeheizten Leitrohres werden mit Hilfe folgender Gleichungen berechnet /6/:

$$\frac{Nu_{R\infty}}{Nu_{L\infty}} = \left[1 - \phi(Pr) \right] \left(\frac{D_{2EQ}}{D_R} \right)^{n(Pr)} Z \left(\frac{T_{WR\infty}}{T_E} \right)^{-0,2} \quad (26)$$

wobei:

$$\phi(Pr) = \frac{0,45}{2,4 + Pr} \quad (27)$$

$$n(Pr) = 0,16 Pr^{-0,15} \quad (28)$$

und:

$$\left\{ \begin{array}{l} Z = 1 + 7,5 \left(\frac{D_{2EQ}/D_R - 5}{Re} \right)^{0,6} \quad \text{für } \frac{D_R}{D_{2EQ}} < 0,2 \\ Z = 1 \quad \text{für } \frac{D_R}{D_{2EQ}} \geq 0,2 \end{array} \right. \quad (29)$$

$$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} Z = 1 \quad \text{für } \frac{D_R}{D_{2EQ}} \geq 0,2 \quad (30)$$

$Nu_{tu\infty}$ ist die Nusselt-Zahl bei vollausgebildeter Strömung in einem Kreisrohr, berechnet zu:

$$Nu_{tu\infty} = \frac{(\bar{\lambda}/8) Re Pr}{\bar{K} + 12,7 \sqrt{\bar{\lambda}/8} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (31)$$

$\bar{\lambda}$ ist der Reibungsbeiwert, definiert als:

$$\bar{\lambda} = (1,82 \lg Re - 1,64)^{-2} \quad (32)$$

und:

$$\bar{K} = 1,07 + \frac{900}{Re} - \frac{0,63}{1 + 10 Pr} \quad (33)$$

Gl. (26) - (33) gelten für $0,03 \leq \frac{D_R}{D_{2EQ}} \leq 1$, $10^4 \leq Re \leq 6 \times 10^5$; $0,7 \leq Pr \leq 100$, wie von Petukhov und Roizen gefunden wurde. Gleichung (26) wurde für die Berechnungen mit dem Kühlmittel Helium benutzt, obwohl für Helium $Pr = 0,67$ ist.

2.2.3 Temperatur des Leitrohres bei vollausgebildeter Strömung

Die dimensionslosen Temperaturen des Leitrohres bei vollausgebildeter Strömung wurden mit folgender Gleichung berechnet:

$$\theta_{S\infty} = 22 \frac{D_R}{D_{2EQ}} \left[0,27 \left(\frac{D_R}{D_{2EQ}} \right)^2 - 1 \right] Pe^{-0,87} Pr^{-0,18}, \quad (34)$$

die in den Bereichen $10^4 \leq Re \leq 10^6$ und $0,5 \leq Pr \leq 100$ gilt mit einem Fehler, der nicht größer als 10 % ist /6/.

2.2.4 Einlaufeffekte auf die Stabtemperaturen

Für den Bereich des sich entwickelnden Temperaturprofils geben Petukhov und Roizen nur für die Nusselt-Zahlen Gleichungen an. Damit wird bei den Berechnungen davon ausgegangen, daß die Temperatur des Leitrohrs gleich der Eintrittstemperatur ist, wenn der mit Hilfe von Gleichung (34) und der Definition (24) berechnete Wert kleiner als T_E ist.

Für die Nusselt-Zahlen der Stäbe wurden die folgenden Gleichungen benutzt:

$$Nu_R = Nu_{R00} Y_{Nu_R}, \quad (35)$$

dabei gilt:

$$Y_{Nu_R} = y = 0,86 + 0,8 \left(\frac{D_{EGA}}{X_h} \right)^{0,4} \left(\frac{D_R}{D_{2EQ}} \right)^{0,2}, \quad (36)$$

wenn $1 \leq \frac{X_h}{D_{EQ A}}$ und $y \geq 1$, und:

$$Y_{Nu_R} = 1 \quad (37)$$

wenn $y < 1$. Die Gleichung (37) entspricht dem Bereich, indem das Temperaturprofil als bereits vollausgebildet angesehen wird. Gleichung (36) gilt für $0,02 \leq D_R/D_{2EQ} \leq 1$ und $Pr = 0,7$. Da es für andere Prandtl-Zahlen keine Beziehungen gibt, wird (36) für Heliumkühlung, d.h. $Pr = 0,67$ benutzt.

2.2.5 Abstandshaltereffekte auf die Stabtemperaturen

Es wurde angenommen, daß die Abstandshaltereffekte auf die Nusselt-Zahlen der Stäbe einen hydraulischen Durchmesser vor dem Abstandshalter zu wirken beginnen und von dort 12 hydraulische Durchmesser in Strömungsrichtung an-

halten, wie bei den aufgerauhten Abschnitten. Durch Approximation der Versuchsergebnisse aus /2/, ergaben sich folgende Gleichungen:

$$Nu_R = Nu_{R\infty} Y_{sp} \quad (38)$$

wobei gilt:

$$Y_{sp} = 1 + 5,55 \varepsilon^2 \left(1 + \frac{X_{sp}^* - 1,6}{2,6} \right) \quad \text{wenn } -1 \leq X_{sp}^* \leq +1,6 \quad (39)$$

$$Y_{sp} = 1 + 5,55 \varepsilon^2 \left(1 + \frac{1,6 - X_{sp}^*}{4,2} \right) \quad \text{wenn } +1,6 \leq X_{sp}^* \leq +3 \quad (40)$$

$$Y_{sp} = 1 + 5,55 \varepsilon^2 \left(\frac{11 - X_{sp}^*}{12} \right) \quad \text{wenn } +3 \leq X_{sp}^* \leq +11 \quad (41)$$

ε bezeichnet die Versperrung des Gitters und X_{sp}^* den dimensionslosen Abstand vom Beginn des Abstandshaltergitters, definiert durch Gleichung (13).

Auch in den glatten Abschnitten wurde kein Einfluß der Abstandshaltergitter auf die Temperatur des Leitrohrs berücksichtigt, da Beziehungen nicht zur Verfügung standen.

Der Einfluß der Abstandshaltergitter auf die berechneten Temperaturprofile glatter Rohre ist aus den Abbildungen ersichtlich, die die Berechnung für das 19-Stabbündel betreffen (Abb. 21a - 28g). Der eindeutigste Effekt ergibt sich beim ersten Abstandshalter, jedoch sind die Thermoelemente leider nur in dem Bereich eingebaut, indem der Einfluß der Abstandshalter stark zurückgegangen ist.

2.2.6 Gastemperaturen der beiden Zonen, die durch die Linie $r = 0$ getrennt sind

Um genauere Berechnungen der Reibungsbeiwerte in den Eckkanälen und in den Wandteilen der Wandsubkanäle durchführen zu können, müssen die Gasstoffwerte bei den Temperaturen T_a und T_b der beiden durch die Linie $r = 0$ getrennten Zonen bestimmt werden. Im Gegensatz zum aufgerauhten Stab ist der Reibungsbeiwert nach /8/ beim glatten Stab nicht direkt von der Stabtemperatur abhängig, und deshalb werden die Stabtemperaturen und T_a sowie T_b in der Analyse der Sub-Subkanäle nicht berechnet. Vielmehr werden die den ganzen Eckkanälen oder den ganzen Wandteilen der Wandsubkanäle entsprechenden Mittelwerte für sämtliche Sub-Subkanäle benutzt.

Die mittleren Gastemperaturen der beiden Zonen werden unter der üblichen Annahme berechnet, daß die Eckkanäle und die Wandteile der Wandsubkanäle Ringspalten äquivalent sind. Dabei soll das folgende Temperaturprofil gelten:

$$t^+ = A_s \ln \frac{(r-r_1) u_b^*}{\nu_b} + B_s \quad (42)$$

(u_b^* ist die durch (3) definierte Schubspannungsgeschwindigkeit). (42) hat dieselbe Form wie in /8/, jedoch ist die dimensionslose Gastemperatur t^+ auf den ganzen Ringspalt und nicht auf seine innere Zone bezogen. Damit ist t^+ wie auch im rauhen Fall durch (2) definiert.

Der Einfluß der Abstandshaltergitter auf die Werte der Gastemperaturen der beiden Zonen wird nicht berücksichtigt, wogegen der Einlaufeffekt näherungsweise berücksichtigt wird, wie es bereits für den Fall der aufgerauhten Stäbe erklärt wurde.

Der Wert des Parameters A_s von (42) kann bestimmt werden, wenn man (42) an der Stelle $r = r_{2EQ}$ des Leitrohrs wie folgt schreibt:

$$\frac{(T_{WR\infty} - T_{WS}) \rho_B c_{PB} u_b^*}{\dot{Q}_R} = A_s \ln \frac{(r_{2EQ} - r_1) u_b^*}{\nu_b} + B_s, \quad (43)$$

Gl. (42) über den Strömungsquerschnitt von r_1 nach r_{2EQ} integriert:

$$\frac{(T_{WR\infty} - T_B) \rho_B c_{PB} u_b^*}{\dot{Q}_R} = A_s \ln \frac{(r_{2EQ} - r_1) u_b^*}{\nu_b} + B_s - A_s \frac{1,5 + 0,5 r_{2EQ}/r_1}{1 + r_{2EQ}/r_1}, \quad (44)$$

Gl. (44) von (43) subtrahiert und schließlich mit (15) kombiniert. Man erhält folgende Gleichungen, die A_s definiert:

$$A_s = -\theta_s \frac{Pe_B \frac{u_b^*}{u_B}}{G}, \quad (45)$$

wobei gilt:

$$G = \frac{1,5 + 0,5 r_{2EQ}/r_1}{1 + r_{2EQ}/r_1} \quad (46)$$

und Pe die Péclet-Zahl ist. Der Parameter B_s ergibt sich dann aus den Gleichungen (44) und (45) und der Definition (46) zu:

$$B_3 = \frac{(T_{WR\infty} - T_B) \rho_B c_{pB} u_b^*}{\dot{Q}_R} + \theta_S \frac{P_{oB} \frac{u_b^*}{u_B}}{G} \left[\ln \frac{(r_{2EQ} - r_1)}{r_b} u_b^* - G \right] \quad (47)$$

Die mittlere Temperatur der Innenzone der vollausgebildeten Strömung kann dann mit Hilfe folgender Gleichung berechnet werden, die sich aus der Integration des Temperaturprofils (42) über den Strömungsquerschnitt von $r = r_1$ bis $r = r_{oEQ}$ (das heißt, die Stelle der Linie $\tau = 0$ des äquivalenten Ringspalts) ergibt:

$$T_{b\infty} = T_{WR\infty} - \frac{\dot{Q}_R}{\rho_B c_{pB} u_b^*} \left\{ A_3 \left[\ln \frac{(r_{oEQ} - r_1) u_b^*}{r_b} - \frac{1,5 + 0,5 r_{oEQ}/r_1}{1 + r_{oEQ}/r_1} \right] + B_3 \right\} \quad (48)$$

Die mittlere Temperatur der Außenzone für die vollausgebildete Strömung ergibt sich aus der Bedingung, daß die Bulktemperatur gleich dem Mittelwert der mittleren Temperaturen der beiden Zonen, gewichtet mit den Strömungsquerschnitten ist:

$$T_{a\infty} = T_B \frac{(r_{2EQ}^2 - r_1^2)}{(r_{2EQ}^2 - r_{oEQ}^2)} - T_{b\infty} \frac{(r_{oEQ}^2 - r_1^2)}{(r_{2EQ}^2 - r_{oEQ}^2)} \quad (49)$$

Obwohl die Gleichungen (48) und (49) im Prinzip in den Bereichen nicht gelten, in denen sich das Temperaturprofil entwickelt, mußten sie auch hier benutzt werden, sobald das mit (49) berechnete $T_{a\infty}$ größer ist als die Eintrittstemperatur T_E . Vor diesem axialen Abschnitt wird angenommen, daß:

$$T_a = T_E \quad (50)$$

und damit:

$$T_b = T_B \frac{(r_{2EQ}^2 - r_1^2)}{(r_{oEQ}^2 - r_1^2)} - T_E \frac{(r_{2EQ}^2 - r_{oEQ}^2)}{(r_{oEQ}^2 - r_1^2)}, \quad (51)$$

wie in dem Fall, indem nur die aufgerauhten Abschnitte beheizt werden.

2.3 Fall des beheizten Leitrohres

Mit dem Code können auch Berechnungen für beheizte glatte Leitrohre durchgeführt werden, wenn man das "Superpositionsprinzip" anwendet. Dieses "Superpositionsprinzip" ermöglicht die Berechnung der Nusselt-Zahlen für die Stab- und Leitrohrwände, indem zunächst die beiden einfacheren Wärmeübergangsprobleme für jeweils nur eine beheizte Wand gelöst und dann die Nusselt-Zahlen und die dimensionslosen Temperaturen kombiniert werden, die sich für diese beiden Situationen ergeben, um daraus die tatsächlichen Nusselt-Zahlen zu bestimmen. Das Prinzip wurde von Petukhov und Roizen für Ringspalte mit glatten Wänden bei sich entwickelnder und ausgebildeter Strömung als gültig nachgewiesen, wenn konstante Gaseigenschaften angenommen werden /10/.

Bei gleicher Annahme kann dieses Prinzip auch im Falle des aufgerauhten Innenrohres angewandt werden, da die Art der Oberfläche das Ergebnis von Petukhov und Roizen nicht beeinflusst.

Auch wenn beide Wände beheizt sind, wird die Rechnung mit Hilfe des Modells des äquivalenten Ringspalts für die Eckkanäle und die Wandteile der Wandsubkanäle durchgeführt.

Die Nusselt-Zahl des Leitrohres und die dimensionslosen Temperaturen der Stäbe werden für den Fall von unbeheizten Stäben und beheiztem Leitrohr zur Zeit mit den Gleichungen berechnet, die in der genannten Arbeit von Petukhov und Roizen /6/ vorgeschlagen werden, und zwar nicht nur für die axialen Abschnitte, in denen die Stäbe glatt sind, sondern auch für die aufgerauhten Ab-

schnitte, obwohl die Petukhov-Roizen Gleichungen für Ringspalte erzielt wurden, bei denen beide Wände glatt sind. Diese Annahme (die gemacht wurde, weil dem Autor keine Lösungen für Ringspalte mit beheizten glatten Wänden und unbeheizten aufgerauhten Wänden bekannt waren) wird als genügend genau erachtet, weil der Einfluß der Rauigkeit der nicht beheizten Oberfläche auf das Temperaturprofil das von der Beheizung der anderen Wand herrührt, wahrscheinlich nicht sehr bedeutsam ist. Außerdem ist die durch das Gas von den Stäben abgeführte Wärmemenge normalerweise viel größer als die von den Wänden des Leitrohrs kommende Wärmemenge. Deshalb ist der Fehler für die tatsächliche Nusselt-Zahl der Stäbe geringer als der Fehler für die Nusselt-Zahl des Leitrohrs bzw. für die dimensionslose Stabtemperatur im Fall des unbeheizten Stabes. Das ergibt sich auch, wenn man die später vorgestellten Gleichungen betrachtet. Aus dem gleichen Grund wird angenommen, daß der Fehler, der sich aus dem "Superpositionsprinzip" ergibt, keinen großen Fehler der tatsächlichen Nusselt-Zahlen für Stäbe nach sich zieht, obwohl die Stoffwerte nicht konstant sind. Außerdem bewiesen Petukhov und Roizen im Experiment für niedrige Temperaturdifferenzen zwischen Wand und Gas, daß das "Superpositionsprinzip" sehr wohl anwendbar ist /9/. Zur Berechnung der Temperatur von Stäben und Leitrohr wurde daher folgendes Verfahren angewandt:

- 1) Berechnung der Nusselt-Zahl Nu_{Rad} des Stabes und der dimensionslosen Temperatur des Leitrohrs θ_{Sad} mit den Gleichungen (7) und (15) für die aufgerauhten Abschnitte und mit den Gleichungen (35) oder (38), und (34) für die glatten Abschnitte (das Subscript "ad" bedeutet hier adiabatische Leitrohrwand).
- 2) Berechnung der Nusselt-Zahl für das Leitrohr und der dimensionslosen Temperatur des Stabes die dem Fall des unbeheizten Stabes entsprechen ("ad" bedeutet hier adiabatischer Stab). Die Nusselt-Zahl des Leitrohrs wird definiert durch Gleichung:

$$Nu_{Sad} = \frac{\alpha_{Sad} D_{EGA}}{k_B} \quad (52)$$

und berechnet zu:

$$Nu_{s\text{ad}} = Y_{Nu_s} Nu_{s\infty\text{ad}}, \quad (53)$$

wobei die Nusselt-Zahl für die vollausgebildete Strömung lautet:

$$Nu_{s\infty\text{ad}} = \left[1 - \phi(Pr) \left(\frac{D_R}{D_{2EQ}} \right)^{0,6} \right] Nu_{tu\infty} \left(\frac{T_{WS}}{T_E} \right)^{-0,2} \quad (54)$$

(gültig für $0 \leq D_R/D_{2EQ} \leq 1$, $10^4 \leq Re \leq 6 \times 10^5$, $0,7 < Pr < 100$)

mit den Definitionen (27) und (31) für $\phi(Pr)$ beziehungsweise $Nu_{tu\infty}$ und

$$Y_{Nu_s} = y = 0,86 + 0,54 \left(\frac{D_{EQA}}{X_h} \right)^{0,4} \left[1 + 0,48 \left(\frac{D_R}{D_{2EQ}} \right)^{0,37} \right] \quad (55)$$

für $1 \leq \frac{X_h}{D_{EQA}}$, $y \geq 1$ und:

$$Y_{Nu_s} = 1 \quad (56)$$

für $y < 1$ (d.h. den Bereich, in dem das Temperaturprofil bereits als ausgebildet angesehen wird).

Die dimensionslosen Temperaturen der Stäbe, die definiert werden durch Gleichung:

$$\theta_{Rad} = \frac{(T_{Rad} - T_B) k_B}{\dot{Q}_S D_{EQA}}, \quad (57)$$

werden berechnet zu:

$$\theta_{\text{Rad}} = \theta_{\text{Srad}} \left(\frac{D_{2EG}}{D_R} \right), \quad (58)$$

wobei θ_{Srad} durch Gleichung (34) definiert ist. Zur Zeit wird keine Korrektur vorgenommen, um die Abstandshaltergittereffekte auf Nu_{Sad} und θ_{Rad} zu berücksichtigen, da keine Beziehungen verfügbar sind.

3) Berechnungen der tatsächlichen Nusselt-Zahlen der beiden Wände mit Hilfe der folgenden Gleichungen /6/:

$$Nu_R = \frac{Nu_{\text{Rad}}}{1 + (\dot{Q}_S'' / \dot{Q}_R'') \theta_{\text{Rad}} Nu_{\text{Rad}}} \quad (59)$$

$$Nu_S = \frac{Nu_{\text{Sad}}}{1 + (\dot{Q}_R'' / \dot{Q}_S'') \theta_{\text{Sad}} Nu_{\text{Sad}}} \quad (60)$$

Deshalb können die Temperaturen von Stäben und Leitrohr im Falle beider beheizter Wände wie folgt berechnet werden:

$$T_{WR} = T_B + \dot{Q}_R'' / \alpha_R \quad (61)$$

und:

$$T_{WS} = T_B + \dot{Q}_S'' / \alpha_S \quad (62)$$

und:

$$\alpha_{R,S} = \frac{Nu_{R,S} K_B}{De_{QA}} \quad (63)$$

Schließlich ist darauf hinzuweisen, daß sämtliche für die Berechnung der Stab- und Leitrohrtemperaturen beschriebenen Gleichungen auch als gültig angenommen werden, wenn keine axial konstanten Leistungsprofile vorliegen, wie es im Reaktor der Fall ist.

Nomenklatur für Kapitel 2

A. Lateinische Buchstaben

- A_s Koeffizient in der Gleichung des logarithmischen Temperaturprofils [dimensionslos]
- B_s Koeffizient in der Gleichung des logarithmischen Temperaturprofils [dimensionslos]
- c_p spezifische Wärme bei konstantem Druck [kW s/kg K]
- D hydraulischer Durchmesser [m]
- D_R volumetrischer Durchmesser der Stäbe [m]
- D_{2EQ} Innendurchmesser der Außenwand des äquivalenten Ringspalts [m]
- $E_\infty = \frac{T_{WR}^\infty - T_B}{T_{WR_{max}} - T_B}$, Rippenwirkungsgrad [dimensionslos]
- $G(h^+)$ Parameter im logarithmischen Temperaturprofil für aufgerauhte Oberflächen [dimensionslos]
- h_R Höhe der Rauigkeitsrippen [m]
- $h^+ = \frac{h_R \rho u^*}{\mu} = \frac{h_R}{D} \text{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}}$, dimensionslose Höhe der Rauigkeit
- $h_{WR}^+ = \frac{h_R \rho_{WR} u^*}{\mu_{WR}}$, dimensionslose Höhe der Rauigkeit bei Staboberflächen-temperatur
- k = thermische Wärmeleitfähigkeit des Gases [kW/m K]
- k_c = thermische Wärmeleitfähigkeit der Hülle [kW/m K]
- $K_\infty = \frac{T_{WR}^\infty - T_B}{T_{WRav} - T_B}$, Rippenwirkungsgrad [dimensionslos]
- $Nu = \frac{\alpha D}{k}$, Nusselt-Zahl [dimensionslos]
- $Pe = \text{Re Pr}$, Péclet-Zahl [dimensionslos]

Pr	$= \frac{\mu c_p}{k}$, Prandtl-Zahl [dimensionslos]
\dot{Q}''	Wärmeleistung pro Flächeneinheit [kW/m ²]
r	radialer Abstand vom Stabmittelpunkt [m]
r _{oEQ}	Radius der Nullschubspannungslinie für den äquivalenten Ringspalt [m]
r ₁	äußerer volumetrischer Radius des Innenrohrs [m]
r _{2EQ}	Innenradius der Außenwand für den äquivalenten Ringspalt [m]
r _i	Innenradius des Innenrohrs [m]
r _{meas}	Radius in der Wand , an dem sich die Thermoelemente befinden [m]
Re	$= \frac{\rho u D}{\mu}$, Reynolds-Zahl [dimensionslos]
R(h ⁺)	Parameter im logarithmischen Geschwindigkeitsprofil für aufgeraute Oberflächen [dimensionslos]
St	$= \alpha / \rho u c_p$, Stanton-Zahl [dimensionslos]
T	Gastemperatur [K]
T _E	Eintrittstemperatur [K]
T _W	Wandtemperatur [K]
t ⁺	$= \frac{(T_{WR} - T) \rho_B c_{pB} u_b^*}{\dot{Q}''_R}$, dimensionslose Gastemperatur
u	Mittlere Geschwindigkeit [m/s]
u [*]	$= u \sqrt{\frac{\lambda}{\rho}}$, Schubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
X _h	Abstand vom Strömungsquerschnitt, in dem die Beheizung beginnt [m]
X _{sp}	Abstand vom Beginn eines Abstandshaltergitters [m]
X _{sp} [*]	$= \frac{X_{sp}}{D}$, dimensionsloser Abstand vom Beginn eines Abstandshaltergitters

$$Y_{Nu_R} = \frac{Nu_R}{Nu_{R\infty}}, \text{ bei beheiztem Stab und unbeheiztem Leitrohr, für den Stab [dimensionslos]}$$

$$Y_{sp} = \frac{Nu_R}{Nu_{R\infty}}, \text{ im Bereich des Abstandshaltereinflusses [dimensionslos]}$$

$$Y_{Nu_S} = \frac{Nu_S}{Nu_{S\infty}}, \text{ bei beheiztem Leitrohr und unbeheiztem Stab, für den Stab [dimensionslos]}$$

B. Griechische Buchstaben

α konvektiver Wärmeübergangskoeffizient $[\text{kW/m}^2 \text{ K}]$

ϵ Versperrung des Abstandshaltergitters (versperrter Querschnitt/gesamter Querschnitt) [dimensionslos]

$$\theta_{S(R)} = \frac{(T_{WS(R)} - T_B) k}{\dot{Q}_{R(S)}^{\prime\prime} D}, \text{ dimensionslose Temperatur der unbeheizten Wand}$$

λ Reibungsbeiwert [dimensionslos]

μ dynamische Viskosität des Gases $[\text{kg/ms}]$

ν kinematische Viskosität des Gases $[\text{m}^2/\text{s}]$

ρ Dichte des Gases $[\text{kg/m}^3]$

τ Schubspannung $[\text{N/m}^2]$

C. Indizes

a Außenzone eines Ringspalts

ad adiabatisch

av Mittelwert zwischen zwei Rippen ("average")

b Innenzone eines Ringspalts

B Gesamt ("bulk")

c	zur Hülle gehörig ("canning")
E	Bündeleintritt
EQ, EQ A	für den äquivalenten Ringspalt
i	an der Innenfläche des Innenrohrs
max	maximal
meas	gemessen ("measured")
Nu	bezieht sich auf die Nusselt-Zahlen
R	bezieht sich auf die Stäbe ("rod")
S	bezieht sich auf das Leitrohr ("shroud")
sp	Abstandshalter ("spacer")
tu	für Rohre ("tube")
W	Wand
θ	bezieht sich auf die dimensionslosen Temperaturen
oEQ	für den äquivalenten Ringspalt an der Stelle der Maximalen Geschwindigkeit
1	am Außenradius der Innenwand
2EQ	für den äquivalenten Ringspalt am Innenradius der Außenwand
∞	asymptotischer Wert; bezieht sich auch auf den Wärmeleitfähigkeitseffekt

D. Sonderzeichen (rechts hochgestellt)

∞	bei unendlicher Wärmeleitfähigkeit des Hüllrohrmetalls
"	pro Flächeneinheit
+	in einer dimensionslosen Form
.	pro Zeiteinheit

Literatur für Kapitel 2

- /1/ M. Dalle Donne: Wärmeübertragung von rauhen Oberflächen, Habilitationsschrift, Univ. Karlsruhe, KFK 2397 (Dez. 1976)
- /2/ J. Marek und K. Rehme: Heat transfer in smooth and roughened rod bundles near spacer grids, 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975); cf. Reaktortagung 1975, Nürnberg, S. 46
- /3/ P.L. Mantel, A.R. Freemann und J. Watts: Conductivity effects on ribbed surface heat transfer, Int. J. Heat Mass Transfer, 14, 1825 (1971)
- /4/ J. Watts: Effect of rib shape and spacing on conductivity corrections to ribbed surfaces heat transfer data, CEGB Report RD/B/N2106 (1971)
- /5/ M. Hudina und S. Yanar: The influence of heat conduction on the heat transfer performance of some ribbed surface tested in ROHAN experiment, EIR Report TM-IN-572 (1974)
- /6/ B.S. Petukhov and L.I. Roizen: Generalized dependences for heat transfer in tubes of annular cross-section, High Temp., Vol. 12, 485 (1975)
- /7/ A. Martelli: SAGAPO, a code for the prediction of steady state heat transfer and pressure drops in gas cooled bundles of rough and smooth rods, 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /8/ M. Dalle Donne und E. Meerwald: Heat transfer and friction coefficients for turbulent flow of air in smooth annuli at high temperatures, Int. J. Heat Mass Transfer, 16, S. 787-809 (1973)
- /9/ B.S. Petukhov and L.I. Roizen: Heat exchange during gas flow in pipes with annular cross-section, Heat and Mass Transfer, 1, Convective heat exchange in an homogeneous medium, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem 1967
- /10/ B.S. Petukhov and L.I. Roizen: Inzh.-Fiz. Zh., 6, No. 3 (1963) (in Russisch)

3. VERGLEICH MIT EXPERIMENTELLEN ERGEBNISSEN BEI TURBULENTER STRÖMUNG

3.1 Einleitende Bemerkungen

Das für die thermo- und fluiddynamische Analyse von gasgekühlten Brennelementbündeln entwickelte Modell wurde mit den für ein 19-Stabbündel /1,2,3/ und drei 12-Stabbündel /4,5,6/ verfügbaren Versuchsdaten getestet. Die Wärmeübergangstests für diese Bündel wurden im Hochdruckheliumkreislauf des Wärmeübergangslabors des INR durchgeführt.

Die zwischen berechneten und experimentellen Ergebnissen für beide Typen von Bündeln mit sehr unterschiedlicher Geometrie erzielte gute Übereinstimmung zeigt, daß das entwickelte Modell richtig ist und, daß mit dem Code SAGAPO ein gutes Werkzeug zur Voraussage des thermo- und fluiddynamischen Verhaltens in Stabbündeln ist.

Eine kurze Beschreibung der Teststrecken wird zusammen mit dem Vergleich zwischen Berechnungen und Experimenten für beide Bündelarten im 2. und 3. Abschnitt dieses Kapitels gegeben. Im 4. Abschnitt sind die Hauptergebnisse der thermo- und fluiddynamischen Auslegung des 12-Stabbündelelements enthalten, das im Belgischen Reaktor BR2 bestrahlt werden soll /6,7/. Einige Bemerkungen über die Rechenzeit der durchgeführten Berechnungen sind schließlich in 3.5 enthalten.

3.1.1 Gleichungen für die Berechnung der Heliumstoffwerte

Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme des Heliums werden für die Berechnungen nach Pfriem bestimmt /8/. So wird die Viskosität mit Hilfe der folgenden Gleichung errechnet:

$$\mu = 18,84 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T}{273,16} \right)^{0,66} \quad [\text{kg/m s}] \quad (1)$$

(unabhängig vom Druck), die Wärmeleitfähigkeit als:

$$k = 14,693 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{273,16} \right)^{0,66} \quad [\text{kg/m K}] \quad (2)$$

(auch unabhängig vom Druck) und die spezifische Wärme bei konstantem Druck als:

$$c_p = 5,199 \quad [\text{kWs/kg K}] \quad (3)$$

(unabhängig von Druck und Temperatur).

Die Dichte des Heliums wurde mit folgender Gleichung bestimmt:

$$\rho = 0,1762 \cdot 10^{-5} \cdot p \left(\frac{273,16}{T} \right) - 0,94 \cdot 10^{-14} \cdot p^2 \left(\frac{273,16}{T} \right)^{2,2} \quad [\text{kg/m}^3] \quad (4)$$

die von H.Petersen /9/ vorgeschlagen wurde und sich von der Gleichung für ideale Gase nur wenig unterscheidet ($[p] = \text{N/m}^2$).

3.1.2 Korrekturen zur Berücksichtigung der Rippenwirkungseffekte

Bei der Berechnung der aufgerauten Abschnitte wurde angenommen, daß die durch Integration des logarithmischen Temperaturprofils berechneten Stabtemperaturen die einer unendlichen Wärmeleitfähigkeit des Hüllrohrmetalls (d.h. einer Biot-Zahl gleich Null) entsprechenden Temperaturen sind, da die zur Bestimmung von $G(h^+)$ durchgeführten Tests mit Luft durchgeführt wurden, deren Wärmeleitfähigkeit weitaus niedriger als die von Helium (dem Kühlmittel in den Experimenten) ist. Die Gleichungen (19) und (20) des Kapitels 2 wurden also benutzt, um die maximalen und die zwischen zwei Rippen befindlichen mittleren Staboberflächentemperaturen zu berechnen.

3.1.3 Korrekturen zur Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung der Struktur

Sämtliche geometrische Eingabegrößen wurden zur Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung der Struktur mit Hilfe der folgenden Gleichung korrigiert:

$$\Delta L = L_0 \beta (T - T_0) \quad (5)$$

T_0 ist die Raumtemperatur, die mit 20°C angenommen wird, L_0 sind die Längen bei T_0 , β ist der Ausdehnungskoeffizient und L ist die Änderung der Längen.

Die volumetrischen Durchmesser, die Rohrlängen und die Rippenhöhen wurden dadurch korrigiert, daß man T gleich der mittleren Stabtemperatur in jedem der fünf axialen Teile setzt, in die die Stäbe aufgeteilt werden können (Vergl. 1.1).

Die mittlere Temperatur des Gases wurde benutzt, um den Stababstand und die Breite der Abstandshalter, die mittlere Temperatur des Leitrohrs wurde benutzt um die axialen und radialen Ausdehnung der Leitrohrwände in jedem der fünf Teile zu korrigieren. Die genannten mittleren Temperaturen sind eine Eingabe für SAGAPO. Es wurde also eine erste Berechnung mit $T = T_0$ (keine Expansion der Struktur), und daraufhin eine zweite Rechnung mit den im vorangehenden Schritt errechneten T -Werten durchgeführt. Zwei Rechenschritte genügten schon, um die Korrekturen genügend genau durchzuführen.

3.2 19-Stabbündel

Die Ergebnisse der mit dem 19-Stabbündel durchgeführten Experimente sind in /1,2,3/ zusammen mit einer Beschreibung der Teststrecke und der Instrumentierung enthalten. Hier wird nur die Teststrecke kurz beschrieben und anschließend wird der Vergleich zwischen experimentellen und berechneten Ergebnissen diskutiert.

3.2.1 Teststrecke

Die Teststrecke bestand aus 19 hexagonal in einem sechseckigen Kanal angeordneten Rohren (Abb. 10). Die Rohre mit $D_R = 18,3$ mm Außendurchmesser bestanden aus wärmebeständigem Stahl (Nr. 4841) und wurden mit einem Abstandsverhältnis $P/D_R = 1,43$ angeordnet. Die gesamte Länge der Teststrecke betrug $L = 2280$ mm, dessen unterer Teil (750 mm) aufgerauht wurde, indem man in die Außenfläche der Rohre quadratische Querrippen schnitt (Abb. 11).

Das sechseckige Leitrohr bestand aus Kupfer mit einer Schlüsselweite $SW = 120,0$ mm. Das sich daraus ergebende Verhältnis des Wandabstands war $W/D_R = 1,31$. Eine kurze unbeheizte Anfangsstrecke $L = 432$ mm aus Kupferrohr war allen beheizten Rohren vorgeschaltet. Die Rohre wurden am Eintritt mit einer Kupferplatte verlötet und in drei Ebenen über die Gesamtlänge durch Abstandshaltergitter aus Edelstahl gehalten (Abb. 12). Diese Abstandshalter wurden gegen die beheizten Rohre mit einer dünnen (0,2 mm) Aluminium-Oxid-Schicht elektrisch isoliert, die über eine Länge von 30 mm auf die Rohroberfläche aufgebracht wurde.

3.2.2 Gleichungen für die Berechnung der Wärmeausdehnungskoeffizienten

Die für die Wärmeausdehnungskoeffizienten benutzten Beziehungen - sie ergeben sich durch Approximation der Tabellenwerte aus /10/ in den interessierenden Temperaturbereichen - sind:

$$\beta_{st} = 0,1532 \cdot 10^{-4} + 0,25 \cdot 10^{-8} T \quad \left[\frac{\bar{m}}{m \text{ K}} \right] \quad (6)$$

für die Stahlwände, und:

$$\beta_{cu} = 0,1483 \cdot 10^{-4} + 0,667 \cdot 10^{-8} T \quad \left[\frac{\bar{m}}{m \text{ K}} \right] \quad (7)$$

für die Kupferwände.

3.2.3 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: einleitende Bemerkungen

Die Experimente betrafen einen Bereich von Reynolds-Zahlen zwischen $Re_E = 1.1 \times 10^3$ und 1.1×10^5 , wobei Re_E die Reynolds-Zahl am Bündeleintritt ist. Die Versuchswerte sind in /1,2/ enthalten, mit Ausnahme der Werte, die sich auf die beiden letzten thermischen Tests vor dem Versagen des Bündels beziehen. In diesem Kapitel werden nur die Ergebnisse für die Versuche bei turbulenter Strömung genannt, in denen $Re > 10^4$ ist, da die für die Berechnung der Stabtemperaturen in dem glatten Teil benutzten Gleichungen für $10^4 < Re < 10^6$ gültig sind /11/.

Im Versuch 4 ist die Strömung laminar und die Berechnung wird in Kapitel 4 diskutiert.

Die für Test 6 ($Re_E = 4,4 \times 10^3$) durchgeführten Berechnungen haben gezeigt, daß sich die Strömung hier im Übergangsbereich zwischen laminarem und turbulentem Strömungszustand in den beheizten Abschnitten befindet. Die aufgerauhten Abschnitte müssen hinsichtlich der Strömung als "glatt" angesehen werden, da $R(h_{WR}^+) > 5,5 + 2,5 \ln h_B^+$ (vergl. Kapitel 1 (115)). Es wurde versucht, mit den Petukhov-Roizen Gleichungen /11/ für glatte Oberflächen die Stabtemperaturen zu berechnen. Die berechneten Stabtemperaturen waren 60 % höher als die gemessenen. Der Grund für diese Abweichung kann nicht angegeben werden, weil die Beziehungen von Petukhov-Roizen für die Reynoldszahl dieses Tests nicht gültig sind.

Die in den Berechnungen benutzten Parameter $R(h_{WR}^+)$ und $G(h_{WR}^+)$ lauten nach den von Dalle Donne angegebenen Beziehungen /12/:

$$R(h_{WR}^+) = 2,71 + \frac{5100}{(h_{WR}^+)^3} + 0,4 \ln \left(\frac{h_R}{0,01(r_0 - r_1)} \right) + \frac{5}{\sqrt{h_{WR}^+}} \left(\frac{T_{WR\infty}^\infty}{T_b} - 1 \right)^2 \quad (8)$$

$$G(h_{WR}^+) = 3,813 (h_{WR}^+)^{0,274} Pr^{0,44} \left(\frac{T_{WR\infty}^\infty}{T_B} \right)^{0,5} \left(\frac{h_R}{0,01(r_2 - r_1)} \right)^{0,053}, \quad (9)$$

wobei $r_2 \equiv r_0$ und $T_b \equiv T_B$ in den Zentralsubkanälen und in den Zentralteilen der Wandsubkanäle ist.

Die kürzlich im INR mit einem der Stäbe des 19-Stabbündels in einem glatten Rohr durchgeführten Versuche scheinen die Voraussage von Dalle Donne gut zu bestätigen, obgleich einige Zweifel insbesondere deshalb bestehen, weil hinsichtlich des Bündelwerts $\frac{h_R}{(r_0 - r_1)}$ noch keine Messungen durchgeführt wurden.

Am Bündeleintritt wurde in den Rechnungen die Gastemperatur als konstant über den Strömungsquerschnitt und der Durchsatz als anteilmäßig verteilt angenommen.

3.2.4 Berechnung der Druckverluste

Die Abbildungen 13-20 zeigen Vergleiche zwischen berechneten und gemessenen Druckverlusten für die thermischen Tests. Der Druckverlust wurde in den Versuchen 10 und 11 nicht gemessen, weil diese einen bereits untersuchten Bereich der Reynolds-Zahlen abdeckten.

Für den Druckabfall am Bündeleintritt wurde ein Koeffizient $K_E = 1,2$ angenommen:

$$\Delta p_E = - K_E \frac{\rho_B u_B^2}{2} \quad (10)$$

Die Druckverluste an den Abstandshaltergittern wurden berechnet zu:

$$\Delta p_{sp} = - C_v \epsilon^2 \frac{\rho_B u_B^2}{2} \quad (11)$$

Die Funktion $C_v = C_v(\text{Re})$ des verwendeten Gitters wurde im Wasserkreislauf des Wärmeübergangslabors des INR noch nicht gemessen, und deshalb erhielt der Autor die transformierten Widerstandskoeffizienten anhand eines Artikels von Rehme /13/. Da der Mindestwert der Reynoldszahlen für die durchgeführten Tests nicht sehr viel unter 4×10^4 lag und da in diesem Bereich die von Rehme (für Gitter mit etwa denselben Merkmalen wie die im 19-Stabbündel) erzielten C_v -Funktionen praktisch zusammenfallen und:

$$6 \leq C_v \leq 7 \quad (12)$$

ist, wurde der Mittelwert $C_v = 6,5$ benutzt.

3.2.5 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Druckverlusten:

Diskussion der Einflüsse der verschiedenen Parameter

Der Vergleich zwischen Berechnungen und Messungen zeigt, daß der angenommene Wert C_v vielleicht zu niedrig ist (und in diesem Falle wäre K_E zu hoch). Das könnte zumindest teilweise auf die dünne rauhe Aluminium-Oxid-Schicht zurückzuführen sein, die zur Isolierung der Abstandshalter auf die Oberfläche der glatten Rohre aufgebracht wurde. Auch scheinen die für den aufgerauhten Abschnitt berechneten Reibungsbeiwerte zu niedrig zu sein, insbesondere bei den größten Reynolds-Zahlen. Angenommen die Wände der Leitrohre sind wirklich glatt, dann würde der gemessene Druckgradient bedeuten, daß ein niedrigerer Wert für $R(h^+)$ benutzt werden muß als der in den Beziehungen von Dalle Donne vorausgesagte, um eine Übereinstimmung von Rechnung und Messung zu erhalten.

Es ist nicht sicher, ob das Leitrohr glatt ist. Die meisten Messungen des Druckverlustes zeigen für die isothermen Tests einen Reibungsbeiwert des glatten Teils, der um 15 % höher liegt als beim glatten Rohr /2/. Aus den theoretischen Voraussagen von Rehme folgt nur ein Wert von etwa 3 %, was mit den im Code SAGAPO erzielten Ergebnissen gut übereinstimmt. Dieser Effekt ist nicht so systematisch in den thermischen Tests (Abb.13-18), in denen die Messungen wegen der größeren Druckverluste wahrscheinlich etwas genauer sind (hauptsächlich wegen Expansion des Gases). Die Druckdifferenzen vom Eintritt zu den beiden Meßstellen des glatten Teils sind außerdem nicht sehr groß und die beiden Meßstellen liegen nahe beieinander (eine dritte Meßstelle wurde vor den beiden anderen eingebaut, funktionierte aber nicht). Die hohen Druckverluste, die die isothermen Messungen im glatten Teil ergeben, könnten also einfach auf Meßfehler zurückgehen. Es ist jedoch schwierig, die verschiedenen in den thermischen Tests erzielten Ergebnisse auf diese Weise zu erklären, weil der geringe Anstieg der Druckdifferenzen infolge Heizung nicht groß genug zu sein scheint, um eine beträchtliche Zunahme der Meßgenauigkeit zu rechtfertigen. Eine andere Erklärung könnte stimmen, daß nämlich das Leitrohr tatsächlich rauh ist, wie die isothermen Messungen anzeigen, und daß diese Wirkung in den thermischen Tests nicht sichtbar wird, weil die Stäbe verborgen sind, was die Temperaturmessungen zeigen (vergl. 3.2.8). Die Verbiegungen bewirken in der Tat eine Abnahme der Reibungsbeiwerte /14/.

Schließlich wurde ein Beitrag zu den Druckverlusten vernachlässigt, der sich aus der Tatsache ergibt, daß sich das Geschwindigkeitsprofil nach Beginn des rauhen Teils infolge der starken Massenumverteilung wieder ausbilden muß. Zur Berücksichtigung dieses Effekts stehen keine Beziehungen zur Verfügung, jedoch muß dieser Effekt vorhanden sein, da der Parallel-Effekt auf die Stabtemperaturen leicht festgestellt werden konnte (/2/ und 3.2.8 in dieser Arbeit).

Um zu einer Schlußfolgerung zu gelangen, muß man den Druckverlust am Abstandhalter und den Druckverlust durch das Leitrohr allein messen. Außerdem muß die Voraussage von Dalle Donne für den Bündelwert $h_R/(r_0-r_1)$ nachgeprüft werden.

Am Austritt wird kein Druckgewinn angenommen, da zusammen mit dem Gewinn auch örtliche Druckverluste zu berücksichtigen wären und der Vergleich zwischen Berechnungen und Messungen keine konkrete Aussage liefert.

3.2.6 Vernachlässigung des Rippenwirkungsgradeffektes bei der Berechnung der Stabtemperatur

Die Abbildungen 21-28 zeigen die Vergleiche zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen der Stäbe und des Leitrohrs (die Leitrohrwände entsprechen in den Abbildungen einer "Stabnummer" ≥ 20).

Die Funktion $K_{\infty}=K_{\infty}(Bi)$ für die Rauigkeit und die Rohrgeometrie der Stäbe dieses Bündels ist nicht verfügbar. Nur die Funktionen $E_{\infty}=E_{\infty}(Bi)$ stehen für aufgeraute Rohre mit quadratischen Rippen für Abstand-zu-Höhe-Verhältnisse von 3 und 7 zur Verfügung /15/. Wenn man linear auf den Bündelwert extrapoliert (Abstand/Höhe = 9) ergibt sich:

$$E_{\infty} = 1 - 2,712 Bi + 13,10 \cdot Bi^2, \quad (13)$$

in der die Biot-Zahl wie folgt definiert ist:

$$Bi = \frac{\alpha_{T_{\infty}} h_R}{k_c}, \quad (14)$$

wobei $\alpha_{T_{\infty}}$ der über die Gesamtfläche A_T (Rippenfläche inbegriffen) bei unendlicher Wärmeleitfähigkeit des Metalls der Rohrwand gemittelte konvektive Wärmeübergangskoeffizient ist:

$$\alpha_{T_{\infty}} = \frac{1}{A_T} \int_{A_T} \alpha \, dA \quad (15)$$

und k_c die Wärmeleitfähigkeit des Metalls ist, berechnet zu:

$$k_c = 0,008223 + 1,5823 \cdot 10^{-5} T \quad [\text{kW/m K}] \quad (16)$$

(der k_c -Wert bei 20°C wird aus /10/ abgeleitet, und die Steigung wird gleich der für Stahl Nr. 1.4988 /16/ angenommen). Es wurde festgestellt, daß die mit Hilfe des Rippenwirkungsgrades E_{∞} durchgeführte Korrektur klein ist. Außerdem müßte für einen Vergleich mit den Versuchsergebnissen die mittlere Temperatur zwischen zwei Rippen (ergibt sich aus der Korrektur mit Hilfe von K_{∞}) berücksichtigt werden und nicht die Maximaltemperatur (ergibt sich mit Hilfe von E_{∞}), da die in der Mitte zwischen zwei Rippen angebrachten Thermolemente das Temperaturfeld innerhalb der Wand durch Profilabflachung störten. Die Wärmeerzeugung ist nämlich an der Stelle des Thermolementes gleich Null, d.h. in der Nähe des Punktes, an dem die Temperatur ein Maximum erreicht hätte, wenn kein Thermolement vorhanden wäre /17/. Beide Funktionen K_{∞} und E_{∞} werden für eine Rauigkeit mit trapezförmigen Rippen in einem Bericht von Hudina und Yanar dargestellt /18/. Hier sind die Werte für K_{∞} viel größer im Vergleich zu denen für E_{∞} . Es kann zweckmäßigerweise angenommen werden, daß dies auch für die anderen Rauigkeitsarten gilt, und deshalb wurde keine Korrektur aufgrund des Wärmeleitfähigkeitseffekts in den für das 19-Stabbündel durchgeführten Berechnungen berücksichtigt. Auch wird

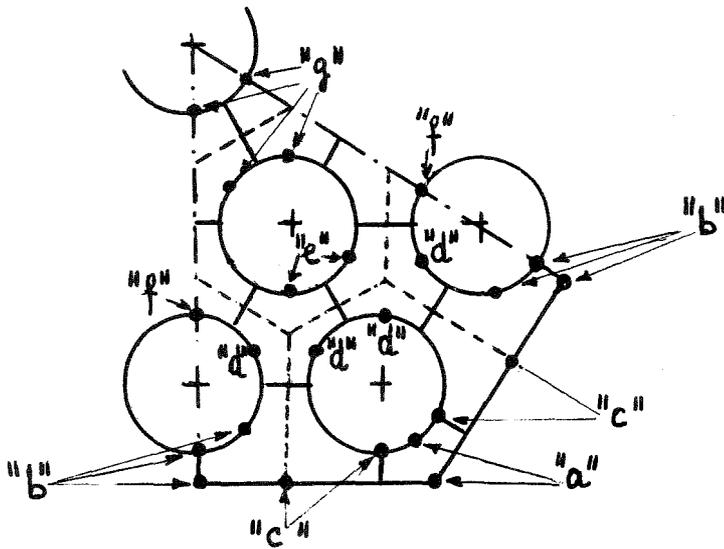
die Korrektur infolge der Lage der Thermolemente im Innern der Wand vernachlässigt, da diese Korrektur hier gering ist und außerdem die Thermolemente nicht alle an derselben Stelle angebracht sind, sondern einige in der Nähe der Außenfläche und einige weiter im Innern der Wand.

3.2.7 Ein Blick auf die berechneten und gemessenen axialen Temperaturprofile

Sämtliche Abbildungen (21-28) zeigen, daß die Stabtemperaturen am Anfang des glatten beheizten Teils, wo sich das Temperaturprofil entwickelt, schnell ansteigen^(*). Es folgt ein Temperaturabfall durch den Einfluß des ersten Abstandshalters, und dann steigen die Temperaturen wieder bis zum Ende des ersten beheizten Teils. Der Effekt des zweiten Abstandshalters kann nicht festgestellt werden, weil er sehr nahe am Ende des beheizten glatten Teils liegt, wo die Temperatur auch infolge des Beginns des rauhen Teils fällt. Es wird kein Einfluß dieses Abstandshalters auf den rauhen Teil berücksichtigt. Die gemessenen und berechneten Stabtemperaturen sind in dem aufgerauhten Teil weitaus niedriger als in dem glatten. Der sehr abrupte Temperaturanstieg am Ende der Rauigkeit, der infolge des Vorhandenseins eines kurzen zweiten glatten beheizten Teils berechnet wird, bestätigt sich durch die Messungen. In diesem kurzen Teil gibt es einen dritten Abstandhalter: der Abfall der berechneten Stabtemperatur unmittelbar nach dem abrupten Anstieg ist auf diesen Effekt zurückzuführen. Es muß darauf hingewiesen werden, daß die Stabtemperaturen mit Hilfe der für vollausgebildete Strömung im gesamten aufgerauhten Teil gültigen Gleichungen berechnet wurden; das würde zu hohe berechnete Temperaturen wegen des Beginns der Rauigkeit und des Vorhandenseins des Abstandshalters bedeuten. Aber auch die axiale Wärmeleitung in der Wand wurde vernachlässigt, die den Temperaturabfall zwischen den beiden Teilen abflachen würde, so daß die zuvor beschriebenen Effekte in dem rauhen Teil teilweise kompensiert werden. Infolge der Wärmeleitung sind die Stabtemperaturen am Ende der rauhen Strecke außerdem sicherlich höher als die berechneten, was auch die Messungen, zumindest in den Zentralsubkanälen, ergeben.

(*) Die in Abb. (21-28) gezeigten Linien für die berechneten Stabtemperaturen fangen einen hydraulischen Durchmesser nach dem Beginn der beheizten Strecke an, weil vorher die Petukhov-Roizen Gleichungen /11/ nicht gültig sind. In der unbeheizten Strecke sind die Stabtemperaturen offensichtlich gleich der Eintrittstemperatur.

Der Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen wird für jeden Versuch in sieben Abbildungen aufgezeigt. Für jeden Versuch bezeichnet



"a" die Stab- und Leitrohrtemperatur in den Eckkanälen und "b" an der Grenze zwischen zwei Wandkanälen. Die berechneten Temperaturen sind hier die Mittelwerte der beiden angrenzenden Subkanäle. Die Abbildungen "c" zeigen die Stabtemperaturen an der Grenze zwischen einem Eck- und einem Wandkanal und die Leitrohrtemperaturen in der Mitte der Wandkanäle (s. Abb. 6). Die berechneten Stabtemperaturen sind die Mittelwerte der im Eckkanal

Abb. 6 Thermoelementanordnung im 19-Stabbündel

und im angrenzenden Wandsubkanal berechneten Werte, während die berechneten Leitrohrtemperaturen die Mittelwerte der Leitrohrtemperaturen der beiden Wandsubkanäle sind. Die Abbildungen "d" - "g" zeigen die Stabtemperaturen der Zentralsubkanäle: "d" der an die Wandkanäle angrenzenden Zentralsubkanäle, "e" der derselben Kanäle wie "d", die aber nicht mit den Wandkanälen verbunden sind, "f" der Subkanäle der Außenreihe der Zentralkanäle, die an einen Außenstab angrenzen, jedoch nicht mit den Wandkanälen verbunden sind und "g" schließlich der Innenreihe des Zentralkanals. Abbildung 6 macht dies deutlich.

3.2.8 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen der Stäbe und des Leitrohrs: Effekte des Verbiegens der Außenstäbe

Die Versuchsergebnisse zeigen klar, daß sich einige Stäbe verbogen haben müssen, insbesondere im rauhen Teil. Der Effekt ist bei den höchsten Temperaturen (vergl. Test-Nr. 9) am augenfälligsten. Der Grund für das Verbiegen der Stäbe war der konstante Abstand der Kanalwand von den Stäben. Wie die Rechnungen zeigten, war der vorliegende Abstand im glatten Teil zu gering, so daß die Stäbe an der Kanalwandseite wärmer waren, dagegen war der Abstand im rauhen Teil zu groß und die Stäbe wurden an der Kanalwand unterkühlt. Da im rauhen

Teil keine Abstandshaltergitter angebracht waren (um Abstandshaltereinflüsse auf die Stabtemperaturen zu vermeiden), war der Abstand zwischen den zwei an den Enden der Rauigkeit angeordneten Gitter wahrscheinlich zu groß. Außerdem waren die Abstandshalter wegen der Spalte in den Abstandshalterringen zur Aufnahme der Stabausdehnung sehr elastisch (Abb. 12).

Das Verbiegen der Stäbe war wahrscheinlich auch der Grund für das Schmelzen im Bereich der Stäbe 13 - 14 - 17 - 18, das zum Versagen des Bündels führte und es irreparabel beschädigte. Bei der Zerlegung des Bündels wurde dann festgestellt, daß Stab 16 im glatten Teil sehr stark verbogen war.

Das Verbiegen ist deutlich, wenn man die gemessenen Stabtemperaturen in den Eckkanälen betrachtet, die bei der höchsten Temperatur abnehmen anstatt zuzunehmen (vergl. Test 9, Abbildung 26a) und wenn man feststellt, daß viele der Messungen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe auf eine sehr starke Zunahme der Stabtemperaturen im aufgerauhten Teil hinweisen, die viel stärker ist als in anderen Subkanälen, in denen die Zunahme aus Symmetriegründen dieselbe hätte sein müssen (vergl. Test 9, Abbildungen 26d - 26f), sowie viel stärker, als in den inneren Zentralsubkanälen (vergl. Test 9, Abbildung 26g), in denen die gemessenen Punkte nicht so sehr streuen. Es ist deutlich zu sehen, daß Stab 16 im glatten Teil verbogen war. In sämtlichen Tests sind die beiden auf der Seite des Wandkanals gemessenen Temperaturen hoch und zeigen in Test 9 einen Rückgang vor dem 2. Abstandshalter (Abbildung 26b). Dagegen zeigen die Messungen einen sehr plötzlichen Anstieg der Temperatur des glatten Teils auf der Seite der Zentralsubkanäle (alle Abbildungen "d"). Die Stäbe 13, 14 und 17 gehören zu den verbogenen Stäben. Im Test 9 zeigen die Messungen einen Rückgang der Stabtemperaturen im rauhen Teil auf der Seite der Eck- und Wandkanäle und einen sehr starken Anstieg auf der Seite der Zentralkanäle.

Das allgemeine Meßergebnis lautete, daß im rauhen Teil die heißesten Kanäle die Zentralkanäle der Außenreihe sind, während die Berechnungen besagen, daß die Kanäle der mittleren Reihe eine höhere Temperatur aufweisen müßten. Das ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß die Zentralkanäle der Außenreihe Masse an die Wandkanäle abgeben, weil die Reibungsbeiwerte und die Gastemperaturen in den Wand- und Eckkanälen niedriger sind, der Massen-

verlust aber teilweise ausgeglichen wird durch Masse von den inneren Zentralkanälen. Dagegen wird die von den inneren Zentralkanälen verlorene Masse überhaupt nicht ausgeglichen und, wenn die Strömungsquerschnitte sämtlicher Zentralkanäle gleich wären, würden damit die Temperaturen in den inneren Zentralkanälen höher sein als in den äußeren. Der gemessene Effekt kann durch das Verbiegen der Außenstäbe erklärt werden. Da die Temperatur auf der Seite der Zentralkanäle höher ist, werden die Außenstäbe so verbogen, daß die Strömungsquerschnitte der Eck- und Wandkanäle größer werden und die Strömungsquerschnitte der Zentralkanäle neben diesen Stäben kleiner. Das erklärt die niedrigen Temperaturen in den Eckkanälen und die hohen Temperaturen in den Zentralkanälen, die den Außenstäben benachbart sind.

Das Verbiegen ist vielleicht für die Stäbe an der Ecke des Sechsecks deutlicher, weil die Stabtemperaturen der Wandkanäle nicht viel höher sind als die Stabtemperaturen der Zentralkanäle im glatten Teil (während die Temperaturen der Eckstäbe um einiges höher liegen) und weil die Spalte in den Abstandhalteringen sich für die Eckstäbe genau in der Richtung des Verbiegens befinden, für die anderen Außenstäbe jedoch seitlich dazu verlaufen (vergl. Abbildung 12). Das würde die in den Wandkanälen, die den Eckstäben nicht benachbart sind, gemessenen höheren Temperaturen erklären.

Die Verringerung des Strömungsquerschnitts in den äußeren Zentralkanälen erklärt auch, warum die gemessenen Temperaturen der inneren Zentralkanäle niedriger sind als die im rauhen Teil berechneten: weniger Masse wird diese Innenkanäle verlassen, denn die Geschwindigkeit in den Außenkanälen ist größer als im Fall von nicht verbogenen Stäben.

Ebenso wie die Stabtemperaturen sind die berechneten Leitrohrtemperaturen der Eckkanäle höher als die in den rauhen Abschnitten gemessenen. Dagegen ist die Übereinstimmung für die Wandsubkanäle besser.

Ein zusätzlicher Effekt auf die Stab- und Leitrohrtemperaturen der Außenkanäle ist auf die Temperaturänderungen entlang der Stabumfänge infolge der Kanalgeometrie der Außenkanäle zurückzuführen. Die berechneten Kurven beziehen sich auf mittlere Subkanalwerte. Deshalb sind die Temperaturen am Ort der Thermoelemente in den Eckkanälen für Leitrohr und Stab sicherlich etwas niedriger, die Temperaturen am Spalt zwischen zwei Wandkanälen

sicherlich etwas höher als die mittleren Stabtemperaturen im Kanal (vergl. alle Abb. "a" und "b").

Aufgrund aller dieser überlagerten Effekte ist es nicht möglich, aus dem Vergleich mit den in Eck- und Wandkanälen gemessenen Stab- und Leitrohrtemperaturen zu ersehen, ob das Leitrohr rauh ist. Die stärkere Reibung im Falle des rauhen Leitrohrs führt zu höheren Werten der Eck- und Wandtemperatur als bei glatten Leitrohrwänden, jedoch macht das Verbiegen der Stäbe jede Aussage darüber unmöglich.

Die in den Tests 10 und 11 gemessenen Temperaturen zeigen (Abb. 27a - 28g), daß die Stäbe schon sehr stark verbogen sind. Der deutlichste Effekt ergibt sich für die Leitrohrtemperaturen, die in Test 10 abnehmen anstatt zuzunehmen, und eine sehr starke Streuung aufweisen. In Test 11 sind die Leitrohrtemperaturen sehr hoch und fallen praktisch mit den Stabtemperaturen am Ort der ersten Gruppe von Thermoelementen im rauhen Teil zusammen. Nach Test 11 war die Teststrecke zerstört.

Betrachtet man die Streuung der Versuchsergebnisse und das Auftreten aller oben besprochenen Effekte, kann der Schluß gezogen werden, daß die Übereinstimmung zwischen Berechnungen und Messungen gut ist.

3.3 12-Stabbündel

3.3.1 Zweck der mit den drei Kalibrierelementen im INR durchgeführten Wärmeübergangstests

Der Zweck der Wärmeübergangsuntersuchungen mit den drei 12-Stabbündeln war, wichtige Informationen für die thermohydraulische Auslegung des 12-Stabbündel-Brennelements zu erhalten, das im Belgischen Reaktor BR2 bestrahlt werden soll /7/. Dieser Bestrahlungstest ist von fundamentaler

Wichtigkeit, um das Verhalten des Brennelements für den gemeinsam von Kraftwerk Union und General Atomic Company unter Mitarbeit der Kernforschungszentren in Karlsruhe und Jülich entworfenen Gasgekühlten Schnellen Brüter zu ermitteln. Die Teststrecke und der Vergleich zwischen Berechnungen und Messungen wurden in einer Arbeit von Dalle Donne, Marek, Martelli und Rehme bereits beschrieben /6/. Die tabellarischen Versuchsergebnisse des ersten Kalibrierelements (KE I) wurden zusammen mit den ersten Berechnungen in Petten vorgelegt /4,5/. Ein vollständiger Satz der übrigen Versuchsergebnisse wird in einer späteren Veröffentlichung enthalten sein /19/.

Hier wird über die Ergebnisse der für das dritte Kalibrierelement durchgeführten Berechnungen berichtet und die Teststrecken werden beschrieben.

3.3.2 Die Teststrecken der drei Kalibrierelemente KEI, II, III

Die Originalteststrecke des Stabbündels (KE I) bestand aus 12 in einem Leitrohr mit speziellem Profil dreiecksförmig angeordneten Rohren. Sämtliche geometrische Parameter, wie z.B. Rohrdurchmesser, Rohrabstandsverhältnis, Rauheitsgeometrie, Bündellänge, wurden nach Durchführung einiger einfacher thermo- und fluiddynamischer Berechnungen so gewählt, daß sie den BR2-Bestrahlungstests entsprachen. Das Profil des Leitrohrs wurde gewählt, um über die an die Leitrohrwand angrenzenden Rohre eine optimale Temperaturverteilung zu erreichen. Dieses Profil geht aus Abbildung 32 hervor. Die aus wärmebeständigem Stahl (Werkstoff Nr. 1.4981) gefertigten Rohre hatten einen Außendurchmesser von 0,8 cm und eine aufgerauhte beheizte Länge von $L_{RH} = 59$ cm. Die Rauheitsgeometrie wurde in die Außenfläche der Rohre eingeschnitten und hatte die Form eines Trapezes, wie in Abbildung 29 gezeigt. Damit ergab sich der volumetrische Durchmesser der aufgerauhten Rohre zu $P/D_R = 0,786$ cm. Die Rohre waren mit einem Stabmittelpunktsabstand von $P = 1,11$ cm angeordnet, was zu einem Abstandsverhältnis $P/D_R = 1,41$ führte. Der Abstand zwischen dem Mittelpunkt eines an die Leitrohrwand anschließenden Rohres und der Wand selbst betrug 0,578 cm und ergab ein Verhältnis Wand zu Durchmesser von $W/D_R = 1,24$. Die Höhe des "Blockade-Dreiecks" in den Wandkanälen betrug $Z_{wc} = 0,227$ cm (siehe Abbildung 30). Dem rauhen Teil ging eine kurze unbeheizte glatte Länge ($L_G = 28,1$ cm)

aus Kupferrohr (0,8 cm Außendurchmesser) voraus, wobei 0,5 cm auf beiden Seiten des rauhen Teils unbeheizt blieben. Die Rohre werden in 5 Ebenen (alle 20 cm) über ihre gesamte Länge von Abstandshaltergittern gestützt. Dadurch wird ein übermäßiges Verbiegen der Rohre während des Einsatzes verhindert. Abb. 30 zeigt ein Detail des durch Funkenerosion hergestellten Abstandshaltergitters. Kleine durch die Gitterstruktur geführte keramische Streifen werden zur elektrischen Isolierung der Rohre verwendet. Durch Aufhängen der gesamten Teststrecke in einem Tragrohr ist die freie Ausdehnung bei den sich ergebenden hohen Betriebstemperaturen möglich.

Auf der Grundlage der Versuchsergebnisse des ersten untersuchten Stabbündels (KE I) wurden zwei weitere Testserien mit leicht veränderten Teststrecken (KE II und KE III) durchgeführt. Bei KE II wurden sechs Heizstäbe ausgetauscht, da einige Thermoelemente des ersten Bündels KE I in der ersten Testserie ausgefallen waren. Außerdem wurden einige Thermoelemente auf der Wand des Leitrohrs und am Ein- und Austritt der Teststrecke repariert. Da die Abstandshaltergitter in den ersten Tests einen hohen Druckverlust verursacht hatten, wurden sie abgeändert: die scharfe Vorderkante wurde abgeschrägt. Die mit KE II durchgeführten Tests zeigten jedoch keine merkliche Veränderung des thermo- und fluiddynamischen Verhaltens des Bündels. Da die Wandtemperaturen der dem Leitrohr benachbarten Rohre für beide Teststrecken KE I und KE II deutlich höher waren als im Mittelteil des Bündels, wurde für KE III ein neues Leitrohr hergestellt, das einen größeren Querschnitt als das erste Leitrohr hatte. Der Abstand zwischen Stabmitte der äußeren Stabreihe und der Wand wurde von 0,578 cm (KE I) auf 0,6 cm (KE III) erhöht und die Höhe des "Blockade Dreiecks" von $Z_{wc} = 0,227$ cm (KE I) auf $Z_{wc} = 0,157$ cm (KE III) verringert (vergl. Abb. 30). Darüberhinaus wurden die Abstandshaltergitter durch andere ersetzt, die in der Nähe der Leitrohrwand zu einer niedrigeren Versperrung führten. Die Gesamt-Versperrung wurde von $\epsilon = 0,34$ (KE I) auf $\epsilon = 0,29$ (KE III) im aufgerauhten Teil des Testelements verringert, und die Vorderkanten der Abstandshaltergitter wurden abgerundet. In dem neuen Leitrohr (KE III) wurden auch die Positionen der Druckmeßstellen und der Abstandshaltergitter verändert. In KE I waren die Abstände zwischen den Druckmeßstellen gleich. Die Verteilung der Druckmeßstellen in KE III geht aus Abb. 31 hervor. Diese Verteilung wurde gewählt, um die Reibungsbeiwerte im glatten und im aufgerauhten Teil des Bündels direkt aus den gemessenen Druckverlusten errechnen zu können. Bei KE I waren auch die Abstände zwischen den Abstandshaltergittern gleich, und die

Thermoelemente befanden sich in der Nähe der Abstandshaltergitter. Bei KE III dagegen waren die Gitter wie in Abb. 31 gezeigt angeordnet, so daß die Thermoelemente nicht so nahe bei den Abstandshaltergittern lagen wie in KE I. Damit wurden mögliche Einflüsse auf die Temperaturmessungen durch die Abstandshaltergitter verhindert.

3.3.3 Gleichungen für die Berechnung der Wärmeausdehnungskoeffizienten

Um die Wärmeausdehnung der Struktur zu berücksichtigen, wurden folgende Beziehungen für die Wärmeausdehnungskoeffizienten der Stahlwände benutzt:

$$\beta_{st} = 12,89 \cdot 10^{-6} + 0,993 \cdot 10^{-8} T - 0,488 \cdot 10^{-11} T^2 \quad \left[\frac{m}{m \cdot K} \right] \quad (17)$$

Sie ergab sich durch Approximation der Tabellenwerte von /16/. Gleichung (7) wurde auch hier für die Berechnung der Wärmeausdehnungskoeffizienten der Kupferwände benutzt.

3.3.4 Einige Bemerkungen über die für KE I und KE II durchgeführten Berechnungen und Messungen

Die ersten beim 3. NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting in Petten vorgelegten Rechenergebnisse mit dem Code SAGAPO /4,5/ betrafen das erste Kalibrierelement. Damals bestanden noch einige Unsicherheiten in den Ergebnissen, weil der Druckverlust des benutzten Abstandshaltergitters im Wasserkreislauf des INR noch nicht gemessen und die Werte für $R(h^+)$ und $G(h^+)$ sowie ihre Abhängigkeit von mehreren Parametern durch Ringspaltmessungen noch nicht vollständig geklärt worden waren. Außerdem war der

Effekt der Biot-Zahl nicht berücksichtigt und es wurden keine Korrekturen zur Berücksichtigung der Tatsache vorgenommen, daß sich die Thermoelemente in der Mitte der Hüllrohrwände befanden. Die mit dem zweiten Kalibrierelement durchgeführten Experimente zeigten recht erhebliche Unterschiede zwischen den in den Wänden des Leitrohrs auf der gleichen axialen Ebene gemessenen Temperaturen (eine maximale Differenz von 55°C wurde gemessen). Es war nicht möglich, diesen Effekt in den für das erste Kalibrierelement erzielten Versuchsergebnissen zu beobachten, weil zahlreiche der in die Leitrohrwände eingebauten Thermoelemente nicht funktionierten.

Außerdem wurden bei einigen der erneuerten Stäbe in der zweiten Testreihe (KE II) sehr unterschiedliche Wandtemperaturen (bis zu 50°C) im Vergleich zu KE I gemessen für dieselben Werte von Leistung und Heliumdurchsatz. Diese Unterschiede sind vermutlich durch Exzentrizitäten und Verbiegen einiger Stäbe und/oder unterschiedliche Hüllrohrwandstärke zu erklären. Schließlich zeigten erste Experimente zum Druckverlust, die Rehme /20/ mit dem Bündel im Wasserkreislauf des INR durchführte, daß die Leitrohrwände nicht als hydraulisch glatt angesehen werden konnten. Diese Tatsache wurde bei der Auswertung der ersten beiden Testserien nicht berücksichtigt.

Aufgrund dieser Unsicherheiten im Zusammenhang mit dem ersten und zweiten Kalibrierelement wurde beschlossen, die Berechnungen für das dritte Kalibrierelement vor der Wiederholung der Berechnungen für das erste und zweite durchzuführen.

3.3.5 Berechnung der Druckverluste für KE III und Vergleiche mit den Meßergebnissen

Wie im Falle des 19-Stabbündels (vergl. 3.2.2) wurde in den Rechnungen die Gastemperatur als konstant über den Eintrittsquerschnitt des Bündels und der Durchsatz als anteilmäßig verteilt angenommen.

Die Reibungsbeiwerte des glatten axialen Teils des dritten Kalibrierelements (Abbildung 32) konnten aus den Versuchsergebnissen bestimmt werden /21/: sie lagen etwa 7 % höher, als die Kurve für glatte Rohre angibt (Abb. 33). Nimmt man an, daß die Wände der Stäbe und des Leitrohrs hydraulisch glatt

sind, dann liegen die mit SAGAPO berechneten Reibungsbeiwerte auf einer Linie, die mit der für glatte Rohre praktisch zusammenfällt, und das ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen von Rehme /14/. Die Stäbe sind in ihrem nicht aufgerauhten axialen Teil wirklich glatt und gut bearbeitet, während die Innenwände des Leitrohrs rauher sind, insbesondere durch das Vorhandensein kleiner Schrauben, die die beiden Hälften des Leitrohrs zusammenhalten. Die Zunahme des Reibungsbeiwerts im glatten Teil des Bündels wurde daher auf die Wände des Leitrohrs zurückgeführt. Um die Versuchspunkte anzupassen, die auf einer mit der theoretischen Kurve praktisch parallel verlaufenden Linie liegen, wurde angenommen, daß die Reibungsbeiwerte der äußeren Zonen der Außensubkanäle durch Integration des üblichen logarithmischen Geschwindigkeitsprofils erhältlich sind:

$$u^+ = a_s \ln y^+ + b_s \quad (18)$$

Die Konstante b_s wurde zu 2,75 angenommen, anstelle des Wertes 5,5, der für hydraulisch glatte Oberflächen gilt. Da $b_s = 2,75$ aufgrund der Rauigkeit des Leitrohrs angenommen wurde, wurde selbstverständlich derselbe Wert für die Leitrohrwand auch im rauhen Teil benutzt.

Die Berechnungen für das dritte Kalibrierelement wurden zunächst mit einer Konstante $R_{01\infty} = 4,3$ in der den Parameter $R(h^+)$ definierenden Gleichung durchgeführt. Das ergibt sich gemäß Dalle Donne /12/, wenn man annimmt, daß trapezförmige Rippen rechteckigen Rippen äquivalent sind, wenn deren mittlere Breite zu Grunde liegt. Neuere Versuche, die im INR mit einem der Stäbe des 12- Stabbündels in einem glatten Rohr durchgeführt wurden, haben gezeigt, daß die Werte $R(h^+)$ etwas höher sind als bisher angenommen wurde. Das geht wahrscheinlich auf die Tatsache zurück, daß die trapezförmigen Rippen des 12-Stabbündels wesentlich glattere Kanten haben als die Rauigkeiten der rechteckigen Rippen, die Dalle Donne benutzt hat, um die allgemeine Beziehung aus den Experimenten mit Einzelstäben in Ringspalten zu erhalten. Der Wert $R_{01\infty}$ wurde daher von 4,3 auf 4,7 erhöht (eine Erhöhung von $R(h^+)$ entspricht einer Abnahme des Reibungsbeiwerts), außerdem wurde der Verlauf im Übergangsbereich zwischen hydraulisch glatter und voll rauher Strömung (2. Term auf der rechten Seite von Gl. (19)) angepaßt, während die

Einflüsse der anderen Parameter mit dem gleichen Wert angenommen wurden, wie sie Dalle Donne für die Rauigkeiten bei rechteckigen Rippen erhalten hat /12/:

$$R(h_{WR}^+) = 4,7 + \frac{359}{(h_{WR}^+)^2} + 0,4 \ln \left(\frac{h_R}{0,01(r_0 - r_1)} \right) + \frac{5}{\sqrt{h_{WR}^+}} \left(\frac{T_{WR\infty}^{\infty}}{T_b} - 1 \right)^2 \quad (19)$$

Diese Gleichung ergibt isotherme Werte für $R(h^+)$ (d.h. für $T_{W\infty}^{\infty}/T_b = 1$, $h_{WR}^+ \equiv h^+$) und stimmt mit dem Wert gut überein, der sich aus den Messungen nach der von Lyall /22/ vorgeschlagenen Methode, kombiniert mit der Maubach-Methode für Ringspalte /23/, ergibt ($R(h^+) \approx 5,55$, vergleiche /21/).

Die Druckverluste an den Abstandshaltergittern wurden mit Werten der Widerstandskoeffizienten berechnet, die Rehme bei Messungen der Druckverluste dieser Gitter in Wasser erhalten hatte /20/.

Die Abbildung 34 zeigt den Vergleich zwischen dem in einem thermischen Test gemessenen und berechneten Druckverlust. Die Übereinstimmung ist ausgezeichnet. Derselbe Koeffizient $K_E = 1,2$ wie für das 19-Stabbündel (vergl. 3.2.4) wurde für die Druckverluste am Bündeleintritt angenommen:

$$\Delta p_E = -K_E \frac{\rho_B u_B^2}{2} \quad (20)$$

In dem Diagramm ist eine der Eintrittsdüse entsprechende Länge von 13,8 mm im ersten unbeheizten axialen glatten Teil des Bündels enthalten.

Der letzte Abstandshalter liegt teilweise im rauhen Teil und teilweise im letzten glatten Teil der Stäbe. Der Druckverlust $\Delta p_{sp} = -K_{sp} \rho_B u_B^2/2$ an diesem Abstandshalter wurde deshalb unter Verwendung eines mittleren Koeffizienten K_{sp} berechnet, der definiert wird als:

$$K_{sp} = \frac{C_{VS} \epsilon_S^2 l_S + C_{VR} \epsilon_R^2 (\bar{a}_S / \bar{a}_R)^2 l_R}{l_S + l_R} \quad (21)$$

und beruht auf der Geschwindigkeit im glatten Teil.

Obwohl kein Druckgewinn am Bündelaustritt in den Berechnungen angenommen wurde, sind die gemessenen Gesamtdruckverluste immer größer als die berechneten. Das könnte auf örtliche Druckverluste am Ausgang zurückzuführen sein, die größer sind als der Druckgewinn.

3.3.6 Berechnung der Stab- und Leitrohrtemperaturen für KE III

Die Funktion $G(h^+)$, die zur Erzielung der Wärmeübergangskoeffizienten in den einzelnen Kühlmittelunterkanälen benutzt wurde, wurde wiederum aus den Experimenten abgeleitet, die Dalle Donne in Ringspalten mit rechteckförmigen Rauigkeiten durchgeführt hat /12/:

$$G(h_{WR}^+) = g_0(h_{WR}^+) Pr^{0,44} \left(\frac{T_{WR\infty}}{T_B} \right)^{0,5} \left(\frac{h_R}{0,01(r_2 - r_1)} \right)^{0,053} \quad (22)$$

dabei ist $g_0(h^+)$ eine Funktion von $Ro_{1\infty}$. Für $Ro_{1\infty} = 4,7$ erhält man:

$$g_0(h_{WR}^+) = \begin{cases} g_1 = 4,4 (h_{WR}^+)^{0,24} & \text{wenn } g_1 \geq 10 \\ 10 & \text{wenn } g_1 < 10 \end{cases} \quad (23)$$

Die Funktion $K_{\infty} = K_{\infty}(Bi)$, die Hundina and Yanar /18/ erhalten haben, wurde zur Korrektur der Stabtemperaturen benutzt, die sich aus der Integration des Temperaturprofils ergaben. Damit wurde der Rippenwirkungsgradeneffekt berücksichtigt, da die in den Experimenten von Hundina und Yanar benutzte Rauheitsgeometrie ähnlich der der Stäbe im 12-Stabbündel war. Die benutzte Funktion lautet:

$$K_{\infty} = 1 - 1,2 Bi \quad (24)$$

Die Biot-Zahl wird wie folgt definiert:

$$Bi = \frac{\bar{\alpha}_r h_B}{k_c}, \quad (25)$$

wobei $\bar{\alpha}_r$ der konvektive Wärmeübergangskoeffizient ist, gemittelt über die Fläche am Fuß der Rippen A_r (die Rippenseiten werden als Projektionen auf die Oberfläche des Rippenfußes angesehen), der wie folgt definiert ist:

$$\bar{\alpha}_r = \frac{\int_{A_r} \alpha (T_{WR} - T_B) dA}{\int_{A_r} (T_{WR} - T_B) dA} \quad (26)$$

Die Wärmeleitfähigkeit k_c des Hüllmetalls wird berechnet zu:

$$k_c = 0,007805 + 1,5823 \cdot 10^{-5} T \quad [\text{KW/m K}] \quad (27)$$

Gleichung (27) ergab sich durch Approximation der Tabellenwerte von /16/.

Da die Thermolemente mitten in der Hüllrohrwand angebracht wurden, wurde eine weitere Korrektur mit Hilfe der Gleichung (21) in Kapitel 2 durchgeführt um die Stabtemperaturen an dieser Stelle zu ermitteln.

3.3.7 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Stab- und Leitrohr- temperaturen für KE III

Die Abbildungen 35 - 37 zeigen Vergleiche zwischen berechneten und gemessenen Stabtemperaturen in den Zentralkanälen, in den Wandkanälen, beziehungsweise an den Grenzen zwischen zwei Außenkanälen^(*). Auf der Ordinate gilt $T_W + K$, das ist die tatsächliche Stabtemperatur plus einer additiven Konstanten K, die einen Vergleich der Ergebnisse für ähnliche Fälle auf demselben Diagramm möglich macht. Die berechneten Temperaturen T_W der Abbildungen 35 und 36 sind die mittleren Stabtemperaturen der Subkanäle. Die Kurven in Abbildung 37 zeigen die Mittelwerte der Stabtemperaturen, jeweils berechnet in den beiden Subkanälen, an deren Grenzen sich die Thermolemente befinden.

Der Einfluß der verschiedenen Versperrungen ϵ der Gitter in den einzelnen Subkanälen auf die Massenverteilungen und folglich auf die Stabtemperaturen ergibt sich deutlich aus den Versuchsergebnissen (Abb. 35 - 37). Der Effekt ist folgendermaßen zu verstehen: wenn Masse an einem Abstandshalter einen Kanal verläßt, weil der Wert seiner Versperrung größer ist als der der angrenzenden Kanäle, steigt die Gastemperatur in diesem Kanal stärker als in den benachbarten Kanälen. Der Rückfluß der Masse hinter einem Abstandshalter ist in diesem Kanal geringer, als es unter isothermen Bedingungen wäre, weil der größere Temperaturanstieg eine Verringerung der Gasdichte und damit eine Zunahme des Reibungsdruckverlustes bewirkt.

Die maximale Differenz zwischen gemessener und berechneter Stabtemperatur beträgt etwa $\pm 20^\circ$, das ist weniger als 10 % der Temperaturdifferenz zwischen Stab und Gasgesamtemperatur.

(*) Gleichungen zur Berücksichtigung der Einlaufeffekte auf die Stabtemperaturen sind im Falle aufgerauhter Stäbe nicht verfügbar. Deshalb sind die gezeigten berechneten Temperaturen am Anfang der beheizten Strecke zu hoch (siehe auch Fußnote S. 96).

Die Steigung der berechneten Kurven ist in den Zentralsubkanälen systematisch zu niedrig, in denen die Werte der Versperrung ϵ am größten sind. Das könnte auf das zur Berechnung der Umverteilung des Massenstroms am Abstandshalter benutzte einfache Modell /13/ zurückzuführen sein, da angenommen wurde, daß die Widerstandskoeffizienten K_{sp} für den Druckverlust am Gitter ausschließlich von der Reynolds-Zahl und der Versperrung abhängen, so daß der Einfluß anderer Parameter, beispielsweise Verhältnis des benetzten Umfangs im Gitterbereich zum benetzten Umfang in einem Bündelabschnitt ohne Gitter vernachlässigt wird. Dieses Verhältnis ist in den Zentralkanälen des KE III weitaus größer als in den Wand- oder Eckkanälen (je größer dieses Verhältnis ist, desto größer ist der Widerstandskoeffizient /5/).

Abb. 38 zeigt einen Vergleich zwischen den in den Wänden der Leitrohre gemessenen Temperaturen und den unmittelbar am Leitrohr berechneten Gas-temperaturen (vergl. Gl. 14 des Kapitels 2). Da die Thermoelemente in die Wand des Leitrohrs an der Grenze zwischen zwei Wandsubkanälen eingesetzt sind, bezieht sich die berechnete Kurve auf den Mittelwert der Gastemperatur in Wandnähe für die angrenzenden Wandsubkanäle. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung ist gut.

3.3 Ausblick auf das BR2-Experiment: Hauptergebnisse der durchgeführten Berechnungen

Die allgemeine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und mit SAGAPO berechneten Druckverlusten und Wandtemperaturen für Bedingungen ähnlich denen im Experiment BR2 in Bezug auf Heliumdruck, Geometrie, Stableistungsbereich und Wandtemperaturen zeigen, daß SAGAPO ein gutes Werkzeug zur Voraussage der Wandtemperaturen und der Druckverluste im Brennelement während der BR2-Bestrahlung ist. Die Hauptunterschiede zwischen Kalibriertests und Bestrahlungsexperiment bestehen darin, daß im Reaktor die axiale Stableistung nicht konstant ist und daß die auf Gammaheizung zurückgehende Wärme auch in den Wänden des Leitrohrs erzeugt wird.

Ziel der mit SAGAPO für das Experiment BR2 durchgeführten Berechnungen war die Auslegung des bestmöglichen Profils für das Leitrohr des Brennelements. Die Anforderungen lauteten:

- 1) Die maximalen Stabtemperaturen sollten 700°C nicht überschreiten.
- 2) Die Temperaturgradienten in jedem beliebigem Stab sollten 30°C nicht überschreiten.
- 3) Die Austritts-Gastemperatur sollte nicht höher als 600°C sein.
- 4) Der Eintrittsdruck sollte ca. 60-65 bar betragen.

Alle für das Experiment BR2 notwendigen Werte gehen aus der Veröffentlichung von Krug und Jung /7/ hervor.

Abbildung 39 zeigt eine Skizze der axialen Geometrie des Brennelements und der relativen axialen Leistungsprofile ($f(z)$ bezieht sich auf die Spaltrate, $\gamma(z)$ auf die γ -Heizung).

Die Berechnung begann bei $z = + 762,5\text{mm}$ und endete bei $z = 456\text{ mm}$. Sie wurde mit Eckkanälen durchgeführt, die dieselbe Form hatten wie die Kalibrierungselemente. Bei $z = + 762,5\text{ mm}$ wurden eine gleichmäßige Verteilung des Massenstroms und ein Druck von 63 bar angenommen. Da es sich in den Versuchen mit den Kalibrierelementen herausstellte, daß der Einfluß der Versperrung des Gitters auf die Massenumverteilung und folglich auf die Stabtemperaturen beträchtlich ist, wurden die Gitter abwechselnd spiegelverkehrt angebracht (vergl. Abb. 40). Es ergab sich, daß das beste Leitrohrprofil einem Abstand zwischen Leitrohrwand und Achse der Außenstäbe von 6,3 mm und einer Höhe des "Blockade-Dreiecks" in den Wandkanälen von 2,0 mm entspricht.

Abbildung 41 zeigt die Verteilung der maximalen Stabtemperaturen (berechnet mit einem Massendurchsatz von 250 g/s und einer Eintrittsgastemperatur von 255°C) sowie die Leistungsverteilung in den Stäben bezogen auf die mittlere Leistung. Die maximalen Stabtemperaturen treten auf bei $z = -169,5\text{ mm}$. Die berechneten Temperaturen sind die maximalen Oberflächentemperaturen zwischen zwei Rauigkeitsrippen, die sich durch Korrektur der durch Integration der logarithmischen Temperaturprofile berechneten Temperaturen ergaben. Dazu wurde die Gleichung (19) aus Kapitel 2 benutzt, in der die Werte für $E_{\infty} = E_{\infty}(\text{Bi})$ mit Hilfe der folgenden Gleichungen berechnet wurden:

$$E_{\infty} = 1 - 3,35 Bi, \quad \text{wenn } Bi < 0,01 \quad (28)$$

$$E_{\infty} = 0,995 - 2,83 Bi, \quad \text{wenn } Bi \geq 0,01 \quad (29)$$

wobei die Biot-Zahl durch (25) definiert wird. Die Gleichungen (28) und (29) ergeben sich durch Approximation der Ergebnisse von Hudina und Yanar /18/.

Die Korrektur der mit der Dalle Donne-Methode berechneten Nusselt-Zahlen der Stäbe, die im Falle beheizter Leitrohre durchgeführt werden müßte, war mit SAGAPO zum Zeitpunkt der Berechnungen nicht möglich. Es war jedoch schon deutlich, daß diese Korrektur notwendig ist, da ohne sie implizit angenommen wird, daß die Linie des Nullwärmeflusses trotz der Erwärmung auf den Leitrohrwänden verläuft. In Übereinstimmung mit KWU wurde deshalb beschlossen, den Abstand zwischen Leitrohrwand und Achse der Außenstäbe etwas geringer (0,05 mm) zu machen als von SAGAPO errechnet, da die Korrektur die Nusselt-Zahlen der Außenkanäle erhöht und damit die Wandtemperaturen in diesen Kanälen verringert.

Seit kurzem ist es möglich, diese Korrektur mit dem Code durchzuführen (ohne die Notwendigkeit, die Lage der Kurve für den Nullwärmefluß zu bestimmen), indem man das "Superpositionsprinzip" anwendet. Die Nusselt-Zahlen in den Eckkanälen (korrigiert mit Hilfe der entsprechenden Gleichung (59) in Kapitel 2) sind für die vorgesehene Geometrie 8 % höher als die in /6/ berechneten Werte, und das bedeutet, daß die Stabtemperaturen der heißesten Eckkanäle 16°C niedriger liegen als die in Abb. 41 gezeigten Werte.

Die Wärmeleitung in der Wand wurde vernachlässigt (in axialer und in Umfangsrichtung); das ist sicherlich legitim, weil die Wärmeleitung im Bereich der maximalen Stabtemperaturen nicht sehr bedeutend ist, denn die Maxima sind eher flach und der Umfangsgradient der Stabtemperatur ist niedrig.

Die Funktionen $C_v = C_v(Re)$, die die Druckverluste für glatte und rauhe Teile angeben, wurden gleich den in den Experimenten für das KE III gefundenen /20/ angenommen, da geplant ist, die Eintrittskante der Abstandshalter abzurunden.

Die Abmessungen des mit SAGAPO ausgelegten Leitrohrs sind in guter Übereinstimmung mit den von Kraftwerk Union berechneten Werten /7/. Da beschlossen wurde, anstatt der für die Kalibrierungselemente benutzten rechteckigen Eckkanäle ringförmige zu benutzen, wurde der Abstand zwischen Leitrohrwänden und der Achse des Außenstabes sowie die Höhe des "Blockade-Dreiecks" geändert, so daß die Strömungsquerschnitte der Eckkanäle und der Wandkanäle unverändert bleiben /7/. Eine ausführliche Berechnung mit ringförmigen Eckkanälen ist mit dem Code SAGAPO noch nicht möglich, was bereits in 1.1 erwähnt wurde.

3.5 Rechenzeit für die durchgeführten Berechnungen bei turbulenter Strömung

Die Berechnungen wurden auf der IBM 370-168 des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt. Da die SAGAPO-Analyse bei turbulenter Strömung sehr komplex ist, beanspruchte sie viel Zeit auch für Bündel mit kleiner Stabzahl, die in dieser Arbeit untersucht wurden. Die Rechenzeit für Berechnungen mit dem 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung war wesentlich kürzer als für die 12-Stabbündel. Das ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß einerseits im Falle des 19-Stabbündels die Berechnungen für einen kleineren Teil des Strömungsquerschnitts durchgeführt werden konnten als beim 12-Stabbündel, und andererseits die Versperrungen der einzelnen Unterkanäle beim 19-Stabbündel nicht so unterschiedlich waren wie bei den 12-Stabbündeln, so daß keine Konvergenzprobleme auftraten. Da das Abstandshalterprofil beim 19-Stabbündel symmetrisch war (siehe Abb.12) und außerdem die Stableistungen praktisch gleich waren, brauchten die Berechnungen nur in einem Zwölftel des gesamten Bündelströmungsquerschnittes durchgeführt werden. Eine isotherme Berechnung erforderte durchschnittlich 2 Minuten, während eine thermische Berechnung durchschnittlich 4 Minuten dauerte.

Im Falle der 12-Stabbündel, war das Abstandshalterprofil spiegel-symmetrisch (siehe z.B. Eckkanäle, Abb. 40). Deshalb gab es in Wirklichkeit für diese Bündel keinen symmetrischen Teil, auch nicht im Falle gleicher Stableistungen wie für die im INR getesteten Kalibrierelemente. Die Berechnungen für die Kalibrierelemente wurden jedoch in einem Drittel des gesamten Strömungsquerschnitts durchgeführt, weil in diesem Teil beide Typen von Abstandshalterprofilen (mit und ohne Noppe) enthalten sind. Auch mit dieser Vereinfachung mußten mehr Kanäle als für das 19-Stabbündel berücksichtigt werden (11 anstatt 5). Die Rechenzeit wurde deshalb größer: durchschnittlich 10 Minuten für die isothermen Rechnungen und 20 Minuten für die thermischen Rechnungen. Die Auslegungsrechnungen für das BR2-Brennelementstabbündel mußten im gesamten Bündelströmungsquerschnitt (28 Kanäle) durchgeführt werden, weil die Stableistungen nicht gleich waren: für eine Rechnung wurde ungefähr 70 Minuten gebraucht.

Nomenklatur für Kapitel 3

A. Lateinische Buchstaben

\bar{a}	Strömungsquerschnitt $[\bar{m}^2]$
A_R	Staboberfläche am Fuß der Rippen im rauhen Teil $[\bar{m}^2]$
a_s	Koeffizient in der Gleichung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils $[\bar{\text{dimensionslos}}]$
A_T	Gesamtstaboberfläche im rauhen Teil $[\bar{m}^2]$
b_s	Koeffizient in der Gleichung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils $[\bar{\text{dimensionslos}}]$
Bi	$= \alpha h_R / k_c$, Biot-Zahl $[\bar{\text{dimensionslos}}]$
c_p	spezifische Wärme des Gases bei konstantem Druck $[\bar{\text{kW s/kg K}}]$
C_v	$= K_{sp} / \epsilon^2$, modifizierter Widerstandskoeffizient $[\bar{\text{dimensionslos}}]$
D	hydraulischer Durchmesser $[\bar{m}]$
D_R	volumetrischer Durchmesser der Stäbe $[\bar{m}]$
E_∞	$= \frac{T_{WR}^\infty - T_B}{T_{WRmax} - T_B}$, Rippenwirkungsgrad $[\bar{\text{dimensionslos}}]$
f	axiale relative Spaltleistung $[\bar{\text{dimensionslos}}]$
$G(h^+)$	Parameter im logarithmischen Temperaturprofil für rauhe Oberflächen $[\bar{\text{dimensionslos}}]$
h_R	Höhe der Rauigkeitsrippen $[\bar{m}]$
h^+	$= h_R \rho u^* / \mu = \frac{h_R}{D} Re \sqrt{\frac{\lambda}{8}}$, dimensionslose Höhe der Rauigkeitsrippen, $[\bar{\text{dimensionslos}}]$
k	thermische Wärmeleitfähigkeit des Gases $[\bar{\text{kW/m K}}]$
k_c	thermische Wärmeleitfähigkeit des Hüllmetalls $[\bar{\text{kW/m K}}]$

K_E	Widerstandskoeffizient für den Druckverlust am Eintritt [dimensionslos]
K_{sp}	Widerstandskoeffizient für die Druckverluste an den Abstandshaltergittern [dimensionslos]
K_∞	$= \frac{T_{WR}^\infty - T_B}{T_{WR_{av}} - T_B}$, Rippenwirkungsgrad [dimensionslos]
l_S, l_R	axiale Länge der Abstandshaltergitter im glatten beziehungsweise rauhen Teil [m]
L	axiale Länge der Rohre [m]
L_S, L_R	axiale Länge im Bündel des glatten beziehungsweise rauhen Teils [m]
P	Stababstand [m]
Pr	$= \mu c_p / k$, Prandtl-Zahl [dimensionslos]
p	absoluter Druck [N/m^2]
Δp	Druckverlust [N/m^2]
r_0	mittlerer Radius der Linie $\tau = 0$ [m]
r_1	volumetrischer Radius der Stäbe [m]
r_2	mittlerer Radius der Leitrohrwände [m]
$R(h^+)$	Parameter im logarithmischen Geschwindigkeitsprofil für rauhe Oberflächen [dimensionslos]
$R_{01\infty}$	Wert für $R(h^+)$, reduziert auf $T_{WR}/T_b = 1$ und $h_R/(r_0 - r_1) = 0,01$ im Bereich der "vollausbildetenrauhem Strömung" in dem $R(h^+)$ quasi-konstant ist
Re	$= \frac{\rho \bar{u}}{D \mu}$, Reynolds-Zahl [dimensionslos]
SW	Breite des sechseckigen Leitrohrs [m]
T	Temperatur [K]

T_B	Bulkgastemperatur innerhalb der Linie des Nullwärmeflusses [K]
T_b	Bulkgastemperatur innerhalb der Linie der Nullschubspannung [K]
T_{WR}	Stabtemperatur [K]
T_{WS}	Leitrohrtemperatur [K]
T_{WR}^{∞}	Staboberflächentemperatur, die einer unendlichen Wärmeleitfähigkeit des Hüllmetalls entspricht [K]
$T_{WR\infty}^{\infty}$	Staboberflächentemperatur, die einer unendlichen Wärmeleitfähigkeit des Hüllmetalls unter Bedingungen der vollausgebildeten Strömung entspricht [K]
T_{Wmax}	maximale Staboberflächentemperatur [K]
u	Geschwindigkeit des Gases [\bar{m}/s]
u^+	= u/u^* , dimensionslose Gasgeschwindigkeit
u^*	= $\bar{u} \sqrt{\frac{\lambda}{g}}$, Schubspannungsgeschwindigkeit [\bar{m}/s]
W	Wandabstand in den Bündeln (Stabdurchmesser + Minimalabstand zwischen Stab und Leitrohr) [\bar{m}]
x	Abstand vom Eintritt des Bündels [\bar{m}]
y	radialer Wandabstand des im Querschnitt des Unterkanals untersuchten Punkts [\bar{m}]
y^+	= $\frac{\rho_b y u_b^*}{\mu_b}$, dimensionsloser radialer Abstand von der Wand
z	axialer Abstand vom Core-Mittelpunkt [\bar{m}]
Z_{WC}	Höhe des "Blockade-Dreiecks" [\bar{m}]

B. Griechische Buchstaben

α	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient $[\text{kW}/\text{m}^2 \text{K}]$
$\bar{\alpha}_r$	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient, gemittelt über die Fußfläche der Rippen, für aufgerauhte Abschnitte $[\text{kW}/\text{m}^2 \text{K}]$
α_T	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient, gemittelt über die Gesamtfläche der Rauigkeit für aufgerauhte Abschnitte $[\text{kW}/\text{m}^2 \text{K}]$
β	thermischer Ausdehnungskoeffizient $[\text{K}^{-1}]$
γ	axiale relative Leistung der γ -Heizung [dimensionslos]
ϵ	Versperrung der Gitter [dimensionslos]
λ	Reibungsbeiwert [dimensionslos]
μ	Viskosität des Gases $[\text{kg}/\text{m s}]$
ρ	Dichte des Gases $[\text{kg}/\text{m}^3]$

C. Indizes

b	Bulktemperatur innerhalb der Nullschubspannungslinie für einen Unterkanal
B	Bulktemperatur für den gesamten Strömungsabschnitt eines Unterkanals
c	Hülle ("canning")
Cu	Kupfer ("copper")
E	Eintritt
h	beheizt ("heated")
max	maximal

r	Fuß ("root")
R	rauh; oder: betrifft den Stab
S	glatt ("smooth"); oder: betrifft das Leitrohr ("shroud")
sp	Abstandshalter ("spacer")
st	Stahl
T	gesamt ("total")
W	Wand
WR	Stabwand, berechnet mit den bei Stabtemperatur ermittelten Gasstoffwerten ("wall of the rods")
WS	Leitrohrwand ("wall of the shroud")
∞	bei großen Werten für h^+ ; oder: bei vollentwickelten Strömungsbedingungen; oder: bezieht sich auf den Wärmeleitfähigkeitseffekt

D. Spezielle Zeichen (oben rechts stehend)

∞	bei unendlicher Wärmeleitfähigkeit des Hüllrohrmetalls
----------	--

Literatur für Kapitel 3

- /1/ K. Rehme und J. Marek: Experimental investigation of heat transfer in a bundle of 19 rods roughened by transverse rectangular ribs, 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /2/ K. Rehme: Experimentelle thermo- und fluiddynamische Untersuchungen an einem 19-Stabbündel mit künstlichen Oberflächenrauigkeiten, KFK 2313 (1976)
- /3/ A. Martelli, K. Rehme: Vergleich von Rechnungen und Messungen der Druck und der Wandtemperaturverteilungen in einem gasgekühlten Stabbündel; genehmigt für die Reaktortagung 1977, Mannheim
- /4/ A. Martelli: SAGAPO, a code for the prediction of steady state heat transfer and pressure drops in gas cooled bundles of rough and smooth rods, 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /5/ M. Dalle Donne, J. Marek, A. Martelli, K. Rehme: Forced convection heat transfer in a roughened 12 rod bundle, 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /6/ M. Dalle Donne, J. Marek, A. Martelli, K. Rehme: BR2 bundle mockup heat transfer experiments, Nuclear Engineering and Design, 40 (1977), 143-156
- /7/ W. Jung und W. Krug: GCFR fuel bundle irradiation in the BR2 helium loop, Nuclear Engineering and Design, 40 (1977), 157-170
- /8/ H.J. Pfriem: Properties of helium gas, "Zürich Club" GCFR Heat Transfer Meeting, Würenlingen (1970)
- /9/ H. Peterson: Estimation of the properties of helium (1968), unveröffentlicht
- /10/ K. Kummerer und D. Staschewski: Physikalische und mechanische Eigenschaften von Strukturwerkstoffen (1962), unveröffentlicht

- /11/ B.S. Petukhov und L.I. Roizen: Generalized dependences for heat transfer in tubes of annular cross section, High Temp., Vol. 12, 485 (1975)
- /12/ M. Dalle Donne: Wärmeübergang von rauhen Oberflächen, Habilitationsschrift Univ. Karlsruhe, KFK-Bericht (Dez. 1970)
- /13/ K. Rehme: Pressure drop correlations for fuel element spacers, Nuclear Technology, 17 (1973)
- /14/ K. Rehme: Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in non-circular channels, Int. J. Heat Mass Transfer 16, 933 (1973)
- /15/ J. Watts: Effect of rib shape and spacing on conductivity corrections to ribbed surface heat transfer data, CEGB Report RD/B/N2106 (1971)
- /16/ Hochwarmfester austenitischer Cr-Ni-Mo-V-Nb-Stahl für Röhren, Werkstoffblatt 550, Mannesmann (1963)
- /17/ P.L. Mantle, A.R. Freeman und J. Watts: Conductivity effects on ribbed surface heat transfer, Int. J. Heat Mass Transfer 14, 1825 (1971)
- /18/ M. Hudina und S. Yanar: The influence of heat conduction on the heat transfer performance of some ribbed surface tested in ROHAN experiment, EIR Report TM-IN-572 (1974)
- /19/ K. Rehme: persönliche Mitteilung
- /20/ K. Rehme: Pressure drop of spacer grids in smooth and roughened rod bundles, Nuclear Technology (im Druck)
- /21/ K. Rehme: Auswertung der fluiddynamischen Untersuchungen an einem Stab-bündel mit 12 Stäben (Mol-Kalibrierelement), KFK 1276/1, S. 127-1 (1976)
- /22/ H.G. Lyall: A graphical presentation of the Warburton and Pirie method of transforming rough surface single-pin and cluster pressure drop data, Report CEGB RD/B/N3083 (1974)
- /23/ K. Maubach: Reibungsgesetze turbulenter Strömungen, Chemie-Ing. Technik 42 (15), 995 (1970)

4. FALL DER LAMINAREN STRÖMUNG

4.1 Einleitende Bemerkungen

Im Gegensatz zur turbulenten Strömung werden bei laminarer Strömung die Reibungsbeiwerte der verschiedenen Kühlunterkanäle und die Temperaturen der Stäbe sowie des Leitrohres nicht mit der durch Integration der Geschwindigkeits- und Temperaturprofile ermittelten Gleichungen berechnet, sondern mit theoretischen Gleichungen, die die Ermittlung der Subkanalwerte als Funktion von verschiedenen Parametern direkt ermöglichen.

Theoretische Lösungen für die Reibungsbeiwerte der drei Kanaltypen wurden für die vollausgebildete Strömung von Rehme /1/, Axford /2/, Sholokhov et al. /3/, Cheng und Jamil /4/, Ratowsky und Epstein /5/ ermittelt. Lösungen für die vollausgebildete Strömung gibt es auch in Bezug auf die Nusselt-Zahlen von Zentralkanälen und Ringspalten /2,6/.

Da die Subkanal-Reibungsbeiwerte selbst direkt ermittelt werden können, ist die Analyse der Sub-Subkanäle für die Berechnung laminarer Strömungen nicht erforderlich, und es wird deshalb darauf verzichtet.

Die Gleichungen für die Berechnung der Massenstrom und Temperaturverteilungen in den Kanälen, den Subkanälen und dem gesamten Bündelströmungsquerschnitt entsprechen praktisch den für die turbulente Strömung gültigen Gleichungen, die im Kapitel 1 vorgestellt wurden (lediglich "turbulen Mixing" ist offenbar gleich 0). Sie werden deshalb hier nicht noch einmal diskutiert.

Die wichtigsten Unterschiede zwischen den Berechnungen der laminaren und turbulenten Strömung liegen in der Ermittlung der Reibungsbeiwerte und der Stab- und Leitrohrtemperatur der Subkanäle. Die dafür benutzten Gleichungen, die vom Autor meistens aus tabellierten Werten ermittelt wurden, werden in diesem Kapitel vorgestellt. Dabei werden auch die vom Autor getroffenen Annahmen diskutiert, die die Ermittlung von Gleichungen für die drei Kanaltypen ermöglichen. Ein Vergleich zwischen Rechnungen und Messungen für

einen thermischen laminaren Test wird am Ende des Kapitels vorgestellt und die dafür benutzte vereinfachte Rechenmethode erklärt.

Es muß betont werden, daß die Berechnungen für die laminare Strömung sich auf den Durchmesser der Rauigkeitsspitze in den aufgerauhten Abschnitten beziehen, was als beste Annahme erscheint, weil die Rauigkeitserhebungen bei laminarer Strömung innerhalb der zähen Unterschicht liegen.

In den Berechnungen werden die "Einlaufeffekte" auf Reibungsbeiwerte, Nusselt-Zahlen und Leitrohrtemperaturen berücksichtigt. Dagegen wird bei laminarer Strömung der Einfluß der Abstandshaltergitter auf die Stabtemperaturverteilungen im Augenblick vernachlässigt, da dem Autor keine Beziehungen zur Berücksichtigung dieser Effekte bekannt sind. Untersuchungen dieser Einflüsse laufen schon im INR, aber die Experimente befinden sich jetzt noch in einem Anfangsstadium.

Schließlich muß auch betont werden, daß die Naturkonvektion und die Wärmestrahlung die bei laminarer Strömung wichtig sein könnten, in der gegenwärtigen Version des physikalischen Modells vernachlässigt sind.

4.2 Reibungsbeiwerte

4.2.1 Berechnungsmethode für die Reibungsbeiwerte bei vollausgebildetem Geschwindigkeitsprofil

Die Reibungsbeiwerte für inkompressible, stationäre und vollausgebildete isotherme laminare Strömungen werden durch folgende Gleichung ermittelt:

$$\lambda = K / Re \quad (1)$$

wobei K eine Funktion der Geometrie des Strömungsquerschnitts ist, was theoretisch nachgewiesen werden kann /1/.

Für Strömungen von Fluiden mit variablen Stoffwerten (aber noch inkompressibel) unter thermischen Bedingungen stehen in der Literatur keine allgemein akzeptierten theoretischen Lösungen zur Verfügung. Deshalb werden die Reibungsbeiwerte im allgemeinen mit Gleichung (1) ermittelt, in der der Wert K derselbe ist wie im Falle der isothermen Strömung, und die Stoffwerte zur Bestimmung der Reynoldszahl bei einer Referenztemperatur T_x berechnet werden, die sich von der Bulktemperatur des Fluids unterscheidet. Dalle Donne und Bowditch /7/ fanden im Experiment, daß für beheizte Rohre mit Gasströmung die Wandtemperatur T_R als Referenztemperatur zu benutzen ist:

$$\lambda = K / Re_R \quad (2)$$

Dieses Ergebnis wurde später durch eine Reihe anderer Versuche bestätigt /8/. Im Falle ringförmiger oder sonstiger Strömungsquerschnitte, in denen es zwei Wände gibt, muß T_x eindeutig von der Temperatur beider Wände und darüberhinaus von den Geometrieparametern abhängen:

$$\lambda = K / Re_x \quad (3)$$

Im INR wurde eine Untersuchung über diese Abhängigkeit begonnen /9/, die dazu dient, Beziehungen zu erhalten für die Reibungsbeiwerte bei Ringspalten mit beheizten aufgerauhten Innenrohren bei laminarer Strömung. Das geschieht durch Vergleich der theoretischen Reibungsbeiwerte mit im INR erzielten Versuchswerten /9/. Die Untersuchung befindet sich noch im Anfangsstadium, jedoch ist bereits ersichtlich, daß die Temperatur der beheizten Wand zu hoch ist, um als Referenztemperatur benutzt zu werden, und der Mittelwert der beiden Wandtemperaturen, gewichtet mit dem beheizten Umfang, zu niedrig ist.

Eine bessere Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen wurde durch Wichten der beiden Temperaturen mit den Massendurchsätzen der beiden durch die maximale Geschwindigkeitslinie getrennten Strömungsquerschnitte erreicht. Jedoch sind die so erzielten Werte für T_x bei großer Differenz zwischen der Bulktemperatur des Fluids und der Staboberflächentemperatur immer noch zu niedrig. Es muß schließlich auch bemerkt werden, daß die Naturkonvektion einen nicht vernachlässigbaren Effekt auf die Versuchswerte haben könnte. Es ist jedoch noch nicht sicher, wie groß dieser Effekt ist.

Da im Augenblick bessere Beziehungen nicht zur Verfügung stehen, wurde die Berechnung mit Hilfe der letztgenannten Definition von T_x für Eckkanäle und den Wandteil der Wandsubkanäle benutzt, während die Staboberflächentemperaturen für die Zentralsubkanäle und für den Zentralteil der Wandsubkanäle benutzt wird.

4.2.2 Gleichungen zur Berechnung der $K = \lambda \cdot Re$ -Werte für die Zentral- und Eckkanäle

Um die K -Werte der Zentralsubkanäle im interessierenden Bereich $1,2 \leq P/D_R \leq 1,5$ mit dem SAGAPO-Code rechnen zu können, ermittelte der Autor folgende Gleichung, die sich unter Zugrundelegung der von Rehme /1/ erzielten Rechenergebnisse ergab:

$$K_{CEN} = \frac{K_{EQA1}}{1,18 (\bar{x})^{-0,342}} \quad (4)$$

K_{EQA1} ist der für die innere Zone des äquivalenten Ringspaltes (d.h. für die innere Ringzone, deren Querschnitt und Stabdurchmesser dem Zentralsubkanäle entsprechen), erzielbare Wert definiert als /1/:

$$K_{EQA1} = \frac{64 (\bar{X}^2 - 1)^3}{|3\bar{X}^4 - 4\bar{X}^2 - 4\bar{X}^4 \ln \bar{X} + 1|} \quad (5)$$

\bar{X} ist der dimensionslose Radius der maximalen Geschwindigkeitslinie für den äquivalenten Ringspalt, d.h.:

$$\bar{X} = \frac{r_{oEQ}}{r_1} = \sqrt{\frac{2\sqrt{3}}{\pi}} \frac{P}{D_R} \quad (6)$$

wobei r_{oEQ} der Radius der maximalen Geschwindigkeitslinie ist.

Ebenso wurde vom Autor aus den von Rehme /1/ berechneten Werten folgende Gleichung zur Berechnung der K-Werte für die Eckkanäle im interessierenden Bereich $1,2 \leq W/D_R \leq 1,5$ ermittelt:

$$K_{COR} = 0,971 K_{EQA} \quad (7)$$

K_{EQA} ist der K-Wert für den ganzen äquivalenten Ringspalt, definiert als /10/:

$$K_{EQA} = \frac{64 (1 - r^*)^2}{1 + r^{*2} + [(1 - r^*)^2 / \ln r^*]} \quad (8)$$

r^* ist das Verhältnis zwischen Innen- und Außenradius des äquivalenten Ringspalts, d.h.:

$$r^* = \frac{r_1}{r_{2EQ}} = \sqrt{\frac{\pi \sqrt{3}}{24}} / \left(\frac{W}{D_R} - 0,5 \right) \quad (9)$$

wobei r_{2EQ} der Außenradius ist.

4.2.3 Methode zur Bestimmung der Trennlinie der zwei Teile der Wandsubkanäle und zur Berechnung der $K = \lambda \cdot Re$ -Werte für die beiden Teile und für den gesamten Subkanal

Im Falle der Wandsubkanäle ist es wichtig, die Trennlinie für die beiden Teile (Zentral- und Wandteil, s. Abb. 7) wie bei der turbulenten Strömung festzulegen, insbesondere deshalb, weil die Nusseltzahlösungen für einen

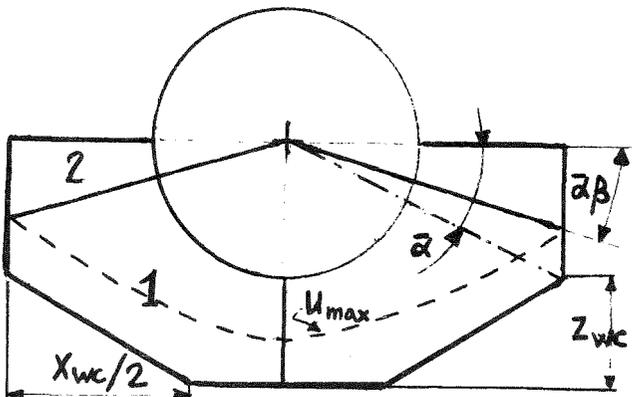


Abb. 7 Trennlinie in den Wandsubkanälen

1 = Wandteil; 2 = Zentralteil

Wandsubkanal nicht zur Verfügung stehen und man deshalb auf das Konzept des äquivalenten Ringspalts für jeden der beiden Teile zurückzugreifen muß. Für laminare isotherme Strömung kann die Lage des Punktes, in dem die Trennlinie die Symmetrielinie des Wandkanals schneidet (man nimmt an, daß dieser Punkt mit dem Punkt zusammenfällt, in dem die

maximale Geschwindigkeitslinie die Symmetrielinie des Kanals schneidet), als die Lage bestimmt werden, bei der der Mittelwert der K -Werte der beiden Teile gleich dem von Rehme /1/ berechneten K -Wert des Wandkanals ist. Um eine Gleichung zu ermitteln, die die Bestimmung der Lage des vorhergenannten Punktes in Abhängigkeit von den geometrischen Parametern des Wandkanals ermöglicht, wurden vom Autor für verschiedene Werte der geometrischen Parameter

die K-Werte der zwei Teile bei verschiedenen Positionen der Trennlinie berechnet, und daraus jeweils der K-Wert für den gesamten Subkanal bestimmt. Die richtige Lage des Punktes wurde dann bestimmt als die Lage, bei der der so berechnete K-Wert gleich dem von Rehme für dieselben geometrischen Parameter ermittelten Wert ist. Zur Berechnung des K-Wertes für den Wandteil wurde vom Autor Gleichung (7) als gültig angenommen, während Gleichung (4) für den Zentralteil benutzt wurde, wobei die dimensionslosen Radien r^* und \bar{X} wie folgt ermittelt wurden:

$$r^* = \frac{r_1}{r_{2EQ1}} = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2} - \bar{\alpha}\beta}}{\sqrt{\left(\frac{W}{D_R} - 0,5\right)\left(\frac{P}{D_R}\right)4 - \left(\frac{P}{D_R}\right)^2 \tan(\bar{\alpha}\beta) - 2\left(\frac{Z_{WC}}{D_R}\right)\left(\frac{X_{WC}}{D_R}\right)}} \quad (10)$$

$$\bar{X} = \frac{r_{0EQ}}{r_1} = \frac{\frac{P}{D_R} \sqrt{\tan(\bar{\alpha}\beta)}}{\sqrt{\bar{\alpha}\beta}} \quad (11)$$

mit:

$$\bar{\alpha} = \operatorname{atan}\left(\frac{\frac{W}{D_R} - 0,5 - \frac{Z_{WC}}{D_R}}{0,5 \frac{P}{D_R}}\right), \quad (12)$$

d.h., $\bar{\alpha}$ ist der Winkel zwischen der Randlinie, die den Wandkanal vom anschließenden Zentralkanal trennt, und der Verbindungslinie zwischen Stabmittelpunkt und dem Punkt, in dem die Symmetrielinie des Wandkanals die Leitrohrwand schneidet, und β ist das Verhältnis zwischen dem tatsächlichen Winkel und $\bar{\alpha}$ (vergl. Abb. 7, S. 127).

Der K-Wert für den ganzen Wandsubkanal wird dann im Modell als Mittelwert der K-Werte der zwei Teile mit Hilfe der folgenden Gleichung berechnet:

$$K_W = \frac{A_W D_W^2}{\frac{A_{W1} D_{W1}^2}{K_{W1}} + \frac{A_{W2} D_{W2}^2}{K_{W2}}} \quad (13)$$

(A_W ist der Strömungsquerschnitt und D_W der hydraulische Durchmesser des ganzen Subkanals. $A_{W1,2}$ sind die Strömungsquerschnitte und $D_{W1,2}$ die hydraulischen Durchmesser des Wandteils (1) und des Zentralkanals (2)).

Man erhält Gleichung (13), wenn man gleiche Reibungsdruckverluste in den beiden Teilen sowie konstante Stoffwerte des Kühlmittels annimmt und damit die Reibungsdruckverluste ansetzt:

$$\Delta p_{fr} = - \left(\frac{\dot{m}_W}{A_W} \right)^2 \left[\frac{\lambda_W \Delta x}{2 D_W \rho} \right] \sim \left(\frac{\dot{m}_W}{A_W} \right) \left[\frac{K_W}{D_W^2} \right] \quad (14)$$

$$\Delta p_{fr} = - \left(\frac{\dot{m}_{W1}}{A_{W1}} \right)^2 \left[\frac{\lambda_{W1} \Delta x}{2 D_{W1} \rho} \right] \sim \left(\frac{\dot{m}_{W1}}{A_{W1}} \right) \left[\frac{K_{W1}}{D_{W1}^2} \right] \quad (15)$$

$$\Delta p_{fr} = - \left(\frac{\dot{m}_{W2}}{A_{W2}} \right)^2 \left[\frac{\lambda_{W2} \Delta x}{2 D_{W2} \rho} \right] \sim \left(\frac{\dot{m}_{W2}}{A_{W2}} \right) \left[\frac{K_{W2}}{D_{W2}^2} \right] \quad (16)$$

so daß mit der Kontinuitätsgleichung $\dot{m}_W = \dot{m}_{W1} + \dot{m}_{W2}$, aus (15) und (16) leicht folgender Ausdruck entsteht:

$$\dot{m}_W \sim \Delta p_{fr} \left(\frac{A_{W1} D_{W1}^2}{K_{W1}} + \frac{A_{W2} D_{W2}^2}{K_{W2}} \right) \quad (17)$$

Gleichung (13) ergibt sich dann aus der Kombination von (14) und (17).

Rehme /1/ erhielt die K-Werte für die Wandsubkanäle theoretisch nur, wenn keine "Blockade-Dreiecke" auftraten (vergl. Abb. 30). Die K-Werte von Rehme sind also ausschließlich abhängig von P/D_R und W/D_R . Deshalb wurde β auch nur in Abhängigkeit von P/D_R und W/D_R bestimmt. Für $1,2 \leq (P/D_R, W/D_R) \leq 1,5$ wurde vom Autor mit der vorhergenannten Methode die folgende Gleichung zur

Berechnung von β bestimmt:

$$\beta = \left[3,77 - 2,079 \left(\frac{P}{D_R} \right) \right] + \left[-1,720 + 1,214 \left(\frac{P}{D_R} \right) \right] \left(\frac{W}{D_R} \right) \quad (18)$$

Wenn eine "Blockade-Dreieck" vorliegt wie in den 12-Stabbündeln, kann (18) möglicherweise nicht sehr genau sein, weil die Abhängigkeit von der Geometrie des "Blockade-Dreiecks" vernachlässigt wird. Sie muß jedoch benutzt werden, da dem Autor kein besserer Ansatz zur Berechnung der K-Werte für die Wandsubkanäle dieser Form bekannt ist.

Die Gleichungen (10-13) und (18) werden im Modell auch für den Fall von beheizten Gasströmungen als gültig angenommen.

4.2.4 Hydrodynamische Einlaufänge: verfügbare Daten für die Berechnung der Reibungsbeiwerte in Ringspalten

Bei laminarer Strömung ist die hydrodynamische Einlaufänge, d.h. der Bereich, in dem sich das Geschwindigkeitsprofil entwickelt und die Reibungsbeiwerte größer sind als die für die vollausbildete Strömung, beträchtlich länger als bei turbulenter Strömung. Sie reicht möglicherweise in den beheizten Teil der Stäbe hinein und beeinflusst damit die Massenstrom- und Temperaturverteilung. Der "Einlaufeffekt" muß deshalb bei der Berechnung der laminaren Reibungsbeiwerte berücksichtigt werden.

Für ein isothermes inkompressibles Fluid können die Druckverluste vom Bündel Eintritt bis zum Abstand x vom Eintritt wie folgt ausgedrückt werden:

$$\frac{p_E - p_x}{\frac{\rho \bar{u}^2}{2}} = \frac{\lambda_A x}{D_A} + k_A(x) \quad (19)$$

Die Druckdifferenz zwischen den axialen Querschnitten "a" und "b" beträgt danach:

$$\frac{p_b - p_a}{0,5 \rho \bar{u}^2} = - \left\{ \frac{\lambda_A (x_b - x_a)}{D_A} + \left[k_A (x_b) - k_A (x_a) \right] \right\} \quad (20)$$

Der Parameter k_A wird von Sparrow und Linn /11/ für Ringspalte theoretisch als Funktion von (r_2/r_1) und von der dimensionslosen Entfernung Φ_A vom Eintritt bestimmt, wobei Φ_A wie folgt definiert wird:

$$\Phi_A = 4 \frac{x/D_A}{Re_A} \quad (21)$$

Im interessanten Bereich $0,1 \leq r_1/r_2 \leq 0,8$ wurde vom Autor die Funktion k_A von /11/ wie folgt approximiert:

$$k_A = 132,53 \Phi_A \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^{-0,013} \quad \text{wenn} \quad 0,0 \leq \Phi_A < 0,002 \quad (22)$$

$$k_A = \exp [a(\Phi_A)] \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^{b(\Phi_A)} \quad \text{wenn} \quad 0,002 \leq \Phi_A \leq 0,1 \quad (23)$$

$$k_A = 0,64 \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^{-0,0738} \quad \text{wenn} \quad 0,1 \leq \Phi_A \quad (24)$$

Dabei gilt:

$$a(\Phi_A) = 0,7982 + 0,3421 \ln \Phi_A \quad \text{wenn} \quad 0,002 \leq \Phi_A \leq 0,01755 \quad (25)$$

$$a(\Phi_A) = -0,05033 + 0,1322 \ln \Phi_A \quad \text{wenn} \quad 0,01755 \leq \Phi_A \leq 0,05 \quad (26)$$

$$a(\Phi_A) = -0,4463 \quad \text{wenn} \quad 0,05 \leq \Phi_A \leq 0,1 \quad (27)$$

$$b(\Phi_A) = -0,205 \Phi_A^{0,444} \quad \text{wenn} \quad 0,002 \leq \Phi_A \leq 0,1 \quad (28)$$

Die Gleichungen (21-28) werden vom Autor auch für den Fall beheizter Strömung in Ringspalten als gültig angesehen. Die Stoffwerte zur Bestimmung von Re_A in (21) werden bei derselben Temperatur T_x ermittelt, die in (3) benutzt wurde.

Damit wird vom Autor angenommen, daß Gleichung (20) auch die Reibungsdruckverluste bei beheizter laminarer Strömung in Ringspalten definiert.

4.2.5 Übertragung der für Ringspalte gültigen Gleichungen auf die Geometrie der Eckkanäle und der Wandteile der Wandsubkanäle bei sich entwickelnder Strömung

Gleichung (20) für die Berechnung der Reibungsdruckverluste in Ringspalten kann mit Hilfe von (3) umgeformt werden in:

$$\frac{\Delta p_{fr}}{0,5 \rho \bar{u}^2} = - \frac{K_A \gamma_A}{Re_{Ax}} \frac{\Delta x}{D_A} \quad (29)$$

Dabei gilt:

$$\gamma_A = 1 + \frac{4}{K_A} \frac{\Delta K_A}{\Delta \Phi_{Ax}} \quad (30)$$

Analog können die Reibungsdruckverluste für einen Eckkanal und den Wandteil eines Wandsubkanals wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\Delta p_{fr}}{\frac{\rho \bar{u}^2}{2}} = - \frac{K \gamma}{Re_x} \frac{\Delta x}{D} \quad (31)$$

Bei der Berechnung werden vom Autor für die Eckkanäle und die Wandteile der Wandsubkanäle die gleichen γ -Faktoren angenommen, die für die äquivalenten Ringspalte gültig sind, nämlich:

$$\gamma = 1 + \frac{4}{K_{EQA}} \frac{\Delta K_{EQA}}{\Delta \Phi_{EQA_x}}, \quad (32)$$

wobei K_{EQA} mit Hilfe von Gleichung (8) berechnet wird und $\Phi_{EQ, Ax}$ auf den hydraulischen Durchmesser des äquivalenten Ringspalts bezogen ist:

$$D_{EQA} = D_{2EQ} - D_R \quad (33)$$

4.2.6 Übertragung der für Ringspalte gültigen Gleichungen auf die Geometrie der Zentralsubkanäle und der Zentralteile der Wandsubkanäle bei sich entwickelnder Strömung

Für die Zentralsubkanäle und den Zentralteil der Wandsubkanäle kann analog zu 4.2.5 geschrieben werden:

$$\frac{\Delta p_{fn}}{0,5 \rho \bar{u}_b^2} = - \left\{ \frac{K_b \gamma_b \Delta x}{Re_b D_b} \right\} \quad (34)$$

Für den ganzen Ringspalt, dessen Innenzone denselben Querschnitt und Innenrohrdurchmesser besitzt wie der Zentralsubkanal oder der Zentralteil des Wandsubkanals (Index b bezeichnet den Innenbereich), kann folgende Gleichung

geschrieben werden:

$$\frac{\Delta p_{fr}}{0,5 \rho \bar{u}_A^2} = - \left\{ \frac{K_A \gamma_A}{Re_A} \frac{\Delta x}{D_A} \right\} \quad (35)$$

Da der Autor annimmt, daß der Bündeleintritt die Reibungsbeiwerte von Innen- und Außenzone des Ringspaltes in der gleichen Weise beeinflusst, ergibt sich:

$$\gamma_b = \gamma_A = 1 + \frac{4}{K_A} \frac{\Delta k_A}{\Delta \Phi_A} \quad (36)$$

Der Außenradius r_{2A} für die Bestimmung von $\gamma_b = \gamma_A$ des gesamten Ringspaltes wird aus folgender Gleichung berechnet, in der der Radius der maximalen Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Außen- und Innenradius eines Ringspaltes angegeben ist und für inkompressible isotherme laminare Strömungen genau gilt /12/:

$$r_{0A}^2 = \frac{r_{2A}^2 - r_1^2}{2 \ln \frac{r_{2A}}{r_1}} \quad (37)$$

Der hydraulische Durchmesser dieses Ringspaltes wird dann definiert zu:

$$D_A = 2 (r_{2A} - r_1) \quad (38)$$

wobei K_A mit Hilfe von Gleichung (8) berechnet wird.

Re_A wird dann durch folgende Überlegungen bestimmt. Definitionsgemäß be- trägt die Reynoldszahl für den Ringspalt:

$$Re_A = \frac{\dot{m}_A D_A}{A_A \mu} \quad (39)$$

Da die Reibungsdruckverluste für den gesamten Strömungsquerschnitt und die Innenzone unter Zugrundelegung konstanter Gasstoffwerte durch folgende Ausdrücke beschrieben werden können:

$$\Delta p_{Afr} \sim \frac{\dot{m}_A}{A_A} \frac{K_A \gamma_A}{D_A^2} \quad (40)$$

$$\Delta p_{bfr} \sim \frac{\dot{m}_b}{A_b} \frac{K_b \gamma_b}{D_b^2}, \quad (41)$$

und wenn man zusätzlich gleiche Reibungsdruckverluste annimmt und (40) und (41) mit (36) zusammenfaßt, erhält man leicht:

$$\frac{\dot{m}_A}{A_A} = \frac{\dot{m}_b}{A_b} \frac{K_b}{K_A} \left(\frac{D_A}{D_b} \right)^2, \quad (42)$$

d.h. bei konstanten Stoffwerten:

$$Re_A = Re_b \left(\frac{K_b}{K_A} \right) \left(\frac{D_A}{D_b} \right)^3 \quad (43)$$

K_b wird mit Hilfe von Gleichung (4) berechnet, Re_b und D_b sind die Reynoldszahl bzw. der hydraulische Durchmesser des Zentralsubkanals oder des Zentralteils des Wandsubkanals.

4.2.7 γ -Korrekturfaktoren für die gesamten Wandsubkanäle bei sich entwickelnder Strömung

Der Faktor γ_W für die gesamten Wandsubkanäle kann aus den Faktoren γ_i der beiden Teile berechnet werden. Mit denselben Annahmen für (13) und wegen (36) gilt:

$$K_{WA} = \frac{A_W D_W^2}{\frac{A_{W1} D_{WA1}^2}{K_{WA1}} + \frac{A_{W2} D_{W2}^2}{K_{W2}}} \quad (44)$$

und :

$$K_{WA} \gamma_W = \frac{A_W D_W^2}{\frac{A_{W1} D_{WA1}^2}{K_{WA1} \gamma_1} + \frac{A_{W2} D_{W2}^2}{K_{W2} \gamma_2}} \quad (45)$$

Daraus folgt:

$$\gamma_W = \frac{\frac{A_{W1} D_{WA1}^2}{K_{WA1}} + \frac{A_{W2} D_{W2}^2}{K_{W2}}}{\frac{A_{W1} D_{WA1}^2}{K_{WA1} \gamma_1} + \frac{A_{W2} D_{W2}^2}{K_{W2} \gamma_2}} \quad (46)$$

In (46) gibt Index A für 1 (Wandteil) an, daß sich die Variablen auf den äquivalenten Ringspalt beziehen.

4.3 Stab- und Leitrohrtemperaturen: generelle Bemerkungen

Analog zu 4.2 werden in den nächsten Abschnitten auch die vom Autor zur Berechnung der Stab- und Leitrohrtemperaturen ermittelten Gleichungen für die zwei Fälle von vollausgebildeter und sich entwickelnder Strömung getrennt vorgestellt.

Bevor die erwähnten Gleichungen beschrieben werden, sollen einige wichtige Punkte herausgestellt werden.

- 1) Die Gleichungen wurden vom Autor aus den in einer Arbeit von Lundberg et al. /13/ tabellierten theoretischen Werten für Ringspalte ermittelt. Die Lösungen von /13/ gelten unter der Annahme, daß das Geschwindigkeitsprofil am Beginn der beheizten Strecke schon vollausgebildet ist.
- 2) Mit den vorhergenannten Gleichungen können die Stab- und Leitrohrtemperaturen für den allgemeinen Fall beheizter Stäbe und beheiztem Leitrohr berechnet werden, wenn man wie bei der turbulenten Strömung das "Superpositionsprinzip" anwendet (Gl. (59), (60) in Kapitel 2).
- 3) Die Nusselt-Zahlen und die dimensionslosen Stab- und Leitrohrtemperaturen ergaben sich theoretisch unter der Annahme konstanter Stoffwerte. Da die Versuche von Kays und Nicoll /14/ zeigen, daß für beheizte Rohre die mit konstanten Stoffwerten ermittelten Lösungen bei Wand-zu-Bulk-Temperaturverhältnissen bis zu mindestens 2,0 gut anwendbar sind, wenn die Stoffwerte mit der Bulktemperatur bestimmt werden, wird keine Korrektur im mathematischen Modell von SAGAPO für notwendig erachtet.
- 4) Da die Stoffwerte für jeden Unterkanal in der Berechnung der Wandtemperatur als konstant angenommen werden können, ist das "Superpositionsprinzip" für den Fall der laminaren Strömung besonders gut anwendbar.
- 5) Die mit Hilfe der später beschriebenen Gleichungen berechneten Stabtemperaturen im aufgerauhten Teil der Stäbe betreffen den Radius der Rauigkeitsspitze (vergl. 4.1). Deshalb wurde vom Autor eine Korrektur vorgenommen, damit die Temperatur am Fuß der Rippen bestimmt und ein Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen durchgeführt werden kann. Wenn die Thermoelemente in der Mitte zwischen zwei Rippen wie beim 19-Stabbündel angebracht werden, kann die Temperaturdifferenz an dieser Stelle zwischen

Spitze und Fuß der Rippen wie folgt ausgedrückt werden:

$$\Delta T = \frac{\dot{Q}_b''}{k_G} r_b \ln \frac{r_t}{r_b} \quad (47)$$

(Index b bezeichnet den Fuß, Index t die Spitze, und k_G ist die Wärmeleitfähigkeit des Gases). Gleichung (47) gilt, wenn man annimmt, daß der Wärmefluß nur in radialer Richtung in der Mitte zwischen zwei Rippen verläuft. Die Korrektur kann aufgrund der niedrigen Werte der Wärmeleitfähigkeit der Gase beträchtlich sein.

4.4 Gleichungen für den Bereich mit vollausgebildetem Temperaturprofil

4.4.1 Verfügbare theoretische Lösungen

Im Gegensatz zu dem Fall der Reibungsbeiwerte sind theoretische Lösungen für die Nusselt-Zahlen bei vollausgebildetem Temperaturprofil nur für die Zentralkanäle /2/ verfügbar, nicht aber für die beiden anderen Kanaltypen (Eck- und Wandkanal), die in der Bündelgeometrie vorkommen. Damit muß bei der Berechnung der Nusselt-Zahlen der Eckkanäle und der Wandteile der Wandsubkanäle auf den äquivalenten Ringspalt zurückgegriffen werden, während die Zentralteile der Wandsubkanäle als "äquivalente Zentralsubkanäle" angesehen werden können, d.h. als Zentralsubkanäle mit demselben Strömungsquerschnitt und Stabdurchmesser wie der Zentralteil.

Theoretische Lösungen für die Nusselt-Zahlen und die dimensionslosen Wandtemperaturen bei vollausgebildeter Strömung sind für Ringspalte in einem Bericht von Shah und London /10/ enthalten sowie in /6/.

Die genannten Ergebnisse von Axford /2/ zeigen, daß für die Zentralkanäle die Annahme eines äquivalenten Ringspaltes mit demselben Strömungsquerschnitt und Innenrohrdurchmesser wie im Subkanal bei laminarer Strömung im interessanten Bereich von P/D_R nicht gut ist. Das ist sicherlich auf die Form des Geschwindigkeitsprofils zurückzuführen, das bis in Wandnähe nicht so flach ist wie bei der turbulenten Strömung. Im Gegensatz zur turbulenten Strömung ist daher die Randbedingung $\tau=0$ im Vergleich zur Randbedingung $\dot{Q}''=0$ nicht vernachlässigbar.

4.4.2 Gleichung zur Berechnung der Nusselt-Zahlen für die Zentralsubkanäle und die Zentralteile der Wandsubkanäle

Für die Berechnung der Nusseltzahlen für die Zentralsubkanäle und die Zentralteile der Wandsubkanäle wurde vom Autor folgende Gleichung ermittelt, die sich aus den Ergebnissen von Axford für die Zentralsubkanäle für $1,1 \leq \frac{P}{D_R} \leq 1,7$ ergibt und deren Form auch die Bestimmung der Nusselt-Zahlen für die Zentralteile der Wandsubkanäle ermöglicht:

$$Nu_{CEN\infty} = \frac{r_1^*}{1+r_1^*} \left[14,12 + 4,126 \ln \left(\frac{0,9523}{r_1^*} - 1 \right) \right] \quad (48)$$

mit der folgenden Definition der Nusselt-Zahl:

$$Nu_{CEN\infty} = \frac{\alpha_R D_{A1}}{k_G} = \frac{\dot{Q}_R'' D_{A1}}{(T_{RCEN} - T_{BCEN}) k_G} \quad (49)$$

wobei die Nusselt-Zahl auf den hydraulischen Durchmesser D_{A1} des äquivalenten Ringspaltes bezogen ist, d.h.:

$$D_{A1} = 2 (r_{oEQ} - r_1) \quad (50)$$

Der dimensionslose Radius r_1^* in (48) ist definiert als:

$$r_1^* = \frac{r_1}{r_{0EQ}} = \sqrt{\frac{\pi}{2\sqrt{3}}} / \frac{P}{D_R} \quad (51)$$

für die Zentralsubkanäle, und als:

$$r_1^* = \frac{\sqrt{\bar{\alpha}\beta}}{\left(\frac{P}{D_R}\right) \sqrt{\tan(\bar{\alpha}\beta)}} \quad (52)$$

für die Zentralteile der Wandsubkanäle, wobei $\bar{\alpha}$ und β die bereits genannte Bedeutung haben (vergl. 4.2.3).

4.4.3 Gleichungen zur Berechnung der Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Leitrohrtemperaturen für die Eckkanäle und die Wandteile der Wandsubkanäle im Fall beheizter Stäbe und unbeheiztem Leitrohr

Für die Berechnung der Nusselt-Zahlen für die Eckkanäle und die Wandteile der Wandsubkanäle wurde vom Autor folgende Gleichung ermittelt:

$$Nu_{R\infty} = 0,967 Nu_{EQAR\infty} \quad (53)$$

mit folgender Definition der Nusselt-Zahl:

$$Nu_{R\infty} = \frac{\alpha_R D_{EQA}}{k_G} = \frac{\dot{Q}_R'' D_{EQA}}{(T_{R\infty} - T_B) k_G} \quad (54)$$

$Nu_{EQAR_{\infty}}$ ist die Nusselt-Zahl des äquivalenten Ringspaltes, die für den dimensionslosen Radius r^* im interessierenden Bereich ($0,01 \leq r^* \leq 1$) vom Autor aus den tabellierten Werten von /10/ wie folgt bestimmt wurde:

$$Nu_{EQAR_{\infty}} = 4,07 + 1,237 (r^*)^{-0,8027} \quad (55)$$

Die Nusselt-Zahl in (54) ist auf den hydraulischen Durchmesser des äquivalenten Ringspaltes bezogen, d.h.:

$$D_{EQA} = 2 (r_{2EQ} - r_1) \quad (56)$$

Der dimensionslose Radius r^* wird für die Eckkanäle durch (9) festgelegt, für die Wandteile der Wandsubkanäle durch (10).

Gleichung (53) ergab sich aus dem Vergleich von Nusselt-Zahlwerten die mit den für den äquivalenten Ringspalt gültigen Gleichungen berechnet wurden, mit Werten die von Cheng und Jamil /4/ für einen sehr speziellen Fall angegeben sind. Cheng und Jamil lösten den Fall des Wärmeübergangs in regelmäßigen polygonen Außenrohren mit rundem Innenrohr theoretisch für konstante Wärmeflüsse, die aber für beide Wände unterschiedlich und so spezifiziert werden, daß die azimutalen Wandoberflächentemperaturen für die Innen- und Außenwand an jeder Stelle sich gleichmäßig und gleich hoch ergaben. Die Ergebnisse der Berechnungen, die im Bericht von Shah und London /10/ aufgeführt sind, entsprechen für ein hexagonales Außenrohr (den für Eckkanäle interessierenden Fall) $W/D_R \geq 1,5$ und werden als Mittelwerte der Nusselt-Zahlen beider Wände, gewichtet mit den beheizten Umfängen, angegeben. Wenn man die beiden Nusselt-Zahlen für den äquivalenten Ringspalt bei $W/D_R = 1,5$ mit (55) berechnet und sie für die tatsächlichen äquivalenten Durchmesser der Kanäle umformt und in der gleichen Weise zusammenfaßt, wie es Cheng und Jamil getan haben, erhält man (53).

Leider sind keine Werte für Nu_{COR} bei $W/D_R < 1,5$ in /10/ verfügbar, und außerdem ist es unmöglich, die Einflüsse auf die Nusselt-Zahlen der einzelnen

Wände zu trennen. Wenn man sich jedoch daran erinnert, daß das Verhältnis K_{COR}/K_{EQA} bei $1,2 \leq W/D_R \leq 1,5$ nahezu konstant und gleich 0,971 ist (Gl. (7)) und damit dem Wert des Verhältnisses Nu_{COR}/Nu_{EQA} sehr nahekommt, erscheint es als gute Annahme, Gleichung (53) als gültig für beide Nusselt-Zahlen im Bereich $1,2 \leq W/D_R \leq 1,5$ anzusehen.

Wie für die Nusselt-Zahlen wurden vom Autor auch die Gleichungen zur Berechnung der dimensionslosen Leitrohrtemperatur aus den Tabellenwerten von /10/ ermittelt:

$$\theta_{S\infty} = -0,1033 (r^*)^{0,949} \quad \text{wenn } 0,01 \leq r^* \leq 0,1 \quad (57)$$

$$\theta_{S\infty} = 0,0142 - 0,07849 (r^*)^{0,483} \quad \text{wenn } 0,1 \leq r^* \leq 1 \quad (58)$$

mit folgender Definition der dimensionslosen Leitrohrtemperatur:

$$\theta_{S\infty} = \frac{(T_{S\infty}^R - T_B) K_G}{\dot{Q}_R^H D_{EQA}}, \quad (59)$$

wobei D_{EQA} durch (56) gegeben ist und r^* durch (9) oder (10).

Für die dimensionslose Leitrohrtemperatur konnte keine Korrektur der Lösung für den äquivalenten Ringspalt wie bei den Nusselt-Zahlen (53) der Stäbe durchgeführt werden, da keine geeigneten Beziehungen verfügbar waren.

4.4.4 Gleichungen zur Berechnung der Nusselt-Zahl der beheizten Wand und der dimensionslosen Stabtemperatur für beheiztes Leitrohr und nicht beheizte Stäbe

Die im Fall beheizten Leitrohres und unbeheizter Stäbe in SAGAPO benutzte Gleichung zur Berechnung der Nusselt-Zahlen des Leitrohres in den Eckkanälen und in den Wandteilen der Wandsubkanäle wurde vom Autor wiederum aus tabellierten Werte von /10/ ermittelt. Die folgende Gleichung ergab sich:

$$Nu_{S\infty} = 0,967 Nu_{EQAS\infty} \quad (60)$$

wobei wie üblich die Nusselt-Zahl definiert ist als:

$$Nu_{S\infty} = \frac{\alpha_{S\infty} D_{EQA}}{k_G} = \frac{\dot{Q}_S'' D_{EQA}}{(T_{S\infty} - T_B) k_G} \quad (61)$$

Die Gleichung für die Berechnung der Nusselt-Zahl $Nu_{EQAS\infty}$ des äquivalenten Ringspaltes wurde für $r^* > 0,0001$ aus den in /10/ tabellierten Werten ermittelt als:

$$Nu_{EQAS\infty} = 4,754 \exp(0,1246 r^*) \quad (62)$$

D_{EQA} und r^* haben dabei die übliche Bedeutung.

Die Korrektur (60) wurde unter Berücksichtigung der in Bezug auf Nu_R bereits gemachten Überlegungen durchgeführt (vergl. 4.4.3).

Die dimensionslose Temperatur des Stabes kann mit folgender Gleichung berechnet werden, die sich aus den tabellierten Werten von /10/ ergibt:

$$\theta_{R\infty} = \frac{\theta_{S\infty}}{r^*} \quad (63)$$

wobei $\theta_{S\infty}$ mit den Gleichungen (57), (58) sich errechnet und die dimensionslose Stabtemperatur definiert ist als:

$$\theta_{R\infty} = \frac{(T_{R\infty}^S - T_B) K_G}{\dot{Q}_S^H D_{EQA}} \quad (64)$$

4.5 Bereich der sich entwickelnden Temperaturprofils

4.5.1 Einleitende Bemerkungen

Wie bereits erwähnt, sind in der genannten Arbeit von Lundberg, McCuen und Reynolds /13/ die theoretischen Lösungen der Nusselt-Zahlen und die dimensionslosen Wandtemperaturen in Ringspalten für ein vollausgebildetes Geschwindigkeitsprofil und ein sich entwickelndes thermisches Profil tabellarisch enthalten.

Der allgemeinere Fall von gleichzeitig sich entwickelnden Geschwindigkeits- und Temperaturprofilen wird im Bericht von Shah und London /10/ nur für Rohre kurz behandelt. Für Ringspalte werden keine Lösungen angegeben. Die Einflüsse des sich entwickelnden Geschwindigkeitsprofils in dem im /10/ genannten Beispiel sind groß, betreffen jedoch nur einen kurzen axialen Bereich. Bei Reaktorstabbündeln tritt in der Regel ein erster unbeheizter Teil auf, so daß das Geschwindigkeitsprofil sich vor dem Temperaturprofil zu entwickeln beginnt. Es wird hier deshalb nicht versucht, die Möglichkeit eines noch nicht vollausgebildeten Geschwindigkeitsprofils für den axialen Abschnitt zu berücksichtigen, an dem die Erwärmung beginnt.

Im Bereich des sich entwickelnden Temperaturprofils müssen die Werte der Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Temperaturen, die für Ringspalte bei vollausgebildeter Strömung gelten, mit einem Korrekturfaktor multipliziert werden. Dieser Faktor ist eine Funktion der Radienverhältnisse:

$$r^* = r_1 / r_{2A} \quad (65)$$

und des dimensionslosen Abstandes von dem Punkt, an dem die Erwärmung beginnt:

$$X^* = \frac{X / D_A}{Re_A Pr} = \frac{1}{Gz_A} \quad (66)$$

wobei Gz_A die Graetz-Zahl für den Ringspalt und D_A der hydraulische Durchmesser ist. Die theoretischen Lösungen für Ringspalte sind die besten, die in der Literatur verfügbar sind und die auf die drei in SAGAPO definierten Typen von Subkanälen angewandt werden können. Das Konzept des äquivalenten Ringspaltes muß deshalb auch auf die Zentralsubkanäle und die Zentralteile der Wandsubkanäle angewandt werden. Deshalb wird auch für die Bestimmung der Korrekturfaktoren für diese Strömungszonen angenommen, daß die für den gesamten äquivalenten Ringspalt gültigen Werte anwendbar sind, wenn der Strömungsquerschnitt mit dem des Zentralsubkanals oder dem des Zentralteils des Wandsubkanals übereinstimmt. Es wurde in 4.4.1 betont, daß die Annahme von äquivalenten Ringspalten für die Zentralsubkanäle schlecht ist (Fehler ca. 20 - 30 %). Wenn aber diese Annahme nur für die Berechnung der Korrekturfaktoren für die Nusselt-Zahlen (und nicht für ihre absoluten Werte) benutzt wird, sollte der Fehler in den Nusselt-Zahlen im Bereich des sich entwickelnden Temperaturprofils weitaus geringer sein. Darüberhinaus ist das Temperaturprofil der sich entwickelnden laminaren Strömung flacher als das der vollausgebildeten laminaren Strömung; es ist aber dem Temperaturprofil der turbulenten Strömung ähnlicher, was bedeutet, daß das äquivalente Ringspaltkonzept besser anwendbar ist (vergl. 2.1.1).

Wenn das Temperaturprofil noch nicht vollausgebildet ist, ist die Temperatur innerhalb des Querschnitts gleichmäßiger, und deshalb ist der Wärmeaustausch zwischen Stab und Kühlmittel besser, d.h. daß der Korrekturfaktor ≥ 1 für die Nusselt-Zahlen, während er ≤ 1 für die dimensionslosen Temperaturen ist, was sich aus den Definitionen der Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Temperaturen ergibt.

4.5.2 Gleichungen zur Berechnung der Nusselt-Zahlen und dimensionslosen Leitrohrtemperaturen für beheizte Stäbe und nicht beheiztes Leitrohr

Die Nusselt-Zahlen der Stäbe im Abstand X von dem Abschnitt, in dem die Erwärmung beginnt, werden im Modell wie folgt bestimmt:

$$Nu_R = Y_{Nu_R} Nu_{R\infty} \quad (67)$$

$Nu_{R\infty}$ ist die mit (48), (53) berechnete Nusselt-Zahl für die vollausgebildete Strömung.

Der Korrekturfaktor Y_{Nu_R} wird durch die folgenden Gleichungen definiert, die vom Autor durch Approximation der tabellarisch aufgeführten Lösungen /13/ bestimmt wurden:

$$Y_{Nu_R} = \left(\frac{r^*}{0,00062} \right) B(X^*) \quad (68)$$

mit:

$$r^* = \frac{r_1}{r_{2EQ}} \quad (69)$$

$$B(X^*) = -0,1933 + 0,1217 (X^*)^{-0,148} \quad \text{wenn } \begin{cases} 0,0001 \leq X^* \\ X^* \leq 0,025 \end{cases} \text{ (a)}$$

$$B(X^*) = \bar{B}(X^*) = -0,001338 + 0,0000277 (X^*)^{-1,76} \quad \text{wenn } \begin{cases} X^* \geq 0,025 \\ \bar{B}(X^*) \geq 0 \end{cases} \text{ (b)} \quad (71)$$

$$B(X^*) = 0 \quad \text{wenn } \bar{B}(X^*) \leq 0 \text{ (c)}$$

wobei X^* ähnlich zu (66) definiert wird, d.h. als:

$$X^* = \frac{X/D_{EQA}}{Re_{EQA} Pr} \quad (72)$$

Die dimensionslose Leitrohrtemperatur ergibt sich analog zu:

$$\theta_s = Y_{\theta_s} \theta_{s\infty} \quad (73)$$

wobei der Wert für die vollausgebildete Strömung $\theta_{s\infty}$ mit Hilfe von (57), (58) berechnet wird. Die folgenden Gleichungen zur Bestimmung des Korrekturfaktors Y_{θ_s} wurden in /13/ ermittelt:

$$Y_{\theta_s} = 31,105 X^* \quad \text{wenn } 0,0001 \leq X^* \leq 0,01 \quad (74)$$

$$Y_{\theta_s} = 15,60 (X^*)^{0,85} \quad \text{wenn } 0,01 \leq X^* \leq 0,025 \quad (75)$$

$$Y_{\theta_s} = \frac{1}{0,9829 + 0,0001258 (X^*)^{-2,242}} = y, \quad \text{wenn } X^* \geq 0,025, \quad y \geq 1 \quad (76)$$

$$Y_{\theta_s} = 1 \quad \text{wenn } y \leq 1 \quad (77)$$

Die Gleichungen (71c) und (77) entsprechen dem Bereich, in dem das Temperaturprofil praktisch schon vollausgebildet ist.

4.5.3 Gleichungen zur Berechnung der Leitrohr-Nusselt-Zahlen und dimensionslosen Stabtemperaturen für beheiztes Leitrohr und unbeheizte Stäbe

Die Nusselt-Zahl für das Leitrohr wird im Modell mit folgender Gleichung ermittelt:

$$Nu_s = Y_{Nu_s} Nu_{s\infty} \quad (78)$$

Der Wert für die vollausgebildete Strömung $Nu_{S\infty}$ wird aus (60) berechnet. Die Gleichungen zur Berechnung des Korrekturfaktors Y_{NuS} wurden vom Autor wiederum aus den tabellierten Werten von /13/ ermittelt als:

$$Y_{NuS} = 0,2861 (X^*)^{-0,333} \quad \text{wenn } 0,0001 \leq X^* \leq 0,003 \quad (79)$$

$$Y_{NuS} = 1 + 0,06034 (X^*)^{-0,506} \exp(-49X^*) \quad \text{wenn } X^* \geq 0,003 \quad (80)$$

Y_{NuS} geht gegen 1, wenn X^* gegen unendlich geht.

Die dimensionslose Stabtemperatur wird schließlich definiert als:

$$\theta_R = Y_{\theta R} \theta_{R\infty} \quad (81)$$

wobei der Wert für vollausgebildete Strömung $\theta_{R\infty}$ durch (63) gegeben ist, und für den Korrekturfaktor gilt:

$$Y_{\theta R} = Y_{\theta S} \quad (82)$$

weil auch im Bereich des sich entwickelnden Temperaturprofils gilt:

$$\theta_R = \frac{\theta_S}{r^*} \quad (83)$$

wenn die Gasstoffwerte als konstant angenommen werden, was theoretisch nachgewiesen werden kann /15/.

4.6 Berechnungen für Außenkanäle anstelle getrennter Eck- und Wandkanäle

4.6.1 Notwendigkeit einer vereinfachten Methode zur Berechnung der Außenkanäle für das 19-Stabmodell

Die Werte der geometrischen Parameter P/D_R und W/D_R für das 19-Stabbündel, mit dem auch laminare Tests durchgeführt wurden, bewirkten, daß das Verhältnis K/D^2 für die Eckkanäle doppelt so groß war wie für die Wandkanäle, und für die Wandteile der Wandkanäle doppelt so groß wie für die Zentralteile. Deshalb war die mittlere Geschwindigkeit in den Wandkanälen weitaus geringer als in den Eckkanälen und in den Zentralteilen und in den Wandteilen der Wandsubkanäle. Dies ist leicht zu verstehen, wenn man die Gleichung, die die Reibungsdruckverluste definiert, wie folgt ausdrückt:

$$\Delta p_{fr} = - \left(\frac{\dot{m}}{A} \right)^2 \left[\frac{\lambda \Delta x}{2D\varrho} \right] = - \left(\frac{\dot{m}}{A} \right) \left[\frac{K \gamma \Delta x}{2D^2 \varrho / \mu} \right], \quad (84)$$

und wenn man bedenkt, daß der Druck in jedem axialen Bündelquerschnitt praktisch konstant ist. Eine kleinere Strömungsgeschwindigkeit bedeutet höhere Gas- und Stabtemperaturen in den Eckkanälen und in den Wandteilen der Wandsubkanäle, wenn der Wärmefluß von den Stäben und vom Leitrohr in azimuthaler Richtung als gleichmäßig angesehen werden kann. Darüberhinaus würde die Temperaturerhöhung in diesen Zonen ständig zunehmen, nicht nur weil K/D^2 größer ist als in den anderen Strömungszonen, sondern auch weil eine größere Temperaturerhöhung zu einer kleineren Gasdichte führt, d.h. zu einem größeren Reibungsdruckverlust als im Falle der isothermen Strömung mit gleichem Massendurchsatz. Selbstverständlich würde die Querströmung eine Verringerung der Nicht-Gleichförmigkeit von Massenstrom- und Temperaturverteilungen bewirken. Jedoch würde die Nichtgleichförmigkeit groß bleiben, auch weil bei laminarer Strömung keine Vermischung stattfindet.

Die im INR mit dem 19-Stabbündel in Helium durchgeführten laminaren Versuche zeigen keinen systematischen Unterschied zwischen den in den Eckkanälen und in den Wandsubkanälen gemessenen Temperaturen. Dieses Ergebnis ist sicherlich auf die Wärmeleitung im Hüllrohrmetall zurückzuführen. Die Wärmeleitfähigkeit bewirkt eine starke Verringerung der azimuthalen Temperaturdifferenzen im Hüllrohrmetall, insbesondere im Falle geringer Wärmeflüsse, die bei den Experimenten mit laminarer Strömung vorhanden sind. Weiter kann festgestellt werden, daß die gemessenen Stabtemperaturen in den beiden Zentralsubkanälen, die an den Wandkanal anschließen, weitaus niedriger sind als die Temperaturen des dritten Zentralsubkanals desselben Kanals (die gemessenen Stabtemperaturen in den Zentralkanälen sind höher als in den Außenkanälen (siehe Abb. 43a-43g): dieser Effekt ist sicherlich zum Teil auf die Wärmeleitfähigkeit im Hüllrohrmetall zurückzuführen.

Mit den K-Werten für die Wand- und Eckkanäle, die sich aus (7) und (13) ergeben, wurde der Versuch einer Berechnung unternommen. Da jedoch im Code die Wärmeleitung innerhalb des Hüllrohrmetalls nicht berücksichtigt wird, waren die Temperaturen in den Eckkanälen bald viel höher als die Temperaturen in den Wandkanälen. Darüberhinaus konvergierte die Rechnung nicht mehr.

Dann wurden Berechnungen durchgeführt, in denen vom Autor modifizierte K^* -Werte für die Eck- und Wandkanäle zugrunde gelegt wurden, deren Mittelwert denen der wirklichen K-Werte entsprach, und zwar in der Weise, daß sie bei gleicher Geschwindigkeit unter isothermen Bedingungen denselben Druckverlust erzeugten.

4.6.2 Definition der korrigierten K^* -Werte

Der Mittelwert der beiden K^* -Werte entspricht dem K-Wert des Außenkanals einschließlich Eckkanal und den beiden benachbarten Wandkanälen in den für das 19-Stabbündel durchgeführten Rechnungen, d.h.:

$$K_{EX} = \frac{A_{EX} D_{EX}^2}{\frac{A_{COR} D_{COR}^2}{K_{COR}} + 2 \frac{A_W D_W^2}{K_W}} \quad (85)$$

Man erhält (95), wenn man die gleichen Erwägungen wie für (13) anstellt.

Wenn man von (84) für die Eck- und Wandkanäle und für den gesamten Außenkanal ausgeht und gleiches Δp_{fr} und \dot{m}/A , annimmt, folgt leicht:

$$K_{COR}^* = K_{EX} \left(\frac{D_{COR}}{D_{EX}} \right)^2 \quad (86)$$

$$K_W^* = K_{EX} \left(\frac{D_W}{D_{EX}} \right)^2 \quad (87)$$

Darüberhinaus werden im Modell anstelle zweier verschiedener γ -Werte zur Berücksichtigung der K^* -Werte in dem Bereich des sich entwickelnden Geschwindigkeitsprofils die Durchschnittswerte für den gesamten Außenkanal benutzt, d.h.:

$$\gamma_{COR}^* = \gamma_W^* = \gamma_{EX} = \frac{\frac{A_{COR} D_{COR}^2}{K_{COR}} + \frac{2A_W D_W^2}{K_W}}{\frac{A_{COR} D_{COR}^2}{K_{COR} \gamma_{COR}} + \frac{2A_W D_W^2}{K_W \gamma_W}} \quad (88)$$

Gleichung (88) ergibt sich mit den gleichen Überlegungen wie für (46).

Schließlich wurde in den Rechnungen angenommen, daß der Massendurchsatz in den Wandsubkanälen in den beiden Abschnitten gleichmäßig ist und daß die Gastemperatur gleich der mittleren Gastemperatur für den ganzen Wandsubkanal ist.

Die mit diesen Annahmen durchgeführten Rechnungen wiesen keine Konvergenzschwierigkeiten auf und ergaben viel gleichmäßigere Massenstrom- und Temperaturverteilungen.

4.6.3 Definition der Korrekturfaktoren für die Nusselt-Zahlen und die dimensionslosen Wandtemperaturen

Die Nusselt-Zahlen und die dimensionslosen Wandtemperaturen mußten korrigiert werden, da die mittleren Wandtemperaturen des gesamten Außenkanals, die den angenommenen K^* -Werten entsprechen, niedriger sind als die, welche den richtigen K -Werten entsprechen. Das ist darauf zurückzuführen, daß die Wandtemperaturen gemittelt werden müssen, indem man sie mit dem beheizten Umfang wichtet. Korrekturfaktoren für die Nusselt-Zahlen und die dimensionslose Wandtemperatur erhielt der Autor unter der Annahme konstanter Gasstoffwerte, gleicher Reibungsdruckverluste und bei Vernachlässigung des Beitrags, den Querströmung und Wärmeleitung im Gas zur Energiegleichung leisten. Damit wurden die Nusselt-zahlen der beheizten Wände und die dimensionslosen Temperaturen der nicht beheizten Wände für Eck- und Wandsubkanäle durch folgende Gleichungen korrigiert:

$$Nu_{Ri} = \frac{Nu_{Ri}^*}{\eta_{Ri}} \quad (i = coR, w) \quad (89)$$

$$\theta_{Si} = \theta_{Si}^* \eta_{Si} \quad (i = coR, w) \quad (90)$$

$$Nu_{Si} = \frac{Nu_{Si}^*}{\eta_{Si}} \quad (i = coR, w) \quad (91)$$

$$\theta_{Ri} = \theta_{Ri}^* \eta_{Ri} \quad (i = coR, w) \quad (92)$$

(* gibt die nicht korrigierten Werte an).

Die Gleichungen (89) und (90) beziehen sich auf den Fall von beheizten Stäben und unbeheiztem Leitrohr und die Gleichungen (91), (92) auf den Fall von beheiztem Leitrohr und unbeheizten Stäben. η_{Ri} und η_{Si} werden definiert als:

$$\eta_{Ri} = 1 + \frac{\bar{T}_{BR} - T_{Bi}^*}{T_{Ri}^* - T_{Bi}^*} \quad (93)$$

$$\eta_{Si} = 1 + \frac{\bar{T}_{BS} - T_{Bi}^*}{T_{Ri}^* - T_{Bi}^*} \quad (94)$$

Die Bulktemperatur T_{Bi}^* , die Stabtemperatur T_{Ri}^* und die Leitrohrtemperatur T_{Si}^* werden mit den K^* -Werten anstatt der K -Werte berechnet. Die mittleren Gastemperaturen \bar{T}_{BR} und \bar{T}_{BS} sind wie folgt definiert:

$$\bar{T}_{BR} = T_E + (\bar{T}_R - T_E) \frac{P_{RCOR} \frac{K_{COR}}{K_{COR}^*} + 2 P_{RW} \frac{K_W^+}{K_W^*}}{P_{RCOR} + 2 P_{RW}} \quad (95)$$

$$\bar{T}_{BS} = T_E + (\bar{T}_S - T_E) \frac{P_{SCOR} \frac{K_{COR}}{K_{COR}^*} + 2 P_{RW} \frac{K_W^+}{K_W^*}}{P_{SCOR} + 2 P_{SW}}, \quad (96)$$

wobei T_E die Gastemperatur am Bündeleintritt ist, P_R der benetzte Stabumfang in den Kanälen, P_S der benetzte Leitrohrumfang und:

$$\bar{T}_R = \frac{P_{RCOR} T_{BCOR}^* \frac{K_{COR}}{K_{COR}^*} + 2 P_{RW} T_{BW}^* \frac{K_W^+}{K_W^*}}{P_{RCOR} \frac{K_{COR}}{K_{COR}^*} + 2 P_{RW} \frac{K_W^+}{K_W^*}} \quad (97)$$

$$\bar{T}_S = \frac{P_{SCOR} T_{BCOR}^* \frac{K_{COR}}{K_{COR}^*} + 2 P_{SW} T_{BW}^* \frac{K_W^+}{K_W^*}}{P_{SCOR} \frac{K_{COR}}{K_{COR}^*} + 2 P_{SW} \frac{K_W^+}{K_W^*}} \quad (98)$$

K_W^+ und $K_{W_1}^+$ sind "korrigierte" K-Werte für die Wandsubkanäle:

$$K_W^+ = \left[\frac{P_{RW_1} \frac{K_{W_1} P_{HW_1}^+}{A_{W_1} D_{W_1}^2} + P_{RW_2} \frac{K_{W_2} P_{RW_2}}{A_{W_2} D_{W_2}}}{P_{RW}} \right] \left(\frac{D_W^2 A_W}{P_{HW_1}^+ + P_{RW_2}} \right) \quad (99)$$

$$K_{W_1}^+ = K_{W_1} \left(\frac{D_W}{D_{W_1}} \right)^2 \left(\frac{P_{HW_1}^+}{P_{HW_1}^+ + P_{RW_2}} \right) \left(\frac{A_W}{A_{W_1}} \right) \quad (100)$$

und $P_{HW_1}^+$ ist ein "korrigierter beheizter Umfang" für den Zentralteil der Wandsubkanäle, der auch mögliche Wärme aus dem Leitrohr berücksichtigt, definiert als:

$$P_{HW_1}^+ = \frac{\dot{Q}'_{RW_1} + \dot{Q}'_{SW}}{\dot{Q}'_{RW_1}} P_{RW_1} \quad (101)$$

4.6.4 Herleitung der benutzten Gleichungen für die Korrekturfaktoren der Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Wandtemperaturen

Hier wird nur Gleichung (89) hergeleitet, da das benutzte Verfahren für die anderen Gleichungen sehr ähnlich ist. Die echte Nusselt-Zahl für den Außenkanal, ohne Korrektur aufgrund des "Superpositionsprinzips" im Falle des beheizten Leitrohrs, beträgt:

$$Nu_R = \frac{\alpha_R D_{EQA} \dot{Q}_R D_{EQA}}{k_G (T_{REX} - T_{BEX}) k_G} \quad (102)$$

Die tatsächliche mittlere Stabtemperatur T_{REX} für den gesamten Außenkanal ist:

$$T_{REX} = \frac{P_{RCOR} T_{RCOR} + 2 (P_{RW1} T_{RW1} + P_{RW2} T_{RW2})}{P_{RCOR} + 2 P_{RW}} \quad (103)$$

und kann auch in folgender Form geschrieben werden:

$$T_{REX} = \frac{P_{RCOR} T_{BCOR} + 2 (P_{RW1} T_{BW1} + P_{RW2} T_{BW2})}{P_{RCOR} + 2 P_{RW}} + \dot{Q}_R \frac{\frac{P_{RCOR}}{\alpha_{COR}} + 2 \frac{P_{RW1}}{\alpha_{W1}} + 2 \frac{P_{RW2}}{\alpha_{W2}}}{P_{RCOR} + 2 P_{RW}} \quad (104)$$

Wenn man jetzt definiert:

$$\bar{T}_{BR} = \frac{P_{RCOR} T_{BCOR} + 2 (P_{RW1} T_{BW1} + P_{RW2} T_{BW2})}{P_{RCOR} + 2 P_{RW}}, \quad (105)$$

kann die Stabtemperatur T_{REX} als Mittelwert der fiktiven Stabtemperaturen T_{RCOR}^+ und T_{RWi}^+ berechnet werden, wobei die fiktiven Stabtemperaturen definiert sind als:

$$T_{Ri}^+ = \bar{T}_{BR} + \frac{\dot{Q}_R}{\alpha_i} \quad (i = COR, W_1, W_2) \quad (106)$$

oder anders geschrieben unter der Annahme konstanter Gasstoffwerte:

$$T_{Ri}^+ = T_{Bi}^* + (T_{Ri}^* - T_{Bi}^*) \eta_{Ri} \quad (107)$$

wobei η_{Ri} durch (93) definiert ist.

Gleichung (89) folgt dann leicht aus der Definition (102) der Nusselt-Zahl unter Zugrundelegung konstanter Gasstoffwerte, da die korrigierten Nusselt-Zahlen

$$\text{sind: } Nu_{Ri} = \dot{Q}_R'' D_{EQA} / k_G (T_{Ri}^+ - T_{Bi}^*) = \dot{Q}_R'' D_{EQA} / k_G (T_{Ri}^* - T_{Bi}^*) \eta_i = Nu_{Ri}^* / \eta_i$$

Die Gleichungen (95) und (97), mit denen die Temperaturen \bar{T}_{BR} und \bar{T}_R berechnet werden, sollen jetzt hergeleitet werden. Einige Vereinfachungen wurden gemacht, um \bar{T}_{BR} als Funktion der Gastemperaturen T_{Bi}^* zu schreiben. Für den Eckkanal gilt unter der Annahme gleicher Reibungsdruckverluste und konstanter Gasstoffwerte, wenn man die Impulsgleichung sowohl mit K als auch mit K^* schreibt:

$$\Delta p_{fr} \sim \frac{\dot{m}_{COR}}{A_{COR}} \left(\frac{K_{COR}}{D_{COR}^2} \right) \quad (108)$$

$$\Delta p_{fr} \sim \frac{\dot{m}_{COR}^*}{A_{COR}} \left(\frac{K_{COR}^*}{D_{COR}^2} \right) \quad (109)$$

Daraus folgt für den tatsächlichen Massendurchsatz:

$$\dot{m}_{COR} = \dot{m}_{COR}^* \left[\frac{K_{COR}^*}{K_{COR}} \right] \quad (110)$$

Wenn man dann die Energiegleichungen schreibt, in denen Querströmungs- und Wärmeleitungsbeiträge vernachlässigt werden, gilt:

$$\Delta T_{\text{COR}} = \frac{\dot{Q}'_{\text{COR}} \Delta x}{c_p \dot{m}_{\text{COR}}} \quad (111)$$

$$\Delta T_{\text{COR}}^* = \frac{\dot{Q}'_{\text{COR}} \Delta x}{c_p \dot{m}_{\text{COR}}^*} \quad (112)$$

und nach Zusammenfassung mit (110):

$$\Delta T_{\text{COR}} = \Delta T_{\text{COR}}^* \frac{K_{\text{COR}}}{K_{\text{COR}}^*} \quad (113)$$

Nimmt man jetzt an, daß Gl. (113) ab Bündeleintritt gilt, erhält man schließlich:

$$T_{\text{BCOR}} = T_E + (T_{\text{BCOR}}^* - T_E) \left(\frac{K_{\text{COR}}}{K_{\text{COR}}^*} \right) \quad (114)$$

Für die Wandsubkanäle sind unter der Annahme gleicher Reibungsdruckverluste und konstanter Gasstoffwerte - da die Massenstromdichte in einem Unterkanal als gleichförmig angenommen wird - die Reibungsdruckverluste:

$$\Delta p_{\text{fr}} \sim \frac{\dot{m}_{w_i}}{A_{w_i}} \left(\frac{K_{w_i}}{D_{w_i}^2} \right) \quad (i=1,2) \quad (115)$$

$$\Delta p_{fr} \sim \frac{\dot{m}_{wi}^*}{A_{wi}} \left(\frac{K_{wi}^*}{D_w^2} \right) \quad (i=1,2) \quad (116)$$

mit:

$$\dot{m}_{wi}^* = \dot{m}_w^* \left(\frac{A_{wi}}{A_w} \right) \quad (i=1,2) \quad (117)$$

(siehe 4.6.2).

Die tatsächlichen Massendurchsätze lauten aber:

$$\dot{m}_{wi} = \dot{m}_{wi}^* \left(\frac{K_w^*}{K_{wi}^*} \right) \left(\frac{D_{wi}}{D_w} \right)^2 = \dot{m}_w^* \left(\frac{K_w^*}{K_{wi}^*} \right) \left(\frac{D_{wi}}{D_w} \right)^2 \left(\frac{A_{wi}}{A_w} \right) \quad (118)$$

Wenn man den Beitrag der Querströmung und der Wärmeleitung wie üblich vernachlässigt, lauten die Energiegleichungen:

$$\dot{m}_{w1} c_p \Delta T_{w1} = (\dot{Q}'_{RW1} + \dot{Q}'_{SW}) \Delta x \quad (119)$$

$$\dot{m}_{w2} c_p \Delta T_{w2} = \dot{Q}'_{RW2} \Delta x \quad (120)$$

$$\dot{m}_w^* c_p \Delta T_w^* = (\dot{Q}'_{RW1} + \dot{Q}'_{SW} + \dot{Q}'_{RW2}) \Delta x \quad (121)$$

Wird P_{HW1}^+ jetzt so definiert, daß:

$$\dot{Q}'_{RW1} + \dot{Q}'_S = \dot{Q}'_R P_{HW1}^+ \quad (122)$$

was äquivalent (101) ist, weil aus (122):

$$P_{HW_1}^+ = \frac{\dot{Q}_{RW_1}^I + \dot{Q}_{SW}^I}{\dot{Q}_{RW}^{II}} = \left(\frac{\dot{Q}_{RW_1}^I + \dot{Q}_{SW}^I}{\dot{Q}_{RW_1}^I} \right) P_{RW_1}, \quad (123)$$

dann können (119), (120) und (121) wie folgt neu geschrieben werden:

$$\dot{m}_{W_1} c_p \Delta T_{W_1} = \dot{Q}_R^{II} P_{HW_1}^+ \Delta X \quad (124)$$

$$\dot{m}_{W_2} c_p \Delta T_{W_2} = \dot{Q}_R^{II} P_{RW_2} \Delta X \quad (125)$$

$$\dot{m}_W^* c_p \Delta T_W^* = \dot{Q}_R^{II} (P_{HW_1}^+ + P_{RW_2}) \Delta X \quad (126)$$

Benutzt man (118), um die Werte \dot{m}_{W_i} zu eliminieren und kombiniert (124), (125), (126), so erhält man:

$$\Delta T_{W_1} = \Delta T_W^* \left(\frac{K_{W_1}}{K_W^*} \right) \left(\frac{D_W}{D_{W_1}} \right)^2 \left(\frac{P_{HW_1}^+}{P_{HW_1}^+ + P_{RW_2}} \right) \left(\frac{A_W}{A_{W_1}} \right) = \Delta T_W^* \frac{K_{W_1}^+}{K_W^*}, \quad (127)$$

wobei $K_{W_1}^+$ definiert ist durch (100), und analog:

$$\Delta T_{W_2} = \Delta T_W^* \left(\frac{K_{W_2}}{K_W^*} \right) \left(\frac{D_W}{D_{W_2}} \right)^2 \left(\frac{P_{RW_2}}{P_{HW_1}^+ + P_{RW_2}} \right) \left(\frac{A_W}{A_{W_2}} \right) = \Delta T_W^* \frac{K_{W_2}^+}{K_W^*} \quad (128)$$

Nimmt man an, daß (127) und (128) vom Bündeintritt an gelten, erhält man schließlich:

$$T_{BW1} = T_E + (T_{BW}^* - T_E) \frac{K_{W1}^+}{K_W^*} \quad (129)$$

$$T_{BW2} = T_E + (T_{BW}^* - T_E) \frac{K_{W2}^+}{K_W^*} \quad (130)$$

Da die wirkliche mittlere Wandtemperatur des gesamten Wandsubkanals wie folgt definiert ist:

$$T_{RW} = \frac{P_{RW1} T_{RW1} + P_{RW2} T_{RW2}}{P_{RW1} + P_{RW2}} \quad (131)$$

oder, entsprechend (106):

$$T_{RW} = \frac{P_{RW1} T_{RW1}^+ + P_{RW2} T_{RW2}^+}{P_{RW1} + P_{RW2}} \quad (132)$$

mit:

$$T_{Ri}^+ = \bar{T}_{BRW}^+ + \frac{\dot{Q}_R''}{\alpha_{Wi}} \quad (i=1,2), \quad (133)$$

wobei gilt:

$$\bar{T}_{BRW}^+ = \frac{P_{RW1} T_{BW1} + P_{RW2} T_{BW2}}{P_{RW}}, \quad (134)$$

erhält man also unter Verwendung von (129) und (130):

$$\bar{T}_{BRW}^+ = T_E + (T_{BW}^* - T_E) \frac{Pr_{W1} \frac{K_{W1}^+}{K_W^*} + Pr_{W2} \frac{K_{W2}^+}{K_W^*}}{Pr_{W1} + Pr_{W2}} = T_E + (T_{BW}^* - T_E) \frac{K_W^+}{K_W^*}, \quad (135)$$

wobei K_W^+ durch (99) definiert ist.

Mit der Kombination von (105), (114), (134) und (135) ergeben sich die Gleichungen (95) und (97) auf einfache Weise.

Das gleiche Verfahren kann angewandt werden, um die Gleichungen (90), (91) und (92) zu erhalten.

Die Temperaturen, die man mit Hilfe der in den Gleichungen (89), (90), (91) und (92) definierten Nusselt-Zahlen und dimensionslosen Temperaturen erhält, wurden schließlich gemittelt, und dieser Mittelwert wurde als der tatsächliche Wert in den beiden Kanalarten angesehen.

4.7 Vergleich zwischen Rechnung und Messungen: Berechnung bei laminarer Strömung für das 19-Stabbündel

Die Berechnungen wurden für Test Nr.4 /16/ durchgeführt, in dem mit Sicherheit in allen Subkanälen laminare Strömung vorliegt. Das zeigt sich aus einem Vergleich der für laminare und turbulente Strömung ermittelten Reibungsbeiwerte (die turbulenten Reibungsbeiwerte sind in allen Subkanälen kleiner als die laminaren). Auch weist der Bereich der Reynoldszahlen auf das Vorhandensein laminarer Strömung hin: die Gesamt-Reynoldszahl nimmt vom Eintrittswert von etwa 1700 zum Austrittswert auf etwa 1000 ab.

Es wurde versucht, die Entscheidung darüber, ob die Strömung als laminar oder turbulent anzusehen ist, dem Code zu überlassen, indem bei jedem Iterationsschritt eines axialen Abschnitts die Reibungsbeiwerte der Subkanäle für turbulente und laminare Strömung errechnet und verglichen wurden. Die Strömung in einem Subkanal sollte laminar sein, wenn der turbulente Reibungsbeiwert sich kleiner ergab als der laminare Reibungsbeiwert. Dieses Verfahren führte jedoch zu Konvergenzproblemen, da die Berechnung der turbulenten Strömung im Iterationsverfahren mit Massenstromverteilungen durchgeführt werden mußte, die Lösungen für laminare Strömungen entsprachen. Deshalb wurde dieses Verfahren aufgegeben und das bereits beschriebene, wesentlich leichtere Verfahren benutzt.

Im Falle laminarer Strömung ist das entwickelte Modell wahrscheinlich zu vereinfacht, nicht nur wegen der Vernachlässigung der axialen und azimutalen Wärmeleistung in den Stäben (vergl. 4.6.1), aber auch weil keine Strahlungs- und Naturkonvektionseffekte betrachtet wurden. Wenn, wie bei dem getesteten laminaren Fall, die Temperaturen der Stäbe hoch und die Leistungsdichte in den Stäben klein sind, können die Strahlungseffekte auch im Falle von nicht sehr großen Unterschieden zwischen den Temperaturen benachbarter Stäbe wichtig sein. Weiterhin, da bei laminarer Strömung die Geschwindigkeit des Kühlmittels klein ist, kann die Naturkonvektion im Falle von hohen Temperaturgradienten im Kühlmittel wichtig werden. Die Messungen und die Rechnungen zeigen einen starken Temperaturgradienten senkrecht zur axialen Strömungsrichtung. Da das Bündel von oben nach unten durchströmt wird und da die Zentralkanäle heißer als die Randkanäle sind, können die Temperaturgradienten zu interner Naturkonvektion führen, d.h. zu Wirbeln von den Zentralkanälen in weiter oben gelegene Randkanäle. Befriedigende Modelle, die die Effekte der Strahlung und der internen Naturkonvektion im Bündel beschreiben, sind dem Autor nicht bekannt.

Es ist nicht möglich, die Genauigkeit des entwickelten Modells durch die im INR bei laminarer Strömung durchgeführten Messungen mit Sicherheit zu testen, weil die gemessene elektrische Wärmemenge \dot{Q}_{el} beim Test 4 20 % höher ist als die Wärmemenge \dot{Q}_{WB} $[\dot{Q}_{WB} = \dot{m} c_p (T_A - T_E)]$, die durch die Wärmebilanz aus dem gemessenen Durchsatz und den Eintritts- und Austrittstemperaturen unter der Annahme adiabatischer Leitrohrwände berechnet werden kann (für die turbulenten Versuche unterschieden sich die zwei Werte nur um einige Prozent, siehe /16/). Der Unterschied ist auf Wärmeverluste und Meßfehler zurückzuführen.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen, wurde \dot{Q}_{WB} als erzeugte Wärme angenommen und die Leitrohrwände wurden als adiabatisch angesehen. Der Heliumdurchsatz wurde am Bündeleintritt als gleichmäßig verteilt (wie bei den turbulenten Rechnungen) angenommen. Mit diesen Annahmen ist die Übereinstimmung zwischen Rechnungen und Messungen gut, während die Übereinstimmung sehr schlecht ist, wenn man als erzeugte Wärme \dot{Q}_{el} und einen linearen Wärmeverlust $\Delta\dot{Q} = \dot{Q}_{el} - \dot{Q}_{WB}$ längs der Kanalwand annimmt. Es kann natürlich sein, daß die benutzten Annahmen nur zufällig zu der erreichten Übereinstimmung führen, und daß sich die vernachlässigten Effekte gegenseitig aufheben.

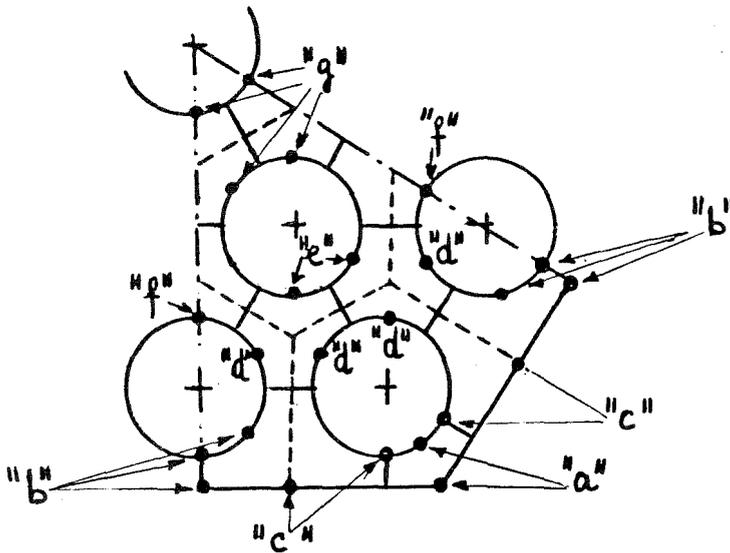


Abb. 8 Thermoelementanordnung im 19-Stabbündel

Die Abbildungen 43a - 43g zeigen den Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Stab- und Leitrohrtemperaturen. (Positionen der Thermoelemente siehe Abb. 8; in Abb. 43 entsprechen die Leitrohrwände einer "Stabzahl" ≥ 20 wie bei der Rechnung für turbulente Strömung). In allen Abbildungen kann ein starker "Einlaufeffekt" auf die berechneten Temperaturprofile festgestellt werden. Sowohl die Experimente als auch die Berechnungen zeigen, daß die

Rauhigkeit zu keinerlei Verringerung der Stabtemperatur bei laminarer Strömung führt. Im Gegenteil, es ergibt sich eine kleine Zunahme für das 19-Stabbündel, obwohl der Durchmesser an der Spitze des aufgerauhten Abschnitts der Stäbe größer ist als der Stabdurchmesser in den glatten Abschnitten, weil die berechneten Stabtemperaturen mit Hilfe der Gleichung (47) korrigiert wurden, um die Temperaturen am Fuß der Rippen zu erhalten.

Abbildung "a" zeigt die Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen und Abbildung "b" an der Grenze zwischen zwei Wandkanälen. Die berechneten Temperaturen sind die Mittelwerte der beiden angrenzenden Subkanäle, die durch den

Spalt getrennt sind. Abbildung "c" zeigt die Stabtemperaturen an der Grenze zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal und die Leitrohrtemperatur in der Mitte der Wandkanäle. Die berechneten Stabtemperaturen sind die Mittelwerte aus Eckkanal und angrenzenden Wandsubkanälen, während die berechneten Leitrohrtemperaturen die Mittelwerte der beiden Leitrohrtemperaturen der beiden Subkanäle sind. Es ist ersichtlich, daß die berechneten Stabtemperaturen für die Außenkanäle zu niedrig sind. Wie bereits hingewiesen wurde, ist dies teilweise darauf zurückzuführen, daß eine zu niedrige Temperatur T_x für die Ermittlung der Reibungsbeiwerte angenommen wurde, so daß die berechnete Geschwindigkeit in den Außenkanälen zu niedrig ist. Außerdem ist es auch zum Teil darauf zurückzuführen, daß die Wärmeleitung im Hüllrohrmetall vernachlässigt wird. Schließlich kann auch die Annahme des "äquivalenten Ringspalts" bei der Berechnung der Nusselt-Zahlen und der dimensionslosen Temperaturen zu Fehlern führen.

Die Abbildungen "d"- "g" zeigen die Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen. Abbildung "d" zeigt die Temperaturen für die an die Wandsubkanäle angrenzenden Subkanäle, während Abbildung "e" die Stabtemperaturen desselben Subkanals wie Abbildung "d" zeigt, der jedoch nicht mit den Wandkanälen verbunden ist. Abbildung "f" zeigt die Stabtemperaturen in den Subkanälen der Außenreihe der Zentralkanäle, die an die Stäbe der Außenreihe angrenzen, jedoch nicht mit den Wandkanälen verbunden sind. Abbildung "g" zeigt die Stabtemperaturen der Innenreihe der Zentralkanäle. Alle berechneten Temperaturen sind für die Zentralsubkanäle zu hoch. Das ist auf den für die Eck- und Wandsubkanäle zu niedrig angenommenen Wert T_x für die Temperaturen der Abbildungen "a" - "c" zurückzuführen, die sich nicht auf Stäbe der Außenreihe beziehen. Berechnungen, die bei Erhöhung des Wertes für T_x durchgeführt wurden, zeigen, daß die Übereinstimmung besser wird, weil weniger Masse die Zentralkanäle verläßt, wenn die Reibungsbeiwerte der Außenkanäle erhöht werden. Die Differenz zwischen Rechnung und Messung ist in den Abbildungen "d" und "f" größer, die sich auf die an die Stäbe der Außenreihe angrenzenden Subkanäle beziehen. Diese schlechtere Übereinstimmung ist, wie bereits gesagt, auf die Tatsache zurückzuführen, daß die Wärmeleitung im Hüllrohrmetall vernachlässigt wurde.

Abbildung 42 zeigt die berechneten Druckverluste, die nicht mit Versuchswerten verglichen werden können, da in den Versuchen mit dem 19-Stabbündel wegen des zu geringen Differenzdruckes keine laminaren Druckverluste gemessen wurden. Dies geht auch aus dem Diagramm hervor.

Die Eintrittsdruckverluste wurden nach:

$$\Delta p_E = - 1,2 \rho \frac{\bar{u}^2}{2} \quad (136)$$

wie für die turbulente Strömung berechnet.

Die Druckverluste an den Abstandshaltergittern wurden mit der Gleichung berechnet, die für die Berechnung der turbulenten Strömung benutzt wurde:

$$\Delta p_{sp} = - C_v \varepsilon^2 \rho \frac{\bar{u}^2}{2} \quad (137)$$

wobei die Werte C_v sich unter der Annahme ergeben, daß die Funktion $C_v = C_v(Re)$, die durch Interpolation der von Rehme für einen ringförmigen Abstandshalter angegebenen Werte für C_v /17/ bestimmt wurde, auf laminare Strömungen extrapoliert werden kann:

$$C_v = 5,93 + \frac{5000}{Re^{0,8}} \quad (138)$$

Es muß darauf hingewiesen werden, daß auch diese Annahme zur Berechnung der Druckverluste an Abstandshaltergittern zu Fehlern hinsichtlich der Stabtemperaturen führen kann, da sie die Verteilung des Massenstroms und der Temperatur hinter den Abstandshaltern beeinflusst.

Aus der Abbildung wird der "Einlaufeffekt" auf den Reibungsbeiwert im ersten unbeheizten glatten Teil deutlich: die Reibungsbeiwerte nehmen im ersten Teil ab und steigen im beheizten Teil an, da die Reynoldszahl dort abnimmt.

Die Rechenzeiten bei laminarer Strömung waren viel kürzer als für turbulente Strömung: da die Sub-Subkanalanalyse bei laminarer Strömung nicht durchgeführt wird. Weniger als 40 Sekunden reichten bei laminarer Strömung aus gegenüber 4 Minuten bei turbulenter Strömung für einen thermischen Fall.

Nomenklatur für Kapitel 4

A. Lateinische Buchstaben

A	Strömungsfläche $[\text{m}^2]$
c_p	spezifische Wärme bei konstantem Druck $[\text{kW s/kg K}]$
C_v	$= K_{sp}/\epsilon^2$ modifizierter Widerstandskoeffizient $[\text{dimensionslos}]$
D	hydraulischer Durchmesser $[\text{m}]$
D_R	Stabdurchmesser an der Spitze der Rauigkeit $[\text{m}]$
Gz	$= \text{Re Pr}/(X_h/D)$, Graetz-Zahl $[\text{dimensionslos}]$
k	Zunahme des Druckverlustes durch "Einlaufeffekt" $[\text{dimensionslos}]$
Δk	Veränderung der Zunahme des Druckverlustes $[\text{dimensionslos}]$
k_G	Wärmeleitfähigkeit des Gases $[\text{kW/m K}]$
K	Geometriefaktor in der Gleichung, der die laminaren Reibungsbeiwerte definiert $[\text{dimensionslos}]$
K^*	modifizierter Geometriefaktor für die Berechnung der laminaren Wand- und Eckreibungsbeiwerte $[\text{dimensionslos}]$
K_{sp}	Widerstandskoeffizient für die Druckverluste an den Abstandshaltergittern $[\text{dimensionslos}]$
K_W^+ , K_{W1}^+ , K_{W2}^+	transformierte Geometriefaktoren für die laminaren Wand- und Eckreibungsbeiwerte $[\text{dimensionslos}]$
\dot{m}	Massendurchsatz $[\text{kg/s}]$

Nu	$= \frac{\alpha D}{k_G}$ Nusselt-Zahl [dimensionslos]
p	Druck [\bar{N}/m^2]
Δp	Druckverlust [\bar{N}/m^2]
p_E	Bündel-Eintrittsdruck [\bar{N}/m^2]
p_a	Eintrittsdruck für einen axialen Abschnitt [\bar{N}/m^2]
p_b	Austrittsdruck für einen axialen Abschnitt [\bar{N}/m^2]
p_x	Druck in der Entfernung x vom Eintritt [\bar{N}/m^2]
P	Stababstand [\bar{m}]
P_S	benetzter Umfang des Leitrohrs [\bar{m}]
P_R	benetzter Umfang der Stäbe [\bar{m}]
$P_{HW_1}^+$	modifizierter beheizter Stabumfang in den Wandteilen der Wandsubkanäle [\bar{m}]
\dot{Q}	Wärmeleistung [\bar{kW}]
r	radialer Abstand vom Stabmittelpunkt [\bar{m}]
r_0	Radius der maximalen Geschwindigkeitslinie [\bar{m}]
r_1	Außenradius des Innenrohres an der Spitze der Rippen für die aufgerauhten Abschnitte) [\bar{m}]
r_2	Innenradius der Außenwand für Ringspalte [\bar{m}]
r^*	$= r_1/r_2$, Geometrieparameter für Ringspalte [dimensionslos]
r_1^*	$= r_1/r_0$, Geometrieparameter für Ringspalte [dimensionslos]

Pr = $\frac{\mu c_p}{k_G}$, Prandtl-Zahl [dimensionslos]

Re = $\frac{\rho \bar{u} D}{\mu}$, Reynolds-Zahl [dimensionslos]

Re_R = $\frac{\rho_R \bar{u} D}{\mu_R}$, modifizierte Reynolds-Zahl, bestimmt anhand der Gasstoffwerte, die bei der Wandoberflächentemperatur berechnet werden [dimensionslos]

Re_x = $\frac{\rho_x \bar{u} D}{\mu_x}$, modifizierte Reynolds-Zahl, bestimmt anhand der Gasstoffwerte, die bei der Tempertur T_x berechnet werden [dimensionslos]

T Temperatur [K]

ΔT Temperaturänderung [K]

T_B Bulktemperatur [K]

T_B^{*} Mittlere Bulktemperatur, berechnet mit Hilfe der Werte für K^{*} [K]

ΔT^{*} Änderung der Bulktemperatur, berechnet mit Hilfe der Werte für K^{*} [K]

\bar{T}_{BR} mittlere Gastemperatur für Eck- und Wandkanäle, gewichtet mit den benetzten Stabumfängen [K]

\bar{T}_{BS} mittlere Gastemperatur des Eck- und Wandteils der Wandkanäle, gewichtet mit den benetzten Umfängen des Leitrohrs [K]

T_E Eintrittsgastemperatur des Bündels [K]

T_R Stabtemperatur [K]

T_R^S Stabtemperatur für beheiztes Leitrohr und unbeheizten Stab [K]

T_R^{*} Stabtemperatur, berechnet mit Hilfe der Werte von K^{*} [K]

T_R^+	Stabtemperatur, die der mittleren Gastemperatur \bar{T}_{BR} entspricht [K]
\bar{T}_R	Mittelwert der T_B^* Temperaturen zur Berechnung von \bar{T}_{BR} [K]
T_S	Leitrohrtemperatur [K]
T_S^R	Leitrohrtemperatur für beheizte Stäbe und unbeheiztes Leitrohr [K]
T_S^*	Leitrohrtemperatur, berechnet mit Hilfe der Werte von K^* [K]
\bar{T}_S	Mittelwert der Temperaturen T_B^* zur Berechnung von \bar{T}_{BS} [K]
T_x	Temperatur zur Berechnung der Gasstoffwerte für Re_x [K]
\bar{u}	mittlere Gasgeschwindigkeit (entspricht dem freien Strömungsquerschnitt außerhalb der Abstandshalter) [\bar{m}/s]
W	Wandabstand im Bündel (Stabdurchmesser + Mindestabstand zwischen Stab und Leitrohr) [\bar{m}]
x	axialer Abstand vom Eintritt [\bar{m}]
Δx	Länge der axialen Abschnitte [\bar{m}]
X_h	Entfernung vom axialen Abschnitt, an dem die Erwärmung beginnt [\bar{m}]
\bar{X}	= r_o/r_1 , Geometrieparameter für die Innenzone eines Ringspalts [dimensionslos]
X^*	= $\frac{1}{Gz}$ [dimensionslos]
X_{WC}	Breite des "Blockade-Dreiecks" [\bar{m}]
Y_{Nu_R}	= $Nu_R/Nu_{R\infty}$ für beheizte Stäbe und nicht beheiztes Leitrohr, gültig für Stäbe [dimensionslos]

Y_{Nu_S} = $Nu_S / Nu_{S\infty}$ für unbeheizte Stäbe und beheiztes Leitrohr,
gültig für das Leitrohr [dimensionslos]

Y_{θ_R} = $\theta_R / \theta_{R\infty}$ für unbeheizte Stäbe und beheiztes Leitrohr,
gültig für Stäbe [dimensionslos]

Y_{θ_S} = $\theta_S / \theta_{S\infty}$ für beheizte Stäbe und unbeheiztes Leitrohr,
gültig für das Leitrohr [dimensionslos]

Z_{WC} Höhe des "Blockade-Dreiecks" [m]

B. Griechische Buchstaben

α konvektiver Wärmeübergangskoeffizient [$kW/m^2 K$]

$\bar{\alpha}$ Winkel, der dem maximal möglichen Strömungsquerschnitt des
Zentralteils des Wandsubkanals entspricht [Stab]

β Verhältnis zwischen dem tatsächlichen Winkel und $\bar{\alpha}$ zur Be-
stimmung der die beiden Abschnitte der Wandsubkanäle
trennenden Linie [dimensionslos]

γ Korrektorkoeffizient für die K-Werte zur Berücksichtigung
des Eintrittseffekts [dimensionslos]

γ^* mittlerer γ -Korrektorkoeffizient für die Werte K^* [dimensionslos]

ϵ Versperrung der Abstandshaltergitter (blockierter Querschnitt/
gesamter Querschnitt) [dimensionslos]

η_R Korrekturfaktor für die Nusselt-Zahlen und die dimensions-
losen Temperaturen der Stäbe für den Fall, daß K^* -Werte
angenommen werden [dimensionslos]

η_S Korrekturfaktor für die Nusselt-Zahlen und die dimensionslo-
sen Temperaturen des Leitrohrs für den Fall, daß K^* -Werte an-
genommen werden [dimensionslos]

$$\theta_{S(R)} = \frac{(T_{S(R)} - T_B)}{\dot{Q}_{R(S)}'' D}, \text{ dimensionslose Temperatur der unbeheizten Wand}$$

λ Reibungsbeiwert [dimensionslos]

μ Zähigkeit des Gases, berechnet bei Bulktemperatur [kg/m s]

μ_R Zähigkeit des Gases, berechnet bei Staboberflächentemperatur [kg/m s]

μ_x Zähigkeit des Gases, berechnet bei Temperatur T_x [kg/m s]

ρ Gasdichte, berechnet bei Bulktemperatur [kg/m³]

ρ_R Gasdichte, berechnet bei Staboberflächentemperatur [kg/m³]

ρ_x Gasdichte, berechnet bei Temperatur T_x [kg/m³]

$\phi = \frac{4 x/D}{Re}$, dimensionsloser axialer Abstand vom Eintritt

$\Delta\phi$ Änderung von ϕ [dimensionslos]

τ Schubspannung [N/m²]

C. Indizes

a Eintritt eines axialen Abschnittes

A Ringspalt ("annulus")

A₁ Innenzone eines Ringspaltes

B Bulk

b Rippenfuß ("base"); auch: Austritt eines axialen Abschnittes

CEN	Zentralsubkanal ("central")
COR	Eckkanal ("corner")
E	Bündeleintritt
EQ A	für den gesamten "äquivalenten Ringspalt" ("equivalent annulus")
EQ A1	"innere äquivalente ringförmige Zone"
EQ 1	Ringspalt, der dem Wandteil der Wandsubkanäle äquivalent ist
EQ ₂	"innere ringförmige Zone", die dem Zentralteil der Wandsubkanäle äquivalent ist
EX	Außenkanäle ("external")
fr	Reibung ("friction")
G	Gas
h	beheizt ("heated")
Nu	bezieht sich auf die Nusselt-Zahlen
R	bezieht sich auf die Stäbe ("rod")
S	bezieht sich auf das Leitrohr ("shroud")
sp	Abstandshalter ("spacer")
t	Spitze der Rippen ("tip")
W	Wandsubkanäle
W ₁	Wandteil der Wandsubkanäle
W ₂	Zentralteil der Wandsubkanäle

W_A	Ringspalt, der dem gesamten Wandsubkanal äquivalent ist
W_{A1}	Ringspalt, der dem Wandteil der Wandsubkanäle äquivalent ist
x	im Abstand x vom Bündeleintritt, oder: berechnet bei Temperatur T_x
θ	bezieht sich auf die dimensionslosen Temperaturen
0	an der Stelle der maximalen Geschwindigkeit
$0A$	für Ringspalte, an der Stelle der maximalen Geschwindigkeit
$0EQ$	für den äquivalenten Ringspalt an der Stelle der maximalen Geschwindigkeit
$0EQ1$	für die "innere äquivalente ringförmige Zone" an der Stelle der maximalen Geschwindigkeit
1	an der Innenwand; auch: Strömungszone innerhalb der maximalen Geschwindigkeitslinie
2	an der Außenwand
$2A$	für Ringspalte an der Außenwand
$2EQ$	für den äquivalenten Ringspalt an der Außenwand
∞	unendlich; oder: asymptotischer Wert

D. Sonderzeichen

\sim	proportional
'	pro Längeneinheit
"	pro Flächeneinheit
.	pro Zeiteinheit
*, +	modifiziert, korrigiert

Literatur für Kapitel 4

- /1/ K. Rehme: Laminarströmung in Stabbündeln; Chemie-Ingenieur-Technik, 17, 962-966 (1971)
- /2/ R.A. Axford: Two-dimensional, multiregion analysis of temperature fields in reactor tube bundles, Nucl.Engng.&Des., 6, 25-42 (1967)
- /3/ A.A. Sholokhov, N.I. Buleev, Yu.I. Griбанov and V.E. Minashin: Longitudinal laminar fluid flow in a bundle of rods (in russisch), Inzh.-fiz. Zh. 14, 389-394 (1968)
- /4/ K.C. Cheng and M. Jamil: Laminar flow and heat transfer in duct of multiply connected cross-sections, Am.Soc.mech.Engrs. Paper No. 67-HT-6(1967)
- /5/ D.A. Ratkowsky and N. Epstein: Laminar flow in regular polygonal ducts with circular centered cores, Can.J.chem.Engng. 46, 22-26 (1968)
- /6/ R.E. Lundberg, W.C. Reynolds and W.M. Kays: Heat transfer with laminar flow in concentric annuli with constant and variable wall temperature and heat flux, NASA TN D-1972, Washington, D.C.
- /7/ M. Dalle Donne and F.W. Bowditch: Experimental local heat transfer and friction coefficients for sub-sonic laminar transitional and turbulent flow of air or helium in a tube at high temperatures, D.P. Report 184, A.E.E., Winfrith, Dorchester, Dorset, England (1963) (declassified)
- /8/ Maynard F. Taylor: A method of correlating local and average friction coefficients for both laminar and turbulent flow of gases through a smooth tube with surface to fluid bulk temperature ratio from 0.35 to 7.35, Int.J.Heat Mass Transfer, 10, 1123-1128 (1967)
- /9/ L. Meyer, persönliche Mitteilung, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, West Germany

- /10/ R.K. Shah and A.L. London: Laminar flow convection heat transfer and flow friction in straight and curved ducts - a summary of analytical solutions, Technical Report No.75, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California
- /11/ E.M. Sparrow and S.H. Lin: The developing laminar flow and pressure drop in the entrance region of annular ducts, Journal of Basic Engineering, 827-834 (1964)
- /12/ J.K. Knudsen and D.L. Katz: Fluid dynamics and heat transfer, MacGraw-Hill (1958)
- /13/ R.E. Lundberg, P.A. McCuen and W.C. Reynolds: Heat transfer in annular passages. Hydrodynamically developed laminar flow with arbitrarily prescribed wall temperatures or heat fluxes, Int.J.Heat Mass Transfer, 6, 495-529 (1963)
- /14/ W.M. Kays and W.B. Nicoll: Laminar flow heat transfer to a gas with large temperature differences, Journal of Heat Transfer, Paper No. 62-WA-117 (1962)
- /15/ B.S. Petukhov and L.I. Roizen, Inzh.-Fiz.Zh., 6, No.3 (1963)
- /16/ K. Rehme und J. Marek: Experimental investigation of heat transfer in a bundle of 19 rods roughened by transverse rectangular ribs, 3rd NEA-GCFR Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /17/ K. Rehme: Pressure drop correlations for fuel element spacers, Nuclear Technology, 17, 15-23 (1973)

ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNG

Ein physikalisches Modell zur Analyse der Druckverluste und der Temperaturen in den Stäben und dem Leitrohr von gasgekühlten Stabbündeln mit teilweise glatten und teilweise aufgerauhten Wänden wurde in dieser Arbeit entwickelt, d.h. für Bündel, wie sie in Gasgekühlten Schnellen Reaktoren mit Brennelementstäben eingesetzt werden. Es gibt bisher keine andere Methode mit der die Wärmeübergangsprobleme für diese Stabbündel mit der notwendigen Genauigkeit gelöst werden können. Die Analyse wird mit dem Rechenprogramm SAGAPO vorgenommen.

Mit SAGAPO wurden ursprünglich lediglich Stabbündel mit hexagonalem Leitrohrprofil (siehe 19-Stabbündel Abb. 10) untersucht. Diese erste Version wurde vom Autor zur Berechnung eines 19-Stabbündels verwendet, dessen Wärmeübergangsversuche im INR durchgeführt wurden. Der Autor hat die ursprüngliche Version von SAGAPO so verändert, daß jetzt auch die Berechnungen der Kalibrierelemente ermöglicht, die im INR getestet wurden, um die thermohydraulische Auslegung des im BR2 zu bestrahlenden 12-Stabbündels zu ermöglichen. Diese Veränderung war wegen der komplizierten Form des Leitrohrs (siehe Abb. 32) dieser 12-Stabbündel erforderlich. Die veränderte Version des Codes wurde zur Auslegung der Leitrohrabmessungen des BR2 Brennelementstabbündels benutzt.

Ursprünglich wurde das physikalische Modell nur für die Analyse von turbulenten Strömungen entwickelt. Es wurde dann erweitert zur Analyse von laminaren Strömungen, um das thermohydraulische Verhalten der Brennelemente von Gasgekühlten Reaktoren auch bei sehr niedrigen Reynolds-Zahlen voraussagen zu können.

Für turbulente Strömung werden im physikalischen Modell von SAGAPO im Gegensatz zu dem von COBRA IIIC die Reibungsbeiwerte und Massenströme für die einzelnen Unterkanäle, sowie die Stab- und der Leitrohrtemperaturen durch Integration der für die turbulente Strömung als gültig angenommen logarithmischen Geschwindigkeits- und Temperaturprofilen ermittelt. Diese Profile ergaben sich durch Messungen in Rohren, Ringspalten und zwischen ebenen Platten, sowie in Unterkanälen von Stabbündeln mit glatten Wänden und der Autor nimmt an, daß sie auch für Unterkanäle von Stabbündeln mit rauhen Wänden gültig sind.

Die zur Ermittlung der Reibungsbeiwerte und der Wandtemperaturen von Stäben und Leitrohrwänden benutzten Beziehungen enthalten keine Anpassungsfaktoren und sind für alle Arten von Unterkanälen gleich. Im Gegensatz dazu wurden in den bereits verfügbaren Modellen, beispielsweise in dem von COBRA IIIC, Beziehungen mit physikalisch unspezifischen Faktoren für die einzelnen Kanalarten, wie Zentralkanal, Wandkanal, Eckkanal belegt. Diese anderen Modelle sind daher insbesondere für Bündel mit aufgerauhten Stäben nicht anwendbar, wenn die Ergebnisse hinreichend genau sein sollen.

Um die für die Strömung in Ringspalten oder zwischen parallelen Platten gültigen Gleichungen anwenden zu können, wird im entwickelten Modell eine feine Unterteilung des Strömungsquerschnitts in Unterkanäle vorgenommen (Zentral-, Wand- und Eckkanäle, Zentral- und Wandsubkanäle, Sub-Subkanäle; siehe Abb. 1, S. 6. und Abb. 2, S. 7). Die Reibungsbeiwerte beider Teile der Wandsubkanäle, der Subkanäle, der Kanäle und des gesamten Bündelströmungsquerschnittes ergeben sich durch geeignete Mittelung der Werte, die mit Hilfe der durch Integration des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils abgeleiteten Gleichungen in den Sub-Subkanälen berechnet wurden.

Die Mittelwerte für die Oberflächentemperatur von Stab und Leitrohr erhält man mit der Annahme, daß die Eckkanäle, die Zentralsubkanäle und die beiden Teile der Wandsubkanäle jeweils einen Ringspalt mit demselben Strömungsquerschnitt und demselben Innenstabdurchmesser entsprechen. Diese Annahme ist durch das große Stababstandsverhältnis ($P/D \approx 1.4$) bei Brennelementen für Gasbrüter gerechtfertigt.

Im mathematischen Modell von SAGAPO werden zahlreiche Einflüsse berücksichtigt, die für die Berechnung der Massenstrom- und Temperaturverteilungen in Brennelementen Gasgekühlter Schneller Reaktoren wesentlich sind. Dazu gehören hauptsächlich

- 1) Druckverluste an den Abstandshaltergittern
- 2) Einfluß der Gitter auf die Wärmeübergangskoeffizienten, d.h. auf die Temperatur der Stäbe
- 3) Radialer Austausch von Impuls und Enthalpie durch Turbulenzvermischung ("turbulent mixing")
- 4) Querströmungsaustausch von Masse, Enthalpie und Impuls
- 5) Wärmeleitung im Gas in radialer Richtung.

Unter Beachtung der Erhaltungssätze werden im Modell für jeden Kanal Mittelwerte der einzelnen Querströmungsgeschwindigkeiten und Querströmungstemperaturen eingesetzt, die den Impuls- und Energieaustausch mit jedem der benachbarten Kanäle beschreiben, was zusammen mit der Annahme von gleichem Druck in jedem axialen Abschnitt zu einer wesentlichen Reduktion der Unbekannten des Gleichungssystems führt. Auf diese Weise werden die Impulsgleichungen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung überflüssig. Daher ist die Berechnung der Massenstrom- und Temperaturverteilung der Kanäle in SAGAPO viel schneller als bei anderen Codes, wie z.B. COBRA IIIC, wobei ein großer Teil des numerischen Aufwandes in der Lösung der Impulsgleichungen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung liegt. Die für die Kanäle durchgeführte Analyse wird unter Verwendung der vorhergenannten Mittelung bei der Lösung des Querströmungsaustausches auch auf die Berechnung der Subkanäle und der beiden Teile der Wandsubkanäle ausgedehnt. Da es zu kompliziert und aufwendig wäre, das Gleichungssystem in transversaler Richtung für Sub-Subkanäle zu lösen, werden die Beiträge des transversalen Austausches über den Bereich eines Subkanals als gleichmäßig verteilt berücksichtigt. Dadurch werden die Bilanzgleichungen innerhalb eines Subkanals voneinander unabhängig.

Zur Ermittlung der Stab- und Leitrohrtemperaturen in den axialen Abschnitten, in denen die Stäbe glatt sind, benutzt der Autor für die Eckkanäle, die Zentral-subkanäle und beide Teile der Wandsubkanäle Gleichungen, die von Petukhov und Roizen für Ringspalte angegeben wurden. Die Gleichungen von Petukhov-Roizen werden mit Hilfe eines Temperaturfaktors (Wandtemperatur/Eintrittstemperatur) korrigiert, wie von Dalle Donne vorgeschlagen wurde, um die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte zu berücksichtigen. Die Einlaufeffekte auf die Temperatur der Stäbe in den glatten axialen Abschnitten werden ebenfalls im Modell mit den Gleichungen von Petukhov und Roizen berücksichtigt.

Da bei Experimenten in Stabbündeln die Thermoelemente i.a. nicht die Oberflächentemperatur der Wand messen, kann im Code eine entsprechende Korrektur vorgenommen werden, so daß die Rechenergebnisse direkt mit den Messungen verglichen werden können.

Für laminare Strömungen ermittelte der Autor aus den in der Literatur in Tabellenform veröffentlichten Werten Beziehungen zur Berechnung der Reibungsbeiwerte und der Wärmeübergangskoeffizienten der Subkanäle und der beiden Teile der Wandsubkanäle. Die laminaren Reibungsbeiwerte werden bei thermischen Bedingungen

zur Zeit im Modell unter Verwendung einer angenäherten Gleichung berechnet, da die tatsächliche Form dieser Gleichung und ihre Abhängigkeit von zahlreichen Parametern für thermische Bedingungen noch nicht befriedigend bekannt sind. Außerdem wurde das Verfahren zur Berechnung der Massenstrom- und Temperaturverteilungen in den Eckkanälen und in den Wandsubkanälen in den laminaren Tests mit dem 19-Stabbündel vereinfacht, denn es ergaben sich Schwierigkeiten aufgrund der sehr unterschiedlichen Reibung für den Eckkanal und für die angrenzenden Wandsubkanäle, die wiederum zu sehr unterschiedlichen Temperaturen für Gas und Stäbe in den beiden Kanalarten führten, denn das Modell berücksichtigt keine Wärmeleitung in Umfangsrichtung in den Stabwänden. Das zur Berechnung der Laminartests für das 19-Stabbündel benutzte vereinfachte Verfahren wird in dieser Arbeit vorgestellt. Einlaufeffekte auf die Druckverluste und die Wärmeübergangskoeffizienten werden im Modell für laminare Strömungen berücksichtigt, die diese Einflüsse berücksichtigenden Gleichungen entwickelte der Autor aus den in der Literatur in Tabellenform veröffentlichten Werten.

Bei den Berechnungen von laminaren und turbulenten Strömungen werden sämtliche geometrischen Abmessungen zur Berücksichtigung der Wärmeausdehnung automatisch korrigiert. Die radiale und axiale Wärmeleitung in den Stäben ist bisher vernachlässigt worden. Dasselbe gilt für die Naturkonvektions und Strahlungseffekte für die thermischen Fälle.

Die Stäbe können gleichmäßig oder ungleichmäßig beheizt sein und es kann ein konstantes oder nicht konstantes Leistungsprofil in den Stäben und im Leitrohr berücksichtigt werden. Im Falle des beheizten Leitrohrs werden Stab- und Leitrohrtemperaturen mit Hilfe des "Superpositionsprinzips" berechnet, das der Autor auf den Fall der aufgerauhten Stäbe ausdehnte, wenn gleich seine Gültigkeit lediglich für den Fall der glatten Stäbe nachgewiesen wurde.

Die Ergebnisse der mit SAGAPO durchgeführten Berechnungen werden in dieser Arbeit mit den Ergebnissen aus den Experimenten verglichen, die im INR für ein 19-Stabbündel und ein 12-Stabbündel durchgeführt wurden. Darüberhinaus werden die Hauptergebnisse der Berechnungen ausgegeben, die für die thermo-hydraulische Auslegung des im Belgischen Reaktor BR2 zu bestrahlenden 12-Stabbündelelements durchgeführt wurden.

Die allgemein gute Übereinstimmung, die sich zwischen Berechnungen und Messungen für das 19-Stabbündel und das geometrisch völlig verschiedene 12-Stabbündel ergibt, zeigt, daß das entwickelte Modell richtig ist und, daß mit dem Code SAGAPO ein gutes Werkzeug zur Voraussage der stationären Temperaturen und Druckverluste in gasgekühlten Stabbündeln mit glatten und aufgerauhten Stäben zur Verfügung steht.

Der Vergleich zwischen Berechnungen und Messungen zeigt jedoch, daß das physikalische Modell durch Einführung weiterer Einflüsse verbessert werden kann, die im Augenblick noch nicht berücksichtigt werden, und die im folgenden aufgeführt werden:

- 1) Wärmeleitung in den Stabwänden, sowohl in axialer als auch in Umfangsrichtung.
- 2) Naturkonvektions- und Strahlungseffekte, die für die laminare Strömung bedeutend sein können
- 3) Einlaufeffekte auf die Reibungsbeiwerte bei turbulenter Strömung und zwar sowohl für glatte als auch für aufgerauhte Stäbe
- 4) Einlaufeffekte auf die Wärmeübergangskoeffizienten im Falle von aufgerauhten Stäben bei turbulenter Strömung
- 5) Einflüsse der Abstandshaltergitter auf die Wärmeübergangskoeffizienten bei laminarer Strömung

Die Einführung dieser Einflüsse setzt jedoch voraus, daß Beziehungen existieren oder daß zumindestens eine ausreichende Anzahl von Meßwerten vorliegt, was bislang nicht der Fall ist.

Darüberhinaus wäre es nützlich, eine verbesserte Gleichung zur Berechnung der laminaren Reibungsbeiwerte einzuführen, ein allgemeineres Modell zur Berechnung der Druckverluste an den Abstandshaltergittern zu verwenden und allgemeine Beziehungen für den "Rippenwirkungseffekt" zu berücksichtigen.

Für einen Vergleich zwischen Rechnung und Experiment für den Fall beheizter Leitrohre und unterschiedlicher Leistungen in den Stäben fehlen experimentelle Untersuchungen.

Nur Wärmeleitung könnte ohne weitere Experimente im Modell aufgenommen werden. Schwierigkeiten hierfür liegen nur in einer weiteren beträchtlichen Vergrößerung des Aufwandes für die Struktur des Codes, was selbstverständlich auch zu einer

erheblichen Erhöhung der Rechenzeit führen wird. Ein befriedigendes Modell, das die Naturkonvektions- und Strahlungseffekte in Bündeln betrachten kann, existiert noch nicht.

Die Rechenzeit ist das Hauptproblem bei der Anwendung von SAGAPO auf Bündel mit einer großen Anzahl von Stäben, da die vom Code durchgeführte Analyse sehr komplex ist und auch für Bündel mit kleiner Stabzahl, wie hier untersucht, viel Zeit beansprucht. Wenngleich diese Rechenzeit sicherlich durch Verbesserung der Konvergenzverfahren verkürzt werden kann, wird wahrscheinlich für Bündel mit größerer Stabzahl eine vereinfachte Version des Codes erforderlich sein. Eine Sensitivitäts-Studie mit dem vorliegenden Code kann Anhaltspunkte für die Größen oder Verfahren geben, die vereinfacht behandelt werden könnten, ohne daß die Genauigkeit bei der Berechnung wesentlich verschlechtert wird.

Abb. 9 VEREINFACHTES FLUSSDIAGRAMM FÜR DEN SGAPO-CODE

IPA = Teilindex

K = Index des axialen Abschnitts

ITCORR = Iterationsindex

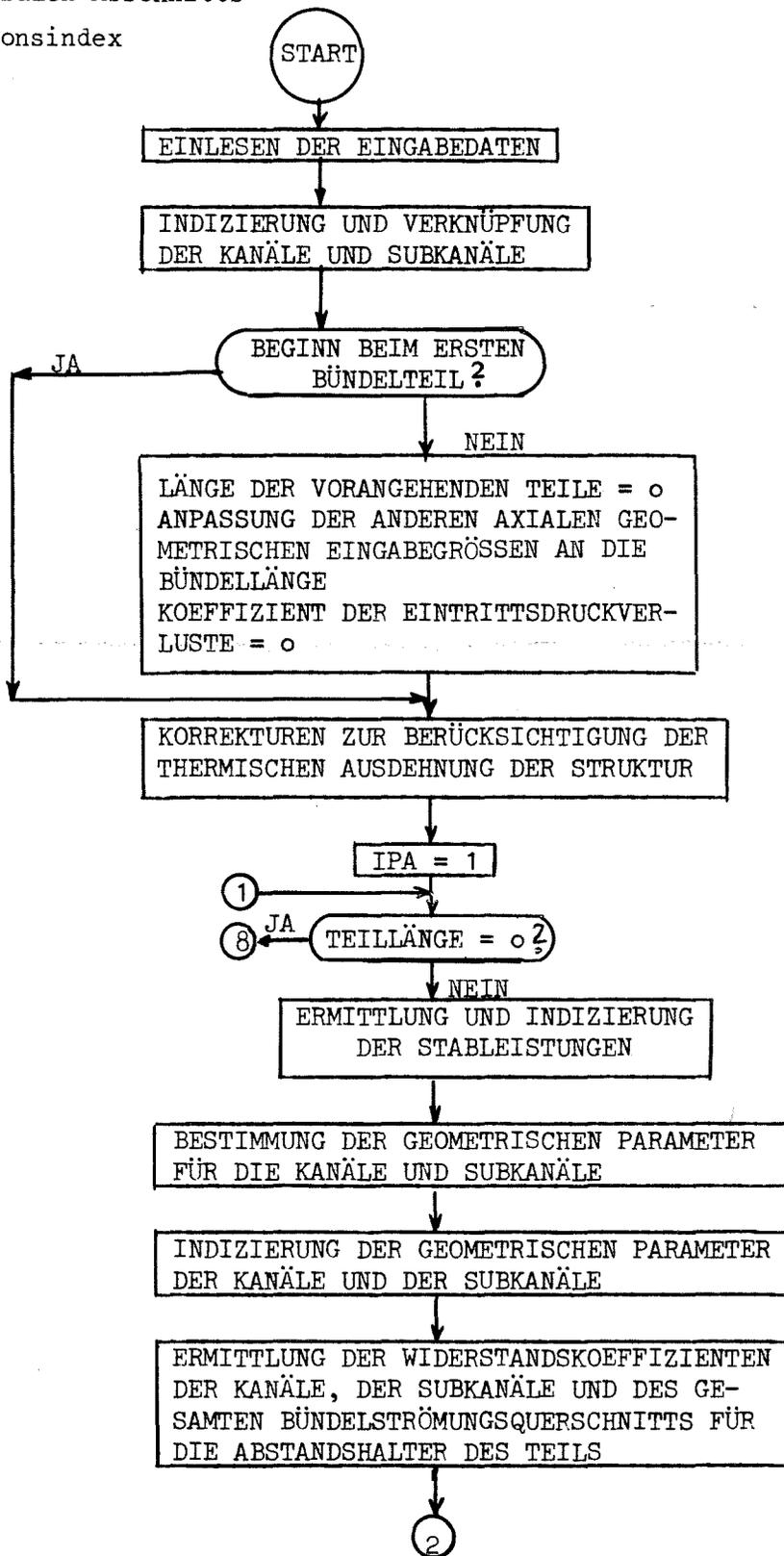


Abb.9 (Fortsetzung)

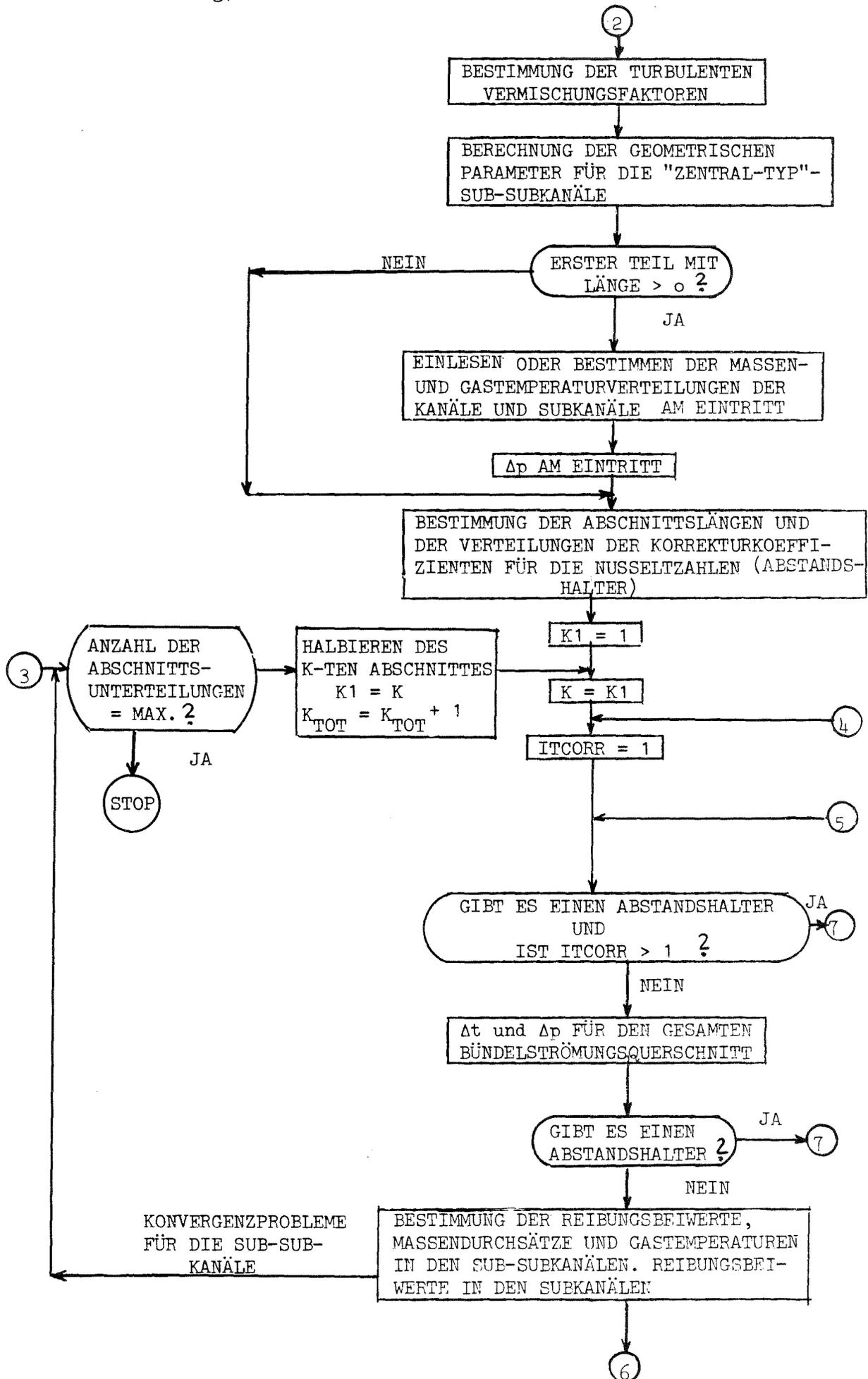
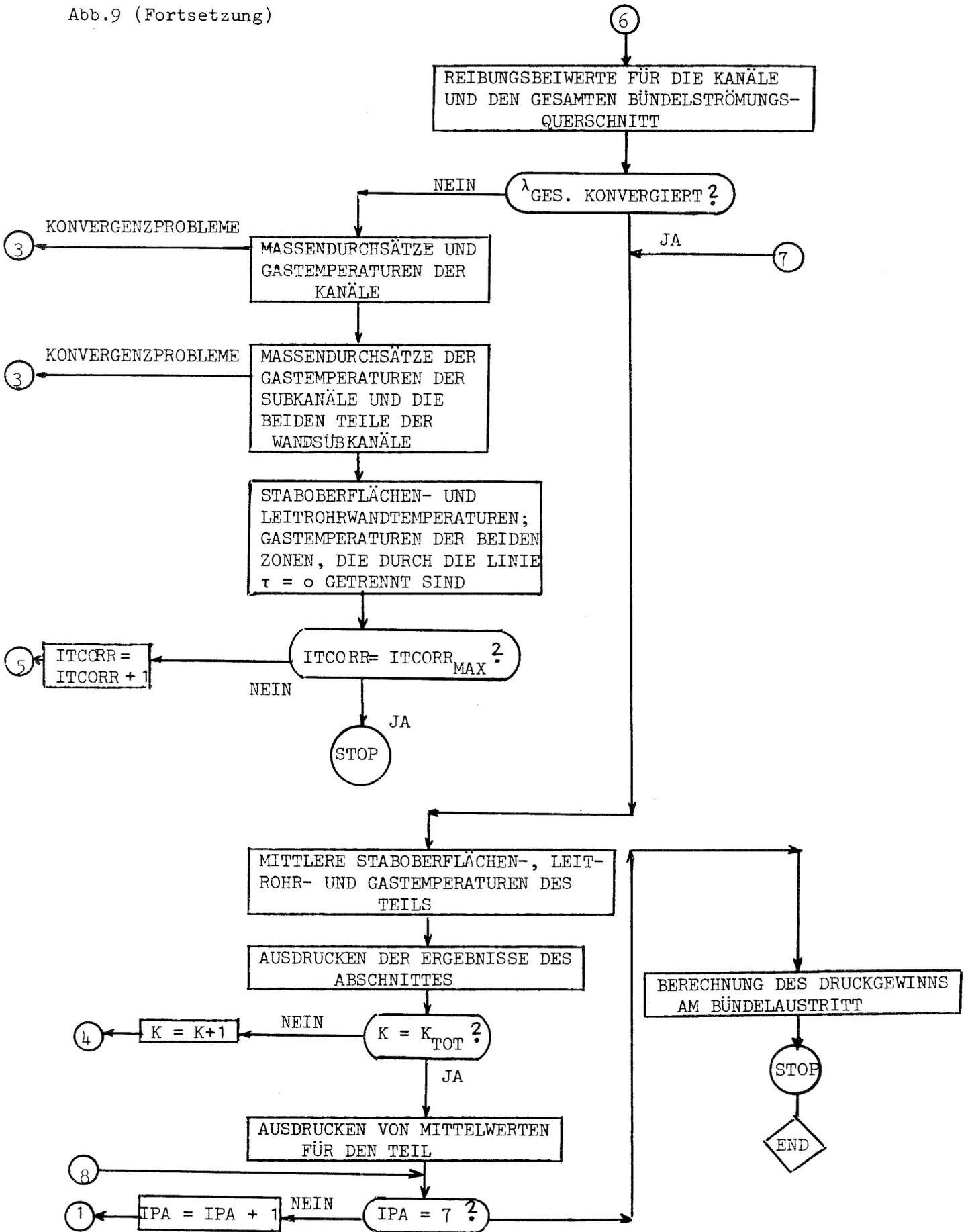
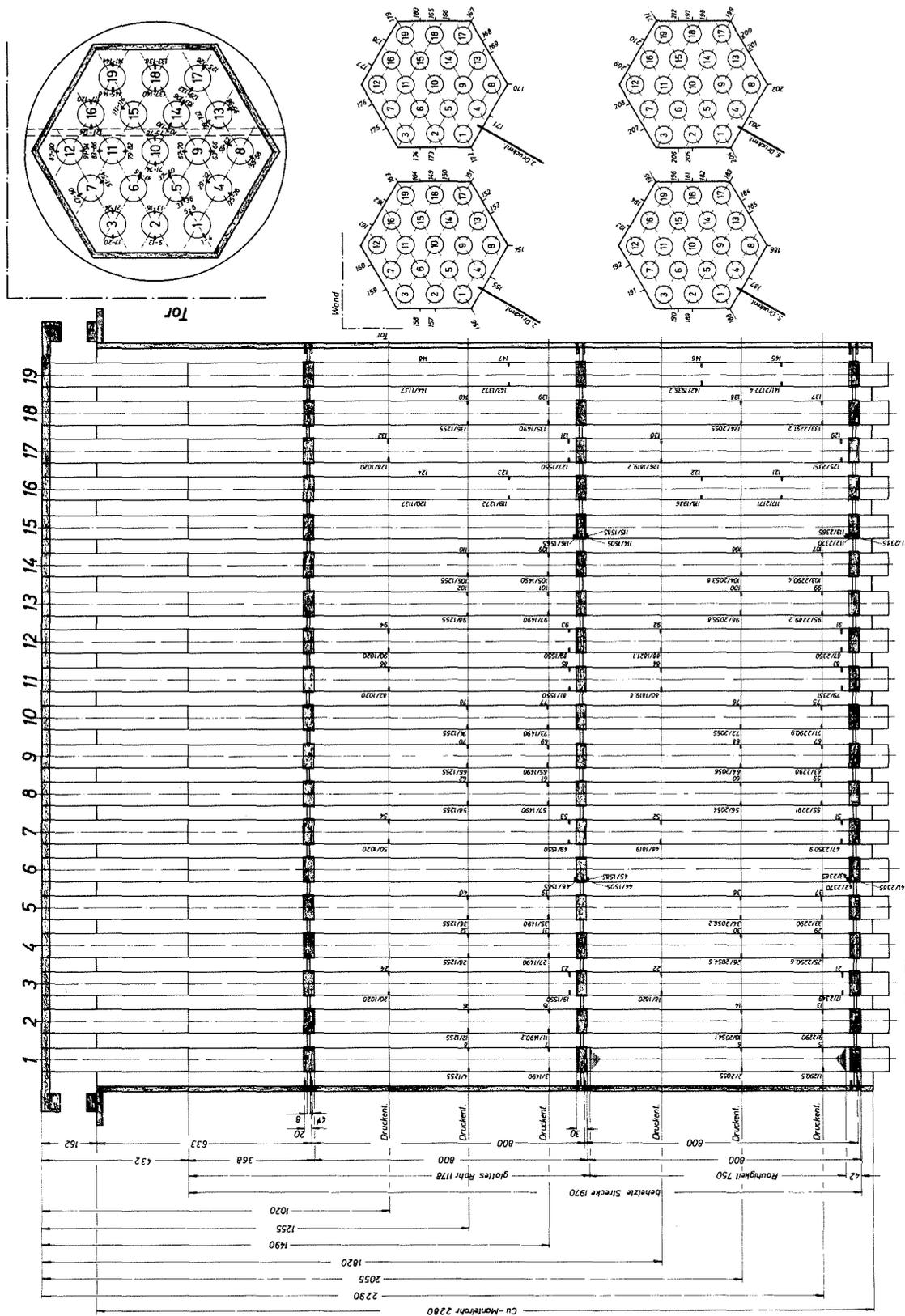


Abb.9 (Fortsetzung)



Th.-El.-Eintritt 213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220



Th.-El.-Ausstritt 221, 222, 223, 224, 225

Abb. 10 Teststrecke für das 19-Stabündel

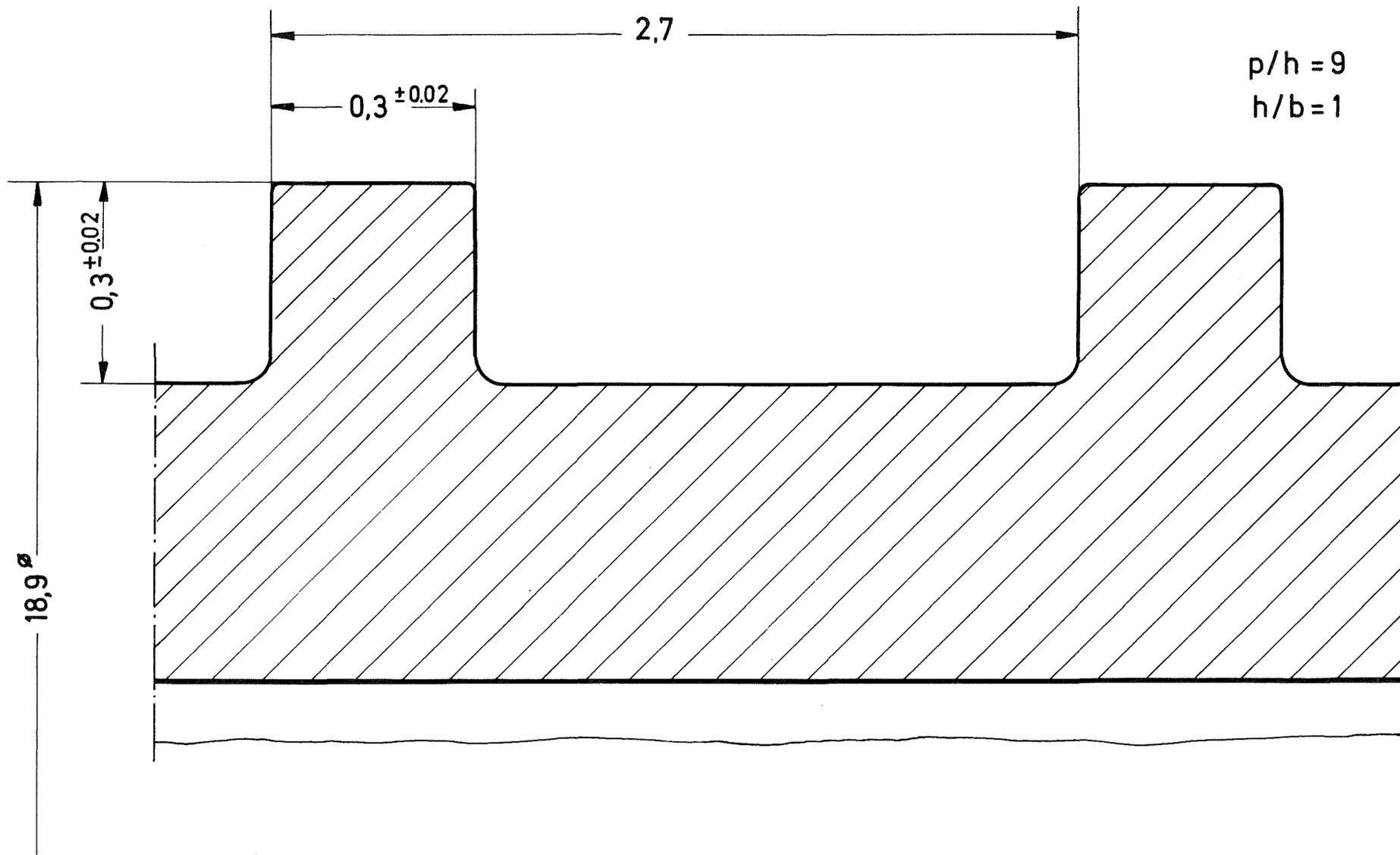


Abb. 11 Profil der im 19-Stabbündel verwendeten Rauheitsgeometrie

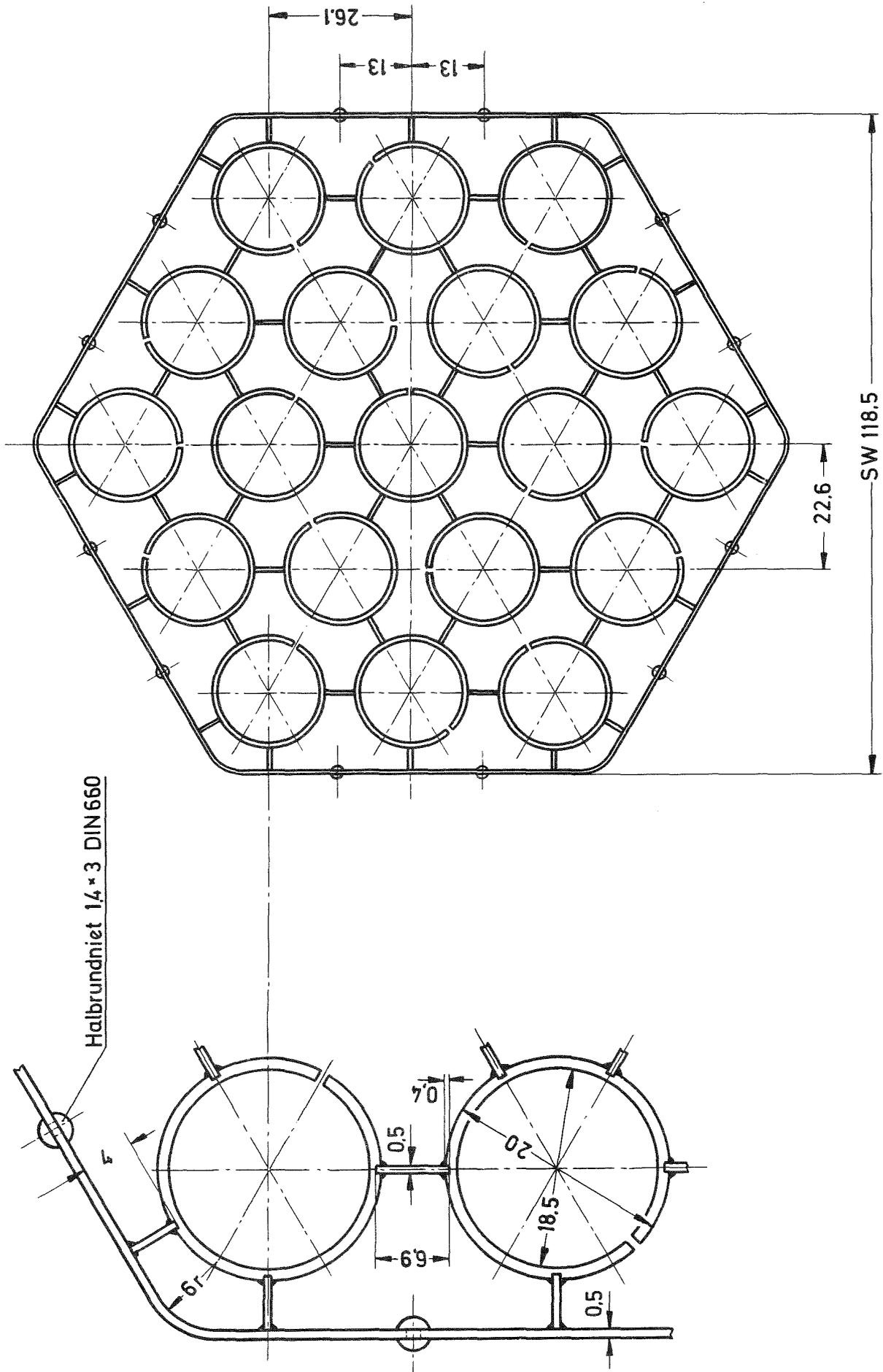


Abb. 12 Abstandhaltergitter für das 19-Stabbündel



Abb. 13 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung (Test 1 thermisch)

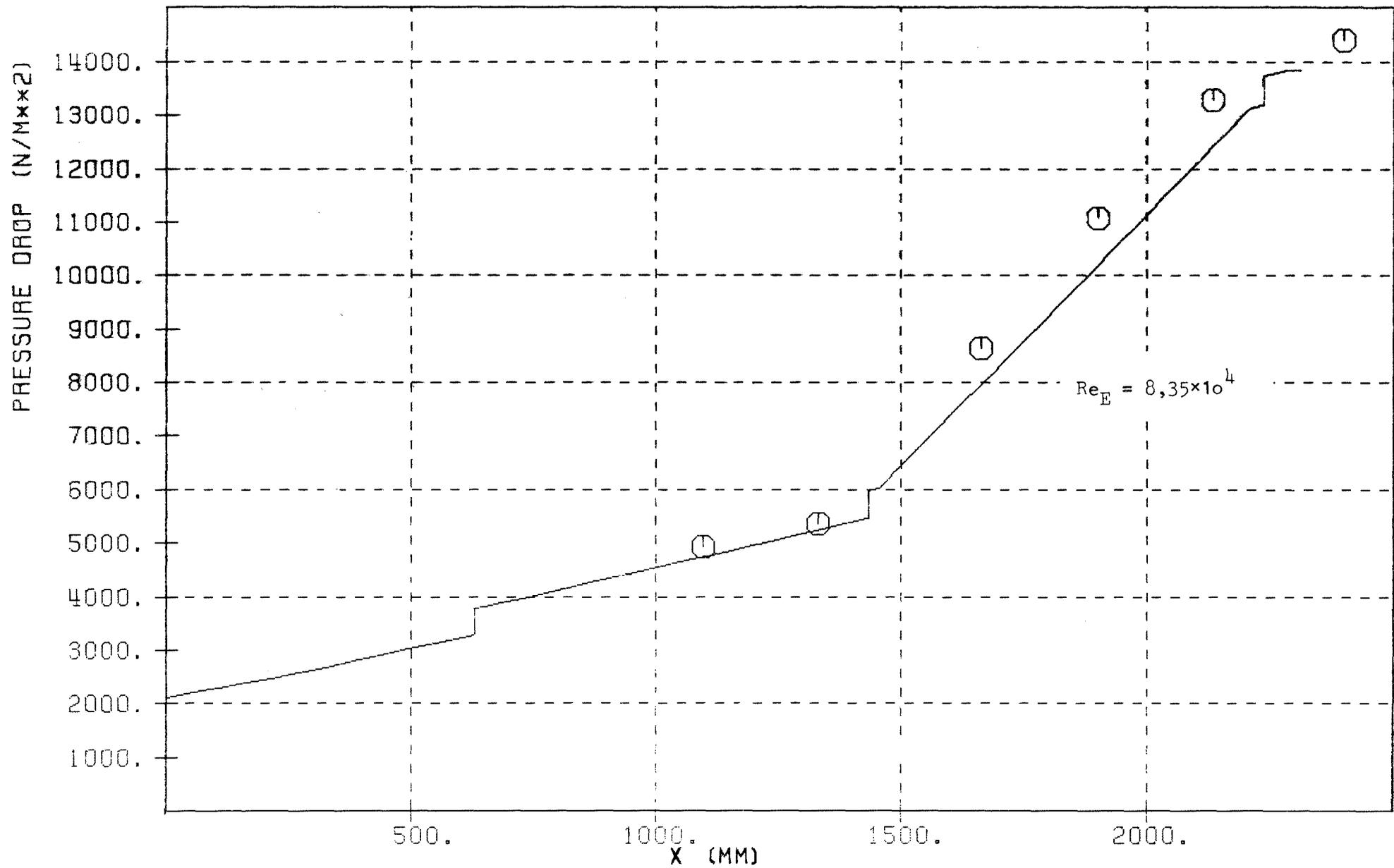


Abb. 14 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung (Test 2 thermisch)

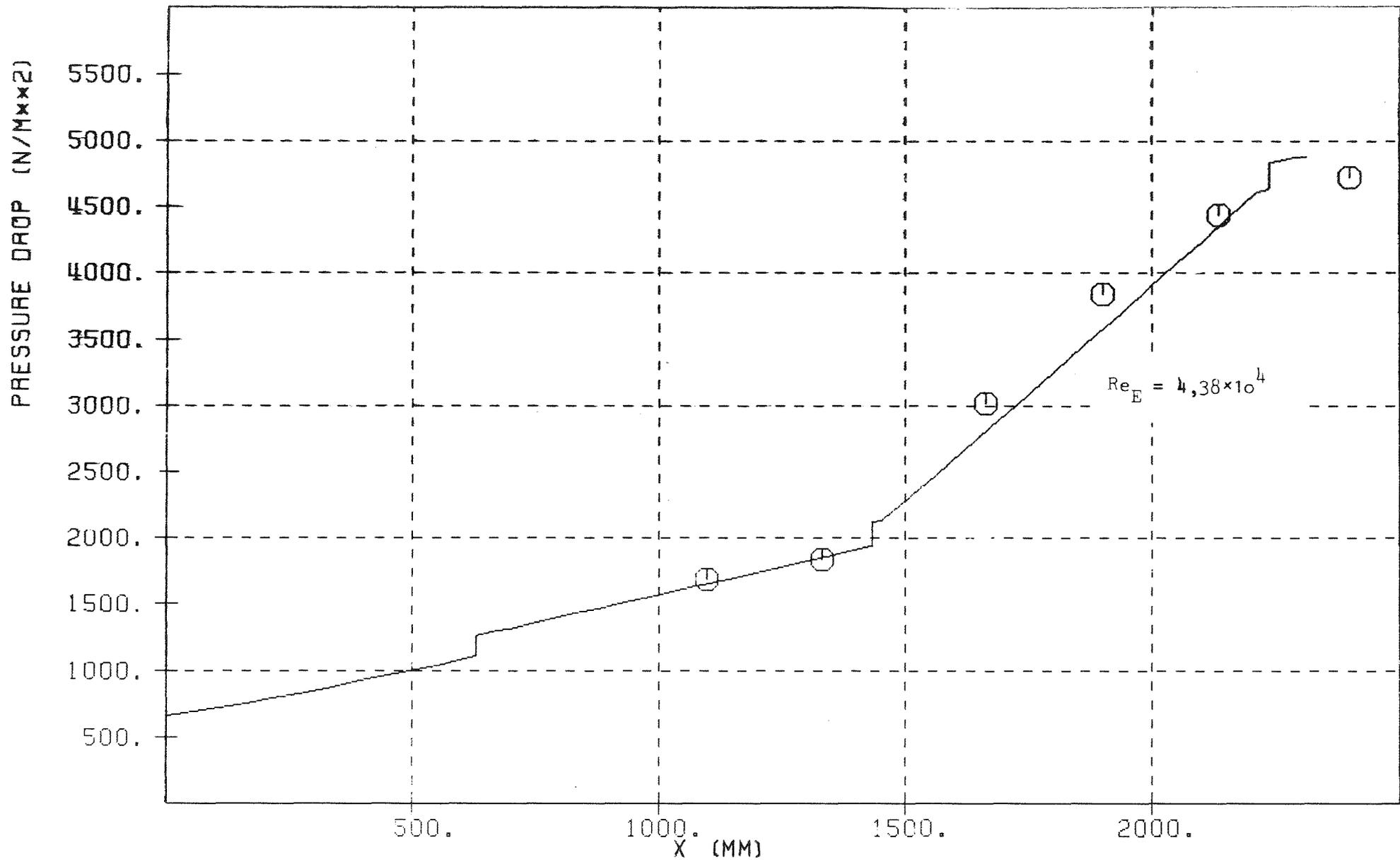


Abb. 15 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung (Test 3 thermisch)



Abb. 16 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung (Test 7 thermisch)

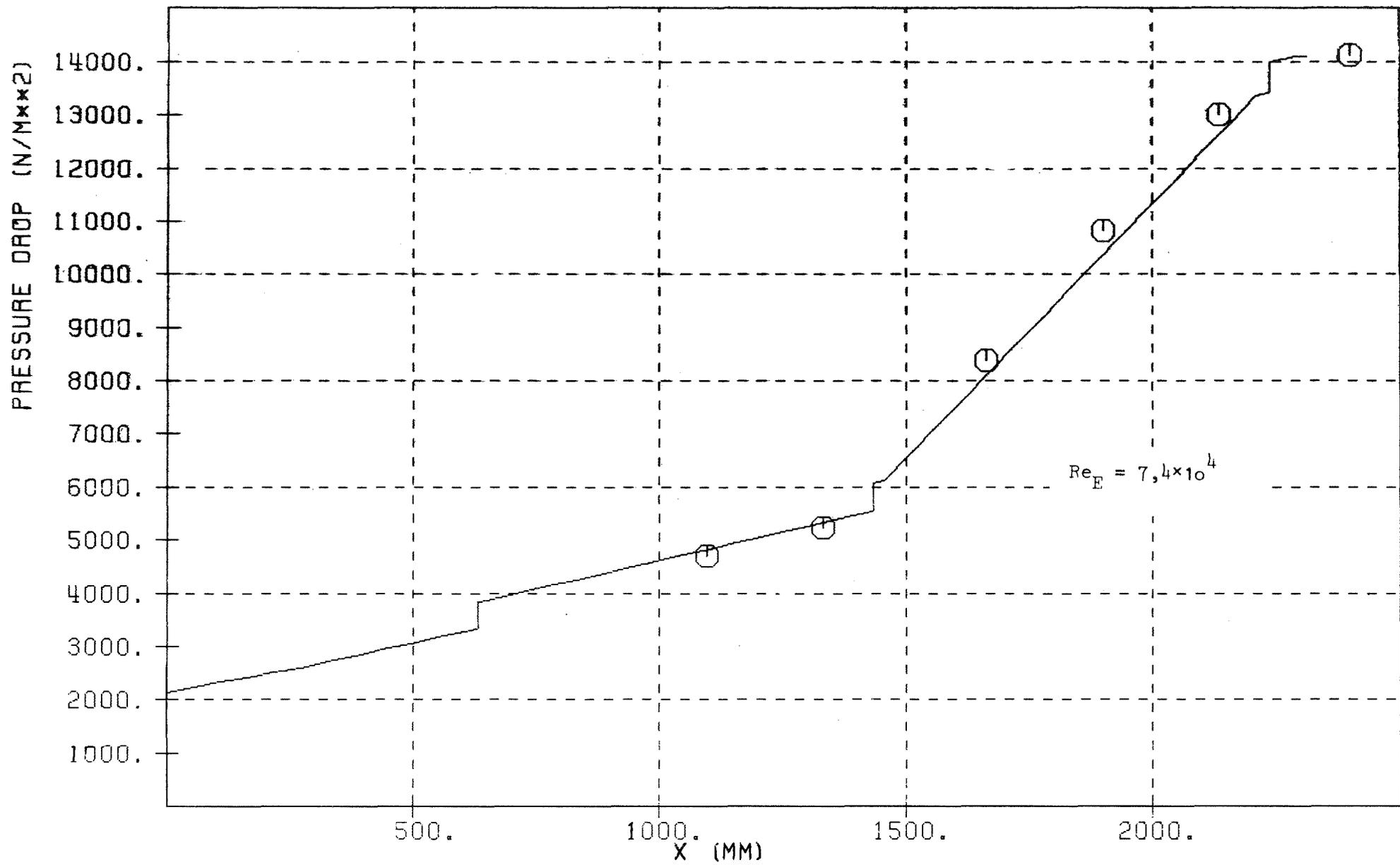


Abb. 17 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung (Test 8 thermisch)

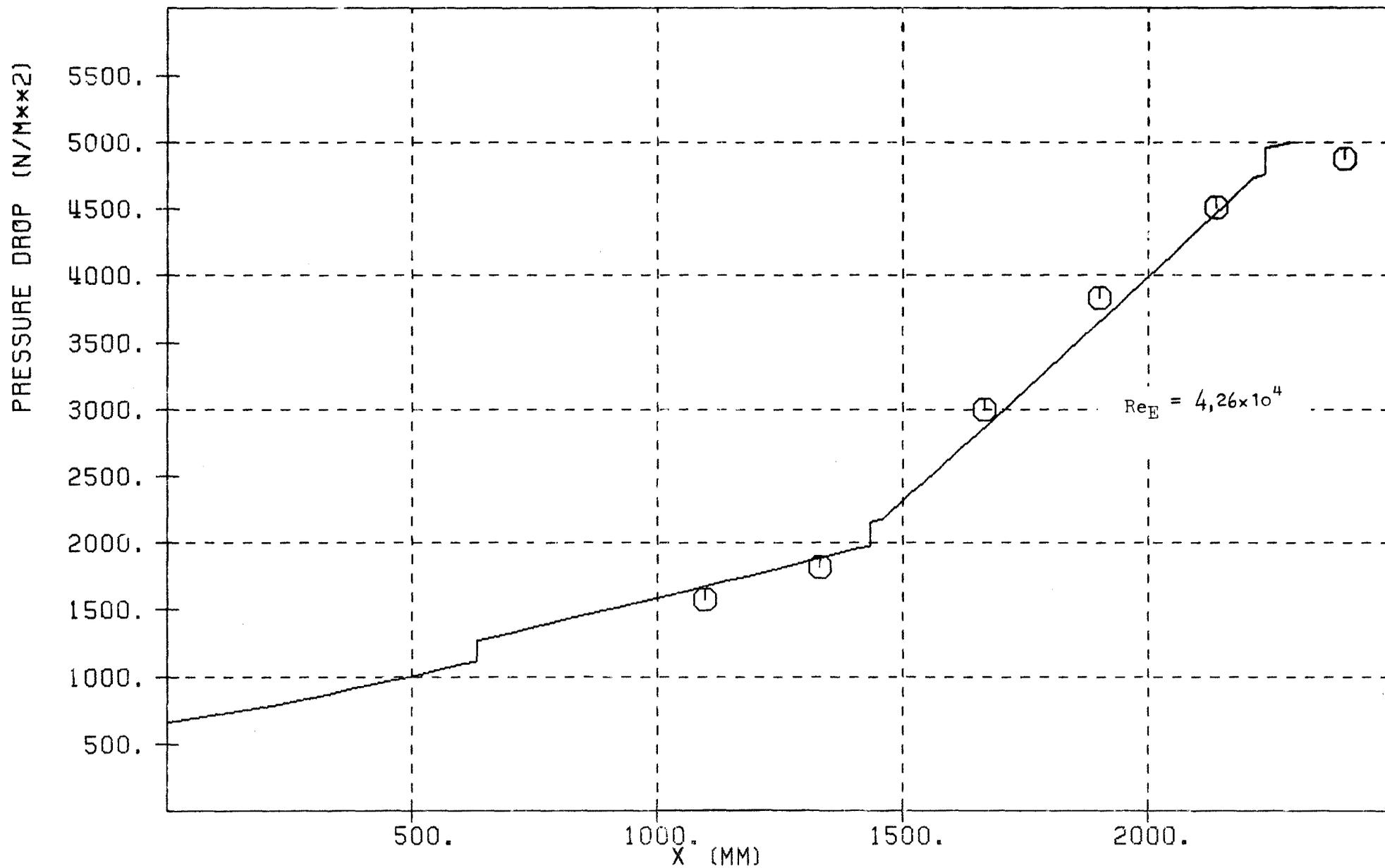


Abb. 18 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung (Test 9 thermisch)



Abb. 19 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung (Test 1o thermisch)

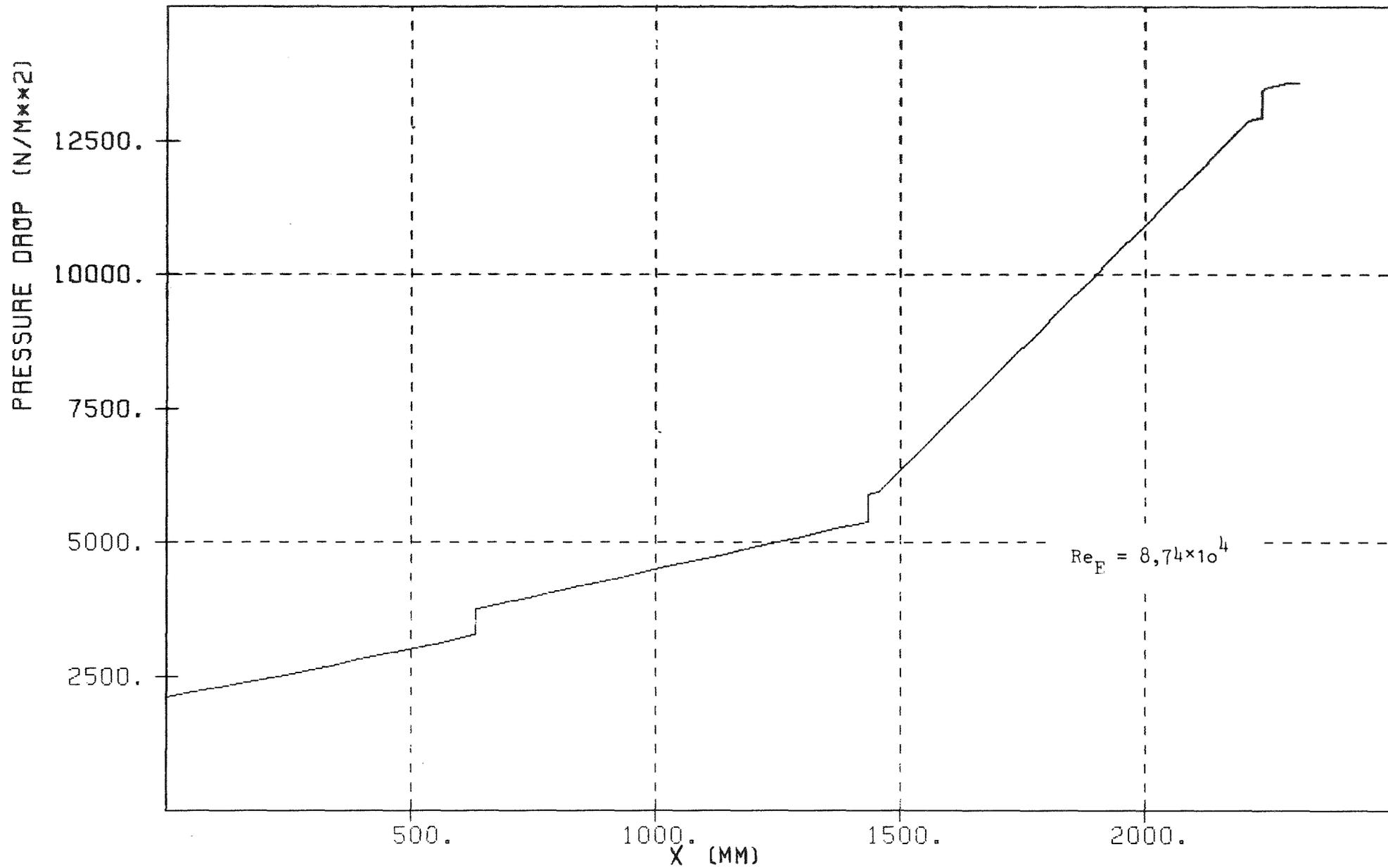


Abb. 20 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei turbulenter Strömung (Test 11 thermisch)

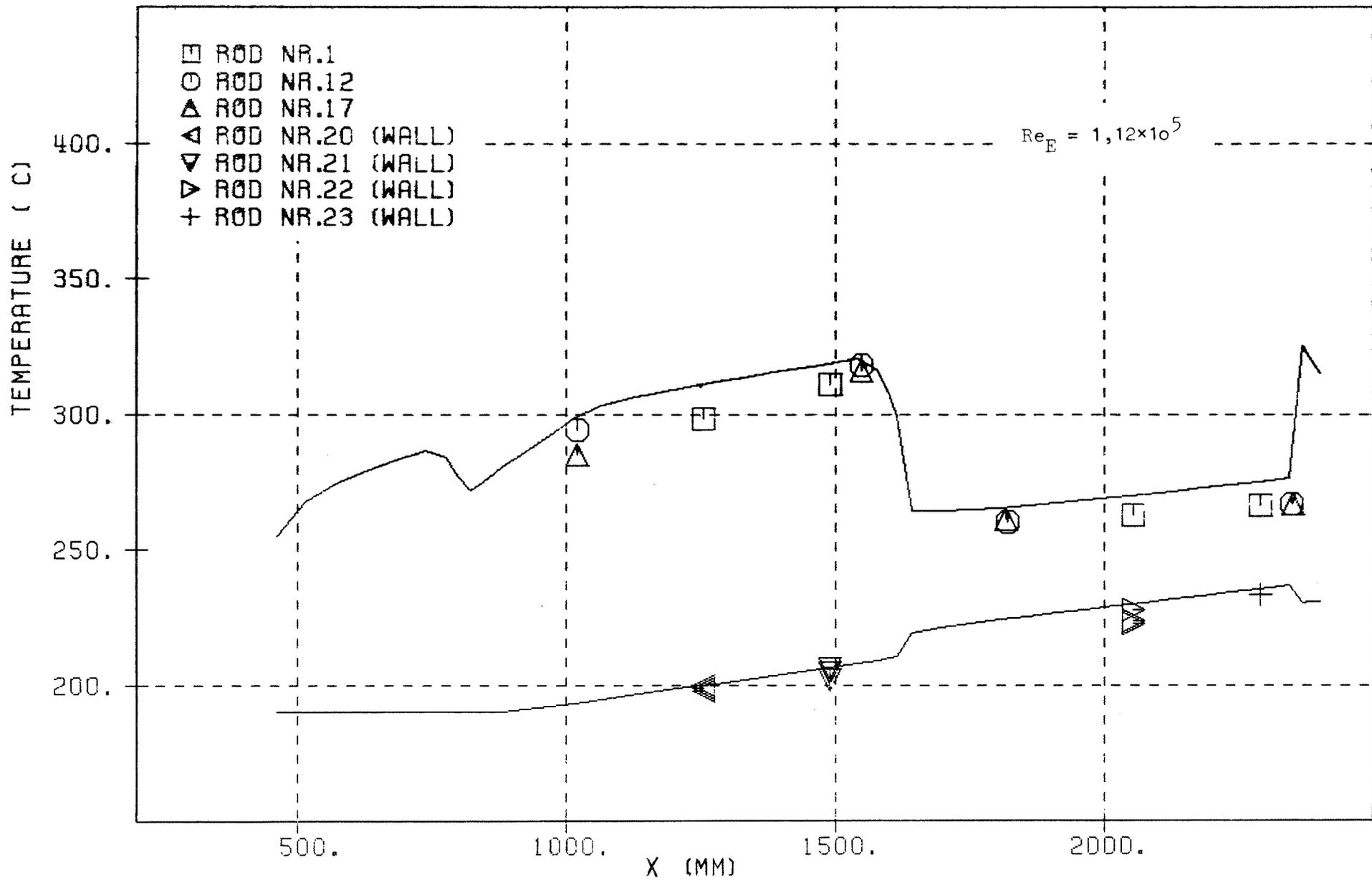


Abb. 21a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen - Test 1 - (turbulente Strömung)

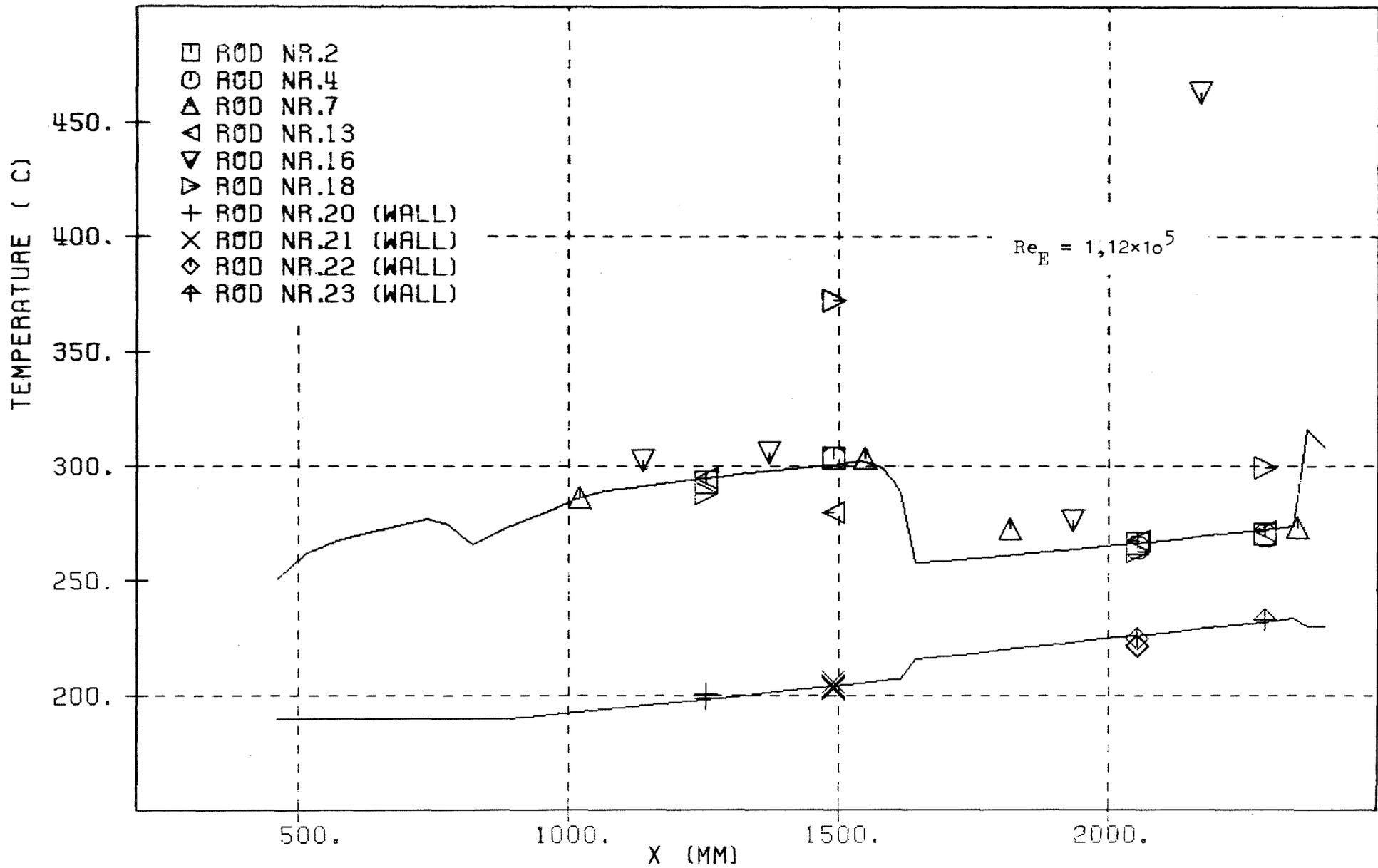


Abb. 21b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen zwischen zwei Wandkanälen - Test 1 - (turbulente Strömung)

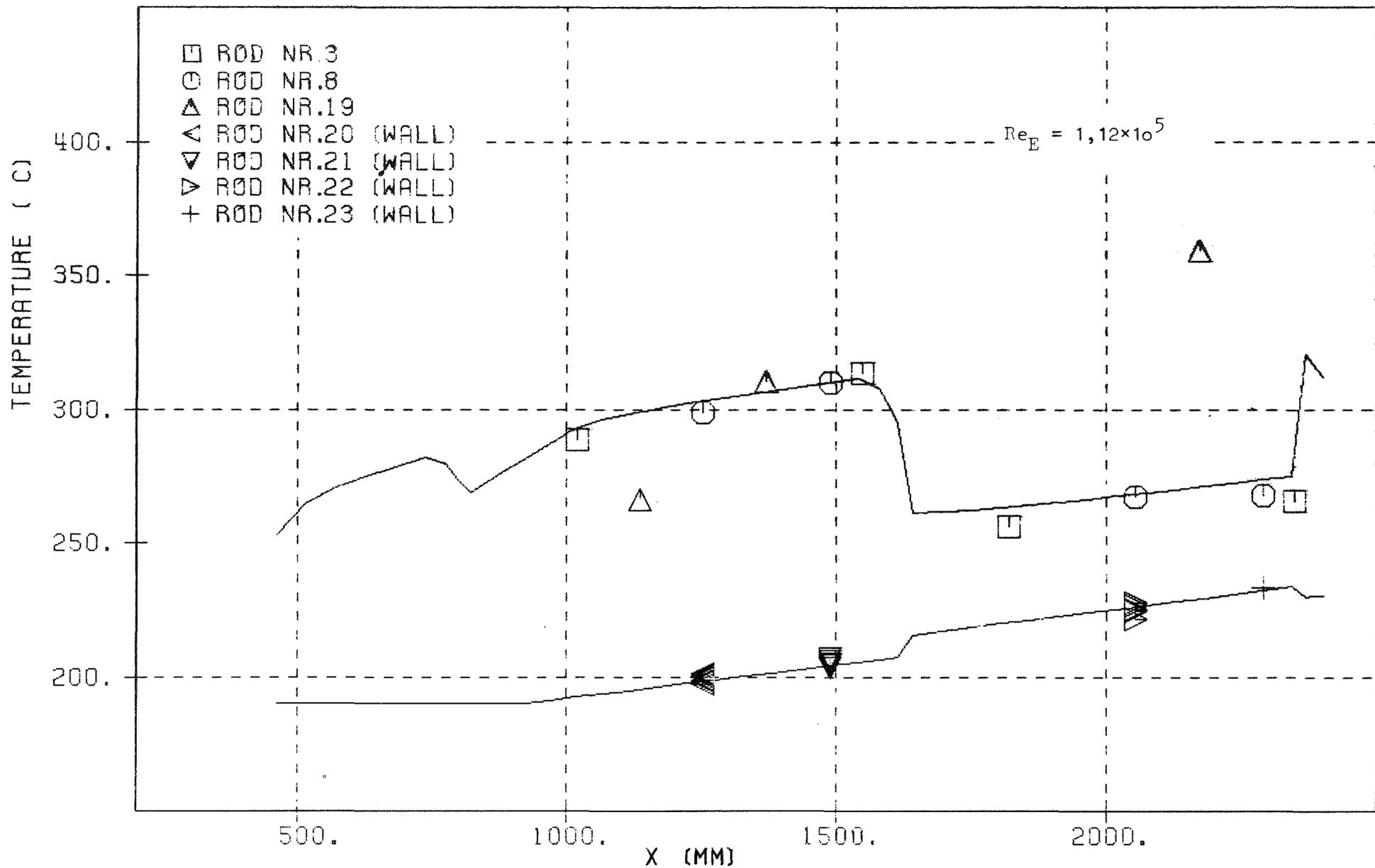


Abb. 21c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal. Leitrohrtemperaturen in
 den Wandkanälen - Test 1 - (turbulente Strömung)

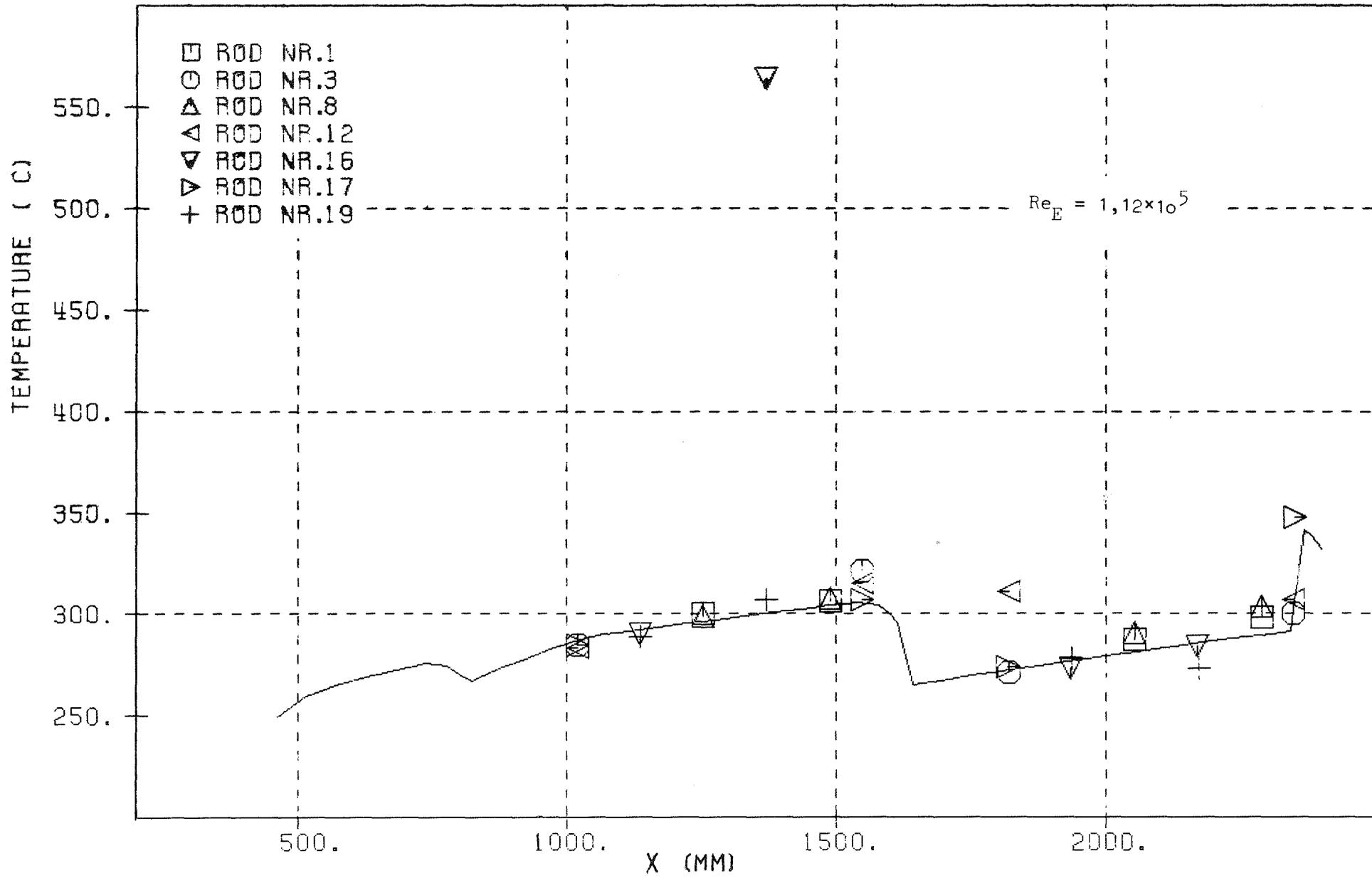


Abb. 21d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 1 - (turbulente Strömung)

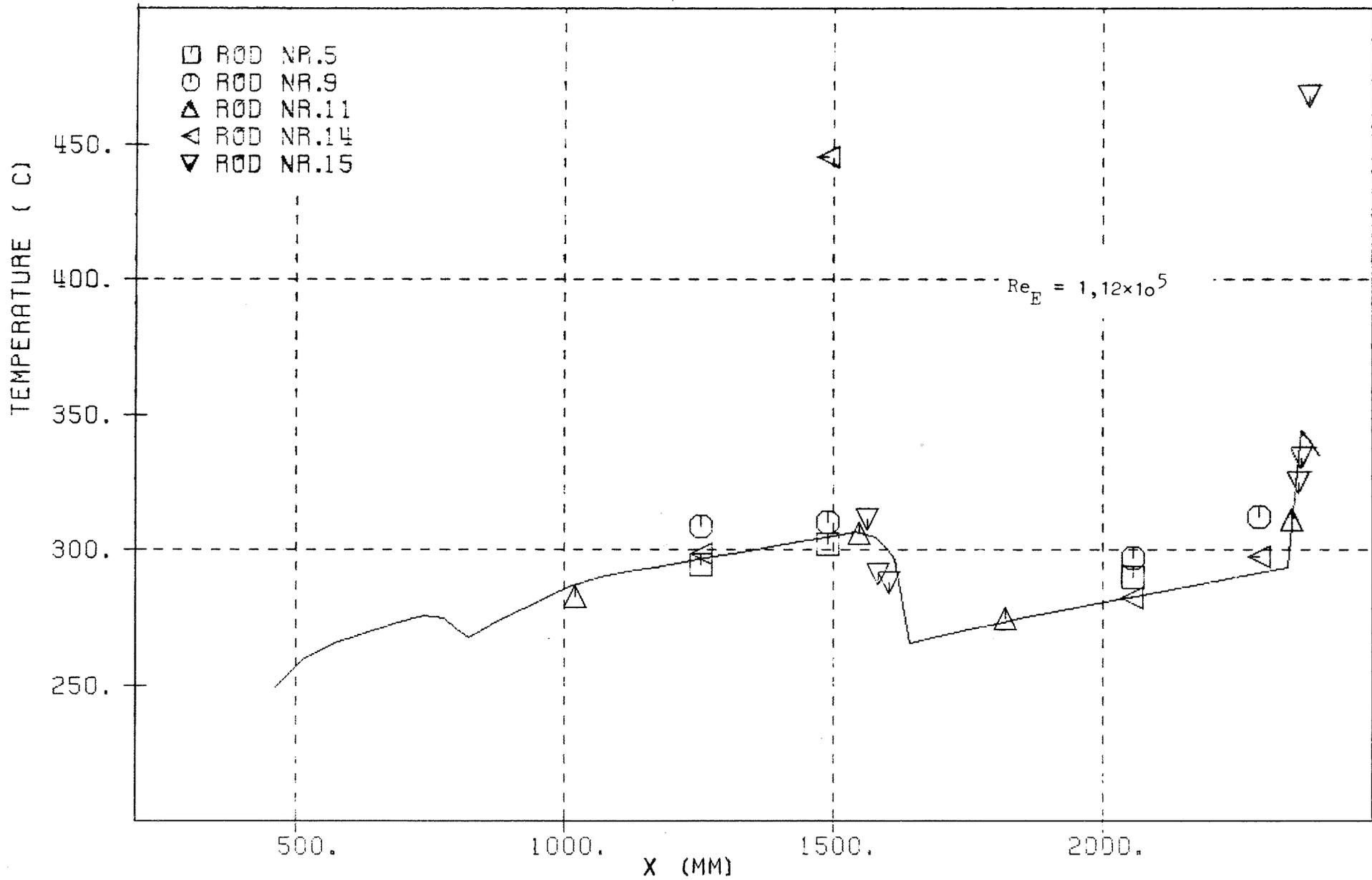


Abb. 21e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 10) - Test 1 - (turbulente Strömung)

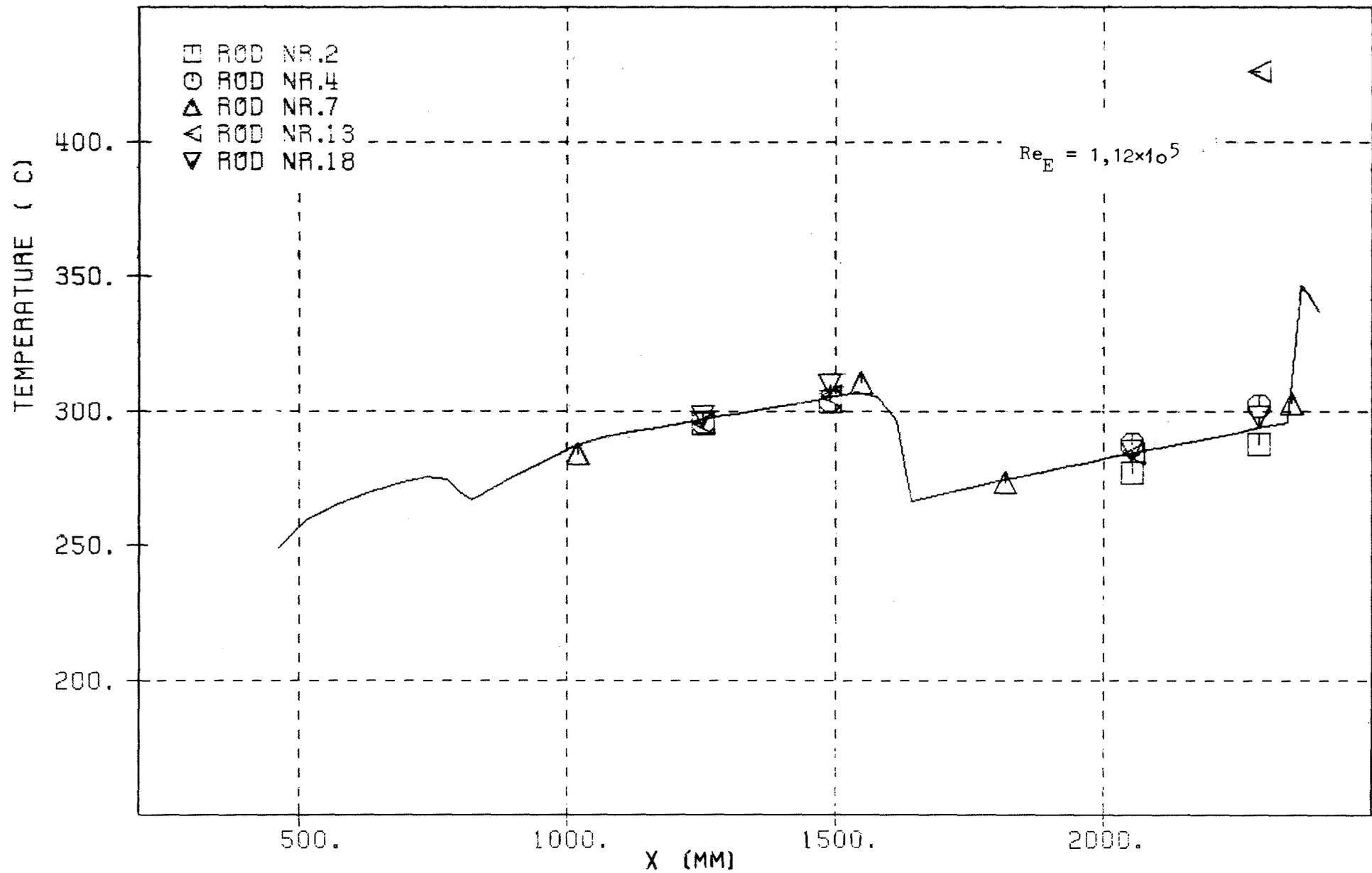


Abb. 21f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 1 - (turbulente Strömung)

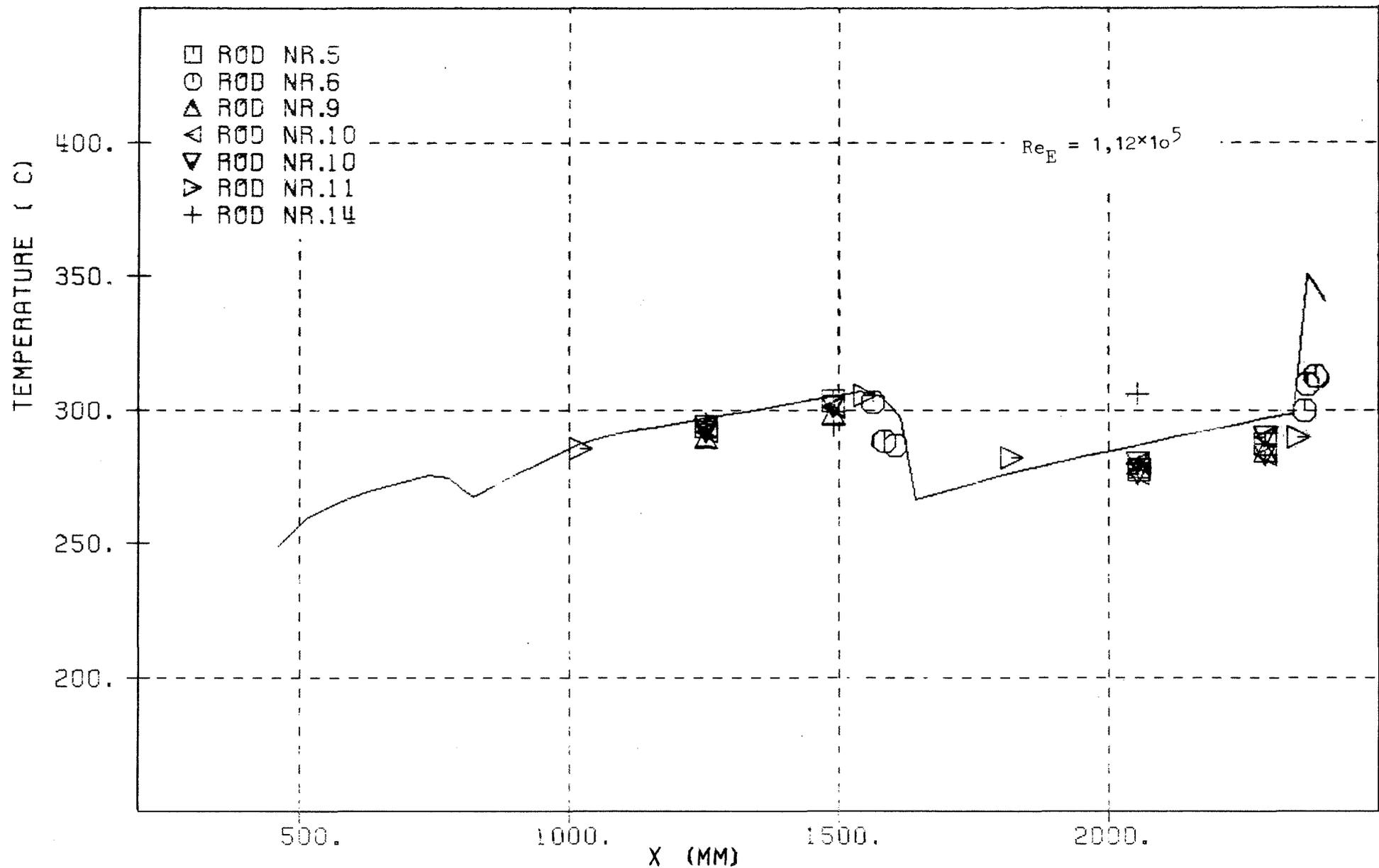


Abb. 21g Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Innenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 1 - (turbulente Strömung)

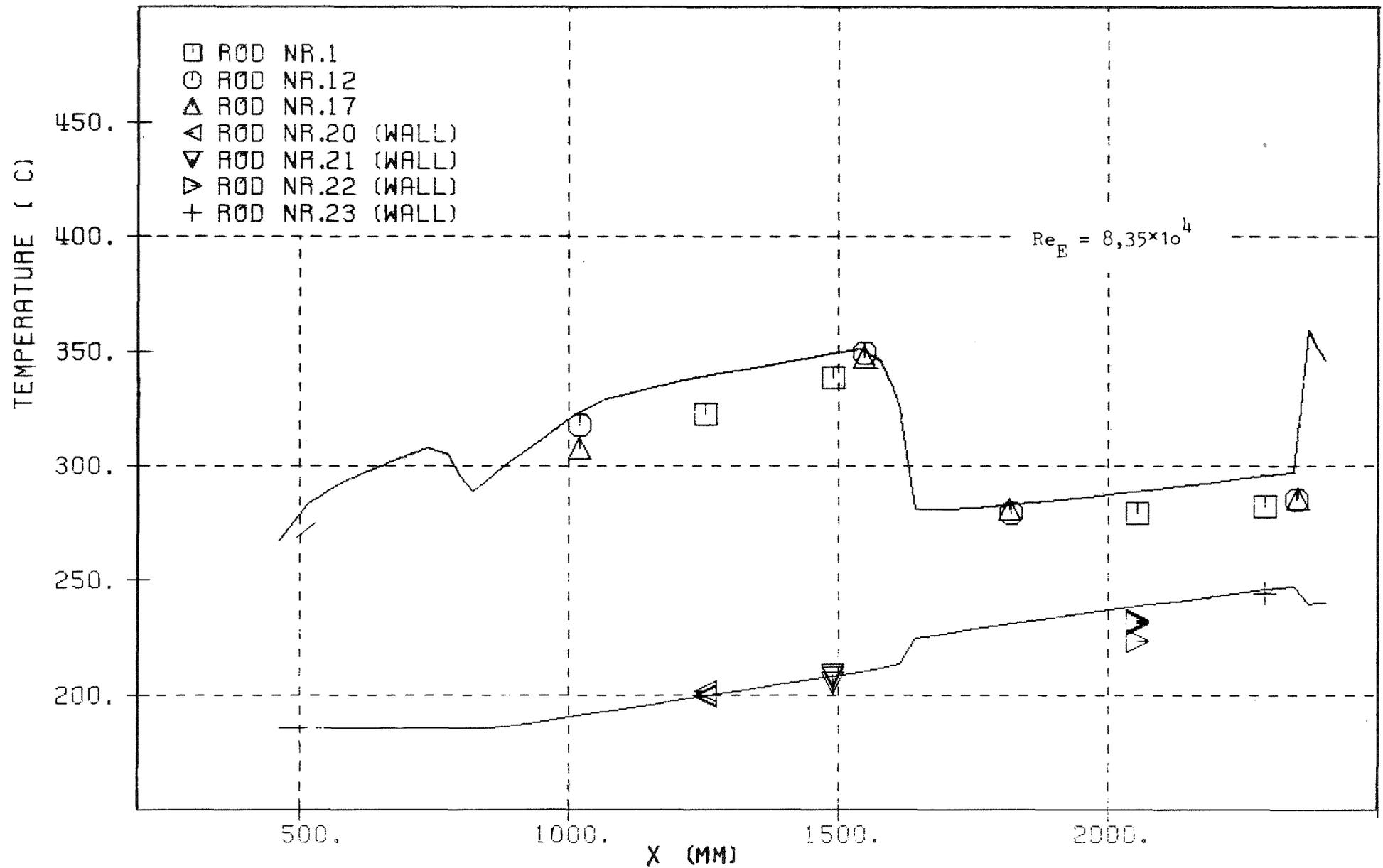


Abb. 22a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen - Test 2 - (turbulente Strömung)

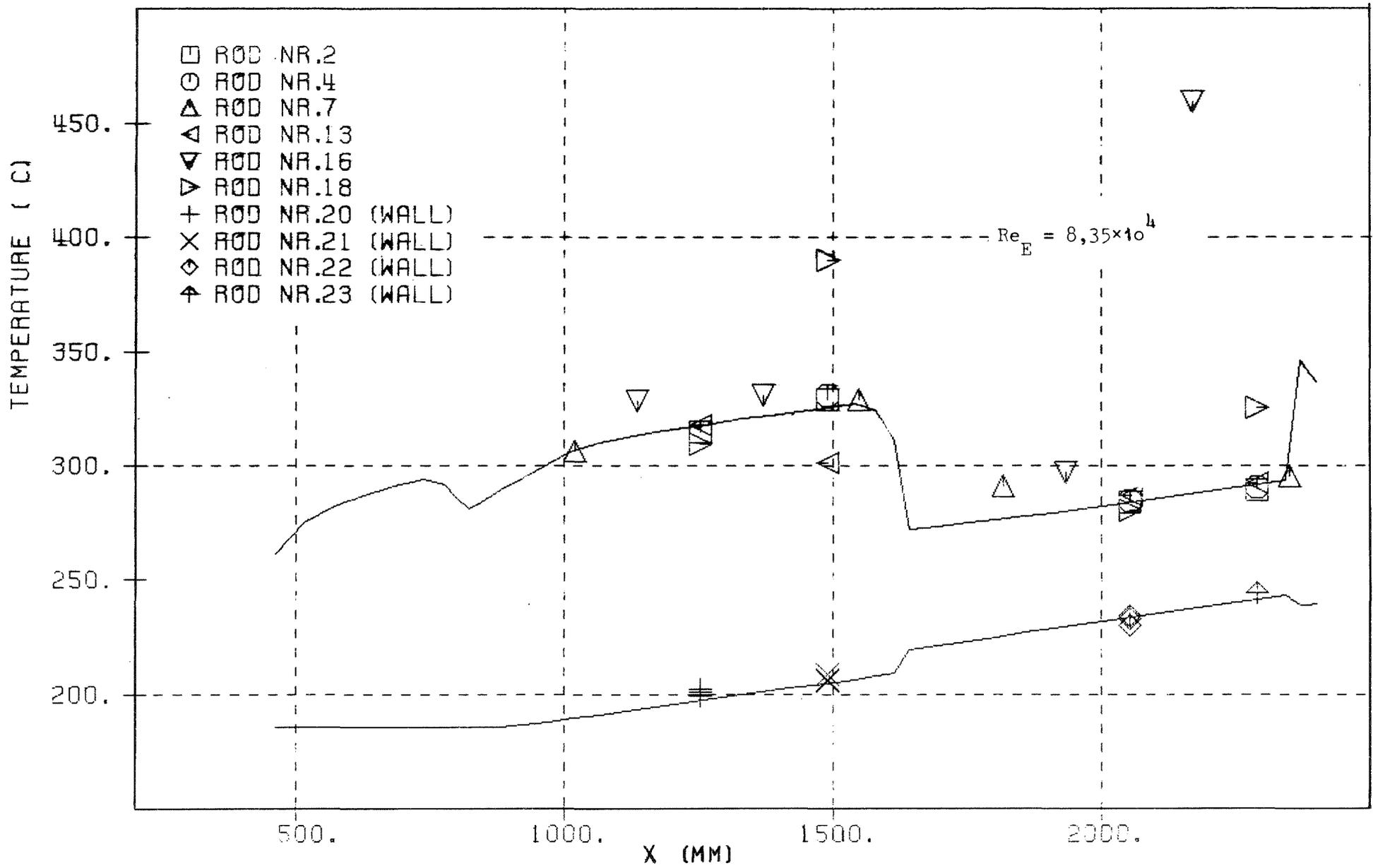


Abb. 22b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen zwischen zwei Wandkanälen - Test 2 - (turbulente Strömung)

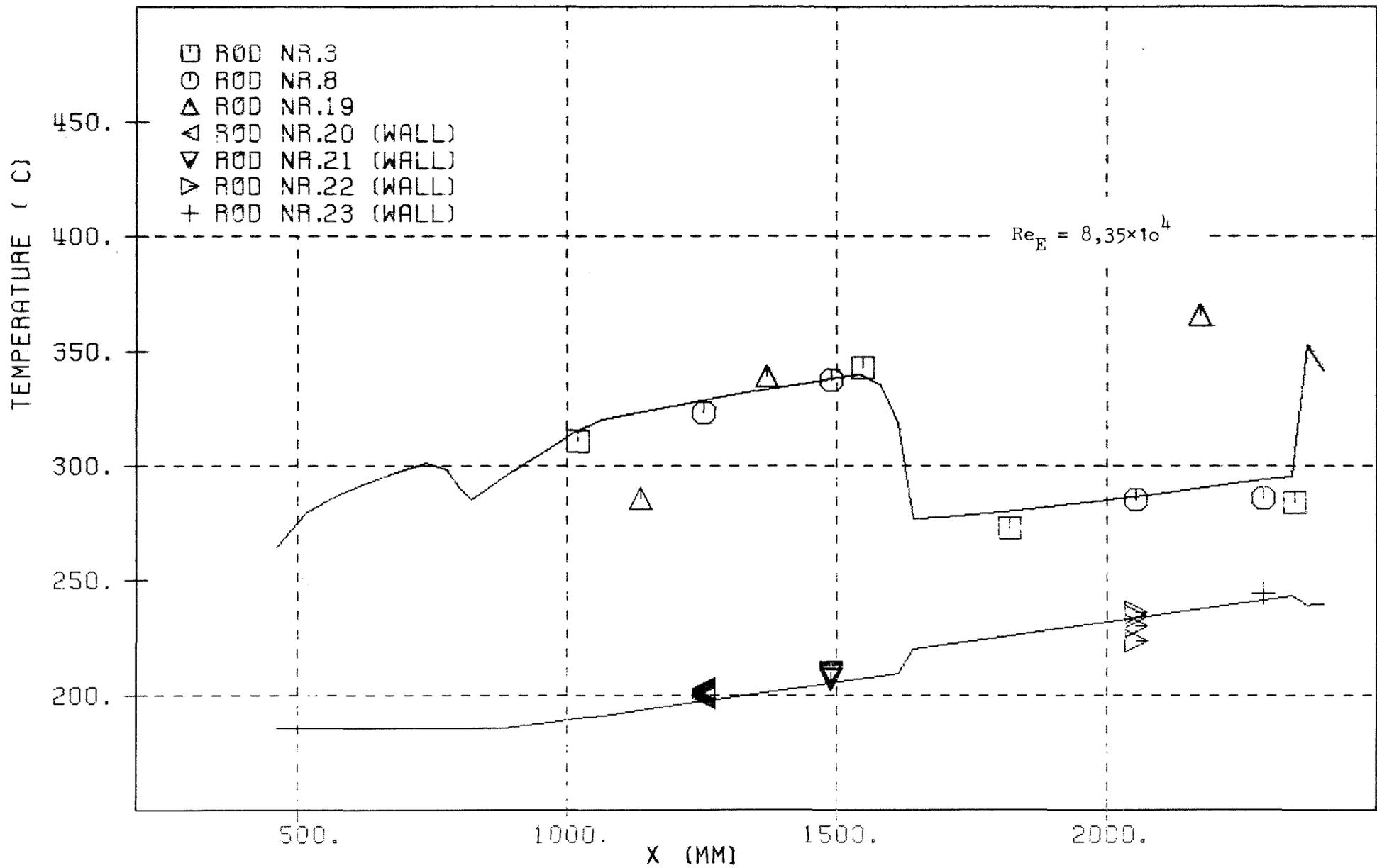


Abb. 22c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stabtemperaturen zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal. Leitrohrtemperaturen in
 den Wandkanälen - Test 2 - (turbulente Strömung)

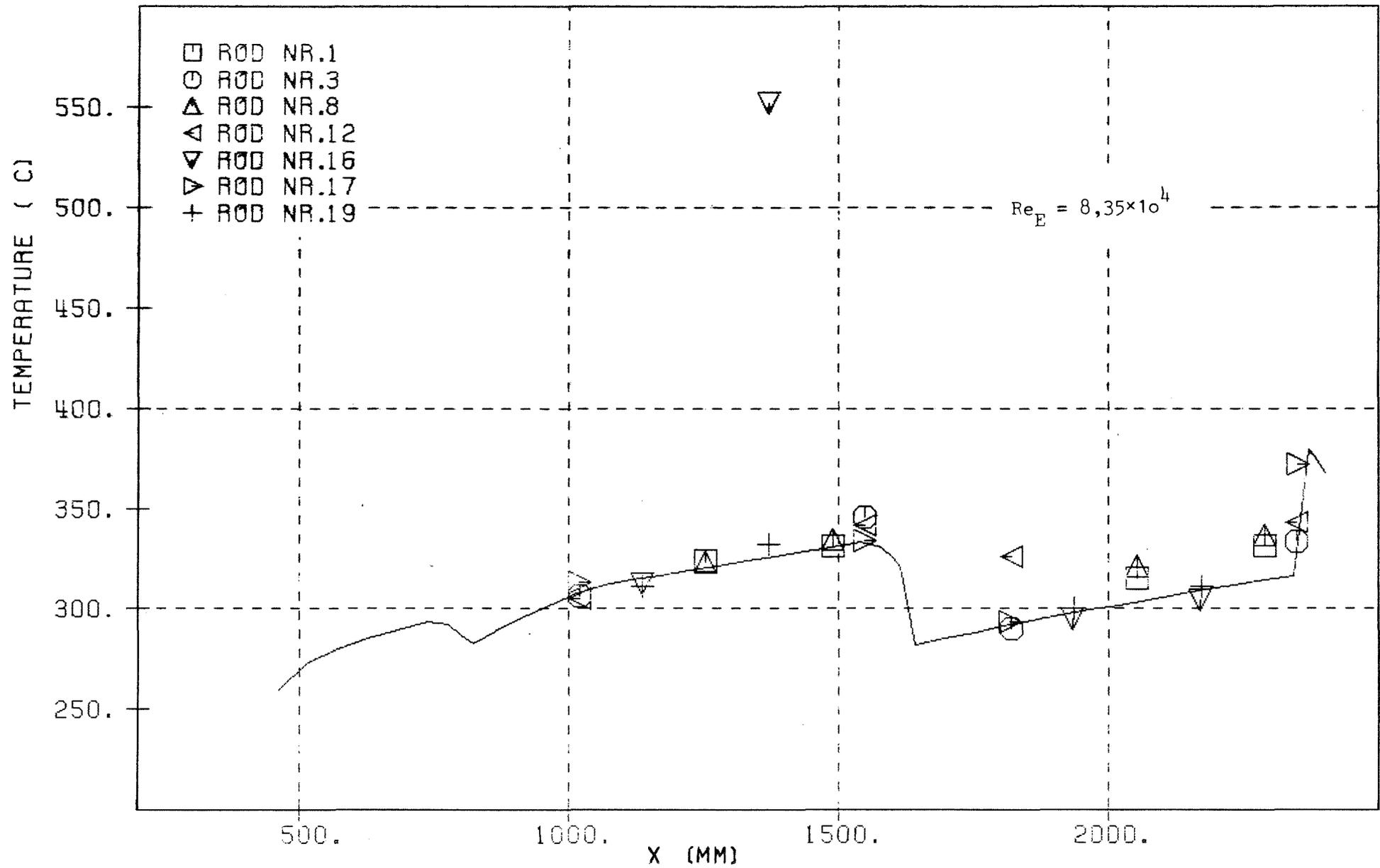


Abb. 22d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 2 - (turbulente Strömung)

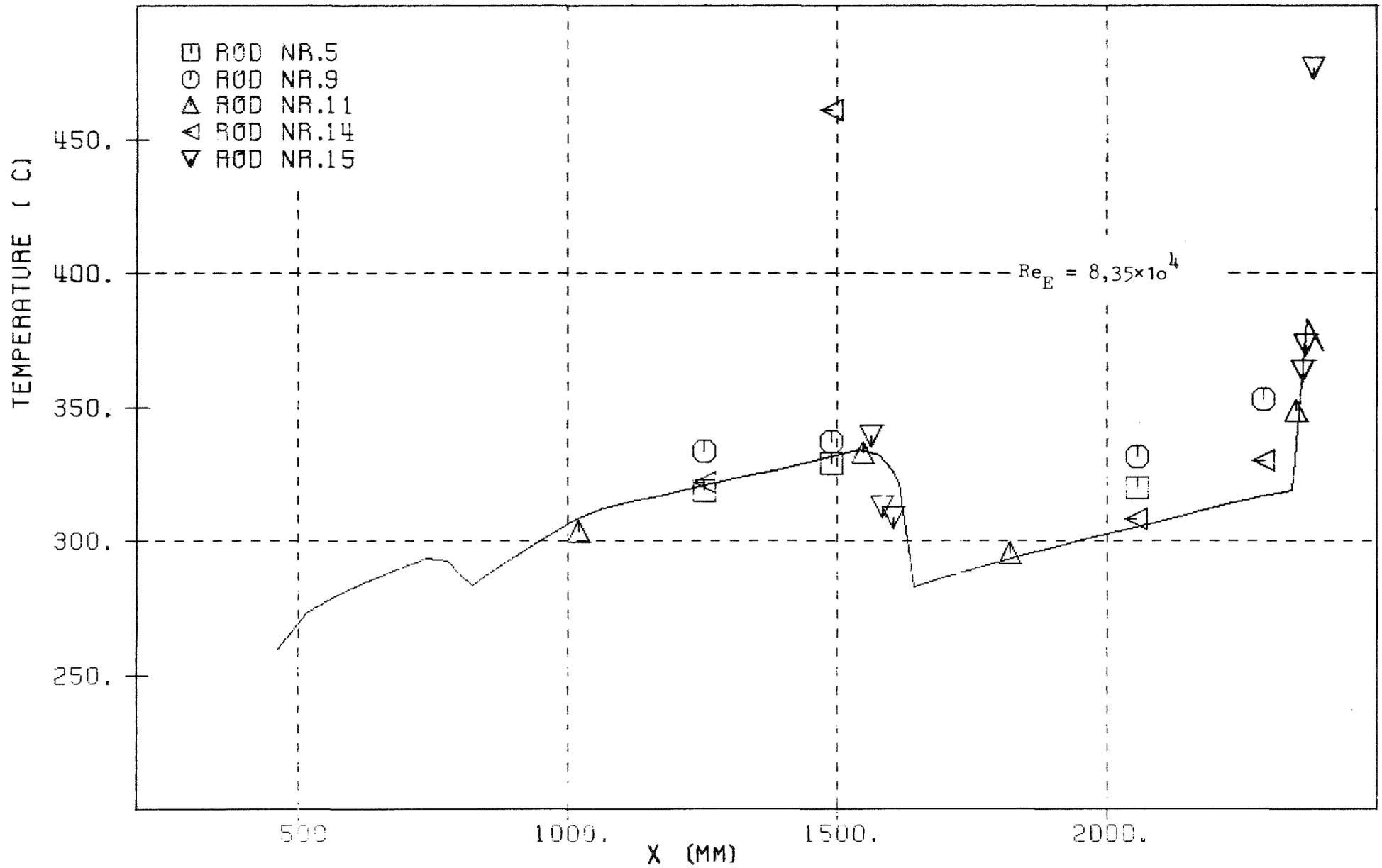


Abb. 22e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 10) - Test 2 - (turbulente Strömung)

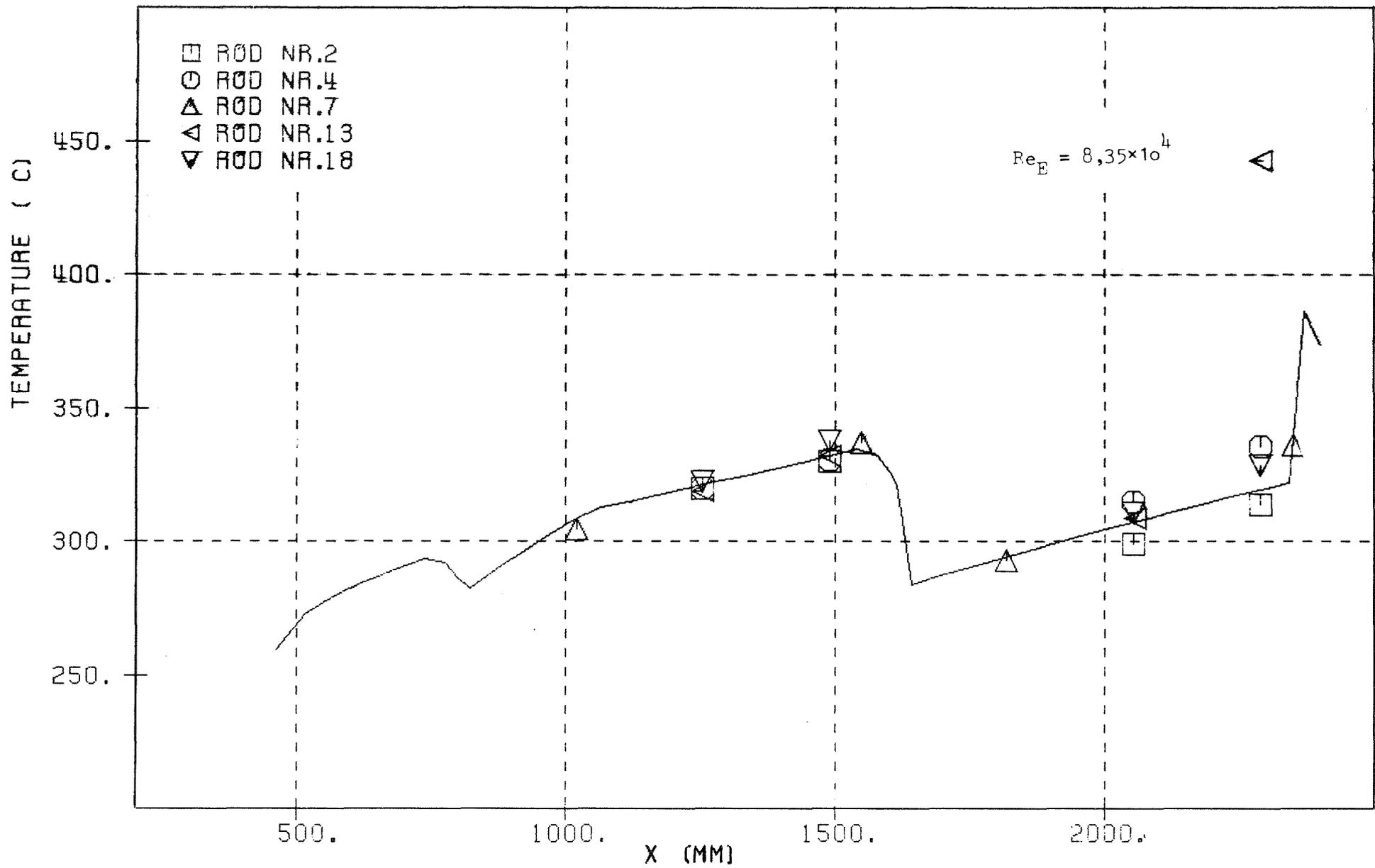


Abb. 22f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 2 - (turbulente Strömung)

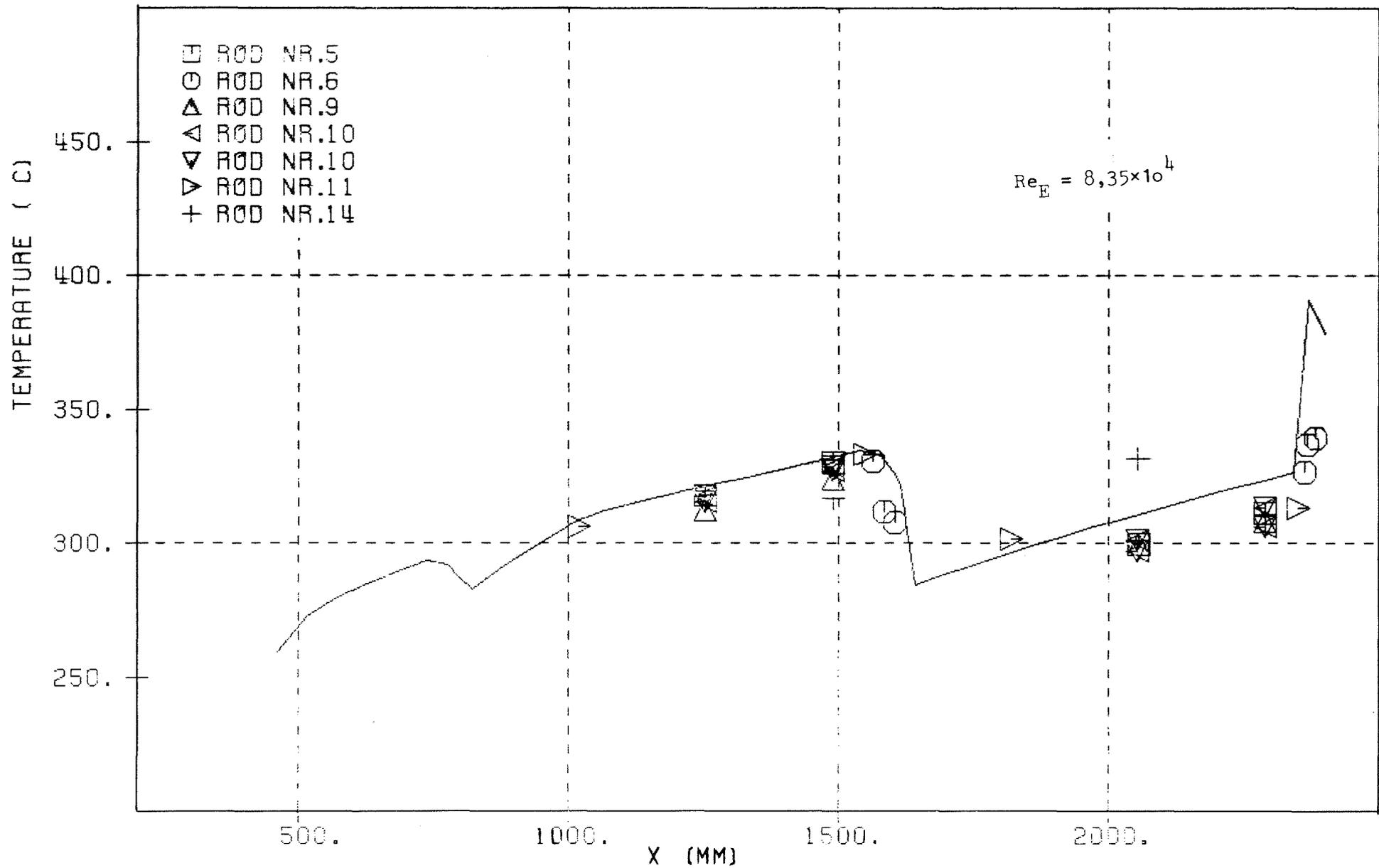


Abb. 22g Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Innenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 2 - (turbulente Strömung)

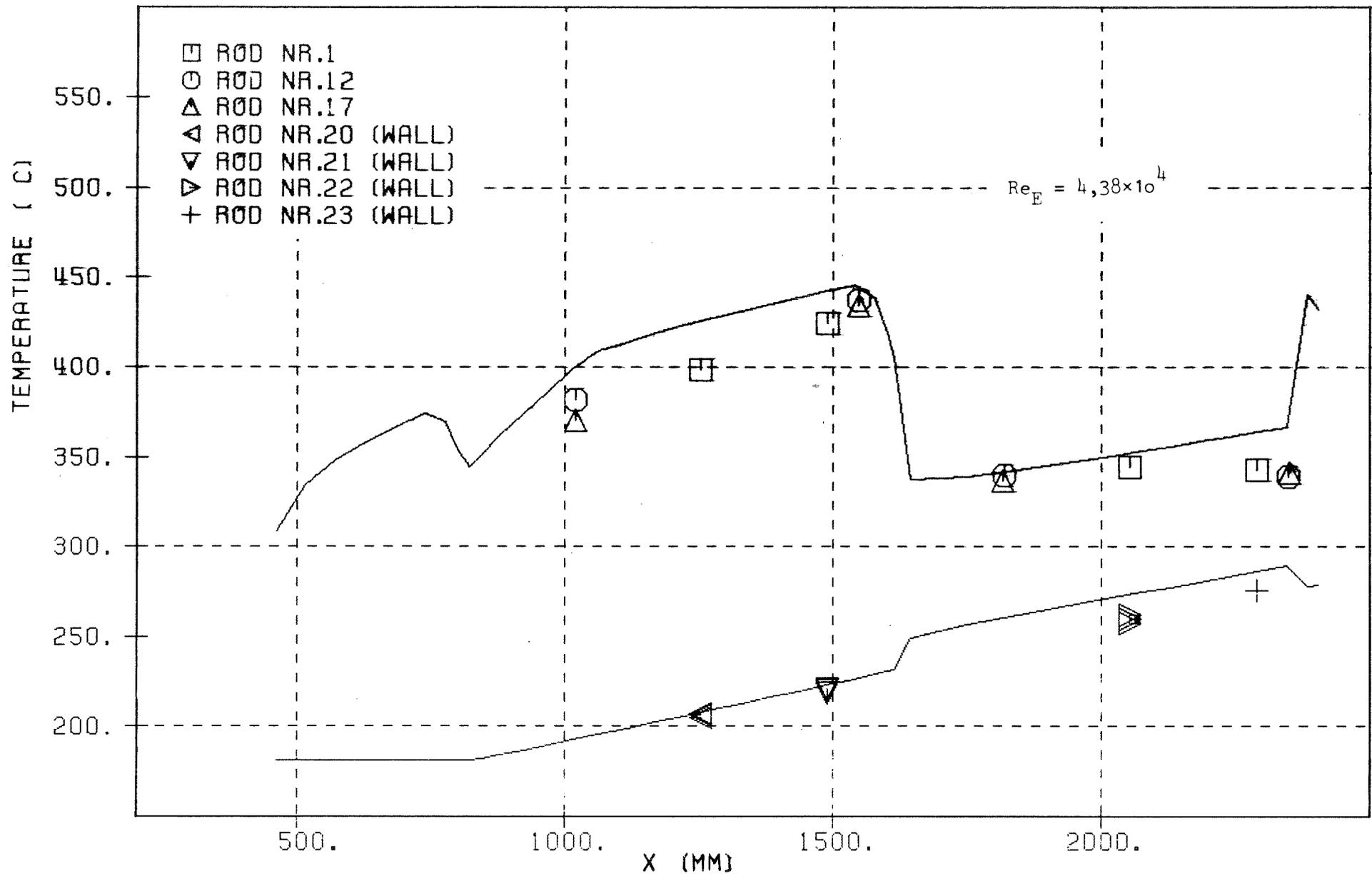


Abb. 23a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen - Test 3 - (turbulente Strömung)

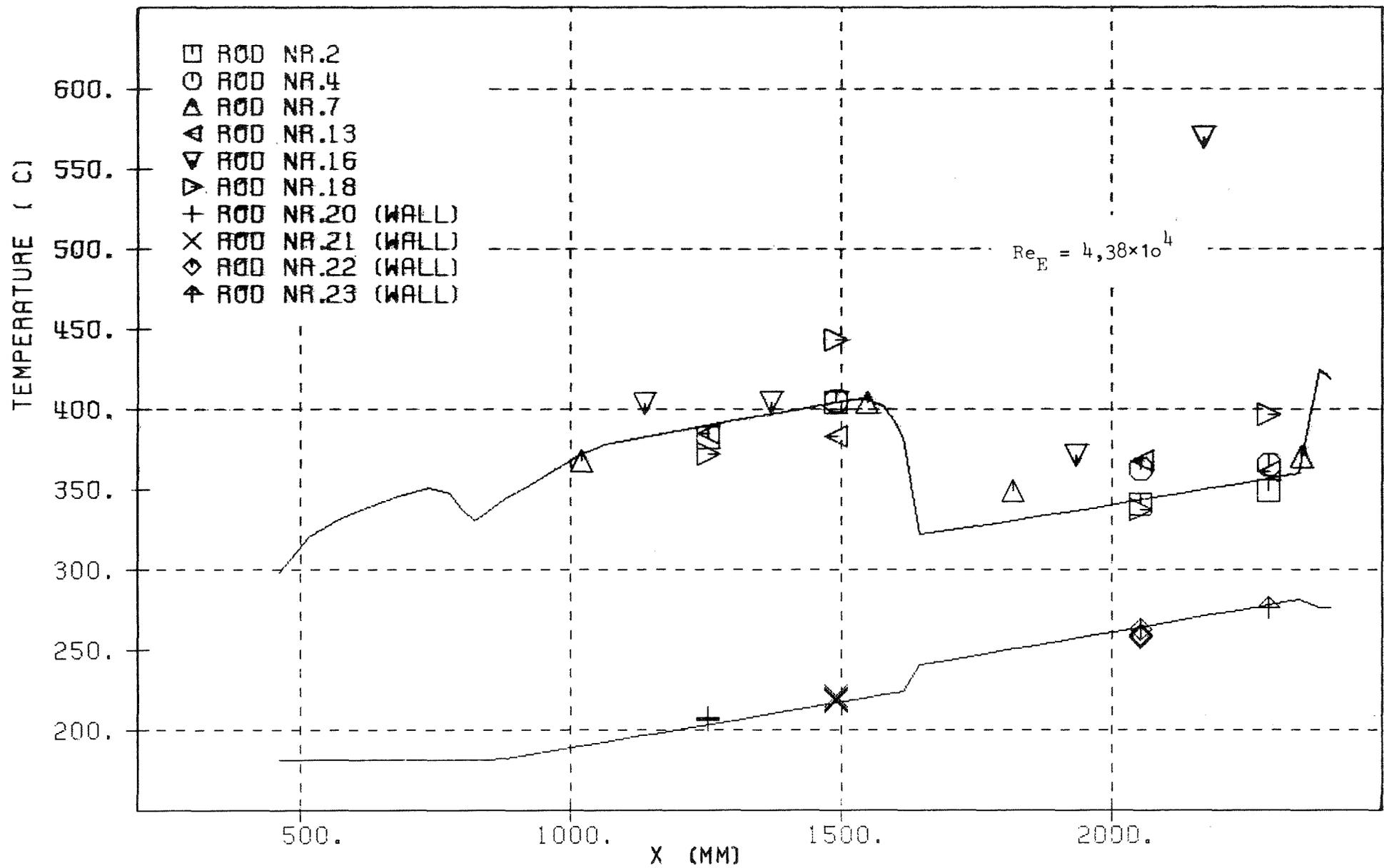


Abb. 23b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen zwischen zwei Wandkanälen - Test 3 - (turbulente Strömung)

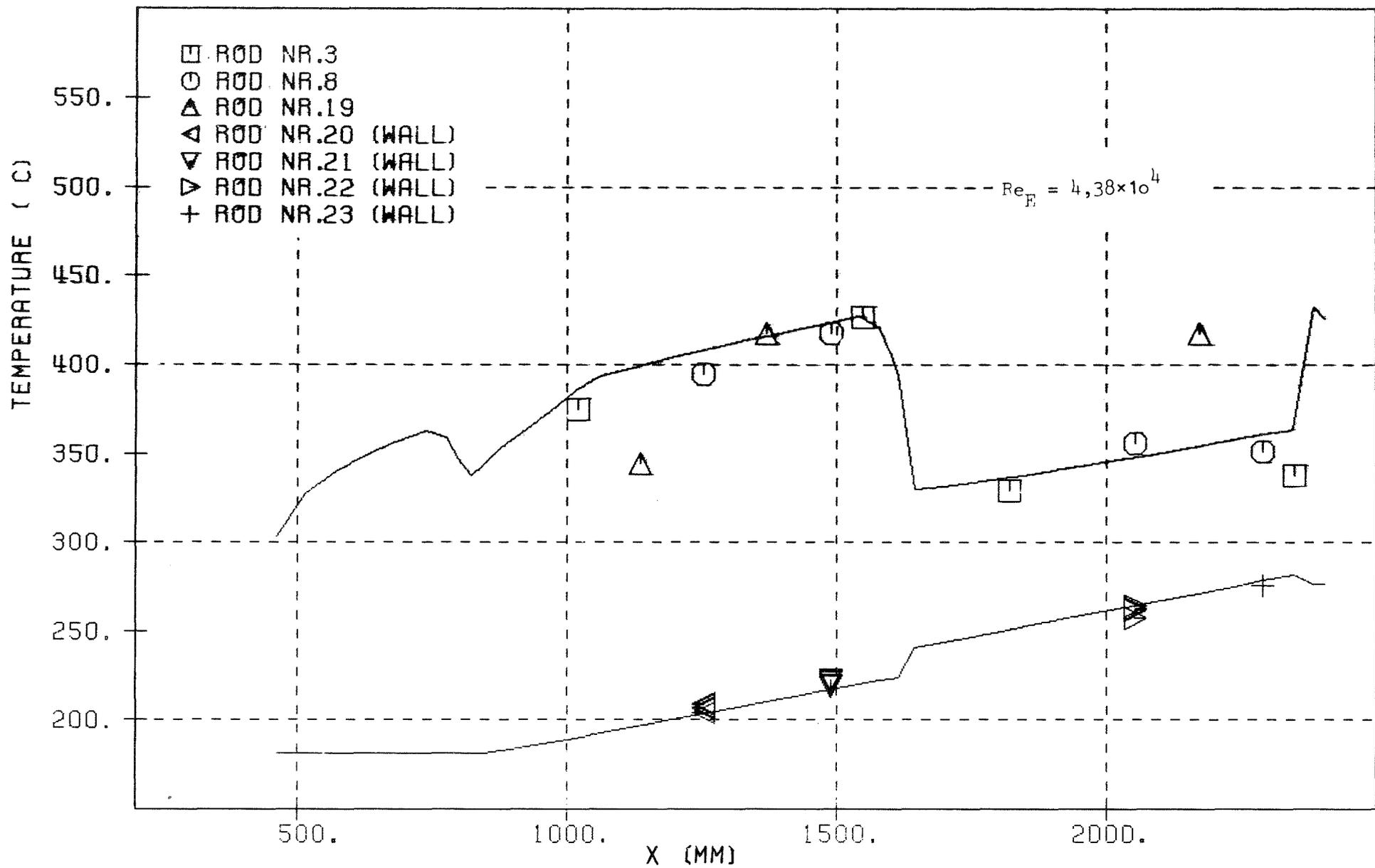


Abb. 23c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbbündel:
 Stabtemperaturen zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal. Leitrohrtemperaturen in
 den Wandkanälen - Test 3 - (turbulente Strömung)

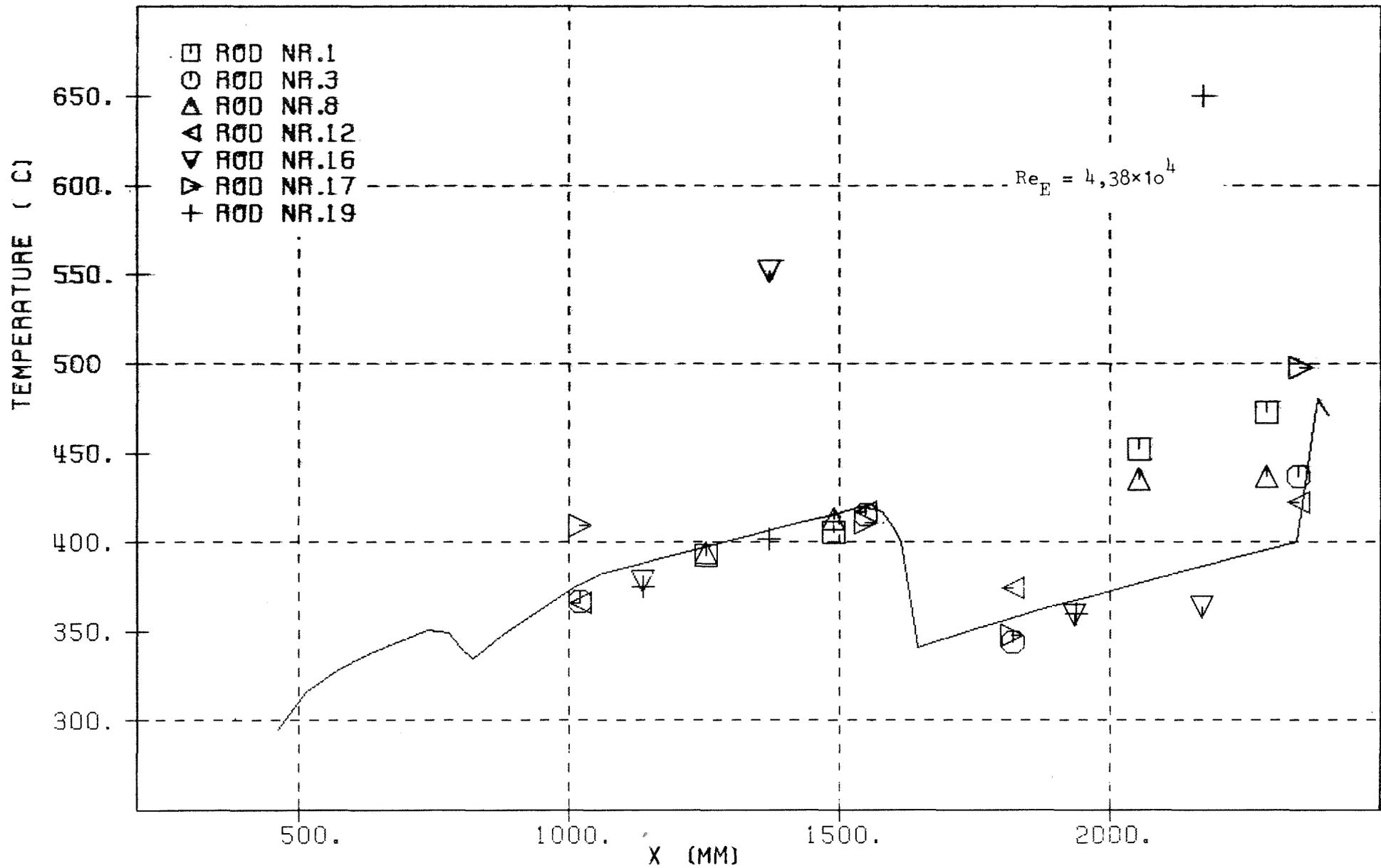


Abb. 23d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 10) - Test 3 - (turbulente Strömung)

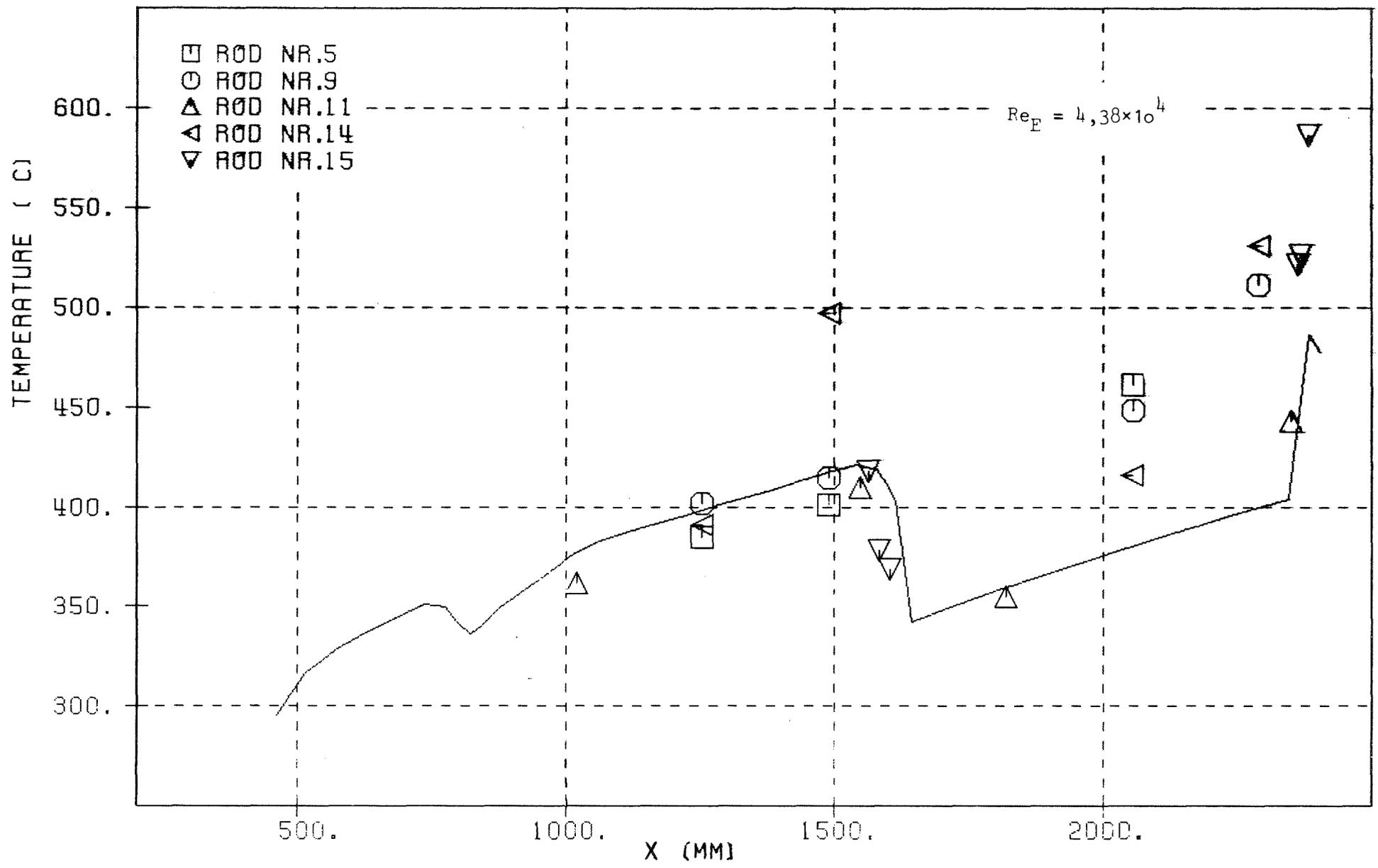


Abb. 23e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 3 - (turbulente Strömung)

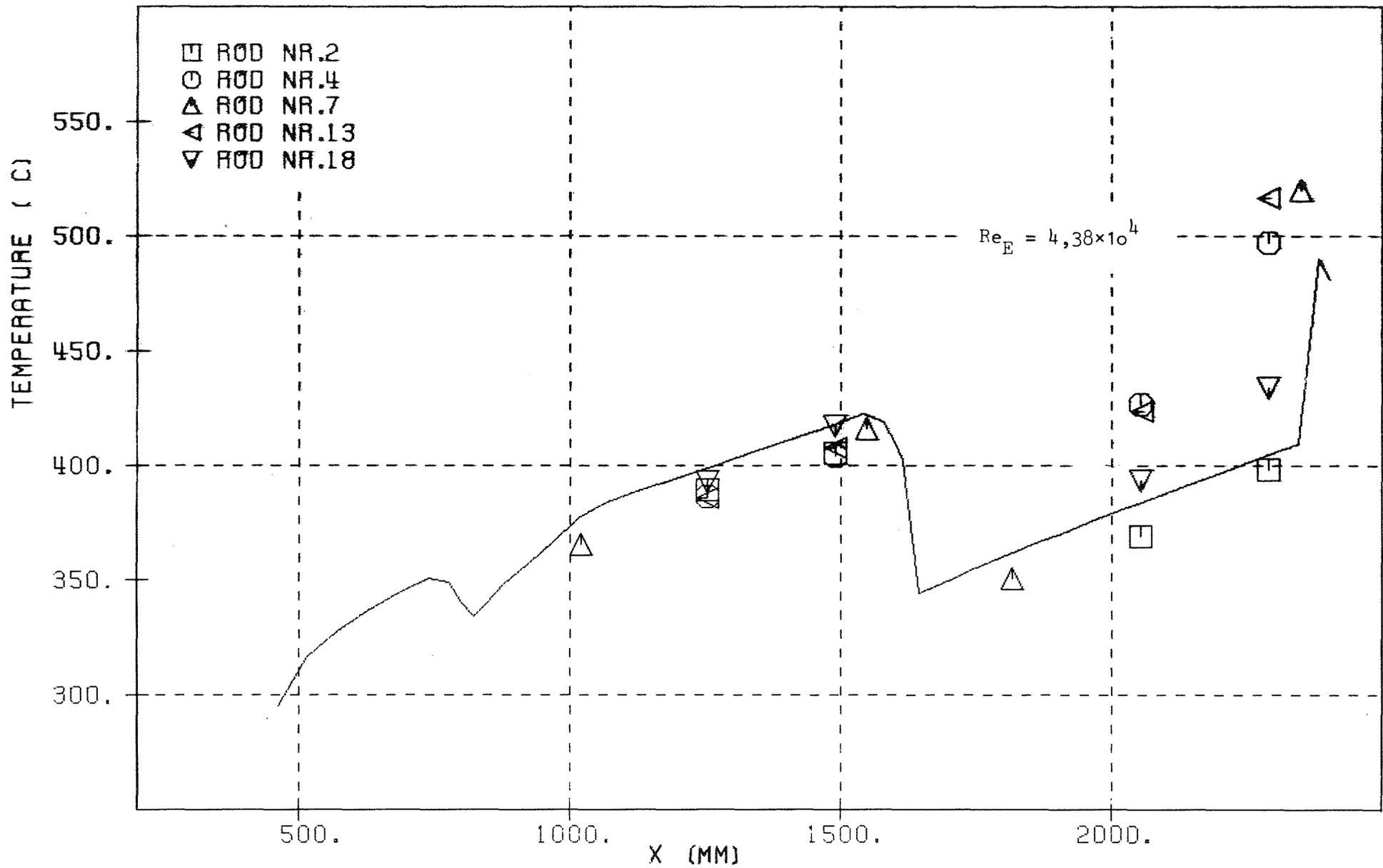


Abb. 23f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 3 - (turbulente Strömung)

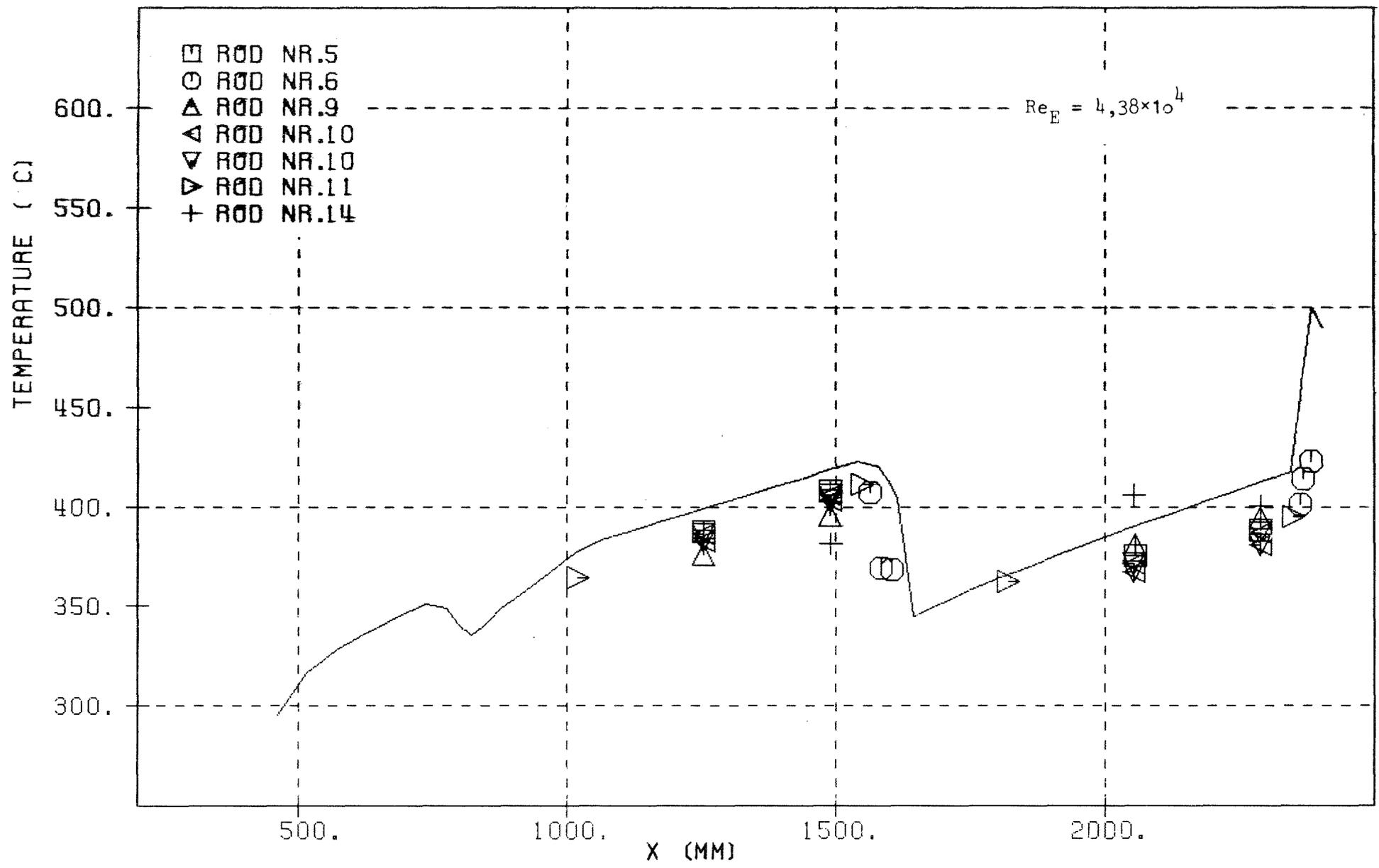


Abb. 23g Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Innenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1a) - Test 3 - (turbulente Strömung)

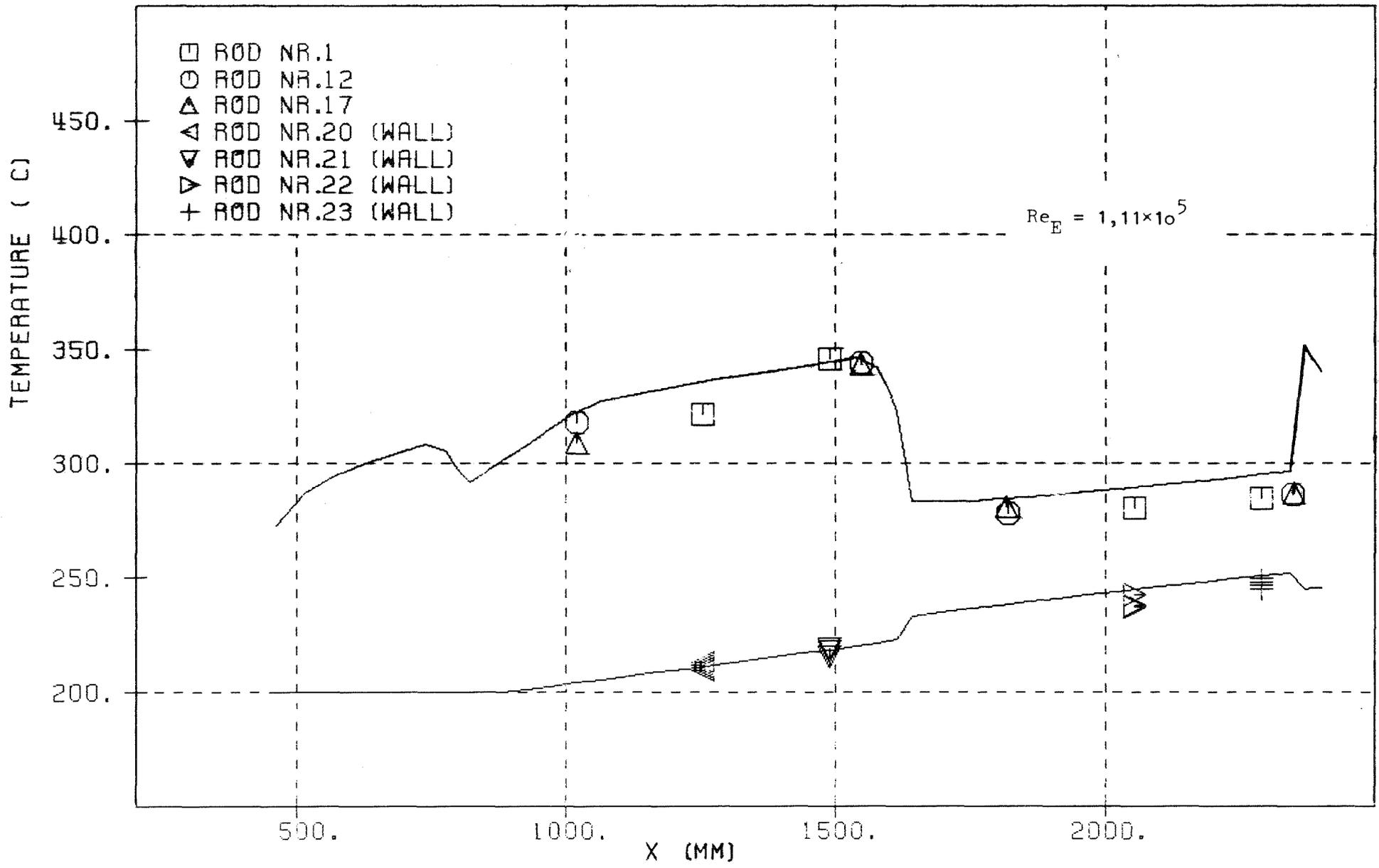


Abb. 24a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen - Test 7 - (turbulente Strömung)

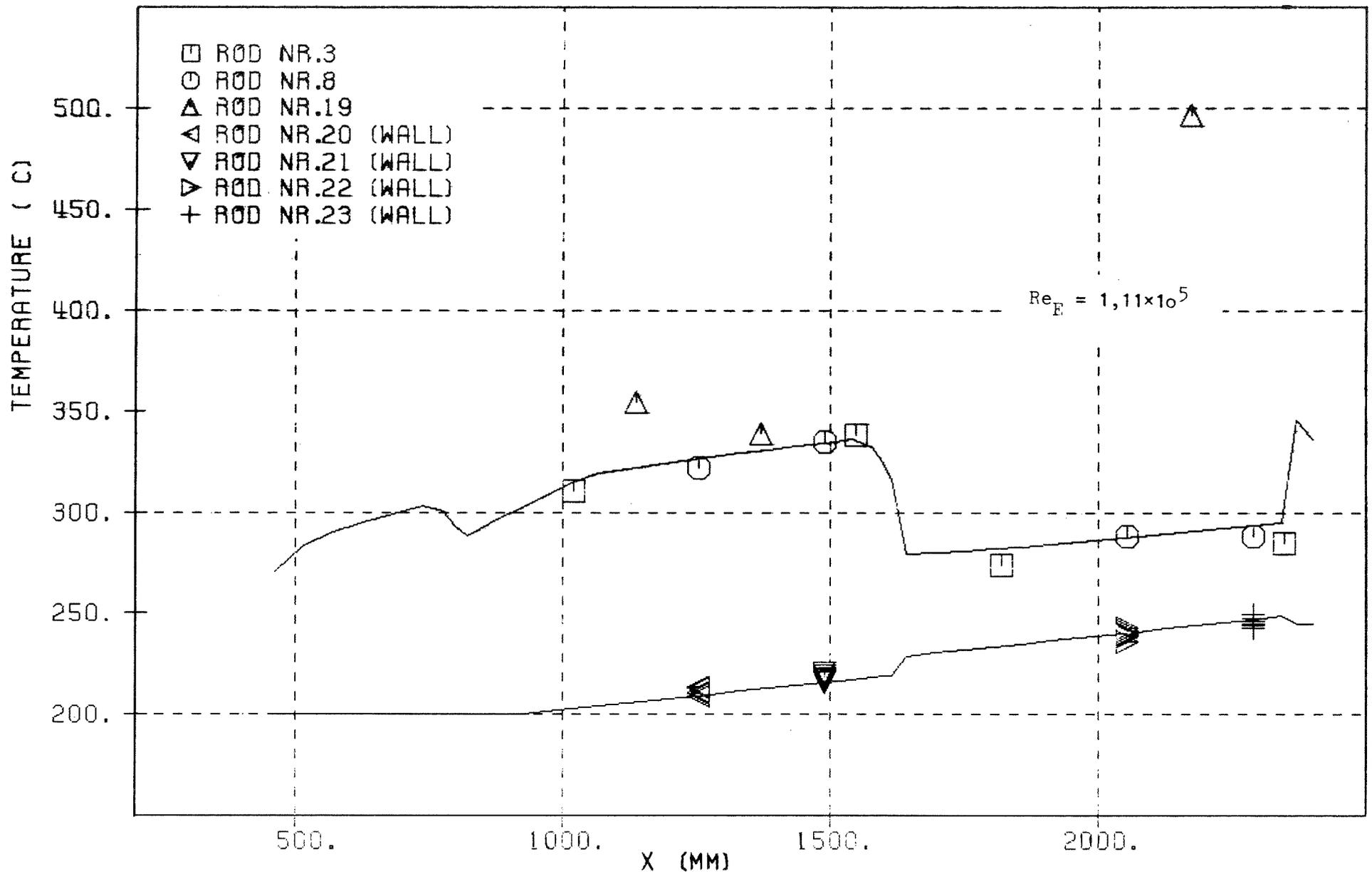


Abb. 24b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbüdel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen zwischen zwei Wandkanälen - Test 7 - (turbulente Strömung)

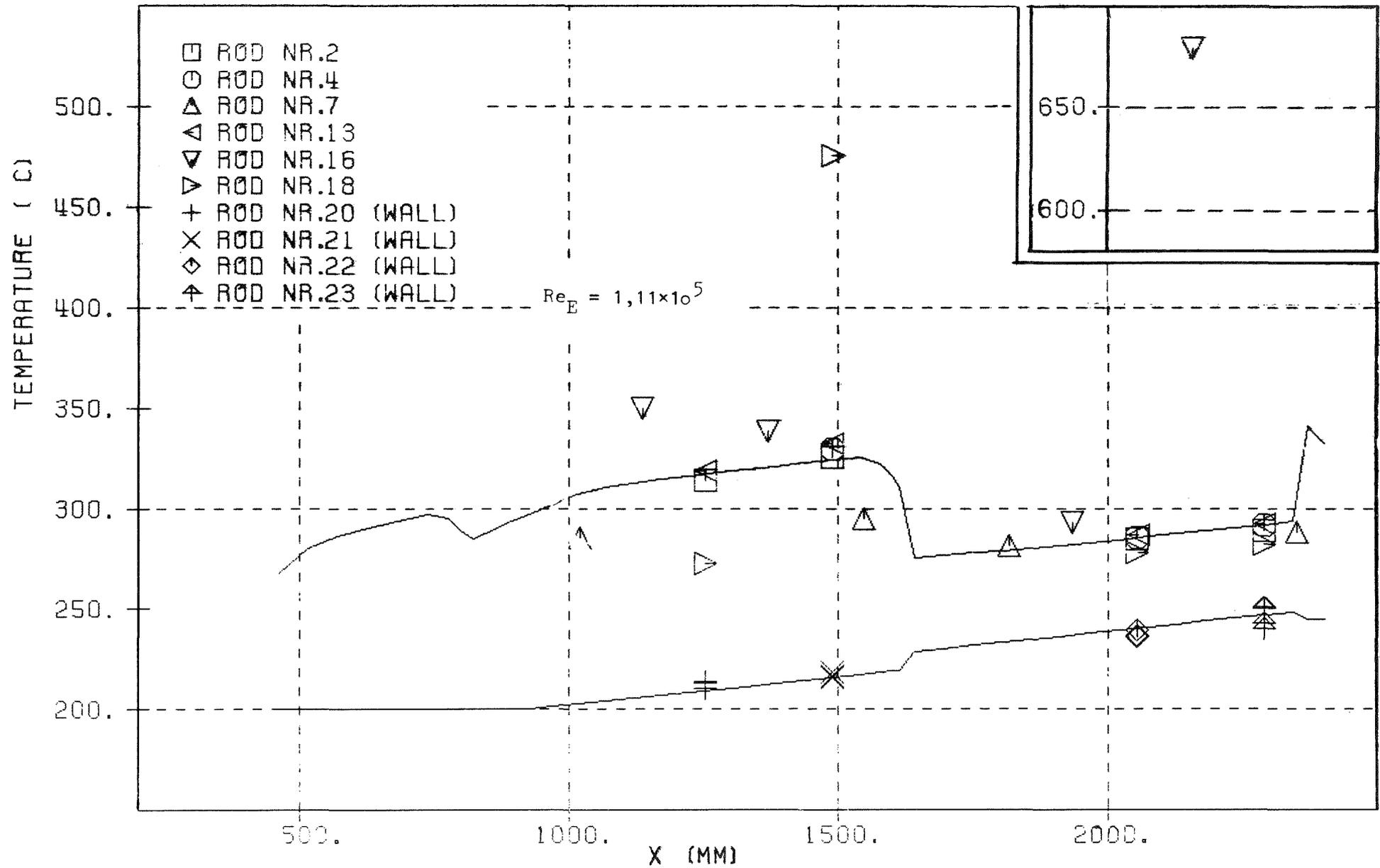


Abb. 24c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal. Leitrohrtemperaturen in
 den Wandkanälen - Test 7 - (turbulente Strömung)

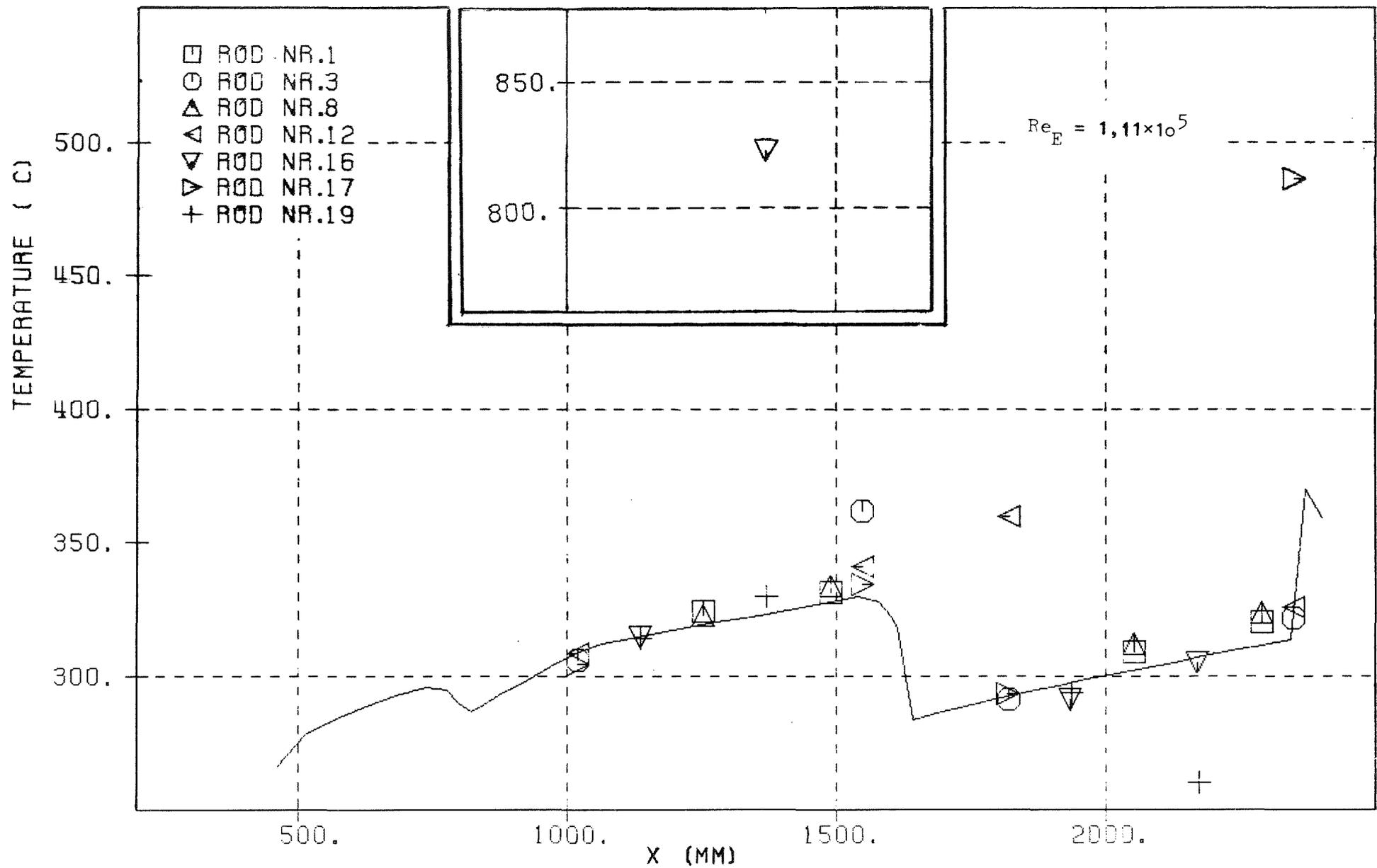


Abb. 24d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1a) - Test 7 - (turbulente Strömung)

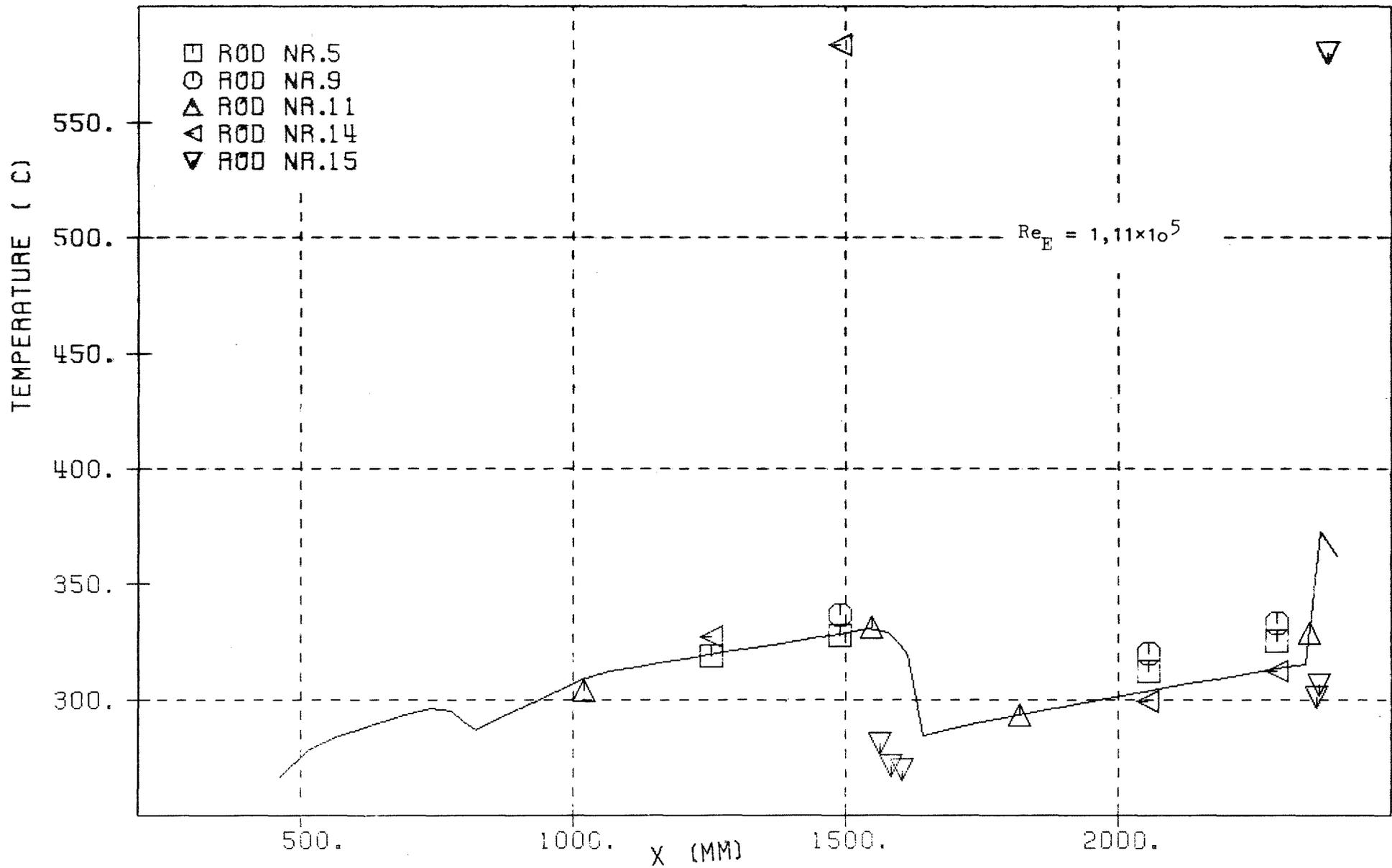


Abb. 24e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1a) - Test 7 - (turbulente Strömung)

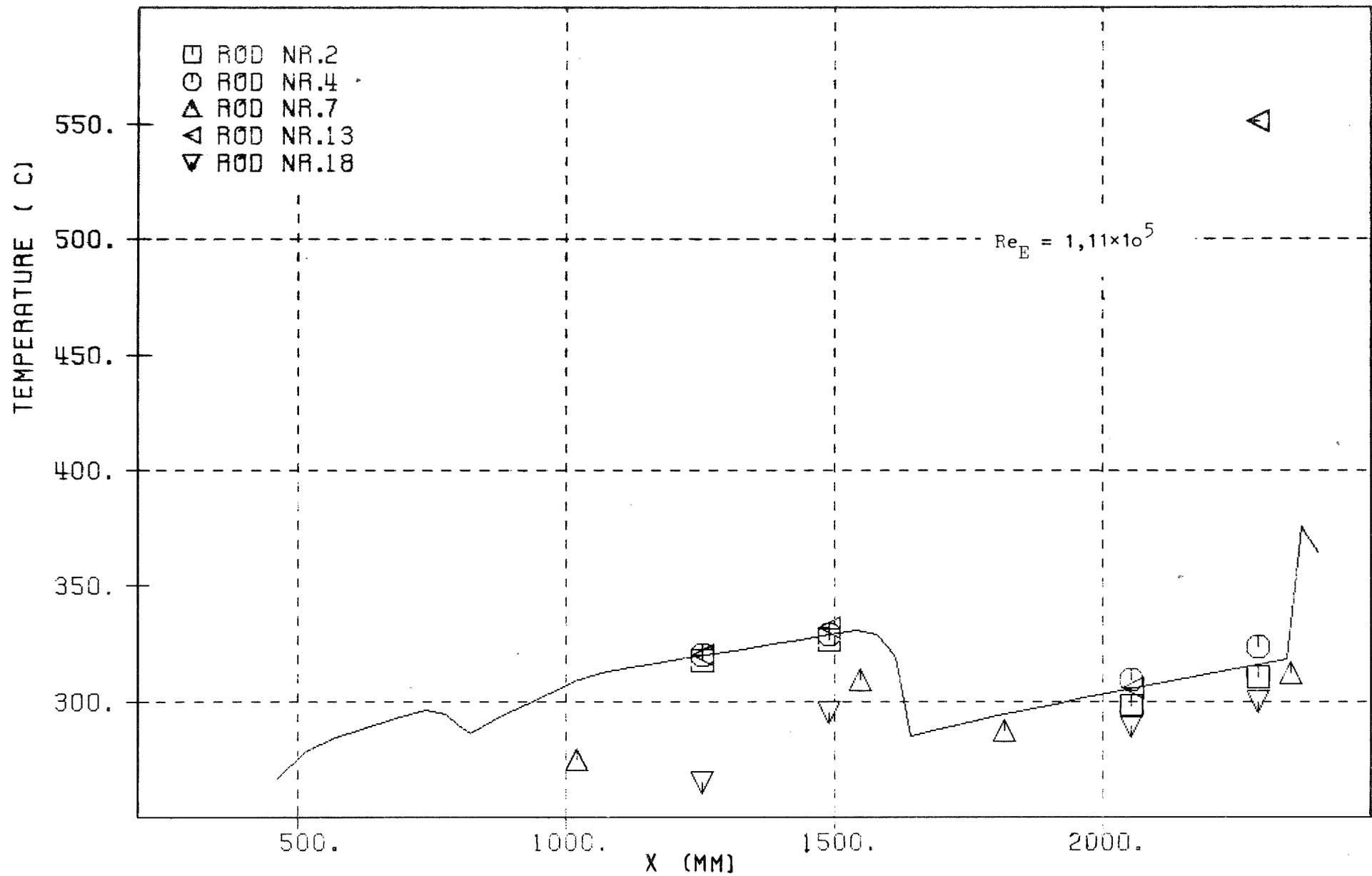


Abb. 24f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 7 - (turbulente Strömung)

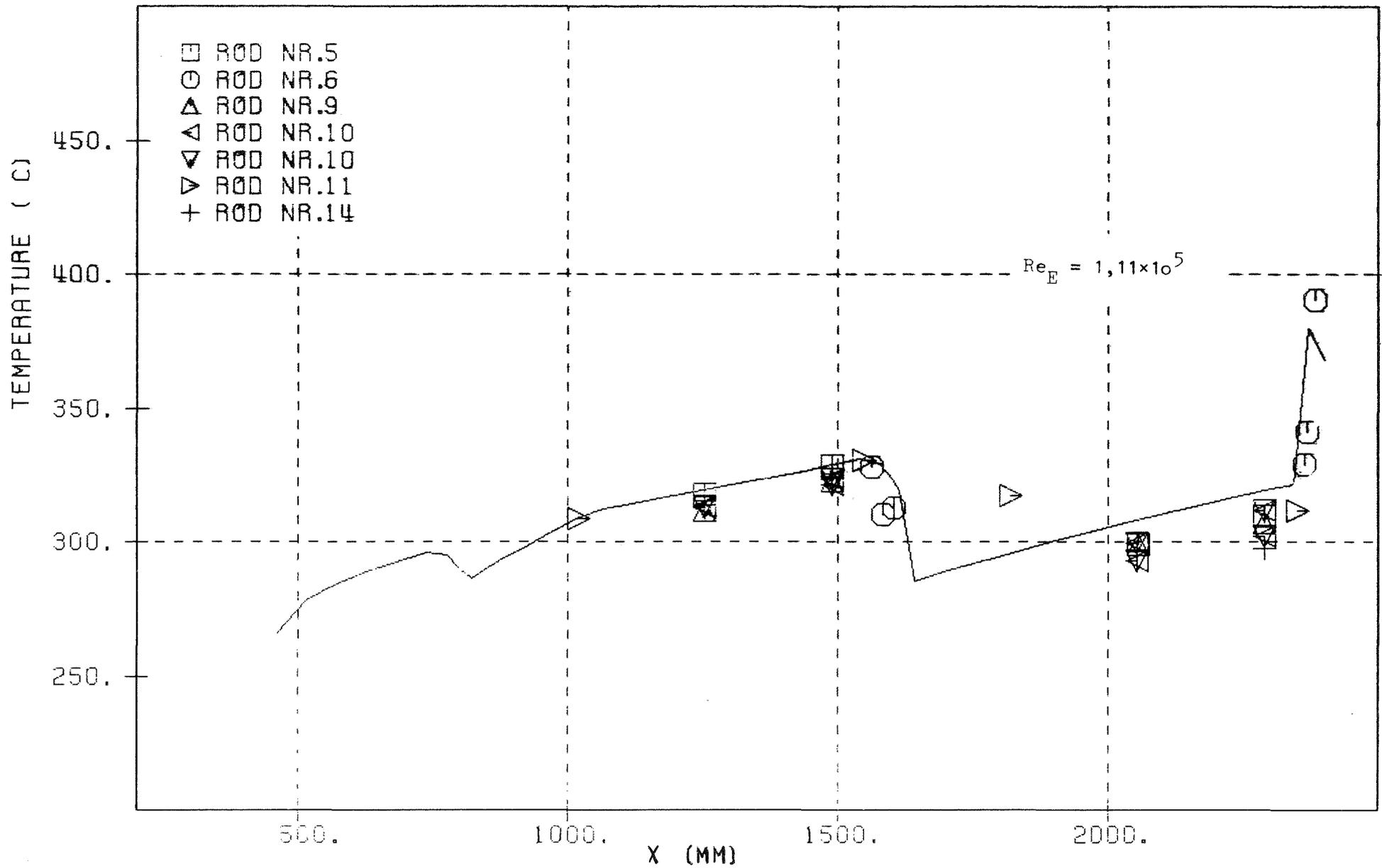


Abb. 24g Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Innenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 7 - (turbulente Strömung)

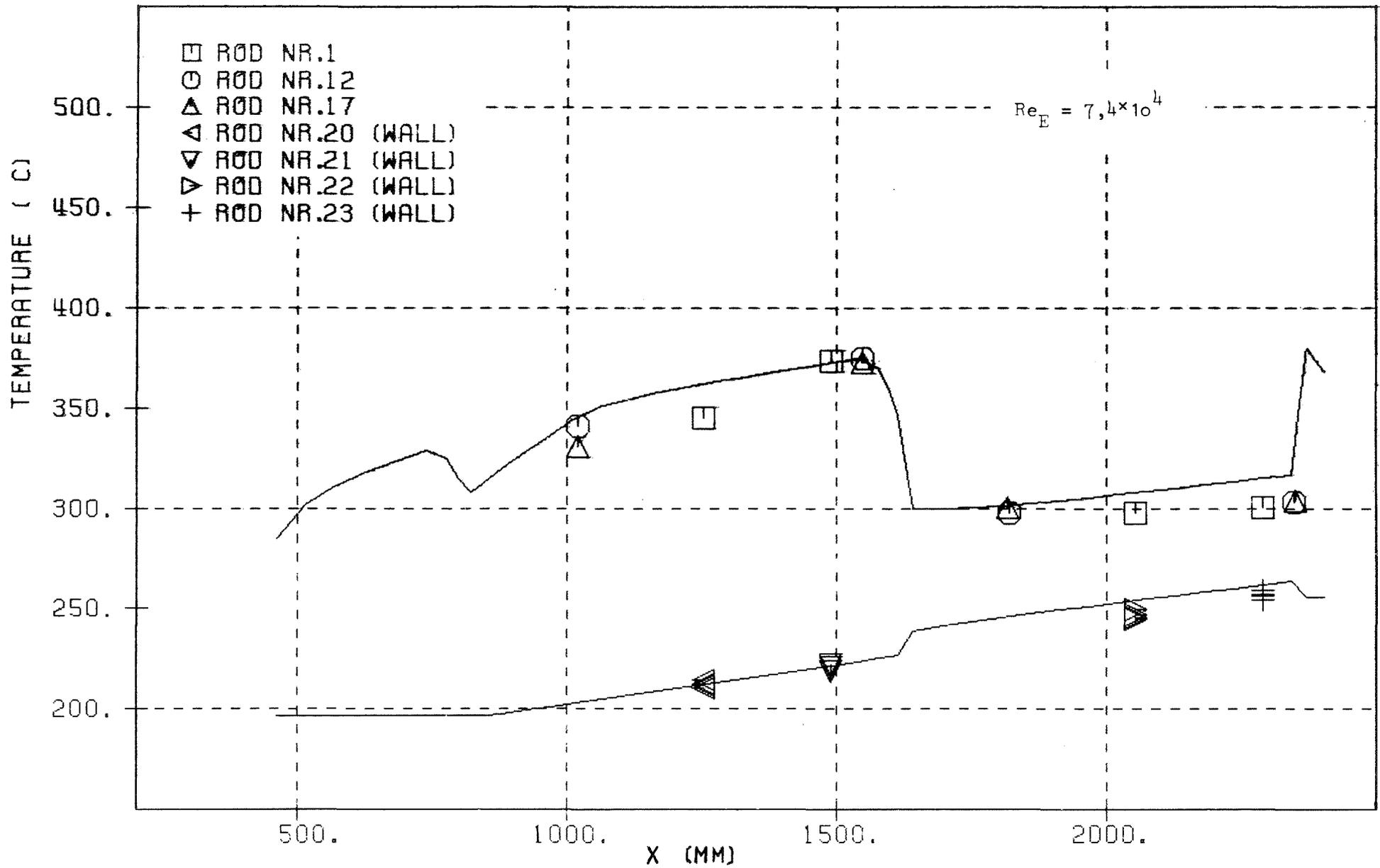


Abb. 25a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen - Test 8 - (turbulente Strömung)

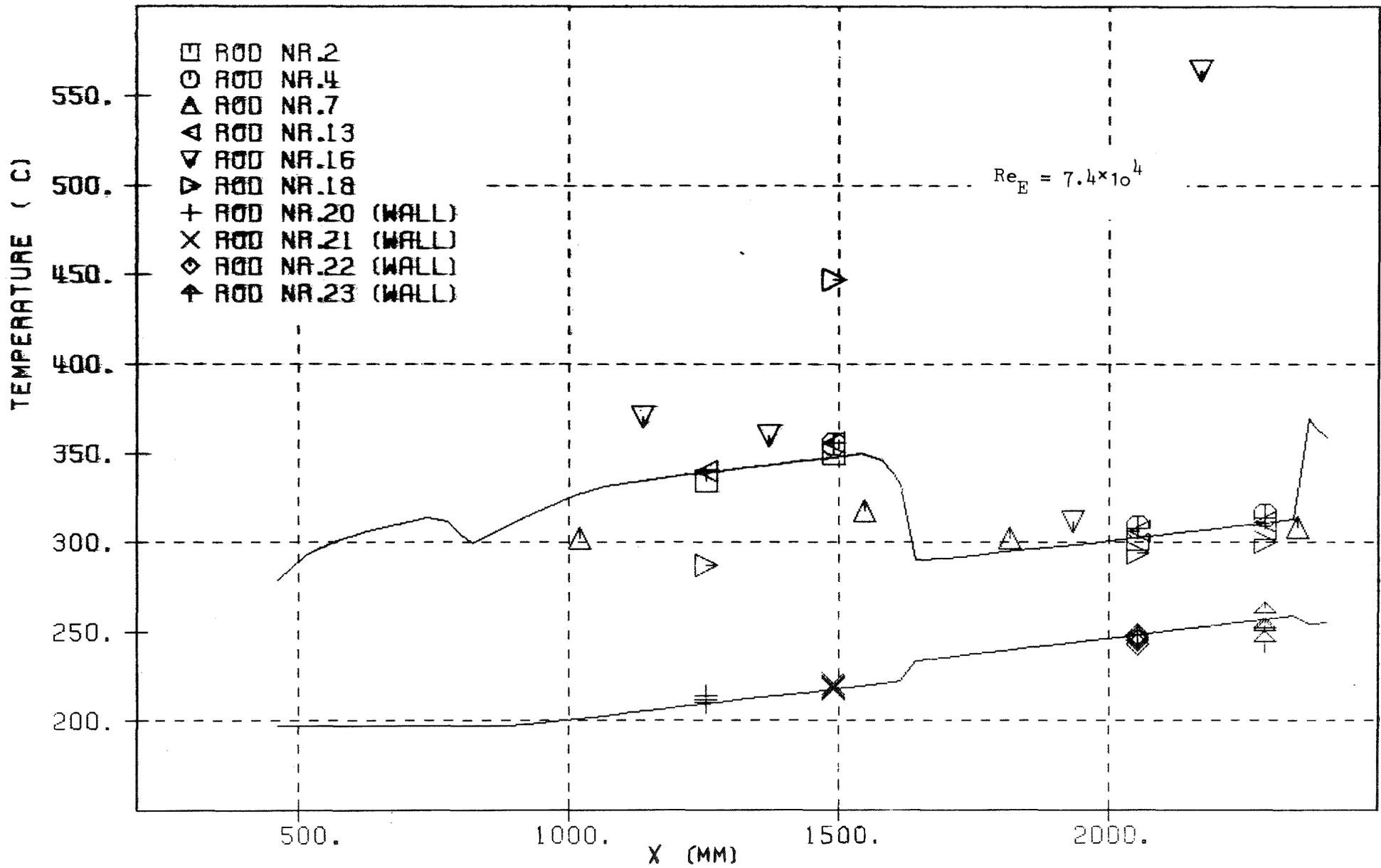


Abb. 25b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen zwischen zwei Wandkanälen - Test 8 - (turbulente Strömung)

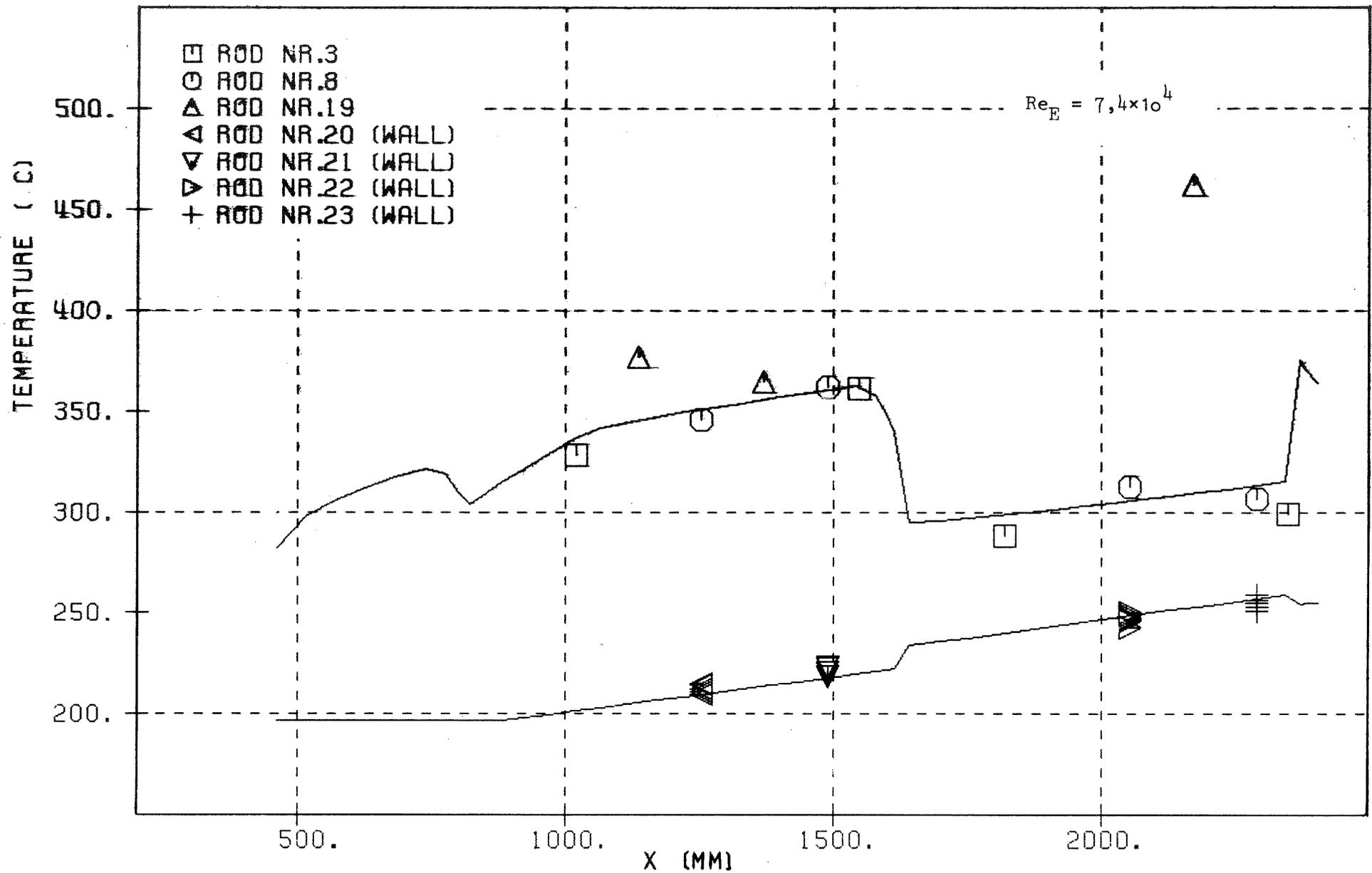


Abb. 25c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal. Leitrohrtemperaturen in
 den Wandkanälen - Test 8 - (turbulente Strömung)

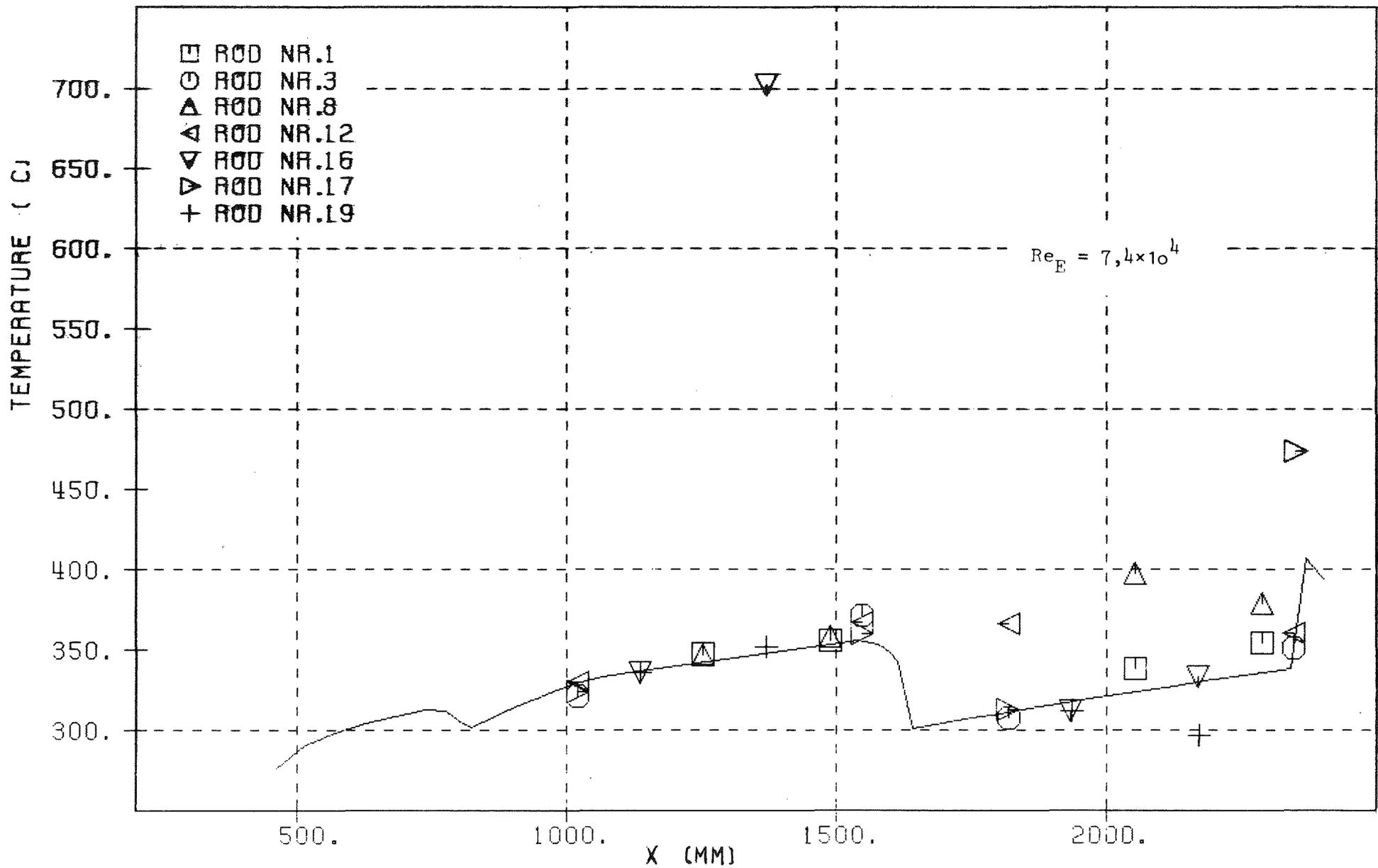


Abb. 25d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 8 - (turbulente Strömung)

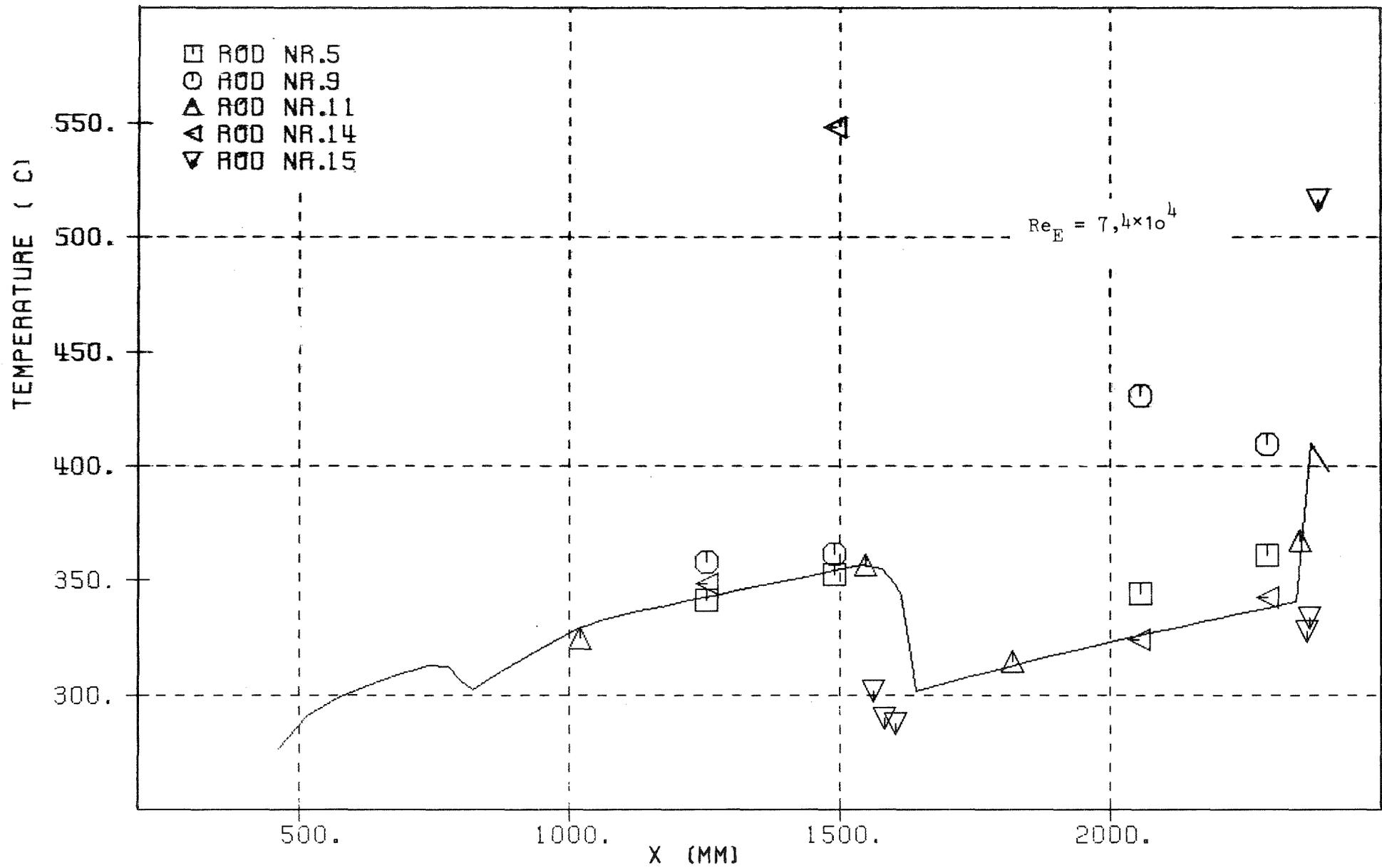


Abb. 25e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1a) - Test 8 - (turbulente Strömung)

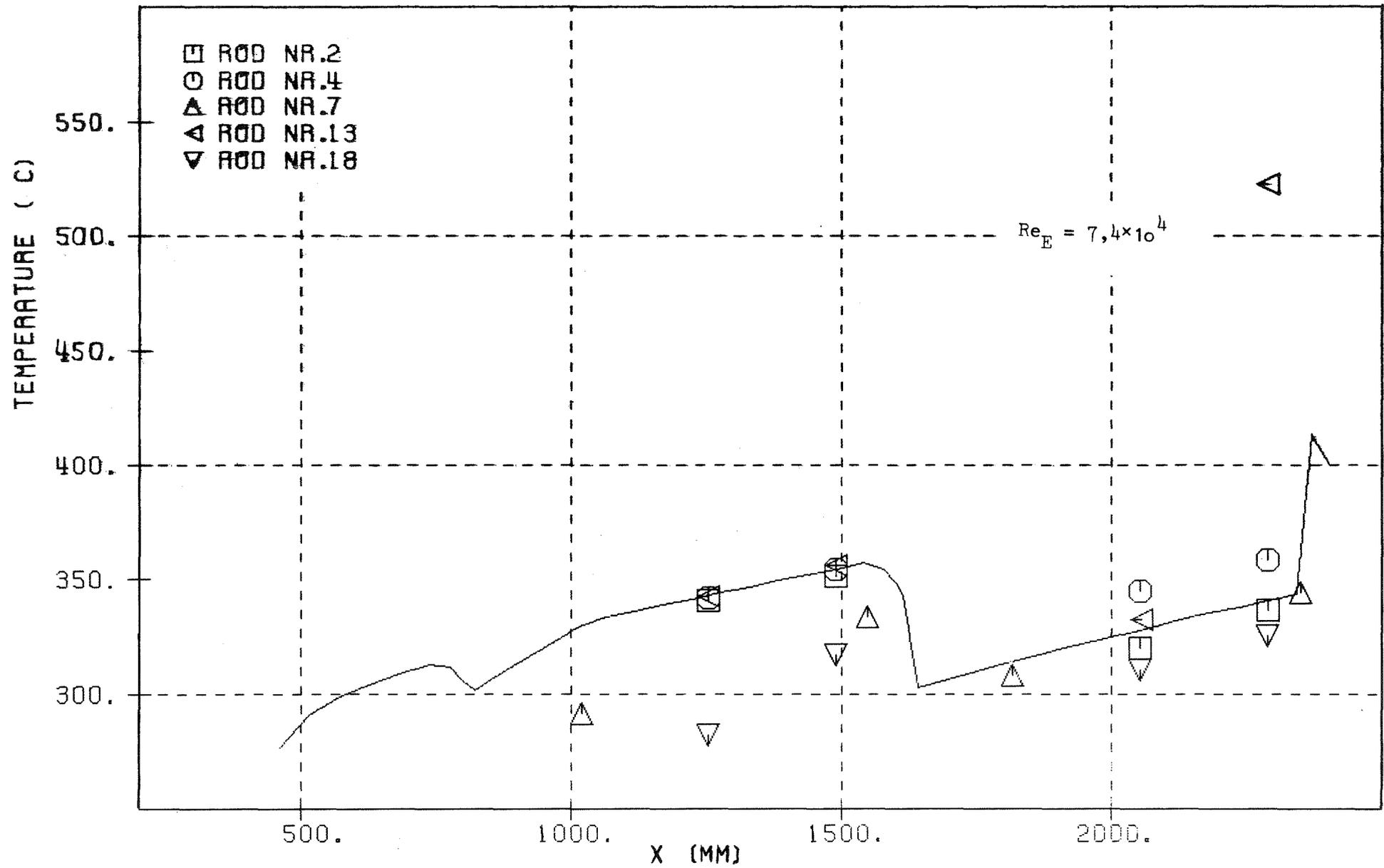


Abb. 25f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 8 - (turbulente Strömung)

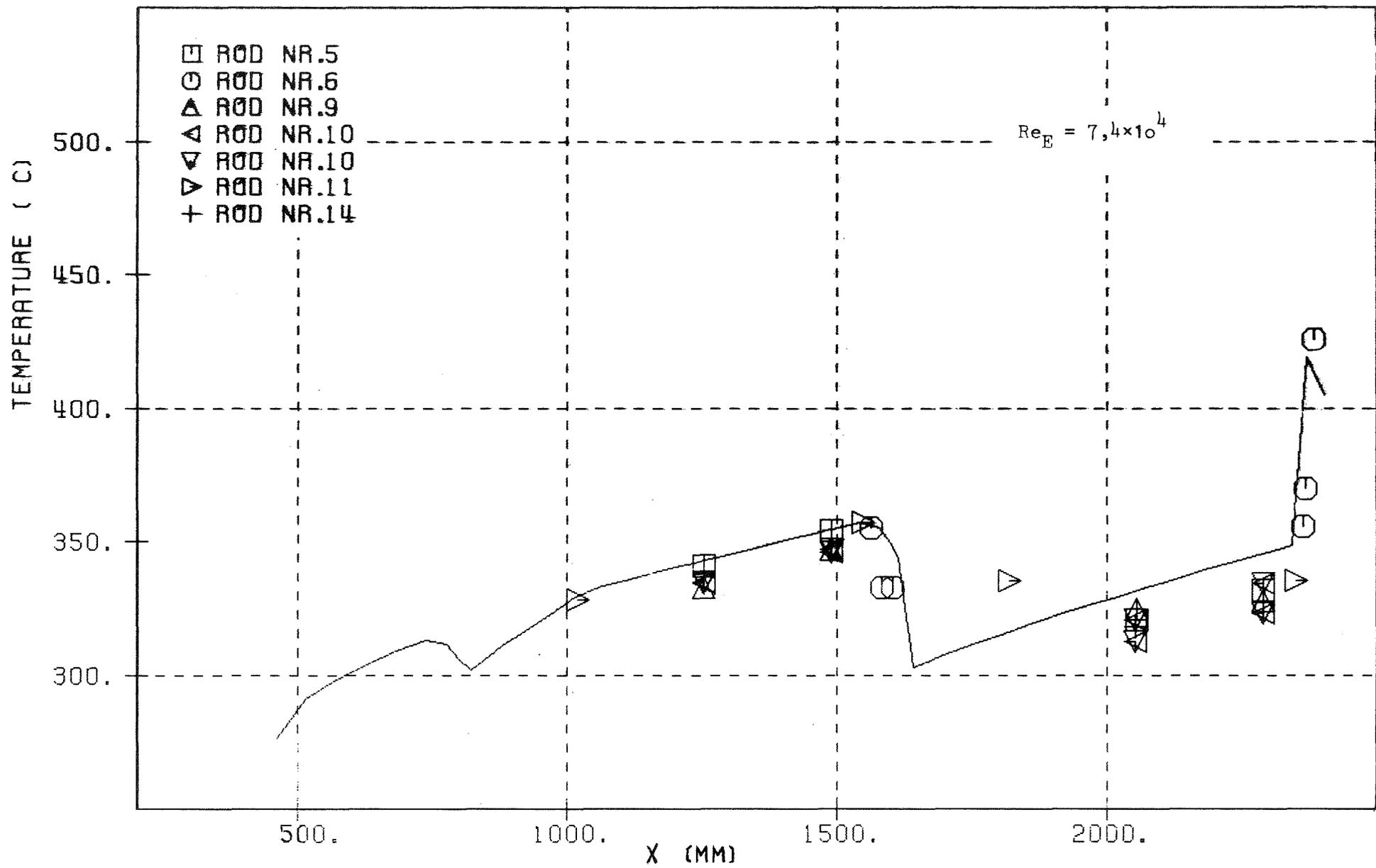


Abb. 25g Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Innenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 8 - (turbulente Strömung)

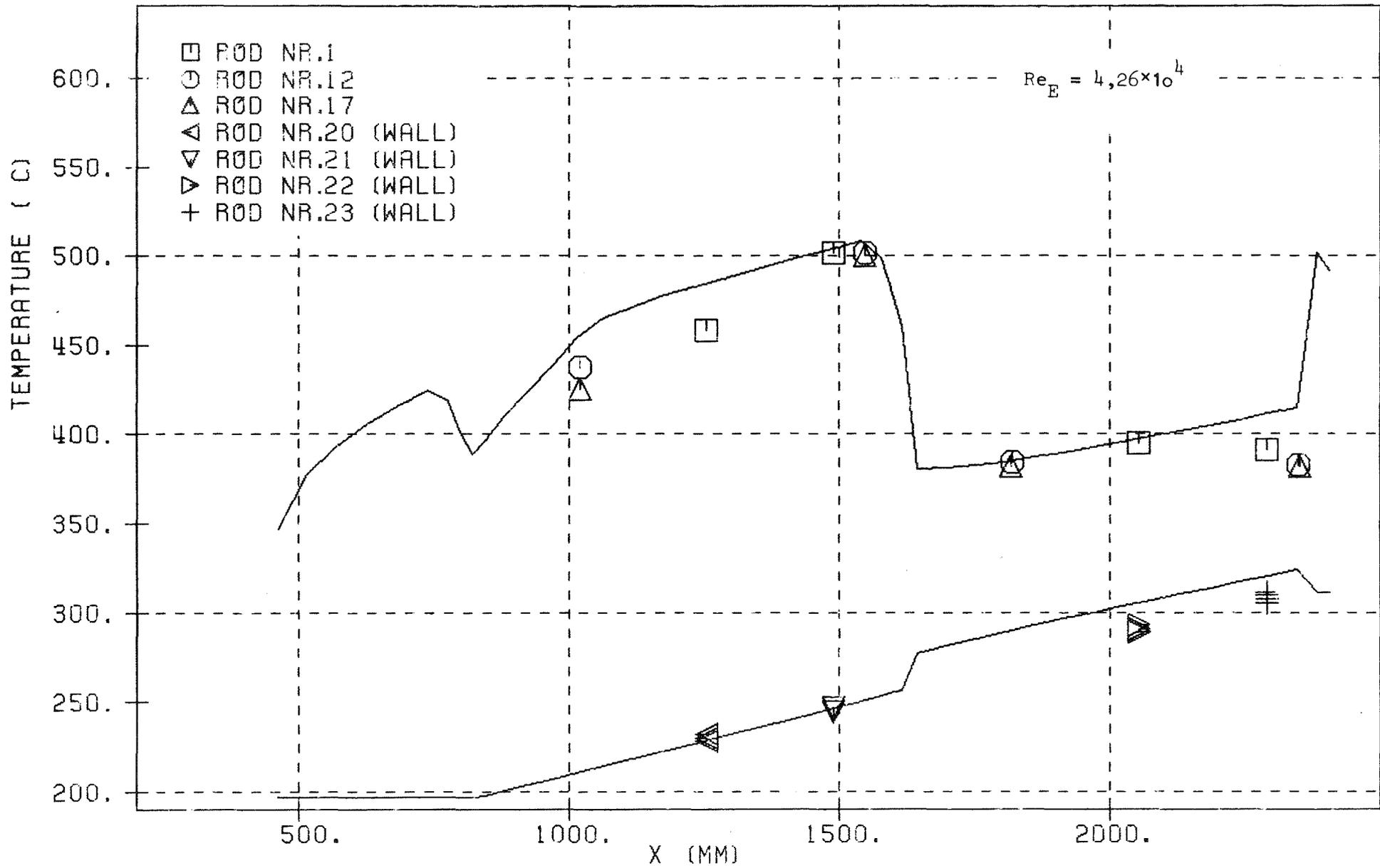


Abb. 26a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen - Test 9 - (turbulente Strömung)

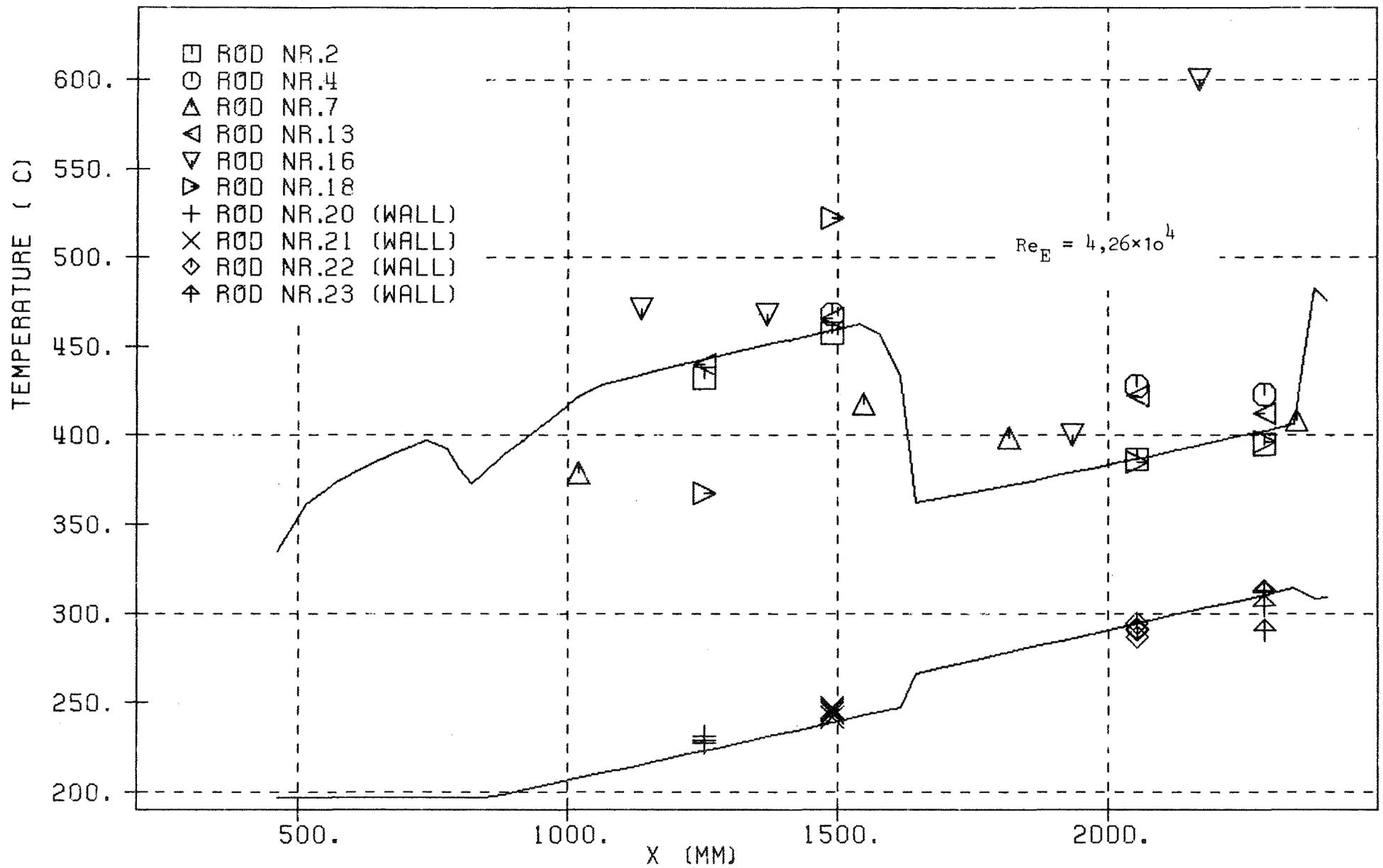


Abb. 26b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen zwischen zwei Wandkanälen - Test 9 - (turbulente Strömung)

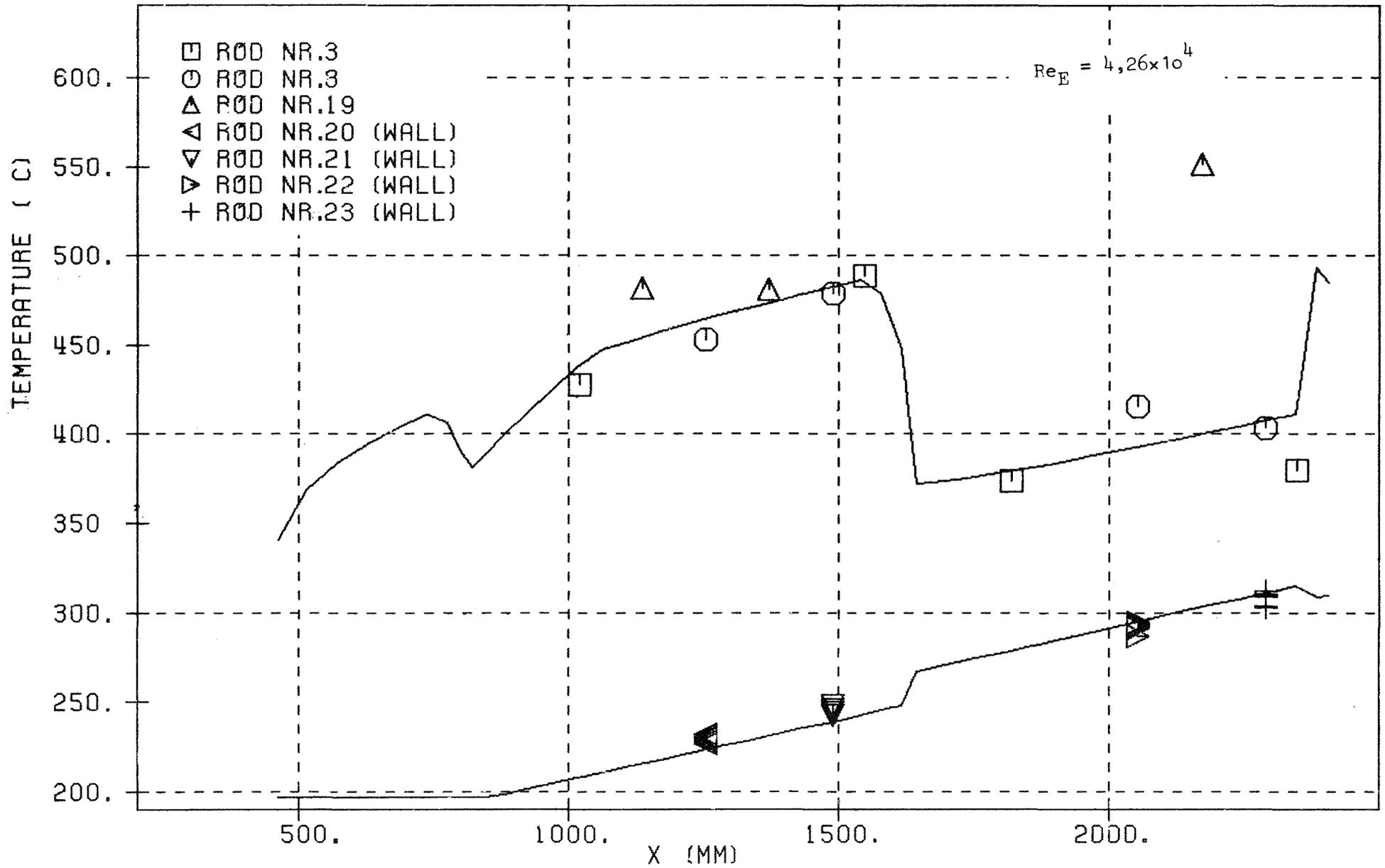


Abb. 26c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal. Leitrohrtemperaturen in
 den Wandkanälen - Test 9 - (turbulente Strömung)

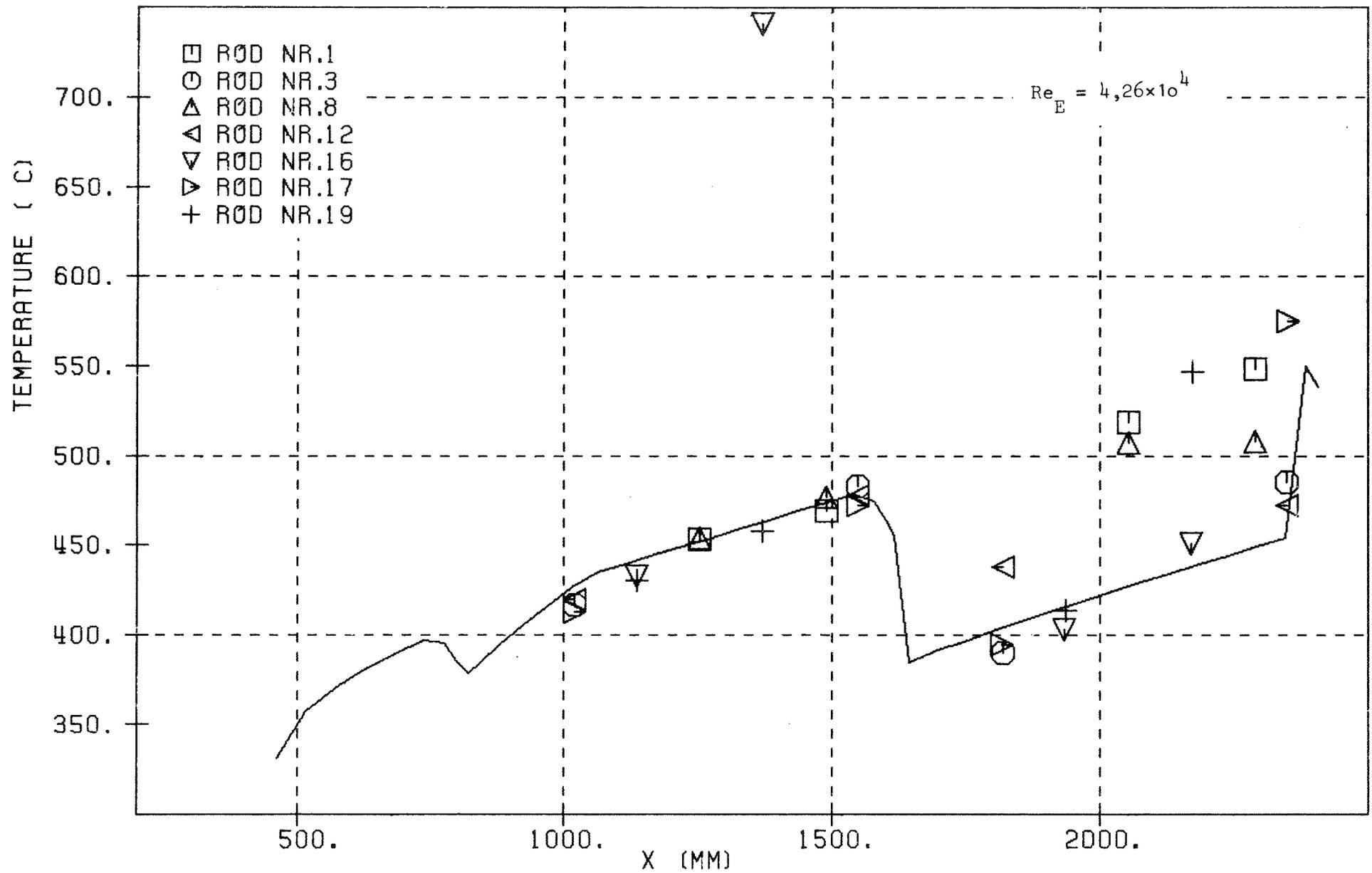


Abb. 26d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1a) - Test 9 - (turbulente Strömung)

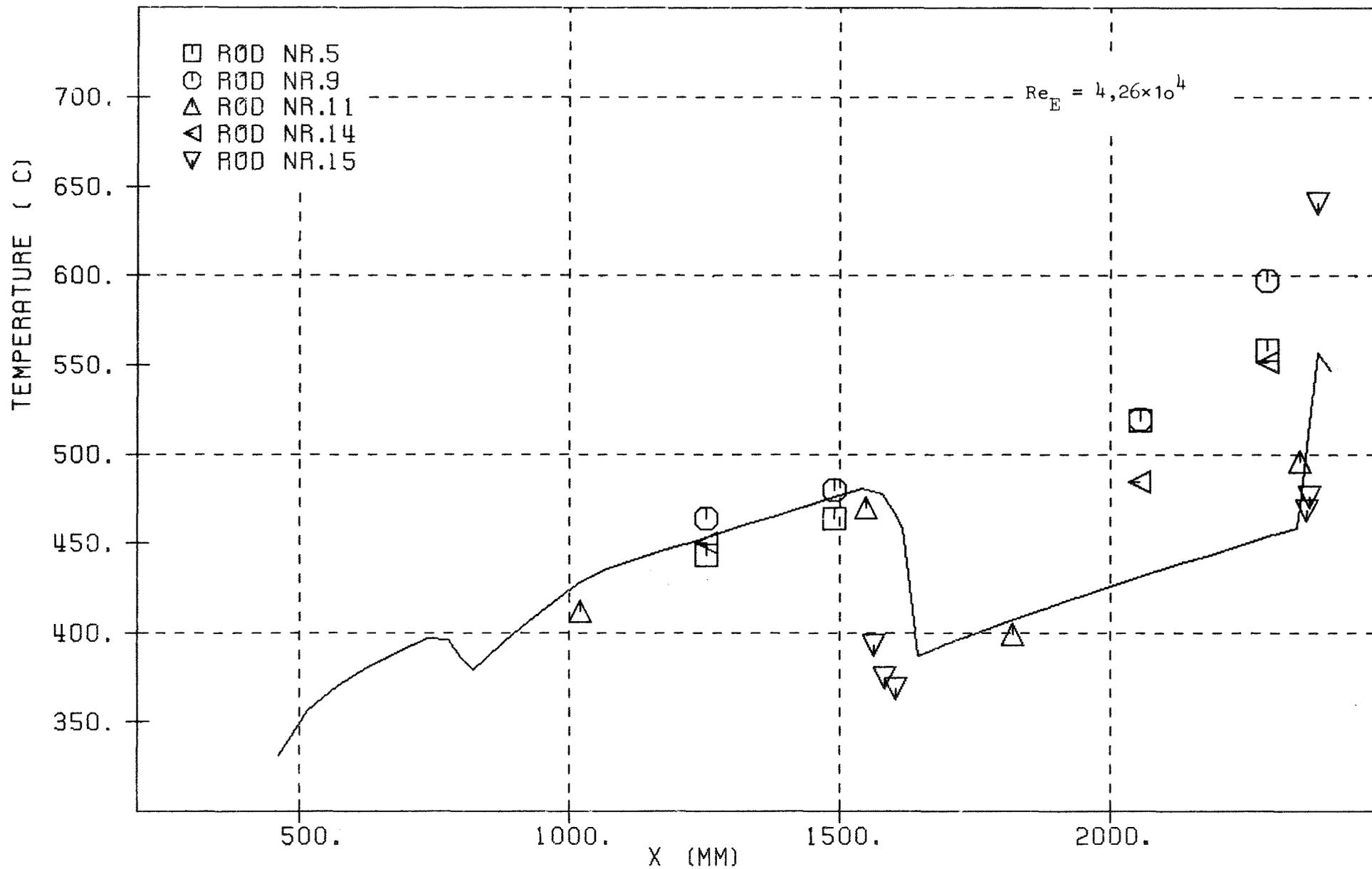


Abb. 26e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1a) - Test 9 - (turbulente Strömung)

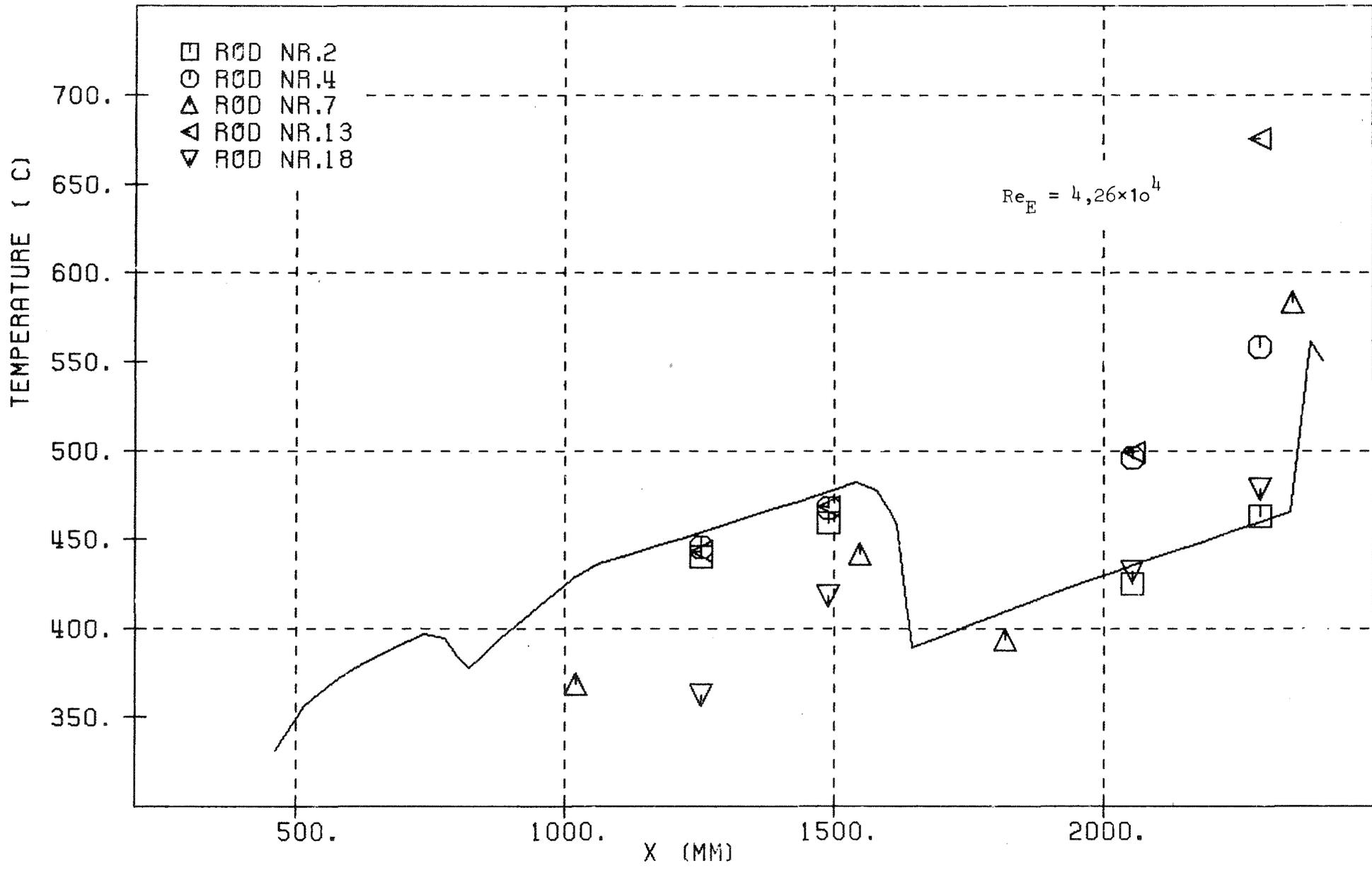


Abb. 26f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1a) - Test 9 - (turbulente Strömung)

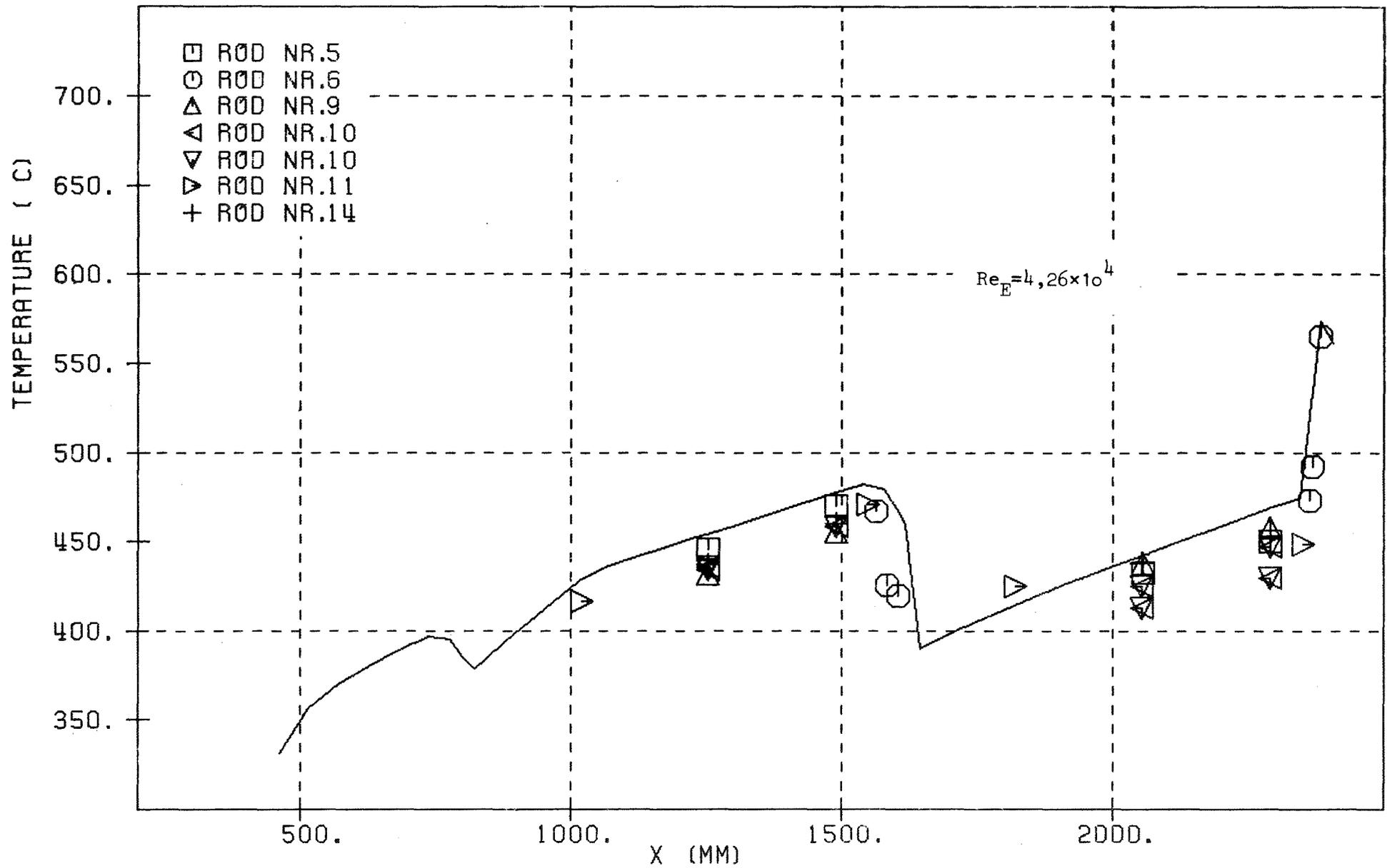


Abb. 26g Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Innenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 9 - (turbulente Strömung)

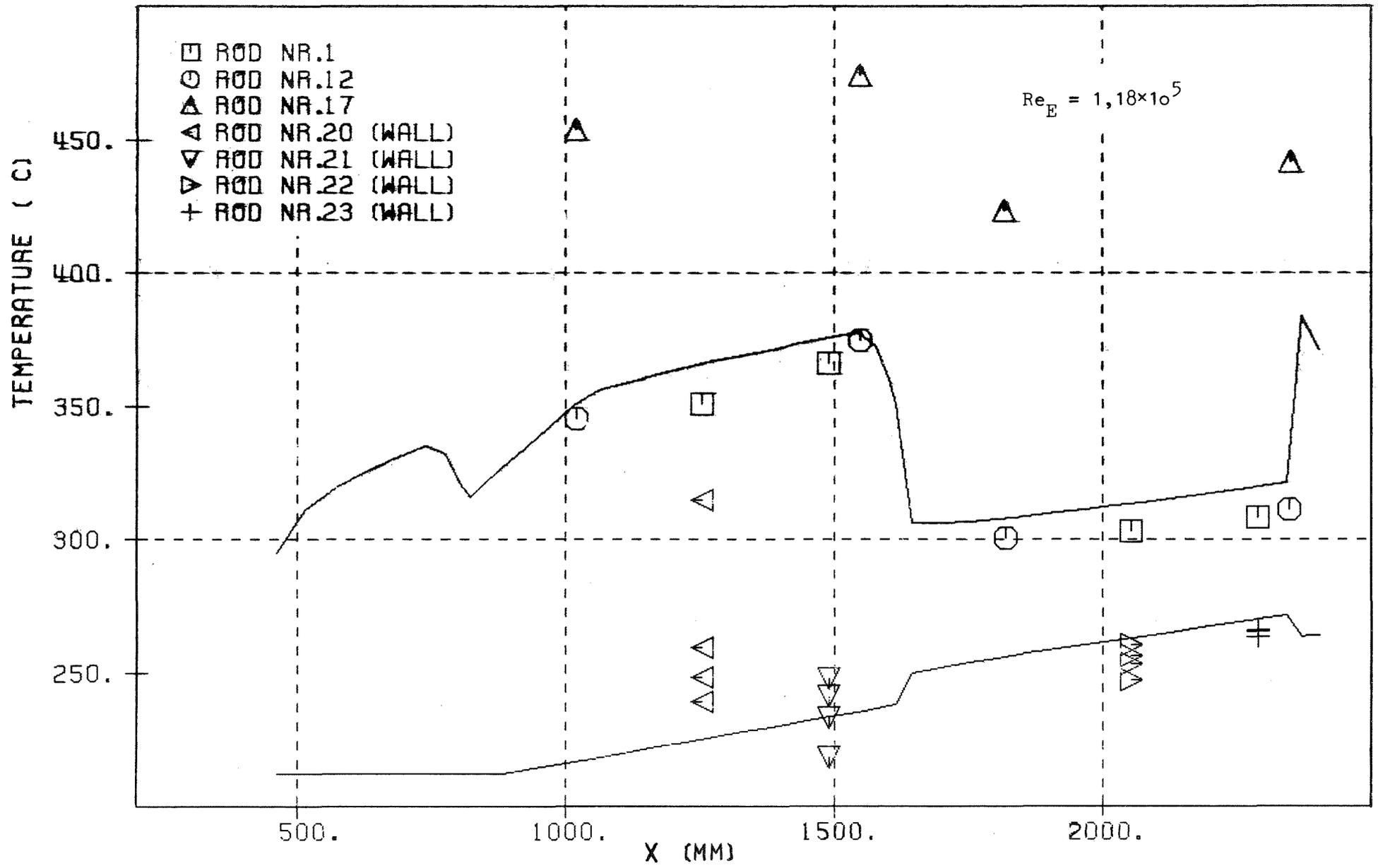


Abb. 27a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen - Test 10 - (turbulente Strömung)

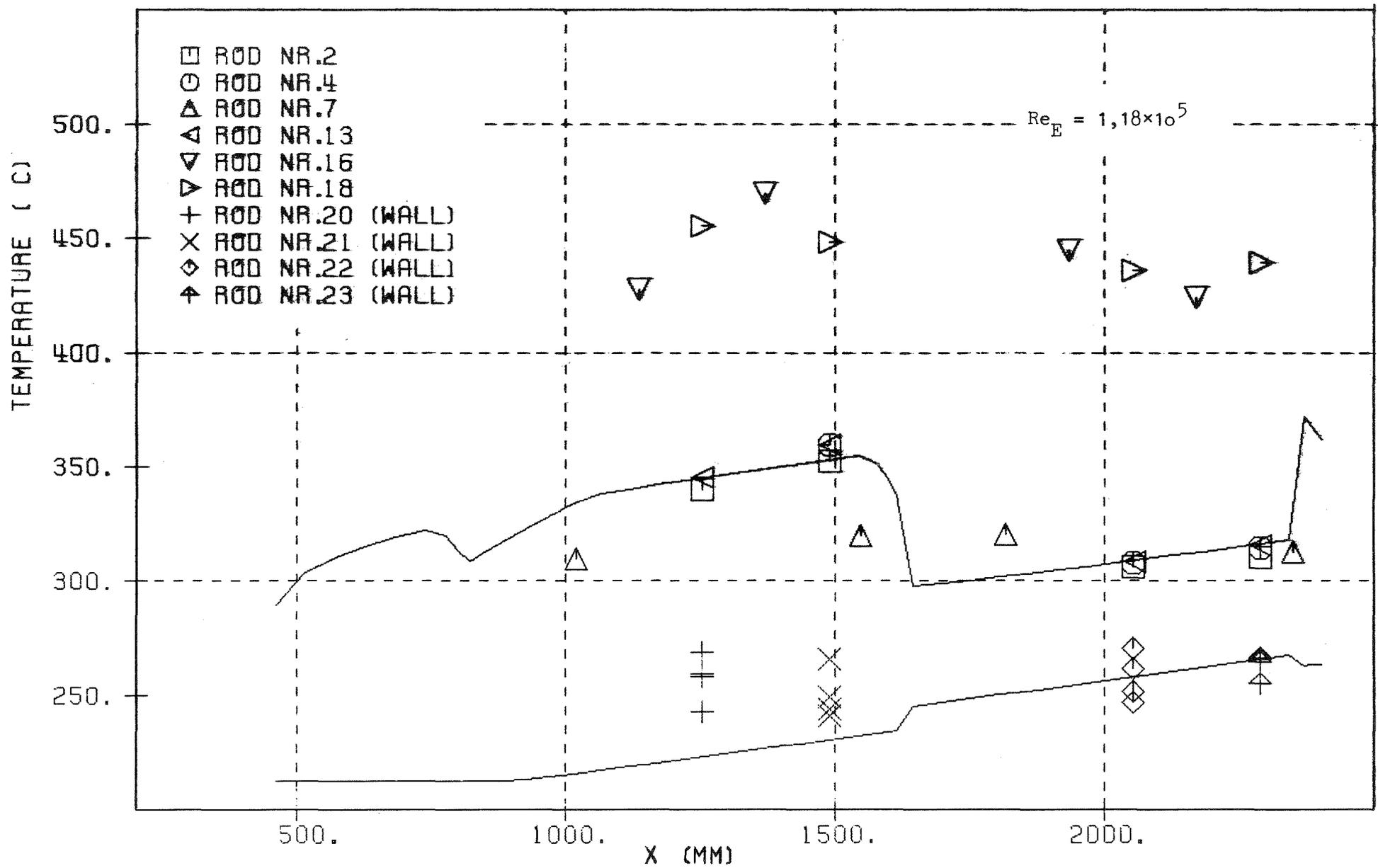


Abb. 27b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen zwischen zwei Wandkanälen - Test 10 - (turbulente Strömung)

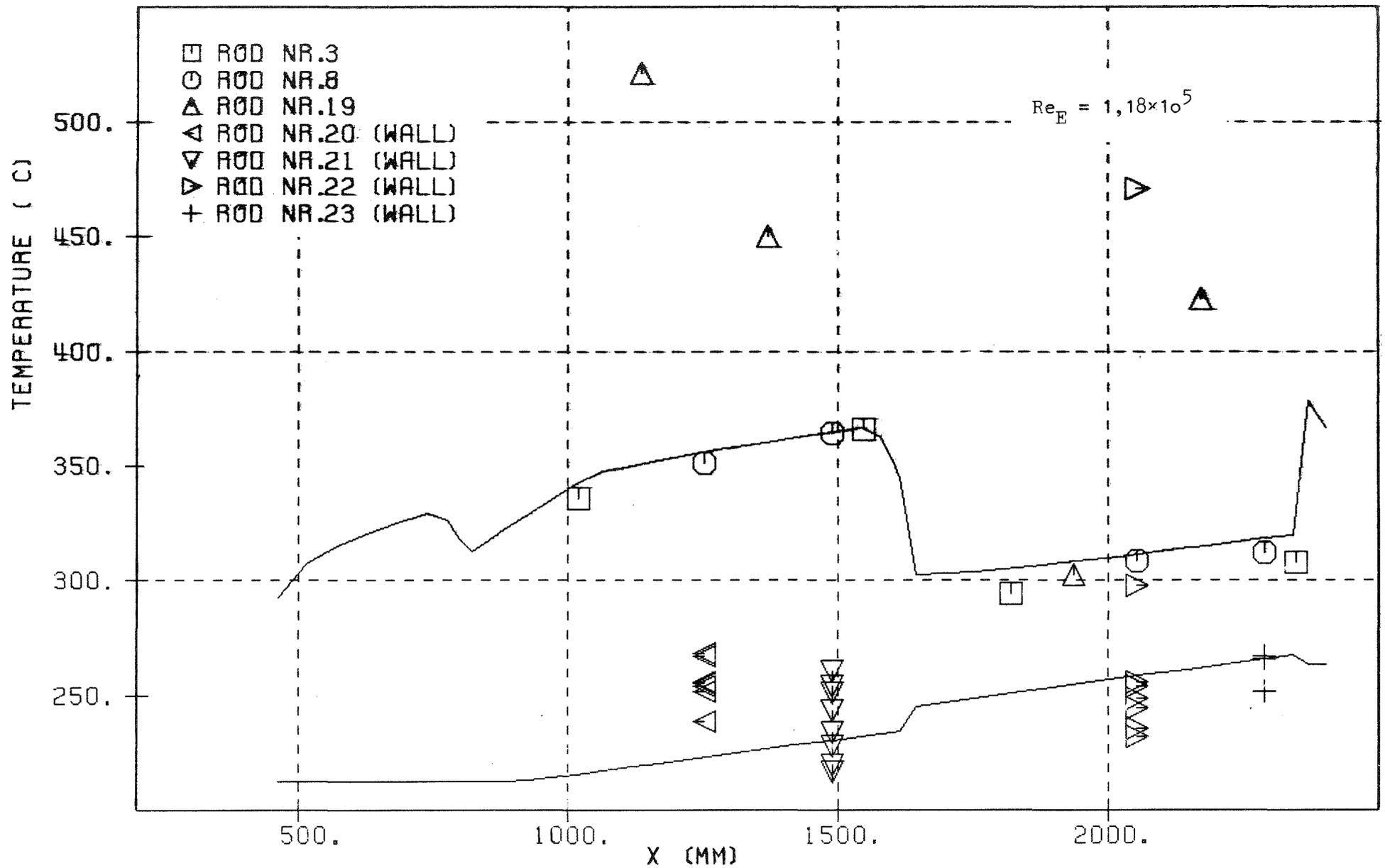


Abb. 27c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal. Leitrohrtemperaturen in
 den Wandkanälen - Test 10 - (turbulente Strömung)

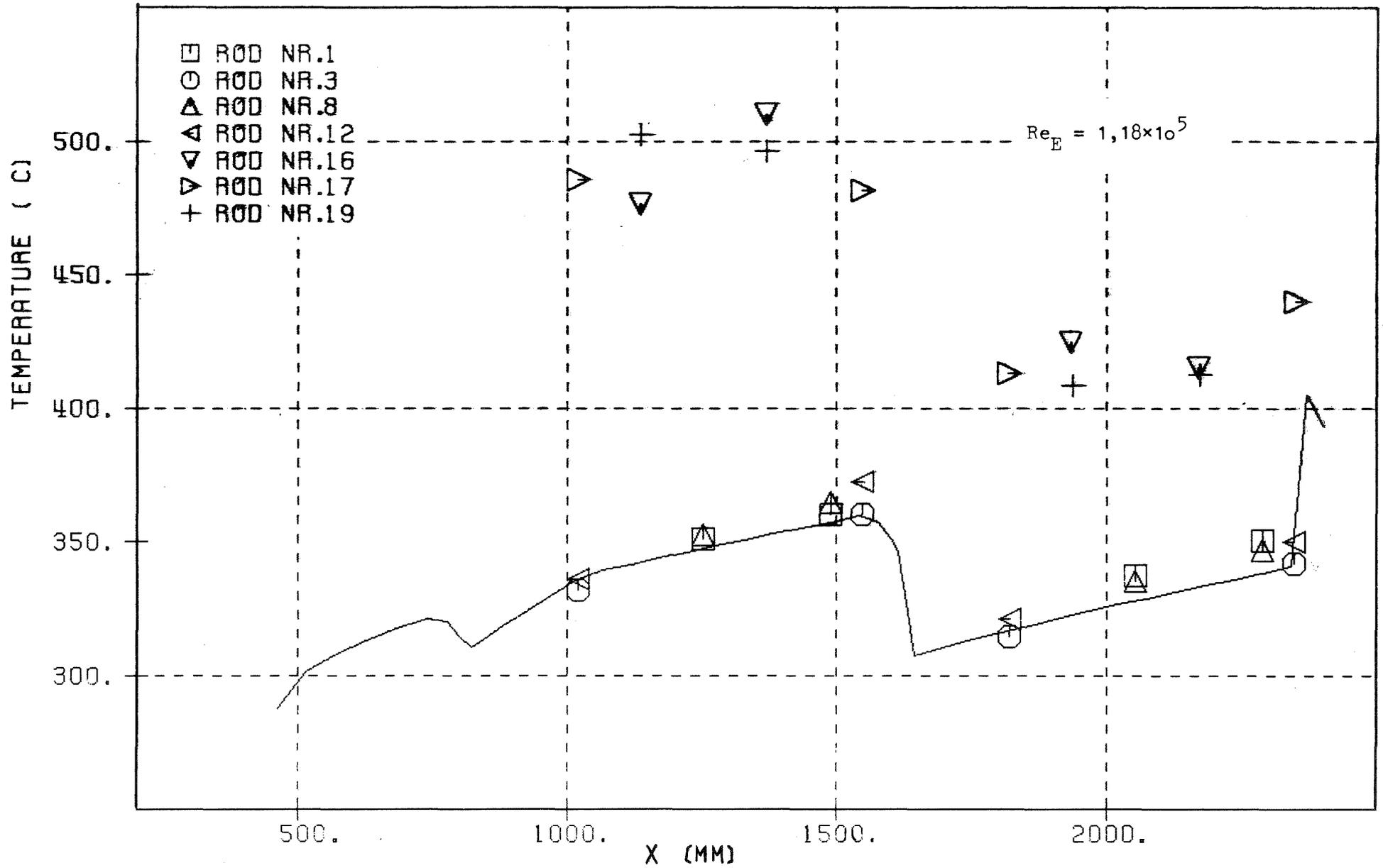


Abb. 27d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 10) - Test 10 - (turbulente Strömung)

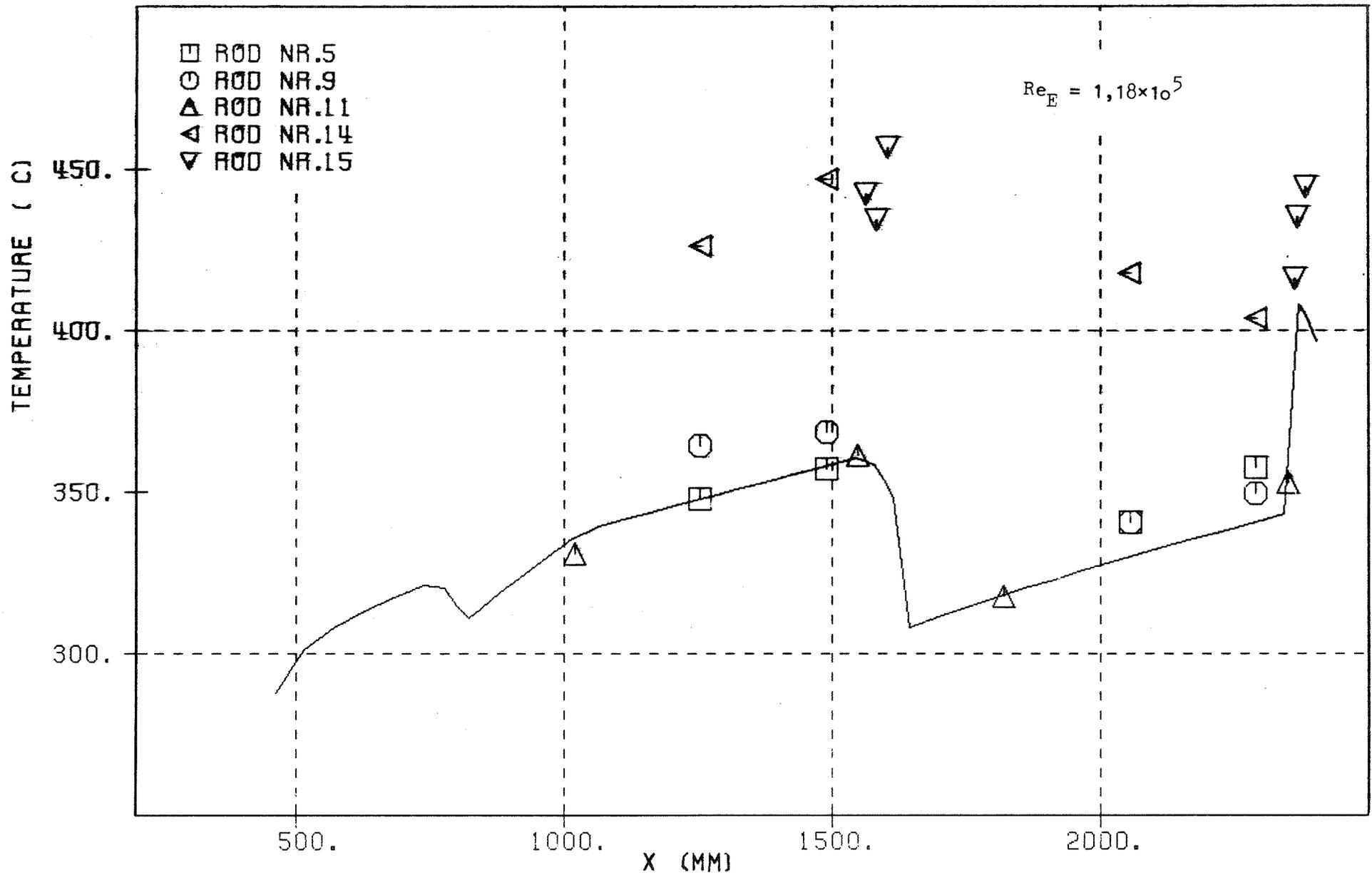


Abb. 27e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 1o - (turbulente Strömung)

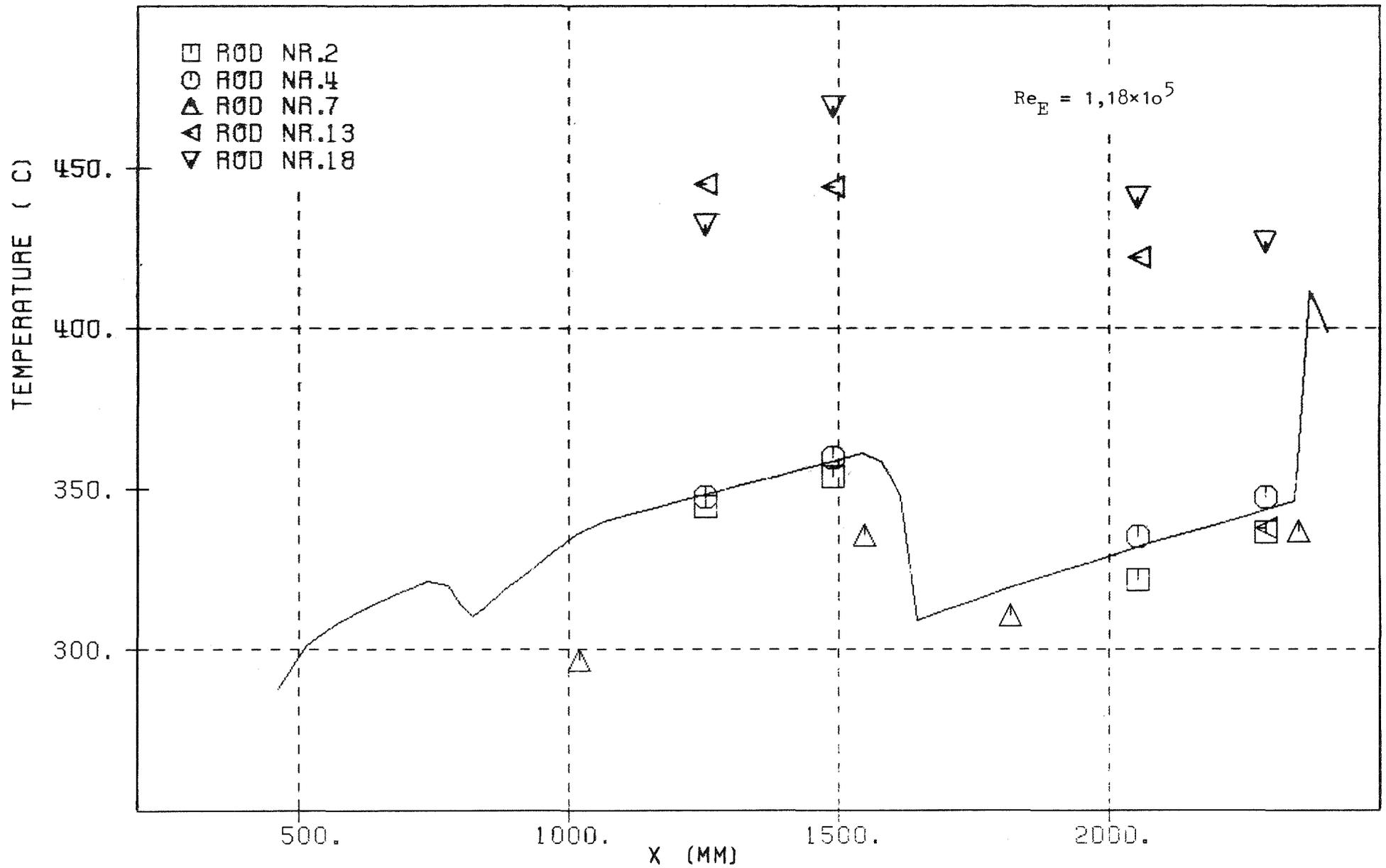


Abb. 27f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 1o - (turbulente Strömung)

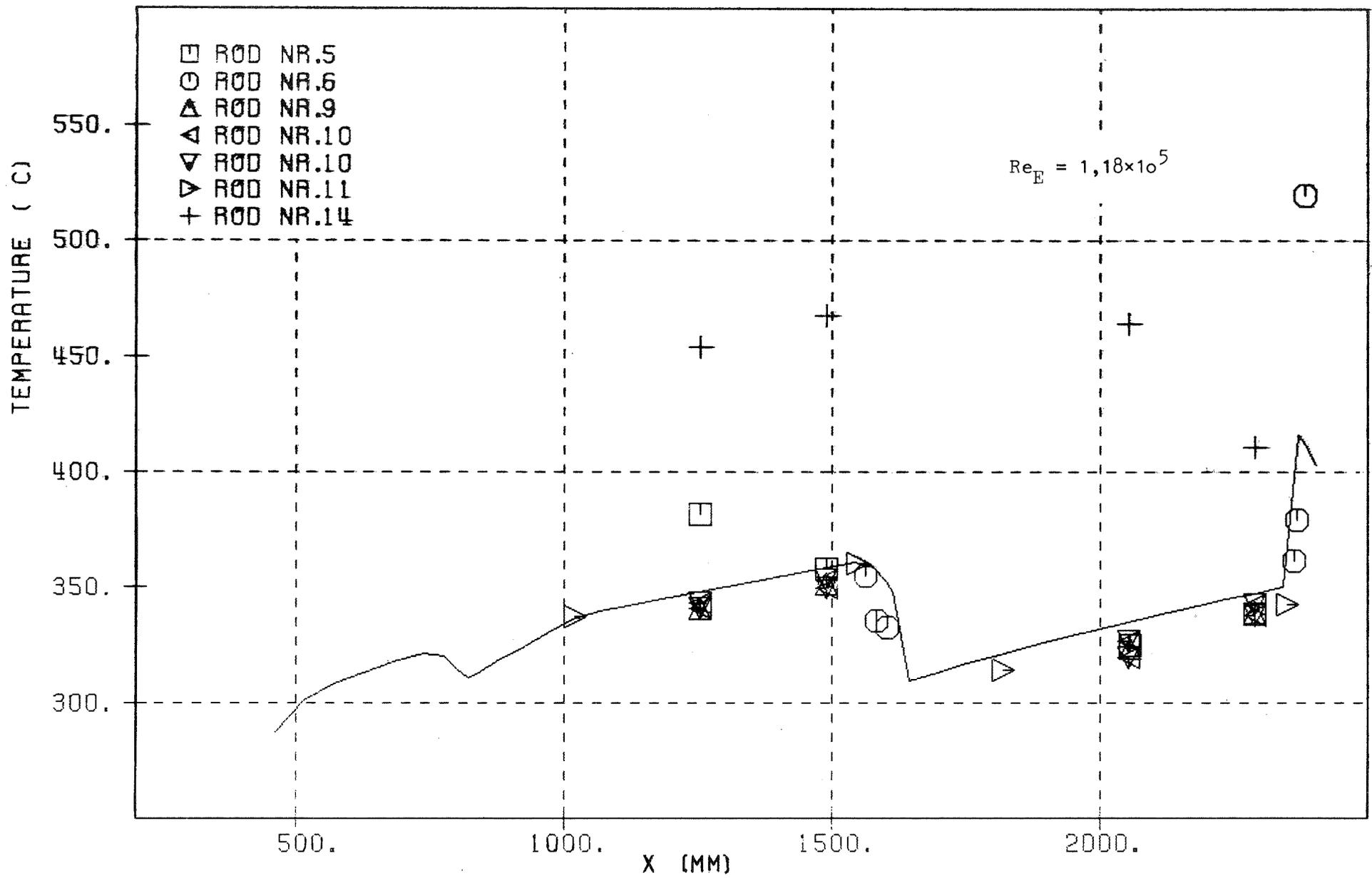


Abb. 27g Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Innenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb. 1o) - Test 1o - (turbulente Strömung)

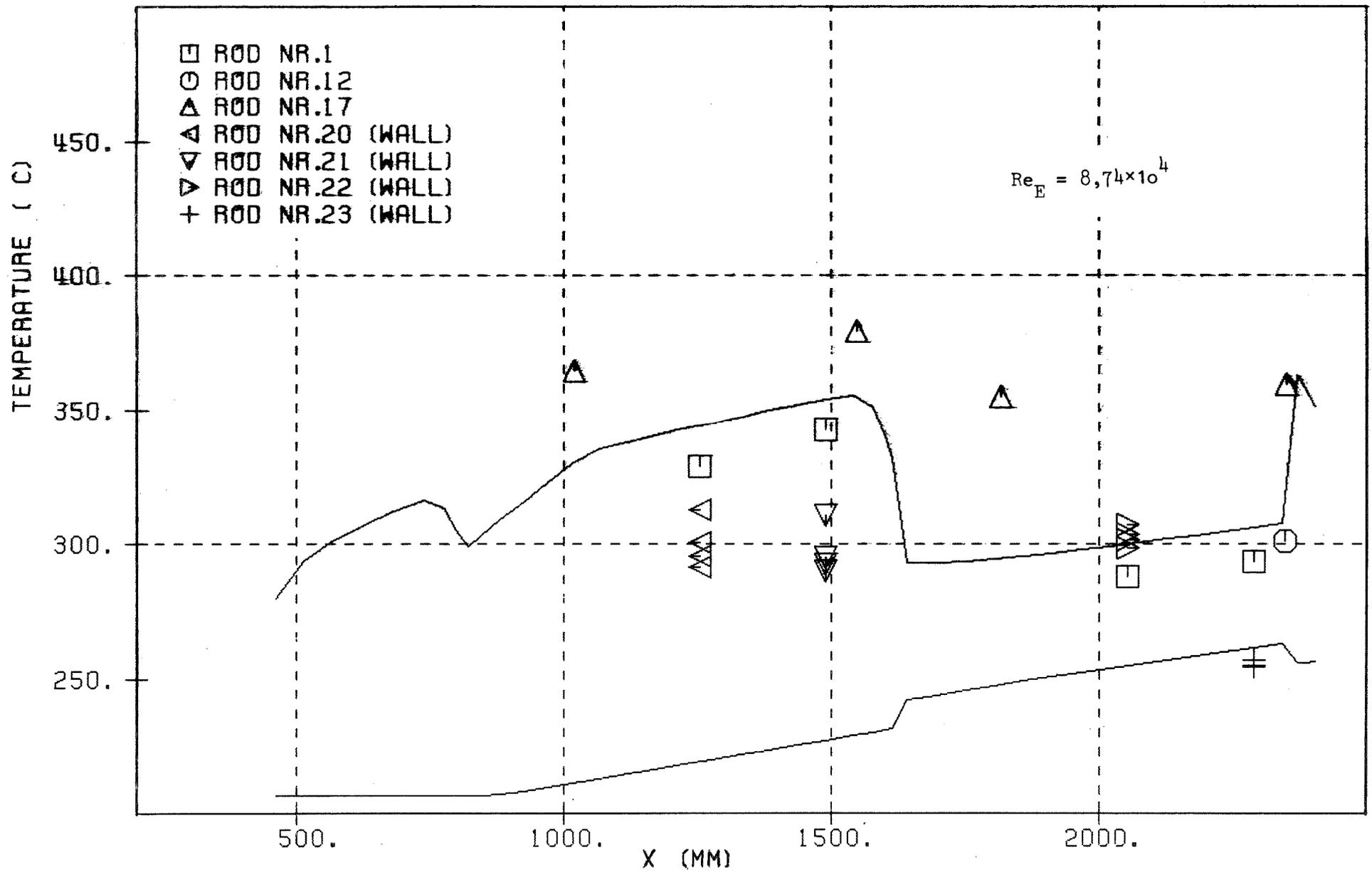


Abb.28a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen in den Eckkanälen - Test 11 -
 (turbulente Strömung)

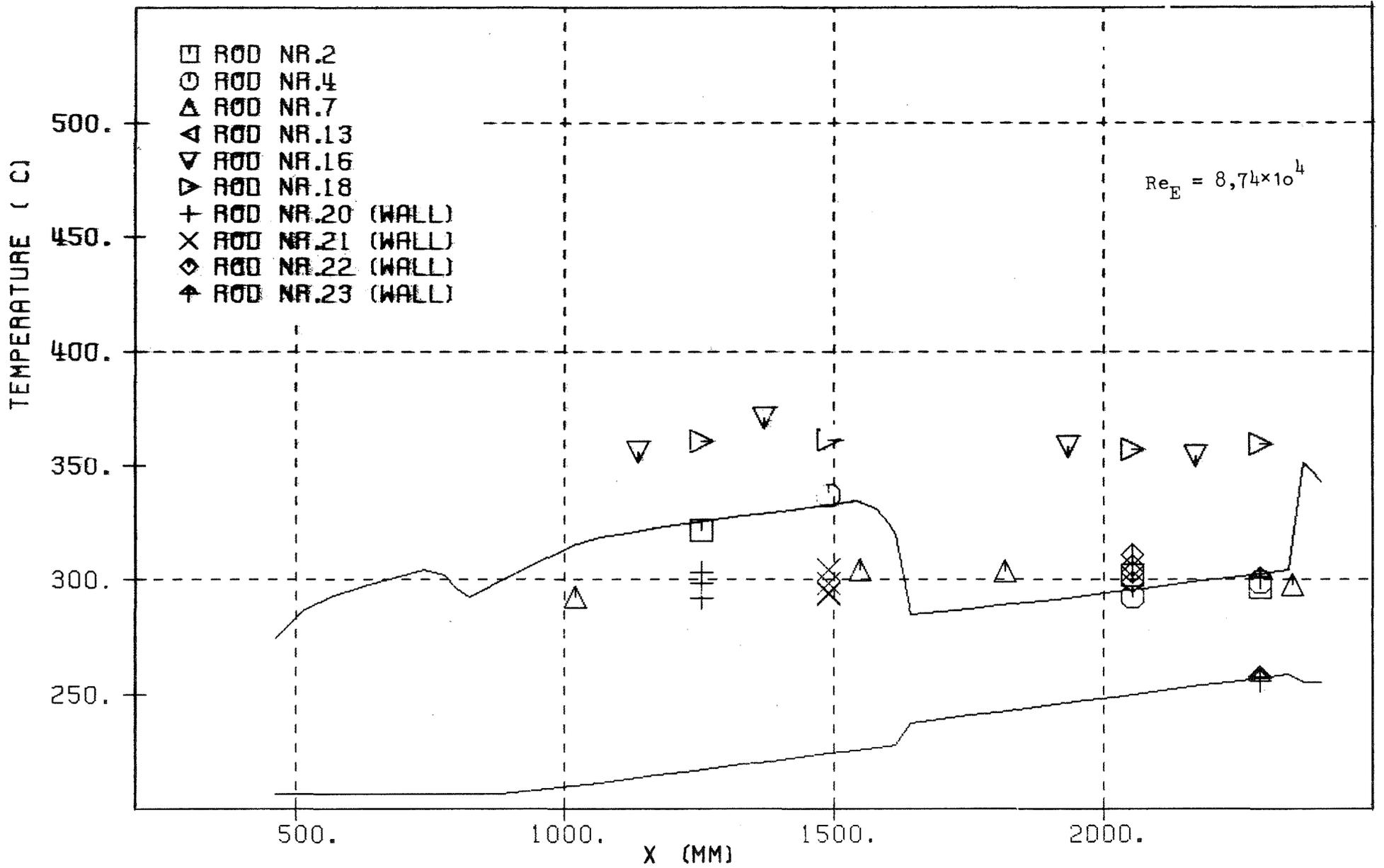


Abb. 28b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stab- und Leitrohrtemperaturen zwischen zwei Wandkanälen
 - Test 11 - (turbulente Strömung)

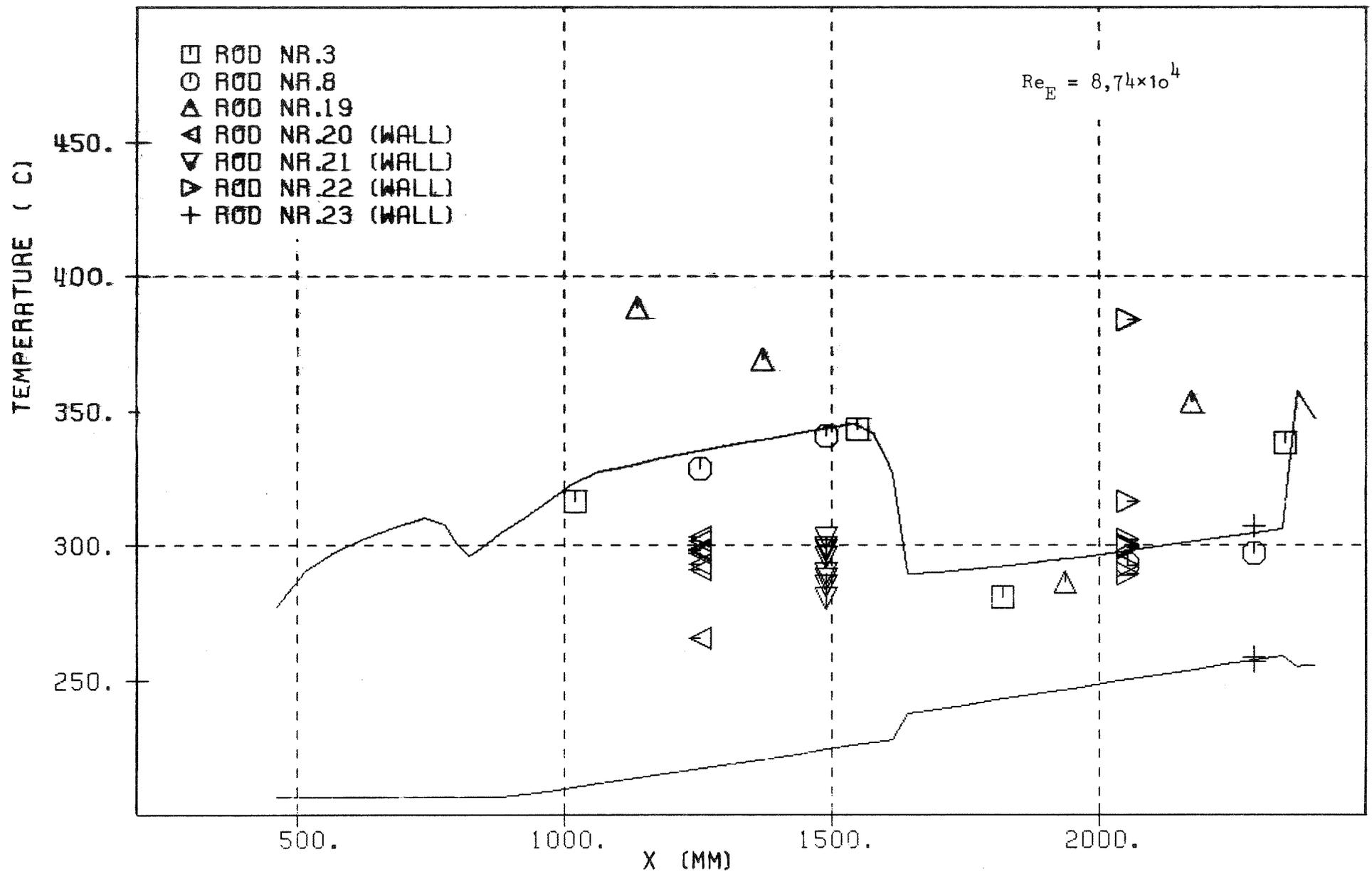


Abb. 28c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal.
 Leitrohrtemperaturen in den Wandkanälen - Test 11 - (turbulente Strömung)

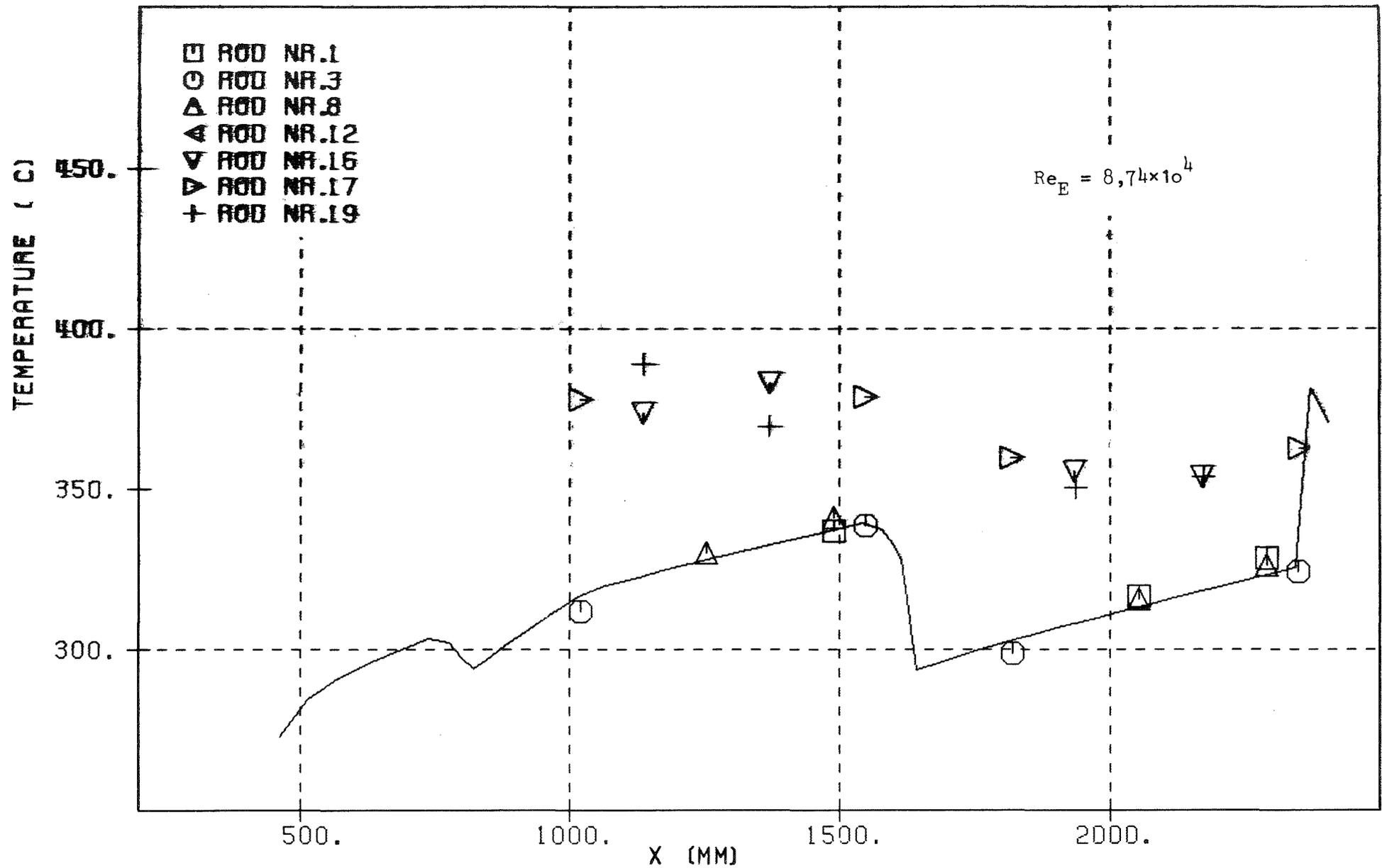


Abb.28d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermolementposition
 siehe Abb. 10) -Test 11- (turbulente Strömung)

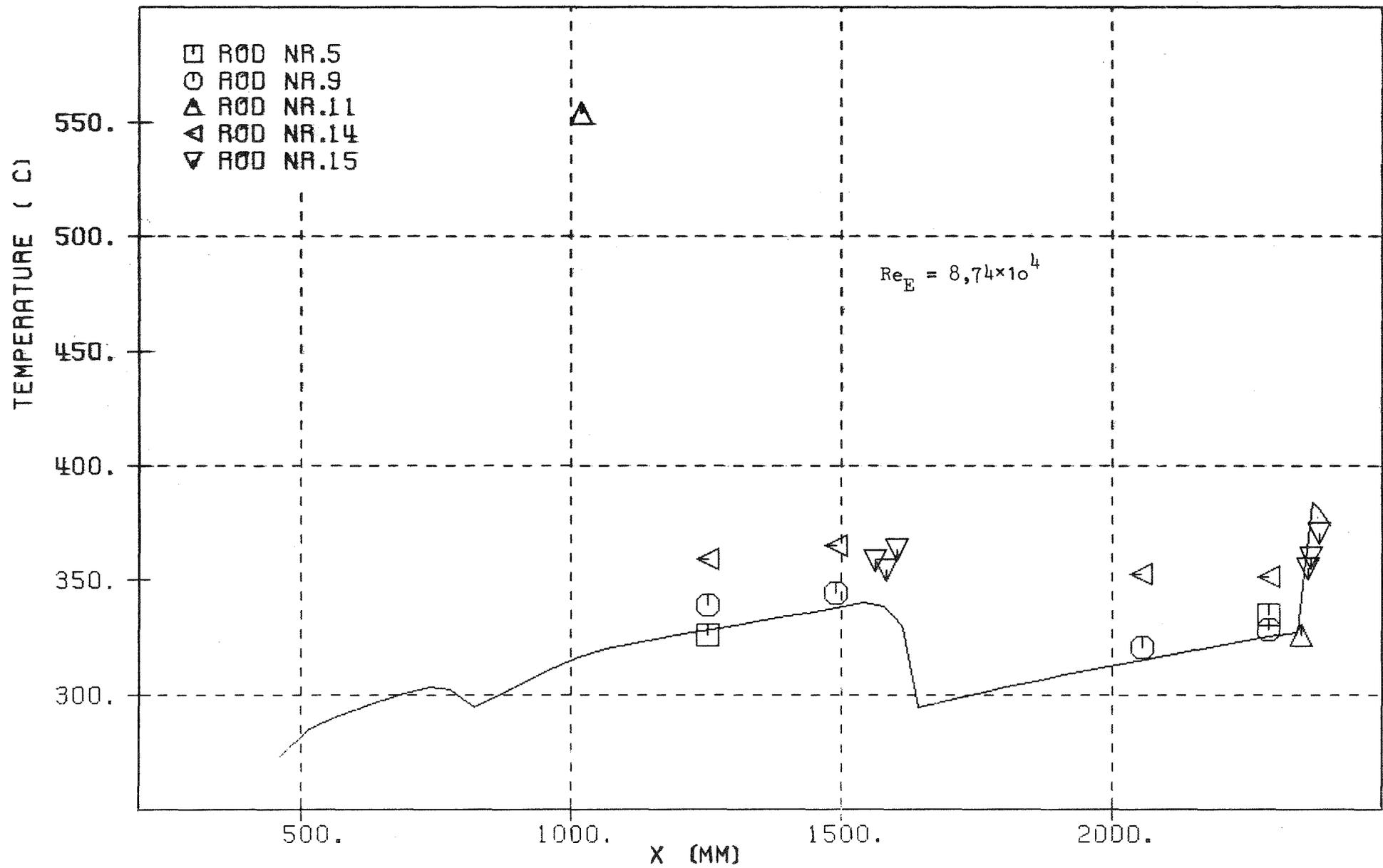


Abb. 28e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabebündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb.10) - Test 11- (turbulente Strömung)

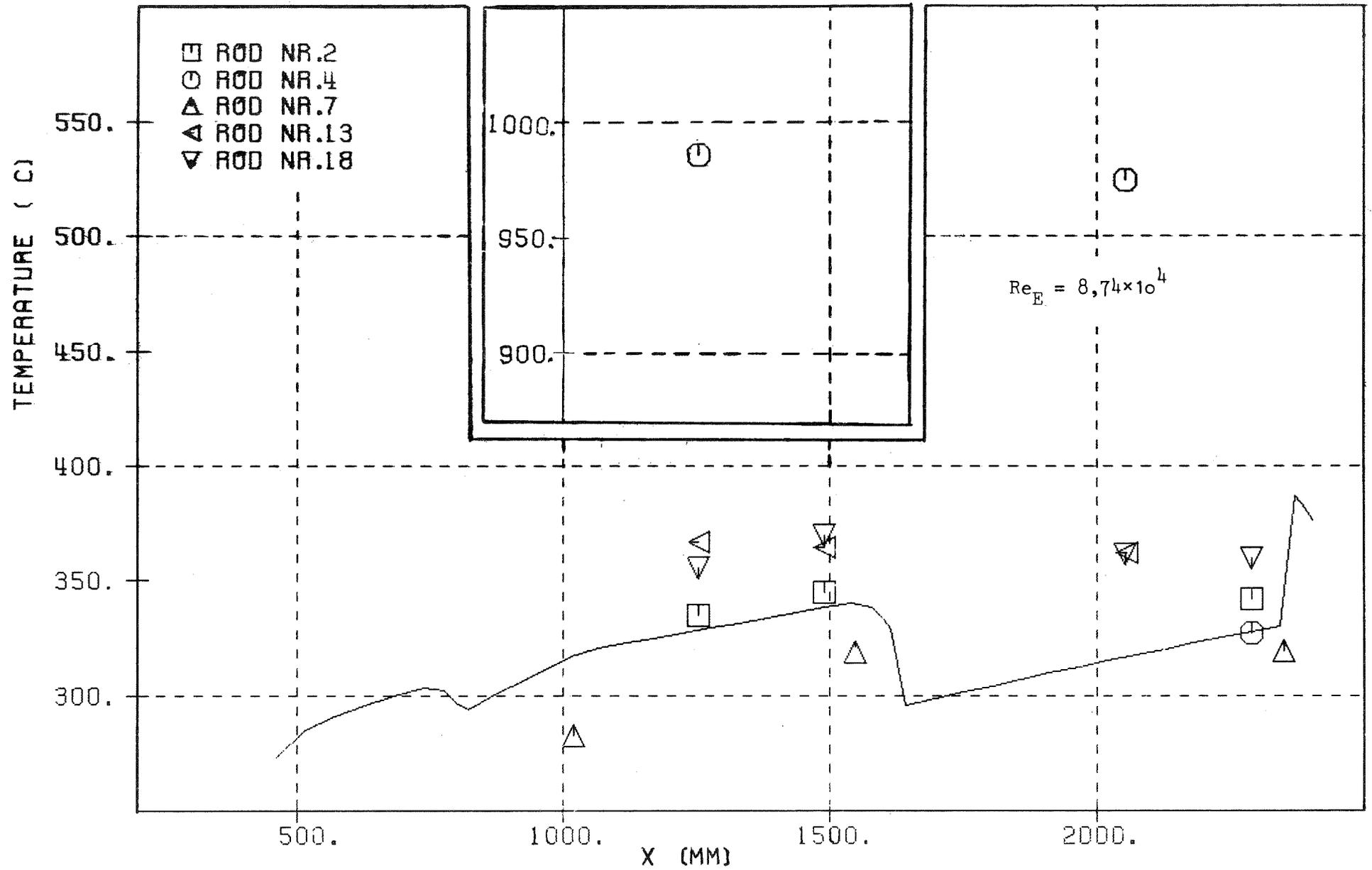


Abb. 28f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb.10) - Test 11 - (turbulente Strömung)

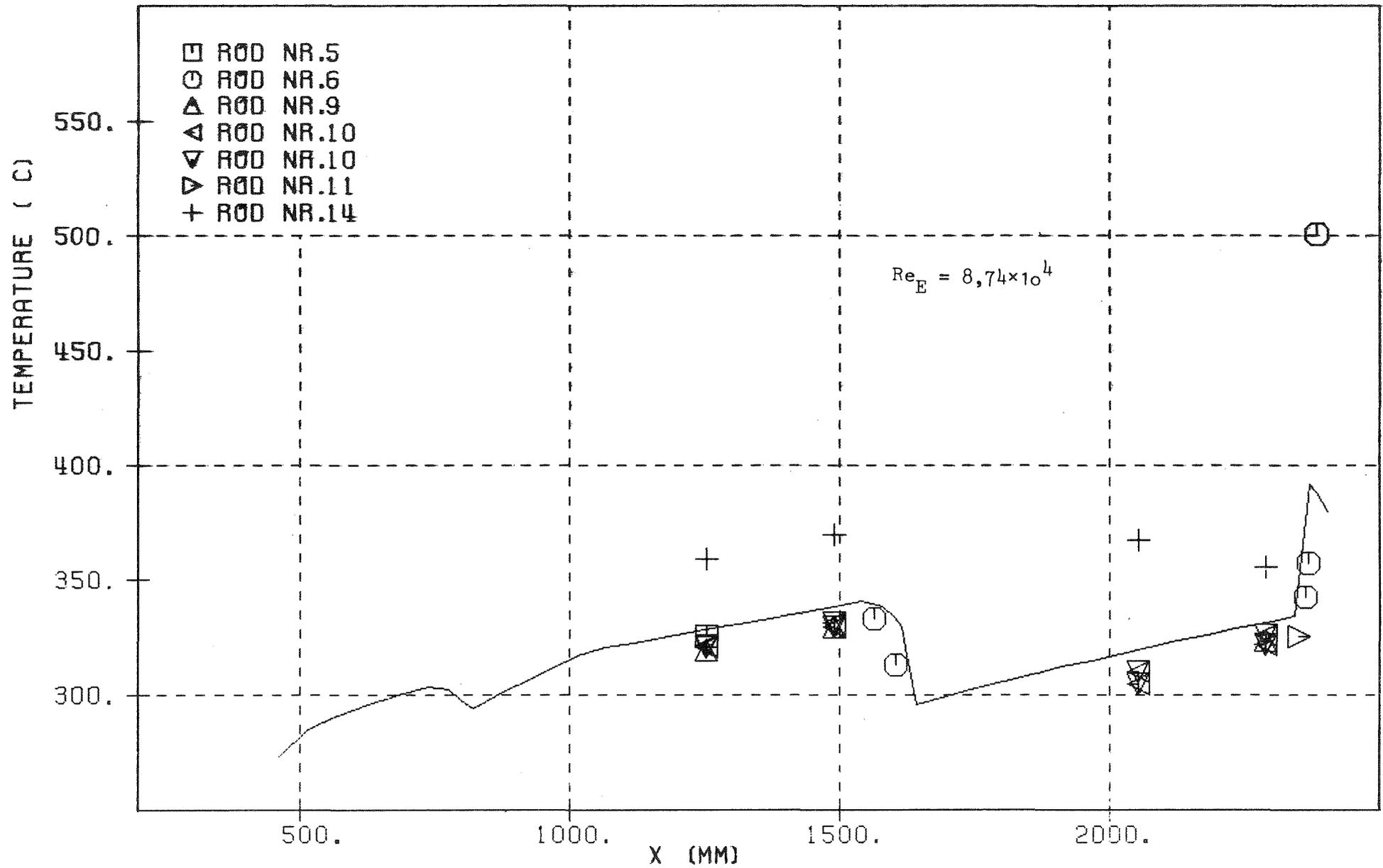


Abb. 28g Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel:
 Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Innenreihe (Thermoelementposition
 siehe Abb.1o) - Test 11 - (turbulente Strömung)

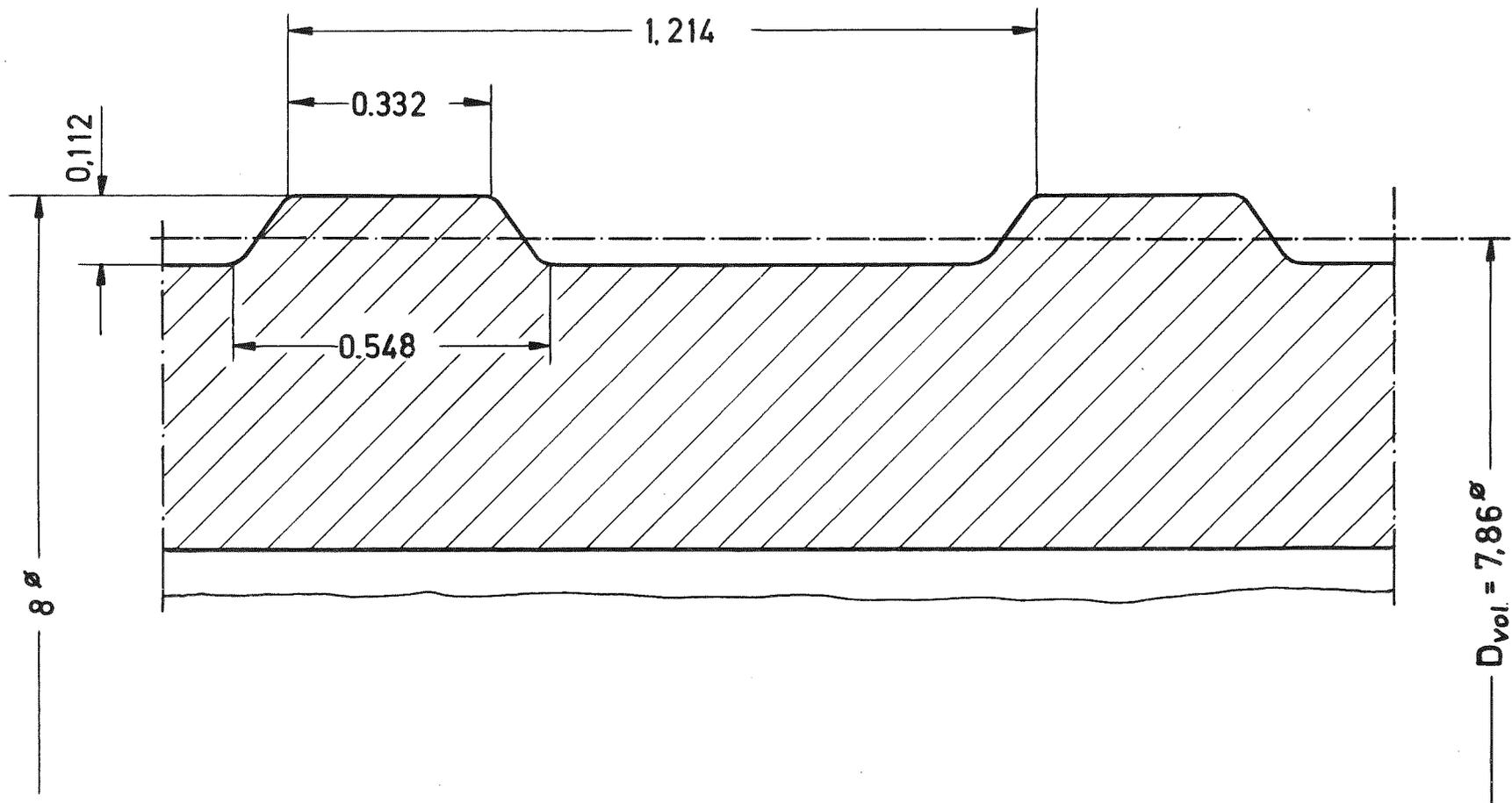


Abb. 29 Profil der im 12-Stabbündeln verwendeten Rauheitsgeometrie

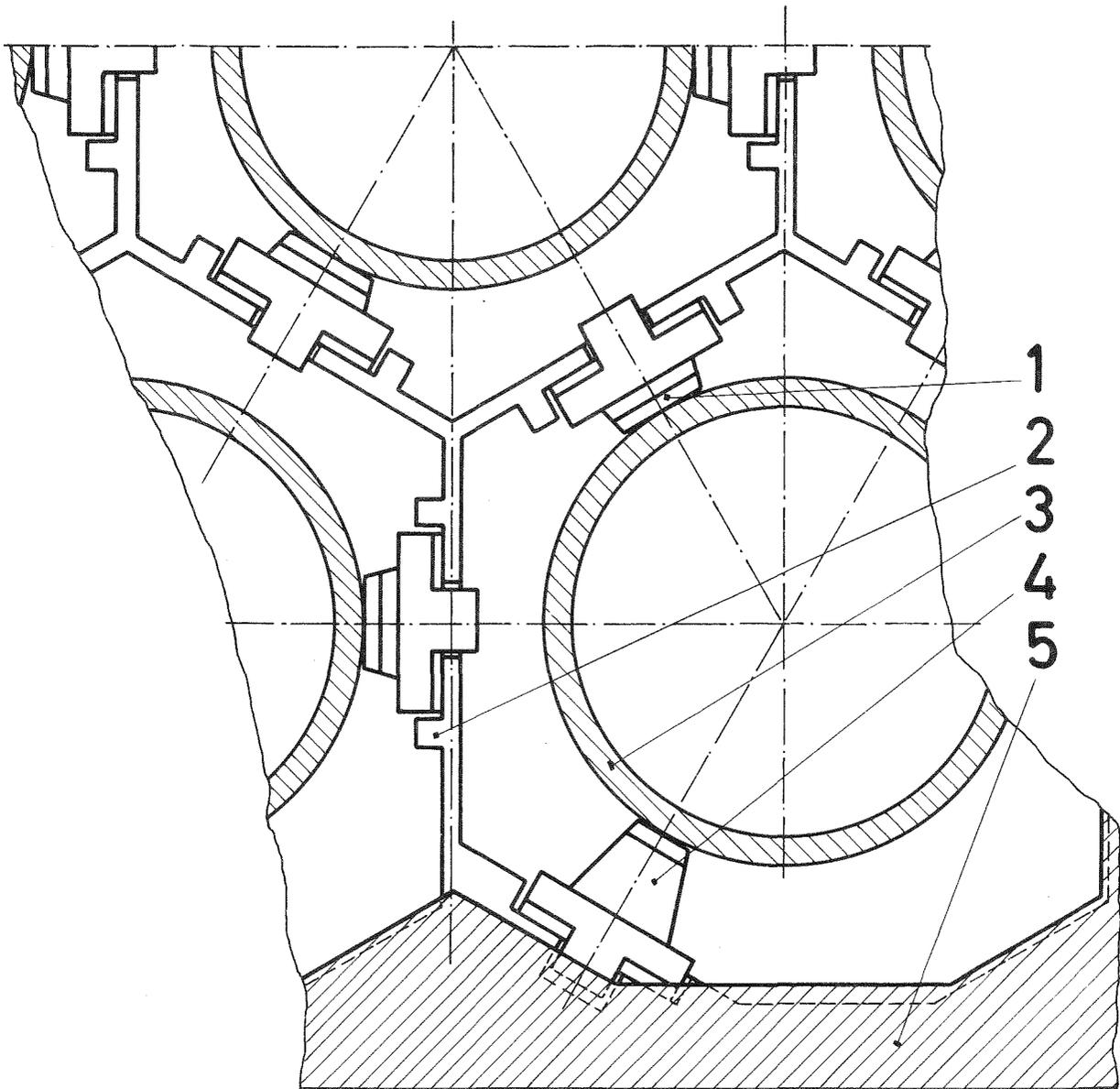


Abb. 30 Einzelheit des Abstandshalters (KEIII) (1) elektrische Isolation, (2) Gitter, (3) Stab, (4) Noppe, (5) Leitrohrwand (6) "Blockade Dreieck".

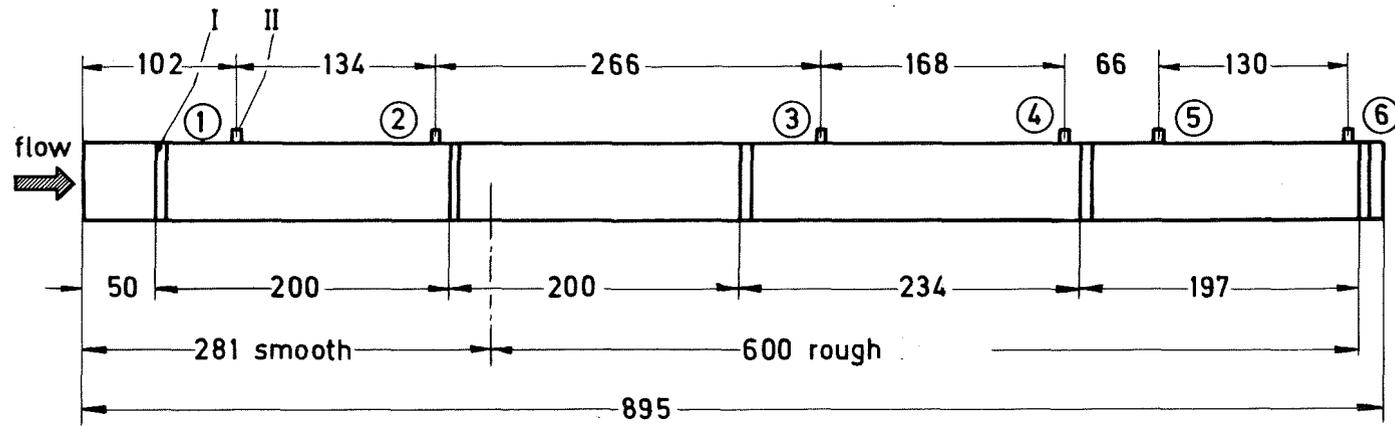


Abb. 31 Skizze der axialen Geometrie für KE III (Dimensionen in mm). I: Abstandshalter, II: Druckentnahmebohrungen

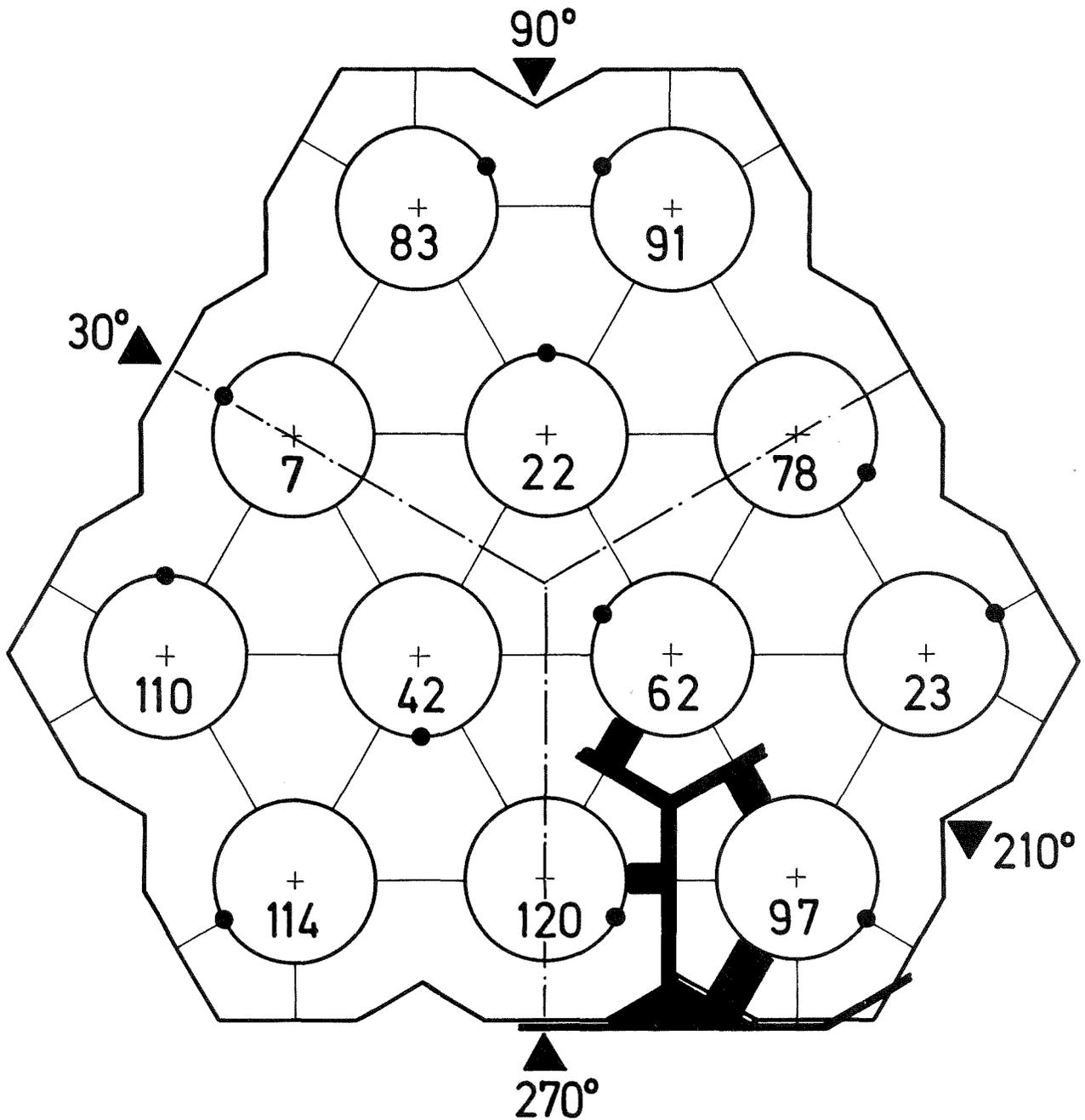


Abb. 32 Skizze des Strömungsquerschnitts der 12-Stabbündel. Skizze des Abstandshalters und der Thermoelementanordnung für KE III.

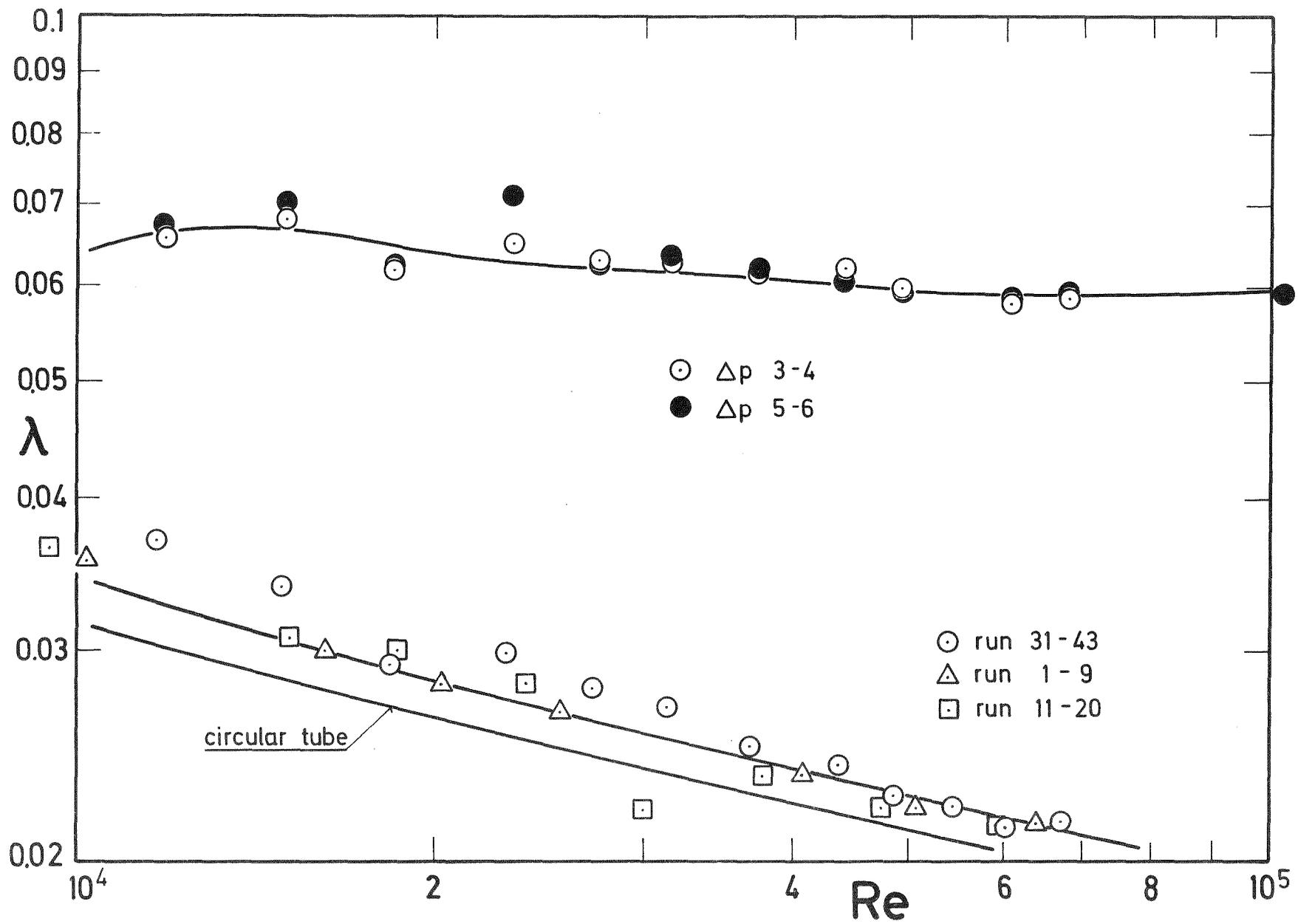


Abb. 33 Reibungsbeiwerte für isotherme Strömung im glatten und rauhen Teil (KE III)

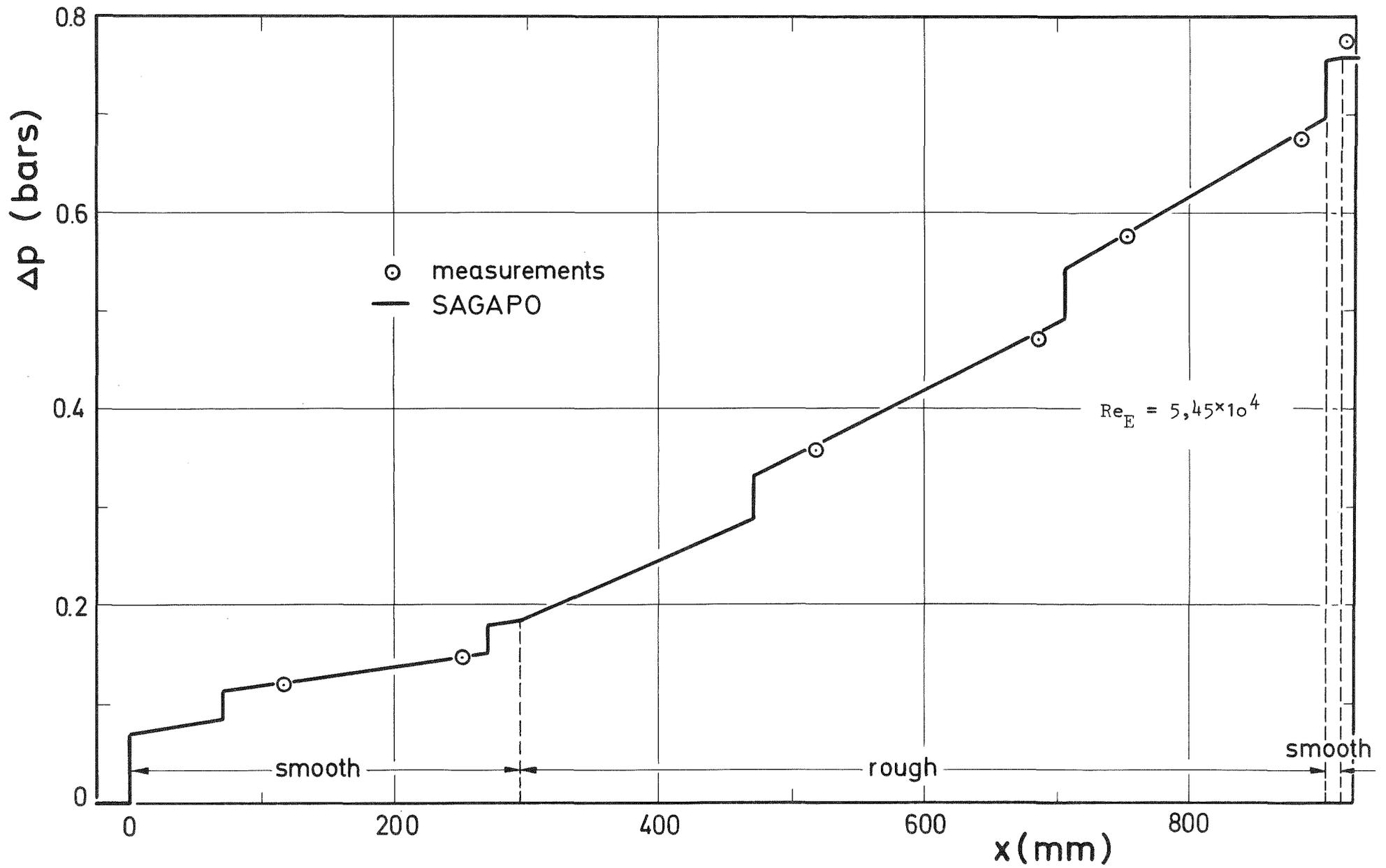


Abb. 34 Vergleich zwischen Rechnung und Messung für KE III: Druckverlust - Test 3 thermisch -

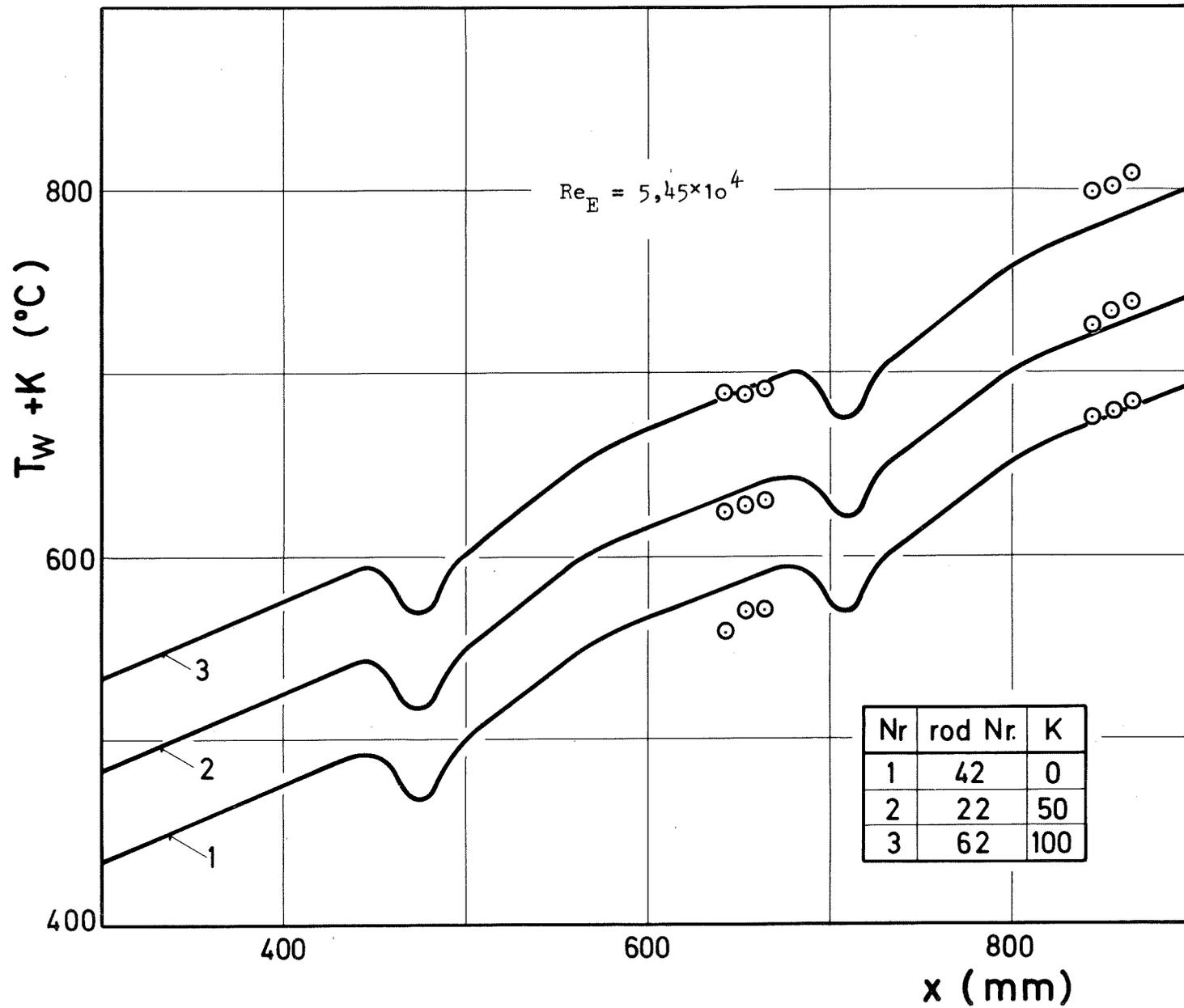


Abb. 35 Vergleich zwischen Rechnung und Messung für KE III: Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen - Test 3 -

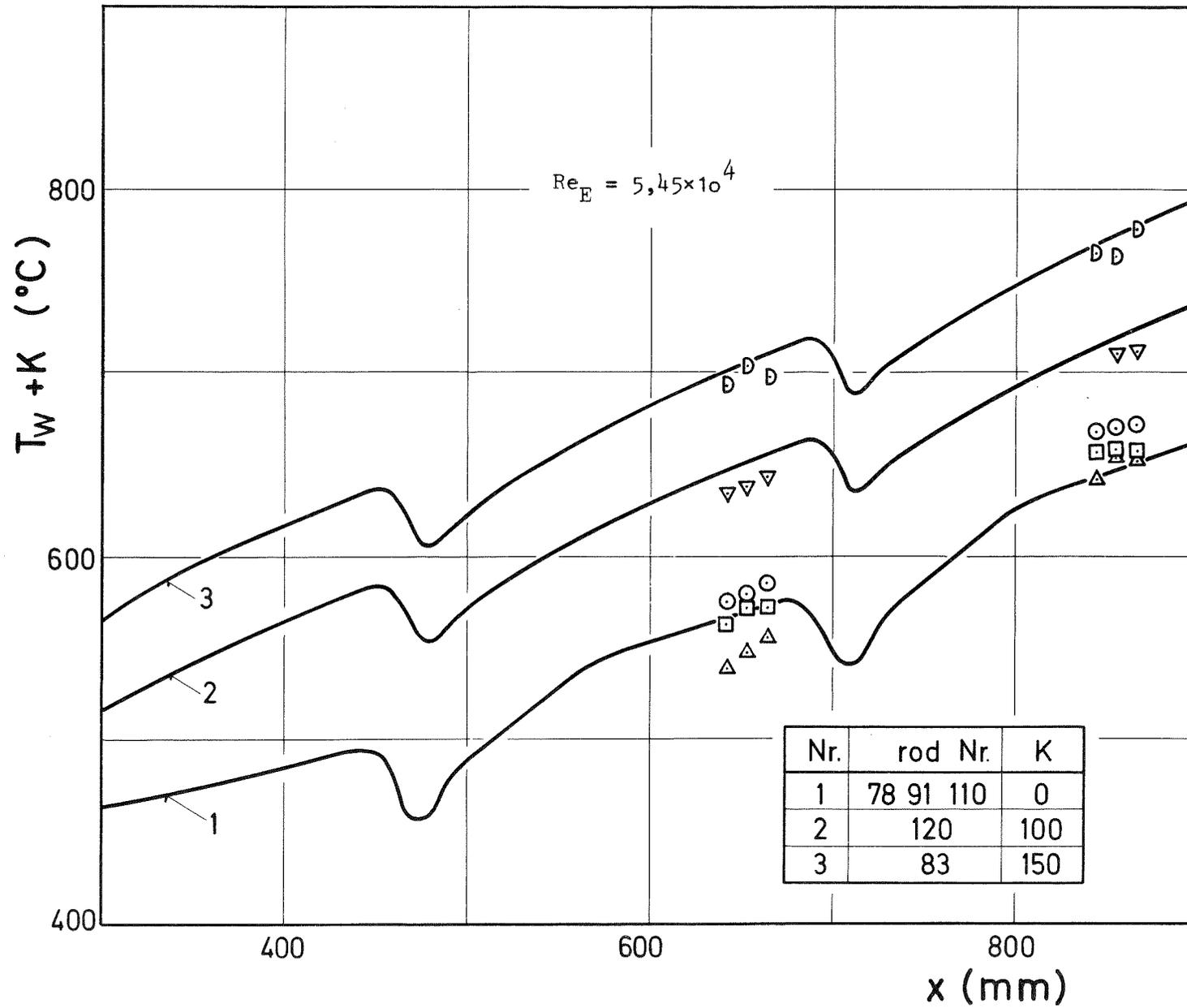


Abb. 36 Vergleich zwischen Rechnung und Messung für KE III: Stabtemperaturen in den Wandsubkanälen - Test 3 -

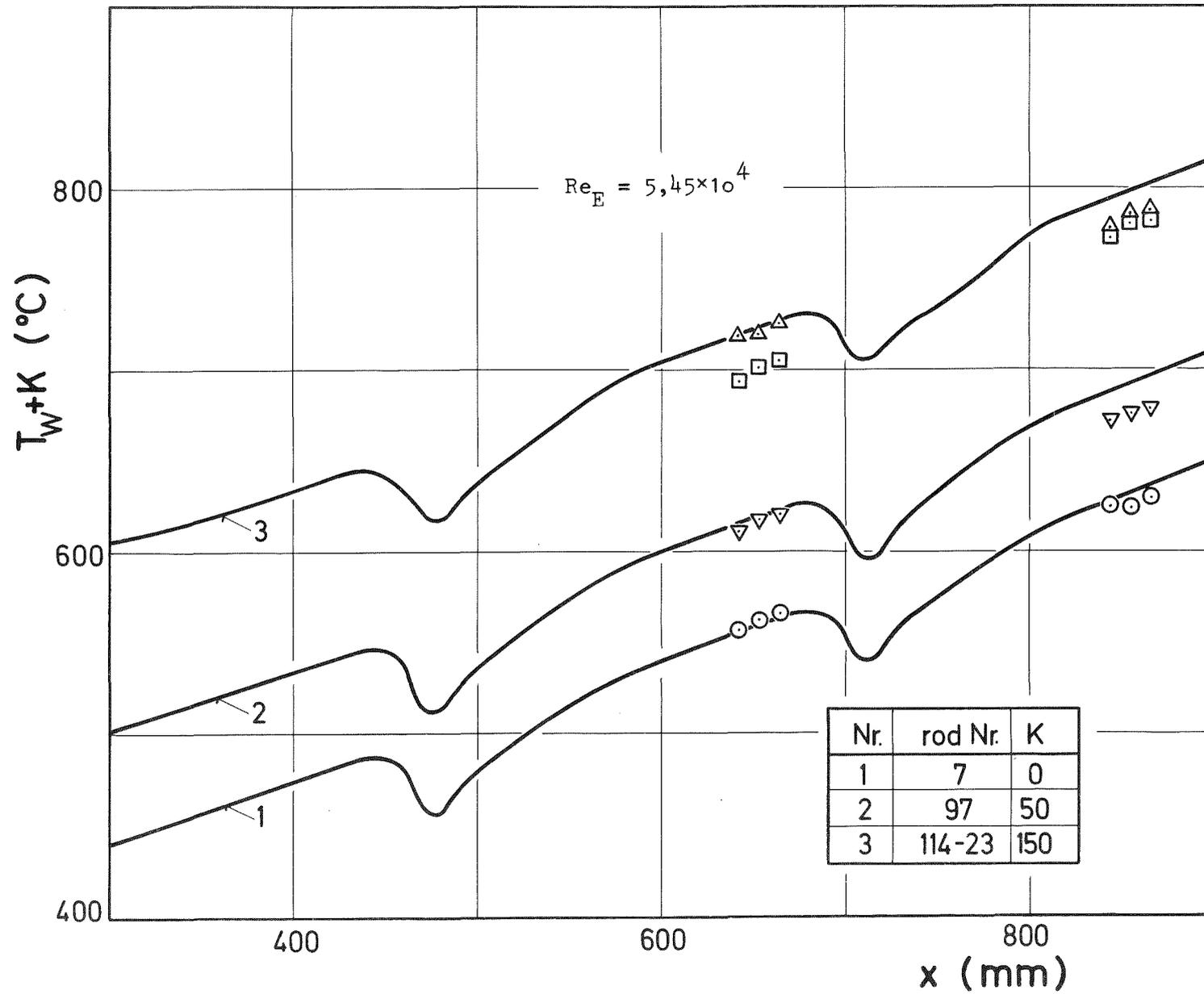


Abb. 37 Vergleich zwischen Rechnung und Messung für KE III: Stabtemperaturen an den Grenzen zwischen Außenkanälen - Test 3 -

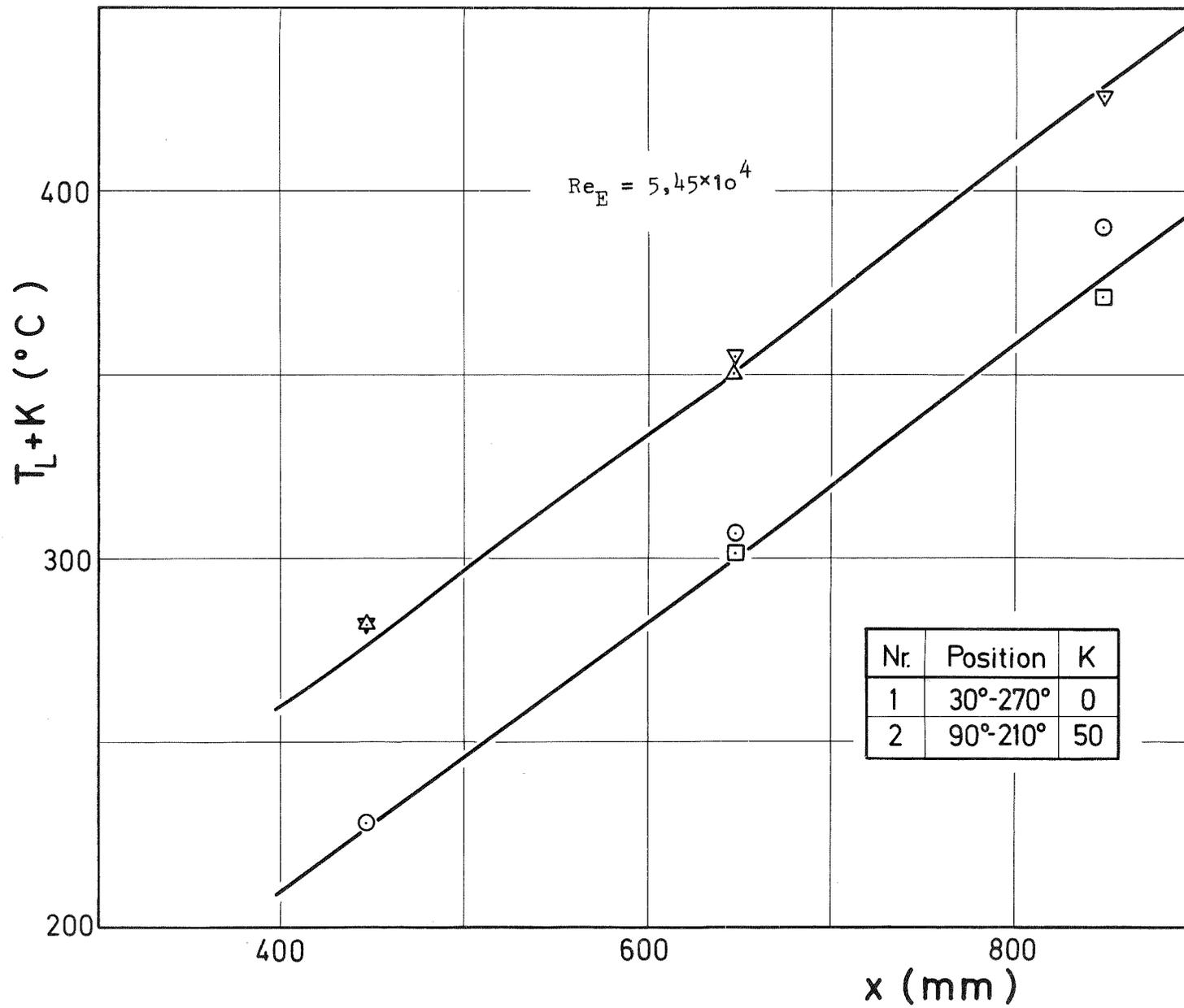


Abb. 38 Vergleich zwischen Rechnung und Messung für KE III: Leitrohrtemperaturen
 - Test 3 -

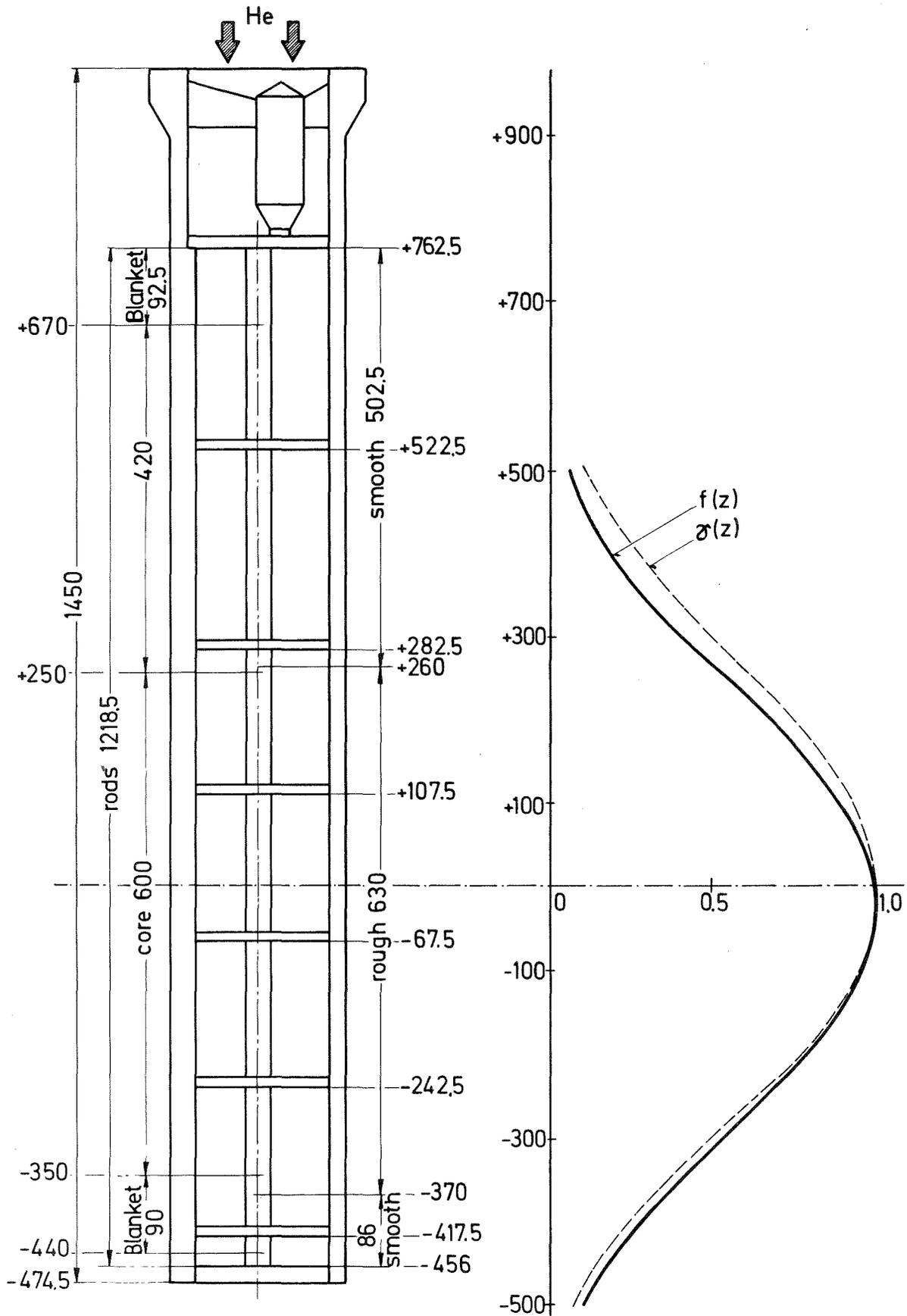
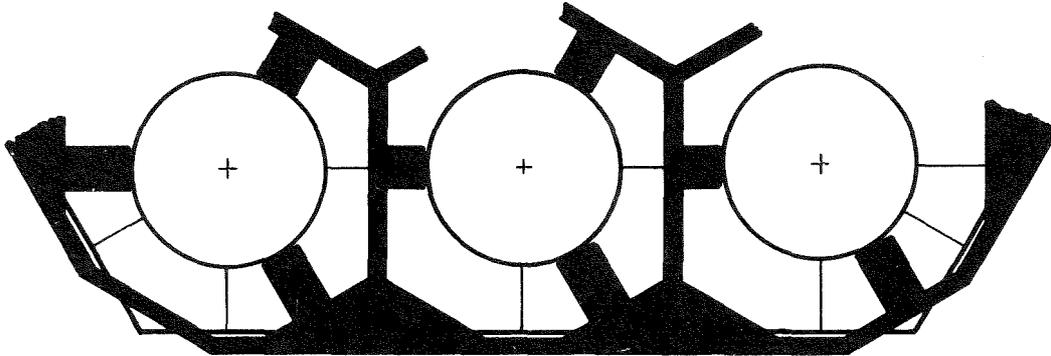
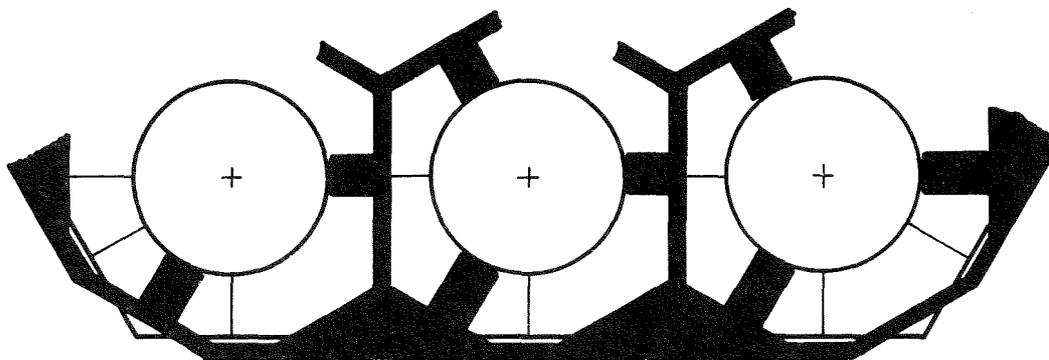


Abb. 39 Skizze der axialen Geometrie des BR2 Brennelementstabbündel. Axiale Leistungsprofile.



grids 1,3,5



grids 2,4,6

Abb. 40 Skizze der Abstandshalter für das BR2-Brennelementstabbündel

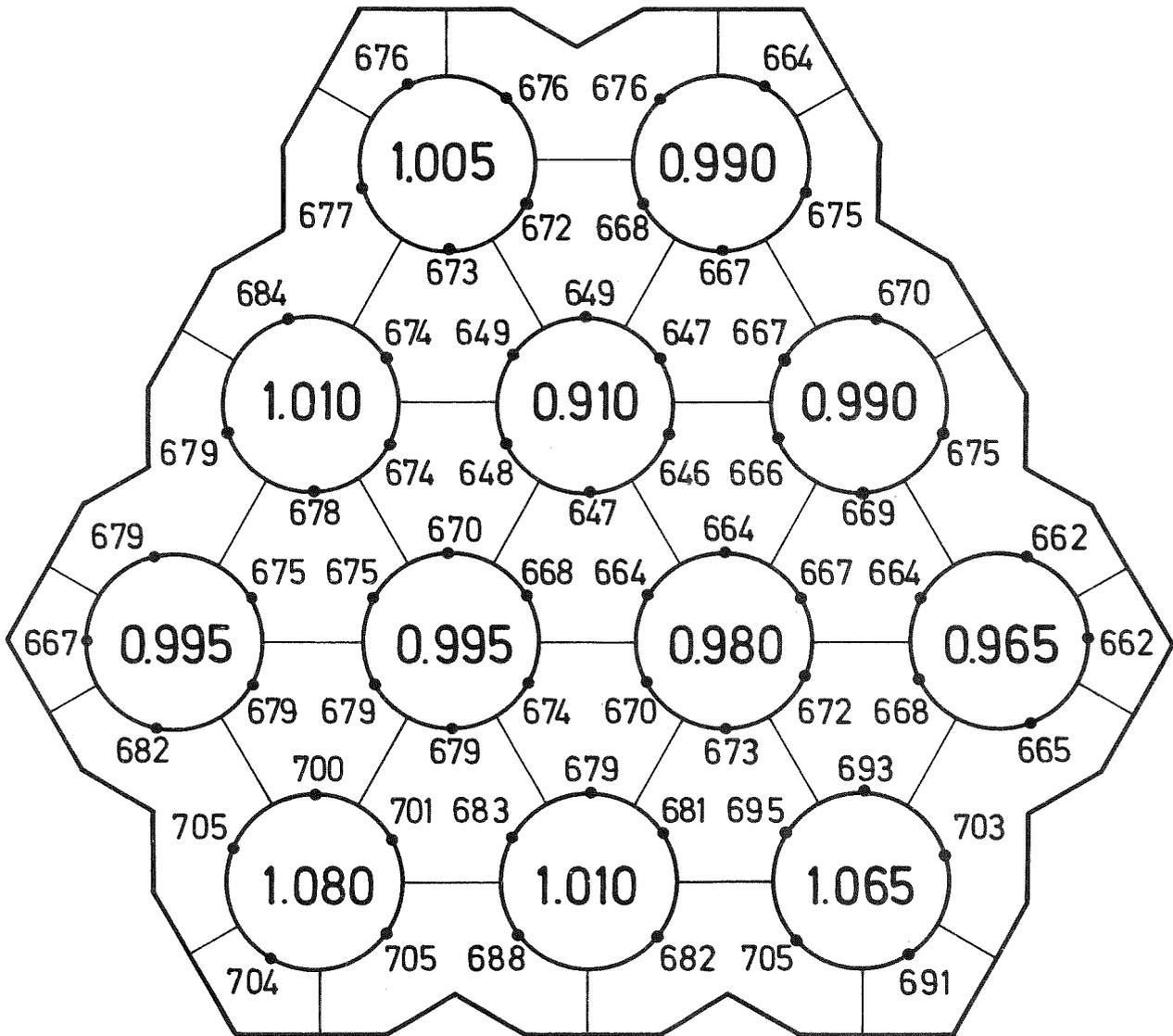


Abb. 41 Maximale Staboberflächentemperaturen in °C für das BR2-Brennelementstab-
bündel. Die Zahlen innerhalb der Stäbe sind die Verhältnisse zwischen
der Leistung der einzelnen Stäbe und der mittleren Stableistung.

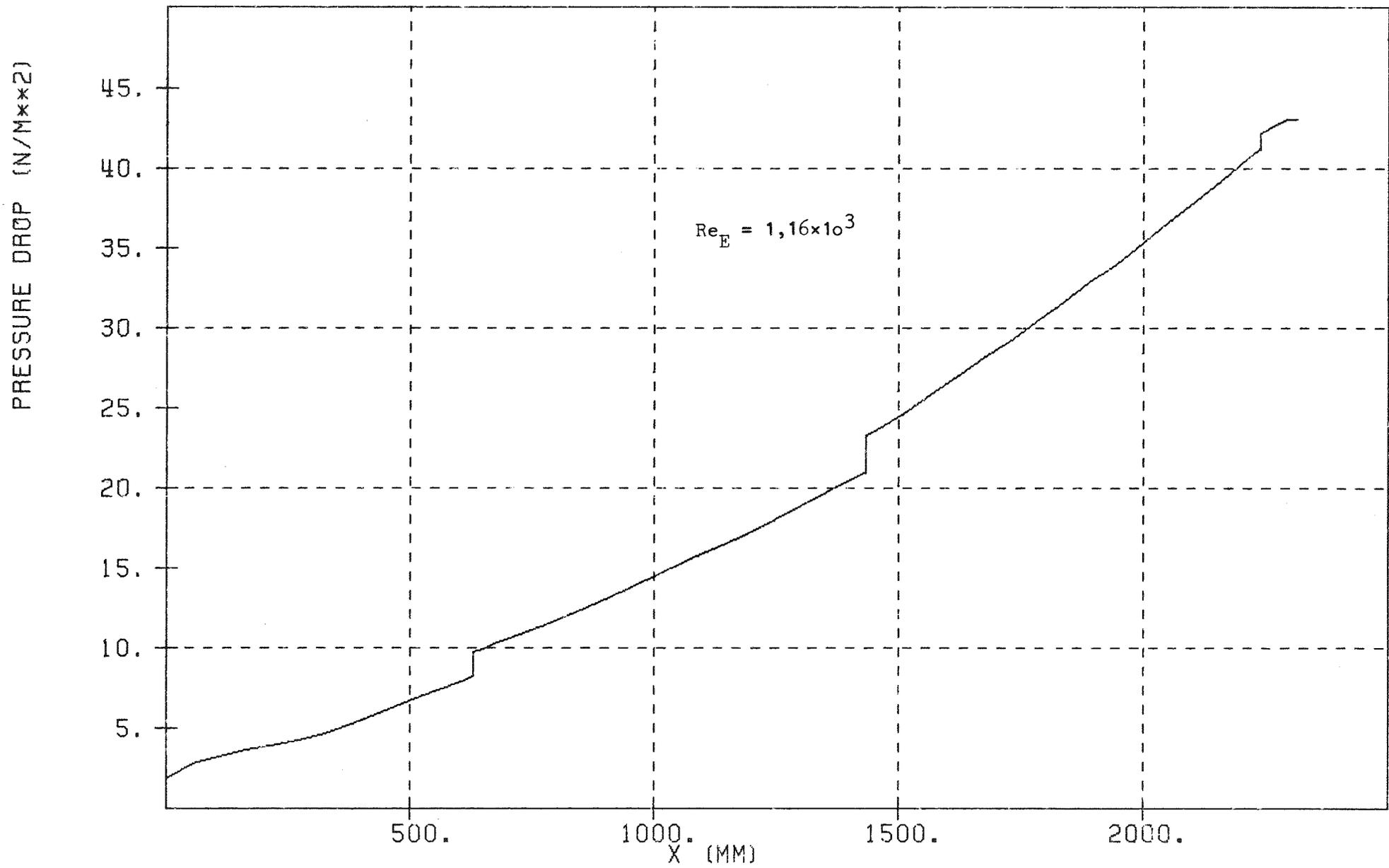


Abb.42 Vergleich zwischen Rechnung und Messung: Druckverlust im 19-Stabbündel bei laminarer Strömung (Test 4 thermisch)

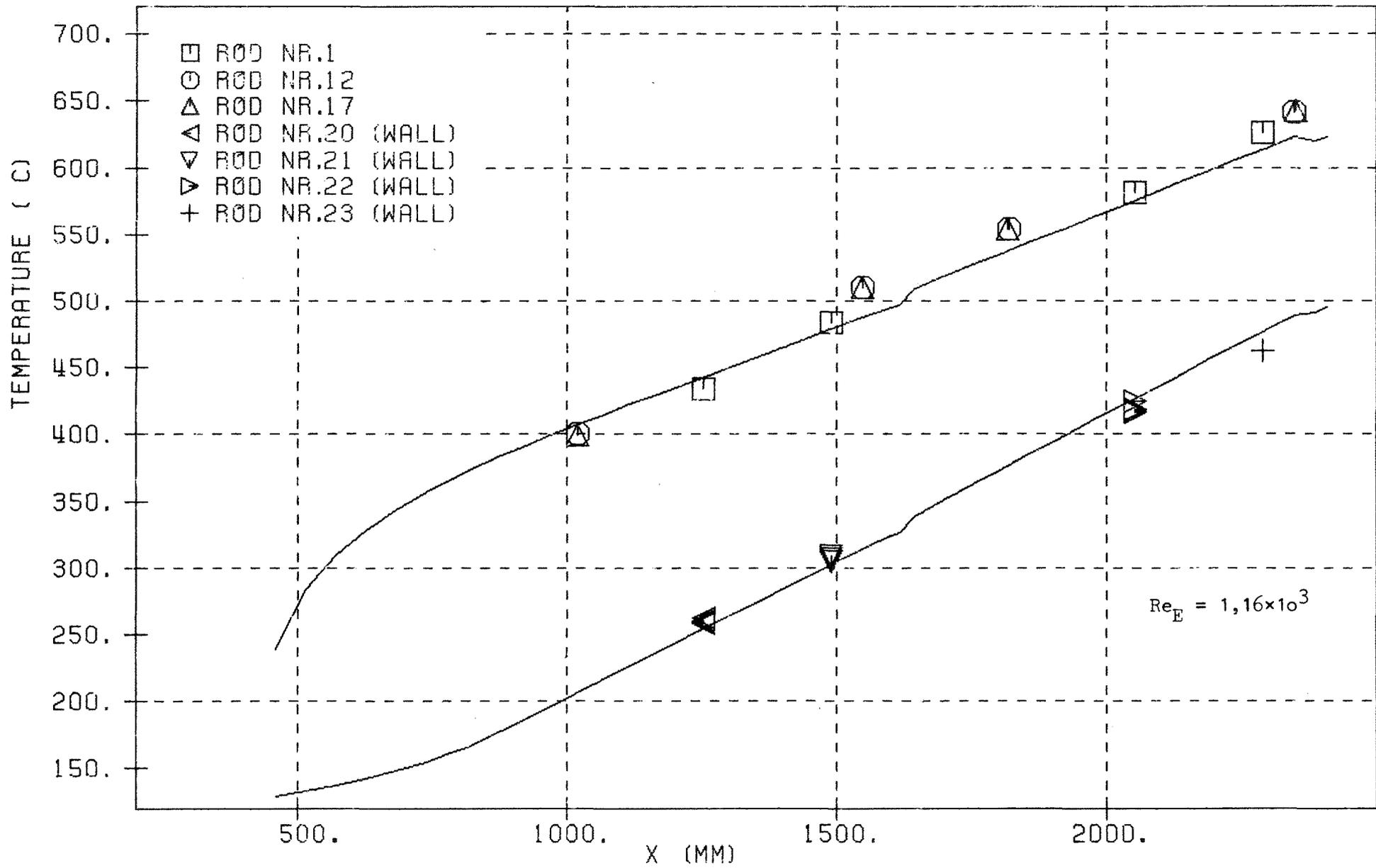


Abb. 43a Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel: Stab- und Leitrohr-temperaturen in den Eckkanälen - Test 4 - (laminare Strömung)

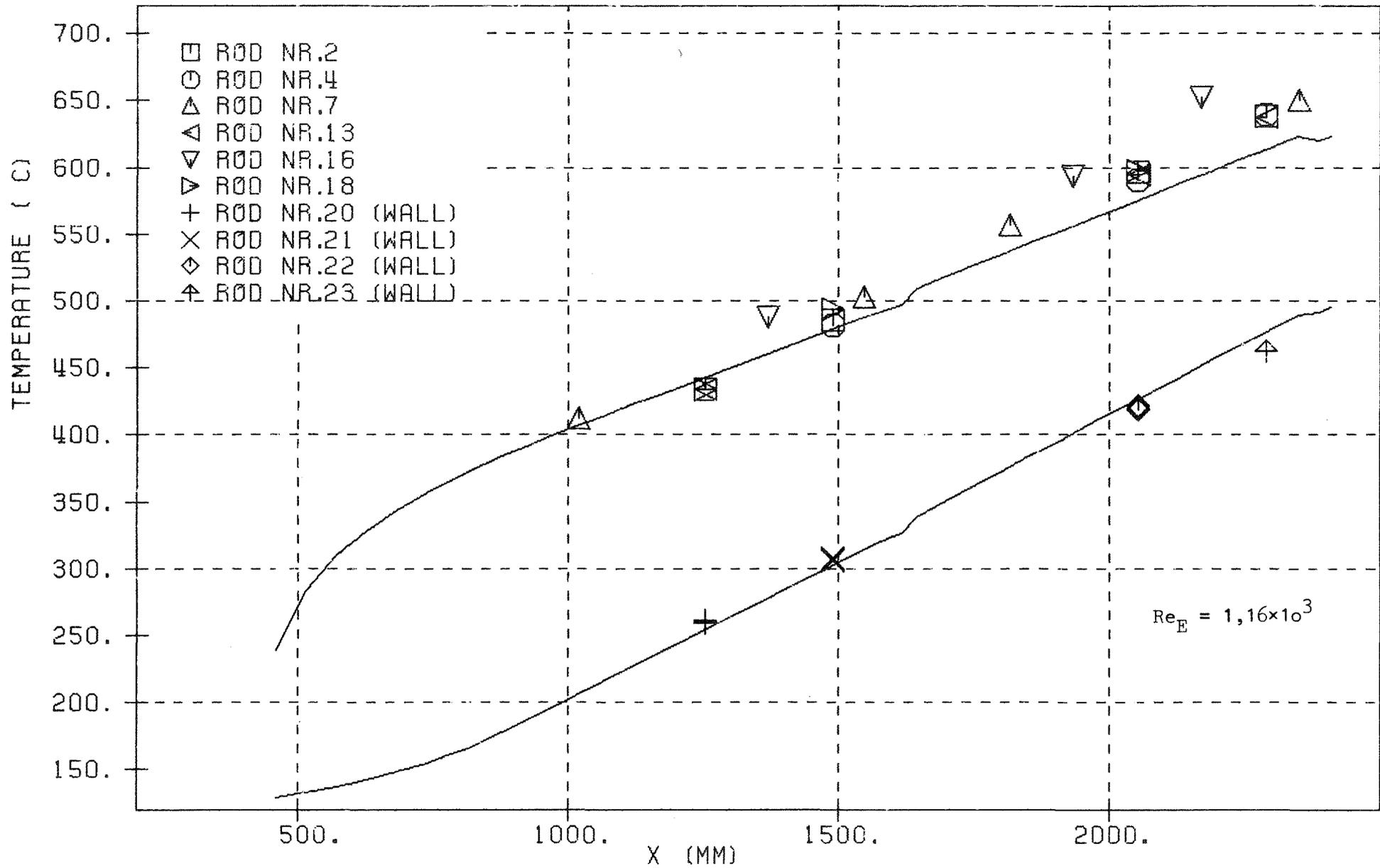


Abb. 43b Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel: Stab- und Leitrohrtemperaturen an der Grenze zwischen zwei Wandkanälen - Test 4 - (laminare Strömung)

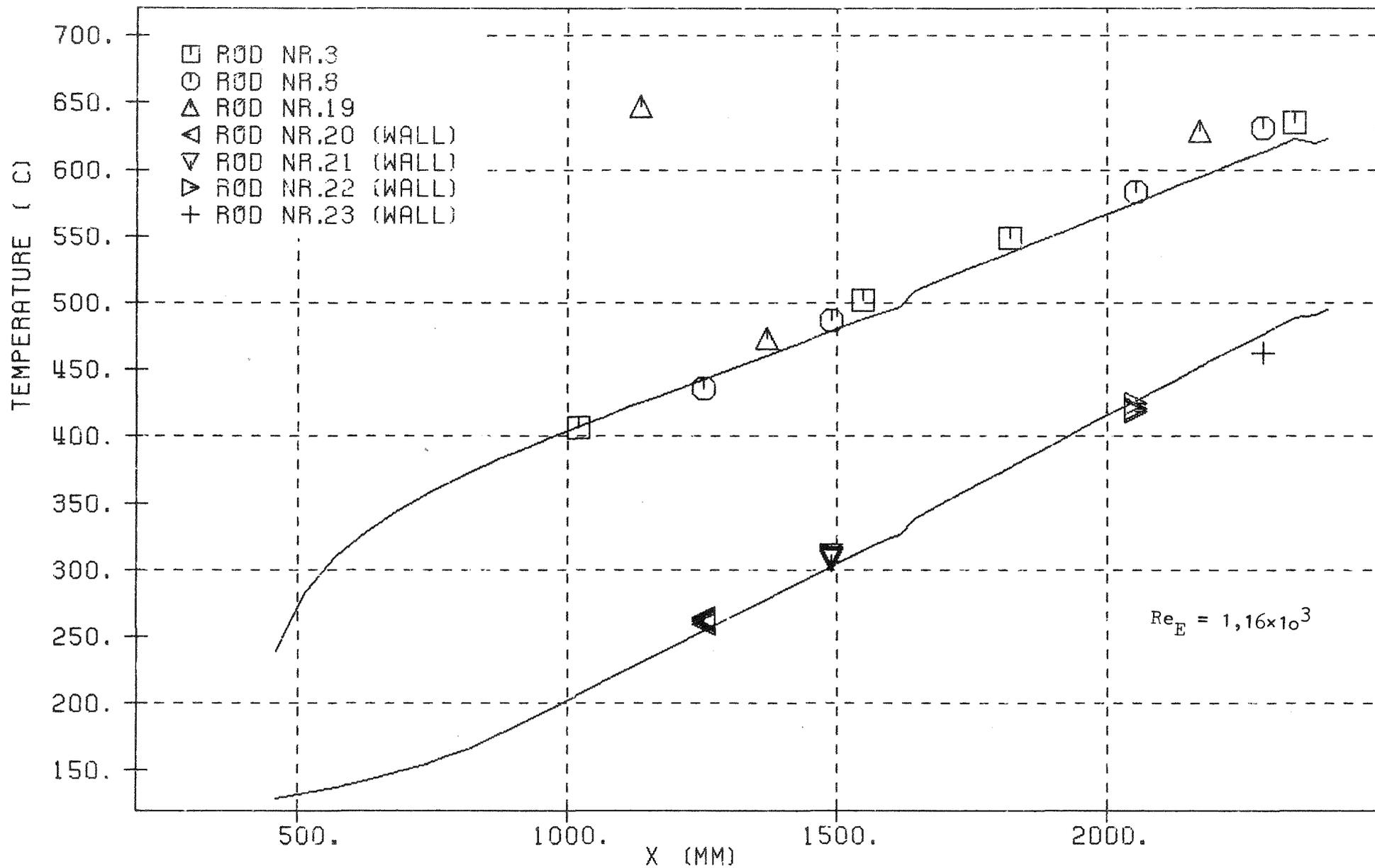


Abb. 43c Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel: Stabtemperaturen an der Grenze zwischen einem Eckkanal und einem Wandkanal. Leitrohrtemperaturen in den Wandkanälen - Test 4 - (laminare Strömung)

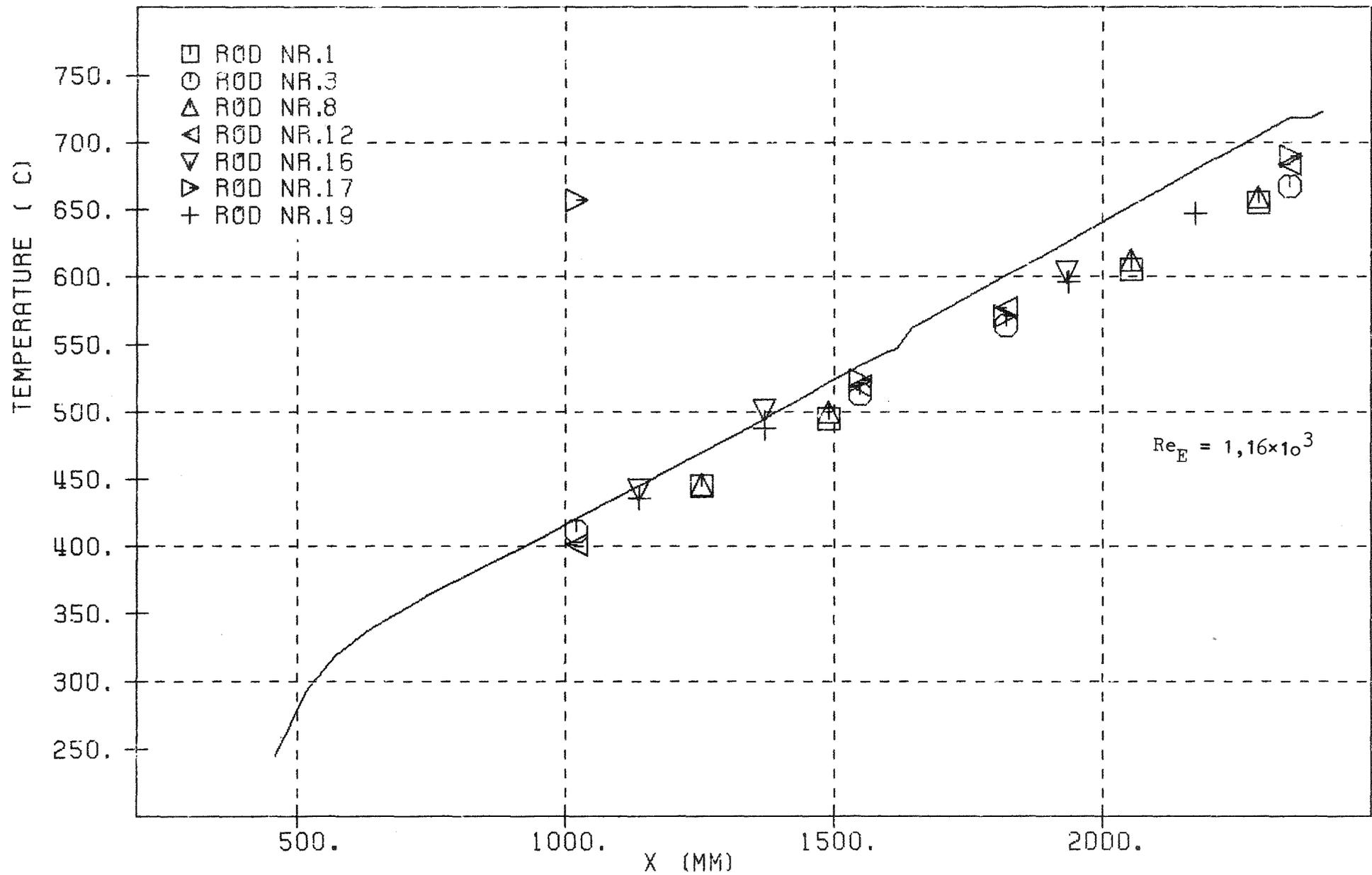


Abb. 43d Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stab Bündel: Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition siehe Abb.10) - Test 4 - (laminare Strömung)

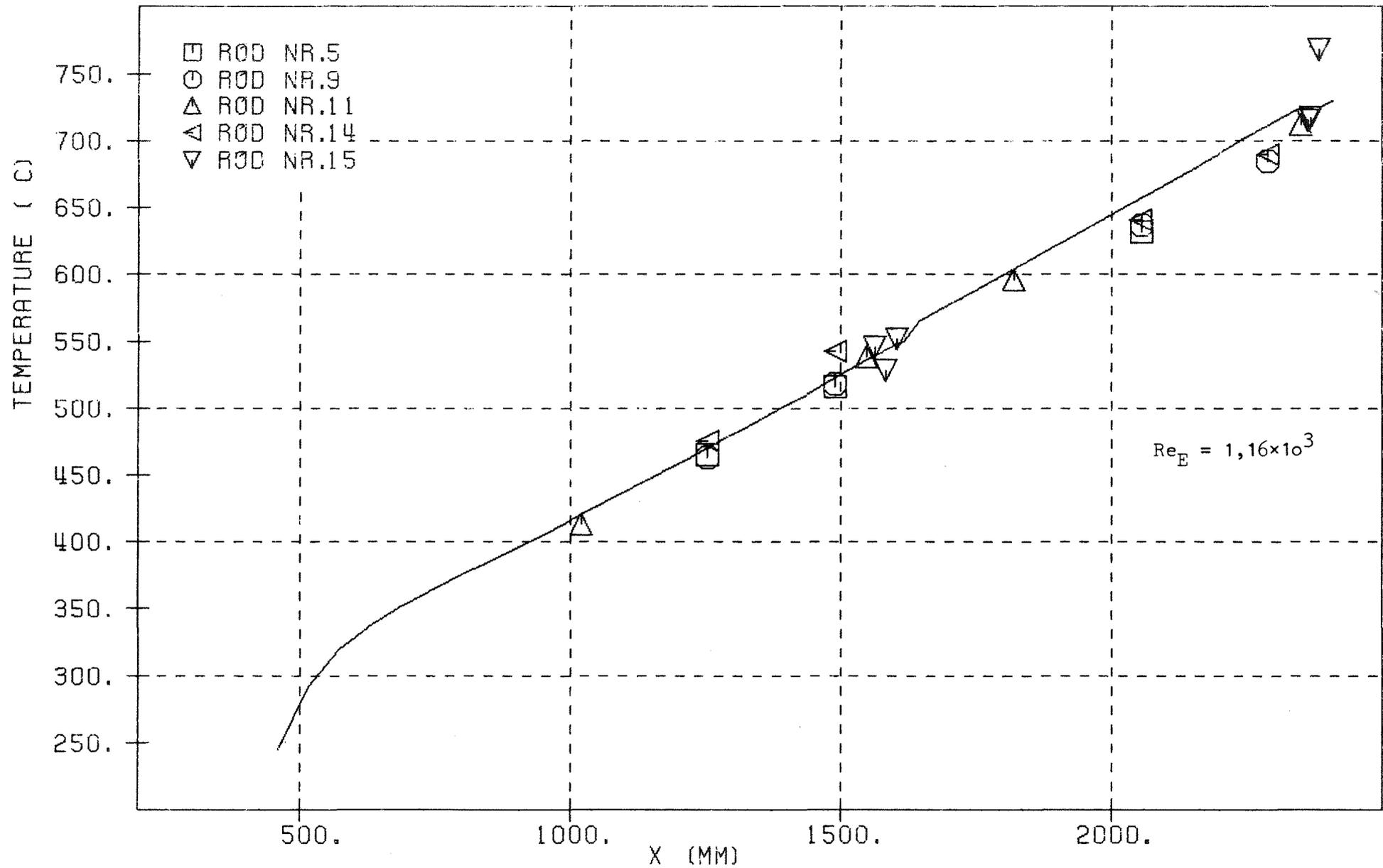


Abb. 43e Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel: Stabtemperaturen in den Zentralkubkanälen der Außenreihe (Thermoelementposition, siehe Abb.10) - Test 4-(laminare Strömung)

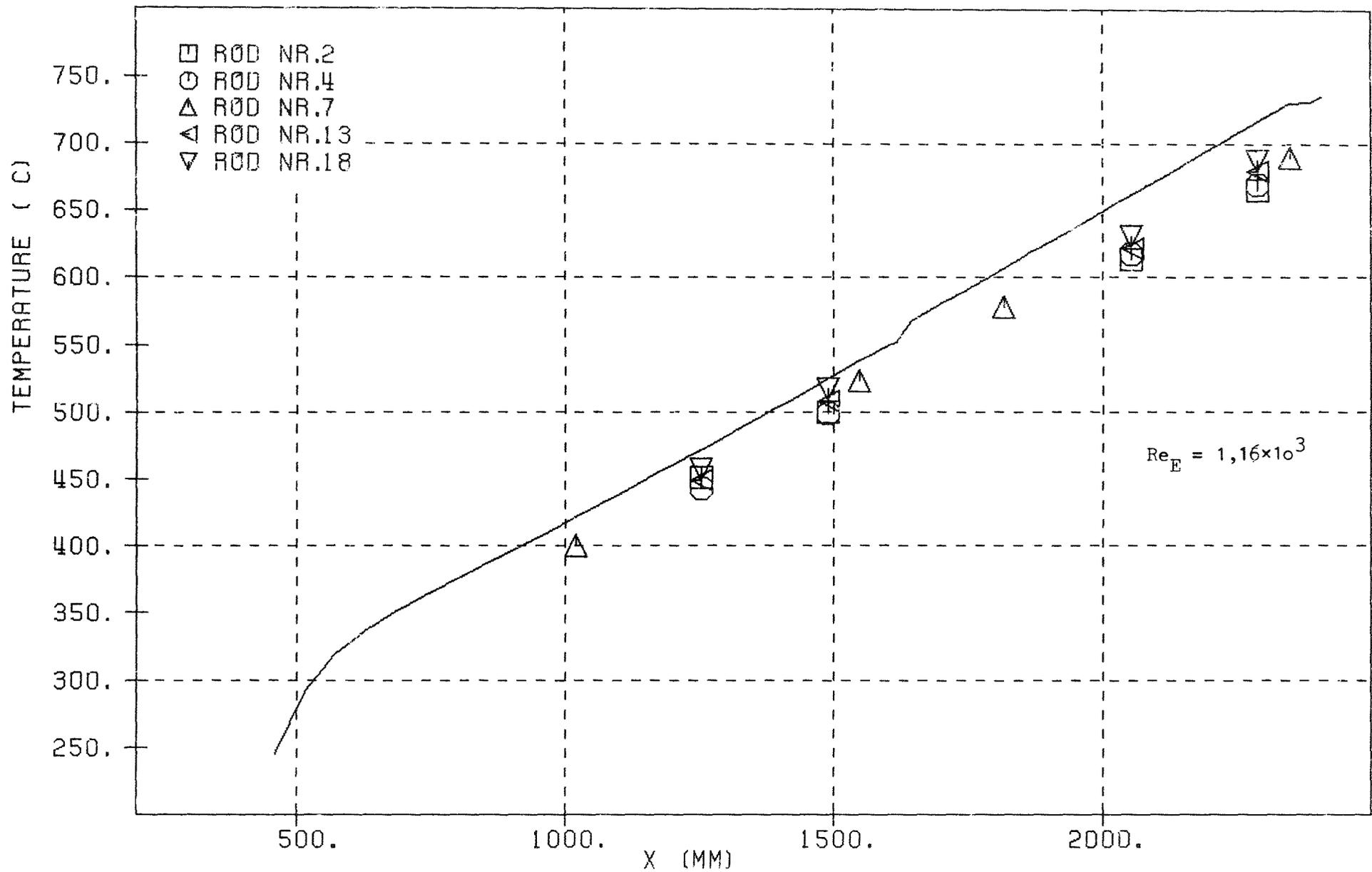


Abb.43f Vergleich zwischen Rechnung und Messung für das 19-Stabbündel: Stabtemperaturen in den Zentralsubkanälen, siehe Abb.10) - Test 4 - (laminare Strömung)