

POST-DRYOUT TRANSFERT THERMIQUE

F. Mayinger

H. Langner

Universität Technische, Hannover, RFA
 Institut für Verfahrenstechnik

RESUME

Pour une classification des phénomènes de transfert thermique on peut partager le domaine post-dryout en trois: le flux dispersé, l'ébullition en pellicule et l'ébullition de transition. Une étude de la littérature, en particulier des quatre dernières années montre que dans le flux dispersé, grâce à de nouveaux modèles de calcul bien fondés théoriquement et à un grand nombre de résultats sûrs de mesures une prévision exacte des coefficients de transfert thermique est possible.

Les équations de calcul pour l'ébullition en pellicule reposent encore souvent sur des hypothèses très simplifiées sur les mécanismes du courant dans la pellicule de vapeur et sur l'interaction vapeur-liquide à la limite des phases. En particulier pour l'ébullition en pellicule, dans des liquides surfondus, on a besoin de mesures de l'ébullition de transition devraient être examinés de plus près.

NOMENCLATURE

<u>Symbole</u>	<u>Signification</u>	<u>SI-Unité</u>
A	surface de coupe	m ²
D	diamètre	m
L	longueur	m
T	température	K
ΔT	différence de température	K
P	périmètre	m
N_d	nombre de bulles	-
\dot{x}	titre massique	-
\dot{m}	densité de flux masse	kg/m ² s
\dot{q}	densité de flux thermique	W/m ²
p	pression	N/m ²
v	volume spécifique	m ³ /kg
z	coordonnée spatiale	m
w	vitesse	m/s
w_o	vitesse de dépôt des gouttes	m/s

<u>Symbole</u>	<u>Signification</u>	<u>SI-Unité</u>
Δh_v	chaleur d'évaporation	J/kg
c_p	capacité calorifique spécifique	J/kg K
g_n	accélération de la pesanteur	m/s ²
α	coefficient de transfert thermique	W/m ² K
α_{OV}	coefficient d'ensemble de transfert thermique	W/m ² K
ρ	masse volumique	kg/m ³
η	viscosité dynamique	kg/ms
λ	conductivité thermique	W/m K
ψ	Groeneveld Delorme paramètre	-
ν	viscosité cinématique	m ² /s
δ	diamètre de goutte	m
ε	teneur en vapeur	-
σ	tension superficielle	N/m
Nu	Nombre de Nusselt	
Re	Nombre de Reynolds	
Pr	Nombre de Prandtl	
Υ	paramètre de Miropolski	
Ga	Nombre de Galilei	

Indices

v	vapeur
L	liquide
w	en rapport avec la température de la paroi
f	en rapport avec $\frac{T_w + T_{SAT}}{2}$
a	actuel
e	équilibre
TOT	total
hom	homogène
Do	dryout
cr	critique

d	goutte
c	surface de coupe
m	moyenne
b	noyau du courant vapeur-liquide
SAT	sature'
T	tube
TB	l'ébullition de transition
NB	l'ébullition avec bulles

1. INTRODUCTION

Le transfert thermique au cours de l'ébullition peut d'une manière simplifiée être partagé en deux domaines d'une part, celui où le liquide en ébullition humecte la paroi chauffante, d'autre part celui où le contact direct entre le liquide et la paroi n'est plus possible pour des raisons thermodynamiques ou hydrodynamiques. La transition d'un domaine à l'autre est marquée par une densité critique du courant thermique qui dépend des conditions du flux et des différentes propriétés thermodynamiques du liquide bouillant. Lorsque la teneur en vapeur est basse on passe d'une ébullition avec bulles à une ébullition avec pellicule. Lorsque la teneur en vapeur est élevée, la pellicule de liquide qui n'est plus que mince sur la paroi est détruite par les forces du flux et par l'ébullition à la surface. Ensuite, le transfert thermique suivant passe directement de la paroi dans le courant de vapeur qui est surchauffé et ainsi fait s'évaporer lentement les gouttes de liquide qu'il contenait encore. On nomme ce processus de transfert thermique, refroidissement vaporisé (spray-cooling) ou bien transfert thermique dans la région pauvre en liquide. Entre les domaines de transfert thermique avec une paroi humide ou complètement sèche se trouve une région de transition que l'on appelle ébullition de transition et dans laquelle apparaît encore une humidification momentanée et locale. Les différents domaines de transfert thermique sont liés d'une manière schématique dans la figure 1 à l'aide de la courbe d'ébullition - courbe de Nukijama - à la densité de courant thermique de la surface de chauffe et de la différence de température entre la paroi et le liquide en ébullition.

Le transfert thermique au-delà de la densité critique de courant thermique de la surface de chauffe sera ici désigné par transfert thermique "post-dryout". La connaissance du transfert thermique post-dryout a une grande importance depuis déjà longtemps pour la calcul des chaudières à courant forcé. Au cours des dernières années des considérations de sécurité technique des réacteurs nucléaires ont rendu particulièrement ur-

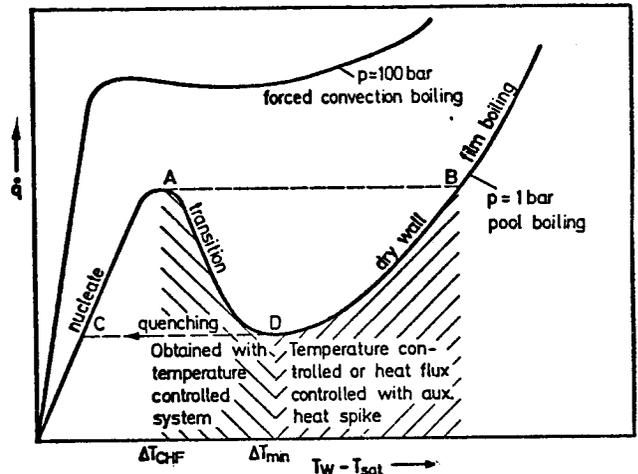


Fig. 1: Courbe quantitative d'ébullition en convection forcée

gente la recherche approfondie des conditions de ce transfert thermique. En cas d'accident de perte du réfrigérant, la réfrigération d'urgence du core est assurée dans un premier temps, court, mais important pour l'intégrité du core du réacteur, par le transfert thermique post-dryout. On trouve d'autres domaines d'application dans la technique des basses températures avec des liquides cryogènes et également dans la déformation sans copeau des métaux.

Les travaux de recherche, intensifs et nombreux, sur la réfrigération d'urgence des réacteurs nucléaires ont, au cours des dernières années, fait augmenter de telle sorte la littérature sur le transfert thermique post-dryout, qu'il est encore à peine possible d'en donner une représentation complète dans une seule étude. C'est pourquoi la vue d'ensemble de l'état des connaissances doit se limiter pour l'essentiel aux travaux les plus nouveaux qui aident à la compréhension de ces mécanismes de transfert thermique. Comme les résultats des recherches publiés avant 1975 ont été décrits et commentés de manière critique dans une étude très compétente et complète de Collier /1/ publiée au début de 1977, il apparaît raisonnable de limiter cette vue d'ensemble de la littérature.

Le transfert thermique post-dryout peut se produire d'après différents mécanismes fluidodynamiques et thermodynamiques et l'on doit distinguer entre

spray cooling ou flux dispersé
ébullition en pellicule
ébullition de transition

Pendant que le refroidissement vaporisé n'apparaît que dans la convection forcée, l'ébullition en pellicule peut se trouver

aussi bien dans les conditions de convection libre (pool boiling) que de convection forcée (flow boiling). Finalement, il est encore intéressant de connaître les conditions dans lesquelles une réhumidification de la paroi se produit. La discussion suivante des mécanismes de transfert thermique post-dryout sera ordonnée selon ces phénomènes.

2. TRANSFERT THERMIQUE PAR FLUX DISPERSÉ

Le transfert thermique par flux dispersé se développe, comme le montre la figure 2, à

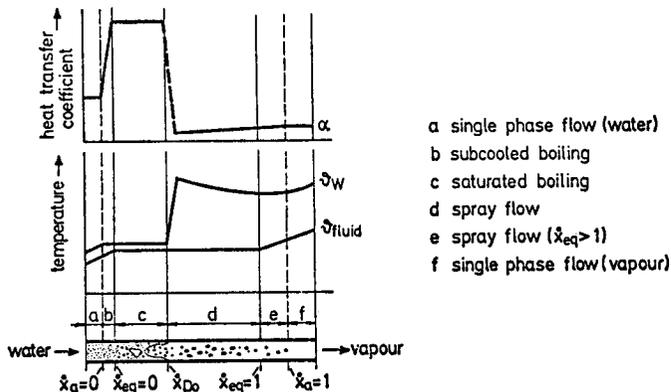


Fig. 2: Domaines de transfert thermique dans des chaudières au courant forcé

partir d'un courant annulaire au cours duquel la pellicule de liquide qui existait au début sur la paroi disparaît par manque d'approvisionnement et par évaporation. Par la forte diminution du coefficient de transfert thermique au cours du passage de l'ébullition de surface au transfert thermique post-dryout, la température de la paroi chauffante augmente fortement. La chaleur de la paroi est alors transmise directement à la vapeur et non plus, ou du moins dans une très petite mesure, à des gouttes de liquide humectant brièvement, qui se trouvent encore dans le courant de vapeur venant des régions d'ébullition avec bulles et d'ébullition de surface situées en amont. La vapeur est surchauffée à la paroi et peut, suivant les conditions fluidodynamiques et thermodynamiques de ces gouttes de liquide, s'évaporer partiellement ou même complètement lorsque la longueur du courant est suffisante.

Pour l'appréciation de la température de vapeur dans la région de post-dryout on peut partir de deux considérations extrêmes: d'une part l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique total entre la vapeur et les gouttes de liquide, ce qui signifie que la vapeur redonne aussitôt sa surchauffe à l'évaporation des gouttes; d'autre part l'hypothèse d'un déséquilibre thermodynamique total, pour lequel on suppose que l'échange de chaleur entre vapeur et gouttes est extrêmement

petit. Pour le calcul de la température de la paroi on peut tout d'abord supposer l'existence d'un courant gazeux monophasique à la limite et l'on obtient ensuite deux courbes extrêmes pour des températures possibles de la paroi, c'est à dire comme le montre un exemple dans la figure 3 des

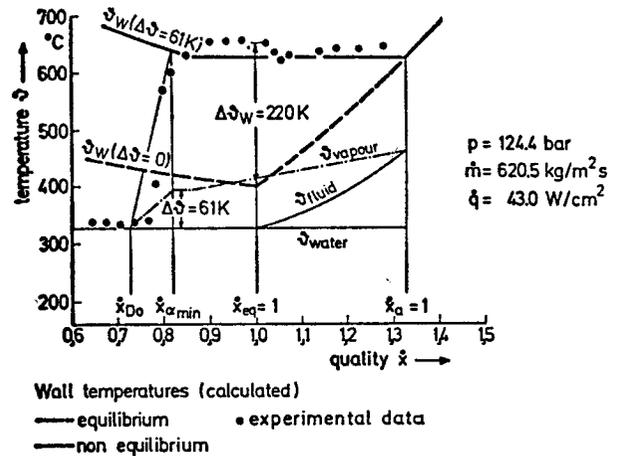


Fig. 3: Des températures de la paroi calculées avec et sans considération de déséquilibre thermodynamique

valeurs élevées pour le déséquilibre thermodynamique et des températures plus basses dans l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique. Dans la figure 3, on trouve, en comparaison, des mesures de températures de la paroi de Hein /2/, qui semblent justifier pour les conditions fluidodynamiques et thermodynamiques choisies ici, l'hypothèse d'un déséquilibre thermodynamique total. Ce résultat de Hein est en accord avec les observations de Bailey /3/, qui constatait que, pour des petites vitesses ($\dot{M} < 700 \text{ kg/s}$), même pour des pressions élevées, l'évaporation des gouttes peut-être négligée. Lorsque la vitesse de la vapeur, et par conséquent aussi la vitesse relative entre les gouttes et la vapeur, augmente, le transfert de chaleur s'améliore entre les phases et les rapports tendent à un équilibre thermodynamique.

La température de la vapeur n'est pas constante au dessus de la coupe transversale, et les gouttes qui parviennent à la limite surchauffée, proche de la paroi, sans humecter la paroi, s'évaporeront plutôt que les gouttes du noyau de vapeur moins surchauffé. Finalement, on doit tenir compte, pour des températures élevées de la paroi, du rayonnement de chaleur à la vapeur et aux gouttes. Cela produit les effets suivants et mécanismes possibles de transfert thermique de la paroi au fluide:

- transfert thermique de la paroi aux gouttes de liquide qui arrivent à la limite thermique, sans toutefois humecter la paroi: nommé "dry collisions".

- b) transfert thermique de la paroi aux gouttes, qui humecte la paroi brièvement: nommé "wet collisions".
- c) transfert thermique convectif de la paroi à la vapeur.
- d) transfert thermique convectif de la vapeur aux gouttes que se trouvent dans le noyau de vapeur.
- e) transfert thermique de rayonnement de la paroi aux gouttes de liquide.
- f) transfert thermique de rayonnement de la paroi à la vapeur.

Une humidification brève de la paroi par les gouttes de liquide d'une énergie cinétique assez élevée ne se produit que pour une surchauffe modérée de la paroi. Illoeje /4/ estime que, comme le montre la figure 4,

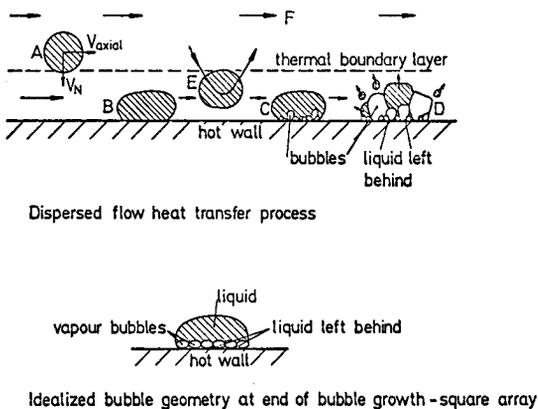


Fig. 4: Processus de transfert thermique par flux dispersé /4/

à la surface de contact des gouttes, des bulles de vapeur se forment, qui partagent le liquide en plus petites gouttes, qui ensuite par l'effet d'expansion de la vapeur qui s'est formée sont dispersées. Il reste alors sur la paroi une mince pellicule de liquide, qui ensuite s'évapore.

2.1 Expériences avec flux dispersé

Au cours des dernières années on a surtout mesuré l'échange de chaleur dans les conditions de flux dispersé en rapport avec des études du refroidissement d'urgence des réacteurs à haute pression et des réacteurs à eau bouillante. Le tableau 1 donne un choix de telles séries d'expériences et de leurs conditions expérimentelles. Un compte-rendu plus complet se trouve chez /5/. Ces mesures furent effectuées sur des faisceaux de tuyaux chauffés électriquement au paravant pendant l'immersion. D'autres expériences /6,7,8/ recherchent le transfert de chaleur pendant la perte du réfrigérant, c'est à dire, la phase de blowdown, pendant lequel

non seulement les conditions du flux se modifient très rapidement, mais encore, une rapide diminution de la pression, et par suite, une évaporation de détente se produit. A cause de la forte orientation dans le sens d'une application au refroidissement d'urgence du core, et à cause des paramètres d'influence locaux et temporaires difficiles à définir, il n'est pas facile de retenir de ces résultats expérimentaux des énoncés fondamentaux sur le transfert thermique par refroidissement vaporisé, quoique des comparaisons de mesures dans des conditions sans aucun doute constantes et clairement définies ont montré que les transitions temporaires des données de la réfrigération d'urgence influencent à peine l'échange thermique.

En dehors de l'application spécifique au réacteur nucléaire, on peut partager les activités expérimentelles en deux groupes:

- la recherche des résultats permettant les calculations d'appareils thermiques comme la chaudière Benson et d'évaporateurs de réfrigérant qui la plupart du temps ont lieu sous hautes pressions /2,3,10-13/.
- des mesures pour une meilleure compréhension du mécanisme d'échange thermique pour la constitution de modèles de calcul théoriquement mieux fondés et d'équation d'échange thermique /14-16/

Plummer /15/, qui fit des expériences fondamentales avec l'azote, démontra clairement, comme le montre la figure 5, extraite

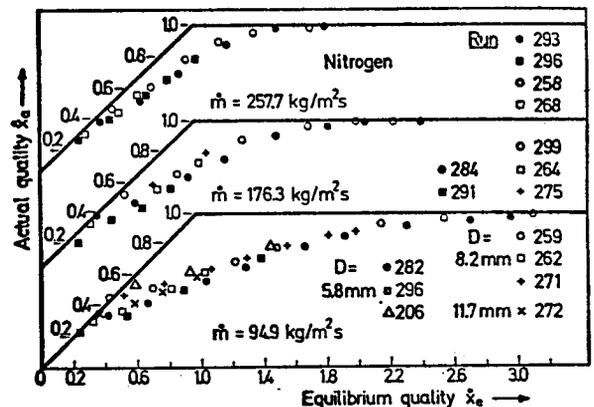


Fig. 5: x_a vers x_e calculé pour de l'azote pour différents flux massiques /15/

de ses travaux, l'influence du débit massique, c'est à dire de la vitesse de la vapeur, sur le déséquilibre thermodynamique entre gouttes d'eau et vapeur. Il examina aussi, au cours des ces expériences, l'influence de la paroi et ne constata aucun effet du matériel sur l'échange thermique. Il put cependant constater que, plus on

Reference	Bundle Geometry	Pressure psia (bar)	Initial max rod surface temperature *F(*C)	Inlet coolant temperature *F(*C)	Flooding rate in./s (mm/s)	Remarks
PWR-FLECHT (55)	7x7 and 10x10 bundles d=0.422 (10.7) l=12 (3.66) Simulates PWR bundle	15-90 (1-6.2)	800-2200 (430-1200)	Subcooling = 16-189 (9-105)	0.6-18 (15-457) constant and variable in two steps	Flow blockages also simulated
BWR-FLECHT (58)	7x7 bundle d=0.570 (14.5) l=12 (3.66) simulates BWR/S bundle	Transient Tests		100 (38)	0.63-6.05 (16-153) constant	Include steady-state reflooding and combined bottom-reflood- ing and spray cooling tests
		15-300 (1-20.7)	1300-2150 (700-1180)			
SECHT I and II (62)	37-rod (square pitch) d=0.58 (14.7) p=0.75 (19.0) l=3 (0.915)	atm	1330-2509 (720-1376)	100-158 (38-70)	0.9-3.6 (23-92)	
Chalk River Nat'l Lab, Thompson (57)	18-rod CANDU-type cluster d=0.775 (19.7) p=0.805-0.815 (20.4-20.7) l=6.3 (1.92)	atm	300-1200 (150-650)	40,160 (5,71)	1-9 (25-228)	Bundle inver- sion and forced-re- flooding tests
FIAT SORIN, Campanile and Pozzi (59)	21 rods (square pitch) d=0.386 (9.8) p=0.507 (12.9) l=3.89 (1.184)	atm	1470-1800 (800-1000)	Transient-Tests 0.2, 0.4, 0.6 (5, 10, 15)		Include steady-state reflooding experiments. Conditions for 2300°F maximum clad- ding limit searched
SIEMENS A.G., Riedle and Winkler (60)	340 rods (square pitch) d=0.423 (10.75) l=9.5 (2.900) Simulates Siemens PWR bundle	15-87 (1-6)	930-1470 (560-800)	77-149 (25-65)	1.2-5.1 (30-130)	Heated bun- dle is paral- lel with down- comer bottom and com- bined top-and bottom-reflood- ing tests. Investigated effect of dis- charge line restriction.
Hitachi Ltd. Ogasawara et al (61)	7x7 bundle d=0.570 (14.5) p=0.738 (19.75) l=12 (3.66) simulates DWR/S bundle	atm	Transient Tests		1.06-4.5 (27-115)	Include steady-state reflooding tests
			600-1280 (315-693)	59-131 (15-25)		
			Steady-state tests:			
			86-194 (30-90)			
Grenoble, Andreoni et al (56)	5x5 d=0.42 (10.7) p=0.563 (14.3) l=11.8 (3.6)	15-87 (1-6)	570-1650 (300-900)	Subcooling 36-144 (20-80)	1-7 (25-180)	Very little data presented

Tab. 1: "Bottom-reflooding" expériences avec tube paquets

surface était rugueuse et souillée, plus on observait une réhumidification, et aussi, plus l'échange thermique, comme on le connaît dans le courant monophasique, s'élevait légèrement.

Cela conduirait trop loin et ne donnerait en aucun cas un tableau complet des phénomènes d'échanges thermiques, si on voulait discuter tous les résultats en détail, ne serait ce que des travaux les plus récents. Représentant pour le développement caractéristique des températures de la paroi, en cas de dépassement de la charge critique des surfaces de chauffe et dans le domaine post-dryout, se trouvent dans la figure 6 quelques séries de mesures de Ueda /11/ qui furent effectuées avec le réfrigérant R-113. Les coefficients d'échange thermique se laissent facilement et immédiatement calculer en divisant le flux thermique donné par la différence de température de la paroi (voir figure 6) et de la température de saturation du fluide.

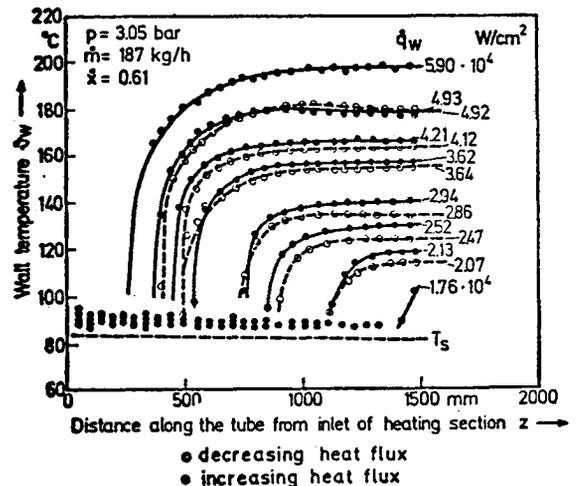


Fig. 6: Profils de la température de la paroi mesurés /11/

2.2 Modèles de calcul

Une comparaison systématique des résultats des mesures et une calculation sérieuse des évaporateurs ne peut avoir lieu qu'à l'aide de corrélations qui couvrent un domaine aussi vaste que possible de paramètres fluidodynamiques et thermodynamiques et aussi décrivent uniformément différents fluides, liquides cryogènes, réfrigérants, et eau. Dans la littérature, on trouve différents types de corrélations:

- des corrélations purement empiriques - la plupart déjà anciennes - qui sont basées sur les lois de l'échange thermique monophasique.
- l'équation de Dittus-Boelter - supposent un équilibre thermodynamique, mais contiennent des corrections de la teneur en liquide dans le courant.
- des corrélations qui tiennent compte des déviations de l'équilibre thermodynamique et essaient de décrire de manière empirique la véritable teneur en vapeur. Elles sont également tirées d'équations à puissances pour le courant gazeux monophasique.
- des modèles à demi-théoriques, qui cherchent à saisir les procédés individuels de transfert fluidodynamique et thermodynamique, comme ils furent décrits brièvement comme introduction du paragraphe 2.

Les corrélations nommées tout d'abord ne seront pas traitées ici, on en trouve un choix dans le tableau 2. Les modèles empiriques donnent des prévisions très différentes et ne permettent pas, comme le montre un exemple /26/ dans la figure 7, de

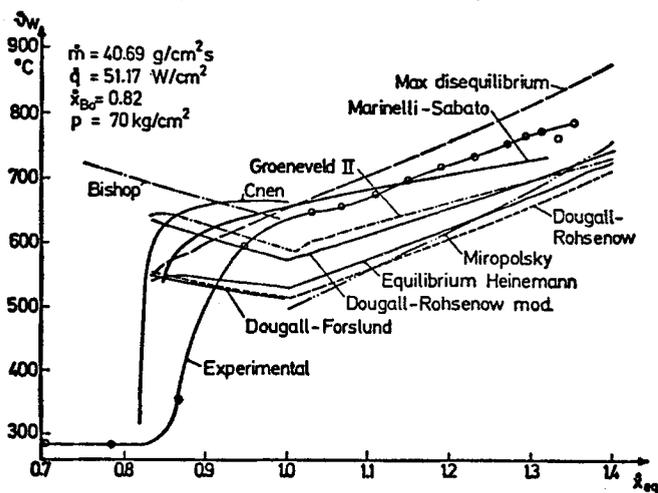


Fig. 7: Comparaison entre des dates expérimentelles de post-dryout et des corrélations dans l'hypothèse d'équilibre thermodynamique - voir liste de références /26/

calculer sûrement la température réelle de la paroi. Deux de ces corrélations empiriques seront expliquées ici brièvement com-

me exemple. Elles furent choisies parce que l'administration responsable pour les autorisations les a recommandées pour la calculation de l'échange thermique pendant le refroidissement d'urgence des réacteurs nucléaires.

La corrélation de Groeneveld a la forme:

$$Nu = a \cdot \left[Re_v \left[\dot{x} + \frac{g_v}{g_L} (1-\dot{x}) \right] \right]^b \cdot Pr_{v,w}^c \cdot Y^d \quad (1)$$

$$Y = 1 - 0,1 \left[\frac{g_L}{g_v} - 1 \right]^{0,6} (1-\dot{x})^{0,4}$$

La constante a et les exposants b, c et d se trouvent dans le tableau 3 pour les géométries respectives du canal de refroidissement. L'équation 1 est une modification de l'équation comme de Dittus-Boelter et ne tient pas compte du déséquilibre thermodynamique. L'influence de l'évaporation des gouttes sur la vitesse de courant du fluide est prise en compte par un facteur de correction pour le nombre de Reynolds, dépendent de la teneur en vapeur.

La corrélation de Dougall-Rohsenow:

$$Nu = 0,023 \left[\frac{\dot{m}_{tot} \cdot D}{\eta_v} \left(\dot{x} + (1-\dot{x}) \frac{g_v}{g_L} \right) \right]^{0,8} Pr_{v,sat}^{0,4} \quad (2)$$

est bâtie de façon complètement analogue, elle ne se distingue de l'équation de Groeneveld, pour l'essentiel, que par le fait que chez Groeneveld le nombre de Prandtl est relatif à la température de la vapeur sur la paroi, et chez Dougall-Rohsenow, il est relatif à la température de saturation de la vapeur.

Condie et Bengtson /17/ ont donné dernièrement d'après une analyse de régression de 4600 points de mesure, la corrélation empirique

$$\alpha_w = a \cdot \frac{\lambda_v^{0,4593} \cdot Pr_{v,w}^{2,2598} \cdot Re_v^{(0,6249 + 0,2043 \ln(1-\dot{x}))}}{D^{0,8095} \cdot (\dot{x} + 1)^{2,0514}} \quad (3)$$

$\lambda_v \cdot D$ → English Engineering Units

qui montre les points de mesure sous jacents avec une erreur moyenne ± 18 %. Des équations de régression plus anciennes, basées sur un matériel de calcul plus ou moins important, se trouvent chez Groeneveld /18/, Mattson /19/ et Slaughterbeck /20/. On a très tôt fait des propositions et les premiers essais pour tenir compte du déséquilibre thermodynamique existant dans le courant réel. On mentionnera ici les travaux de Laverty et Rohsenow /21/ et de Cumo et Brevi /22/.

Visiblement stimulé par le besoin urgent dans la pratique, soit pour la conception de réacteurs nucléaires refroidis à l'eau soit pour des chaudières chauffées avec des matières fossiles, on a développé au cours des quatre dernières années une série de nouveaux modèles de déséquilibre qui cherchent à enregistrer la véritable teneur en vapeur d'une manière purement

Equations and references (ref. see reference list in /1/)	Range of applicability:			Comments	
	p [bar]	\dot{m} [$\frac{kg}{m^2 \cdot s}$]	\dot{x}		geometry
Miropolski (1963): $\alpha = 0,023 \cdot \frac{\lambda_V}{d_h} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,8} \cdot Y$ /67/ $Y = 1 - 0,1 \cdot \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} - 1\right)^{0,4} (1 - \dot{x})^{0,4}$	40 ... 220	700...2000	0,06...1,0	tubes	
Dougall-Rohsenow: $\alpha = 0,023 \cdot \frac{\lambda_V}{d_h} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}$ (1963) $Re = \frac{\dot{m} \cdot d_h}{\eta} \cdot \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} (1 - \dot{x}) + \dot{x}\right)$	< 35	1660...3650	< 0,5	tubes	
Groeneveld (1969): $\alpha = 3,27 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\lambda_V}{d_h} \cdot Re_V^{0,9} \cdot Pr^{1,33} \cdot Y^{-1,5} / 23/$	34 ... 215	700...5300	0,1 ... 0,9	tubes and annulus	Y see Miropolski (1963)
Groeneveld (1971) - Regressionsanalyse $Nu = a \cdot (Re_V \cdot \dot{x} \cdot \frac{\rho_V}{\rho_L} (1 - \dot{x}))^b \cdot Pr_W^c \cdot Y^d \cdot e^{\frac{D_{heat}}{D_{hyd}}}$	68 ... 215	700...5300	0,1 ... 0,9	tubes and annuli	Coefficients and exponents see ref./20/present paper
Bishop (1964) : /58/ $\alpha = 0,0193 Re^{0,8} \cdot Pr^{1,23} \cdot \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0,068} \cdot \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} (1 - \epsilon) + \epsilon\right)^{0,18}$	165 ... 215	1350...3400	0,1 ... 1,0	tubes	
Merkenrath, Mörk-Mörkenst. $Nu = 0,06 \cdot \left\{ (Re_V \cdot \dot{x} \cdot \frac{\rho_V}{\rho_L} (1 - \dot{x})) \cdot \frac{\rho_V}{\rho_L} \cdot Pr_W \right\}^{0,8}$ (1969) $\dots \cdot \left(\frac{\dot{m}}{1000}\right)^{0,4} \cdot \left(\frac{p}{p_{CRIT}}\right)^{0,27}$ /56; 57/	140... 220	750...4100	0,1 ... 1,0	tubes	\dot{m} in $kg/m^2 \cdot s$
Cumo, Brevi /54/ (1969) $\alpha = 8,9 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\lambda_V}{d_h} \cdot Re^{0,84} \cdot Pr^{1,33} \cdot \left(\frac{1 - \dot{x} \cdot D_0}{\dot{x} - \dot{x} \cdot D_0}\right)^{0,124}$	50	500...3000	0,4 ... 1,0	tubes	Two-step model: includes droplet-wall heat-transfer
Polomik (1961, 1961, 1967) : /43/ $Nu = 1,36 \cdot 10^{-3} \cdot Re^{0,853} \cdot Pr^{0,33} \cdot (\dot{x}/1 - \dot{x})^{0,147} \cdot \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0,66}$ $Nu = 0,0039 \cdot (Re_V \cdot \dot{x} \cdot \frac{\rho_V}{\rho_L} (1 - \dot{x}))^{0,9}$ $Nu = 0,023 \cdot Re^{0,292} \cdot Pr^{0,33} \cdot (\dot{x}/1 - \dot{x})^{0,01} \cdot \dot{q}^{0,47}$ \dot{q} (BTU)	55 ... 100	1000...2450	0,4 ... 0,7	annuli	Coefficients and exponents obtained from least error analysis using high pressure data
Lee (1970): $T_w - T_{SAT} = 1,915 \left[\frac{\dot{q}}{\dot{m} \left(\dot{x} + \frac{1 - \dot{x}}{4,15}\right)} \right]$ /53/	140 ... 180	1000...4000	0,3 ... 0,75	tubes	
Tong (1964): $Nu = 0,005 \left(\frac{D \cdot \dot{w} \cdot \rho_L}{\rho_V} \right)^{0,8} \cdot Pr_W^{0,5}$ /70/	> 138	> 700	> 0,1	tubes	equation should be used at low quantity subcooled conditions
Polomik (1967) : /48/ $Nu = 0,00115 (Re_V)^{0,9} \cdot Pr_V^{0,3} \cdot \left(\frac{T_w}{T_{SAT}} - 1\right)^{-0,15}$	40... 100	700...2700	0,2 ... 1,0	2 rod bundles	
Collier (1972) : /79/ $\dot{q} \left[\frac{D \cdot 0,2}{(\dot{m} \cdot \dot{x})^{0,8}} \right] = \frac{1}{389} (T_w - T_{SAT})^m$ $m = 1,284 - 0,00312 \cdot \dot{m}$	69	> 1000	0,15...1,0	tubes and annuli	$T_w - T_{SAT} < 200 \text{ } ^\circ\text{C}$
Bishop (1965) : /65/ $Nu = 0,055 \left[Re_w \cdot \frac{\rho_{vw}}{\rho_v} \left(\dot{x} + \frac{\rho_v}{\rho_L} (1 - \dot{x})\right) \right]^{0,82} \cdot Pr_w^{0,96}$ $\dots \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_L}\right)^{0,34} \cdot \left(1 + \frac{26,9}{L/D}\right)$	165... 215	1350...3400	0,1 1,0	tubes	

Tab. 2: Post-dryout corrélations - voir liste de références /1/

empirique, ou à décrire les mécanismes de transfert thermique de la paroi et entre les phases. Une vue d'ensemble complète sur de tels modèles empiriques et semi-empiriques se trouve chez Chen et autres /28/, qui proposent un propre procédé de calcul complet sur la détermination des coefficients de transfert thermique et de température de la paroi.

Par ordre chronologique (sans tenir compte

du traitement empirique ou plutôt théorique du problème), on trouve les modèles de calcul de Iloeje (1974) /4/, Plummer (1974) /15/, Groeneveld et Delorme (1976) /23/, Ganic et Rohsenow (1976) /14/, Beattie (1977) /24/, Hein (1977) /2/, Saha et Dix (1977) /25/, Marinelli et Sabatto (1977) /26/, Varma (1978) /27/.

Les modèles semi-théoriques ont en commun de diviser le courant thermique de la pa -

Groeneveld

Geometry	a	b	c	d
Tubes	1.09×10^{-3}	0.989	1.41	- 1.15
Annuli	5.20×10^{-2}	0.688	1.26	- 1.06
Tubes and annuli	3.27×10^{-3}	0.901	1.32	- 1.50

Tab. 3: Constantes et exponents dans le corrélation (1) de Groeneveld pour différentes géométries.

roi $\dot{q}(z)$

$$\dot{q}(z) = \dot{q}_{v,c} + \dot{q}_{l,c} + \dot{q}_{l,w} + \dot{q}_{v,r} + \dot{q}_{l,r} \quad (4)$$

en courants partiels.

$\dot{q}_{v,c}$ transfert thermique convectif de la paroi à la vapeur

$\dot{q}_{l,c}$ transfert thermique convectif aux gouttes de liquide (sans contact avec la paroi)

$\dot{q}_{l,w}$ transfert thermique par contact des gouttes avec la paroi

$\dot{q}_{v,r}$ rayonnement thermique de la paroi à la vapeur

$\dot{q}_{l,r}$ rayonnement thermique de la paroi aux gouttes

Les parties de rayonnement peuvent être tenues pour négligeables et le contact des gouttes avec la paroi est seulement à prendre en compte lors du passage à l'ébullition de transition.

Des modèles phénoménologiques donnent des corrections empiriques pour la variation de la véritable teneur en vapeur, calculée d'après l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique. Groeneveld et Delorme /23/ adaptèrent aux données du déséquilibre les modèles empiriques d'équilibre, connus dans la littérature, par l'introduction de la véritable teneur en vapeur et de la température réelle de la vapeur $T_{v,a}$ et décrivent ainsi le flux thermique par convection de la paroi à la vapeur.

$$\frac{\dot{q}_{\text{forc. conv.}}}{T_w - T_{v,a}} = \frac{\lambda_f}{D} a \cdot \left[\frac{\dot{m}_{\text{TOT}} D}{\eta_f} \left[\dot{x}_a + \frac{S_v}{S_c} (1 - \dot{x}) \right] \right]^b \cdot Pr_f^c \left[e + f \frac{D}{L} \right]^g \quad (5)$$

Ils trouvent la température de la vapeur $T_{v,a}$ par une étude de paramètre

$$\frac{h_{v,a} - h_{v,e}}{\Delta h_v} = f \left[\dot{x}_e; \dot{x}_e - \dot{x}_{D_0}; Re_{\text{hom}}; Pr; \frac{p}{p_{cr}}; \frac{\dot{q} \cdot D \cdot c_{pve}}{\lambda_v \Delta h_v}; \frac{L}{D} \right] \quad (6)$$

et ils utilisent finalement pour l'enthalpie de surchauffe ($h_{v,a} - h_{v,e}$) la corrélation empirique

$$\frac{h_{v,a} - h_{v,e}}{\Delta h_v} = \exp(-\tan \psi) \quad (7)$$

où ψ est introduit par le nombre de Reynolds dans l'hypothèse d'un courant homogène

$$Re_{\text{hom}} = \left[\frac{\dot{m}_{\text{TOT}} D}{\eta_v} \left[\dot{x}_e + \frac{S_v}{S_c} (1 - \dot{x}_e) \right] \right] \quad (8)$$

dans la forme

$$\psi = a_1 \cdot Pr^a \cdot Re_{\text{hom}}^{a_2} \left[\frac{\dot{q} D c_{pve}}{\lambda_v \Delta h_v} \right]^{a_3} \sum_{i=0}^2 b_i \dot{x}_e^i \quad (9)$$

Les valeurs des coefficients et exponents dans l'équation 9 sont réunies dans le tableau 4.

Coefficient		Value	Range of Data for Correlation	
a_1		0.542803	Geometry	Tubes
a_2		0.061278	p (bars)	41 - 205
b_1		1.257597	\dot{m} (g/cm ² s)	27 - 515
b_2		- 1.131712	\dot{q} (W/cm ²)	15 - 270
b_3		0.965221	\dot{x}_e	0.10 - 1.50
c_1		1.235840	T_w (°C)	400 - 845
c_2		- 0.655306	No of points	1402
c_3		0.439400	RMS error on T_w (%)	6.82

Tab. 4: Groeneveld et Delorme /23/ corrélation de déséquilibre vapeur qualité - table des coefficients -

L'équation représente bien, en particulier pour des pressions élevées (70-215 bar), les températures de la paroi qu'on peut attendre dans une chaudière, comme le montre un exemple dans la figure 8. Dans cette figure se trouve en comparaison aussi le résultat d'un calcul pour un équilibre thermodynamique supposé entre liquide et vapeur. La figure 9 montre l'influence de la pression, du débit massique de la teneur en vapeur et du flux thermique sur le degré du déséquilibre thermodynamique, comme l'équation de Groeneveld/Delorme le prévoit.

D'une nature plus empirique est l'équation de Marinelli et Sabatto /26/ qui repose sur l'idée que la limite thermique de la vapeur en aval du point de dryout peut être traitée dans une première approche comme le courant d'entrée dans un tuyau.

$$\alpha_{ov} = f \left(\frac{\dot{m}_{\text{TOT}}}{\dot{q}} \right) \frac{Pr^{1/3} \lambda (v + (v_v - v_l) \dot{x})^{0.8} \cdot \dot{m}_{\text{TOT}}^{0.8}}{v^{0.8} (z - z_{D_0})^{0.2}} \quad (10)$$

Le but de leur travail était une corrélation simple pour l'usage pratique. La fonction de correction $f(\dot{m}_{\text{TOT}}/\dot{q})$ tient compte

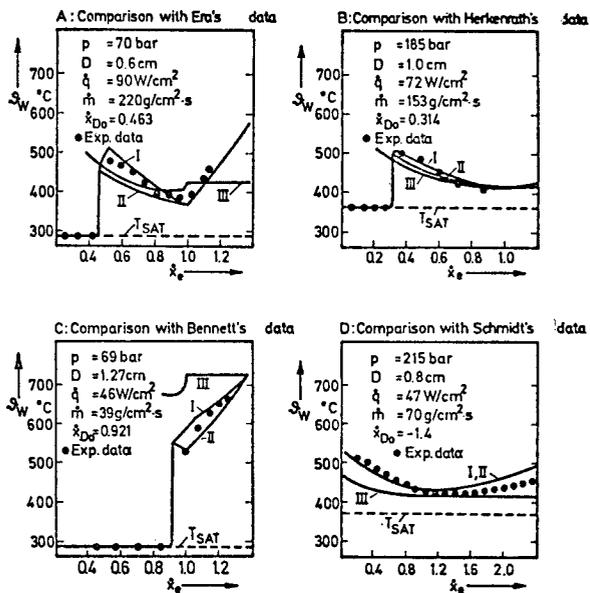


Fig. 8: Variation de la température de la paroi avec titre massique

Plummer /15/ suppose dans le cas du déséquilibre thermodynamique qu'il existe une relation linéaire entre la teneur réelle en vapeur \dot{x}_a et la teneur en vapeur d'équilibre \dot{x}_e

$$(\dot{x}_a - \dot{x}_{D0}) = \chi(\dot{x}_e - \dot{x}_{D0}) \quad (11)$$

χ est alors une constante de corrélation et \dot{x}_{D0} la teneur en vapeur au point de dryout. Considérant le contact des gouttes avec la paroi, il en arrive ensuite à deux courants partiels, celui de la vapeur et celui des gouttes.

$$\dot{q} = \alpha_{wv} \cdot [T_w - T_v] + \alpha_{wd} \cdot [T_w - T_{SAT}] \quad (12)$$

Dans l'équation pour le transfert thermique convectif à la vapeur le glissement entre les phases est exprimé par la teneur volumétrique locale en vapeur et le profil de température à proximité de la paroi par le changement de viscosité. De plus, l'équation tient compte de la formation d'une couche limite le long du courant en aval du point de dryout.

$$\alpha_{wv} = 0,023 \frac{\lambda_v}{D} \left[\frac{\dot{m}_{TOT} \dot{x}_a D}{\eta_v} \right]^{0,8} \cdot Pr_v^{1/3} \left[\frac{\eta_v}{\eta_{vw}} \right]^{0,4} \left[1 + 0,3 \left(\frac{D}{L_{D0} + 0,01 D} \right)^{0,7} \right] \quad (13)$$

Le transfert thermique de la paroi aux gouttes de liquide dépend, d'après Plummer, surtout de la teneur volumétrique locale en vapeur ϵ et de la pellicule de liquide δ formée au contact de la paroi.

$$\alpha_{wd} = \frac{\lambda_{lf}}{\delta_f} (1 - \epsilon) \exp\left(-\frac{2D}{L_{D0}}\right) \quad (14)$$

Pour résoudre les équations (12-14) Plummer a besoin d'informations sur la température réelle en vapeur $T_{v,a}$, la teneur volumétrique locale en vapeur ϵ , l'épaisseur de la pellicule de liquide δ_f et la constante de corrélation χ . Plummer tire ces valeurs d'un bilan d'énergie, d'une corrélation pour le glissement qui donne des résultats de glissement très élevés, ainsi que de l'hypothèse que l'épaisseur de la pellicule humidifiante est proportionnelle à l'épaisseur de la pellicule au point dryout aux parts de liquide.

Ganic et Rohsenow /14/ supposent également qu'un dépôt bref de gouttes se forme et ils partagent le flux thermique de la paroi en trois courants partiels.

$$\dot{q} = \dot{q}_v + \dot{q}_l + \dot{q}_r \quad (15)$$

Le flux thermique à la vapeur est exprimé dans la corrélation monophasique bien connue.

$$\dot{q}_v = 0,023 \frac{\lambda_v}{D} Re_v^{0,8} Pr_v^{0,4} (T_w - T_{SAT}) \quad (16)$$

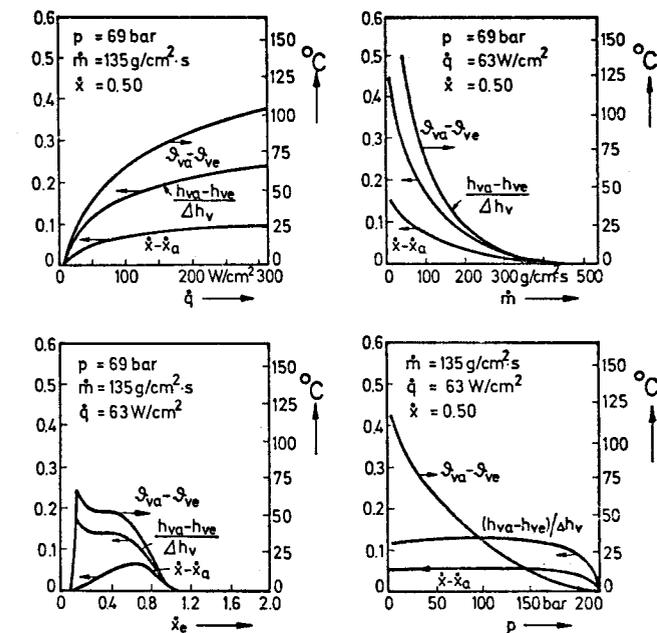


Fig. 9: Effets paramétriques sur l'équation de déséquilibre thermique de Groeneveld-Delorme /23/

de l'évaporation des gouttes au moyen du profil de vitesse de la vapeur. Le nombre de Reynolds dans l'équation 10 n'est pas obtenu comme d'habitude par le diamètre hydraulique mais par la distance au point de dryout. Une série de modèles considère aussi un contact bref des gouttes comme un phénomène non négligeable ce qui élargit leur validité dans le domaine de l'ébullition de transition.

Les nombres de Reynolds et de Prandtl y sont liés au pur courant de vapeur. La part de rayonnement peut être calculée à l'aide des équations bien connues dans la littérature. On doit y tenir compte du coefficient d'absorption de la vapeur et du liquide, ainsi que du facteur de l'angle de visibilité entre la paroi et les gouttes. On part de l'hypothèse que le flux thermique de la paroi aux gouttes est proportionnel au produit du dépôt des gouttes N et du transfert thermique Q_d à chaque goutte.

$$\dot{q}_l = N \cdot Q_d = w_g \cdot (1 - \epsilon) \cdot g_c \cdot \Delta h_v \cdot f \exp\left(1 - \left(\frac{T_w}{T_{SAT}}\right)^2\right) \quad (17)$$

Ce produit peut être exprimé par la vitesse de dépôt des gouttes w_g et par en facteur cumulatif de dépôt des gouttes f qui sont fonction de la vitesse de la vapeur et du diamètre des gouttes. Pour la diamètre maximal des gouttes, Ganic et Rohsenow se servent du nombre critique de Weber et en tirent, en tenant considération du spectre des gouttes, un diamètre moyen et un diamètre le plus vraisemblable des gouttes. Le cours des gouttes dans la vapeur et ainsi le facteur de dépôt f sont fonction du spectre des gouttes et des conditions de courant dans la vapeur, dont Ganic et Rohsenow tiennent compte en s'appuyant sur l'analogie de Reynolds sur le facteur de perte de pression du courant de vapeur. Le procédé de calcul, comme le montre dans la figure 10 un exemple de me-

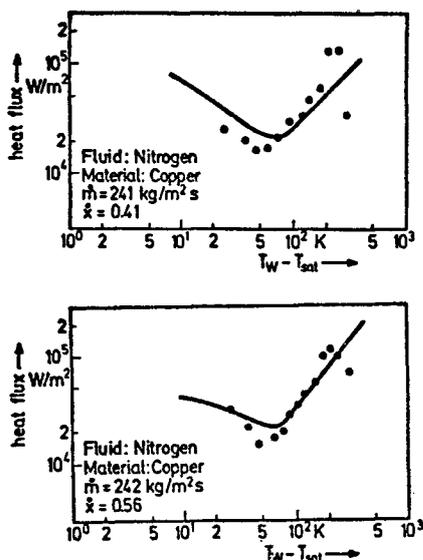


Fig. 10: Flux thermique vs surchauffe de paroi pour un courant d'azote /14/

sure avec de l'azote, traduit bien la surchauffe de la paroi et conserve aussi sa validité dans le domaine de l'ébullition de transition à cause de son modèle de dépôt de gouttes. Sa formulation physique fondamentale ne le limite pas à l'azote,

mais permet également de calculer le flux thermique dans des réfrigérants et dans l'eau.

Saha et Dix /25/ supposent aussi à l'origine un partage du flux thermique de la paroi en trois (éq. 15), mais après une longue discussion sur les différentes influences sur l'humidification de la paroi, ils arrivent à la conclusion que celle-ci, après une courte distance en aval du point dryout, n'a que peu d'influence sur l'ensemble de l'échange thermique et ainsi sur la température de la paroi. Cette constatation est confirmée par les mesures les plus récentes de Roko et autres /45/, qui, comme le montre la figure 18, constatèrent dernière le point dryout une ébullition de transition et ainsi un dépôt plus élevé des gouttes sur une distance de seulement 5 à 20 cm. Avec le périmètre chauffé P_h , la coupe du noyau de la vapeur A_c et la chaleur d'évaporation Δh_v on obtient ensuite la quantité de vapeur produite à partir des gouttes d'après l'équation 18 sur la convection de la chaleur de la vapeur aux gouttes.

$$\dot{m}_v = \frac{\dot{q}_d \cdot P_h}{A_c \cdot \Delta h_v} \quad (18)$$

A partir du bilan d'énergie,

$$\dot{q}_d \cdot P_h \cdot \Delta z = N_d \cdot A_c \cdot \Delta z (\pi \delta^2) \alpha_{v,d} \cdot (T_w - T_d) \quad (19)$$

de l'hypothèse que le nombre des gouttes N_d par unité de volume est proportionnel à la teneur volumétrique locale en vapeur et inversement proportionnel à la troisième puissance du diamètre moyen des gouttes.

$$N_d = \frac{1 - \epsilon}{\frac{\pi}{6} \cdot \delta^3} \quad (20)$$

ainsi que de la considération de l'équation empirique de Drake /29/, on peut définir la quantité de gouttes évaporée et par suite le déséquilibre thermodynamique. Pour cela, on s'est encore servi d'un facteur de correction pour l'efficacité de l'échange thermique de la vapeur aux gouttes, qui dépend de l'éloignement du point dryout.

Historiquement, Iloeje et autres /4/ furent les premiers qui proposèrent de partager le transfert thermique au cours du refroidissement vaporisé dans le domaine post-dryout en plusieurs courants partiels de chaleur, suivant l'équation 15, ce qui ensuite fut utilisé sous différentes formes dans les modèles de calcul discutés plus haut. L'équation d'Iloeje et autres se laisse représenter sous la forme

$$\begin{aligned} \dot{q} = & C \left[\frac{R_v \cdot \sigma \cdot g_c \cdot c_{pL} \cdot T_{SAT}^2}{p \cdot \Delta h_v} \right] \left(\frac{1 - \dot{x}}{\dot{x}} \right) \frac{w_v \cdot \sqrt{f}}{\delta} \exp\left[-\frac{\Delta T_w}{\Delta T_m}\right] + \dots \\ & + \lambda (1 - \epsilon) \left(1 - \exp\left[-\frac{\Delta T_w}{\Delta T_m}\right] \right) \frac{4 \lambda_{vt}}{\delta} \left[(1+r) \ln\left(1 + \frac{1}{r}\right) - 1 \right] \Delta T_w + \dots \\ & + 0,023 \cdot \epsilon \cdot \frac{\lambda_{vb}}{D} \cdot Re_{vb}^{0,8} Pr_{vb}^{0,4} \Delta T_{wv} \end{aligned} \quad (21)$$

où

- R_V = constante de gaz universel
- P = pression du système
- λ_v = conductivité thermique de la vapeur
- ϵ = teneur en vapeur
- c_l = capacité calorifique spécifique
- k = hauteur de rugosité
- $\Delta T_{wv} = T_w - T_v$ = surchauffe de la paroi comparaison à la vapeur

signifient.

$$r = \frac{2k}{\delta} \left[\frac{\Delta T_w}{\Delta T_m} / (1 - \exp(-\frac{\Delta T_w}{\Delta T_m})) (1 + \frac{\Delta T_w}{\Delta T_m}) \right]^{1/3} \quad (22)$$

Au cours de l'utilisation de ces modèles de courants partiels de chaleur, que l'on nomme dans la littérature modèles pluriphasiques, se pose toujours la question de savoir quelle part quantitative ont les courants partiels de chaleur (éq. 15) sous les différentes conditions fluidodynamiques et thermodynamiques. Iloeje et autres évaluèrent avec leur modèle ces parties et on constate dans la figure 11 que c'est seulement

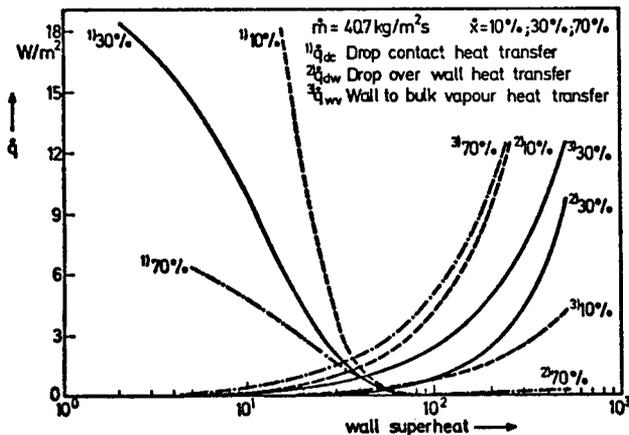


Fig. 11: Changement des composants de l'ensemble de flux thermique avec titre massique /4/

pour des petites surchauffes de la paroi que le contact des gouttes se charge presque exclusivement du refroidissement de la paroi. L'évaporation de la limite de couche des gouttes est, en grande partie, fonction de la concentration des gouttes et devient, pour une teneur en vapeur supérieure à 50 %, négligeable, de telle sorte qu'on peut ici calculer exclusivement avec le refroidissement par vapeur surchauffée.

Un rôle essentiel dans les modèles discutés joue la prévision du spectre des gouttes, pour laquelle on utilise, la plupart du

du temps, le nombre critique de Weber et parfois une fonction statistique de la répartition. De nouvelles mesures, publiées ces derniers temps par Ueda /11/ et Langner /30/, qui les ont effectuées non avec de l'eau mais avec les réfrigérants R-113 et R-12, peuvent être utilisées pour examiner les hypothèses théoriques. Ueda examina le spectre des gouttes dans le domaine post-dryout et trouva, comme le montre la figure 12, des spectres de gouttes entre

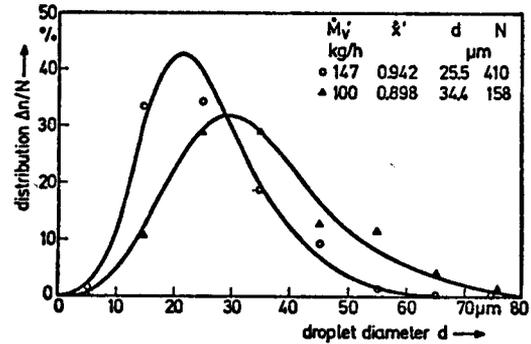


Fig. 12: Repartition des diamètre de gouttes /11/

0,01 et 0,06 mm de diamètre. Langner par contre exécuta ses mesures en amount du point dryout, c'est à dire dans un courant annulaire humidifiant, et y constata des diamètres de gouttes beaucoup plus grands entre 0.1 et 0.9 mm.

3. ÉBULLITION EN PELLICULE

Les phénomènes de transfert de chaleur sont fondamentalement différents pour l'ébullition en pellicule et sous les conditions du refroidissement vaporisé. Bien qu'il y ait suffisamment de liquide, il se forme après le dépassement de la charge critique de la surface de chauffe, comme le montre la figure 13, entre la paroi chauffante et le

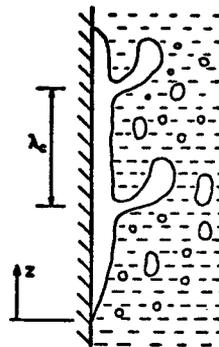


Fig. 13: Représentation schématique des conditions post CHF

liquide, une pellicule de vapeur dont se détachent des bulles qui sont emportées par le liquide. Le processus de transfert de chaleur se laisse beaucoup plus facilement décrire, si l'on suppose, en simplifiant, que la vapeur coule de manière la-

minaire dans la pellicule et qu'elle a, à la limite des phases, une tension d'impulsion négligeable. On suppose également que les écarts des colonnes de bulles, qui se détachent de la pellicule, obéissent, selon leur orientation, à l'instabilité de Taylor ou de Helmholtz. On en arrive ensuite pour le transfert thermique aux théories bien connues de Bromley ou Berenson. Ces modèles de transfert thermique sont analogues aux équations sur la condensation de la pellicule, qui reposent sur la théorie de la surface de l'eau de Nusselt. On se reportera pour une vue d'ensemble complète de ces modèles de calcul aux travaux de Hsu /31/ et de Bressler /32/.

En supposant un courant turbulent dans la pellicule de vapeur, on peut, d'après Wallis et Collier /33/, pour l'orientation verticale s'appuyer sur les lois de la convection mélangée et l'on obtient ensuite le coefficient de transfert thermique comme fonction du nombre de Reynolds en relation avec l'épaisseur de la pellicule de vapeur, du nombre modifié de Grashof (pour lequel la différence de masse volumique entre la vapeur et le liquide donne l'expression de la poussée verticale), et du nombre de Prandtl. Suryanarayana et Merte /34/ ont développé, sur la base de la théorie des couches de limites turbulentes, une analyse pour l'ébullition en pellicule sur des surfaces chauffées verticales, qui prend aussi égard à l'effet d'oscillation entre les phases par un facteur d'augmentation, qui tient compte de l'amélioration du transport thermique, par suite de l'ondulation de la limite de phase, par rapport à une limite de phase plate. Un résumé et une courte description de ces modèles plus anciens se trouvent chez Collier /1/. C'est pourquoi les discussions se limiteront ici aux théories plus nouvelles.

S'appuyant sur l'équation de Bromley, Hsu /35/ a donné la corrélation

$$\alpha = 1456 \cdot 10^3 \exp(-376 \cdot 10^{-3} \cdot p^{0,733} \cdot \Delta T_{SAT}) + \dots + 0,62 \left[\frac{\lambda_v^3 \rho_v (\rho_L - \rho_v) g \Delta h_v}{\eta_v (\overline{T}_v - T_{SAT}) L_T} \right]^{0,25} \quad (23)$$

dans laquelle autrement que Bromley, il utilise comme longueur caractéristique la longueur d'onde de la limite des phases L_T

$$L_T = 2\pi \left[\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)} \right]^{0,5} \quad (24)$$

calculée d'après l'instabilité de Taylor et il tient compte de l'influence de la pression par une fonction empirique additive. Pour l'orientation verticale et les conditions d'immersion au cours du refroidissement d'urgence du core, Leonard et autres /36/ n'utilisent pas l'instabilité de Taylor mais celle de Helmholtz pour la calcul

lation de la longueur caractéristique L_H

$$L_H = 16,24 \left[\frac{\sigma^4 \Delta h_v^3 \cdot \eta_v^5}{\rho_v (\rho_L - \rho_v)^5 \cdot g^5 \cdot \lambda_v^3 \cdot (\overline{T}_w - T_{SAT})^2} \right]^{0,5} \quad (25)$$

qu'ils utilisent dans l'équation de Bromley

$$\alpha = 0,62 \left[\frac{\lambda_v^3 \rho_v (\rho_L - \rho_v) \Delta h_v g}{\eta_v (\overline{T}_w - T_{SAT}) \cdot D} \right]^{0,25} \quad (26)$$

Kutateladze /37/ introduit le nombre de Galilei pour la calcul du transfert thermique par ébullition en pellicule

$$Nu = A \left[\frac{Ga_v \cdot Pr_v \cdot (1 - \frac{\rho_v}{\rho_L})}{\frac{\rho_v}{\rho_L} \left[\frac{\lambda_v}{1 + \lambda_v/2} \right]} \right]^{0,25} \quad (27)$$

La constante A augmente selon la géométrie de 0,5 à 0.707.

Les recherches les plus récentes de Groeneveld /38/ s'occupent, comme Leonard, des données spécifiquement nucléaires du transfert de chaleur par l'ébullition en pellicule, pendant l'immersion au cours du refroidissement d'urgence. La figure 14, ti-

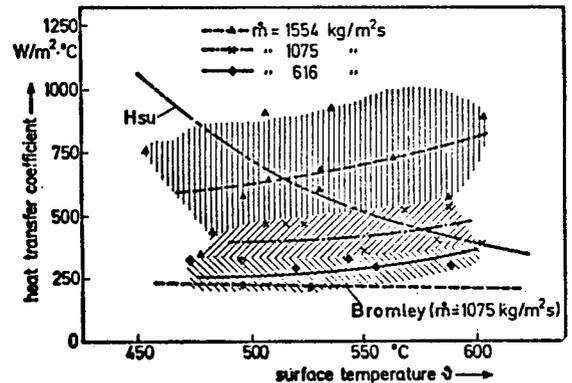


Fig. 14: Coefficients de transfert thermique de l'ébullition de transition vs température de la paroi

rée du travail de Groeneveld /38/, montre que l'équation de Bromley représente une enveloppante inférieure des résultats très divergents des mesures et que l'équation de Hsu traduit en moyenne les valeurs assez exactement. La grande divergence des valeurs mesurées ne s'explique en aucun cas par une technique de mesure insuffisante au cours des expériences: pour les données spécifiques des essais d'immersion de refroidissement d'urgence un nombre de paramètres non directement influençables dans l'expérience, jouent un rôle qui peut modifier d'une manière considérable le coefficient du transfert de chaleur. Ceci est valable pour tous les essais d'immersion et c'est pourquoi il convient d'être

prudent pour l'évaluation de telles expériences.

Les essais de Rao /39/ avaient pour but un autre domaine d'application, celui du refroidissement de pièces de métal très chaudes pendant les procédés de fabrication. Il décrit les résultats de mesures du coefficient de transfert thermique entre les gouttes de liquide non humidifiantes d'un mélange d'eau-éthanol et CCl_4 et une paroi lisse. Il détermina le pourcentage d'évaporation des gouttes et définit, à partir de ses mesures, l'épaisseur de la couche de liquide qui se forme à partir des gouttes au dessus de la pellicule de vapeur, ainsi que les coefficients de transfert thermique. Ces derniers sont, d'après ses mesures, indépendants de la masse originale des gouttes et du progrès du processus d'évaporation.

Comparés avec la littérature sur le refroidissement vaporisé, les résultats disponibles des mesures de l'ébullition en pellicule sont beaucoup moins nombreux et d'une exactitude bien moindre. La raison pour le manque de résultats expérimentaux d'une haute exactitude est aussi bien à chercher dans le fait que les expériences doivent avoir lieu avec des températures de paroi extrêmement élevées, que dans le fait qu'elles ne peuvent être exécutées que dans des conditions de transition, c'est à dire pendant le refroidissement d'un corps métallique brûlant dans un bain liquide.

Lorsque le liquide est surfondu, on ne possède que très peu d'informations sur le transfert thermique au cours de l'ébullition en pellicule. L'échange de matière et d'impulsion à la limite des phases se modifie ici considérablement par rapport aux conditions de saturation, parce que, par l'effet de condensation de la vapeur sur le liquide surfondu, se forment en direction de la paroi des forces d'accélération qui augmentent considérablement la turbulence de la pellicule de vapeur et peuvent même conduire à une humidification temporaire. Lauer /40/ a mesuré l'échange thermique au cours de l'ébullition en pellicule surfondue avec des corps d'essais cylindriques et sphériques et a essayé de représenter ses résultats de mesure par une équation empirique. La figure 15 montre qu'une surfusion de liquide améliore considérablement le transfert thermique au cours de l'ébullition en pellicule.

Le transfert thermique au cours de l'ébullition en pellicule, avec un liquide en saturation ou en surfusion est d'une importance considérable pour différents domaines d'application, en particulier pour la prévision de tensions thermiques dans des morceaux

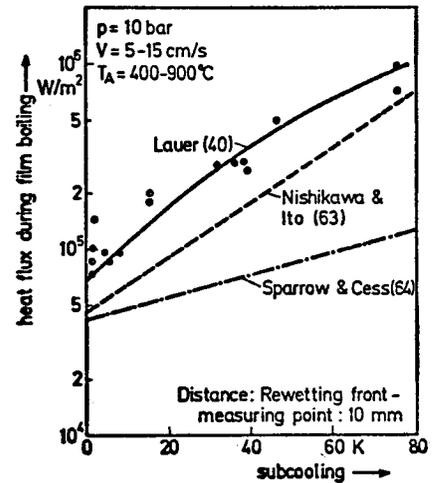


Fig. 15: Comparaison de différents modèles de transfert thermique pour l'ébullition en pellicule /40/

métalliques brûlants, chaque brusquement par un liquide. C'est pourquoi apparaissent ici particulièrement urgentes des expériences soigneusement projetées, d'une bonne reproductibilité et se servant d'une technique de mesure d'avantgarde.

4. EBULLITION DE TRANSITION

Lorsque la charge critique des surfaces de chauffe est dépassée et avant la formation de l'ébullition en pellicule ou du refroidissement vaporisé, on observe parfois un mécanisme de transfert thermique qui produit un coefficient de transfert thermique en diminution, lorsque la différence de température entre paroi et fluide devient toujours plus grande (fig. 1) et qui ne demeure pas stable, lorsque les essais ont lieu avec une charge imposée des surfaces chauffantes, par exemple, par un échauffement de Joule de la paroi chauffante comme résistance électrique, parce que la moindre perturbation mène à une ébullition avec bulles ou en pellicule. Des résultats stables ne seraient possibles qu'avec des températures contrôlées de la paroi, obtenues par chauffage avec un fluide chauffant, ce qui n'est pas réalisable, par exemple, avec l'eau à cause des hautes densités de courant thermique nécessaires. C'est pourquoi Stephan /41/ a indiqué un procédé de chauffage hybride au cours duquel une partie de la chaleur est amenée par un chauffage électrique direct et le reste à l'aide d'un fluide chauffant. Par une manipulation appropriée des deux courants thermiques, on peut obtenir de manière stable chaque état dans l'ébullition de transition. Une vue d'ensemble complète de la littérature dans le domaine de l'ébullition de transition se trouve dans le travail de Groeneveld et Fung /42/, qui ont

rassemblé les recherches expérimentelles et théoriques disponibles jusqu'à l'année 1975 et les ont comparées de manière critique. C'est pourquoi on ne donnera pas ici une représentation complète de ce domaine. Groeneveld et Fung définissent l'ébullition de transition comme une combinaison d'ébullition avec bulles instable. Cette dernière joue un rôle essentiel, pour le transfert thermique de la paroi. Ceci signifie que les influences connues des paramètres au cours de l'ébullition avec bulles sont valables aussi pour l'ébullition de transition. D'après les recherches de Groeneveld et Fung, les corrélations données pour l'ébullition de transition ne sont valables que dans des domaines limités et même là avec une inexactitude considérable (fig. 16 et 17). Bien entendu

les corrélations discutées dans le paragraphe 2.2 sont aussi valables pour l'ébullition de transition dans la mesure où elles incluent une humidification de la paroi par des gouttes.

Comme exemple pour les corrélations (10-15) qui se trouvent dans la littérature, on donnera ici l'équation de Tong /43/

$$\dot{q}_{TB} = \dot{q}_{NB} \cdot \exp \left[-0,001 \frac{\dot{x}_e}{\frac{d\dot{x}_e}{dz}} \left[\frac{\Delta T_{SAT}}{100} \right]^{1+0,0016 \Delta T_{SAT}} \right] \quad (28)$$

Elle fut développée spécialement pour les phénomènes de refroidissement dans les réacteurs à eau bouillante et à haute pression des centrales nucléaires.

Parmi les travaux les plus récents, publiés après 1976, on nommera les recherches de Dhir /44/ qui effectua des mesures, en plongeant des boules de cuivre et d'argent dans l'eau avec des surfusions jusqu'à 60 K. On retiendra de ses résultats que le coefficient de transfert thermique au cours de l'ébullition de transition se laisse aussi représenter à l'aide du nombre de Jakob.

Pour l'application pratique, l'ébullition de transition n'a pas la même signification que l'ébullition en pellicule ou le transfert thermique au cours du refroidissement vaporisé, parce qu'on suppose la plupart du temps de manière conservative qu'au cours du dépassement de la charge critique des surfaces de chauffe, l'ébullition avec bulles devient directement une ébullition en pellicule. On surestime ainsi la température de surface de chauffe. Cette manière d'agir est aussi souvent dans la pratique justifiée, puisque les mesures de Roko /45/ dans la figure 18 montrent que, du moins

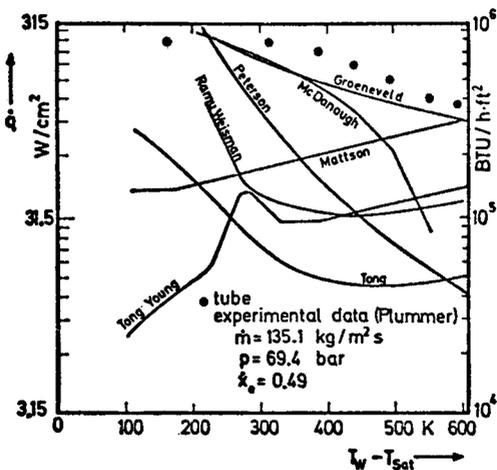


Fig. 16: Comparaison des corrélations pour l'ébullition de transition et des mesures de Plummer /42/

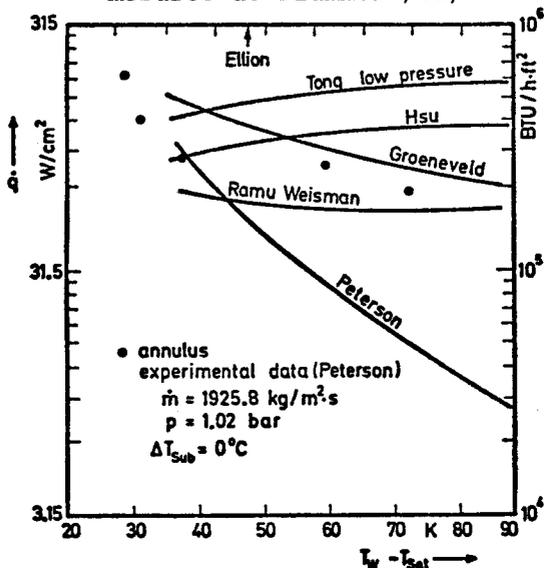


Fig. 17: Comparaison des corrélations pour l'ébullition de transition et des mesures de Peterson

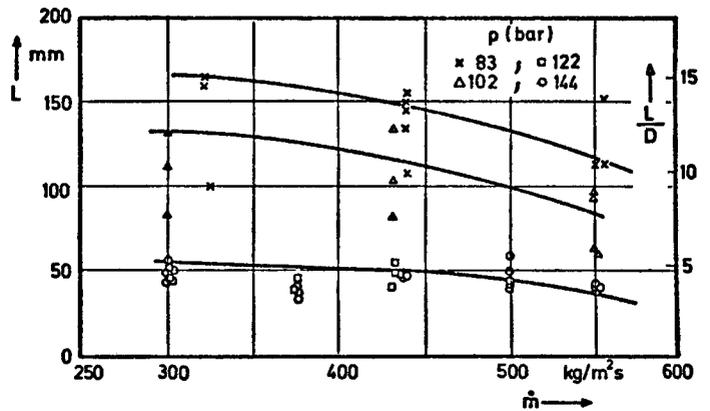


Fig. 18: Longueur de transition vs vitesse de masse en fonction de la pression du system /45/

pour de hautes pressions, la longueur dans le canal de courant sur lequel s'étend l'ébullition de transition, n'est que petite et diminue avec un flux massique croissant. C'est pourquoi ce mécanisme d'ébullition ne joue aucun rôle pour la calculation de chaudières chauffées avec des matières fossiles.

Cependant, en corrélation avec des recherches sur le refroidissement d'urgence des réacteurs nucléaires, la compréhension de l'ébullition de transition est intéressante et essentielle, parce qu'on peut en retirer des informations fondamentales pour des modèles améliorés de réhumidification.

5. RÉHUMIDIFICATION

De même que l'ébullition de transition, la réhumidification est aussi à classer entre le transfert thermique post-dryout et l'ébullition avec bulles. Elle est souvent traitée dans la littérature de telle sorte qu'on considère le refroidissement préalable de la paroi brûlante par un processus de transfert thermique non humidifiant ainsi que la conductivité thermique longitudinale dans un matériau solide du domaine post-dryout jusque dans le domaine humidifié et au'on fixe une température par exemple la température de Leidenfrost, pour laquelle une humidification durable peut se produire.

Dans la littérature, on trouve une série d'expériences de date récente /46-50/, sur la réhumidification de surfaces brûlantes. La coincidence des résultats est cependant limitée. Yu /50/ donne une vue d'ensemble des méthodes de calcul pour la description des phénomènes de réhumidification et pour la prévision de pourcentages de réhumidification. Lee et autres /49/ ont examiné l'influence de la surfusion du liquide (fig. 19) et ont prouvé que la réhumidifi-

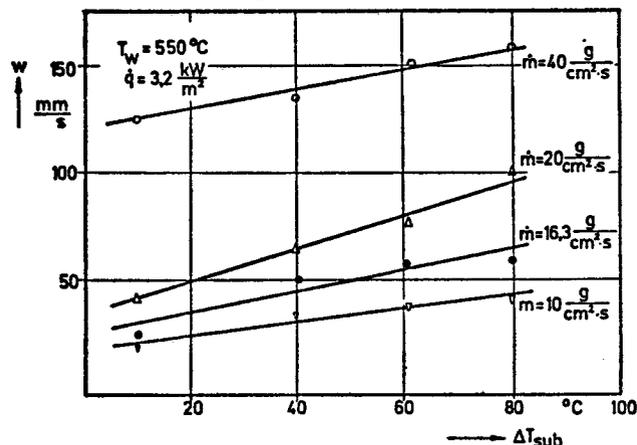


Fig. 19: L'effet de la surfusion du réfrigérant sur la vitesse de la réhumidification /49/

cation s'accélère avec l'augmentation de la surfusion, ce que l'on peut expliquer de

manière plausible, parce que l'échange thermique dans les domaines de l'ébullition en pellicule et de l'ébullition en transition est considérablement amélioré. Ils furent les premiers à examiner l'influence de l'orientation de la paroi à humidifier. Leurs résultats montrent que les pourcentages de réhumidification sont plus petits de 20 à 30 % pour les surfaces horizontales que pour les verticales. Vraisemblablement ceci s'explique par le fait que les surfaces verticales au dessus du front de réhumidification sont mieux refroidies préalablement par les effets de poussée verticale.

Le transport thermique dans la partie humidifiée, dans laquelle on trouve une ébullition avec bulles est décisive pour le transfert thermique par conductivité longitudinale. En rapport avec cette question, Jakob /51/ a examiné si les équations du transfert thermique par l'ébullition stationnaire avec bulles peuvent être utilisées dans les conditions instables de la réhumidification. Il constata, peu après l'humidification, des différences de température plus élevées entre la paroi et le liquide bouillant et en tira la conclusion que les coefficients de transfert thermique étaient plus petits.

On a encore peu de réponse à la question de savoir, à partir de quelle surchauffe maximale de la paroi au dessus de la température de saturation du liquide se produit la réhumidification. On se sert, par exemple, ici de la température de la formation homogène de germes ou de la température de Leidenfrost.

Yao et autres /52/ confirment des observations antérieures, selon lesquelles les températures de réhumidification dépendent fortement de la consistance de la surface - rugosité, fouling - et selon lesquelles la réhumidification, pour des matériaux thermiques stables, commence à partir de températures essentiellement plus basses que la température de formation homogène de germes que l'on avait souvent supposé à cet effet.

6. NÉCESSITÉ DE FUTURES RECHERCHES

Au cours des dernières années, des travaux théoriques et expérimentels ont apporté un progrès essentiel dans la compréhension des phénomènes spécifiques de transfert thermique post-dryout et permis une prévision plus exacte et plus sûre du coefficient de transfert thermique. Ceci est en particulier valable pour le domaine du flux dispersé, pour lequel on dispose de modèles théoriques et fondés sur des données physiques. Les équations qu'on y emploie ont cependant besoin d'information expérimentelle supplémentaire et d'une confirmation,

en particulier du transfert thermique entre gouttes et vapeur, des phénomènes de courant dans la couche limite proche de la paroi et des critères d'humidification de la paroi. Pour des pressions et des vitesses de courant basses les coefficients de transfert thermique ne sont pas encore assurés expérimentalement, de telle sorte qu'on a besoin dans ce domaine de mesures supplémentaires.

Beaucoup moins fondées que pour le flux dispersé, sont les connaissances sous les conditions de l'ébullition en pellicule. Ici, non seulement les modèles de calcul ont besoin d'un approfondissement théorique supplémentaire, mais aussi les résultats obtenus au cours des mesures se situent dans un vaste éventail. Cela vaut, en particulier, pour l'ébullition en pellicule dans un liquide surfondu, au cours de laquelle des effets de condensation à la limite des phases provoquent une violente turbulence dans la pellicule de vapeur et peuvent causer une brève humidification de la paroi, ce qui influence considérablement le transfert thermique. Des recherches systématiques seraient nécessaires pour une meilleure compréhension des phénomènes comme fondement d'une prévision théorique exacte des coefficients de transfert thermique.

Dans le domaine de l'ébullition de transition également, on a besoin de recherches supplémentaires pour résoudre la question de savoir sous quelles conditions hydro- et thermodynamiques une brève et partielle humidification se produit et quelle influence ces mécanismes d'humidification ont sur le flux thermique.

Références

- / 1/ Collier, J.G., Post-Dryout Heat Transfer - A Review of Current Position. Proceedings of the "NATO Advanced Study Institute on Two-Phase Flow and Heat Transfer", 1976, Istanbul, Turkey, Hemisphere Publishing, New York 1978
- / 2/ Hein, D., Köhler, W., The Role of Thermal Non-Equilibrium in Post-Dryout Heat Transfer Paper Presented at the "European Two-Phase Flow Group Meeting 1976" Grenoble (France)
- / 3/ Bailey, N.A., Dryout and Post-Dryout Heat Transfer at Low Flow in a Single Tube Test Section - AEEW Report No.1068, 1977
- / 4/ Iloeje, O.C., Plummer, D.N., Rohsenow, W.M., Griffith, P., A Study of Wall Wet and Heat Transfer in Dispersed Vertical Flow, MIT Dept. of Mech. Engineering Report 72718-92, Sept. 1974
- / 5/ Yadigaroglu, G., The Reflooding Phase of the LOCA - State of the Art. Proceedings "NATO-Advanced Study Institute on Two-Phase Flow and Heat Transfer", 1976, Istanbul, Turkey, Hemisphere Publishing, New York.
- / 6/ Belda, W., Viert, K.P., Mayinger, F. Theoretische und experimentelle Untersuchungen auf dem Gebiet der Reaktorsicherheit über Modellgesetze für instationäre Wärmeübergangsbeziehungen in wassergekühlten Reaktoren bei Notkühlung, BMFT-Research-Report FB RS 48-05, Juli 1975
- / 7/ KWU, Erlangen, Notkühlprogramm - Hochdruckteil, Research Report FB RS 37/2 Teil II-A Concerning Blowdown Test with 4-Rod Bundles: Calculation of Heat Transfer Coefficient, KWU - Erlangen RD 23, Sept. 1975
- / 8/ Collings, B.L., Crapo, H.S., Sackett, Experiment Data Report for Semiscale Mod 1 Test S-O2-6 - Blowdown Heat Transfer Test - TREE-NUREG-Report 1037, Jan. 1977 Internal Publication for USNRC
- / 9/ Farman, R.F., Cermak, J.O., POST-DNB Heat Transfer During Blowdown Westinghouse Electric Corporation WCAP 9005/3 (1975)
- /10/ Turner, D.M., Rod Bundle Film Boiling Heat Transfer Experiments, ASME-Paper 77-HT-94, April 1977
- /11/ Ueda, T., Tanaka, H., Koizumi, Y., Dryout of Liquid Film in High Quality R 113 Upflow in a Heated Tube, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto/Can.
- /12/ Janssen, E., Kervinen, J.A., Film Boiling and Rewetting, General Electrics Report NEDO 20975, Aug. 1975
- /13/ Fung, K.K., Forced Convection Boiling M. Sc. Thesis, University of Toronto, 1977
- /14/ Ganic, E.N., Rohsenow, W.M., Dispersed Flow Heat Transfer, Int. Journal of Heat and Mass Transfer 20(1977) 855
- /15/ Plummer, D.N., Post Critical Heat Transfer to Flowing Liquid in a Vertical Tube, Ph.D.-Thesis, Massachusetts Institute of Technology, May 1974
- /16/ Tagaki, T., Ogasawara, M., Some Characteristics of Heat and Mass Transfer in Binary Mist Flow, Proceedings Fifth International Heat Transfer Conference, Tokyo, Sept. 1974

- /17/ Condie, K.G., Bengtson, S.J., Richlen, S.L., Post-CHF Heat Transfer Data - Analysis, Comparison and Correlation, Statistical Regression Analysis of Post-CHF Experimental Data - Aerojet Nuclear Comp., Interim Report i-212-74-2.1
- /18/ Groeneveld, D.C., An Investigation of Heat Transfer in the Liquid Deficient Region, AECL-Report 3281 (1969)
- /19/ Mattson, R.J., Condie, K.G., Bengtson, S.J., Obenchain, C.F., Regression Analysis of Post-CHF Flow Boiling Data Proceedings Fifth International Heat Transfer Conference, Tokyo, Sept. 1974
- /20/ Slaughterbeck, D.C., Mattson R.J., Ybarrondo, L.Y., Condie, K.G., Statistical Regression Analysis of Experimental Data for Film Boiling Heat Transfer, ASME-Paper 73 HT 20, 1973
- /21/ Laverty, W.F., Rohsenow, W.M., Film Boiling of Saturated Liquid Nitrogen Flowing in a Vertical Tube, Journal of Heat Transfer, 89(1967) 90
- /22/ Brevi, R., Cumo, M., Quality Influence in Post-Burnout Heat Transfer, Intern. Journal of Heat and Mass Transfer 14 (1971) 483
- /23/ Groeneveld, D.C., Delorme, G.G.J., Prediction of Thermal Non-Equilibrium in the Post-Dryout Regime Nuclear Engineering and Design 36 (1976) 17
- /24/ Beattie, D.R.H., Two-Phase Fluid Mechanics and Heat Transfer in Dry Wall Region, Paper, Presented at the "Second Australian Conference on Heat and Mass Transfer", Univ. of Sydney (1977)
- /25/ Saha, P., Shiralkar, B.S., Dix, G.E., A Post-Dryout Heat Transfer Model Based on Actual Vapour Generation Rate in Dispersed Droplet Regime, ASME-Paper 77 HT 80, 1977
- /26/ Marinelli, V., Sabato, A., A Correlation for Convective Heat Transfer Coefficient in Post Dryout Regime - Paper, Presented at the "European Two-Phase Flow Group Meeting, 1976", Grenoble (France)
- /27/ Varma, H.K., A Model for Heat Transfer Coefficients in Dryout Region of Forced Convection Evaporation, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto, Canada
- /28/ Chen, J.C., Sundaram, R.K., Ozkaynak, F.T., A Phenomenological Correlation for Post-CHF Heat Transfer NUREG-Report -0237, 1977
- /29/ Soo, S.L. et al., Fluid Dynamics of Multiphase System, Blaisdell Publishing Co., Waltham 71, 1967, 23
- /30/ Langner, H., Untersuchungen des Entrainment-Verhaltens in stationären und transienten zweiphasigen Ringströmungen, Ph.D-Thesis, Technical University of Hannover (W. Germany) 1978
- /31/ Hsu, Y.Y., A Review of Film Boiling, Adv. in Cryogenic Engineering 17 (1972) 361
- /32/ Bressler, R.G., A Review of Physical Models and Heat Transfer Correlations for Free Convection Film Boiling, Adv. Cryogenic Engineering, 17 (1972) 382
- /33/ Wallis, G.B., Collier, J.G., Two-Phase Flow and Heat Transfer, Vol. III, p. 33 - 46, Notes for a Summer Course, July 1968, Dartmouth College, Hanover (U.S.A.)
- /34/ Suryanarayana, N.V., Merte, H., Film Boiling on a Vertical Surface, Journal of Heat Transfer 94, Serie C (1972) No. 4, 377
- /35/ Hsu, Y.Y., Tentative Correlations of Reflood Heat Transfer LOCA-Research Highlights (April 1 - June 30) 1975
- /36/ Leonard, J.E., Sun, K.H., Dix, G.E., Low Flow Film Boiling Heat Transfer On Vertical Surfaces, Part II: Empirical Formulations and Application to BWR-LOCA Analysis, Solar and Nuclear Heat Transfer, AIChE Symposium Series 73 No. 164 (1977).7
- /37/ Kutateladze, S.S., Advances in Heat Transfer, Academic Press, New York (1974)
- /38/ Groeneveld, D.C., Young, J.M., Film Boiling and Rewetting Heat Transfer During Bottom Flooding of a Hot Tube. Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto, Canada
- /39/ Rao, P.S., Sarma, P.K., Film Boiling Heat Transfer, Method of Partial Evaporation of Extended Liquid Masses, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto, Canada
- /40/ Lauer, H., Untersuchung des Wärmeüberganges und der Wiederbenetzung beim Abkühlen heißer Metallkörper, Ph.D-Thesis, University of Hannover, 1976
- /41/ Stephan, K., Stabilität beim Sieden, Brennstoff, Wärme, Kraft 17(1965), 571

- /42/ Groeneveld, D.C., Fung, K.K., Forced Convective Transition Boiling - Review of Literature and Comparison of Prediction Methods, AECL-Report 5543, June 1976
- /43/ Tong, L.S., Young, J.D., A Phenomenological Transition and Film Boiling Heat Transfer Correlation, Proceedings Fifth International Heat Transfer Conference, 1974, Tokyo
- /44/ Dhir, V.K., Study of Transient Transition Boiling Heat Fluxes from Spheres Subjected to Forced Vertical Flow, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto, Canada
- /45/ Roko, K., Takitani, K., Yoshizaki, A., Shiraha, M., Dryout Characteristics at Low Mass Velocities in a Vertical Straight Tube of a Steam Generator, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto, Can.
- /46/ Duffey, R.B., Porthouse, D.T.C., The Rewetting of Hot Surfaces by Falling Films and Bottom Flooding, U.K. Central Electricity Generating Board, RD/B/N 2530 (1973)
- /47/ Piggott, B.D.G., Porthouse, D.I.C., Water Reactor Emergency Core Cooling, The Effect of Pressure, Subcooling, and Surface Condition on the Rewetting of Hot Surface, CEGB-Report RD/B/N 2692 (1973)
- /48/ Iloeje, O.C., Plummer, D.N., Rohsenow, W.M., Griffith, P., An Investigation of the Collapse and Surface Rewet in Film Boiling in Forced Vertical Flow, Journal of Heat Transfer, Trans. ASME (1975) 166
- /49/ Lee, Y., Chen, W.J., Groeneveld, D.C., Rewetting of Very Hot Vertical and Horizontal Channels by Flooding, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto, Canada
- /50/ Yu, S.K.W., Farmer, P.R., Coney, M.W.E. Methods and Correlations for the Prediction of Quenching Vate on Hot Surfaces, Int. Journal of Multiphase Flow 3 (1977) 415
- /51/ Jacob, M.C., Dougall, R.S., The Relationship of Forced Convection Quench Data to Steady State Nucleate Boiling Data, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto, Canada
- /52/ Yao, S.C., Henry, R.E., Experiments of Quenching under Pressure, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978, Toronto, Canada
- /53/ Rhodes, T.R., Bell, K.J., The Leidenfrost Phenomena at Pressures up to the Critical, Proceedings Sixth International Heat Transfer Conference 1978 Toronto, Canada
- /54/ Gottfried, B.S., Lee, C.J., Bell, K.J. Intern. Journal of Heat and Mass Transfer Vol. 9 (1966) 1167
- /55/ Cadek, F.F., et al., PWR-Flecht-Full Length Emergency Cooling Heat Transfer, Final Report WCAP-7665, April 1971
- /56/ Andréoni, D., Exchanges Thermiques lors du Renoyage d'un Coeur de Réacteur à Eau, Thesis, L'Université Scientifique et Médicale de Grenoble et l'Inst. National Polytechnique de Grenoble, 1975
- /57/ Thompson, T.S., Simulated Bottom Flooding Emergency Cooling of a Close-Spaced Rod Bundle, Paper, Pres. at "European Two-Phase Flow Group Meeting, Casaccia, June 1972
- /58/ Duncan, J.D., Leonard, J.E., Emergency Cooling in BWR's Under Simulated Loss-of-Coolant Conditions (BWR-Flecht-Final-Report) GEAP-13197, June 1971
- /59/ Campanile, A., Pozzi, G.P., Low Rate Emergency Reflooding Heat Transfer Tests in Rod Bundle, Proceedings Crest Specialist Meeting on Emergency Core Cooling for Light Water Reactors, Garching, Oct. 1972
- /60/ Riedle, K., Winkler, F., ECC-Reflooding Experiments with a 340-Rod Bundle, Proc. of the Crest Specialist Meeting on Emergency Cooling for Light Water Reactors, Garching, Oct. 1972
- /61/ Ogasawara, H., Kshiwai, S., Takashima, Y., Cooling Mechanism of the Low Pressure Coolant Injection System of Boiling Water Reactors and other Studies on the LOCA-Phenomena, Topical Meeting on Water Reactor Safety, Salt Lake City, March 1973, CONF-730304, p. 351
- /62/ Schlenker, L.D., Interim Report on Secht Series I and II - Tests and Analysis IDO-17278, Aug. 1968
- /63/ Nishikawa, K.T., Ito, T., Two-Phase Boundary Layer Treatment of Free Convective Film Boiling, Int. Journal of Heat and Mass Transfer 9 (1966) 103
- /64/ Sparrow, E.M., Cess, R.D., The Effect of Subcooled Liquid on Laminar Film Boiling, Journal of Heat Transfer 84(1962)55
- /65/ Groeneveld, D.C., Post-Dryout Heat Transfer at Reactor Operating Conditions, AECL-R 4513 (1973)