

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA
Faculté des Hydrocarbures et de la Chimie



BOUMERDES



Département Transport et Equipements des Hydrocarbures

MEMOIRE DE MAGISTER

SPÉCIALITÉ : Génie mécanique

OPTION : Thermo- fluide

Présenté par :

KADI Rabah

THEME :

**PREDICTION DU FLUX THERMIQUE CRITIQUE EN
EBULLITION SOUS SATUREE
EN UTILISANT LE MODELE MONODIMENSIONNEL
A DEUX ZONES**

Soutenu publiquement le : 09/05 / 2007 à 9 h00

Devant le jury composé de :

MOHAMMEDI .K
HEDIBEL .M
MAKHOLOUF. S
REZOUG. M
AISSANI. S

Maître de Conférences (UMBB)
Maître de Conférences (UMBB)
Maître de Conférences (UMMTO)
Chargé de Cours (UMBB)
Maître de Conférences (UMBB)

Président
Examineur
Examineur
Examineur
Rapporteur

BOUMERDES 2007

Références

- [1] Lienhard IV, J. H., Lienhard V, J.H, 'A Heat Transfer TextBook', 3.rd edition- Cambridge, MA: Phlogiston Press, c (2003).
- [2] Collier, J. G., 'Convective boiling and condensation'. Mc GrawHill Book Company. (1981).
- [3] Nukiyama, S., 'The maximum and minimum values of heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure', Journal Japan Soc. Mech. Engrs, 37, pp. 367-374, traduit dans int. J. Mass Transfer 1966, 9, pp.1419-1433 (1934).
- [4] Incropera, F. P. and Dewitt, D. P. 'Fundamental of heat and mass transfer.' Fourth Edition (1996).
- [5] Colburn A.P., 'A method of correlating forced convection heat transfer data and comparison with liquid frictions', Tran. AICh., 29, pp. 174-210 (1933).
- [6] Dittus, F. W., Boelter, L.M.K, Uni. Cal. Berkeley, Publ. Eng., 2, p. 443 (1930).
- [7] Seider, E. N et Tale, G. E , Ind. Eng. Chem., 28,1429 (1936).
- [8] Petukhov, B. S. and Popov, V. N., 'Theoretical Calculation of Heat Exchange and Frictional Resistance in Turbulent Flow in Tubes of an Incompressible Fluid with variable physical Properties', High Temp. (USSR), vol. 1, pp. 69-83 (1963).
- [9] Gnielinski, V., 'New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow',
- [10] Ying, S.T., 'A thermalhydraulics package for NET divertor heat transfer and pressure drop analysis', 1991 Specialist Workshop on divertor plate thermalhydraulics San Francisco November 13-14 (1991).
- [11] Bergles, A. E. and Rohsenow, W. M. 'The determination of forced convection surface boiling heat transfer'. Paper 63-HT-22 presented at 6th National Heat Transfer Conference of the ASME-AIChE, Boston, 11-14 Aug. (1963).
- [12] Davis, E. J., Anderson, G. H. 'The incipience of nucleate boiling in forced convection flow', AIChE Journal, pp. 774-780 (1966).
- [13] Frost, W. & Dzakowic, G. S., 'An extension of the method of predicting incipient boiling on commercially finished surface'. Paper 67-HT-61 presented at ASME- AIChE Heat Transfer Conference, Seattle, Aug. (1967).
- [14] Bowring, R. W. 'Physical model based on bubble detachment and calculation of steam voidage in the subcooled region of a heated channel', OECD Halden Reactor Project Report HPR-10 (1962).
- [15] Griffith, P., Clark, J. A., and Rohsenow, W. M. 'Void volumes in subcooled boiling systems'. Paper 58-HT-19 presented at ASME- AIChE Heat Transfer Conference, Aug. (1958), also Technical Report No. 12 (MIT).
- [16] Engelberg-Forster, K., Greif, R. 'Heat transfer to a boiling liquid- Mechanism and correlations', Trans ASME, J. Heat Transfer , 50, pp. 43-53 (1959).
- [17] Rohsenow, W. M. 'heat transfer evaporation'. Heat transfer – A Symosium held at University of Michigan During the summer of 1952.University of Michigan Press, 101-150 (1953).
- [18] Krieth, F., Summerfield, M.' Pressure drop and convective heat transfer with surface boiling at high heat flux; data for aniline and n-butyl alcohol, Trans. ASME, 72, pp. 869-879 (1966).
- [19] McAdams, W. H, Kennel, W. E, Minden C.S.L, Clar R., Picornell P. M., et Dew J. E. H. 'Heat transfer at high rates to water with surface boiling'. Ind. Engng. Chem. , 41, 9, 1945-1953 (1949).
- [20] Jens, W. H & Lottes, P. A., 'Analysis of heat transfer burnout, pressure drop and density data for high pressure water ', ANL-4627, May (1951).

- [21] Thom, J. R. S. et al., 'Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli', Paper 6 presented at Symposium on Boiling Heat Transfer in Steam Generating Units and Heat Exchangers held in Manchester, ImechE (London) 15-16 Sept (1965).
- [22] Shah, M.P.E., 'A general correlation for heat transfer during subcooled boiling in pipes and annuli, ASHRAE Trans., 83 Part 1, pp. 202-217 (1977).
- [23] Yin, S. T., Jin, Z., Abdelmessih, A. H., Gierszewski, P. J. 'Prediction of highly subcooled flow boiling for cooling of high heat flux components in fusion nuclear', NURETH 6 Grenoble, pp. 733- 741 (1993).
- [24] Levy S., 'Forced convection subcooled boiling- prediction of vapour volumetric fraction'. Int. J. Heat. Mass Transfer, Vol. 10, pp. 951-965 (1967).
- [25] Martinelli R.C. 'Heat transfer to molten metals '. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Vol. 69, 947-959 (1947).
- [26] Waggenger J. P., 'Friction factors for pressure drop calculation '. Nucleonics, Vol. 19, 145 (1961).
- [27] Saha, P. & Zuber, N., 'Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling'. Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol. 4, 175-179 (1974).
- [28] Staub, F. W. 'The void fraction in subcooled boiling-prediction of initial point of net vapor generation '. J. Heat. Transfer, Vol. 30, 119-125 (1968).
- [29] Rogers, M., Salcudean, M., Abdullah, Z., Mcleod D. & Poirier D., 'The onset of significant void in up-flow of water at low pressure and velocities '. Int. J. Heat. Mass Transfer, Vol. 30, pp. 2247-2260 (1987).
- [30] Gunther, F. C., 'Photographic study of surface –boiling heat transfer to water with forced convection', Trans. ASME, Vol. 73 , pp. 115-121 (1951).
- [31] Dix, G. E, ' Vapor void fractions for forced convection with subcooled cooling at low flow rates', Ph. D. Thesis, University of California (1971).
- [32] Roy, R. P., Choudhury, I. A., Velidandla, V. & Kalra, S. P. 'Local measurements in the two-phase region of subcooled boiling flow', ANS proceedings, 1992 National Heat Transfer Conference, San Diego, pp. 61-65 (1992).
- [33] Dorra, H. Lee, S.C., Bankooff, S. G., 'Critical review of predictive models for onset of significant void in forced convection subcooling', Westinghouse Savannah River Co. Aiken, Sc. Department of Energy, Washington (1993).
- [34] Bricard, P. 'Modélisation de l'ébullition sous-saturée et de la crise d'ébullition par caléfaction en convection', Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris (1995).
- [35] Kurul, N. & Podowski, M. Z., 'On the modeling of multidimensionnal effects in boiling channels', ANS proceedings, 1991 National Heat Transfer Conference, Minneapolis, V 5, 30-40 (1991).
- [36] Lai, J. C. & Farouk, B., 'Numerical simulation of subcooled and low quality forced convective subcooled boiling '. ANS Proceeding, National Heat Transfer Conference, Vol. 6, 12-20 (1992).
- [37] Bière, E., Larrauri, D., & Olive, J., 'ASTRID: a 3D eulerian software for subcooled boiling modelling – comparison with experimental results in tubes and annuli'. NURETH-7, Saratoga Springs (1995).
- [38] Thom, J. R. S., Walker, W. M, Fallow, T. A. & Reising, G. F. S., 'Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli Point'. Proc. Inst. ME. Part C, p. 180 (1966).
- [39] Tong, L. S., 'Two-phase flow in nuclear reactor, and Flow boiling and its crisis'. Lecture Notes for a University of Michigan Shots Course, summer (1968).
- [40] Kroeger, P. G. & Zuber, N., 'An analysis of the effects of various parameters on the average void fractions in subcooled boiling'. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 11, 211-233 (1968).

- [41] Rogers, M., Salcudean, M., Abdullah Z., Mcleod, D. & Poirier D., 'The onset of significant void in up-flow of water at low pressure and velocities ', *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, 2247-2260 (1987).
- [42] Larsen, P. S. & Tong, L. S., 'Void fraction in subcooled flow boiling'. *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 91c, 471-476 (1969).
- [43] Bartolomei, G. G., 'A detailed method of calculating the main hydrodynamic characteristics with boiling of subcooled liquid ', *Thermal Engineering*, Vol. 35, N°12, 678-682 (1987).
- [44] Gregorio, P. & Merlini, C., 'Voids, friction and vibrations associated with localized boiling', *AERE Trans.*, 1114 (1968).
- [45] Rouhani, S. Z. & Axelsson, E., 'Calculation of void volume fraction in subcooled and quality boiling'. *Int. J. Heat. Mass Transfer*, Vol. 13, 383-393 (1970).
- [46] Zuber, N. & Findlay, J. A., 'Average volumetric concentration in two-phase flow systems', *J. Heat Transfer*, Vol. 87, Ser. C, 453-462 (1965).
- [47] Lahey, R. T. & Moody, F. J., 'The thermal Hydraulics of Boiling Water Nuclear Reactor', American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois, Part 2, Chapter 5, 173-248 (1977).
- [48] Levenspeil, O., 'Collapse of steam bubbles in Water', *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 51 (1959).
- [49] Dix, G. E', 'Vapor void fraction for forced convection with subcooled boiling at low flow rates'. Ph. D. Thesis, University of California (1971).
- [50] Delhaye, J. M., Maugin, F. & Ochterbeck, J. M., 'Void fraction prediction in forced convective subcooled boiling of water between 10 and 18 MPa ', *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 47, 4415-4425 (2004).
- [51] Manon, E., 'Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des réacteurs a eau sous pression ', Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris (2000).
- [52] Zeitoun, O. & Shoukri, M., 'Axial Void fraction profile in low pressure subcooled flow boiling '. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 4, 869-879 (1997).
- [53] Zeitoun, O. & Shoukri, M. 'Bubble behaviour and mean diameter in subcooled flow boiling ', *J. Heat Transfer*, Vol.118, 110-116 (1996).
- [54] Zeitoun, O., Shoukri, M. & Chatoorgoon, V., 'Interfacial heat transfer between steam bubble and subcooled water in vertical upward flow ', *J. of Heat Transfer*, Vol. 117, 402-407 (1995).
- [55] Akiyama, M., 'Bubble collapse in subcooled boiling ', *Bulletin of JSME*, Vol. 16, 570-575 (1973).
- [56] Chisholm, D., 'Pressure gradient due to friction during the flow evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels ', *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 16, 347-358 (1973).
- [57] Bideau, E. L. & Salcudean, M., 'A study of bubble ebullition in forced convective nucleate boiling at low pressure ', *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No. 15, 2245-2259 (1994).
- [58] Bideau, E. L. & Salcudean, M., 'Subcooled void growth mechanisms and prediction at low pressure and low velocity ', *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 20, No. 5, 837-863 (1994).
- [59] Ahmed, S. Y., 'Axial distribution of bulk temperature and void fraction in a heated channel with inlet subcooling', *Trans. ASME, Int. J. Heat Transfer*, Vol. 92c., 595-608 (1970).
- [60] Serizawa, M. & Kenning, D. B. R., 'A study of forced convective subcooled flow boiling ', *Tech. Rep., Inst. Atomic Energy, Kyoto University* (1979).
- [61] Jacob, M. & Linke, W., 'Heat Transfer ', Vol. 1, Wiley, New York (1949).

- [62] Hatton, A. P. & Hall, I. S., 'Photographic study of boiling on prepared surfaces', Third Int. Heat Transfer Conference, Chicago, IL, paper 115, 24-31 (1966).
- [63] Ivey, H. J., 'Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling', Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 10, 1023-1040 (1967).
- [64] Mikic, B. B., Rohsenow, W. M & Griffith, P., 'On bubble growth rates'. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 13, 657-666 (1970).
- [65] Farajisarir, D., 'Bubble dynamics in subcooled flow boiling', M. Sc. thesis, University of British Columbia. (1993).
- [66] Kocamustafagullari, G. & Ishii, M., 'Interfacial area and nucleation site density in boiling systems', Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 26, 1377-1387 (1983).
- [67] Tong, L. S., 'A phenomenological study of critical heat flux', ASME paper 75- HT-68 (1975).
- [68] Hewitt, G. F., 'Burnout', Handbook of Multiphase System, Hestroni, G., Ed., Hemisphere/ McGraw-Hill, 6.66, 6.141 (1982b).
- [69] Govan, A. H., 'Phenomenological prediction of critical heat flux', 2nd, Uk Nat. Heat Trans. Conf., Glasgow (1988).
- [70] Theofanous, T. C., 'The boiling crisis in nuclear reactor safety and performances', Int. J. Multiphase flow, Vol.6, 69-95 (1980).
- [71] Katto, Y., 'An analytical Investigation on CHF of flow boiling in vertical tube with special reference to governing dimensionless groups', Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.25, 1353- 1361 (1982).
- [72] Hewitt, G. F., 'Critical heat flux in boiling', Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., Toronto, Vol. 6, 143-171 (1978).
- [73] Cary, V. P., 'Liquid-vapor phase change phenomena : an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment, Hemisphere/ McGraw-Hill, (1992).
- [74] Collier, J. G. & Thome, J. R., 'Convective boiling and condensation'. 3rd edition, Clarendon Press, Oxford (1994).
- [75] Bergles, A. E., 'Burnout in boiling heat transfer – Part II: Subcooled and low quality forced convection systems', Nuc. Safety, Vol. 18, No 2, 154-167 (1977).
- [76] Katto, Y., 'Critical heat flux', Int. J. Multiphase flow, Vol.20, Suppl., 53-90 (1994).
- [77] Tong, L. S., Currin, H. B., Larsen, P. S. & Smith, O. G., 'Influence axially nonuniform heat flux on DNB', Chem. Engng. Progr. Symp. Ser., Vol. 62, No 64, 35-40(1965).
- [78] Kutateladze, S. S. & Leont'ev, A. I., 'Some application of the asymptotic theory of the turbulent boundary layer', Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago, Vol. 3, 1-6 (1966).
- [79] Tong, L. S., 'Boundary layer analysis of the flow boiling crisis', Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 2, 1208-1211 (1968).
- [80] Purcupile, J. C. & Gousse, S. W., 'Reynolds flux model of critical heat flux in subcooled forced convection boiling', ASME Paper, 72-HT-4 (1972).
- [81] Hancox, W. T. & Nicoll, W. B., 'On the dependence of the flow boiling heat transfer crisis on local near- wall conditions', ASME Paper, 73-HT-38 (1973).
- [82] Thorgerson, E. J., Knoebel, D. H. & Gibbons, J. H., 'A model to prediction connective subcooled critical heat flux', J. Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, Vol. 96, No1, 79-82 (1974).
- [83] Bergel'son, B. R., 'Burnout under conditions of subcooled boiling and forced convection', Thermal Engineering, Vol. 27, No1, 48-50 (1980).
- [84] Smogalev, I. P., 'Calculation of critical heat flux with flow of subcooled water at low velocity', Thermal Engineering, Vol. 28, No 4, 208-211 (1981).

- [85] Hebel, W., Detavernier, W. & Decreton, M., 'A contribution to the hydrodynamics of boiling crisis in a forced flow water', Nuclear Eng. And Design, Vol. 64, 433-445 (1981).
- [86] Weisman, J. et , Pei, B. S. 'Prediction of critical heat flux in flow boiling at low qualities', Int. J. heat Mass Transfer 26, 1463-1477 (1983).
- [87] Chang, S. H. & Lee, K. W., 'A critical heat flux model based on mass, energy and momentum balance for upflow boiling at low qualities ', Nuclear Engineering and Design, Vol. 113, 35-50 (1989).
- [88] Yacov, V. V., & Puzin, V. A., 'Burnout under conditions of forced flow of subcooled liquid' , Thermal Engineering , Vol. 32, No 10, 569-572 (1985).
- [89] Lee, C. H. & Mudawar, I., 'A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk conditions' , Int. J. Multiphase Flow, Vol. 14, No 6, 711-728 (1988).
- [90] Lin, W. S., Lee, C. H. & Pei, B. S., 'An improved theoretical critical heat flux model for low quality flow', Nucl. Tech., Vol. 88, 294-306 (1989b).
- [91] Celata, G. P., Cumo, M., Mariani, A, Simoncini, M. & Zummo, G, 'Rationalization of existing mechanistic models for prediction of water subcooled flow boiling critical heat flux' , Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, Suppl. 1, 347-360 (1994).
- [92] Katto, Y. , 'A physical approach to critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes ', Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, No 4, 611-620 (1990a).
- [93] Weisman, J. & Ying, S. H. 'Theoretically based CHF prediction at low qualities and intermediate flows', Trans. Am. Nucl. Soc., Vol. 45, 832-833 (1983).
- [94] Ying, S. H. et Weisman, J. , 'Prediction of Critical Heat Flux in Flow Boiling at intermediate qualities', Trans. Am. Nucl. Soc. , Vol. 29, N° 11, 1639-1648 (1986).
- [95] Weisman, J. & Ileslamlou, S., 'Phenomenological model for prediction of Critical Heat Flux under highly subcooled conditions', Fusion Technology, Vol. 13, 654-659 (1988).
- [96] Lee, K. W. & Chang, S. H., 'A refined mechanistic critical heat flux model fo upflow boiling at low qualities', Proc. 9th Int. Heat Transfer Conf. , Vol. 2, 141-146 (1990).
- [97] Lin, W. S., Lee, C. H. & Mudawar, I., 'A theoretical critical heat flux model for rod bundles under pressurized water reactor conditions', Nucl. Tech., Vol. 85, 213-226(1989a).
- [98] Katto, Y. , 'Prediction of critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes ', Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, No 9, 1921-1928 (1990b).
- [99] Katto, Y., 'A prediction model of subcooled water flow boiling CHF for pressures in the 0.1-20 Mpa', Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 35, No 5, 1115-1123 (1992).
- [100]Laufer, J. , 'The stricture of turbulence in fully developed pipe flow', NACA Technical Note No. 2954 (1953).
- [101]Hewitt, G. H., Shires, G. L. & Bott, T. R., 'Process Heat Transfer', begell house CRC Press (1994).
- [102] Sellars J.R., Tribus M. et Klein J. S, Trans. ASME, 78 :441 (1956)
- [103]Shah, R. K., 'Thermal entry length solutions for the circular tube and parallel plates', Proc. Natl. Heat Mass Transfer Conf., 3rd, Indian Inst. Techno., Bombay, Vol. I, pp N° HMT-11-75 (1975).
- [104]Gnielinski V., 'Forced convection in ducts', Heat Exchanger Design Handbook. Hemisphere Publishing Corporation (1983).
- [105] Shah, R. K. & Bhatti, M. S. 'Laminar convective heat transfer in ducts', In S. Kakaç, R. K. Shah, and W. Aung, editors, handbook of single phase convective heat transfer, Chap. 3. Wiley-Interscience, New York (1987).
- [106]Schlünder, E. U., 'Einführung in die Wärme-und Stoffübertragung', p. 52 ,Verlag Vieweg, Braunschweig (1972).

- [107] Hausen, H., Neue Gleichungen für die Wärmeübertragung bei freier oder erzwungener Strömung, *Allg. Waermetech*, Vol. 9, pp. 75-79 (1959).
- [108] Siegel, R., Sparrow, E. M. & Hallman, T. M., 'Steady laminar heat transfer in a circular tube with prescribed wall heat flux', *Appl. Sci. Res.*, A7: 386 (1958).
- [109] Grigull, U. & Tratz, H., 'Thermischer Einlauf in ausgebildeter laminarer Rohströmung', *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 8, p. 669-678 (1965).
- [110] Shah, R. K. & London, A. L., 'Laminar Flow Forced Convection in Ducts.', Academic, New York (1978).
- [111] Bernhard, Spang, 'Correlations for convective heat transfer', presented at the Chemical Engineers' Resource page, www.cheresources.com (2004).
- [112] Kays, W. M., *Trans., ASME*, 77: 1265 (1955).
- [113] Goldberg, P., M.S. thesis, Mech. Engr. Dept., Massachusetts Institute of Techno (1958).
- [114] Hornebeck, R. W., 'An all numerical method for heat transfer in the inlet of a tube', *Am. Soc. Mech. Eng.*, pp. 65-WA/HT-36 (1965).
- [115] Polhausen, E., 'Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung', *Z. Angew. Math. Mech.*, Vol. 1, pp.115-121 (1921).
- [116] Stephan, K. & Preuber, P. , 'Wärmeübergang und maximale Wärmestromdichte beim Behältersieden binärer und ternärer Flüssigkeitsgemische', *Chem. Ing. Tech.* 51, 37 (1979).
- [117] Huetz, J. & Petit, J. P., *Notions de transfert thermique par convection*, Techniques de l'Ingénieur, traité Génie énergétique A1540.
- [118] Heaton, H. S., Reynolds, W. C. & Kays, W. M., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 7:763 (1964).
- [119] Sleicher, C. A. & Tribus M., *Trans. ASME*, 79:789 (1957).
- [120] Sleider, C. A. & Rouse M. W., 'A Convenient Correlation for Heat Transfer to Constant and Variable Property Fluids in Turbulent Pipe Flow', *Int. J. Heat. Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 677-683 (1975).
- [121] Hausen, H., 'Darstellung des Wärmeüberganges in Rohren durch verallgemeinerte Potenzbeziehungen', *Z. Ver. Dtsch. Ing. Beiheft Verfahrenstech*, no.4, pp. 91-134 (1943).
- [122] Sparrow, E. M., Hallman, T. M. & Siegel R., *Appl. Sci. Res.*, A7:37 (1957).
- [123] Kays, W.M & Nicoll, W. B., 'Laminar Flow Heat Transfer to a Gas with Large Temperature Differences', *J. Heat Transfer*, Vol.85, pp. 329-338 (1963).
- [124] Davenport, M.E & Leppert, G., 'The effect of Transverse Temperature Gradients on the Heat Transfer and Friction for Laminar Flow of Gas', *J. Heat Transfer*, Vol.87, pp. 191-196 (1965).
- [125] Bankston, C. A., Sibbit, W. L. & Skoglund, V. J., 'Stability of Gas Flow Distribution Among a Parallel Heated Channels' , 2nd Propulsion Joint Specialist Conf., Colorado Springs, AIAA, pp. 66-589 (1966).
- [126] Petukhov, B. S., 'Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties', In *Advances In Heat Transfer*, J.P Hartnett and T. V Irvine, Vol.6, pp. 504-564. Academic, New York (1970).
- [127] Gunther, F. C. , 'Photographic studies of surface boiling heat transfer to water with forced convection', *Trans. ASME* 73, 115-121 (1951).
- [128] Kirby, G. J., Stanforth, R., & Kinnely, J. H., 'A visual study of forced convection boiling-Part I : Results for a flat vertical heater', *UAEE Report No.AEEW-R-281* (1965).
- [129] Lee, S. L. & Durst, F., 'On the motions of particles in turbulent flow', *U.S Nuclear Regulatory Commission Report NUREG/CR -1556* (1980).

- [130] Tong, L. S., 'Boiling Heat Transfer and Two – Phase Flow', p. 141. John Wiley, New York (1965).
- [131] Cumo, M., Farello, G. E., Ferrari, G., Montanari, M. & Nozzi, P., 'On two-phase thermal boundary layer along heated walls', Report to the National ATI Annual Meeting, Cagliari (1975).
- [132] Scriven, L. E. , 'Penetration theory modelling', Chem. Engng Educ. 3, 94 – 102 (1969).
- [133] Weisman, J., & Ying, S. H., 'Theoretically based Critical Heat Flux prediction for rod bubbles at PWR conditions', Nucl. Engng. Design., Vol. 85, 239-250 (1985).
- [134] Hall, D.D., Mudawar, I., 'Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes', vol. I, Compilation and assessment of world CHF data, Perdue University, Boiling and Two-Phase Flow Laboratory, West Lafayette, IN, (1998).
- [135] Hall, D.D., 'Critical heat flux in subcooled flow boiling', Ph.D. thesis, Perdue University, West Lafayette, IN, (1999).
- [136] Hall, D.D., Mudawar, I., 'Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes', vol. II, PU-BTPFL CHF database, Perdue University, Boiling and Two-Phase Flow Laboratory, West Lafayette, IN (1998).
- [137] Thompson, B.& Macbeth, R.V., 'Boiling water heat transfer- burnout in uniformly heated round tubes: a compilation of world data with accurate correlations', AEEW-R, 356, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, (1964).
- [138] Celata, G. P., Cumo, M. , Mariani, A., Nariai, H., Inasaka, F., 'Influence of channel diameter on subcooled flow boiling burnout at High heat fluxes', Int. J. Heat Mass Transfer, 36, pp. 3407- 3410 (1993).
- [139] Vandervolt, C. L., Bergles, A. E. & Jensen, M. K., 'An experimental Study of Critical Heat Flux in Very High Flux Subcooled Boiling', Int. J. Heat Mass Transfer, 37, 161(1994).
- [140] Inasaka, F.& Nariai, H., 'Critical Heat Flux of Subcooled Flow Boiling for Water in Uniformly Heated Straight Tubes', Fusion. Engng. Des., 19, 329 (1992).

Symbole	définition	unité
A	Surface du canal d'écoulement	$[m^2]$
A_m	Constante dans l'éq. (B.22)	$[m^2]$
a	Constante dans l'éq. (C.25)	
a_i	Volume de vapeur à la paroi par unité de surface	$[m]$
Bo	Nombre d'ébullition	
b	Constante utilisée dans l'éq. (3.45)	
C_B	Coefficient	$[-]$
C_b	Fraction des bulles soumise à la condensation	$[-]$
C_F	Coefficient de frottement	$[-]$
C_{Fr}	Coefficient	$[-]$
C_l	Coefficient dans l'éq. (3.85)	$[-]$
C_s	Coefficient	$[-]$
C_{sf}	Coefficient dépend du couple liquide- paroi dans l'éq. (2.20)	$[-]$
C_0	Paramètre de distribution du modèle de Zuber & Findlay	$[-]$
C_1, C'	Coefficient dans l'éq. (2.28)	$[-]$
C_2, C_3, C_4	Coefficient dans l'éq. (2.47)	$[-]$
c_{pl}	Chaleur spécifique du liquide à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
D	Diamètre de la conduite	$[m]$
D_b	Diamètre de bulles	$[m]$
D_h	Diamètre hydraulique de la conduite	$[m]$
D_{he}	Diamètre équivalent chauffé	$[m]$
D_s	Diamètre moyen de Sauter (Eq. (3.81))	$[m]$
F	Facteur défini dans l'éq. (3.47)	$[-]$
F_B	Force de flottabilité	$[N]$
F_D	Force de traînée	$[N]$
F_F	Force de frottement	$[N]$
F_S	Force de tension interfaciale	$[N]$
f	Fréquence moyenne de la bulle	$[Hz]$
$f(\theta_0)$	Fonction d'angle de contact de la bulle au point de détachement (Eq. 2.45) ($f(\theta_0) = 0.030$)	$[-]$
$f(v)$	Densité de probabilité des vitesses radiales instantanées	$[-]$
$f(v')$	Densité de probabilité des fluctuations de vitesse radiale	$[-]$
G	Vitesse massique	$[kg/m^2s]$
Gc	Coefficient défini dans le tableau B.3.	$[-]$
G_n	Coefficient défini dans le tableau B.3.	$[-]$
Gz	Nombre local de Graetz	$[-]$
g	Accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
h	Enthalpie massique	$[J/kg]$
h_{cond}	Coefficient d'échange thermique par condensation	$[W/m^2.°C]$

h_{LD}	Enthalpie du liquide au point de détachement de la bulle	[J/kg]
h_{lg}	Chaleur latente de vaporisation	[J/kg]
h_{lo}	Coefficient d'échange thermique monophasique	[W/m ² .°C]
h_{SCB}	Coefficient d'échange en ébullition sous- saturée	[W/m ² .°C]
Ja_b	Nombre de Jacob	[-]
K	Terme empirique	[-]
K_σ	Nombre de la tension de surface (Eq. 3.100)	[-]
k	Conductivité thermique	[W/m.°C]
k_c	Coefficient de condensation	[-]
L	Longueur chauffante	[m]
L_{cap}	Longueur de la capillarité	[m]
L_e	Taille des grosses structures turbulentes	[m]
M	Paramètre utilisé dans l'éq. (3.9)	[-]
\dot{m}	Débit- masse	[Kg/s]
Nu	Nombre de Nusselt	[-]
N_a	Densité de sites actifs de nucléation	[m ⁻³]
n	Exposant	[-]
P	Pression	[bars]
Pe	Nombre de Peclet	[-]
P_h	Périmètre chauffé du canal	[m]
Pr	Nombre de Prandtl	[-]
q_{agit}	Densité de flux thermique par agitation des bulles en paroi	[W/m ²]
q''	Densité de flux thermique	[W/m ²]
q_{cond}	Densité de flux thermique associée à la convection forcée monophasique	[W/m ²]
q_{SC}	Densité de flux thermique d'ébullition nucléée	[W/m ²]
q_{SPL}	Densité de flux thermique associée à la condensation	[W/m ²]
q_{vap}	Densité de flux thermique passant de la paroi à l'interface liquide- vapeur	[W/m ²]
R	Masse volumique moyenne de la zone 1	[kg/m ³]
R	Constante des gaz parfait	[N.m/kg.K ⁻¹]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
Re_b	Nombre de Reynolds au point de détachement de la bulle	[-]
r	Coordonnée radiale	[m]
S	Facteur de glissement	[-]
St	Nombre de Stanton	[-]
T	Température	[°C]
T_B	Température du liquide au sommet de la bulle	[°C]
T_p	Température de paroi	[°C]
t_b	Temps du cycle de la bulle	[s]
t_c	Temps de condensation de la bulle	[s]
T_B^+	Différence de température adimensionnelle entre la paroi chauffante et le sommet de la bulle	[°C]

ΔT	Différence de température	[°C]
U	Vitesse axiale moyenne ou vitesse débitante	[m/s]
U_{δ}	Vitesse du mélange homogène à une distance δ de la paroi	[m/s]
u	Composante longitudinale de la vitesse instantanée	[m/s]
u_{gj}	Vitesse de dérive du modèle de Zuber & Findlay	[m/s]
u_r	Vitesse du liquide à une distance δ de la paroi par rapport au sommet de la bulle	[m/s]
u^*	Vitesse de frottement	[m/s]
V	Composante radiale de la vitesse instantanée	[m/s]
\dot{V}_v	Vitesse surfacique de la vapeur créée à la paroi	[m/s]
v	Volume spécifique du liquide	[m ³]
x	Titre massique réel ou distance axial	[-]
x_{eq}	Titre massique de la vapeur à l'équilibre thermodynamique	[-]
x'	Titre massique de la vapeur 'réduit'	[-]
y	Distance d'un point de la paroi	[m]
y_m	Constante dans l'éq. (B.22)	[-]
y_{max}	Distance de la paroi au sommet de la bulle	[m]
z	Coordonnée axiale	[-]

Alphabet grecque

α	Taux de vide ou diffusivité thermique	[-]
β	Titre volumique de vapeur	[-]
δ	Epaisseur	[m]
γ	Paramètre dans le tableau 2.2	[-]
ε	Rugosité relative de la paroi, ou rapport entre q_{agit} et q_{vap}	[-]
ϑ	Facteur adimensionnel de la température	[-]
η	Facteur empirique de l'éq. (4.8) de Bowring	[-]
φ	Paramètre dépend de la concentration des gaz dissout dans l'eau, tient compte des propriétés physiques du fluide dans l'éq. (2.15) et (2.22)	[-]
μ	Viscosité dynamique	[N.s/m ²]
θ_a	Angle de contact de la bulle en amont du point de stagnation	[°]
θ_r	Angle de contact de la bulle en aval du point de stagnation	[°]
θ_0	Angle de contact à l'équilibre statique	[°]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]
σ	Tension superficielle	[N/m]
σ_v	Intensité turbulente radiale	[-]
τ_p	Contrainte de cisaillement	[N/m ²]
Ψ_0	Paramètre dans le tableau 2.2	[-]
ξ	Constante de l'éq. (3.79)	[-]

Indices et Exposant

agit	Agitation.
avg	Valeur moyenne d'un paramètre.
b	Bulle
c	Critique ou coeur d'écoulement
cap	Capillarité
CHF	Relatif au flux thermique critique ("Critical H eat F lux")
DNB	Phénomène crise d'ébullition par caléfaction (ou "Departure from Nucleate B oiling" en anglais).
d	Liquide sous forme de gouttes (d roplet)
e	Entrée de la conduite
eff	Effectif
eq	Equilibre
e_T	Entrée thermique
film	Grandeur calculée à la température dite de film
F	Frottement
FDB	Ebullition complètement développée (F ully D eveloped S ubcooled B oiling) monophasique
g	Gaz
l	Liquide
ll	Liquide au voisinage de la paroi
L	Fin de longueur de la paroi
LD	Détachement de la bulle
lg	Relatif a la chaleur l'attente de vaporisation
lo	Relatif au coefficient d'échange de chaleur en convection forcée turbulente
l _e	Liquide à l'entrée du tube
m	Moyenne
max	Maximum
min	Minimum
n	Indice
NB	Relatif au tube sous laquelle il n'y a pas d'ébullition (N ucleate B oiling)
ONB	Associé au point de déclenchement de l'ébullition nucléée en paroi (O nset of N ucleate B oiling)
OSV	Section de début de génération significative de vapeur
p	Paroi
SAT	Saturation
SC	Sous refroidie
SPL	Simple phase liquide
SUB	Ébullition Sous- saturée (s ubcooled)
vap	Vaporisation
r	Direction radiale
1	Zone 1
2	Zone 2
12	A la frontière de zones, de la zone 1 vers la zone 2
21	A la frontière de zones, de la zone 1 vers la zone 2
*	Adimensionnalisation d'une vitesse

- + Adimensionnalisation :
 - d'une distance
 - d'un temps
 - d'une température
- ' Fluctuation de la variable instantanée
- Moyenne arithmétique ou moyenne temporelle en monophasique

ABSTRACT

The boiling crisis is a rapid degradation of thermal transfer between the heating surface and the coolant, able to cause serious damage in many industrial applications. Therefore, the critical heat flux is an important condition which is defined as the upper limit of suitable operation of thermal equipment using boiling heat transfer in controlled heat flux systems such as core reactors and steam generators. An accurate prediction of CHF is of utmost importance. Though a large amount of correlations are available in the literature based on experimental data, theoretical approaches are more appropriate. To understand the physical nature of the CHF phenomenon, phenomenological models have been developed and widely discussed in several published works. However, in the subcooled flow boiling region, the CHF is called as the departure from nucleate (DNB) due to the high heat fluxes involved. The objective of the present work is to elaborate a predictive procedure for the determination of the critical heat flux for subcooled flow boiling conditions in uniformly heated tubes. For this purpose, the Weisman & Pei mechanistic model and its extensions has been used. Comparison of the model predictions for a wide range of thermal – hydraulic conditions against experimental shows relatively good agreement.

Key Words: CHF, two-phase flow, crisis boiling, subcooled boiling, DNB, Weisman & Pei mechanistic model, void fraction.

INTRODUCTION GENERALE

L'ébullition est un procédé très efficace de transfert de chaleur entre une paroi chauffante et un fluide. Dans un certain nombre d'applications industrielles importantes, l'ébullition se produit en convection forcée. C'est notamment le cas dans les générateurs de vapeur des centrales thermiques de production d'électricité et dans le cœur des réacteurs nucléaires à eau bouillante, voir à eau sous pression (REP) en situation accidentelle. C'est également le cas dans les systèmes de refroidissement de certains composants d'appareils électroniques de forte puissance et réacteurs expérimentaux de fusion thermonucléaire.

Lors de l'ébullition en convection forcée, l'élévation de l'enthalpie moyenne du liquide le long de la conduite entraîne l'apparition des configurations d'écoulement et des régimes de transfert de chaleur successifs différents.

On ne considère dans ce mémoire que l'ébullition nucléée sous – saturée c'est-à-dire celle d'un fluide dont la température moyenne reste inférieure à la température d'ébullition ou température de saturation. Ce type d'échange présente l'avantage d'une amélioration importante du transfert de chaleur, mais ceci n'est pas sans limites. A partir d'un certain seuil, il peut arriver que cet échange se dégrade suite au remplacement du liquide par la vapeur à la surface de la paroi chauffante. C'est le phénomène de la crise d'ébullition, ou caléfaction ("boiling crisis" ou DNB en anglais). Dans les systèmes à flux imposé, la densité de flux thermique minimum provoquant ce phénomène est appelée densité de flux thermique critique ("critical heat flux" ou CHF en anglais). La crise d'ébullition est caractérisé par une forte augmentation de la température de la paroi du tube, ce qui provoque la fusion celle-ci (burn out).

Au vu des conséquences néfastes voire catastrophiques du phénomène de la crise d'ébullition, la prédiction de son apparition est primordiale, en particulier dans les études de sûreté des centrales nucléaires. A cet effet, de très nombreux travaux sur la prédiction de crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée ont été effectués durant ces dernières décennies en suivant différentes approches. On peut distinguer une approche empirique et une approche physique.

L'approche empirique consiste en l'élaboration d'une corrélation représentant au mieux des mesures expérimentales de flux critique. De ce faite, des centaines de corrélations ont fait l'objet de plusieurs revues publiées. Celles-ci ont l'inconvénient de n'être valables que dans le domaine pour lesquelles elles ont été établies, toute utilisation en dehors de ce domaine étant très incertaine.

L'approche physique ou mécaniste consiste en l'identification et la modélisation des mécanismes de base régissant la crise d'ébullition. Plusieurs modèles mécanistes ont été proposés pour expliquer et prédire le flux thermique critique. L'avantage de ces modèles est de gagner en précision, de mieux s'adapter à de nouvelles configurations et de mieux contrôler la crise d'ébullition.

Parmi les modèles cités, le modèle de Weisman & Pei et ses extensions retient nôtre attention en raison de ses performances avancées et large domaine d'application.

L'objectif de ce travail est d'élaborer une procédure de calcul permettant de prédire le flux thermique critique pour un écoulement en ébullition sous refroidi dans des tubes chauffé uniformément. Cependant, le modèle monodimensionnel à deux zones proposé par Weisman et Pei et ses différentes extensions sera utilisé.

Le présent travail est divisé en six (6) chapitres :

-  Dans les trois premiers chapitres, est une recherche bibliographique aussi exhaustive que possible sur le procédé de l'ébullition en convection forcée dans un canal chauffant, les modèles de prédiction des différentes limites d'ébullition locale, les corrélations de prédiction du taux de vide et du titre réel. Cette revue bibliographique a été suivie dans les annexes A et B.
-  Dans le quatrième chapitre, contiendra les méthodes de prédiction de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée. Ensuite, nous présentons en détail le modèle de Weisman & Pei et ces extensions dans l'annexe C.
-  Dans le cinquième chapitre, on présentera une stratégie d'évaluation et de détermination du flux thermique critique en utilisant le modèle de Weisman & Pei. La description du programme informatique de calcul, la structure (organigramme), les théories et les méthodes de calcul numérique ainsi que le rôle du programme principal et des sous programmes développés seront expliqués dans ce chapitre.
-  Dans le sixième chapitre, sera consacré à l'interprétation des résultats obtenus. A l'aide de la procédure de prédiction du flux thermique critique, les résultats obtenus seront alors confrontés à des données expérimentales dont nous disposons.

Chapitre 1 : Généralité

L'ébullition est un procédé très efficace de transfert de chaleur entre une paroi chauffante et un fluide. Dans un certain nombre d'applications industrielles importantes, l'ébullition se produit en convection forcée. C'est notamment le cas dans les générateurs de vapeur des centrales thermiques de production d'électricité et dans le cœur des réacteurs nucléaires à eau bouillante, voir à eau sous pression (REP) en situation accidentelle. C'est également le cas dans les systèmes de refroidissement de certains composants d'appareils électroniques de forte puissance et réacteurs expérimentaux de fusion thermonucléaire.

Ce chapitre vise à faire un point sur l'état de nos connaissances en ce qui concerne le procédé de l'ébullition en convection forcée dans un canal chauffant. En premier lieu, une description générale de l'ébullition en vase et en convection forcée est ainsi consacrée à la compréhension des régimes de transfert de chaleur, des configurations d'écoulement successifs différents et l'évolution des températures. En suite, nous présentons une étude complète sur la détermination du coefficient de transfert de chaleur en écoulement simple phase dans les tubes circulaires sous certaines conditions.

1.1 Configuration de l'écoulement

Dans cette section nous examinons en détail les différentes configurations d'écoulement qui apparaissent lors de l'ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffé. Avant de passer à l'ébullition en convection forcée, il est bon de rappeler les différents régimes d'ébullition rencontrés lors de l'ébullition en vase clos [1][2].

1.1.1 Ebullition en vase clos

C'est l'ébullition que l'on rencontre dans un volume rempli de fluide à l'état de repos, dans lequel est plongé un élément chauffant fournissant un flux de chaleur sur sa paroi.

Une expérience célèbre réalisée en 1934 par Nukiyama [3] a permis de mettre en évidence les différents régimes d'ébullition sur un fil chauffant plongé dans de l'eau (Annexe A). L'expérience consiste à chauffer progressivement le fil par effet de joule et à tracer la courbe donnant la densité de flux de chaleur en fonction de la surchauffe $\Delta T_{SAT} = T_p - T_{SAT}$.

La courbe d'ébullition ou courbe de Nukiyama est représentée dans la figure 1.1. Cette courbe montre que le régime d'échange le plus favorable est l'ébullition nucléée il permet d'évacuer une quantité de chaleur importante avec une faible augmentation de la température de surface. Les recherches de Nukiyama (Annexe A) mettent l'accent sur l'existence d'une valeur maximale de chaleur transmise, la densité de flux thermique critique appelée de façon abrégée le flux critique (en anglais "critical heat flux"), à partir de laquelle le flux de chaleur diminue alors que la température de la surface augmente.

La courbe d'ébullition issue des travaux de Nukiyama peut servir de support à la description des différents régimes d'échange existant dans une conduite chauffée uniformément.

Les travaux de Nukiyama se rapportent à l'ébullition d'un fluide au repos ou l'ébullition "en vase" (en anglais "pool boiling"). Cette configuration est différente de l'ébullition convective (en anglais "convective boiling") où le fluide est en mouvement. Nous décrivons cette configuration dans le paragraphe suivant.

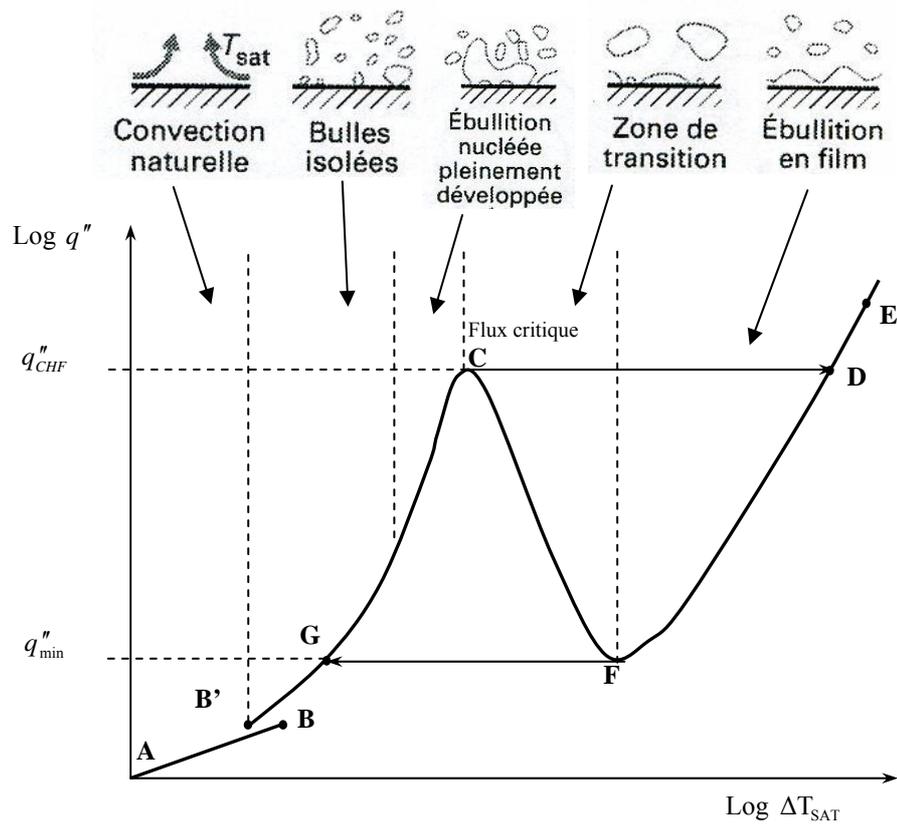


Fig. 1.1. Courbe d'ébullition ou courbe de Nukiyama

1.1.2 Ebullition en convection forcée

Considérons un tube vertical chauffé uniformément sur toute sa longueur et alimenté à sa base par un débit-masse \dot{m} de liquide dont la température est inférieure à la température de saturation (liquide sous-saturé) [1][2][4]. L'enthalpie massique moyenne h_l du fluide augmente le long du tube est donnée à la cote z par un bilan thermique entre l'entrée du tube en $z = 0$ et à la section considérée :

$$h_l(z) = h_l(0) + \frac{q'' \pi D z}{\dot{m}} \quad (1.1)$$

où D est le diamètre de la section droite du tube et q'' la densité de flux thermique ; par commodité, nous confrontons par la suite les termes " densité de flux thermique " et " flux thermique ". Il est utile d'adimensionnaliser l'enthalpie moyenne en définissant le titre à l'équilibre thermodynamique ou titre thermodynamique $x_{eq}(z)$:

$$x_{eq}(z) = \frac{h_l(z) - h_l^{sat}}{h_{lg}} \quad (1.2)$$

Dans le cas de l'équilibre thermodynamique, $x_{eq}(z)$ correspond au titre massique (dynamique) x de vapeur défini par :

$$x = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}} \quad (1.3)$$

La figure 1.2 présente les différentes configurations du mélange eau- vapeur, les régimes ainsi que l'évolution des températures de la paroi et du fluide le long du tube. On distingue plusieurs régions :

- région A : dans la partie inférieure du tube, la température de la paroi et de la température du liquide augmentent. Tant que la température de la paroi n'atteint pas la valeur minimale requise pour déclencher la nucléation, les transferts de chaleur se font par convection forcée phase liquide. Cet écoulement peut être laminaire ou turbulent.
- Région B : quand la nucléation se produit à la paroi, des bulles de vapeur se forment en présence du liquide sous saturé. C'est l'ébullition nucléée sous saturée. Les bulles de vapeur prennent naissance à la paroi, se détachent et se condensent immédiatement dans le cœur liquide parce que la température du liquide environnante est inférieure à la température de saturation. On distingue deux parties :
 - Région b1 : dans un premier temps, un nombre réduit de sites de nucléation est actif et par conséquent, peu de bulles apparaissent sur la paroi. L'ébullition nucléée sous saturée est dite partielle.
 - Région b.2 : au fur et à mesure de l'augmentation de la température de la paroi, de plus en plus de bulles apparaissent ; l'ébullition nucléée sous saturée finit par devenir complètement ou totalement développée.

Dans cette région, la température de la paroi se stabilise à quelques degrés au dessus de la température de saturation tandis que la température moyenne du liquide tend progressivement vers la température de saturation.

- Région C : elle correspond à l'ébullition nucléée saturée. La transition avec la région précédente se situe à l'endroit où la température moyenne du liquide atteint la température de saturation. L'écoulement à bulles occupe toute la section droite de la conduite. Les bulles finissent par se rassembler en de gros bouchons créant des conditions nettement discontinues. Le coefficient d'échange est amélioré par rapport à l'ébullition en vase clos à cause de l'effet de l'arrachement des bulles provoqué par la vitesse. Pour un flux de chaleur suffisamment important, il peut se produire une vaporisation locale du film liquide qui l'isole de la paroi ; une tache sèche peut se former et entraîner la destruction de la paroi (en anglais " burn out").
- Région D : les bouchons se rassemblent en un coeur de vapeur continu ; un film liquide tapisse les parois. La température de la paroi diminue et ne permet plus de maintenir la nucléation. La chaleur passe à travers le film liquide et la paroi jusqu'à l'interface liquide- vapeur où l'évaporation se produit. Des gouttelettes sont emportées dans ce coeur de vapeur. Le régime d'écoulement est dite annulaire (film liquide à la paroi et coeur de vapeur contenant des gouttelettes). Le processus d'ébullition est remplacé par celui d'évaporation. Comme la nucléation a été totalement supprimée, le terme ébullition ne peut plus être employé. Cette zone est la région de convection forcée diphasique ou de convection forcée par film liquide de paroi.
- Région E : l'épaisseur du film décroît au fur à mesure que l'évaporation augmente jusqu'à la rupture de ce film. C'est le phénomène d'assèchement accompagné d'une élévation brutale de la température de la paroi. La région d'écoulement à gouttelettes est appelée région déficitaire en liquide. C'est un écoulement de vapeur avec fines gouttelettes liquide entraînées (bien que certaines puissent se redéposer).
- Région F : les gouttelettes sont toutes vaporisées. Les transferts de chaleur se font par convection forcée en phase vapeur ; les lois qui régissent ces échanges sont celles qui s'appliquent au gaz.

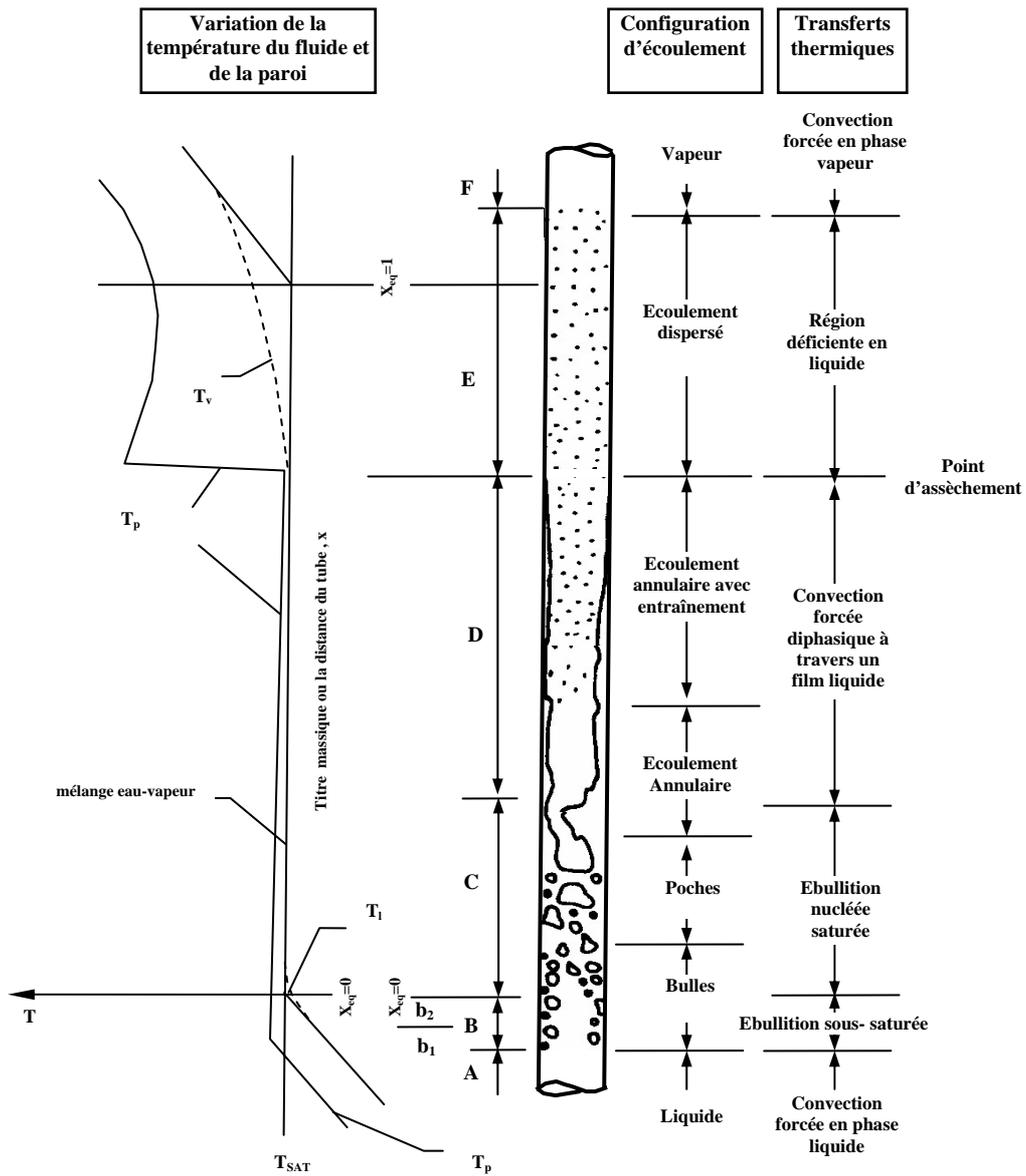


Fig.1.2. Evolution des températures, des configurations d'écoulement et des régimes thermiques dans un tube vertical chauffant

1.2 Influence du flux de chaleur sur l'écoulement

La configuration de l'écoulement et le transfert de la chaleur à la paroi caractérisé par le coefficient d'échange dépendent de l'importance du flux de chaleur. Collier [2] décrit les diverses situations qui peuvent se produire. La figure 1.3 présente l'évolution du coefficient d'échange de chaleur ainsi que des régimes de transfert de chaleur pour différents niveaux de flux de chaleur.

Dans ce mémoire, on s'intéresse uniquement à un écoulement dont la température moyenne est inférieure à la température de saturation (sous saturation). Le cœur de l'écoulement reste liquide tandis que localement à la paroi la température du fluide dépasse la température de saturation. La saturation permettant la présence de bulles vapeur qui ne sont pas immédiatement condensées. La saturation et la surchauffe correspondent respectivement à une température moyenne égale, supérieure à la température de saturation. La figure 1.4 présente une description complémentaire de l'évolution de l'écoulement dans le tube suivant les différents niveaux de flux de chaleur.

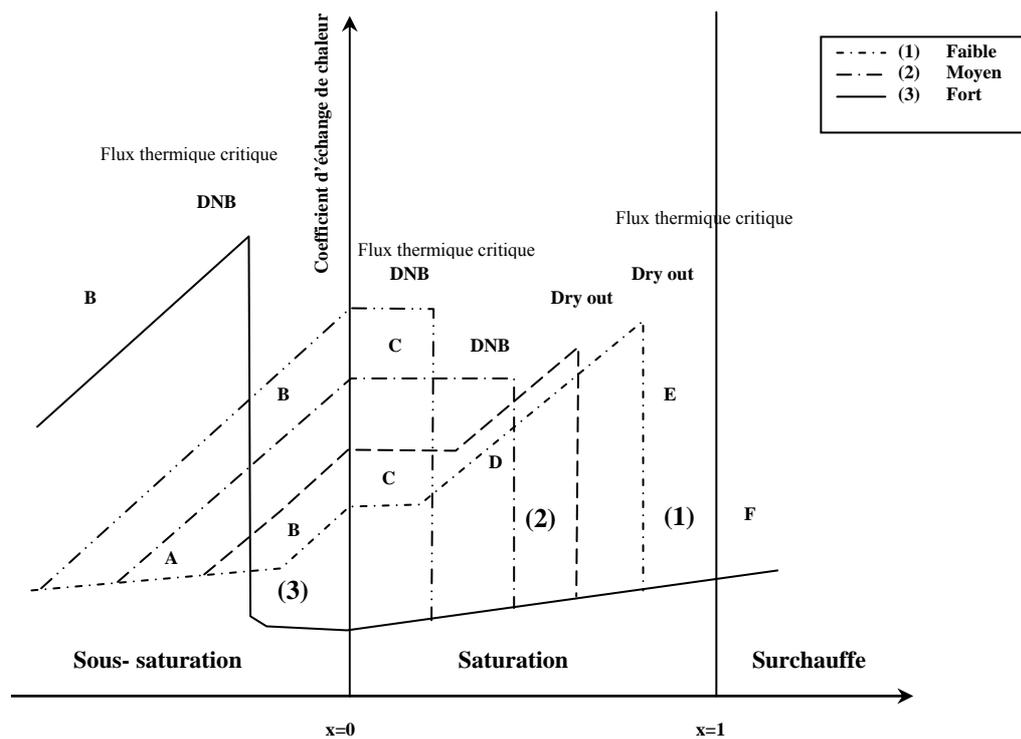


Fig.1.3. Evolution du coefficient d'échange de chaleur en fonction du titre pour un flux de chaleur constant

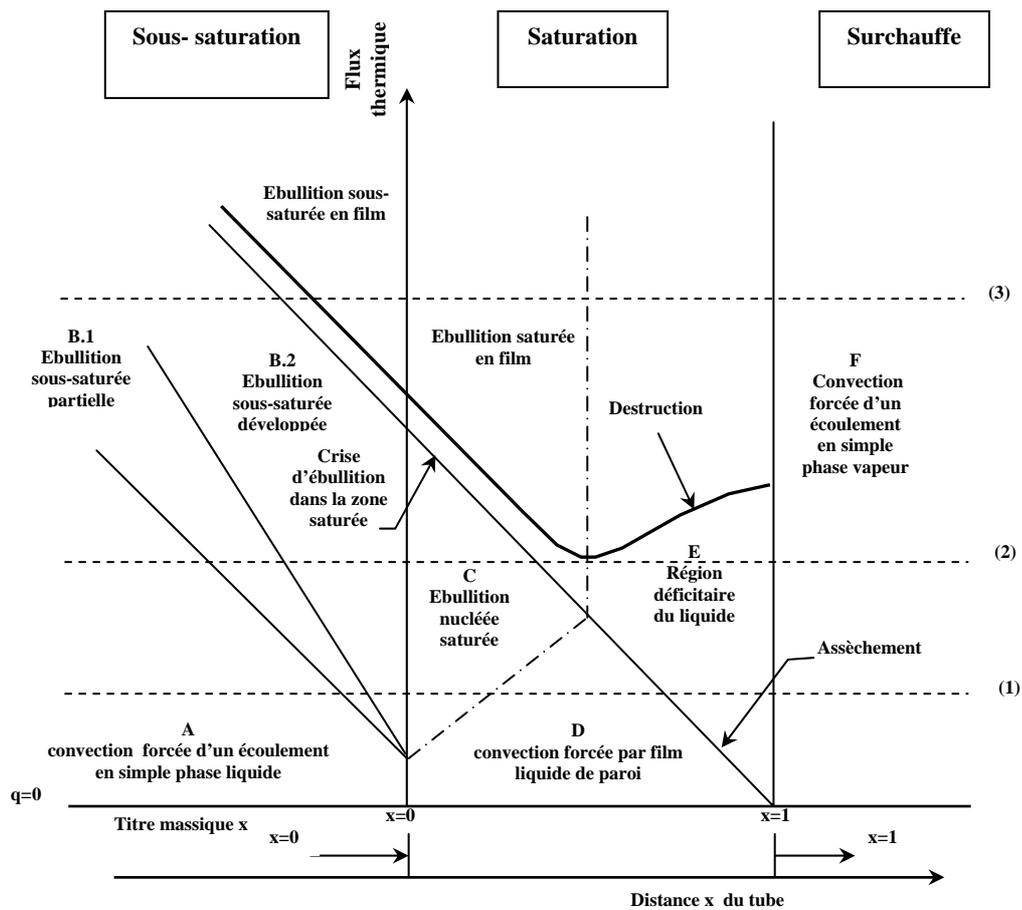


Fig.1.4. Localisation des régimes d'échange

Les différents niveaux de flux de chaleur entraînent les situations suivantes :

- Courbe (1) : flux de chaleur faible

Dans la région A de convection forcée en phase liquide, l'écart entre la température de la paroi et celle du liquide diminue légèrement par l'influence des propriétés physiques du liquide, le coefficient d'échange augmente très légèrement.

Dans les régions d'ébullition nucléée sous saturée partielle et totalement développée, la formation des bulles de vapeur permet de communiquer la chaleur de la paroi chauffante au cœur de l'écoulement. La température de la paroi reste constante tandis que la température du fluide augmente sensiblement. Le coefficient de chaleur est fortement amélioré.

Dans la zone d'ébullition nucléée saturée C, la différence entre la température de la paroi et celle du fluide reste constante. Par conséquent, le coefficient d'échange de la chaleur demeure constant.

Dans la région D de la convection forcée par film liquide de la paroi, l'épaisseur de ce film diminue à cause de l'évaporation à l'interface entre film liquide et le cœur de vapeur. L'écart de température entre la paroi et le fluide décroît : le coefficient d'échange de chaleur augmente.

L'assèchement (en anglais "Dry out") progressif de la paroi résultant de la diminution de l'épaisseur du film liquide fait croître fortement la température de la paroi en ce point où elle atteint un maximum. De ce fait, l'échange diminue de façon brutale et le coefficient d'échange de chaleur atteint une valeur proche de celle correspondant à un écoulement de vapeur saturée.

Dans la région déficitaire en liquide E, la vapeur est accélérée par la suite de l'évaporation de gouttelettes et la température du cœur croît progressivement ; le coefficient d'échange de chaleur augmente légèrement pour finir par se stabiliser à la valeur correspondant à un écoulement de vapeur sèche.

- Courbe (2) : flux de chaleur moyen

Lorsque le flux de chaleur augmente, l'ébullition nucléée sous saturée B démarre plus près de l'entrée du tube (figure 1.4). Le coefficient d'échange croît fortement.

Dans la zone d'ébullition nucléée saturée C, le coefficient de chaleur reste constant et demeure à une valeur importante.

La production de bulles de vapeur augmente et une couche de vapeur se forme empêchant le fluide de mouiller la paroi. Il en résulte une brusque détérioration du refroidissement de la paroi dont la température augmente brusquement. Le flux de chaleur n'est, cependant, pas assez élevé pour provoquer la destruction de la paroi. Par la suite, le régime d'écoulement est l'ébullition en film dans lequel des bulles de vapeur se forment dans le film liquide. Par la suite de la diminution de l'épaisseur du film liquide, la vaporisation finit par remplacer l'ébullition. Le liquide restant sur la paroi chauffante se vaporise sous forme de gouttelettes dans le cœur vapeur de l'écoulement ; c'est la région E déficitaire en liquide.

Cette étude montre que la vapeur peut être produite par deux mécanismes :

- avant le point singulier marquant une brusque diminution du transfert de la chaleur, c'est la nucléation à la paroi chauffante
 - après ce point, c'est l'évaporation directe sur l'interface liquide-vapeur située au sein de l'écoulement.
- Courbe (3) : flux de chaleur élevé

Pour un flux de chaleur très élevé, la convection forcée en phase liquide disparaît quasiment. L'ébullition nucléée se produit dès l'entrée du tube. La figure 1.4 montre les régions de transfert de chaleur d'un écoulement en convection forcée en fonction du titre massique pour des densités de flux thermique élevées. Si la densité du flux de chaleur est élevée, il est possible d'observer une augmentation brutale de la température de paroi alors qu'on se trouve en ébullition nucléée saturée ou sous-saturée. Cette augmentation est due à la formation de poches de vapeur sur la paroi et au développement d'une ébullition en film, caractérisée par un film de vapeur en paroi et un cœur diphasique à dominante liquide. Ce phénomène est appelé crise d'ébullition par caléfaction (ou "Departure from Nucleate Boiling" DNB en anglais).

1.3 Corrélations de transfert de chaleur en écoulement simple phase liquide

Dans beaucoup de procédés industriels, les échanges de chaleur en convection forcée monophasique en phase liquide à travers une conduite de section circulaire sont rencontrés. Généralement, l'écoulement d'un fluide peut être caractérisé par son régime de circulation dans une section circulaire. Autrement dit, le régime est laminaire ou turbulent.

Lorsqu'un fluide s'écoule dans une conduite en régime laminaire, une couche limite thermique et hydrodynamique se développe et le profil de température et de la vitesse change avec la distance z de l'entrée du tube. Deux régions seront présentées, la région d'entrée et la région d'établissement complète. En pratique, deux situations d'établissement du transfert thermique sont considérées. La première situation est le cas où le transfert de chaleur se produit sur une section chauffée précédée par une section non chauffée ; dans ce cas le chauffage thermique commence avec la présence d'un profil de vitesse complètement établie et seulement la longueur d'entrée thermique est à considérer. L'autre situation, la plus complexe, est que la longueur d'entrée thermique et dynamique correspond au profil de la température et de la vitesse se développe simultanément ou combiné. Les effets d'entrée sont très importants en régime laminaire.

Pour un écoulement turbulent, la longueur d'établissement est bien plus petite qu'en écoulement laminaire.

Ce pendant, les corrélations de transfert de chaleur par convection forcée du fluide de propriétés constantes seront étudiées dans ces deux régions. Une étude complète a été présentée dans l'annexe B.

Les relations généralement utilisées en convection forcée monophasique en phase liquide sont résumées dans le tableau 1.1.

Tab.1.1 : Ensemble des corrélations exprimant le transfert de chaleur en convection forcée

Corrélation	Expression	Domaine de Validité
Colburn [5] (1.4)	$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/3}$	$0.7 < Pr < 160 ; Re > 10^4 ; L/D > 60$
Dittus-Boelter [6] (1.5)	$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^n$ Si $T_p > T_m$: $n=0.4$ Si $T_p < T_m$: $n=0.3$	$0.7 < Pr < 160 ; Re > 10^4 ; L/D > 60$
Seider & Tale [7] (1.6)	$Nu = 0.027 Re^{0.8} Pr^{1/3} (\mu_l / \mu_p)^{0.14}$	$0.7 < Pr < 160 ; Re > 10^4 ; L/D > 60$
Pethukov [8] (1.7)	$Nu = \frac{(f/8) Re Pr}{1.07 + 12.7 \sqrt{f/8} (Pr^{2/3} - 1)}$ $C_F = \frac{1}{(1.82 \log_{10} Re - 1.64)^2}$	$10^4 < Re < 5 \times 10^6$ $0.5 < Pr < 200$ 6% de précision $200 \leq Pr < 2000$ 10% de précision
Gnielinski [9] (1.8)	$Nu_D = \frac{(f/8)(Re-1000) Pr}{1 + 12.7 \sqrt{f/8} (Pr^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{d}{l}\right)^{2/3} \right]$	$2300 \leq Re \leq 5 \times 10^6$ $0 < D/L < 1$ $0.6 < Pr < 2000$

Lors du chauffage, les propriétés physiques du liquide vont influencer sur le coefficient du transfert de chaleur. Une attention très particulière a été donnée pour prendre en considération le concept de la température moyenne T_m lors du traitement des problèmes de transfert de chaleur. Dans les corrélations présentées dans le tableau 1.1, les propriétés physiques sont prises à la température T_m . Pour un écoulement fortement sous-saturé, Yin [10] suggère à la place de la température moyenne de l'écoulement l'emploi de la température dite de film :

$$T_{film} = (T_m + T_p) / 2.$$

Conclusion

Le transfert de chaleur entre un tube chauffé uniformément et un fluide caloporteur qui s'écoule à l'intérieur provoque l'apparition de différents régimes d'échanges. La courbe de Nukiyama ou courbe d'ébullition en vas clos décrit la succession de ces régimes en fonction du chauffage du tube. Dans un certain nombre d'applications industrielles importantes, l'ébullition se produit en convection forcée. Le premier mode d'échange est la convection forcée où le fluide pressurisé reste à l'état monophasique liquide. L'évaluation du coefficient d'échange convectif peut se faire à partir des corrélations regroupées dans le tableau 1.1.

Une étude complète sur les corrélations de transfert de chaleur en écoulement monophasique dans des tubes circulaire en régime laminaire, turbulent développés et non développés a été présentée en Annexe B. Le problème des effets d'entrée est plus complexe en régime laminaire qu'en régime turbulent. Dans la région d'entrée, deux situations d'établissements du transfert thermique ont attiré notre attention. La première situation est le cas où le profil des vitesses complètement établies et le profil des températures en cours d'établissement. L'autre situation, est que le profil des vitesses et des températures se développe simultanément ou combiné. Pour un écoulement turbulent établi, la corrélation Dittus-Boelter est largement recommandée avec une erreur de 13%. En tenant compte de la rugosité de la paroi, la corrélation de Petukhov & Popov peut être appliquée. Pour pouvoir utiliser cette dernière dans la région d'entrée et dans des tubes courts, Gnielinski l'a modifiée en remplaçant le nombre de Reynolds. L'influence des propriétés physiques du liquide sur le coefficient d'échange convectif a été considérablement traitée en annexe B.

Lorsque le chauffage du tube devient suffisamment important, la température de la paroi atteint une valeur suffisamment élevée pour permettre la formation des bulles de vapeur. La convection forcée laisse alors la place à l'ébullition.

On ne considère dans ce mémoire que l'ébullition nucléée sous-saturée c'est-à-dire celle d'un fluide dont la température moyenne reste inférieure à la température d'ébullition ou température de saturation. Ce type d'échange présente l'avantage d'une amélioration importante du transfert de chaleur, mais ceci n'est pas sans limites. A partir d'un certain seuil, le refroidissement du tube ne peut plus être assuré par le fluide et à une faible augmentation du flux de chaleur correspond à une forte augmentation de la température de la paroi du tube, ce qui provoque la destruction de celle-ci (burn out). C'est le phénomène de la crise d'ébullition, ou caléfaction (en anglais " DNB : Departure from Nucleate Boiling).

Dans un réacteur PWR, le risque de la crise d'ébullition oblige à se limiter à l'ébullition locale. Donc, vu l'importance de cette région, une étude sur les modèles et les corrélations permettant la prédiction des différentes limites sera discutée dans le chapitre suivant.

Chapitre 2 : Modèles et corrélations de prédiction des différentes limites d'ébullition locale

L'objectif de cette partie est de mettre en évidence les méthodes de prédiction des différentes limites d'ébullition locale ainsi que l'évaluation du transfert de chaleur pour l'ébullition nucléée sous-saturée.

2.1 Généralités

L'ébullition sous-saturée ($x_{eq} < 0$) est encore appelée ébullition locale. La figure 2.1 montre les différentes limites de la région d'ébullition locale ainsi que la variation de la température du fluide et de la paroi (région A et B) [2].

Un liquide sous-saturé ou sous-refroidi, qui circule dans un tube chauffé, reste à l'état monophasique tant que la température de la paroi est inférieure à la température de saturation du liquide pour la pression locale. Dans ces conditions de convection monophasique, les coefficients d'échange sont calculés à partir des lois usuelles selon le régime d'écoulement (voir chapitre 1).

Au fur et à mesure que le liquide s'écoule dans le tube, les températures du liquide et de la paroi augmentent (figures 2.1 et 2.2). Lorsque la température de la paroi est égale à la température de saturation locale, l'ébullition ne peut pas apparaître sur la paroi car elle est insuffisante pour l'activation des sites de nucléation (point B). Le point C, pour lequel les premières bulles apparaissent, correspond au *début de l'ébullition locale* (ONB). Elle se poursuit jusqu'à ce que la température du liquide soit égale à la température de saturation. Les bulles créées ne peuvent croître car, dès qu'elles grossissent, elles se condensent à partir de leur dôme au contact avec le liquide sous-refroidi. Une fine couche de bulles tapisse la paroi du tube ; leur nombre et leur taille augmentent dans le sens de l'écoulement avec la diminution du sous-refroidissement. Ainsi, de C à E, le fluide continue à s'échauffer et, comme le nombre de sites croît, la contribution de l'ébullition augmente au détriment de la convection monophasique : c'est la zone de *l'ébullition sous saturée partielle*. A partir du point E, la contribution de la convection devient négligeable, c'est la zone de *l'ébullition sous-saturée pleinement développée* (FDB). La température de la paroi reste sensiblement constante. Au point E et lorsque les bulles se détachent de la paroi, c'est le *point d'apparition significative de vapeur* (OSV), qui correspond au début d'une augmentation significative du taux de vide moyen dans le tube. Ce point est souvent supposé coïncider avec la transition entre l'ébullition sous-saturée partielle et l'ébullition sous-saturée développée.

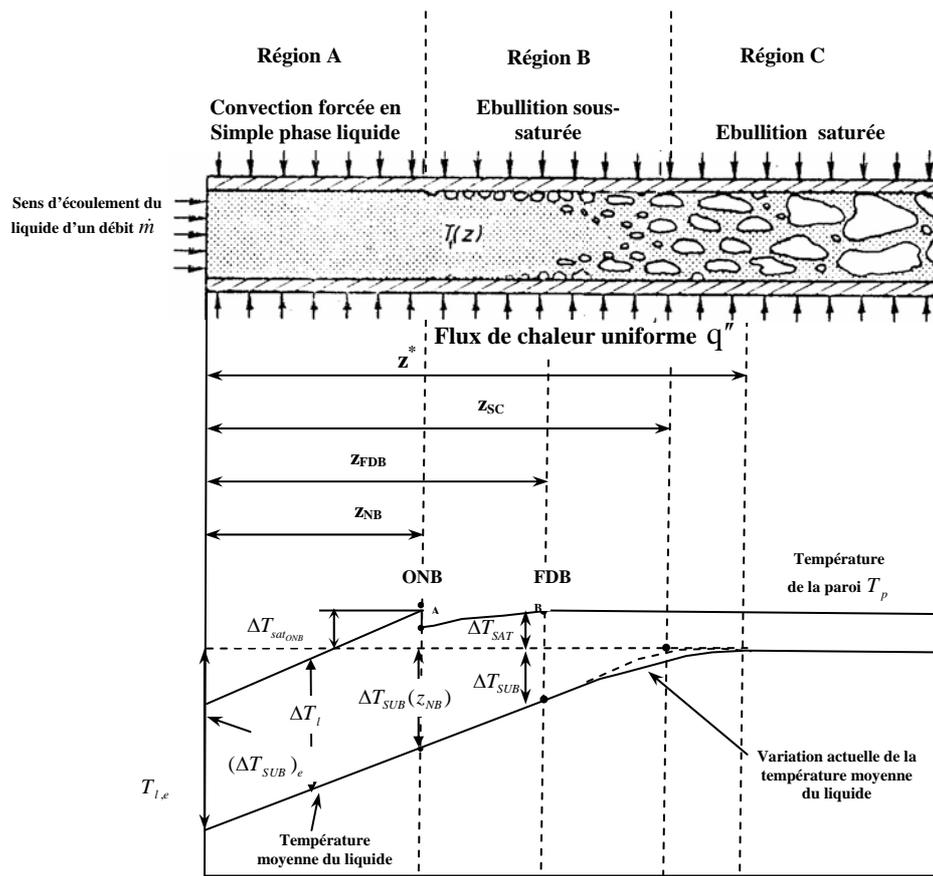


Fig.2.1 : Variation de la température du liquide et de la paroi d'un écoulement en ébullition sous- saturée

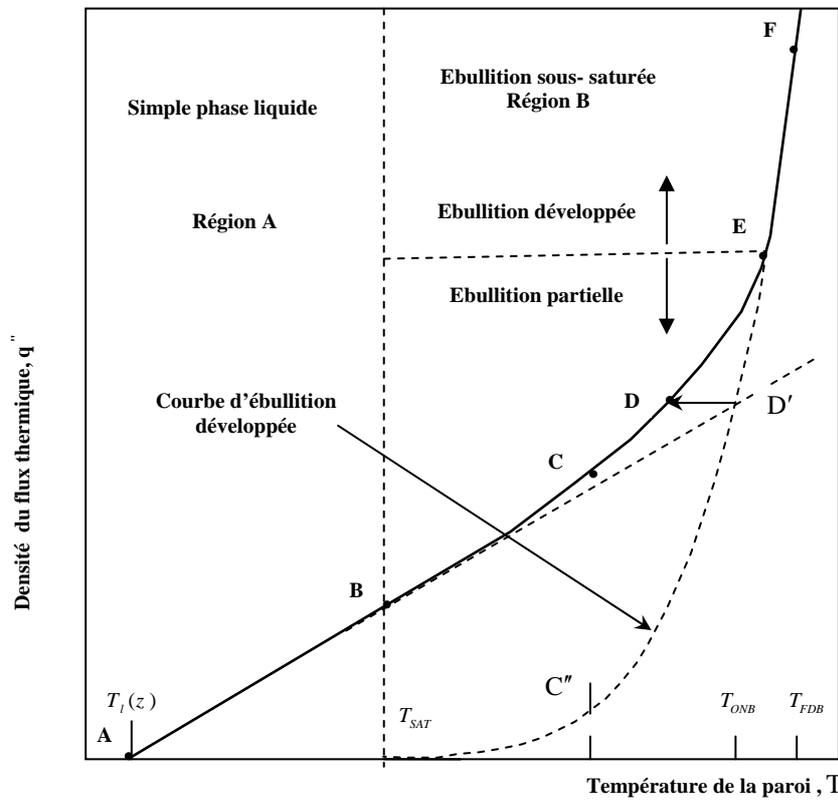


Fig.2.2 : Variation de la densité du flux de chaleur en fonction de la température de la paroi

Considérons initialement, les régions (A et B) où l'élévation de la température moyenne du fluide atteint la température de la saturation à une cote $z = z_{SC}$. Un bilan d'équilibre thermique peut être donné par :

$$q'' \pi D z = \dot{m}_l c_{pl} (T_l(z) - T_{l,e}) \quad (2.1)$$

D'après la relation : $G = 4\dot{m}_l / \pi D^2$

La température moyenne du fluide $T_l(z)$ est calculée par la relation suivante :

$$T_l(z) = T_{l,e} + \frac{4q'' z}{Gc_{pl}D} \quad (2.2)$$

La longueur combinée z_{SC} de la limite de l'ébullition sous-saturée peut être donnée par :

$$z_{SC} = \frac{Gc_{pl}D}{4q''} (T_{SAT} - T_{l,e}) \quad (2.3)$$

Dans la région A, la température de la paroi est donnée par :

$$T_p = T_l(z) + \Delta T_l \quad (2.4)$$

Où encore ;

$$\Delta T_l = q'' / h_{lo} \quad (2.5)$$

Nous avons abordé dans le chapitre (1) le calcul du coefficient de transfert de chaleur en convection forcée d'un écoulement en simple phase liquide h_{lo} .

La région de l'ébullition locale (région B), est atteinte quand la température de la paroi est égale à la température $(T_{SAT} + (\Delta T_{SAT})_{ONB})$.

La longueur du tube z_{NB} sous laquelle il n'y a pas d'ébullition peut être calculée par la relation suivante :

$$z_{NB} = \frac{Gc_{pl}D}{4} \left[\frac{(\Delta T_{SUB})_e + (\Delta T_{SAT})_{ONB}}{q''} - \frac{1}{h_{lo}} \right] \quad (2.6)$$

A partir des équations (2.3) et (2.6), la limite de l'ébullition locale peut être donnée par :

$$z_{SC} - z_{NB} = \frac{Gc_{pl}D}{4} \left[\frac{1}{h_{lo}} - \frac{(\Delta T_{SAT})_{ONB}}{q''} \right] \quad (2.7)$$

La région B de l'ébullition locale disparaît si l'équation (2.7) est égale à zéro ou si $\Delta T_l = (\Delta T_{SAT})_{ONB}$. A partir de l'équation (2.2) ;

$$T_l(z_{NB}) = T_{l,e} + \frac{4q'' z_{NB}}{Gc_{pl}D} \quad (2.8)$$

La sous-saturation $\Delta T_{SUB}(z_{NB})$ au début d'ébullition locale est donnée par :

$$\Delta T_{SUB}(z_{NB}) = \frac{4q''}{Gc_{pl}D} (z_{SC} - z_{NB}) \quad (2.9)$$

2.2 Début d'ébullition locale

La prédiction de la cote de la région A est difficile à déterminer car l'estimation de la surchauffe nécessaire à la création d'une bulle de vapeur demeure délicate par ce qu'elle dépend de nombreux paramètres comme la rugosité, le vieillissement de la paroi et le dégazage du fluide.

La limite inférieure de la température de la paroi nécessaire pour obtenir l'amorçage de l'ébullition nucléée peut être calculée à l'aide de la corrélation de Bergles et Rohsenow [11] :

$$(\Delta T_{SAT})_{ONB} = 0.556 \left[\frac{q''_{ONB}}{1082 p^{1.156}} \right]^{0.463 p^{0.0234}} \quad (2.10)$$

Cette équation est valable pour l'eau à des pressions de (1 à 138 bars)

Une solution analytique a été établie par Davis et Anderson [12]. Pour d'autres fluides, cette solution a été étendue par Frost et Dzakowic [13]. Elle peut être donnée par :

$$(\Delta T_{SAT})_{ONB} = (T_p - T_{SAT})_{ONB} = \left(\frac{8\sigma q'' T_{SAT}}{k_l h_{lg} \rho_g} \right)^{0.5} Pr_l \quad (2.11)$$

Les propriétés physiques du fluide dans l'éq. (2.10) sont calculées à la température de saturation.

$(T_p)_{ONB}$ caractérise l'apparition de bulles de vapeur sur la paroi chauffée. Un nombre restreint de bulles de vapeur est présent sur cette paroi, l'ébullition nucléée sous-saturée est partielle.

2.2.1 Ébullition sous-saturée partielle

L'ébullition et la convection cohabitent, le premier régime d'échange ayant tendance à de venir prépondérant au fur et à mesure de l'augmentation de la température de la paroi. Dans ces conditions, le transfert de chaleur est dû en partie au flux de chaleur transmis par convection forcée en phase liquide et en partie au flux de chaleur transféré par ébullition nucléée. On suppose que l'on connaît la corrélation en convection forcée (tableau 1.1) et celle en ébullition sous-saturée (tableau 1.2), il s'agit alors d'apprécier la part occupée par chaque régime d'échange dans le transfert total de chaleur.

Bowring [14] suppose que la densité de flux de chaleur total dans la région d'ébullition sous-saturée partielle est donnée par la relation suivante :

$$q'' = q''_{SPL} + q''_{SCB} \quad (2.12)$$

Ou q''_{SPL} et q''_{SCB} sont respectivement, la densité de flux de chaleur de la convection forcée en phase liquide et la densité de flux de chaleur transférée par nucléation des bulles. La variation des deux densités de flux de chaleur est représentée sur la figure 2.3.

La forme de variation de la densité de flux de chaleur de la convection forcée en simple phase liquide q''_{SPL} , n'est pas connue quantitativement, donc il est nécessaire de faire une approximation. Trois méthodes empiriques seront discutées.

La première méthode a été supposée par Griffith et al. [15] et élaborée par Bowring [14]. La composante du flux de chaleur transmise par convection forcée en phase liquide peut être donnée par la formule suivante :

Si $T_{SAT} \leq T_p \leq T_{FDB}$,

$$q''_{SPL} = h_{lo} (T_{SAT} - T_l(z)) \quad (2.13)$$

Et si $T_p > T_{FDB}$,

$$q''_{SPL} = 0 \quad (2.14)$$

Engelberg- Forter & Grief [16] ont montré que la densité de flux de chaleur pour laquelle l'ébullition totalement développée apparaît correspond à un accroissement de 40 % de q''_{ONB} .

La région d'ébullition partielle est donc délimitée par q''_{ONB} et $1.4q''_{ONB}$.

D'après Bowring, la valeur de la sous- saturation $\Delta T_{SUB}(z)_{FDB}$ au point du début de l'ébullition développée (point E où $q'' = q''_E$) peut être donnée par la formule suivante :

$$\Delta T_{SUB}(z)_{FDB} = \left[\frac{q''}{1.4h_{lo}} \right] - \varphi \left[\frac{q''}{1.4} \right]^n \quad (2.15)$$

Où, φ est un paramètre qui tient compte des propriétés physiques du fluide et du couple liquide- paroi, et n est un exposant variant entre 0.25 et 0.5.

Il est important de noter que le pourcentage marquant la limite supérieure de cette région (40 %) est , d'après Bergles et Rohsenow , plutôt variable puisqu'il peut prendre des valeurs comprises entre 30et 130 %. Cette incertitude rend délicat l'emploi de cette relation.

Une expression alternative a été proposée par Griffith et coauteurs [15]. Au point E (figure 2.2), la densité du flux de chaleur a été approximée par l'expression suivante :

$$q''_{FDB} = 5q''_{SPL} \quad (2.16)$$

Donc, la sous- saturation et la longueur du début d'apparition de l'ébullition développée sont données par les relations suivantes :

$$\Delta T_{SUB}(z)_{FDB} = \frac{q''}{5h_{lo}} \quad (2.17)$$

$$z_{FDB} = \frac{Gc_{pl}D}{4} \left[\frac{(\Delta T_{SUB})_e}{q''} - \frac{1}{5h_{lo}} \right] \quad (2.18)$$

Rohsenow [17] propose une deuxième méthode différente de celle donnée par Bowring. La densité du flux de chaleur de la convection forcée en simple phase liquide est donnée par la relation suivante :

$$q''_{SPL} = h_{lo} (T_p - T_l(z)) \quad (2.19)$$

Il a tenté de prédire la densité du flux de chaleur en ébullition nucléée par la corrélation suivante :

$$\left(\frac{c_{pl} \Delta T_{SAT}}{h_{lg}} \right) = C_{sf} \left[\frac{q_{SCB}''}{\mu_l h_{lg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right]^{0.33} \left(\frac{c_{pl} \mu_l}{k_l} \right)^s \quad (2.20)$$

Rohsenow propose de prendre $s = 1$ pour l'eau et $s = 1.7$ pour les autres fluides.

Le coefficient C_{sf} dépend du couple liquide- paroi et varie de 0.003 à 0.015. Il est recommandé de faire des expériences afin de déterminer la bonne valeur de C_{sf} . En l'absence de résultats expérimentaux disponibles, on prendra $C_{sf} = 0.013$ comme première estimation.

La figure 2.4 illustre la troisième méthode utilisée par Bergles et Rohsenow [11]. Cette méthode est la plus élaborée de toutes celles qui sont présentées dans ce paragraphe. Elle cherche à établir une transition continue entre la convection et l'ébullition. Elle prend en compte la participation décroissante de la convection et la participation croissante de l'ébullition dans la zone d'ébullition partielle. La courbe ABD' correspond à l'écoulement monophasique liquide pour lequel la densité de flux thermique sera notée q_{SPL}'' . L'ébullition nucléée apparaît au point C tandis que la courbe C'E correspond à l'ébullition sous-saturée développée pour laquelle la densité de flux thermique sera notée q_{SCB}'' . La température associée à l'apparition de l'ébullition nucléée peut être calculée à l'aide de l'équation (2.10). On peut donc aisément calculer l'ordonnée $q_{SCB}''(C'')$ du point C'' qui a pour abscisse cette température et qui est située sur la courbe correspondant à l'ébullition sous-saturée développée. La courbe CE pourra alors être représentée par l'équation:

$$q'' = q_{SPL}'' \left\{ 1 + \left[\frac{q_{SCB}''}{q_{SPL}''} \left(1 - \frac{q_{SCB}''(C'')}{q_{SCB}''} \right) \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (2.21)$$

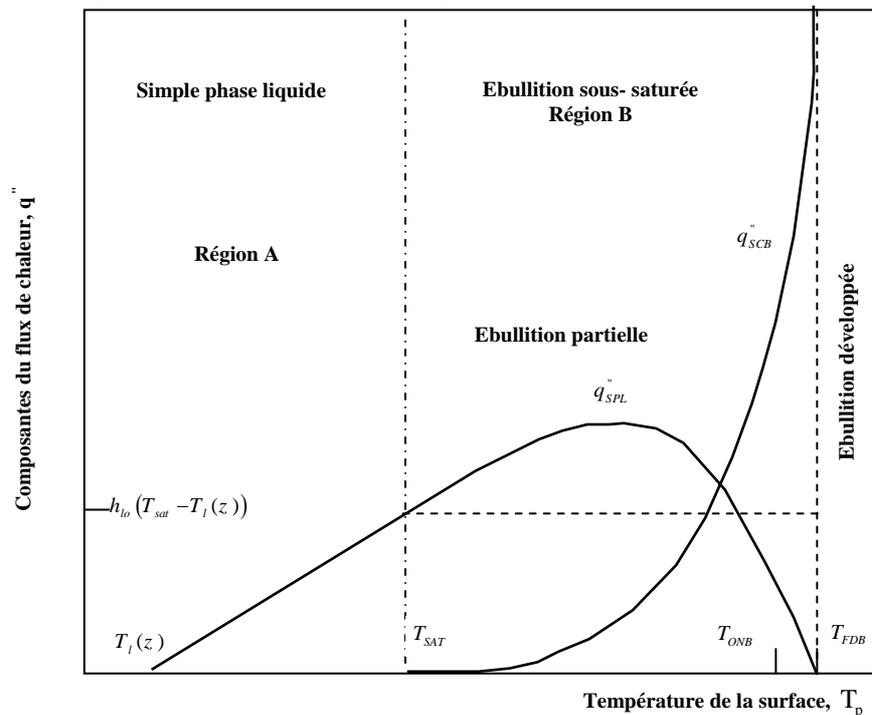


Fig. 2.3. Variation des densités du flux thermique, modèle de Bowring

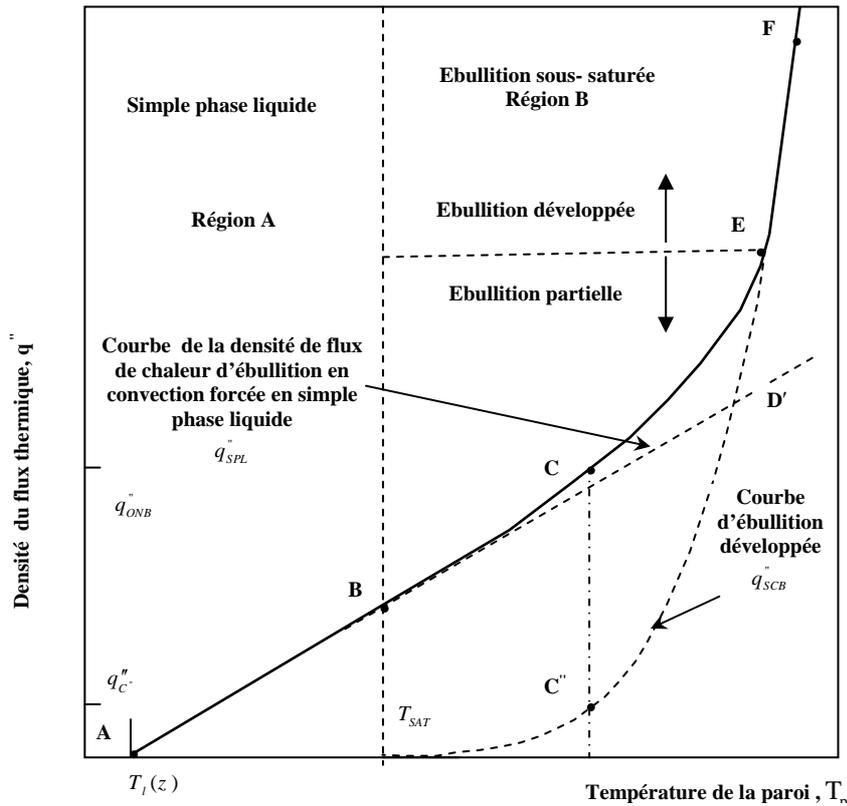


Fig. 2.4. Variation de la densité du flux de chaleur en fonction de la température de la paroi, méthode de Bergles et Rohsenow

L'augmentation du flux de chaleur provoque celle de la température de la paroi. La population de bulles croît et laisse moins en moins la place au liquide. Le transfert de la chaleur par ébullition devient prépondérant devant la convection. L'ébullition nucléée sous-saturée est totalement développée.

2.2.2 Ebullition sous saturée développée

Quand la température de paroi augmente progressivement, les bulles de vapeur occupent la totalité de la section droite du tube. Dans cette zone, l'influence de la convection forcée en phase liquide est négligeable et seuls les échanges de chaleur par ébullition nucléée interviennent.

Krieth & Sommerfield [18] sont parmi les premiers à identifier les paramètres caractérisant ce régime d'échange. Leurs essais montrent que, pour un flux donné, la surchauffe diminue avec la pression selon une loi puissance ($P^{-0.75}$).

On pourra prendre la corrélation proposée par McAdams et al. [19] pour l'ébullition sous-saturée développée. Les résultats obtenus sont donnés par l'équation suivante :

$$(T_p)_{SBC} = T_{SAT} + \varphi q''^{0.259} \tag{2.22}$$

Le paramètre ϕ dépend de la concentration des gaz dissout dans l'eau et varie de 22.62 à 28.92.

L'équation (2.22) est satisfaisante pour des vitesses de 0.3 à 11 m/s, des sous-saturation de 11 à 83 °C et des pressions de 2 à 6 bars. Ces données sont valables pour l'eau.

Jens & Lottes [20] remarquent que l'écart entre la température de la paroi du tube et la température de saturation est indépendant de la vitesse et la température du fluide, mais dépend de la densité de flux de chaleur et de la pression du fluide.

En appliquant la relation de Jens & Lottes, Thom et al. [21] constatent que la tendance générale de leurs essais réalisés pour des pressions comprises entre 52 et 138 bars n'est pas bien prise en compte par cette relation. Pour cette raison, ils modifient les coefficients intervenant dans la corrélation de Jens & Lottes. Ces relations sont rassemblées dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1 : Ensemble de corrélations exprimant le transfert de chaleur en ébullition

Corrélation	Expression	Domaine de Validité
Jens & Lottes [20] (2.23)	$\Delta T_{SAT} = 25(q'')^{0.25} e^{-P/62}$	$3.63 < D < 5.74$ mm, $7 < P < 172$ bars $115 < T_m < 340$ °C, $q'' < 6.31$ MW/m ² $11 < G < 1.05 \cdot 10^4$ Kg.m ⁻² .s ⁻¹
Thom et al. [21] (2.24)	$\Delta T_{SAT} = 22.65(q'')^{0.5} e^{-P/87}$	$3.63 < D < 5.74$ mm, $7 < P < 172$ bars $115 < T_m < 340$ °C, $q'' < 1.6$ MW/m ² $11 < G < 1.05 \cdot 10^4$ Kg.m ⁻² .s ⁻¹
Shah [22] (2.25)	$\Delta T_{SAT} = \frac{1}{\Psi_0} \left(\frac{q''}{h_{fo}} - \Delta T_{SUB} \right)$ $\Delta T_{SUB} = T_{SAT} - T_p$ $Bo = \frac{q''}{Gh_{lg}}$ $Bo \geq 0.295 \cdot 10^{-4} \quad \Psi_0 = 230 Bo^{0.5}$ $Bo \leq 0.295 \cdot 10^{-4} \quad \Psi_0 = 1 + 46 Bo^{0.5}$	h_{fo} : coefficient d'échange donné par la corrélation de Dittus- Boelter $2.2 < D < 25.1$ mm $1 < P < 138$ bars $0 < \Delta T_{SUB} < 153$ °C $55 < G < 24167$ Kg.m ⁻² .s ⁻¹ $0.01 < q'' < 18.4$ MW/m ²
Yin [23] (2.26)	$\Delta T_{SAT} = 7.195(q'')^\gamma (P)^{-0.072}$ $0.7 < \gamma < 1$	$10 < P < 120$ bars $30 < T_m < 150$ °C $q'' < 16$ MW/m ²

La prédiction de la cote z_d ou z_{OSV} (Point d'apparition significative de la vapeur) (fig. 2.1), transition entre les deux sous régions de l'ébullition locale, où a lieu le détachement des bulles, est importante pour le calcul thermique et hydrodynamique. Les modèles permettant sa prédiction font l'objet du paragraphe suivant.

2.3 Point d'apparition significative de la vapeur

2.3.1 Mécanisme mis en jeu

La prédiction de la position du point d'apparition significative de la vapeur est importante pour la détermination de la température moyenne $T_{B\ OSV}$ (ou l'enthalpie moyenne $h_{B\ OSV}$ ou le titre thermodynamique $x_{eq\ OSV}$) du fluide dans la section où la vapeur est générée de façon significative (Onset of Significant Void (OSV) ou Net Vapor Generation (NVG) en anglais). Ce point correspond à la section où les bulles formées en paroi commencent à migrer de façon massive vers le centre de l'écoulement (figure 2.1). Nous présentons dans ce paragraphe les modèles permettant de déterminer la température moyenne du fluide au point d'apparition significative de la vapeur.

2.3.2 Modèle de Levy

Pour Levy [24] le point de génération significative de vapeur correspond au point où les bulles commencent à se détacher de la paroi. Un équilibre des forces longitudinales agissant sur la bulle permet de calculer le rayon $r_{\max\ OSV}$ de la bulle au détachement. Deux forces tendent à arracher la bulle : force de flottabilité F_B et une force de frottement F_F qu'exerce le liquide sur la bulle. Ces forces sont opposées à la force de tension interfaciale F_S qui maintient la bulle à la paroi (fig. 2.5). L'équilibre de ces forces donne :

$$C_B g (\rho_l - \rho_g) r_{\max}^3 + C_{Fr} \frac{\tau_p}{D} r_{\max}^3 - C_S r_{\max} \sigma = 0 \quad (2.27)$$

On déduit le rayon r_{\max} par :

$$r_{\max} = C_1 \left(\frac{\sigma D}{\tau_p} \right)^{1/2} \left[1 + C' \frac{g (\rho_l - \rho_g) D}{\tau_p} \right]^{-1/2} \quad (2.28)$$

Levy suppose que la distance de la paroi au sommet de la bulle y_{\max} est proportionnelle à r_{\max} , d'où :

$$y_{\max} = C_1 \left(\frac{\sigma D}{\tau_p} \right)^{1/2} \left[1 + C' \frac{g (\rho_l - \rho_g) D}{\tau_p} \right]^{-1/2} \quad (2.29)$$

Les constantes C_1 et C' sont déterminées empiriquement, les valeurs proposées sont respectivement $C_1 = 0.015$ et $C' = 0$. Levy parvient à l'expression suivante :

$$y_{\max\ OSV} = 0.015 \left(\frac{\sigma D}{\tau_p} \right)^{1/2} \quad (2.30)$$

La distance y_{\max} est par ailleurs supposée limitée par la distance de la paroi où la température du liquide est à saturation. Ainsi, la bulle se détachera quand la température locale T_B du liquide en $y = y_{\max\ OSV}$ sera égale à la température de saturation. Cette température peut être exprimée par un nombre adimensionnel suivant :

$$T_B^+ = \frac{c_{pl} \rho_l u^*}{q''} (T_p - T_B) \quad (2.31)$$

$$\text{Avec ; } u^* = \sqrt{(\tau_p / \rho_l)}$$

Levy utilise le profil de température de Martinelli [25] pour la convection forcée monophasique turbulente :

$$\left. \begin{aligned} T_B^+ &= \text{Pr}_l Y_B^+ && \text{si } (0 \leq Y_B^+ \leq 5) \\ T_B^+ &= 5 \left[\text{Pr}_l + \ln \left(1 + \text{Pr}_l \left\{ \frac{Y_B^+}{5} - 1 \right\} \right) \right] && \text{si } (5 \leq Y_B^+ \leq 30) \\ T_B^+ &= 5 \left[\text{Pr}_l + \ln(1 + 5 \text{Pr}_l) + 0.5 \ln \left\{ \frac{Y_B^+}{30} \right\} \right] && \text{si } (Y_B^+ > 30) \end{aligned} \right\} \quad (2.32)$$

Où :

$$\text{- la distance adimensionnelle } Y_B^+ \text{ est : } Y_B^+ = y \frac{\rho_l}{\mu_l} \left(\frac{\tau_p}{\rho_l} \right)^{1/2} \quad (2.33)$$

$$\text{- la contrainte pariétale : } \tau_p = \frac{C_F G^2}{2 \rho_l} \quad (2.34)$$

- le coefficient de frottement (Waggener [26]) :

$$C_F = 0.00138 \left(1 + \left[20000 (\varepsilon / D) + 10^6 / \text{Re} \right]^{1/3} \right) \quad (2.35)$$

Où ε / D est la rugosité relative de la paroi prise égale à 10^{-4} .

$$\text{- la température à la paroi : } T_p = T_l(z)_B + \frac{q''}{h_{lo}} \quad (2.36)$$

Les conditions ci-dessus de détachement des bulles permettent de calculer la température T_{BOSV} du fluide dans la section d'apparition significative de vapeur :

$$\Delta T_{SUB}(z)_{OSV} = q'' \left[\frac{1}{h_{lo}} - \frac{T_B^+}{c_{pl} \rho_l u^*} \right] \quad (2.37)$$

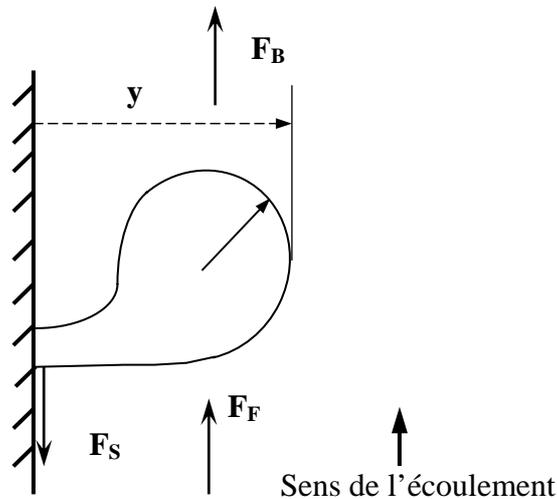


Fig.2.5 : Modèle de Levy

2.3.3 Modèle de Saha et Zuber

Les chercheurs Saha et Zuber [27] ont proposé les mécanismes suivants.

- Aux faibles vitesses massiques, l'apparition significative de la vapeur est contrôlée par les effets thermiques. Les bulles de vapeur se détachent de la paroi si la densité de flux thermique est suffisante pour contrarier la sous-saturation ($T_{SAT} - T_B$). Dans ce cas, le paramètre de similitude est le nombre de Nusselt défini par l'équation :

$$Nu = \frac{q''D}{k_l (T_{SAT} - T_{BOSV})} \quad (2.38)$$

- Aux vitesses massiques élevées, l'apparition significative de la vapeur est contrôlée par les effets hydrodynamiques. La couche de bulles en contact avec la paroi entre les points A et B (Fig. 2.1) peut être assimilée à une rugosité, quand les bulles de la paroi et le taux de présence de la vapeur augmentent de façon appréciable. Le coefficient de frottement C_F pourrait être un paramètre de similitude. Si on suppose alors que l'analogie de Reynolds est applicable, nous avons :

$$\frac{C_F}{2} = \frac{Nu_{D,l}}{Pe} = St \quad (2.39)$$

Où Pe et St sont les nombres de Péclet et de Stanton définis par les équations suivantes :

$$Pe = \frac{G \cdot D \cdot c_{pl}}{k_l} \quad (2.40)$$

$$St = \frac{q''}{Gc_{pl} (T_{SAT} - T_{BOSV})} \quad (2.41)$$

Par conséquent, le nombre de Stanton peut être pris comme paramètre de similitude à la place du coefficient de frottement.

Les résultats de nombreux essais relatifs à des fluides variés, dans des gammes étendues de pression, de vitesse massique, de flux thermique et à des géométries différentes ont conduit Saha et Zuber à proposer les corrélations suivantes :

- Pour les faibles vitesses massiques (effet thermique prépondérant) :

$$Pe = \frac{G D c_{pl}}{k_l} < 70000$$

$$Nu = \frac{q''D}{k_l (T_{SAT} - T_l(z)_{OSV})} = 455$$

La sous- saturation au point B est égale à :

$$\Delta T_{SUB}(z)_{OSV} = T_{SAT} - T_l(z)_{OSV} = 0.0022 \frac{q''D}{k_l} \quad (2.42)$$

- Pour les vitesses massiques élevées (effet hydrodynamiques prépondérant)

$$Pe = \frac{GDc_{pl}}{k_l} > 70000$$

$$St = \frac{q''}{Gc_{pl}(T_{SAT} - T_l(z)_{OSV})} = 0.0065$$

La sous-saturation au point B (figure 2.2) est alors égale à :

$$\Delta T_{SUB}(z)_{OSV} = T_{SAT} - T_l(z)_{OSV} = 153.8 \frac{q''}{Gc_{pl}} \quad (2.43)$$

A l'équilibre thermique, l'estimation du point de début d'apparition significative de la vapeur est exprimée par :

$$z_{OSV} = z_{NB} + \left\{ h_l [T_l(z)_{OSV} - T_l(z_{NB})] \right\} \frac{GD}{4q''} \quad (2.44)$$

Le modèle de Griffith et ses coauteurs, décrit dans le paragraphe 2.3 peut être appliqué pour calculer la limite du point d'apparition significative de la vapeur.

2.3.4 Modèle de Staub

Le modèle de Staub [28] est une généralisation du modèle de Bowring [14] et similaire aux analyses apportées par le modèle de Levy. Il utilise la même procédure que Levy pour la détermination de la sous-saturation au point d'apparition significative de vapeur.

La distance adimensionnelle de la paroi au sommet de la bulle Y_B^+ peut être exprimée par la relation suivante :

$$Y_B^+ = 0.75 \frac{\rho_l^{1/2} \tau_p^{3/2}}{g(\rho_l - \rho_g) \mu_l} \left[\left\{ 1 + 5.333 \frac{f(\theta_0) \sigma g(\rho_l - \rho_g)}{\tau_p^2} \right\}^{1/2} - 1 \right] \quad (2.45)$$

Où $f(\theta_0)$ est une fonction d'angle de contact de la bulle au point de détachement. Staub a établi une valeur constante ($f(\theta_0) = 0.030$) à partir des données expérimentales pour des pressions allant jusqu'à 4,24 bars.

2.3.5 Modèle de Rogers et coauteurs

Le modèle de Rogers et coauteurs [29] est plus fondamental que les modèles de Levy et Staub. Ils ont développé ce modèle en se basant sur des résultats de nombreux essais relatifs à l'eau pour des gammes de pression et de vitesse massique (pressions jusqu'à 1.5 bar et vitesse inférieure à 0.5 m/s).

Comme il a été décrit précédemment, ce modèle applique la même méthode d'équilibre des forces agissant sur la bulle utilisée par le modèle de Levy. Ce modèle suppose que la distance adimensionnelle de la paroi au sommet de la bulle Y_B^+ est proportionnelle à r_{max} , d'où :

$$Y_B^+ = r_{max} \frac{\rho_l}{\mu_l} \left(\frac{\tau_p}{\rho_l} \right)^{1/2} (1 + \cos \theta_0) \quad (2.46)$$

Le rayon r_{\max} est donné par :

$$r_{\max} = \frac{3}{4\pi} \frac{C_3}{C_2} C_{Fr} \frac{u_r^2}{g} \left[\left\{ 1 + \frac{8\pi^2}{3} \frac{C_2 C_4}{C_2^2} \frac{C_s}{C_{Fr}^2} \frac{g \sigma}{\rho_l u_r^4} \right\}^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (2.47)$$

Les constantes C_2 , C_3 et C_4 peuvent être données par les relations suivantes :

$$C_2 = 2 + 3 \cos \theta_0 - \cos^3 \theta_0 \quad (2.48)$$

$$C_3 = \pi - \theta_0 + \cos \theta_0 \sin \theta_0 \quad (2.49)$$

$$C_4 = \sin \theta_0 (\cos \theta_r - \cos \theta_a) \quad (2.50)$$

Les angles de contact θ_r et θ_a sont déterminés respectivement par les relations suivantes : $\theta_r = \theta_0 + 10^\circ$, $\theta_a = \theta_0 + 10^\circ$.

Les constantes C_{Fr} et C_s ont été obtenus à partir des données expérimentales :

$$\left. \begin{aligned} C_{Fr} &= 1.22 & \text{si } 20 < \text{Re}_b < 400 \\ C_{Fr} &= \frac{24}{\text{Re}_B} & \text{si } 4 < \text{Re}_b < 20 \\ C_s &= \frac{58}{\theta_0 + 5} + 0.14 \end{aligned} \right\} \quad (2.51)$$

La vitesse u_r est calculée en utilisant le profil universel des vitesses pour la convection forcée monophasique turbulente :

$$\left. \begin{aligned} U^+ &= Y_B^+ & \text{si } (0 \leq Y_B^+ \leq 5) \\ U^+ &= 5.0 \ln(Y_B^+) - 3.08 & \text{si } (5 \leq Y_B^+ \leq 30) \\ U^+ &= 2.5 \ln(Y_B^+) + 5.5 & \text{si } (Y_B^+ > 30) \end{aligned} \right\} \quad (2.52)$$

La température locale T_B du liquide en $y = y_{\max OSV}$ est égale à la température de saturation. L'expression adimensionnelle de cette température est donnée par l'éq. (2.31), et (2.32).

Les conditions de la surface rugueuse ont des effets sur le calcul de la température T_{BOSV} du fluide dans la section d'apparition significative de vapeur. Pour cela un facteur empirique F_R a été introduit dans l'éq. (2.37) par :

$$\Delta T_{SUB}(z)_{OSV} = q'' \left[\frac{1}{F_R h_{lo}} - \frac{T_B^+}{c_{pl} \rho_l u^*} \right] \quad (2.53)$$

Des testes expérimentaux ont été réalisés pour déterminer la valeur du facteur empirique F_R dans un intervalle d'angles de contact entre 30° à 80° . Les valeurs obtenues pour F_R sont :

$$F_R = 1.11 \pm 0.036 \quad \text{pour } \theta_0 = 30^\circ$$

$$F_R = 1.06 \pm 0.022 \quad \text{pour } \theta_0 = 80^\circ$$

Conclusion

L'ébullition est dite ' sous- saturée ' lorsque les conditions locales en paroi (surchauffe) sont propices à la formations de bulles de vapeur alors que le cœur de l'écoulement reste à une température inférieure à celle de saturation. La température de la paroi pour laquelle l'ébullition nucléée démarre est notée $(T_p)_{ONB}$. Au fur et à mesure de l'augmentation d'échange évolue de l'ébullition partielle à l'ébullition totalement développée.

La prédiction des limites de chaque région et l'évaluation du transfert de chaleur peut se faire à partir des corrélations du paragraphe 2.2 et celles regroupées dans le tableau 2.1.

La prédiction de la position du point d'apparition significative de la vapeur (point B de la figure 2.1) est importante pour la détermination de la température moyenne $T_l(z)_{OSV}$ et le titre thermodynamique x_{eqOSV} du fluide dans la section ou la vapeur est générée de façon significative. Parmi les modèles permettant sa prédiction, on distingue, ceux, pour qui le détachement des bulles est contrôlé thermiquement (Griffith et Bowring) et ceux où il est provoqué hydrodynamiquement (Levy, Staub et Rogers et al.) et enfin ceux combinant les deux mécanismes (Saha & Zuber).

Pour le modèle de Levy et ces dérivés, un certain nombre de remarques ont été mentionnées. Il s'agit des propriétés physiques du liquide intervenant dans ces modèles qui sont prises à saturation ce qui permet un calcul direct de la température T_{BOSV} mais ce qui peut paraître éloigné de la physique en un point où la sous- saturation peut être importante. Une autre possibilité serait de déterminer ces propriétés à la température moyenne du liquide T_{BOSV} ou à la température dite de film, $(T_{BOSV} + T_p)/2$. Dans ces deux cas, une procédure itérative est nécessaire.

Par ailleurs, ce modèle possède 2 éléments particulièrement discutables :

- un certain nombre d'observations expérimentales (Gunther [30], Dix [31]) ont montré que les bulles glissaient le long de la paroi après leur détachement avant leur migration vers le centre de l'écoulement ; le détachement physique de la bulle n'est donc pas une condition suffisante pour l'apparition significative de vapeur,
- l'utilisation en ébullition d'un profil radial de température du liquide établi en écoulement monophasique ignore les modifications significatives de mode de transfert de chaleur en ébullition (Roy et al. [32])

Le modèle de Rogers et al. semble être très intéressant pour le calcul du point de détachement de la bulle à des pressions faibles.

Par ailleurs, un certain nombre d'arguments semblent plaider en faveur du modèle de Saha & Zuber. Les résultats publiés par Dorra et al. [33] montrent que ce modèle est le meilleur pour la prédiction du point de détachement de bulles.

Enfin, le taux de vide est un paramètre indispensable dans chaque modélisation de la crise d'ébullition par caléfaction. Pour cela, la prise en compte de ce paramètre dans le calcul thermohydraulique des applications industrielles permettrait une étude complémentaire sur sa prédiction. Pour tels calcul, il est nécessaire de faire un choix judicieux des modèles et corrélations de taux de vide. Les modèles communément utilisés pour la prédiction du taux de vide sont décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 3 : Corrélations et modèles de prédiction du taux de vide et le titre réel

La prédiction du taux de vide en écoulement bouillant est souvent indispensable dans les applications industrielles. Elle est notamment nécessaire pour calculer les composantes hydrostatiques et d'accélération des pertes de pression et ainsi que l'analyse de la stabilité des systèmes. Par ailleurs, dans le cas particulier des réacteurs nucléaires, le taux de vide a une influence sur la réactivité du système.

Lors de l'ébullition en convection forcée, l'élévation de l'enthalpie moyenne du liquide le long de la conduite entraîne une évolution axiale du taux de vide. Sa détermination est particulièrement délicate quand le liquide n'a pas atteint, en moyenne dans la section droite, l'état de saturation. Dans ce cas, la vapeur est produite en paroi et se condense dans l'écoulement. On est alors en ébullition sous-saturée, caractérisée par des gradients importants de la température du liquide et du taux de vide dans la direction transversale à l'écoulement.

Les modèles du taux de vide et du titre réel sont succinctement décrits dans ce paragraphe. Nous abordons dans ce chapitre avec plus de détails, les modèles de prédiction rencontrés dans la littérature pour la région d'ébullition locale.

3.1 Modèles de taux de vide et titre réel dans la région d'ébullition locale

La figure 3.1 montre l'apparition de la vapeur dans un tube vertical à flux imposé. Le point A correspond au début de l'ébullition sous-saturée (ou " Onset Of Nucleate Boiling " ONB en anglais), peu de bulles apparaissent en paroi.

Suivant le degré de sous-saturation, ces bulles peuvent se condenser alors qu'elles sont encore attachées à la paroi sous des effets thermiques, ou bien elles peuvent avoir le temps de glisser et de migrer au sein de l'écoulement avant de se condenser.

Le taux de présence de la vapeur α , défini comme le rapport de l'aire occupée par la vapeur à l'aire de la section droite de la conduite, reste très faible entre les points A et B puis croit de façon significative après le point B (section BCD). Le point B qui correspond à la transition entre l'ébullition sous-saturée partielle et l'ébullition sous-saturée développée est appelé point d'apparition significative de vapeur (Onset of Significant Void (OSV) ou Net Vapor Generation (NVG) en anglais). L'ébullition sous-saturée se termine au point C où la température moyenne du mélange eau-vapeur est égale à la température de saturation. On est alors en présence d'ébullition nucléée saturée. Il faut noter qu'au point C, la température réelle du liquide est encore inférieure à la température de saturation du fait de la présence de la vapeur. Au point D, tout apport d'énergie sert à ramener tout le liquide à la température de saturation et le maintient à un taux de vide DD' .

Vu l'importance du taux de vide dans l'industrie chimique et nucléaire, plusieurs chercheurs ont contribué à sa détermination dans un canal chauffé uniformément. La courbe de la variation du taux de vide a été divisée en deux régions :

- région fortement sous-saturée (région A-B)

Dans cette région, la température du liquide près de la paroi est suffisamment élevée pour permettre la formation de petites bulles de vapeur. Ces bulles se condensent plus rapidement alors qu'elles restent attachées à la paroi, ou elles se glissent sur la paroi du tube.

- région faiblement sous- saturée (Région BCD)

Dans cette région, le taux de vide augmente rapidement quand la sous- saturation décroît. Les bulles peuvent avoir le temps de migrer au sein de l'écoulement avant de se condenser [2].

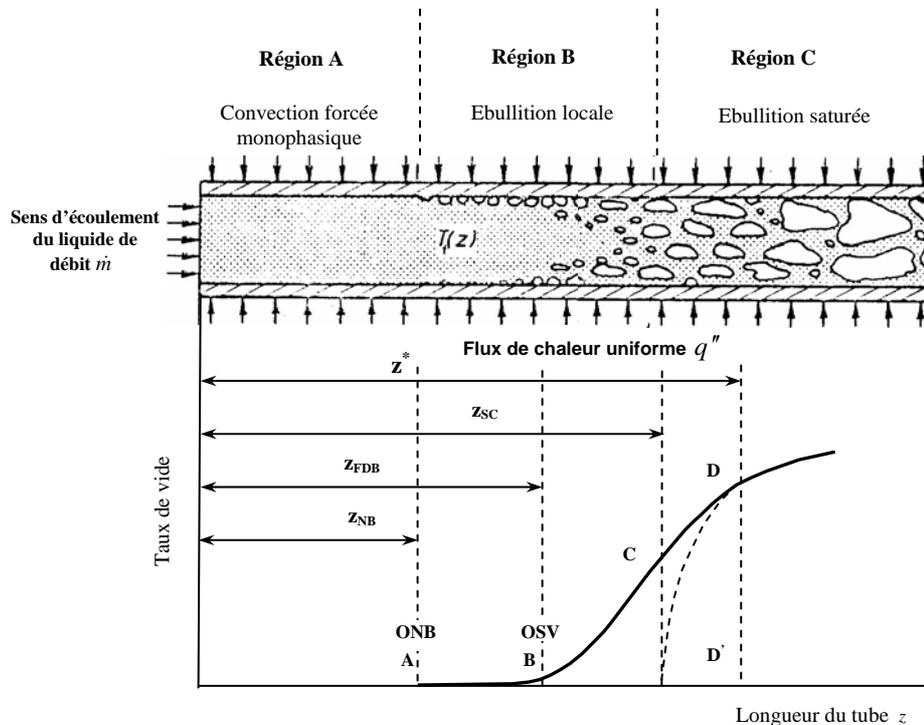


Fig. 3.1 Accroissement du taux de vide d'un écoulement en ébullition sous saturée

Ce pendant, tous les modèles disponibles dans la littérature sont adaptés pour les deux régions d'ébullition locale et ils ont été divisé en deux catégories ; les modèles à profil axial et modèles mécanistes [34].

- les modèles à profil axial, où une forme mathématique vérifiant certaines conditions aux limites. Ces modèles sont postulés pour les variations du titre massique en fonction du titre thermodynamique,
- les modèles mécanistes ou les équations de bilan sont moyennées :
 - dans le temps et dans toute la section droite de la conduite (modèles monodimensionnels à une zone).
 - la section droite de la conduite est divisée en une zone monophasique et une zone diphasique (modèles monodimensionnels à deux zones).
 - dans le temps (modèles multidimensionnels à deux fluides). Ces modèles ont été développés récemment pour simuler l'ébullition sous- saturée en convection forcée. On peut citer les travaux de Kurul & Podowski [35], Lai & Farouk [36] ainsi que les études réalisées avec la version eau- vapeur du logiciel ASTRID développé à EDF (Brière et al. [37]).

3.2 Les modèles à profil axial

Les modèles à profil axial postulent pour les variations axiales du titre massique par une fonction mathématique simple qui s'annule au point d'apparition significative de vapeur (on néglige le titre de vapeur en amont de ce point) et qui se rapproche du titre à l'équilibre thermodynamique quand celui-ci est positif (ébullition saturée). Plusieurs formules ont été proposées dans la littérature, parmi lesquelles celles de Levy [24] et Saha & Zuber [27] présentées dans cet paragraphe. Pour déterminer le point d'apparition significative de vapeur, différentes relations ont été proposées dans le chapitre 2 ; celles développées par les auteurs précédents. Enfin, le taux de vide est déduit du titre massique par des relations pour la vitesse relative de la vapeur utilisées en ébullition saturée ou en adiabatique. Un modèle complet de ce type proposé par Lahey & Moody [47] sera discuté par la suite.

3.2.1 Modèle de Levy

Ce modèle suppose un certain profil pour le titre massique de vapeur x entre la section d'apparition significative de vapeur et la section courante. Cette relation est construite pour vérifier les deux conditions suivantes [24]:

- en amont de l'apparition significative de vapeur (OSV), le titre massique réel est nul :

$$x(z) = 0 \text{ quand } x_{eq}(z) = x_{eq}(z_{OSV}) \quad (3.1)$$

- le titre réel se rapproche du titre thermodynamique quand celui-ci augmente :

$$x(z) \rightarrow x_{eq}(z) \text{ quand } x_{eq}(z) = |x_{eq}(z_{OSV})| \quad (3.2)$$

- la dérivée de la valeur du titre massique réel au point B de détachement des bulles doit être égale à zéro :

$$\frac{d}{dz}(x(z)) = 0 \text{ au point B} \quad (3.3)$$

La relation proposée est :

$$x(z) = \max \left(0, x_{eq}(z) - x_{eq}(z_{OSV}) \exp \left(\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1 \right) \right) \quad (3.4)$$

Le titre thermodynamique dans la section d'apparition significative de vapeur est donné par le modèle de Levy décrit en paragraphe 2.3.2.

Le calcul du taux de vide est basé sur l'introduction du titre réel déterminé par l'équation (3.4) dans l'équation (3.49). Levy a choisi une valeur de $C_0 = 1.13$ et il a utilisé l'expression suivante pour la vitesse moyenne de glissement :

$$\bar{u}_{gj} = 1.18 \left\{ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (3.5)$$

3.2.2 Modèle de Saha & Zuber

Ce modèle suppose lui aussi un certain profil pour le titre massique réel x entre la section d'apparition significative de vapeur et la section courante, qui vérifie les deux conditions suivantes [27]:

- en amont de l'apparition significative de vapeur, le titre réel est nul :

$$x(z) = 0 \text{ quand } x_{eq}(z) = x_{eq}(z_{OSV}) \quad (3.6)$$
- le titre massique réel et le titre à l'équilibre thermodynamique sont égaux dès que le titre réel vaut 1 :

$$x(z) = 1 \Leftrightarrow x_{eq}(z) = 1 \quad (3.7)$$

La relation proposée est alors :

$$x(z) = \max \left(0, \frac{x_{eq}(z) - x_{eq}(z_{OSV}) \exp\left(\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1\right)}{1 - x_{eq}(z_{OSV}) \exp\left(\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1\right)} \right) \quad (3.8)$$

Le titre thermodynamique à l'apparition significative de vapeur est donné par le modèle de Saha & Zuber décrit en paragraphe 2.3.3.

3.2.3 Modèle de Thom et coauteurs

Le modèle empirique de Thom et ses coauteurs [38] permet de relier le taux de vide dans la région sous-saturée à un titre de vapeur 'réduit' x' . Cette relation est similaire à une autre relation qui calcule le taux de vide d'ébullition saturée en convection forcée. Elle est donnée par la forme suivante :

$$\alpha = \frac{Mx'}{1 + x'(M - 1)} \quad (3.9)$$

Le titre massique 'réduit' x' est défini par l'enthalpie massique du liquide au début de la région sous-saturée (point B), donc :

$$x' = \frac{(h(z) - h'_B)}{(h_g - h'_B)} \quad (3.10)$$

D'où, $h(z)$ est l'enthalpie massique locale du liquide, h'_B est l'enthalpie massique du liquide au point B et h_g est l'enthalpie de la vapeur saturée.

Il a été trouvé dans des conditions expérimentales pour l'eau pressurée à des pressions de 52 et 69 bars, que l'enthalpie du liquide au point B h'_B doit être reliée à l'enthalpie du liquide à saturation h_l par la relation empirique suivante :

$$h'_B = h_l^{sat} \left[1 - 0.0645 \frac{q''}{G} \right] \quad (3.11)$$

La valeur de M dans l'équation (3.9) est en fonction de la pression du système, elle prend respectivement les valeurs de 16 et 10 pour les pressions 52 et 69 bars.

Tong [39] a modifié la corrélation de Thom et al. pour des pressions allant jusqu'à 138 bars. La valeur M est donnée par la formule suivante :

$$M = \exp \left\{ 4.216 \left[(y - 8.353)^2 / (8.353)^2 - 1 \right]^{1/2} \right\} \quad (3.12)$$

Avec, $y = \ln(P / 3206)$

3.2.4 Modèle de Kroeger et Zuber

Les chercheurs Kroeger et Zuber [40] ont proposée une méthode empirique générale pour la prédiction du taux de vide dans la région sous- saturée. La méthode est basée sur la distribution de la température du liquide entre une position arbitraire z_0 (associée au début de formation de la vapeur) et z^* choisie le long du tube. Les deux relations suivantes sont arbitrairement choisies pour représenter le profil de la température, il s'agit de :

$$T^* = \left[\frac{T_l(z) - T_l(z_0)}{T_{SAT} - T_l(z_0)} \right] = \left[\frac{T_{SUB}(z_0) - T_{SUB}(z)}{\Delta T_{SUB}(z_0)} \right] \quad (3.13)$$

La température adimensionnelle T^* peut être exprimée sous une autre formule par l'expression suivante :

$$T^* = 1 - \exp[-Z^+] \quad (3.14)$$

Ou par la relation,

$$T^* = \tanh Z^+ \quad (3.15)$$

Le terme Z^+ est donné par la relation suivante :

$$Z^+ = \left\{ \frac{z - z_0}{z_{SC} - z_0} \right\} \quad (3.16)$$

La distribution du titre massique réel peut être donnée par :

$$x(z) = \frac{4q''(z_{SC} - z_0)}{DGh_{lg}} \left\{ \frac{Z^+ - T^*}{1 + [c_{pl}\Delta T_{SUB}(z_0)/h_{lg}](1 - T^*)} \right\} \quad (3.17)$$

$$= \frac{c_{pl}\Delta T_{SUB}(z_0)}{h_{lg} + c_{pl}\Delta T_{SUB}(z_0)(1 - T^*)} (Z^+ - T^*) \quad (3.18)$$

Donc, le taux de vide $\alpha(z)$ est obtenu par l'expression suivante :

$$\alpha(z) = x(z) \left/ \left\{ \frac{C_0(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} x(z) + \left[C_0 + \frac{\bar{u}_{gj}}{u_{l,e}} \right] \frac{\rho_g}{\rho_l} \right\} \right. \quad (3.19)$$

Le paramètre C_0 représente un facteur empirique, $u_{l,e}$ et \bar{u}_{gj} sont respectivement la vitesse du liquide à l'entrée du tube et la vitesse de dérive dans l'écoulement en bulles. Cette dernière a été donnée par la relation suivante :

$$\bar{u}_{gj} = 1.41 \left\{ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (3.20)$$

La principale difficulté trouvée dans l'application de la méthode empirique Kroeger & Zuber est l'estimation de la distance z_0 ; elle peut être supposée égale à z_{ONB} ou alternativement z_{OSV} et z_d . Les méthodes de Bowring et de Griffith (l'éq. (2.15) et l'éq. (2.18)) donnent une prédiction raisonnable de la distance z_{OSV} mais elles ne sont pas appliquées dans les géométries annulaires.

3.2.5 Modèle de Rogers et coauteurs

La prédiction du taux de vide dans un écoulement en ébullition sous-saturée pour de faibles pressions et faibles vitesses est difficile à cause de l'existence du déséquilibre thermodynamique et de la sensibilité de variation du taux vide à plusieurs paramètres. Des expériences ont été mises en évidence par des chercheurs de l'université d'Ottawa et Carleton pour la mesure du point d'apparition significative de la vapeur et taux de vide de l'eau à des pressions allant jusqu'à 1.50 bars et des vitesses faibles (inférieures à 0.5 m/s) d'un écoulement vertical en ébullition dans un canal chauffé uniformément.

Un modèle a été développé par Rogers et coauteurs [41] et basé sur la détermination de la sous-saturation du liquide au point de détachement des bulles.

Le taux de vide au point d'apparition significative de vapeur peut être exprimé par :

$$\alpha_{OSV} = 1.05 \frac{r_{\max}}{D_{he}} C_2 \quad (3.21)$$

3.3 Les modèles mécanistes

En ébullition sous-saturée, la vapeur est produite à la paroi et de la condensation s'effectue au cœur de l'écoulement. Il est ainsi nécessaire de spécifier ces deux contributions pour le calcul du taux de génération volumique de la vapeur.

L'évaporation en paroi est habituellement évaluée en supposant qu'une partie du flux thermique de paroi va directement à l'interface liquide-vapeur, pour contribuer à l'évaporation, le reste servant à chauffer le liquide. Cette division du flux thermique peut être assez arbitraire ou résulter d'un modèle mécaniste du liquide d'échange thermique en paroi. Le terme de condensation à cœur est relié au flux thermique du liquide vers l'interface et est, de manière générale, proportionnel à l'aire interfaciale, à la sous-saturation moyenne du liquide et à un coefficient d'échange à l'interface liquide-vapeur. Ainsi, les modèles diffèrent entre eux par :

- la relation adoptée pour l'apparition significative de la vapeur,
- le choix des relations de fermeture pour le calcul du taux de génération volumique de la vapeur,
- les équations supplémentaires adoptées pour le calcul du taux de vide. Ces équations sont soit des équations simplifiées pour la vitesse relative de la vapeur, soit des équations de bilan de quantité de mouvement moyennées dans la section droite et munies des relations de fermeture nécessaires.

La vapeur produite en paroi se trouve confinée dans une couche pariétale dont l'épaisseur augmente le long de la conduite. Pour prendre en compte cette caractéristique, certains auteurs ont choisi de moyenniser les équations de bilan dans cette couche diphasique pariétale (zone 2) et dans la couche monophasique adjacente (zone 1). Les modèles monodimensionnels à deux zones et multidimensionnels ont été développés en suivant cette démarche. On cite parmi ces derniers, les modèles de Larsen & Tong [42] et Bartolomei [43].

Dans la présentation succincte qui suit, nous portons plus particulièrement notre attention sur les modèles mécanistes permettant de déterminer le taux de vide dans les deux régions d'ébullition locale. Ces modèles ont l'avantage de dissocier les phénomènes d'évaporation et de condensation pour la modélisation du taux de la génération volumique de la vapeur. Les modèles mentionnés ici peuvent s'adapter au cas des flux non-uniformes et des régimes transitoires [34].

3.3.1 Modèle de Griffith et ses coauteurs

Les chercheurs Griffith, Clark et Rohsenow [15] ont supposé que le flux de chaleur total de la paroi est utilisé pour l'évaporation quand au liquide est chauffé seulement par la condensation de la vapeur générée. Ils ont développé un modèle pour la région de la sous-saturation élevée. L'expression du volume de vide par unité de surface chauffée est donnée par la relation suivante :

$$a_i = \frac{q''_{SCB} (c_p \mu / k)_l k_l}{1.07 h_{lo}^2 (T_{SAT} - T_l(z))} \quad (3.22)$$

Cette relation est incorrecte pour des pressions inférieures à 20 bars. Sous cette condition, les chercheurs ont montré que le taux de vide précédent est multiplié par un facteur de 10.

La valeur du taux de vide sous l'effet de la paroi α_p peut être donnée par l'expression suivante :

$$\alpha_p = \frac{a_i P_h}{A} \quad (3.23)$$

Où ;

P_h est le périmètre chauffé du canal.

A est la surface du canal d'écoulement.

Au point d'apparition significative de vapeur (point B), Levy [24] a proposé l'expression suivante pour la détermination du taux de vide :

$$\alpha_{OSV} \approx \left(\frac{\pi}{3} \right) \frac{r}{D_h} \approx \frac{\pi}{6} \frac{y_{\max OSV}}{D_h} \quad (3.24)$$

La distance de la paroi au sommet de la bulle $y_{\max OSV}$ est donnée par l'éq. (2.30).

3.3.2 Modèle de Bowring

Bowring [14] a prédit le point B de détachement de la bulle de vapeur par l'expression empirique suivante :

$$\Delta T_{SUB}(z)_{OSV} = \eta \frac{q''}{Gv_l} \quad (3.25)$$

Le facteur empirique η est obtenu à partir de données expérimentales pour l'eau à des pressions de 11 à 138 bar. Ce facteur est donné par :

$$\eta \times 10^6 = 14.0 + 0.1P \quad (3.26)$$

Ce modèle a été discuté en détail dans le chapitre précédent s'avère le plus utilisé. La longueur de détachement des bulles z_{OSV} peut être donnée par :

$$z_{OSV} = \frac{Gc_{pl} D}{4} \left[\frac{(\Delta T_{SUB})_e}{q''} - \left(\frac{\eta}{Gv_l} \right) \right] \quad (3.27)$$

Bowring a montré par des expériences que le changement fractionnel du volume de la vapeur due à la condensation des bulles est très petit dans la région de sous-saturation faible, donc négligeable. La chaleur est évacuée de la surface de chauffe par plusieurs mécanismes.

En supposant , qu'une partie du flux thermique de paroi va directement à l'interface liquide-vapeur pour contribuer à l'évaporation, une autre partie pour agiter les bulles de vapeur et le reste servant à chauffer le liquide, donc :

$$q'' = q''_{vap} + q''_{agit} + q''_{SPL} \quad (3.28)$$

En comparant l'éq. (3.28) avec l'éq. (2.12), il vient que,

$$q''_{SBC} = q''_{vap} + q''_{agit} \quad (3.29)$$

Les équations des flux thermiques causés par la chaleur latente de vaporisation q''_{vap} et par l'agitation des bulles de vapeur sont exprimées par le rapport suivant :

$$\varepsilon = \frac{q''_{agit}}{q''_{vap}} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \left(\frac{c_{pl}}{h_{lg}} \right) \tau \quad (3.30)$$

Où le taux de la température effective τ représente la montée de la température de l'eau apportée par l'agitation de la bulle. Bowring est arrivé aux relations empiriques à partir des données expérimentales sur l'eau pour des pressions différentes :

Pour des pressions variant de 1 à 9.5 bar,

$$(1 + \varepsilon) = 1 + 3.2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \left(\frac{c_{pl}}{h_{lg}} \right) \quad (3.31)$$

Et pour des pressions de 9.5 à 50 bar,

$$(1 + \varepsilon) = 2.3 \quad (3.32)$$

Les chercheurs Gregorio & Merlini [44] ont proposé une expression alternative pour relier la discontinuité du rapport ε au point de détachement des bulles.

$$\varepsilon = \left[1 + \frac{v_g}{v_l} \frac{c_{pl} \Delta T_{SUB}(z)}{h_{lg}} \right] \quad (3.33)$$

La composante de la chaleur latente (l'éq. (3.28)) est utilisée pour produire la vapeur, donc, le bilan thermique dans la région sous- saturée est donné par :

$$x(z) = \frac{4}{DGh_{lg}} \left[\frac{q'' - q''_{SPL}}{(1 + \varepsilon)} \right] (z - z_{OSV}) \quad (3.34)$$

En tenant compte du calcul du flux thermique q''_{vap} de l'éq. (3.28) et (3.29).

Le calcul du taux de vide entraîne l'addition des deux composantes du taux de vide, il s'agit respectivement du taux de vide crée à la surface de la paroi et taux de vide de la vapeur libre, α_p et α_B , donc :

$$\alpha = \alpha_p + \alpha_B \quad (3.35)$$

Le calcul du taux de vide crée à la surface α_p est obtenu par l'éq. (3.22) ou l'éq. (3.24) et le taux de vide de vapeur libre α_B est donné par la relation suivante :

$$\frac{u_g}{u_l} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \quad (3.36)$$

Le réarrangement et le remplacement de l'éq. (3.34) par l'éq. (3.36) donne l'expression suivante :

$$\left(\frac{\alpha}{1-\alpha}\right)(1-x(z)) = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) \left(\frac{4}{DGh_{lg}}\right) \left(\frac{u_l}{u_g}\right) \left(\frac{q'' - q''_{SPL}}{(1+\varepsilon)}\right) (z - z_{OSV}) \quad (3.37)$$

Le terme $(1-x(z))$ peut être calculé par l'équation (3.34) mais, généralement, on le prend égale à 1.

Il est possible maintenant d'évaluer le taux de vide à la position z_{SC} du début de l'ébullition saturée (point C). Ce pendant, le taux de vide crée à la surface α_p est négligé, le terme $(1-x(z))$ est égal à l'unité et la densité de flux de chaleur de la convection forcée en simple phase liquide q''_{SPL} est égale à zéro.

Donc, l'équation (3.37) devient ;

$$\left(\frac{\alpha}{1-\alpha}\right) \approx \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) \left(\frac{4}{DGh_{lg}}\right) \left(\frac{u_l}{u_g}\right) \left(\frac{q''}{(1+\varepsilon)}\right) (z_{SC} - z_{OSV}) \quad (3.38)$$

Cette relation peut être donnée par la formule suivante:

$$\left(\frac{\alpha}{1-\alpha}\right) \approx \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) \left(\frac{c_{pl}\eta q''}{Gh_{lg}(u_g/u_l)(1+\varepsilon)\nu_l}\right) \quad (3.39)$$

Au point D, Bowring a supposé l'expression suivante :

$$x(z^*) = \frac{c_{pl}\eta q''}{Gh_{lg}\varepsilon\nu_l} \quad (3.40)$$

Dans ce cas, le taux de vide dans ce point doit être obtenu par la relation suivante :

$$\left(\frac{\alpha_{OSV}}{1-\alpha_{OSV}}\right)(1-x(z_{OSV})) = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) \left(\frac{c_{pl}\eta q''}{Gh_{lg}\varepsilon\nu_l}\right) \quad (3.41)$$

Les modèles d'apparition significative de la vapeur (OSV) ont été discutés dans le paragraphe 2.3. Les équations (2.42) et (2.43) du modèle de Saha & Zuber peuvent être appliquées.

3.3.3 Modèle de Rouhani et Axelsson

Les chercheurs Rouhani et Axelsson [45] supposent que la valeur maximum du taux de vide sous l'effet de la paroi α_p se produit à la fin de la région AB. Le taux de vide peut être calculé par la relation suivante :

$$\alpha_{OSV} = 2.435 \times 10^{-3} P^{-0.237} \frac{P_h}{A} \quad (3.42)$$

Le calcul du taux de vide dans les différentes régions de l'écoulement dû à l'ébullition comprend le calcul des vitesses de transport de la chaleur pour le liquide et la vapeur. Ces chercheurs supposent que la chaleur est enlevée par la production de la vapeur, le chauffage du liquide qui remplace les bulles détachées, et en certains endroits, par le transport de chaleur monophasique. En considérant la vitesse de condensation de la vapeur du liquide, ils ont obtenu une équation différentielle pour le titre de vapeur. Cette équation est donnée par la relation suivante :

$$dx = \frac{dq''_{vap} - dq''_{cond}}{\dot{m}h_{lg}} \quad (3.43)$$

La quantité de chaleur de la production de la vapeur par unité de temps dq''_{vap} le long du canal peut être calculée par l'équation suivante :

$$dq''_{vap} = \frac{q'' - h_{lo} \Delta T_l (1 - (\alpha / \alpha_{OSV}))}{\rho_g h_{lg} + c_{pl} \rho_l \Delta T_l} \rho_g h_{lg} P_h dz \quad (3.44)$$

Et la quantité de chaleur apportée par la condensation de la vapeur et absorbée par le liquide sous-saturé est exprimée par l'équation suivante :

$$dq''_{cond} = k_c \Delta T_l dz \quad (3.45)$$

Où, k_c est le coefficient de condensation dépendant de plusieurs paramètres. Son estimation est donnée par la corrélation suivante :

$$k_c = b \frac{k_l}{Pr} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^2 A^{2/3} \cdot \alpha^{2/3} Re_l / F^{0.5} \quad (3.46)$$

Où b est une constante dépend du nombre de sites de nucléation par unité de surface et la fréquence des bulles de vapeur. Elle est égale à 30.

Le facteur adimensionnel est calculé par la relation suivante :

$$F = \frac{(q'' / A) \mu_l}{(\rho_l - \rho_g) h_{lg} \sigma} \quad (3.47)$$

A l'équilibre thermique, la sous-saturation du liquide le long du canal est définie par :

$$d(\Delta T_l) = \frac{(q'' / A) \cdot P_h \cdot dz \cdot (dq''_{vap} - dq''_{cond})}{\dot{m} \cdot c_{pl}} \quad (3.48)$$

Les deux auteurs ont déterminé le taux de vide α correspondant au titre de vapeur calculé en utilisant la relation 3.69 de Suber et Findlay [46] :

La valeur du paramètre de distribution C_0 utilisé dans cette équation est égale à 1,12. Dans le cas des vitesses faibles, ce paramètre prend la valeur 1,54.

La détermination du taux de vide dans la région d'ébullition locale se fait par l'intégration numérique des équations (3.43) à (3.45) en utilisant les équations (3.42), (3.46) et (3.69).

3.3.4 Modèle de Lahey et Moody

Ce modèle décrit les différents mécanismes de chaleur en ébullition sous- saturée et on déduit le titre massique [47].

Soit q''_{vap} , la densité de flux thermique qui sert à créer la vapeur et q''_{cond} celui qui sert à condenser la vapeur. La formation nette de vapeur sera associée au flux $(q''_{vap} - q''_{cond})$. Un bilan thermique sur une tranche d'épaisseur dz peut ainsi s'écrire :

$$\frac{dx}{dz} = \frac{\pi D}{h_{lg} GA} (q''_{vap} - q''_{cond}) \quad (3.49)$$

Le titre réel en $z = L$ sera alors :

$$x(L) = \int_{z_{OSV}}^L \left(\frac{dx}{dz} \right) dz \quad (3.50)$$

En supposant $x = 0$ au point d'apparition significative de vapeur à la cote z_{OSV} .

On peut effectuer le changement de variable suivant :

La variable z est remplacée par la variable x_{eq} selon la relation :

$$dx_{eq} = \frac{\pi D q''}{h_{lg} GA} dz \quad (3.51)$$

En combinant cette relation avec l'équation (3.50), on obtient :

$$\frac{dx}{dx_{eq}} = \frac{q''_{vap} - q''_{cond}}{q''} \quad (3.52)$$

Et ainsi :

$$x(L) = \int_{x_{eq}(L)_{OSV}}^{x_{eq}(L)} \left(\frac{dx}{dx_{eq}} \right) dx_{eq} \quad (3.53)$$

Les termes q''_{vap} et q''_{cond} sont déterminés de la façon suivante :

De façon arbitraire, le flux thermique fourni à la paroi est divisé en deux contributions : une contribution q''_{SPL} associée à la convection forcée monophasique et une contribution q''_b liée à l'ébullition. Le flux q''_{SCB} peut être lui-même séparé en deux parties : la partie q''_{vap} qui sert à produire la vapeur et une partie q''_{agit} due au transport du liquide par les bulles. On a donc :

$$q'' = q''_{SPL} + q''_{SCB} = q''_{lq} + (q''_{vap} + q''_{agit}) \quad (3.54)$$

On peut supposer que la contribution q''_{SPL} est linéaire en fonction de la sous- saturation locale $(T_{SAT} - T_l)$ au delà du point d'apparition significative de vapeur. De plus, l'hypothèse qui consiste à négliger le taux de vide en amont du point d'apparition significative de vapeur amène à considérer le flux q''_{SCB} comme étant nul en ce point. En cohérence avec ces hypothèses, Lahey et Moody proposent les relations suivantes :

$$q''_{SCB} = q'' \left[\frac{h_l^{sat} - h_l}{h_l^{sat} - h_l^{OSV}} \right] \quad (3.55)$$

et

$$q''_{SCB} = q'' - q''_{SPL} = q'' \left[\frac{h_l - h_l^{osv}}{h_l^{sat} - h_l^{osv}} \right] \quad (3.56)$$

L'enthalpie du liquide h_l^{sat} étant déterminée à partir de l'enthalpie moyenne h et du titre réel x par la relation :

$$h = xh_l^{sat} + (1-x)h_g^{sat} \quad (3.57)$$

D'autre part, la part de flux liée à l'agitation du liquide par les bulles peut s'exprimer de façon suivante :

Soit \dot{V}_g la vitesse surfacique de la vapeur créée à la paroi. Il lui correspond la même vitesse surfacique de liquide se dirigeant vers la paroi et dont l'enthalpie passe de h_l à une valeur h_{ll} . Le flux thermique correspondant à cette opération s'écrit :

$$q''_1 = \dot{V}_g \rho_l [h_{ll} - h_l] \quad (3.58)$$

De plus, soit $\rho_g \dot{V}_g$ la vitesse surfacique de la vapeur créée à la paroi. Il lui correspond la même vitesse surfacique de liquide dont l'enthalpie passe de h_{ll} à une valeur h_l^{sat} pour assurer l'évaporation. Le flux thermique correspondant à cette opération s'écrit :

$$q''_2 = \dot{V}_g \rho_g [h_l^{sat} - h_{ll}] \quad (3.59)$$

Finalement, le flux lié à l'agitation s'écrit :

$$q''_{agit} = \dot{V}_g \left[\rho_l (h_{ll} - h_l) + \rho_g (h_l^{sat} - h_{ll}) \right] \quad (3.60)$$

En supposant que le liquide près de la paroi est à saturation, on peut faire l'hypothèse :

$$h_{ll} = h_l^{sat} \quad (3.61)$$

On obtient alors :

$$q''_{agit} = \dot{V}_g \rho_l (h_l^{sat} - h_l) \quad (3.62)$$

Par ailleurs, le flux correspondant à l'évaporation s'exprime :

$$q''_{vap} = \dot{V}_g \rho_g h_{lg} \quad (3.63)$$

On peut ainsi calculer le rapport ε :

$$\varepsilon = \frac{q''_{agit}}{q''_{vap}} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \left(\frac{h_l^{sat} - h_l}{h_{lg}} \right) \quad (3.64)$$

A partir de ces différentes expressions, on déduit la valeur de q''_{vap} :

$$q''_{vap} = q''_{SCB} - q''_{agit} \quad (3.65)$$

d'où

$$q''_{vap} = \frac{q''_{SCB}}{1 + \varepsilon} \quad (3.66)$$

et

$$q''_{vap} = q'' \left[\frac{h_l - h_l^{osv}}{h_l^{sat} - h_l^{osv}} \right] / \left(1 + \frac{\rho_l (h_l^{sat} - h_l)}{\rho_g h_{lg}} \right) \quad (3.67)$$

Le terme de condensation est déduit de la corrélation établie par Levenspiel [48] en ébullition stagnante :

$$q''_{cond} = Kh_{lg} \frac{A}{\pi D} \alpha (T_{SAT} - T_l) \frac{\rho_g \rho_l^{sat}}{(\rho_g + \rho_l^{sat})} \quad (3.68)$$

La constante K a été adaptée pour optimiser le modèle. La valeur proposée par les deux auteurs est :

$$K = 0.075 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Pour calculer le taux de vide α dans la section, Lahey et Moody recommandent le modèle de Zuber et Frindlay [46] :

$$\alpha = \frac{x}{C_0 \left(x + (1-x) \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) + \frac{\rho_g \bar{u}_{gj}}{G}} \quad (3.69)$$

Dans le quel la vitesse de dérive \bar{u}_{gj} est donnée par :

$$\bar{u}_{gj} = 2.9 \left\{ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (3.70)$$

Et le paramètre de distribution C_0 est issu de l'étude de Dix [49] :

$$C_0 = \beta (1 + (1/\beta - 1)^b) \quad (3.71)$$

Où :

$$b = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.1} \quad (3.72)$$

Et β est le titre volumique donné par la relation:

$$\beta = \frac{x}{x + (1-x) \frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (3.73)$$

L'ensemble de ces relations permet de déterminer à chaque pas d'intégration le terme $(q''_{vap} - q''_{cond})$ par itérations successives à partir des termes calculés au pas d'intégration précédent. Si on possède une relation donnant le titre à l'apparition significative de vapeur (paragraphe 2.4), il est possible de déterminer le titre en sortie $x_{eq}(L)$ par l'intégration numérique.

Le titre réel sera calculé par la relation proposée par Levy.

3.3.5 Modèle de Delhaye et coauteurs

Un modèle de prédiction de l'évolution du taux de vapeur dans l'ébullition locale a été développé par Delhaye et ses coauteurs [50]. Le profil axial du taux de vide a été comparé avec les résultats expérimentaux obtenus par la boucle DEBORA du CEA en utilisant le Fréon-12 comme réfrigérant. Ce modèle estime le titre réel dans la région d'ébullition partielle sous-saturée en modifiant le modèle de Lahey & Moody.

Ces chercheurs ont proposé un paramètre de distribution (éq. (3.71)) par la corrélation suivante :

$$C_0 = 0.087 \left(\frac{P}{P_c} \right)^{0.8} \frac{Re_l^{0.1}}{Bo^{0.28}} \left[1 - \exp \left(-\frac{\alpha}{0.05} \right) \right] \quad (3.74)$$

La corrélation précédente est valable pour un intervalle de nombre de Reynolds et d'ébullition, $3.4 \times 10^5 < Re_l < 8.6 \times 10^5$ et $2.3 \times 10^{-4} < Bo < 7.2 \times 10^{-4}$.

Lahey & Moody recommandent le calcul du titre réel par le modèle de Levy en supposant que ce titre est égal à zéro dans la région d'ébullition partielle.

Manon [51] a modifié le modèle de Lahey & Moody en vue d'obtenir une valeur différente de zéro au point d'apparition significative de la vapeur (OSV) par la relation suivante :

$$x(z) = x_{eq}(z) + [x_{OSV} - x_{eq}(z_{OSV})] \exp \left[\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1 \right] \quad (3.75)$$

Le titre massique au point d'apparition significative de la vapeur $x(z_{OSV})$ a été calculé par :

$$x_{OSV} = \frac{1}{2} \frac{\rho_v}{\rho_l} \alpha_{OSV} \quad (3.76)$$

Et α_{OSV} est le taux de vapeur du modèle de Griffith et coauteurs donné par l'éq. (3.23).

Le volume de vapeur par unité de surface de la paroi a_i donné dans la corrélation de Griffith et ses coauteurs a été modifié pour s'adapter au fréon-12 et à d'autres fluides. L'effet de la tension de surface du fluide est introduit dans l'expression suivante de a_i :

$$a_i = 7.5 \frac{q'' k_l Pr_l}{h_{lo}^2 (T_{SAT} - T_l(z)_{OSV})} \frac{L_{cap}}{D} \quad (3.77)$$

Où L_{cap} est la longueur de la capillarité donnée par :

$$L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (3.78)$$

Delhaye et coauteurs ont proposé une représentation hyperbolique du titre massique dans la région d'ébullition partielle ou la dérivée au point du début d'ébullition égale à zéro. Ce titre est exprimé par l'équation suivante :

$$x(z) = 0.01\xi \left\{ x_{eq}(z) - x_{eq}(z_{ONB}) \left\{ \tanh \left[\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{ONB})} - 1 \right] + 1 \right\} \right\} \quad (3.79)$$

Le point de début d'ébullition nucléée est donné par l'éq.2.7 et l'éq.2.10.

La constante ξ doit être ajustée de telle façon que l'éq. (3.75) soit égale à l'éq. (3.79) en donnant le même titre massique entre la région d'ébullition partielle et développée.

Le modèle proposé est appliqué pour l'eau dans l'intervalle de pressions (100 à 180 bars), débit massique (1000 à 5000 kg/m² s) et flux thermique (0.6 à 6 MW/m²).

3.3.6 Modèle de Zeitoun et Shoukri

Le problème majeur dans le développement d'un modèle mécaniste pour la prédiction de la distribution du taux de vide dans la région d'ébullition locale est l'estimation exacte du taux de condensation de la vapeur.

Une approche d'un modèle à deux fluides a été proposée par Zeitoun & Shoukri [52] en prenant en considération le déséquilibre thermodynamique dans la région sous-saturée. Un nombre de relations de fermeture ont permis de résoudre les équations gouvernantes en utilisant les suppositions suivantes :

- La vitesse de la vapeur est calculée par la relation suivante :

$$u_g = u_l + \bar{u}_{gj}$$

La vitesse relative de la vapeur \bar{u}_{gj} est donnée par le modèle de Zuber & Findlay [46].

- La modélisation du taux de condensation de la vapeur est donnée par l'équation suivante :

$$q''_{cond} = C_b a_i h_{cond} (T_p - T_l) \quad (3.81)$$

Le paramètre C_b est la fraction des bulles soumise à la condensation, le terme a_i est l'aire interfaciale par unité de volume et h_{cond} est le coefficient d'échange à l'interface liquide-vapeur.

Le diamètre moyen de la bulle a été développée par la relation de Zeitoun & Shoukri [53] pour des pressions faibles:

$$\frac{D_s}{\sqrt{\sigma/g\Delta P}} = \frac{0.0683(\rho_l/\rho_g)^{1.326}}{\text{Re}^{0.324} \left(Ja + \frac{149.2(\rho_l/\rho_g)^{1.326}}{Bo^{0.487} \text{Re}^{1.6}} \right)} \quad (3.81)$$

- le coefficient d'échange à l'interface liquide- vapeur a été donné par la corrélation de Zeitoun et al. [54]:

$$Nu_{cond} = 2.04 \text{Re}_b^{0.61} \alpha^{0.328} Ja^{-0.308} \quad (3.82)$$

Alternativement, Akiyama [55] a proposée l'équation suivante :

$$Nu_{cond} = 0.37 \text{Re}_b^{0.6} \text{Pr}^{1.3} \quad (3.83)$$

- le gradient de la pression a été calculé par le modèle de Chisholm [56]. Les deux chercheurs ont montré par des expériences que l'influence des pertes de charge n'est pas vérifiée pour les faibles pressions.
- Le flux thermique appliqué est divisé en deux contributions. Une partie de flux thermique contribue à l'évaporation, le reste servant à chauffer le liquide :

$$q'' = q''_{evap} + q''_{SPL}$$

Le flux thermique q''_{SPL} correspondant au chauffage du liquide s'écrit :

$$q''_{SPL} = C_l h_{lo} (T_p - T_l) + q''_{agit} \quad (3.84)$$

Le flux thermique lié à l'évaporation s'exprime :

$$q''_{evap} = q'' - C_f h_{lo} (T_p - T_l) - q''_{agit} \quad (3.85)$$

On peut ainsi calculer le rapport ε :

$$\varepsilon = \frac{q''_{agit}}{q''_{evap}} = \frac{\rho_l c_{pl} (T_p - T_l)}{\rho_g h_{lg}} \quad (3.86)$$

En d'autre terme ce rapport est donné par :

$$\varepsilon = \frac{3}{4} \frac{\rho_l c_{pl} (T_p - T_l)}{\rho_g h_{lg}} \frac{\delta_{th}}{D_s} \quad (3.87)$$

Où l'épaisseur de la couche limite thermique δ_{th} peut être exprimée par :

$$\delta_{th} = \frac{k (T_p - T_l)}{q''} \quad (3.88)$$

Pour simplifier les problèmes, le paramètre qui tient en compte de la partie de la surface chauffée non couverte par les bulles C_l est supposé égal à l'unité et la partie de l'aire interfaciale C_b reste constante le long de la section de chauffe ($C_b = 0.50$).

3.3.7 Modèle de Bideau & Salcudean

Des travaux expérimentaux ont été réalisés par Bideau & Salcudean [57] pour étudier l'ébullition sous-saturée en convection forcée à faibles pressions. Des mesures du taux de vide et température de la paroi de deux géométries différentes ont été obtenus dans des conditions de débit d'écoulement entre 0.02 à 0.20 kg/s, de pression de 1.05, 2 et 3 bar et de température d'entrée varie entre 30 à 90 °C. Un modèle mécaniste de prédiction du taux de vide à faible pression a été établi par ces deux chercheurs [58] en tenant compte de l'importance de la fraction du vide dans la région à saturation élevée et au point d'apparition significative de vapeur.

Dans la région d'ébullition partielle, Bideau & Salcudean [57] ont montré par des observations expérimentales que les bulles se détachent, ensuite se glissent le long de la paroi chauffée après le point de début de nucléation (ONB) et non encore au point d'apparition significative de vapeur (OSV). Ils ont conclu que cette dernière n'est pas gouvernée par le détachement des bulles à faible pression et elle ne se produit pas dans la transition entre l'ébullition partielle et l'ébullition développée comme il a été illustré par Griffith [15].

Les hypothèses et les modèles de prédiction du taux de vide appliqués à des pressions élevées par Bowring [14], Levy [24], Saha & Zuber [27], Staub [28], Rogers et al. [29], Ahmed [59], Serizawa & Kenning [60], ne sont pas validés pour les conditions de faibles pressions et faibles vitesses.

En tenant compte des aspects physiques cités dans les hypothèses des modèles mécanistes, le modèle décrit par la suite, dépend sur des paramètres évalués analytiquement et expérimentalement en utilisant les informations du cycle d'ébullition de la bulle obtenues par des observations expérimentales.

Basé sur la définition de la fraction de vide comme le rapport de l'aire occupée par la vapeur sur l'aire totale de la section, l'expression du taux de vide est donnée par l'équation suivante :

$$\alpha = \left(\frac{4\pi P_h}{3A} \right) (N_a f) \left(\bar{R}_b^3 t_b \right) \quad (3.89)$$

ou,

N_a est la densité du site de nucléation (bulles/m²).

\bar{R}_b est le rayon moyen du volume équivalent (m³).

t_b est le temps du cycle de la bulle depuis l'accroissement jusqu'à la condensation.

f est la fréquence moyenne de la bulle.

Les expériences faites par Jacob & Linke [61] et Hatton & Hall [62], ont montré que la fréquence moyenne de la bulle dépend de son diamètre au moment du détachement dans l'ébullition nucléée. Ivey [63] a suggéré que la relation entre la fréquence et le diamètre de la bulle au détachement dépend du régime de croissance pour :

- La région dynamiquement contrôlée:

$$fD_d^{0.5} = c_1 \quad (3.90)$$

- La région thermiquement contrôlée :

$$fD_d^{0.5} = c_2 \quad (3.91)$$

Dans la mesure de connaître le taux de croissance de la bulle est dynamiquement ou thermiquement contrôlé, la solution de Mikic [64] peut être appliquée.

D'après les expériences réalisées par Bideau & Salcudean, le taux de croissance de la bulle est supposé thermiquement contrôlé et la fréquence peut être reliée au diamètre de la bulle au détachement par l'expression suivante :

$$f\bar{R}_b^2 = c_f \quad (3.92)$$

Où c_f est une constante.

L'éq. (3.89) peut être exprimée par :

$$\alpha = \left(\frac{4\pi P_h c_f}{3A} \right) N_a (\bar{R}_b t_b) \quad (3.93)$$

Le rayon moyen \bar{R}_b et le temps t_b ont été remplacés par le rayon maximal R_{\max} et le temps de condensation de la bulle t_c . L'éq. (3.93) devient :

$$\alpha = \left(\frac{4\pi P_h c_f}{3A} \right) N_a (R_{\max} t_c) \quad (3.94)$$

Le rayon maximal dans l'éq. (3.94) a été obtenu par la corrélation suivante de Farajisarir [65] :

$$R_{\max} = 5.01 \times 10^9 (Ja_p \mathcal{G})^{-1.65} \frac{\rho \alpha^2}{\sigma} \quad (3.95)$$

Le nombre de Jacob est exprimé par la relation :

$$Ja_b = \frac{\rho_l c_{pl} (T_p - T_{SAT})}{\rho_g h_{lg}} \quad (3.96)$$

et

$$\mathcal{G} = \frac{T_p - T_b}{T_p - T_{SAT}} \quad (3.97)$$

Le temps de condensation de la bulle t_c est obtenu à partir des études photographiques. Farajisarir [65] a développé la corrélation suivante :

$$t_c^+ = 106.8 Ja_b^{-0.45} K_\sigma^{1.30} \quad (3.98)$$

ou,

$$t_c^+ = \frac{\alpha t_c}{\left(\frac{\rho_l \sigma_l^2}{\sigma} \right)^2} \quad (3.99)$$

et,

$$K_\sigma = 5.01 \times 10^9 (Ja_p \mathcal{G})^{-1.65} \quad (3.100)$$

La densité de site de nucléation a été obtenue de la corrélation de l'ébullition en vase clos développée par Kocamustafagullari & Ishii [66] pour des pressions qui varient de 1 à 147 bar. Cette corrélation est exprimée par :

$$N_a^* = f(\rho^*) R_c^{*4.4} \quad (3.101)$$

La densité de site de nucléation adimensionnelle et la taille de la cavité adimensionnelle sont définis par :

$$Na^* = Na D_d^2 \quad (3.102)$$

et,

$$R_c^* = \frac{2R_c}{D_d} \quad (3.104)$$

Avec :

$$R_c = \frac{2.0\sigma \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)}{P} \left[e^{\left(\frac{h_{ig}(T_g - T_{SAT})}{RT_g T_{SAT}}\right)} - 1 \right]^{-1} \quad (3.105)$$

$$D_d = 0.080\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (3.106)$$

L'angle de contact d'équilibre de la bulle θ dans l'éq. (3.105) est égale à 60° .

La fonction de la pression $f(\rho^*)$ dans l'éq. (3.101) peut être exprimée par :

$$f(\rho^*) = 2.157 \times 10^{-7} \rho^{*-0.32} (1 + 0.0049) \rho^{*4.13} \quad (3.107)$$

Avec :

$$\rho^* = (\rho_l - \rho_g) / \rho_g \quad (3.108)$$

La constante c_f dans l'équation (3.95) est estimée égal à $0.000057 \text{ m}^2/\text{s}$.

Conclusion

Le but général de cette étude consiste à une revue bibliographique sur la prédiction du taux de vide et le titre réel en ébullition sous- saturée. Parmi les modélisations succinctement décrites au paragraphe précédent et d'après Lahey & Moody, les modèles à profil axial sont faciles d'utilisation et relativement précis si on se restreint au cas des flux thermiques uniformes et régimes permanents. Mais, ils s'adaptent difficilement à des situations plus complexes.

Comparés aux modèles à profil axial, les modèles mécanistes (monodimensionnels à une zone et à deux zones) ont l'avantage de dissocier les phénomènes d'évaporation et de condensation pour la modélisation du taux de génération volumique de vapeur (qui reste très délicate) et peuvent s'adapter au cas des flux non- uniformes et des régimes transitoires. Par ailleurs, la répartition du flux thermique de paroi reste très arbitraire. De son côté, la modélisation multidimensionnelle paraît plus prometteuse par le degré de finesse qu'elle permet a priori ; en particulier elle tient en compte de la non- uniformité dans la direction radiale des variables locales (taux de vide et température). Cependant, elle est lourde à mettre en œuvre et reste à un stade exploratoire au regard de ses relations de fermeture. Parallèlement au développement de telles modélisations qui doit se poursuivre, les tentatives d'améliorations des modèles monodimensionnels restent intéressantes car ces modèles, qui exigent a priori une mise en œuvre numérique plus légère, sont encore parmi les plus utilisés dans les codes de calcul thermohydrauliques notamment la cas du code CATHARE développé au CEA- Grenoble.

En conclusion, la modélisation à deux zones décrites aux paragraphes précédents semble également une piste intéressante pour améliorer la prédiction du taux de vide en ébullition sous- saturée.

Généralement, ce type de formulation joue un rôle important dans la modélisation de la crise d'ébullition en écoulement à bulles. Dans le chapitre suivant, nous allons étudier les modèles de la crise d'ébullition, qui ont été adoptés dans la littérature.

Chapitre 4 : Modèles de prédiction du flux thermique critique

Comme on l'a vu au chapitre 1 dans le cas de la convection forcée, l'ébullition est un procédé particulièrement efficace de transfert de chaleur entre une paroi chauffée et un fluide. Cependant, pour certaines conditions de fonctionnement, il peut arriver que cet échange se dégrade suite au remplacement du liquide par la vapeur à la surface de la paroi chauffante. Ce phénomène est appelé crise d'ébullition ("boiling crisis" ou DNB en anglais). Dans un chauffage à flux imposé, la densité de flux thermique minimum provoquant ce phénomène est appelée densité de flux thermique critique ("critical heat flux" ou CHF en anglais). La crise d'ébullition est souvent accompagnée de variations très importantes de température de paroi ou flux thermique, pouvant avoir des conséquences néfastes.

Les utilisateurs des centrales nucléaires s'intéressent particulièrement à la crise d'ébullition car certains des composants principaux peuvent être concernés :

- Dans le cœur des réacteurs à eau sous pression (REP), l'échange de chaleur se fait à flux thermique imposé ; crise d'ébullition se manifesterait alors une augmentation rapide de la température des barreaux combustibles pouvant entraîner leur endommagement, voire leur destruction par fusion (burnout ou BO en anglais).
- Dans les générateurs de vapeur des réacteurs nucléaires rapides (RNR), l'échange de chaleur se fait à température de paroi pratiquement imposée ; l'apparition de la crise se manifeste alors par des oscillations locales de température pouvant accélérer la fatigue du matériau.

Le premier objectif dans ce paragraphe est de faire un point sur l'état de nos connaissances sur la prédiction de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée. Puis nous présentons les différents mécanismes qui ont été proposés et les modèles théoriques développés sur la base de ces mécanismes. Le deuxième objectif vise à l'évaluation en détail le modèle de Weisman & Pei qui a retenu notre attention et ainsi présenté en annexe C.

4.1 La crise d'ébullition en convection forcée

En convection forcée, on distingue deux types de crise d'ébullition (Tong [67], Hewitt [68]) :

- Lorsque le flux thermique est faible, la crise d'ébullition apparaît pour des titres de vapeur élevés et caractérisée par l'*assèchement* du film liquide en écoulement annulaire (dryout en anglais). A cet endroit, la température moyenne de la paroi atteinte où dépasse la température de saturation. Le cœur de l'écoulement est en phase vapeur tandis que le voisinage de la paroi est en phase liquide.
- Lorsque le flux thermique est important, la crise d'ébullition apparaît pour des titres faibles et est caractérisée par la transition de l'ébullition nucléée vers l'ébullition en film ; ce phénomène est appelé caléfaction (Departure From Nucleate Boiling ou DNB en anglais). A cet endroit, la température moyenne de l'écoulement est inférieure à la température de saturation. Lorsque le flux thermique est très élevé, la destruction de la paroi peut se produire (burnout en anglais).

Ces 2 types de crise d'ébullition sont illustrés sur la figure 4.1.a frontière entre ces deux formes n'est pas très nette et dépend probablement de plusieurs paramètres. L'ordre de grandeur du titre à la frontière est de 0.05 pour Govan [69] et de 0.15 pour Theofanous [70]. Katto [71] relie cette transition à une valeur particulière d'un débit massique adimensionnel pour le cas des pressions modérées ($\rho_l / \rho_g > 7$) :

$$\text{Il y aura assèchement si } x_{eqL} > 0 \text{ et } \frac{G^2 L}{\sigma \rho_l} < \left(\frac{L/D}{0.77} \right)^{2.70} \quad (4.1)$$

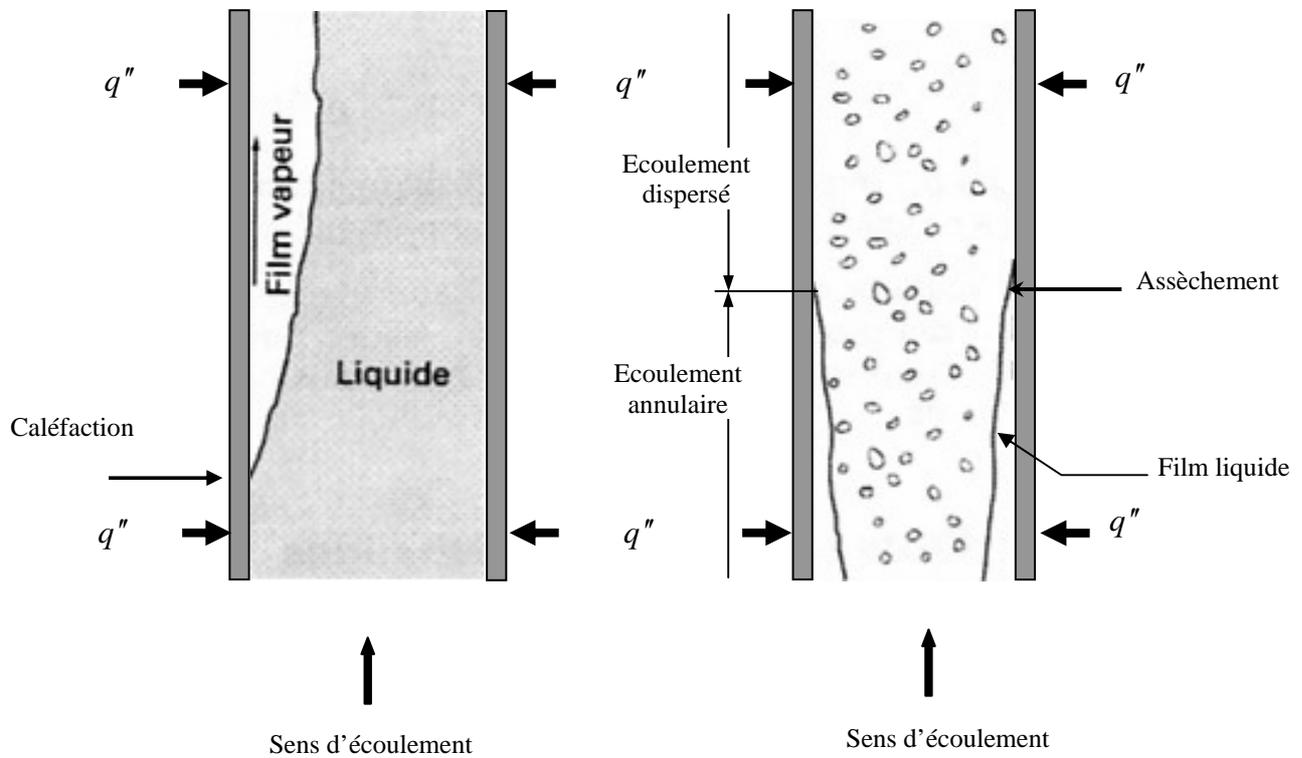


Fig. 4.1. Crise d'ébullition en convection forcée par caléfaction ou assèchement

et sinon, caléfaction. Katto a vérifié que ce critère correspond approximativement à l'apparition de l'écoulement annulaire.

On pourra également trouver des généralités sur la crise d'ébullition dans Hewitt [72] ou dans les livres de Carey [73] et Collier & Thome [74].

Les principaux paramètres influençant la crise d'ébullition sont essentiellement :

- la pression en sortie P du tube,
- la vitesse massique G,
- le diamètre D du tube,
- soit la température d'entrée T_e et la longueur chauffante entre l'entrée et la section où la crise d'ébullition apparaît,
- soit le titre thermodynamique dans la section de la crise d'ébullition assimilé au titre en sortie x_{eqL} dans le cas des densités uniformes de flux thermique

Le fait que la longueur chauffante disparaît du modèle quand on utilise le titre en sortie est conforme à l'hypothèse de la localité de la caléfaction. Cette hypothèse indique que la crise d'ébullition est contrôlée par les caractéristiques dans la section droite où celle-ci apparaît (en général à la fin du tube dans le cas des flux uniformes, d'où le choix de x_{eqL}) et que l'histoire de l'écoulement n'a pas d'effet [74].

4.2 La prédiction de la crise d'ébullition

Au vu des conséquences néfastes voire catastrophiques de la crise d'ébullition, la nécessité de prévoir les conditions d'apparition du flux critique est primordiale. Les travaux sur la prédiction de la crise d'ébullition sont très nombreux et sont effectués en suivant différentes approches ; ils ont fait l'objet de plusieurs revues (Bergles [75], Hewitt [72], Katto [71] [76]). On peut y distinguer une approche empirique et une approche physique.

L'approche empirique consiste en l'élaboration d'une corrélation représentant au mieux des mesures expérimentales de flux critique. Les relations obtenues sont des combinaisons de paramètres expérimentaux comme la pression P , la vitesse massique G , la longueur L et le diamètre hydraulique D de la conduite chauffante et la température d'entrée T_{en} de celle-ci. Les corrélations de ce type sont très nombreuses et peuvent atteindre des précisions inférieures à $\pm 15\%$ (sur 95 % des données) dans leur domaine d'application. Cependant, certaines tendances paramétriques, particulièrement mal comprises, comme les effets de la pression ou diamètre hydraulique, ne restent qu'approximativement prédites par les corrélations. De plus, celles-ci ont l'inconvénient de n'être valables que dans le domaine des conditions expérimentales pour lesquelles elles ont été établies, toute utilisation en dehors de ce domaine étant très incertaines. Ainsi, toute nouveauté dans les conditions thermohydrauliques et la configuration géométrique nécessite de nouveaux essais et l'élaboration d'une nouvelle corrélation, ce que constitue une procédure lourde et coûteuse.

Pour tenter d'accroître l'universalité des prédictions, certains auteurs se sont efforcés de suivre une approche physique ou mécaniste. Cette approche consiste en l'identification et la modélisation des mécanismes de base régissant la crise d'ébullition. Les formes de prédicteur obtenues sont plus ou moins élaborées. Les mécanismes supposés peuvent simplement guider le choix de variables a priori plus représentatives du phénomène et à partir desquelles on établit une corrélation de données expérimentales ; on parlera de corrélation semi- empirique. Ou bien, les mécanismes supposés sont détaillés et modélisés en faisant intervenir des variables locales reliées aux conditions expérimentales par des sous- modèles et on parlera alors de modèle mécaniste. Toutefois, la distinction entre ces différents types de prédicteurs peut parfois être délicate et reste souvent assez subjective, notamment parce que les modèles conservent généralement une part importante d'empirisme. Dans la suite, on parlera indifféremment de modèle mécaniste ou semi- empirique.

L'approche physique, et particulier les modèles mécanistes, en cherchant à mieux représenter le phénomène, devrait permettre de gagner en précision, de mieux s'adapter à de nouvelles configurations et de mieux contrôler la crise d'ébullition en connaissant plus précisément le rôle de chaque paramètre (géométrique et/ou thermohydraulique). Un tel prédicteur serait alors utile dans le développement de nouvelles centrales ou pour le choix de nouveaux combustibles. C'est donc sur cette approche que l'on a choisi de porter notre effort.

4.3 Mécanismes d'apparition de la crise d'ébullition et modèles mécanistes

Un nombre important de mécanismes basés sur des visualisations expérimentales et des mesures locales de l'écoulement en convection forcée au voisinage de la crise d'ébullition de type caléfaction ont été proposés dans la littérature depuis une trentaine d'année ; cela indique à la fois l'importance de ce phénomène et la difficulté à bien le comprendre. A cet effet, différentes modélisations ont été suggérées à partir de la plupart de ces mécanismes. Nous avons choisi de les classer dans cinq groupes distincts selon l'ordre chronologique suivant:

4.3.1 Modèle de limite de surchauffe de la couche liquide (*Liquid Layer superheat limit model*) (1965).

Dans cette catégorie, Tong et ses coauteurs [77] supposent qu'une couche de bulles se déplace le long de la paroi en isolant sous elle une fine couche de liquide surchauffé contenant de petites bulles. La condition critique considérée est une surchauffe critique du liquide sous la couche de bulles. En effet, cette surchauffe, associée au flux critique, contrôle la température de la paroi et ainsi les conditions d'apparition de la crise d'ébullition.

4.3.2 Modèle de séparation de couche limite (*Boundary layer separation model*) (1968-1975):

Les études de Kutateladze et Leont'ev [78], Tong [67,79], Purcupile et Gouse [80], et Hancox et Nicoll [81] associées à ce type de modèle, considèrent que la création de la vapeur dans l'écoulement par ébullition en paroi réduit le gradient de vitesse près de la paroi jusqu'à ce qu'une couche pariétale stagnante apparaisse. Le liquide n'est pas alors plus capable d'évacuer la vapeur et la crise d'ébullition apparaît. Bien que le modèle de Thorgerson [82] présente une différence apparente à cause de l'attention accordée au rôle du facteur de frottement, il est considéré comme étant une modification particulière et appartient à cette famille de modèles.

4.3.3 Modèle de blocage de l'écoulement liquide (*Liquid flow blockage model*) (1980-1981).

Ce modèle suppose que la crise d'ébullition apparaît quand l'écoulement liquide normal à la paroi est bloqué par l'écoulement de vapeur. Il existe deux variantes : Bergel'son [83] assimile les bulles en paroi à des jets de vapeur à la base desquels il y a évaporation du liquide et au sommet desquels il y a condensation. La crise d'ébullition est supposée provoquée par l'instabilité de Helmholtz que subirait ces jets du fait de la vitesse relative du liquide par rapport à la vapeur dans une direction perpendiculaire à la paroi chauffante, Alors que Smogalev [84] considère l'effet de l'énergie cinétique de l'écoulement de vapeur qui surpasse celle du courant liquide.

4.3.4 Modèle d'entassement de bulles et limite d'arrachement de la vapeur (*Vapor removal limit and bubble crowding model*) (1981-1988).

Hebel et ses coauteurs [85] supposent que la limitation du débit d'arrachement de vapeur par transport axial des bulles de vapeur conduit à l'épuisement du liquide. Weisman et Pei [86] supposent que la crise d'ébullition apparaît quand les bulles atteignent une concentration limite dans une fine couche adjacente à la paroi chauffante, dû à l'incapacité du

cœur de l'écoulement à évacuer les bulles par la turbulence. Le taux de vide critique dans cette couche correspond à un empilement maximum de bulles et est évalué à 0.82. Leurs modèles basés sur deux constantes empiriques donne de bonnes prédictions pour plusieurs types de fluides sous des conditions légèrement sous-saturée et à faible titre. Ce modèle a été repris par Chang et Lee [87]. Le modèle de Yagov et Puzin [89] peut être considéré comme un cas spécial appartenant à cette catégorie de modèle.

4.3.5 Modèle d'assèchement de la sous couche liquide (*Liquid sublayer dryout model*) (1988):

Lee & Mudawar [89] font l'hypothèse que se forment à la paroi es petites poches de vapeur, constituées par l'empilement et la coalescence des bulles qui se déplacent le long de la paroi juste après leur détachement. Quand ces poches atteignent la longueur correspondant à une instabilité de Helmholtz pour l'interface liquide- vapeur, une tache sèche peut éventuellement se former sous la poche. La crise d'ébullition apparaîtra quand le débit d'alimentation en liquide de la sous- couche est inférieur au taux d'évaporation sous la poche. Ce mécanisme a été repris par Lin et al [90] et Celata et al. [91]. Katto [92] exprime ce critère de crise d'ébullition un peu différemment : celle-ci apparaîtrait quand le liquide de la sous-couche est complètement évaporé pendant le passage de la poche. Le modèle de Lee & Mudawar basé sur une constante et un coefficient empiriques peut prédire assez bien le CHF de l'eau sur une large gamme de sous refroidissement.

Les différentes modélisations proposées à partir de la plupart des mécanismes précédents ont été récemment été développées. Ce sont :

- Le modèle de Weisman & Pei et ses extensions aux faibles titres (Weisman & Ying [93]), aux titres plus élevés (Ying & Weisman [94]) et aux fortes sous- saturations (Weisman & Ileslamlou [95]).
- Le modèle de Chang & Lee [87] et sa version de Lee & Chang [96] ,
- Le modèle de Lee & Mudawar [89] et son extension aux titres positifs (Lin et al. [97]),
- Les variantes du modèle précédent par Lin et al. [90] et Celata et al. [91],
- Le modèle de Katto [92], [98] et son extension aux faibles pressions (Katto [99]).

Tous ces modèles s'appliquent à la caléfaction en convection forcée dans des conduites verticales de section circulaire. Leur domaine de validité correspond aux conditions des réacteurs à eau sous pression, sauf en ce qui concerne le modèle de Celata et al. développé pour la thermohydraulique des réacteurs à fusion différente de celle des REP.

Parmi les modèles cités, le modèle de Weisman & Pei et ses extensions retient notre attention en raison de ses performances avancées et large domaine d'application.

4.4 Modèle de Weisman & Pei et ses différentes extensions

La description complète accompagnée de diagrammes récapitulatifs est présentée en Annexe C.

Structure supposée de l'écoulement avant la crise d'ébullition (fig. 4.2)

Dans une section droite, Weisman & Pei partagent l'écoulement en deux zones distincts :

- un coeur turbulent diphasique (zone1),
- une couche de bulles à la paroi (zone 2) où les bulles ne subissent pas l'effet de la turbulence du liquide, les tourbillons dans cette zone n'étant pas assez grands pour influencer le mouvement des bulles.

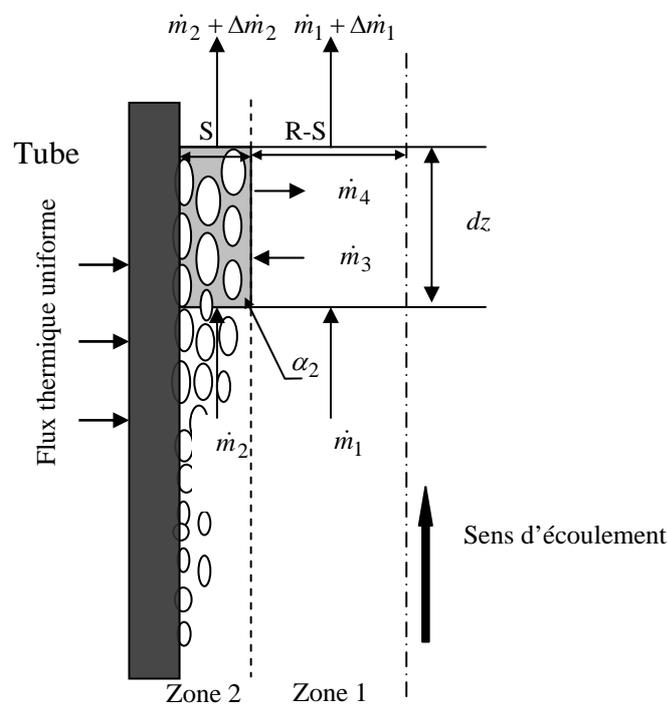


Fig.4.2. Schéma de transport entre le cœur et la couche de bulles

Critère d'apparition de la crise d'ébullition

Lorsque s'approche de la crise d'ébullition, la zone 2 voit sa population en bulles augmenter. En supposant que ces bulles aient une forme donnée, on peut déterminer une densité maximale de bulles au-delà de laquelle les bulles ne peuvent exister sans coalescer. Cette densité maximale est le critère d'apparition de la crise d'ébullition de ce modèle. Ainsi Weisman & Pei supposent des bulles ellipsoïdales avec un rapport grand axe/petit axe de 3 et calcule un taux de vide critique $\alpha_{2c} = 0.82$ correspond à un empilement jointif de telles bulles.

Formulation et fermeture du modèle

La formulation repose sur l'écriture des bilans de masse dans la zone 2 pour le mélange diphasique et le liquide, régis par les échanges d'énergie à la paroi (évaporation) et les échanges de matières à la frontière des zones. En supposant que l'écoulement est homogène, Weisman & Pei obtiennent l'équation suivante :

$$G_{12}(x_2 - x_1) = \frac{q''_{vap}}{h_{lg}} \quad (4.2)$$

Dans cette relation :

- q''_{vap} est la part de la densité de flux thermique de paroi servant à la création de vapeur, calculée par le modèle de Lahey & Moody [47],
- x_2 est le titre massique dans la zone 2, calculé à partir du taux de vide critique dans la zone 2 par la relation de Zuber & Findly [46],
- x_1 est le titre massique dans la zone 1. Il est obtenu à partir du titre massique dans la zone 2 et du titre massique x dans toute la section calculé par le modèle de Lahey & Moody. Pour ce calcul, on doit connaître la position de la frontière entre les zones. On a vu que la zone 2 était définie par le fait que les tourbillons sont trop petits pour influencer le mouvement des bulles. Une formule empirique pour l'épaisseur δ de la zone 2 est ainsi obtenue en comparant le diamètre des bulles calculé par le modèle de Levy [24] à une taille de tourbillons reliée empiriquement à la longueur de mélange de Prandtl.
- G_{12} est la vitesse massique radiale du mélange diphasique sortant de la zone 1 vers la zone 2. ce terme est évalué d'une manière assez complexe à partir de la densité de probabilité $f(v)$ des vitesses radiales instantanées. Si on compte positivement les vitesses s'éloignant de la paroi, G_{12} est obtenu en intégrant les vitesses instantanées négatives (fig. 4.3) :

$$G_{12} = -\rho_m \int_{-\infty}^0 v f(v) dv \quad (4.3)$$

Où ρ_m est la masse volumique du mélange homogène de la zone 1. La densité de probabilité $f(v)$, supposée vérifier une distribution gaussienne, est reconstituée à partir de :

- la vitesse radiale moyenne \bar{v} , supposée égale à la vitesse débitante de la vapeur produite par l'évaporation en paroi,
- l'intensité turbulente radiale $\overline{v'^2}^{1/2}$, obtenue en multipliant les résultats expérimentaux monophasique de Laufer [100] par un terme empirique. Pour ce calcul, il est

nécessaire de connaître le coefficient de frottement en paroi ; celui-ci est calculé par la formule de Colburn- McAdams utilisée avec une viscosité du mélange homogène dont l'origine n'est pas précisée.

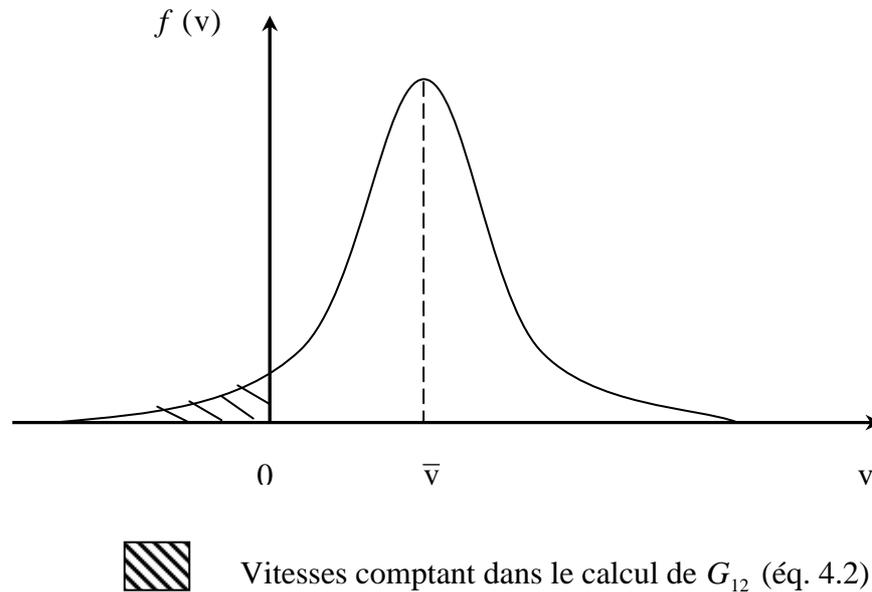


Fig. 4.3. Détermination de la vitesse massique transverse G_{12} par l'équation 4.2.

Les versions de Weisman & Ying [93] et Ying & Weisman [94] étendent le modèle de Weiman & Pei aux vitesses massique inférieures à $970 \text{ Kg/m}^2 \cdot \text{s}$ et aux taux de vide supérieurs à 0.6. Ces versions apportent 3 modifications :

- La corrélation de Levy pour le diamètre de détachement des bulles a été modifiée pour tenir en compte la force de flottabilité,
- On tient compte d'une vitesse relative dans le calcul du titre massique x_2 . Cette vitesse relative est supposée égale à la vitesse d'ascension d'une bulle dans le liquide stagnant. La vitesse moyenne du liquide dans la zone 2 est exprimée en fonction de la vitesse moyenne du mélange dans cette zone ; celle-ci est supposée égale à la moitié de la vitesse du mélange à la frontière inter-zones calculée par un profil monophasique.
- Quand le taux de vide devient élevé (> 0.6), Ying & Weisman [94] supposent que le profil radial de taux de vide s'éloigne fortement d'un profil plat. Pour tenir compte de cette déviation, Ying & Weisman introduisent un taux de vide effectif qu'il faut utiliser pour le calcul du titre massique x_1 .

L'extension de Weisman & Ileslamlou [95] s'applique quand le titre thermodynamique de sortie est inférieur à -0.12. Dans cette version, on évalue différemment la part de flux q''_{vap} servant à la création de vapeur. Ce terme est alors obtenu en identifiant le flux critique donné par le bilan de masse (équ. 4.1) au flux critique donné par un bilan thermique dans la zone 2. On suppose de plus que le titre massique x_1 est négligeable.

Conclusion

La crise d'ébullition ou l'échauffement critique est un phénomène très important apparue durant le processus de l'ébullition. La crise d'ébullition est souvent accompagnée par des variations importantes de température de la paroi, pouvant conduire la destruction de celle-ci. Au vu des conséquences néfastes voire catastrophiques de la crise d'ébullition, la nécessité de prévoir les conditions d'apparition du flux critique est primordiale.

Dans le cas d'un faible titre, la crise d'ébullition est de type caléfaction ou il y a un désaccord sur les mécanismes et les modèles mécanistes développés sur la base de différents mécanismes. Ce type de crise d'ébullition concernant plus particulièrement les réacteurs sous pression.

Bien qu'un nombre assez important de travaux expérimentaux très fins (visualisations ou mesures locales) aient été effectués pour tenter de mieux cerner la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée et d'en découvrir les mécanismes moteurs, une bonne compréhension de ce phénomène est loin d'être atteinte. Cela est d'évidence dû au caractère pariétal et aux très petites échelles de temps du phénomène qui associés aux conditions diphasique, défient les techniques expérimentales les plus élaborées.

Cette difficulté est également soulignée par la grande variété des mécanismes qui ont été proposés. Parmi eux, nous avons privilégié ceux qui nous semblent le mieux étayés par les observations expérimentales. En particulier, le mécanisme d'entassement de bulles et limite d'arrachement de la vapeur (Vapor removal limit and bubble crowding model), proposé par Weisman & Pei (annexe C), qui est tout d'abord une condition de coalescence, a retenu notre attention, notamment du fait de ses liens avec les mécanismes de base de l'ébullition nucléée.

D'autre part, l'analyse critique du modèle mécaniste de Weisman & Pei et ses extensions montre qu'il a fait recours à des relations de fermeture incertaines, notamment le nombre des constantes empiriques optimisées, le taux de vide critique, l'épaisseur δ , le diamètre des bulles dans la zone 2 et la part q''_{vap} du flux de paroi servant à la production de vapeur.

Néanmoins, l'évaluation de ce modèle reste toutefois possible grâce à des comparaisons des résultats de flux critique à des données expérimentales ; cette évaluation sera présentée dans le chapitre suivant.

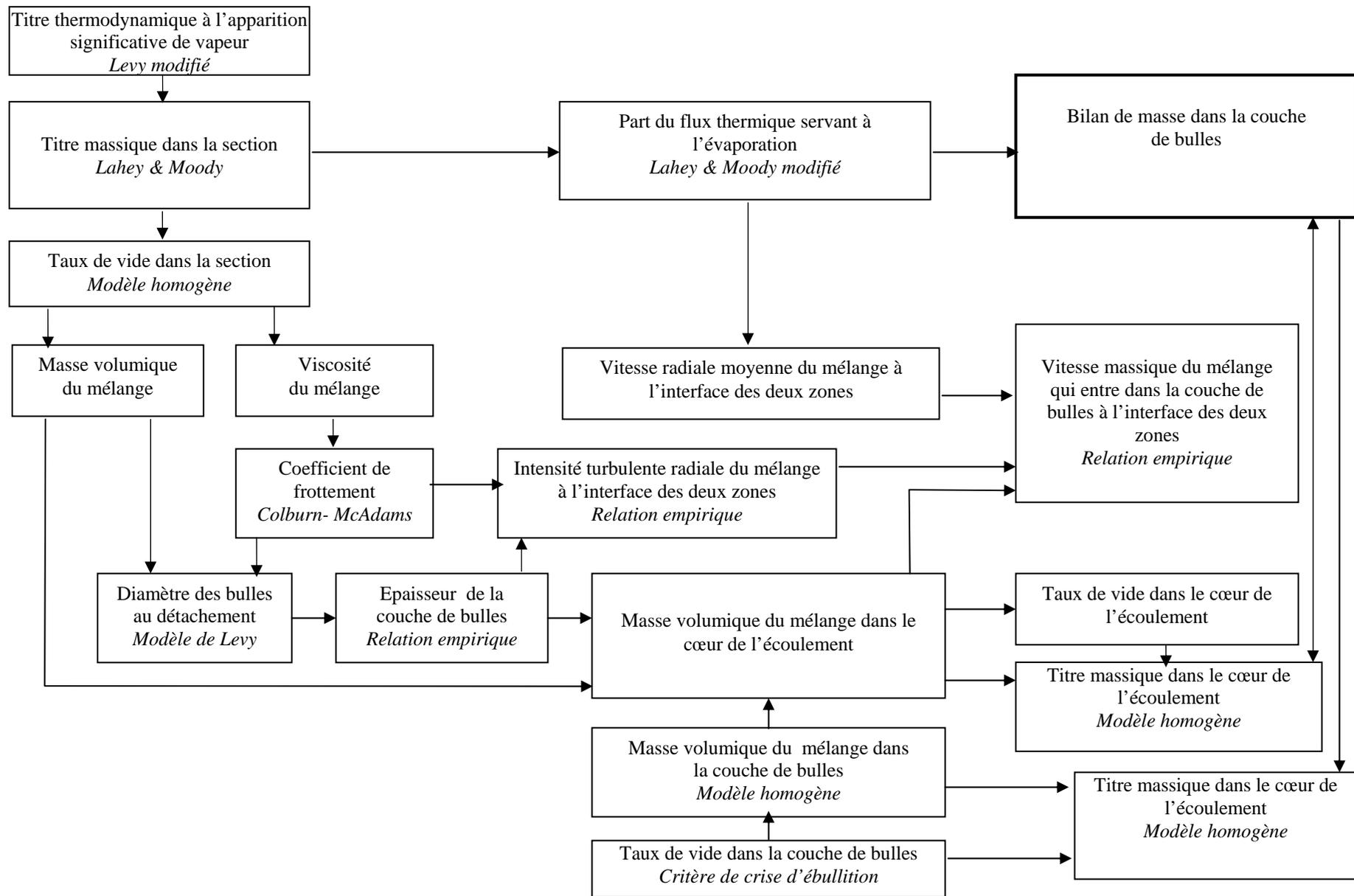


Fig. C.3. Relations entre paramètres intermédiaires du modèle de flux thermique critique de Weisman & Pei

Chapitre 5 : Stratégie de prédiction du flux thermique critique

Comme nous l'avons vu au chapitre 4 et bien que les performances affichées par les auteurs sont souvent bonnes, le modèle mécaniste postulé par Weisman & Pei et ses extensions reste assez hypothétique. La validité de ce modèle peut être démontrée si les deux propriétés suivantes sont simultanément vérifiées :

- les hypothèses et les relations de fermeture utilisées dans le modèle de Weisman & Pei sont bien adaptées à la situation physique,
- le modèle de Weisman & Pei et ses extensions calcule correctement le flux critique, avec les bonnes tendances paramétriques.

En suivant une stratégie particulière de détermination du flux critique en utilisant le modèle de Weisman & Pei et ses extensions, nous avons choisi de commencer par évaluer le deuxième point. Ainsi, nous comparons au paragraphe suivant les résultats du modèle à une banque de données de référence de flux critique en eau.

En ce qui concerne le premier point, l'analyse critique du modèle de Weisman & Pei a déjà montré qu'il comporte des relations de fermeture jugée incertaine, c'est-à-dire peu sûre ou inapproprié. Pour étayer la validité de ces relations, il serait indispensable de les confronter à des données locales (au sein de l'écoulement, très près de la paroi), mais celles-ci font cruellement défaut. Toutefois, une relation de fermeture incertaine peut ne pas altérer la validité du modèle complet si les résultats du flux critique ne sont pas sensibles au paramètre intermédiaire calculé par cette relation, et si, par ailleurs, la relation donne un ordre de grandeur raisonnable du paramètre en question. Par conséquent, nous n'avons pas besoin, dans ce mémoire, de faire une analyse de sensibilité du flux critique aux paramètres intermédiaires du modèle de Weisman & Pei. Pour plus d'information sur l'analyse de sensibilité, on a fait recours à l'étude établie par l'auteur de la référence [34].

5.1 Hypothèses de base

Si on considère les cinq variables indépendantes influençant le flux thermique critique qui sont : le débit spécifique, la température d'entrée du fluide, la pression du système, le diamètre interne du tube, et la longueur du tube. On suppose que la chute de pression dans le canal est négligeable devant la pression du système.

Lors de la prédiction ou la mesure du flux thermique critique, il est bon de situer les limites de ce dernier. On sait que tant que la température de paroi n'a pas atteint la température de saturation, l'ébullition n'aura pas lieu. Donc le flux critique minimal est donné lorsque la température de paroi est égale à T_{SAT} et il s'écrit de la forme suivante [74] :

$$(q''_{CHF})_{\min} = \frac{(\Delta T_{SUB})_e}{\left[4 z / (G c_{pl} D) + 1 / h_{lo} \right]} \quad (5.1)$$

Le flux thermique critique se produira à un titre inférieur ou égal à 1 ($x(z) = 1$) pour le quel le liquide s'est complètement vaporisé. Ce qui conduit à la relation du flux critique maximal suivante :

$$(q''_{CHF})_{\max} = \frac{G D h_{lg}}{4z} \left[1 + \frac{c_{pl} (\Delta T_{SUB})_e}{h_{lg}} \right] \quad (5.2)$$

Ces limites sont déduites à partir de simples considérations et permettent de représenter graphiquement (fig. 5.1) la zone possible d'existence du flux thermique critique. La connaissance de cette zone est d'une importance capitale, lors de l'application du modèle de Weisman & Pei pour l'estimation du flux thermique critique. Car il faut être prudent et il faut veiller à ce que le flux estimé soit compris dans la zone hachurée de la figure 5.1.

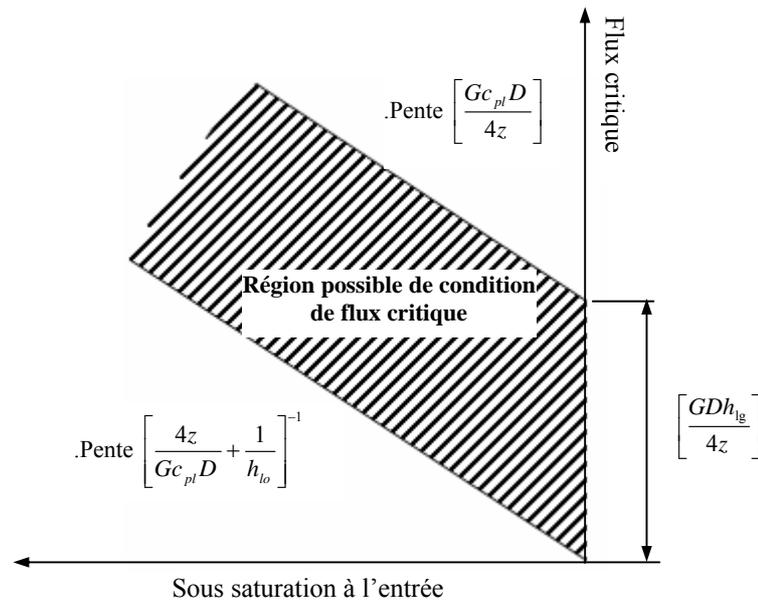


Fig.5.1. Limites du flux thermique critique

5.2 Données de référence de flux critique

Pour être directement applicable au modèle mécaniste de Weisman & Pei et ses extensions, les données de référence doivent être obtenues en écoulement ascendant dans des tubes de section circulaire.

Pendant les cinquante dernières années, plusieurs expériences ont été élaborées dans le monde entier pour déterminer le flux critique d'un écoulement dans des sections circulaires chauffés uniformément.

Cependant, des données expérimentales de CHF sont rarement éditées, restant dans les archives originaux des auteurs ou dans des rapports techniques confidentiels d'une telle organisation.

Depuis l'année 2000, une compilation et une évaluation récentes de toutes les banques de données connues de CHF ont été publiées par les chercheurs de l'université de Purdue (Etats Unis), laboratoire d'ébullition et de l'écoulement en changement de phase (PU-BTPFL) [134-136].

Cette banque de données de CHF a été compilée de la littérature du monde, remontant à l'année 1949 et a représenté la plus grande banque de données du CHF jamais assemblée, avec 32.544 points de données obtenues de plus de 100 sources dans les conditions suivantes :

Pression 0.7-218 bars, vitesse massique de 10-104000 Kg/m².s, titre de sortie -2.25-1.00, diamètre 0.00025-0.0447m ; rapport longueur / diamètre 1.7-2484.

Dans ce travail, nous avons retenu des données de flux critique en eau de la compilation de Thompson & Macbeth [137] car celles-ci ont fait l'objet d'une analyse systématique. Parmi un nombre de 3564 points de données de CHF, les auteurs ont accepté 530 points et rejeté :

- les banques de données ayant des tendances incohérentes avec les autres banques analysées,
- les données pour lesquelles les auteurs ont reporté des instabilités d'écoulement,
- les points pour lesquels les paramètres reportés sont incohérents avec un bilan thermique.

Toutes ces données représentent seulement la crise d'ébullition de type caléfaction (DNB).

Cette compilation nous apparaît comme une des banques les plus fiables parmi les données disponibles (annexe D). Les plages des paramètres sont reportées dans le tableau suivant :

Tab.5.1 : Plages de paramètres de la banque du flux critique de Thompson & Macbeth.

Paramètres	Thompson & Macbeth
Nombres de données	530
P (MPa)	6.6-13.8
ρ_g / ρ_l	0.046-0.14
G (kg/m ² .s)	950-6100
D (mm)	7.7-23.7
L(m)	0.22-2
L/D	20-175
x_{eqL}	-0.35-0.25
q''_{CHF} (MW/m ²)	1.3-7.8

5.3 Tendances paramétriques

Dans le chapitre 6, nous comptons de déterminer si les variations du flux critique en fonction des paramètres expérimentaux (P, G, x_{eqL} et D) sont bien prises en compte par les modèles de Weisman & Pei et ses extensions. Pour cela, nous aurions pu comparer qualitativement les variations du flux critique calculé par ce modèle aux tendances généralement admises telles quelles sont décrites dans le livre de Collier & Thome [74] par exemple. Nous avons préféré de faire cette analyse par comparaison avec les points expérimentaux de flux critique dans la banque de données en eau dont nous disposons.

Un programme informatique a été élaboré dans le but de prédire la valeur du flux thermique critique en utilisant les différentes variantes du modèle de Weisman & Pei. Nous explicitons la structure (organigramme), les théories et les méthodes de calcul numérique ainsi que le rôle du programme principal et des sous programmes développées.

5.4 Description du programme informatique

Le programme principal nommé WEISMAN_EXTEND s'occupe de la lecture des données d'entrées et ordonne un fichier output à créer (sous forme d'un tableau). Il fait appel à des sous programmes. Ces derniers sont listés ci-après par ordre alphabétique.

DAVIS_AND : ce sous programme calcule la surchauffe $((\Delta T_{SAT})_{ONB})$ au point de début d'ébullition à l'aide de la solution de Davis & Anderson [12].

DELHAYE : ce sous programme calcule le taux de vide dans la région d'ébullition locale à l'aide de la corrélation de Delhaye et al. [50].

DIBEAU : ce sous programme calcule le taux de vide dans la région d'ébullition locale à l'aide de la corrélation de Dibeau & Salcudean [58].

DIX : ce sous programme calcule le taux de vide dans la région d'ébullition locale à l'aide de la corrélation de Dix [49].

DTSATHOM : ce sous programme calcule la surchauffe $((\Delta T_{SAT})(z))$ dans la région d'ébullition complètement développée à l'aide de la corrélation de Thom et al. [21].

DTSATJENS : ce sous programme calcule la surchauffe $((\Delta T_{SAT})(z))$ dans la région d'ébullition complètement développée à l'aide de la corrélation de Jens & Lottes [20].

HSAH : ce sous programme calcule le coefficient d'échange dans la région d'ébullition locale à l'aide de la corrélation de Shah [22].

HTSAT : ce sous programme calcule le coefficient d'échange dans la région simple phase liquide à l'état de saturation à l'aide de la corrélation de Dittus- Bolter [6].

HTCSATM : ce sous programme calcule le coefficient d'échange simple phase liquide à l'état de saturation à l'aide de la corrélation de Dittus-Bolter modifiée [102], Petukov [126] et Gnielinski [9].

LEVYSUB : ce sous programme calcule le point de détachement des bulles de vapeur, le taux de vide à la paroi, le sous saturation, la distance entre l'extrémité de la bulle et la paroi chauffante à l'aide du modèle de Levy [24] et la limite d'ébullition à laquelle a lieu le détachement.

MODLAHEY : ce sous programme calcule la part du flux thermique servant à l'évaporation, le flux de condensation, la densité moyenne et le taux de vide par le modèle de Lahey & Moody modifié [47].

PROPPT : prépare et stock les propriétés thermodynamiques et physiques de l'eau calculées par **STEWAT** et **WPHYS** pour la région simple phase et l'ébullition locale. Le couple d'entrée est la pression et la température.

PROPSAT : prépare et stock les propriétés thermodynamiques et physiques de l'eau calculées par **STEWAT** et **WPHYS** à l'état de saturation.

PROPSUB : prépare et stock les propriétés thermodynamiques et physiques de l'eau calculées par **STEWAT** et **WPHYS** à l'état sous refroidi (subcooled)

PROPTX : prépare et stock les propriétés thermodynamiques et physiques de l'eau calculées par **STEWAT** et **WPHYS** pour la région simple phase et l'ébullition locale. Le couple d'entrée est la température et le titre.

ROUHA : sous programme permettant de calculer le taux de vide à l'aide du modèle de Rouhani [45].

SAHA : sous programme permettant de calculer la sous saturation, le titre et la cote à laquelle a lieu le détachement des bulles à l'aide du modèle de Saha- Zuber [27].

SPLINT : ce sous programme calcule l'interpolation de la fonction $y=f(x)$ à l'aide de la méthode des splines cubiques.

STEWAT : sous programme permettant de la calculer les propriétés thermodynamiques de l'eau sous trois états :

Liquide sous saturé	($T < T_{SAT}$; $x < 0$)
Liquide +vapeur	($T = T_{SAT}$; $x < 0 < 1$)
Vapeur surchauffée	($T > T_{SAT}$; $x > 1$).

Les couples d'entrée intervenant dans la simulation sont :

- (T, x)	température - titre,
- (T, v)	température- volume,
- (P, x)	pression - titre,
- (P, T)	pression - température,
- (P, U)	pression - énergie interne,
- (P, H)	pression - enthalpie.

THOM_V : ce sous programme calcule le taux de vide à la l'aide du modèle de Thom [21].

WPHYS : sous programme permettant de calculer les propriétés physiques de transport de l'eau et sa vapeur. Les sorties de WPHYS sont : la conductivité thermique, la viscosité dynamique et la tension superficielle.

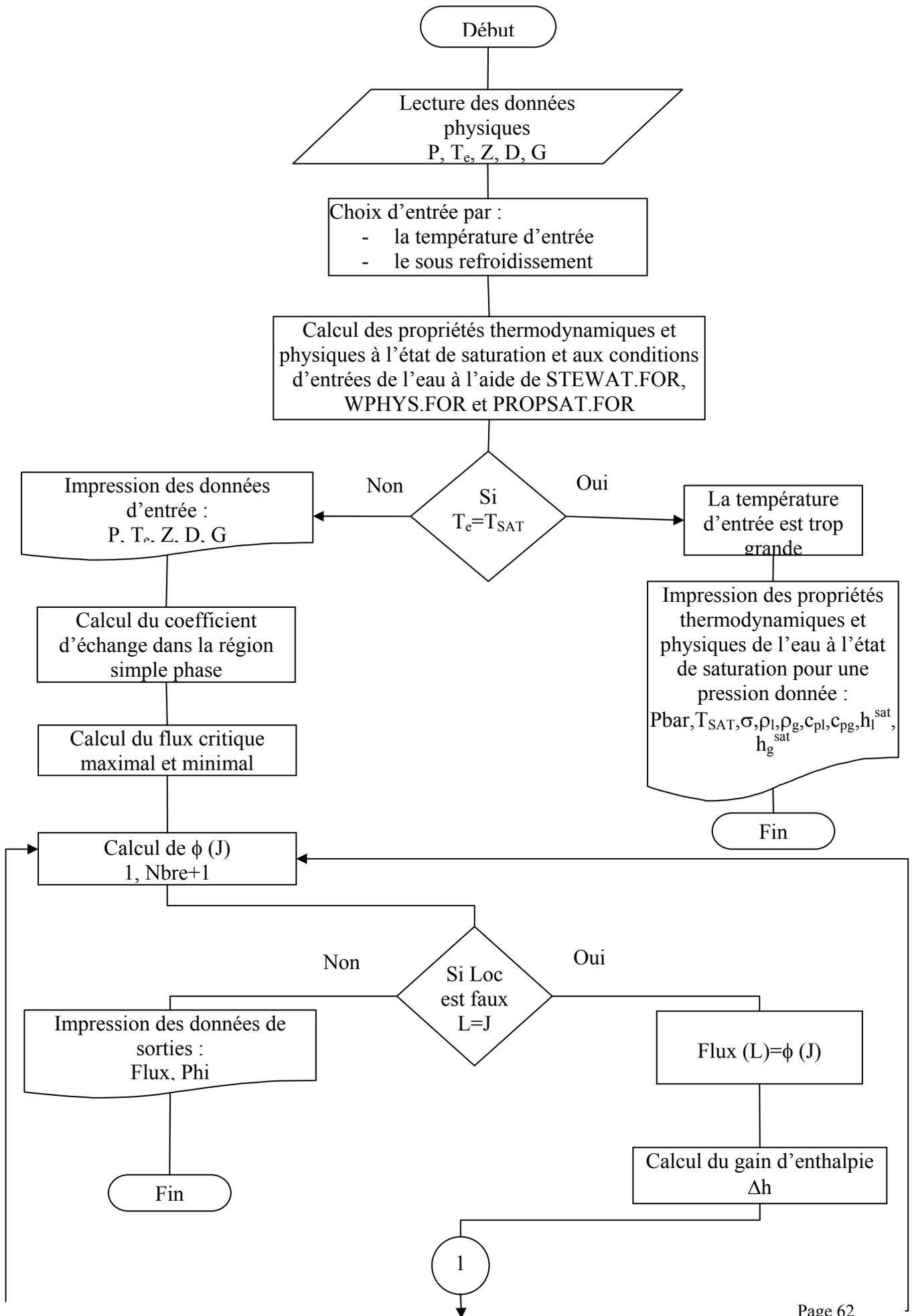
ZUBER : ce sous programme calcul le taux de vide à l'aide de la corrélation de Zuber-Findlay [46]

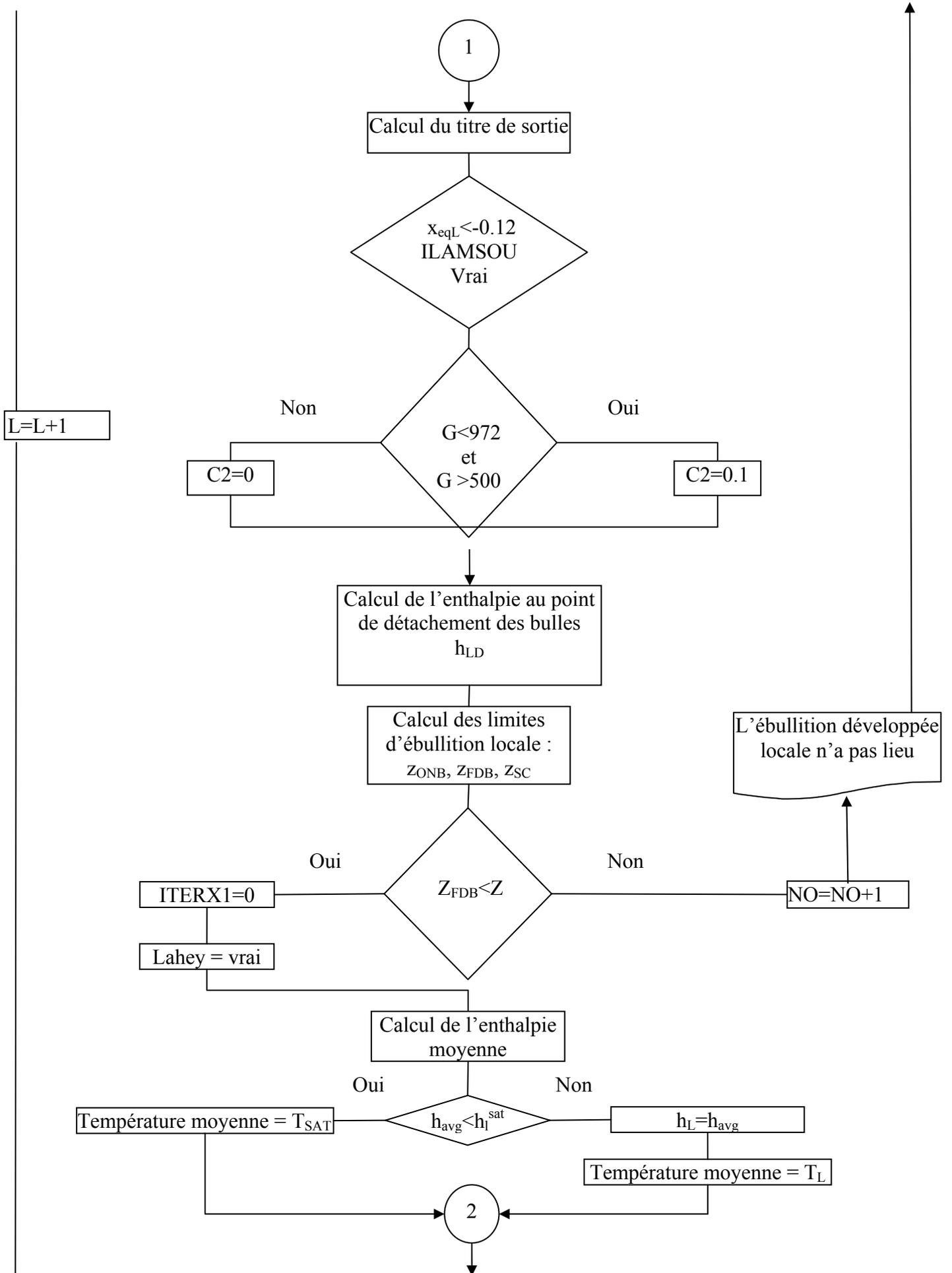
5.4.1 Méthode de calcul

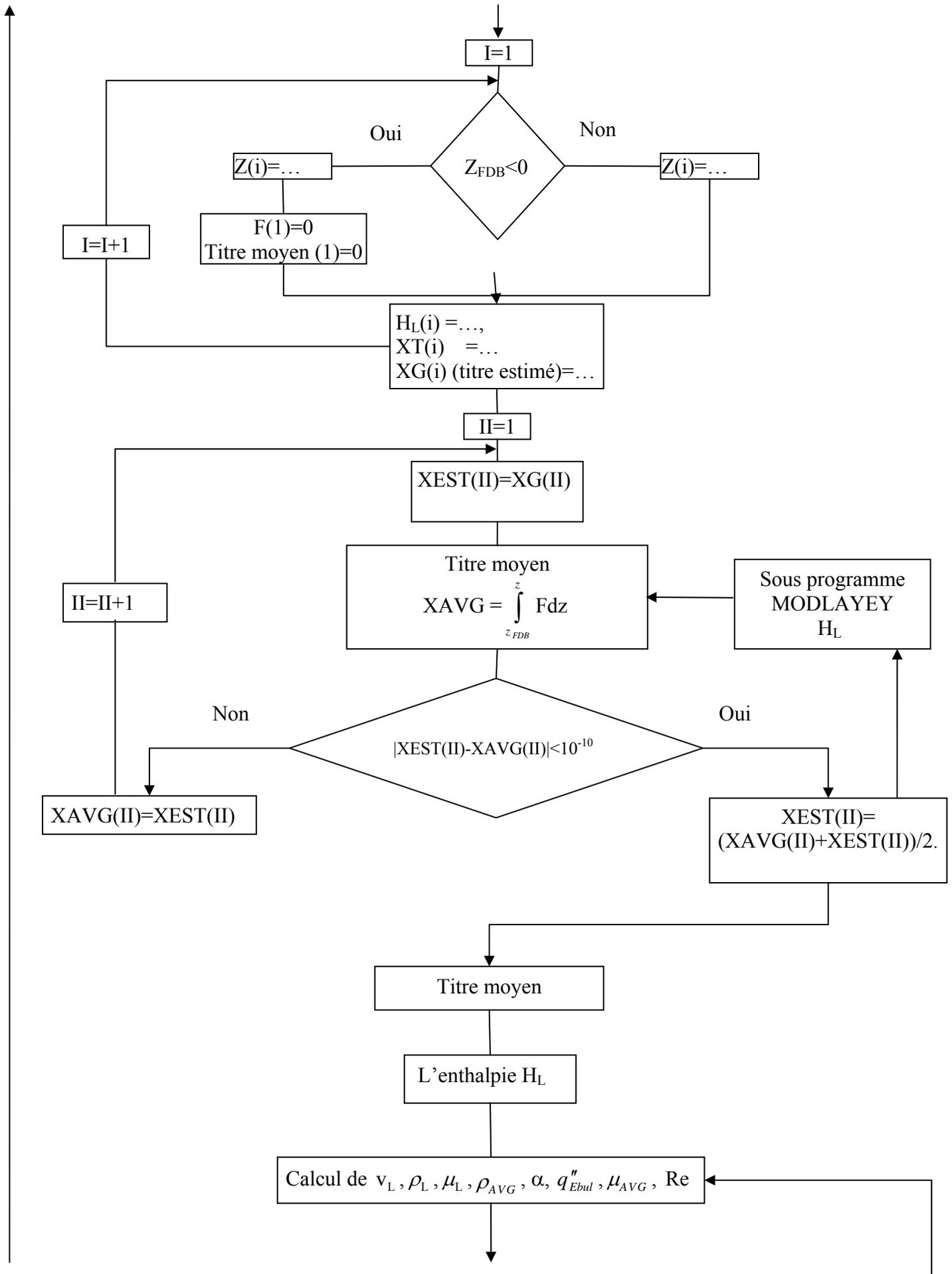
Pour résoudre les intégrales, la région simple liquide et la région l'ébullition locale est divisée en un nombre de points équidistants. L'intégrale est calculée par la méthode des trapèzes.

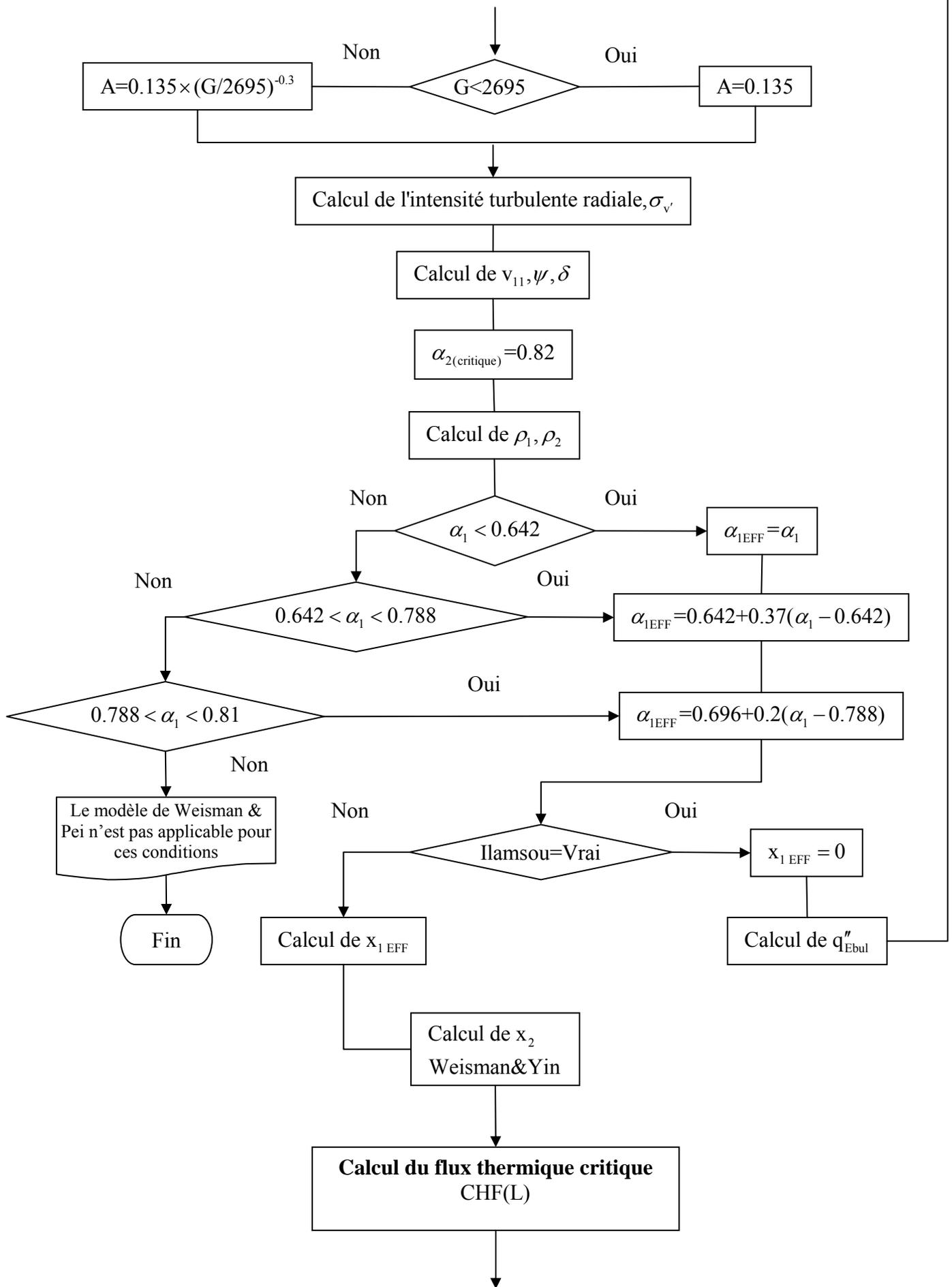
Pour localiser le flux thermique critique, le titre moyen et l'enthalpie au point de détachement des bulles, une méthode itératif (dichotomie) est utilisée. Les propriétés thermodynamiques de l'eau à une pression donnée sont calculées par interpolation. La méthode d'interpolation par la fonction spline cubique est utilisée.

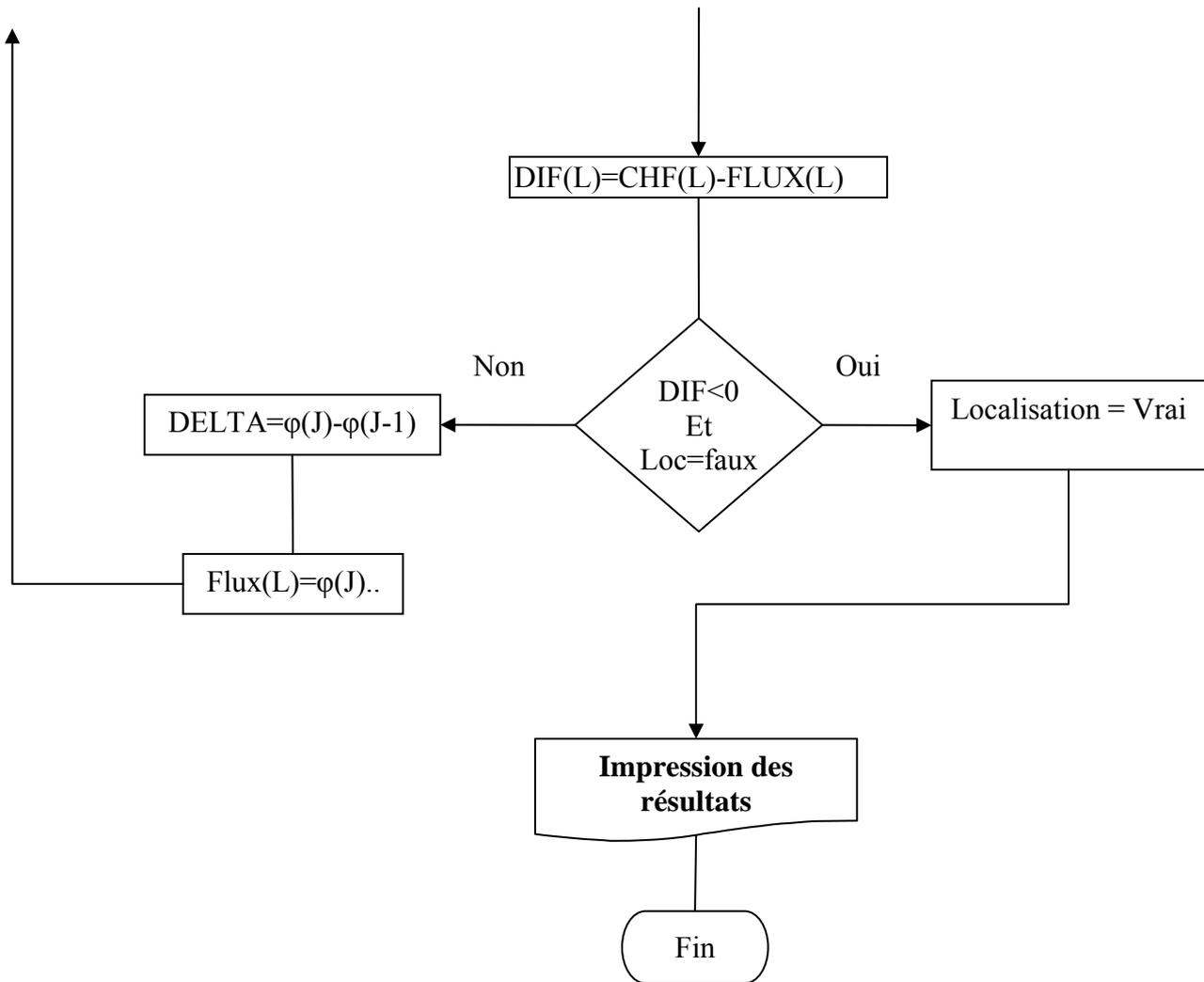
L'organigramme de calcul est décrit ci- après :











5.4.2 Description de l'Input

Les entrées du programme informatique sont :

- La pression de service (bars),
- La température d'entrée (°C) ou la sous saturation (MJ/Kg) de l'eau,
- La vitesse massique (Kg/m².s)
- Diamètre intérieur du tube (mm),
- Longueur du tube (m),

5.4.3 Description de l'Ouput

Les sorties du programme élaboré sont stockées dans un fichier (**WEISMAN.OUT**). Dans ce fichier, les premières sorties sont les données d'entrée. Ensuite vient la liste des 12 propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur à l'état de saturation pour une pression donnée, les limites du flux critique (valeurs maximales et minimales).

Pour chaque flux appliqué, nous avons affiché le titre thermodynamique à l'entrée et à la sortie du tube, le gain d'enthalpie, les différentes limites d'ébullition et l'enthalpie au point de détachement des bulles.

Toutes ces variables sont présentées de la manière suivante :

T_{SAT} (°C)	σ	(N/m)
v_l (m ³ /kg)	v_g	(m ³ /kg)
c_{pl} (kJ/kg.K)	c_{pg}	(kJ/kg.K)
h_l (kJ/kg)	h_g HG	(kJ/kg)
k_l (W/m.K)	k_g	(W/m.K)
μ_l (N.s/m)	μ_g	(N.s/m)
x_i	(titre thermodynamique à l'entrée du tube)	
x_{exit}	(titre thermodynamique à la sortie du tube)	
Δh	(Gain d'enthalpie), (J/Kg)	
z_{FDB}	(détachement des bulles)	
z_{SC}	(début d'ébullition nucléée)	
z_{ONB}	(début d'ébullition locale)	
h_{LD}	(enthalpie au point de détachement des bulles), (kJ/Kg)	

Les limites du flux critique :

CHF_{min}	(W/m ²)
CHF_{max}	(W/m ²)
Flux appliqué	(W/m ²)

Le programme vérifié le cas où la longueur d'ébullition développée sera inférieure à la longueur totale c-à-d que le calcul du flux thermique critique ne se fait pas si l'ébullition locale ne sera pas déclencher. Une procédure itérative est affichée pour localiser la valeur minimale du flux critique.

Dans le fichier cité, on trouve un tableau contenant la pression, le flux appliqué, le flux critique, le titre de sortie, le titre réel, le taux de vide, le taux de vide dans la zone1, le taux de vide effectif et la longueur du début d'ébullition nucléée.

A la fin de ce tableau, les valeurs du flux thermique critique, du flux de chaleur appliqué, du titre de sortie correspondant au CHF et du titre approximé ont été affichées.

Conclusion

Une stratégie de prédiction du flux thermique critique a été entreprise en utilisant le modèle de Weisman & Pei et ses extensions. Pour juger la validité de ce modèle, nous avons choisi de déterminer la variation du flux critique en fonction des tendances paramétriques à savoir (P , G , x_{eqL} , et D). D'autre part, cette validation ne tient compte pas la validité du mécanisme physique de ce modèle, toute on rappelons que ce modèle contient 3 constantes empiriques ajustées sur de données de flux critique. Vu l'état de nos connaissances actuelles sur la nécessité d'avoir des relations de fermeture plus précise, validées par des mesures expérimentales, un tel objectif nous semble hors de portée.

Néanmoins, il est ainsi possible de valider les résultats du flux critique obtenus par ce modèle, car ils ne sont pas sensibles au paramètre intermédiaire calculé par les relations de fermeture jugées incertaine. Pour cela, une comparaison des résultats du modèle avec la banque de données de flux critique en eau a été réalisée.

Cependant, des données expérimentales de CHF sont rarement éditées, restant dans les archives des auteurs originaux ou dans des rapports techniques confidentiels d'une telle organisation.

Depuis l'année 2000, une compilation et une évaluation récentes de toutes les banques de données connues de CHF ont été éditées par des chercheurs de l'université de Purdue (Etats Unis), laboratoire d'ébullition et de l'écoulement en changement de phase (PU-BTPFL).

Cette banque de données de CHF a été compilée de la littérature du monde, remontant à l'année 1949 et a représenté la plus grande banque de données du CHF jamais assemblée.

Dans ce mémoire, nous avons retenu de la compilation faite par Thompson & Macbeth. Parmi un nombre de 3564 points de données de CHF, les auteurs ont accepté 530 points. Cette compilation nous apparaît comme les plus faibles parmi les données disponibles.

Un programme informatique a été élaboré dans le but de prédire la valeur du flux thermique critique en utilisant les différentes variantes du modèle de Weisman & Pei. Nous avons expliqué la structure (organigramme), les théories et les méthodes de calcul numérique ainsi que le rôle du programme principal et des sous programmes développés. A partir des entrées fixées, un fichier de sortie a été généré, de telle façon à obtenir le flux critique correspond à un flux supposé au préalable. D'autres sorties ont été affichés dans le même fichier.

Les résultats obtenus en utilisant le modèle de Weisman & Pei et ses différentes variantes et la confrontation avec la banque de données de flux critiques dont nous disposons, font l'objet du chapitre suivant. L'interprétation de ces résultats seront discuter dans ce chapitre.

Chapitre 6 : Résultats et discussions

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus par le programme informatique élaboré dans le cas d'un tube vertical chauffé uniformément.

Les variations du flux critique calculées par le modèle de Weisman & Pei et ses extensions en fonction de la sous- saturation à l'entrée (ou titre thermodynamique de sortie x_{eqL}) à des conditions thermohydrauliques (pression et vitesse massique) et géométrique (diamètre et longueur du tube) pour lesquelles on dispose de points expérimentaux dans la banque de données en eau, sont représentées dans les figures suivantes. Les résultats obtenus du modèle mécaniste ont été comparés avec les données expérimentales de Thompson & Macbeth [137]. La méthode générale de l'étude de l'influence des tendances paramétriques sur le flux critique calculé exige qu'en variant un paramètre spécifique, les autres paramètres soient maintenus constants. Les tendances esquissées à partir des résultats obtenus par le modèle de Weisman et al. sont indiquées en trait continu sur les figures.

6.1 Influence de la vitesse massique et la sous- saturation

Les résultats pour le cas à $P=138$ bars, $D=7.7$ mm et $z=0.457$ m pour des vitesses massiques de 940 kg/m².s, 1670 kg/m².s et 2650 kg/m².s sont représentés sur la figure 6.1 et 6.2.

La figure 6.1 montre que la densité de flux critique augmente linéairement avec la sous-saturation à l'entrée. On note que cette linéarité est souvent générale mais elle n'est pas universelle [74]. Il a été également observé que la densité de flux critique croît lorsque la vitesse massique croît pour les mêmes paramètres fixés à l'entrée. Il est indispensable de représenter le flux thermique en fonction de titre thermodynamique de sortie pour comparer les résultats prédits par le modèle avec les données expérimentales.

On observe sur la figure 6.2 qu'une diminution linéaire entre le flux thermique critique prédit et le titre de sortie a été remarquée pour des conditions de sortie constantes. Le modèle de Weisman et al. donne les mêmes tendances que les résultats expérimentaux.

Un point intéressant a été remarqué sur la figure 6.2. Il s'agit de la discontinuité de la ligne droite au voisinage de la zone de saturation. La même conclusion a été faite dans l'étude établie par l'auteur de la référence [34]. Cette rupture est due à la limite d'application de la version de Weisman & Ileslamlou pour $x_{eqL} < -0.12$. A la limite de pente à $x_{eqL} = 0$, cette discontinuité est un comportement non- physique de ce modèle.

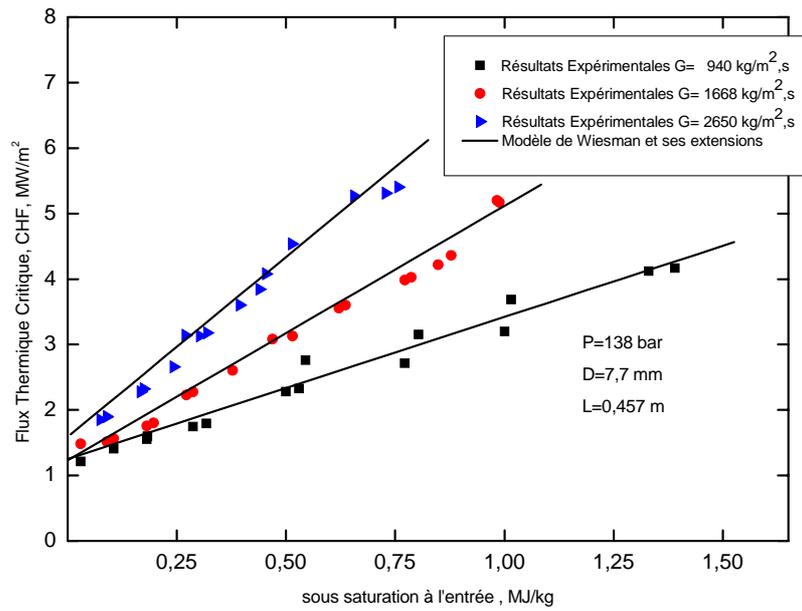


Fig. 6.1 Influence de la vitesse massique sur la densité de flux thermique critique en fonction de la sous- saturation à l'entrée

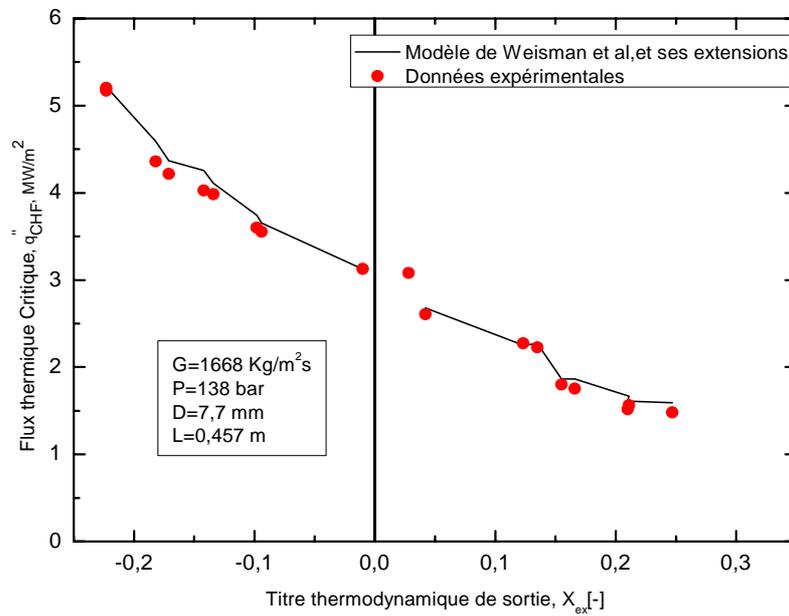


Fig. 6.2 Influence du titre thermodynamique de sortie x_{eqL} sur la densité de flux thermique critique en fonction de

Une autre méthode plus globale pour déterminer la qualité de la prise en compte des tendances paramétriques consiste à représenter les rapports (flux prédit/ flux expérimental) en fonctions des paramètres. Cette représentation permet en outre de bien visualiser les dispersions et la répartition des points expérimentaux. Les résultats sont donnés sur la figure 6.3 pour une variation de la vitesse massique; sur cette figure les traits horizontaux indiquent les limites maximales du domaine des résultats obtenus. Il a été montré dans cette figure que le rapport entre le flux critique prédit et le flux critique expérimental est presque proche de 1.0. La précision du modèle est de l'ordre de $\pm 10\%$.

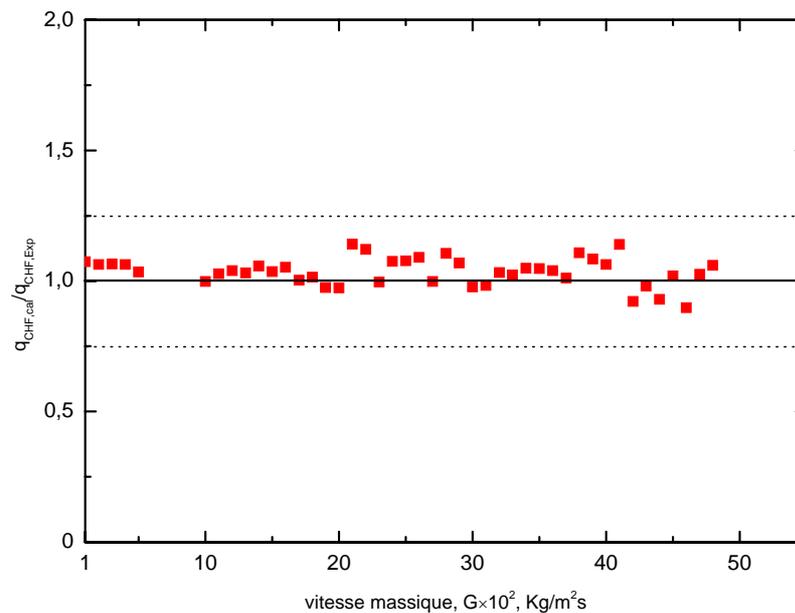


Fig. 6.3 Rapport entre les flux critiques calculé et expérimental en fonction de la vitesse massique

Les figures 6.1, 6.2 et 6.3 montrent que les résultats obtenus par le modèle de Weisman & Pei et ses différentes extensions permettent d'obtenir une prédiction raisonnable de nos données expérimentales.

6.2 Influence de la longueur et le rapport z/D

On dispose d'un faible nombre de points expérimentaux où toutes les conditions thermohydrauliques sont fixées à l'exception de la longueur du tube. Pour une pression de $P= 69$ bars, de la vitesse de masse de $G= 2000 \text{ Kg/m}^2 \text{ s}$ et d'un diamètre du tube $D= 10.75\text{-}10.80\text{mm}$, les données de Thompson & Macbeth peut être un exemple de comparaison du flux critique calculé par le modèle mécaniste de Weisman & Pei. Sur la figure 6.4, on a représenté l'évolution du flux critique en fonction de la sous- saturation pour des données de différentes longueurs de tubes (0.216-3.66m). Sur cette figure, on distingue clairement que la diminution de la longueur chauffée induit l'augmentation de la densité de flux thermique critique. Si la longueur du tube devient plus grande ($z>0.864\text{m}$), l'évolution de la densité de flux thermique critique est linéaire. Cette linéarité n'est pas vérifiée pour des tubes de longueurs courtes.

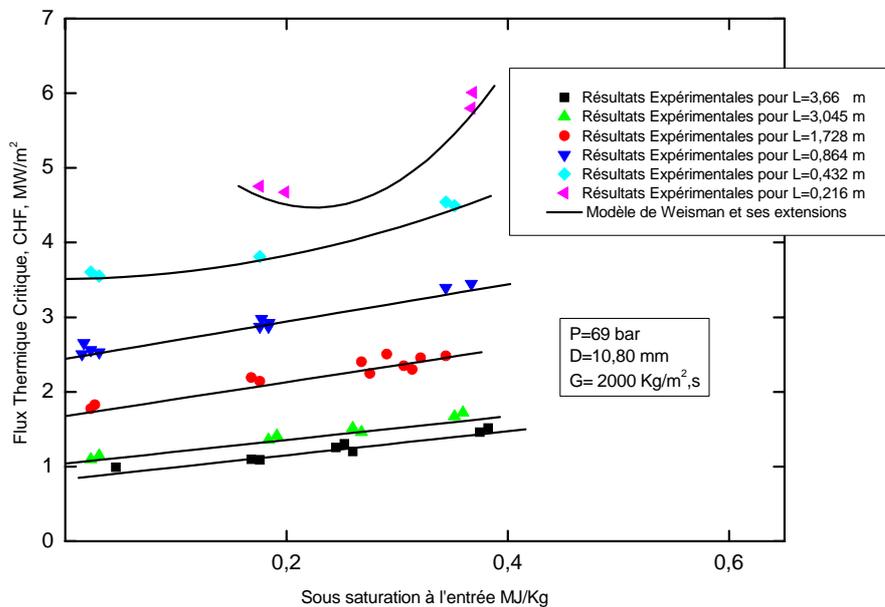


Fig. 6.4 Influence de la longueur du tube sur la densité de flux thermique critique en fonction de la sous- saturation à l'entrée

Le rapport entre la longueur et le diamètre de tube (z/D) est paramètre adimensionnel qui caractérise la plupart des recherches menées sur le flux thermique critique.

Pour mettre en évidence l'effet du rapport (z/D) sur le flux critique, la figure 6.5 illustre les résultats du modèle de Weisman & Pei et ses extensions en faisant varier le rapport (z/D) de façon à avoir l'allure complète des données expérimentales dont nous disposons. Nous remarquons, pour une température de 248.7°C , que nos résultats sont en bon accord avec les résultats de ces derniers. D'autre part, on a remarqué que la longueur du tube apporte une contribution non efficace pour des tubes longs. On observe qu'à $z/D > 300$, la variation du flux critique est négligeable. Le modèle de Weisman & Pei respecte les tendances générales expérimentales à savoir que la densité de flux thermique critique diminue avec l'augmentation de la longueur du tube.

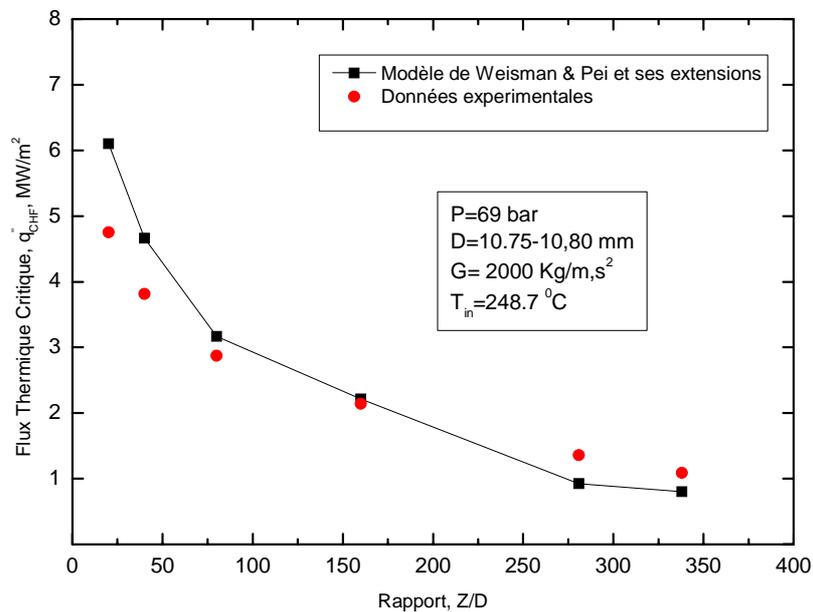


Fig. 6.5 Influence du rapport z/D sur la densité de flux thermique critique ($T_e=248.7^\circ\text{C}$)

6.3 Influence du diamètre du tube

Comme pour la longueur chauffée, on dispose d'un faible nombre de points expérimentaux pour apprécier l'influence de ce paramètre. La prédiction de l'influence du diamètre de tube sur le flux thermique critique par le modèle de Weisman & Pei est représentée dans la figure 6.6. Pour faire la comparaison, on a rapporté dans la même figure, les résultats expérimentaux du flux critique en fonction du diamètre de tube pour six tubes de diamètre compris entre 5.58 et 37.5mm. Pour confronter les résultats obtenus par le modèle avec ceux des données expérimentales, on a fait varier le diamètre du tube pour des paramètres d'entrée fixés à une température de 250.9°C , $P=69$ bar, $G=2000$ Kg/m².s et pour des longueurs de tube comprise entre 1.93 et 2m. On remarque que l'augmentation du diamètre entraîne une augmentation de la densité de flux thermique critique. Cette tendance est en accord avec la littérature (Celata et al. [138]).

Pour des diamètres inférieurs à 12.8mm, le flux critique évolue d'une façon linéaire et dans le cas contraire, on distingue une courbure marquée.

A partir de ces exemples, nous affirmons que les résultats obtenus par le modèle de Weisman & Pei sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

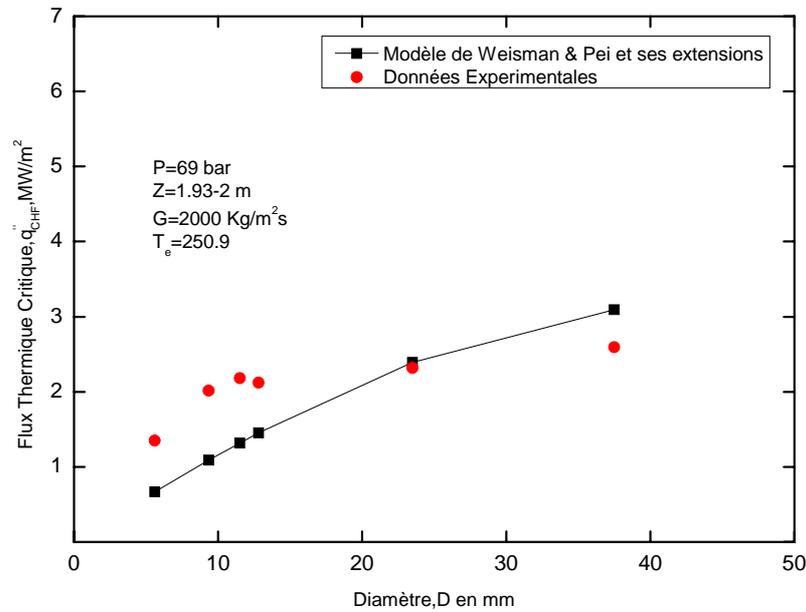


Fig. 6.6 Influence du diamètre sur la densité de flux thermique critique

6.4 Influence de la pression

Pour l'influence de la pression, il aurait intéressant de représenter le flux critique de la même manière que la représentation de l'influence de la vitesse massique. Puisque, x_{eqL} n'est pas un paramètre de contrôle, il est difficile, voire impossible, d'avoir des données expérimentales de flux critique à titre de sortie fixé. La figure 6.7 montre que les résultats obtenus par le modèle de Weisman & Pei est en bonne concordance avec les données expérimentales. Cependant, il est bon de constater que l'influence de la pression sur la densité de flux thermique critique est la conséquence des propriétés physiques du fluide. De ce faite, l'effet de la pression sur la densité de flux thermique critique est faible pour des sous-saturation moyenne. Cela a été confirmé par les travaux de Vandervort et al. [139] et Celata et al. [91].

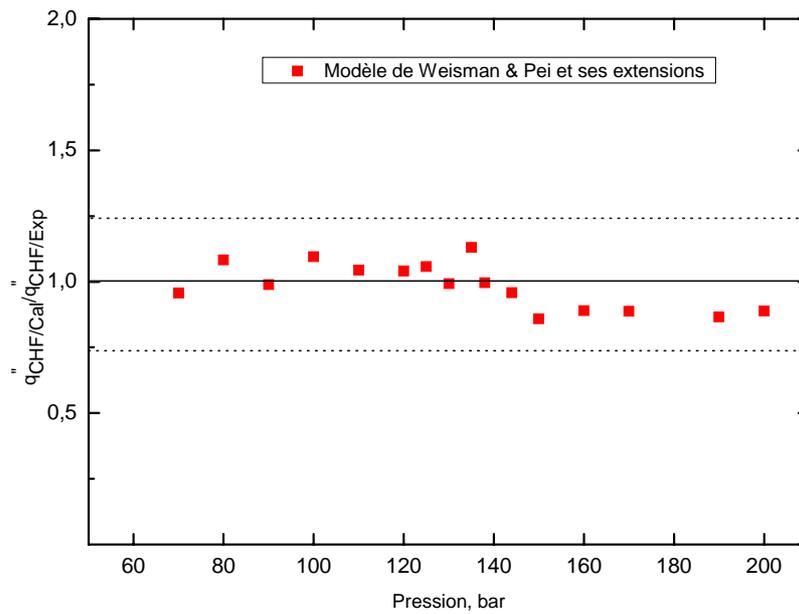


Fig. 6.7 Rapport du flux critique prédit par le modèle Weisman et al. et le flux critique expérimental en fonction de la pression de service

La figure 6.8 montre que la densité de flux thermique croit lorsque la pression de service croit pour les faibles titres (région d'ébullition sou- saturée). Les tests expérimentaux faits par les chercheurs Inasaka & Nariai [140] ont prouvé cette tendance. Il a été observé que l'influence de la pression sur le flux critique est négligeable pour des pressions moyennes et élevées. Nous affirmons que nos résultats obtenus par le modèle de Weisman & Pei sont en accord avec les données expérimentales.

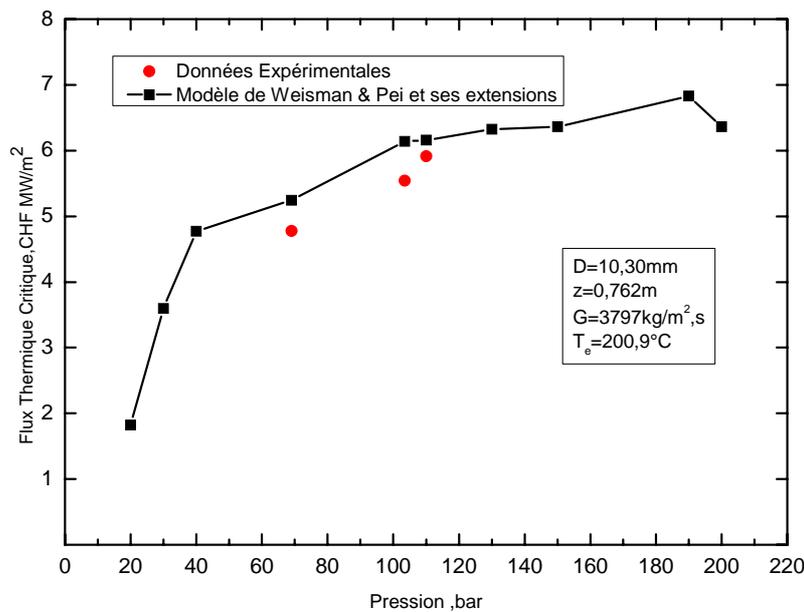


Fig. 6.8 Influence de la pression sur la densité de flux thermique ($T_e=200.9^\circ\text{C}$)

Conclusion

Une première comparaison de nos résultats obtenus par le modèle de Weisman & Pei et ses extensions avec les données expérimentales de Thompson & Macbeth en fonction des paramètres thermohydrauliques et géométriques, nous a conduit à remarquer que ce modèle donne des résultats satisfaisants.

Les paramètres jouant un rôle prédominant sur la densité du flux thermique critique sont :

- la vitesse massique et la sous- saturation à l'entrée (G et Δh augmentent, q''_{CHF} augmente).
- Un point intéressant a été remarqué lors de la représentation de l'évolution du flux thermique critique en fonction du titre thermodynamique de sortie. Il s'agit de la discontinuité de la courbe au voisinage de la saturation. Cette discontinuité est un comportement non- physiques du modèle proposé.
- la pression exerce une faible influence sur la densité du flux thermique critique, cela a été confirmé par des travaux publiés dans la littérature.

Les paramètres géométriques ont l'impact suivant :

- Le diamètre du canal : D ou (z/D) augmente, q''_{CHF} augmente.
- La longueur chauffé : L ou (z/D) diminue, q''_{CHF} augmente. Une allure non linéaire a été observée pour des longueurs supérieures à 0.864m.

Une difficulté rencontrée dans cette étude est la faiblesse de la base de données sur l'influence de la pression sur le flux thermique critique.

Le bon comportement du modèle de Weisman & Pei et ses extensions pour la prédiction de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée de l'eau dans le cas des tubes circulaires chauffés uniformément nous a incités à l'étendre au cas des autres configurations géométriques, pour un chauffage non uniforme et en utilisant des fluides autres que l'eau. Une étude supplémentaire pourrait être conduite dans ce sens en y incluant d'autres paramètres influençant le flux thermique critique.

CONCLUSION GENERALE

A travers cette étude, nous nous sommes intéressés à la prédiction du flux thermique critique en ébullition sous saturée en utilisant le modèle monodimensionnel à deux zones. Ce travail a permis d'évaluer l'application du modèle mécaniste de Weisman & Pei et ses extensions. A cet effet, une procédure prédictive pour la détermination du flux thermique critique a été élaborée.

Dans un premier temps, nous avons identifié les différentes lois d'échange pour la convection forcée et l'ébullition locale en essayant de les classer par familles. Les corrélations de la prédiction des limites de l'ébullition locales ont été rassemblées en particulier celles qui déterminent le point de détachement des bulles. Pour le modèle de Levy, un certain nombre de remarques ont été mentionnées. Ensuite, une démarche s'est focalisée sur l'analyse des modèles de taux de vide moyenné sur la section droite de la conduite. L'analyse de modèles de la littérature a montré, en particulier que, la modélisation à deux zones semble également une piste intéressante pour améliorer la prédiction du taux de vide en ébullition sous- saturée.

Cette analyse critique approfondie de la bibliographie, nous conduit à retenir les modèles et corrélations mises en jeu dans le modèle de Weisman & Pei et de conclure sur celles qui semblent être plus adaptées.

Nous avons constaté que, malgré un nombre assez important de travaux expérimentaux fins, une bonne compréhension de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée est loin d'être atteinte.

Plusieurs modèles mécanistes basés sur des mécanismes physiques ont été adoptés dans la littérature. Néanmoins, le modèle de Weisman & Pei, qui est tout d'abord une condition de coalescence, nous a retenu notre attention en raison de ses performances avancées et large domaine d'application.

Dans un deuxième temps, une stratégie de validation a été adoptée en comparant les résultats obtenus par ce modèle avec la banque des données expérimentales de flux critique dont nous disposons. A cet égard, un programme informatique souple d'emploi a été développé.

La confrontation des résultats obtenus par le modèle de Weisman & Pei et ses extensions avec les données expérimentales de Thompson & Macbeth en fonction des paramètres thermohydrauliques et géométriques, nous a conduit de conclure que ce modèle donne des résultats satisfaisants. Le bon comportement du modèle de Weisman & Pei et ses extensions pour la prédiction de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée de l'eau dans le cas des tubes circulaires chauffés uniformément nous permet de tirer les remarques suivantes :

1. Les données expérimentales du flux thermique critique pour l'écoulement de l'eau dans des tubes circulaires chauffés uniformément sont rarement publiées, restant dans les archives originaux des auteurs ou dans des rapports techniques confidentiels d'une telle organisation. Une compilation récente de toutes les banques de données connues du CHF a été publiée par les chercheurs de

l'université de Purdue (Etats Unis), laboratoire d'ébullition et de l'écoulement en changement de phase (PU-BTPFL). Cette compilation est disponible sous forme d'un support informatique (CD-ROM) et des brochures afin de faciliter la recherche sur le phénomène de la crise d'ébullition. Chaque validation des modèles et des corrélations du CHF devrait s'appuyer sur l'utilisation de cette compilation.

2. Dans ce mémoire, nous avons retenu des données de flux critique en eau de la compilation faite par Thompson & Macbeth. Parmi un nombre de 3564 points de données de CHF, les auteurs ont accepté 530 points. Cette compilation nous apparaît comme les plus faibles parmi les données disponibles. Toutes ces données représentent uniquement la crise d'ébullition par caléfaction (DNB).
3. L'accord entre les résultats obtenus par le modèle de Weisman & Pei et ses extensions et les données expérimentales en fonction des tendances paramétriques à savoir la vitesse massique, la sous-saturation, le diamètre, la longueur du canal et la pression de service était satisfaisant.
4. Un point intéressant a été remarqué lors de la représentation de l'évolution du flux thermique critique en fonction du titre thermodynamique de sortie. Il s'agit de la discontinuité de la courbe au voisinage de la saturation. Cette discontinuité est un comportement non-physiques du modèle proposé. Cela a été confirmé par des travaux publiés dans la littérature.

La procédure de la prédiction du flux thermique critique en ébullition sous saturée en utilisant le modèle monodimensionnel à deux zones nous a incité à l'étendre à d'autres configurations géométriques (non circulaires), à des flux de chaleur non uniformes et en utilisant des fluides autres que l'eau. En perspective, une étude supplémentaire pourrait être conduite dans ce sens en y incluant d'autres paramètres influençant le flux thermique critique.

Nukiyama, lors d'une étude expérimentale visant l'amélioration des performances de chaudières, plonge un fil horizontal chauffé par effet de joule dans un liquide stagnant (eau) maintenu à température constante. Dans ces conditions, il cherche à déterminer quelle est la chaleur maximale pouvant être transmise par le fil. Il montre la quantité de chaleur transmise à l'eau en ébullition à partir d'une surface métallique augmente lorsque l'écart entre la température de surface et la température de l'eau augmente. Mais, après que ce écart a atteint une certaine limite, cette tendance s'inverse : la quantité de chaleur diminue alors que l'écart de température continue à augmenter. Ce point critique, déterminé de façon expérimentale par Nukiyama (1934) pour différents fils (Platine, Nickel, Nichrome) et pour une plaque chauffante, est la valeur maximal de chaleur transmise ou densité e flux thermique critique. Ces remarques lui permettent de construire la courbe de Nukiyama ou courbe d'ébullition (Fig.A.1).

Depuis ors, ces études complémentaires ont permis de se faire une idée plus précise de la configuration de l'écoulement en poche de la paroi pour les différents régimes d'échange [1] [2] (Fig.A.2)

- AB : la chaleur est évacuée par convection naturelle. Le flux est trop faible pour obtenir la surchauffe nécessaire à la formation de bulles.
- A : ce point correspond au démarrage de l'ébullition nucléée (en anglais ' Onset of Nucleate Boiling ' ou ' ONB'). La surchauffe de la paroi devient suffisante pour provoquer la formation des bulles de vapeur à partir de la surface chauffante.
- B'G : de petites bulles de vapeur prennent naissance en des points bien précis de la surface chauffée ('site de nucléation') avec une fréquence de l'ordre de cent par seconde (à la pression atmosphérique) et s'élèvent sous forme de chapelet isolés. C'est l'ébullition nucléée à bulles isolées ou ébullition nucléée partielle.
- GC : le flux de chaleur continuant à s'accroître, ces chapelets deviennent de plus en plus nombreux ; les bulles commencent à s'agglomérer et à former des poches ou des colonnes de vapeur. C'est l'ébullition nucléée à poches ou colonnes de vapeur ou encore l'ébullition nucléée complètement développée.
- C : ce point correspond au flux critique. Le volume de vapeur produit est tel qu'il se forme une couche isolante de vapeur entre la surface et le fluide. Le coefficient d'échange se dégrade brutalement. Deux cas peuvent se produire : le chauffage est à flux imposé ou à température imposée. Dans la première situation, si on essaie d'augmenter la valeur du flux de chaleur au-delà de cette limite, la température de la surface va croître brutalement. Sur la courbe d'ébullition, on saute directement au point D i.e. à l'ébullition en film. En pratique, le saut de température est si important que la destruction de l'élément chauffant se produit (en anglais 'burnout'). Dans le second cas, la forte résistance thermique de la vapeur oblige l'élément chauffant à prendre cette température. Suivant sa valeur, la destruction de l'appareil surviendra ou non.
- CF : l'ébullition de transition dont l'existence dépend fortement de ce qui s'est passé avant est un régime mal défini. C'est la zone instable où du liquide et de la vapeur atteignent tour à tour par intervalles de temps irréguliers la surface chauffée. Sa mise en évidence et son étude nécessite l'utilisation d'un fil chauffant à température imposée.
- FE : dans la région d'ébullition en film, un film stable de vapeur couvre la totalité de la surface. Des bulles de vapeur régulièrement espacées à la fois dans l'espace et dans le temps évacuent la chaleur. Le transfert de la chaleur se fait par conduction et par convection à travers ce film de vapeur, le rayonnement devenant significatif au fur et a mesure que la température de la surface augmente et se maintiendra tant que la température de fusion ne sera pas atteinte.

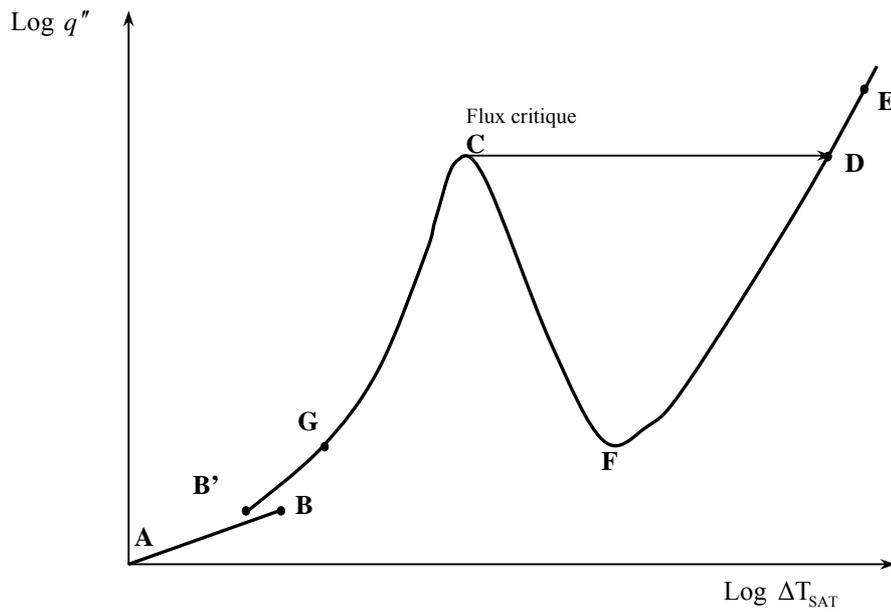
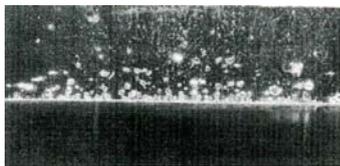
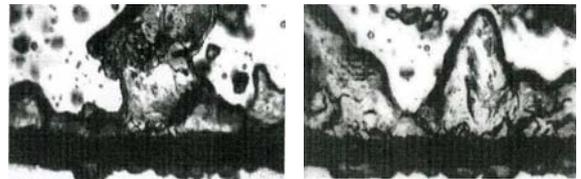


Fig. A.1 : La courbe d'ébullition ou courbe de Nukiyama



B'G : Démarrage de l'ébullition nucléée à bulles isolées (ONB)



GC : Ebullition de transition
(Deux photos de l'ébullition de transition de l'Acétone sur un fil de Diamètre de 0.032m)

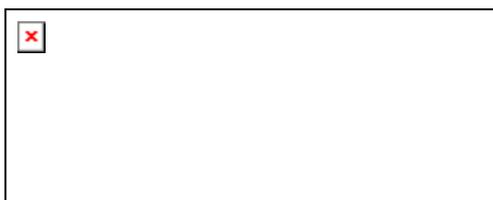
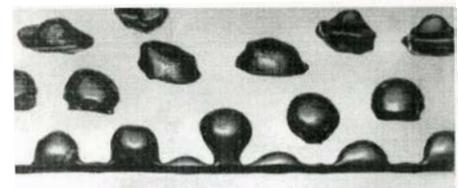


Photo de l'ébullition à poches du Méthanol sur un fil chauffé de 0.345m de longueur, 0.00322 de Diamètre et un flux égale à $1.04 \times 10^6 \text{ W/m}^2$



Photo de l'ébullition à colonnes de vapeur du Benzène sur un fil chauffé de 0.375m de longueur, 0.0164 de Diamètre et un flux égal à $0.35 \times 10^6 \text{ W/m}^2$

CF : Ebullition nucléée à poches et colonnes de vapeur



FE : Ebullition en film

Fig. A.2 : Description des différents régimes d'échange