

令和 5 年 5 月 19 日現在

機関番号：10101

研究種目：基盤研究(C)（一般）

研究期間：2019～2022

課題番号：19K05322

研究課題名（和文）過酷事故緩和策による溶融炉心冷却の有効性検証

研究課題名（英文）Study on verification of effectiveness of molten core cooling by mitigation measures in severe accident

研究代表者

坂下 弘人（Sakashita, Hiroto）

北海道大学・工学研究院・特任教授

研究者番号：00142696

交付決定額（研究期間全体）：（直接経費） 3,100,000円

研究成果の概要（和文）：軽水炉における過酷事故緩和策である格納容器内の事前水張りによる溶融炉心冷却特性について検討を行うため、溶融炉心プール上面の固化クラスト層を模擬した伝熱面上に、水中で分散した固化デブリを模擬した発熱粒子を堆積させた沸騰形態での限界熱流束について実験を行った。その結果、粒子径が1mm以下では、既往モデルの予測と同様にCHFは粒子層の発熱量とともに単調に減少する一方、粒子径が3mm以上では、CHFは粒子層の発熱量に依存しないことが判明した。以上の結果は、格納容器内での事前水張りによる過酷事故緩和策の有効性は粒子径によって異なり、粒子径3mm以上の場合は有効な過酷事故緩和策になる可能性を示唆している。

研究成果の学術的意義や社会的意義

軽水炉の過酷事故時に格納容器に事前水張りをする過酷事故緩和策の有効性を検証するためには、溶融炉心プール上面に形成される固化クラスト上に、水中で分散した粒子状デブリが堆積した状況でのクラスト面上の限界熱流束(CHF)の挙動が重要となる。既往のモデルでは、CHFは粒子層の発熱量の増加とともに単調に減少するため緩和策は成立しないと予測する。しかし、本研究の結果、CHFの特性は粒子径によって異なり、粒径が3mm以上ではCHFは粒子層の発熱量に依存しないことが判明した。したがって、事前水張りによる緩和策はクラスト面上への堆積デブリ径が3mm以上の場合は有効であることが判明した。

研究成果の概要（英文）：In order to investigate the cooling characteristics of the molten core by pre-flooding with water in the containment vessel, which is a mitigation measure for severe accidents in light water reactors, experiments were conducted on the critical heat flux (CHF) in a boiling configuration in which heat-generating particles simulating solidified debris dispersed in water were deposited on a heating surface simulating a solidified crust layer on the molten-core pool surface. The results show that the CHF decreases monotonically with the heat generation rate of the particulate beds when the particle size is less than 1 mm, as predicted by previous models, while the CHF is independent of the heat generation rate of the particulate beds when the particle size is greater than 3 mm. These results suggest that the effectiveness of severe accident mitigation measures by pre-flooding in the containment vessel depends on the particle size, and may be effective for particle sizes larger than 3 mm.

研究分野：原子炉熱工学

キーワード：原子炉過酷事故 デブリベッド 沸騰伝熱 限界熱流束

## 1. 研究開始当初の背景

原子炉の過酷事故において、溶融炉心が圧力容器底部を貫通し格納容器下部ペDESTAL上に落下した場合、溶融炉心・コンクリート相互作用 (MCCI) により、コンクリートの侵食や、非凝縮性ガスの発生による格納容器過圧によって格納容器破損に至る可能性がある。このため、国内の PWR, BWR では、MCCI 緩和策として溶融炉心落下前に格納容器ペDESTALに事前水張する対策をとることが想定されている。

この対策によりペDESTALが事前に水張されている状況では、水中に落下した溶融炉心挙動に関して各種シナリオが想定されるが、その一つに図 1 に示すようなシナリオが考えられる。すなわち、落下した溶融炉心はペDESTAL上に堆積して溶融プールを形成するとともに、一部は水中を落下する途中で分散して粒子化する。溶融プール上面は冷却により固化し表面にクラストが形成されるため、水中に分散した粒子状デブリはクラスト上に堆積し粒子層 (粒子層) を形成すると考えられる。

図 1 の状況では、溶融プールの崩壊熱は主としてプール上面の固化クラストから水への沸騰によって除熱されることになる。ただし、沸騰熱伝達には、限界熱流束 (Critical Heat Flux, 以下 CHF と略す) と呼ばれる除熱限界が存在するため、クラスト表面からの熱流束がこの限界値を超えるとクラスト表面は蒸気膜に覆われるため溶融プールからの除熱は著しく阻害されることになる。したがって、溶融プールの冷却特性および MCCI の進展を予測するためには、クラスト上部に堆積した粒子層がクラスト表面での CHF に与える影響を明らかにすることが必須となる。

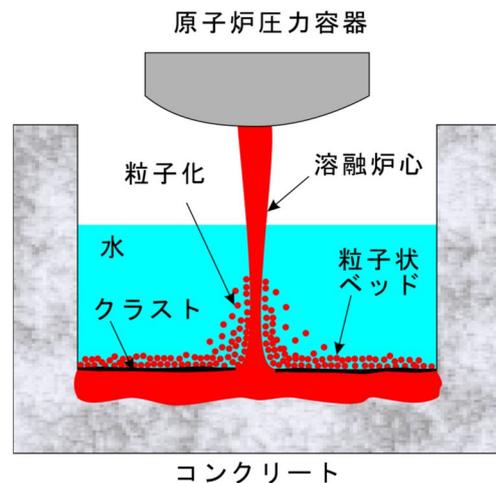


図 1 想定されるデブリベッドの状況

## 2. 研究の目的

本研究の目的は、図 1 の状況を模擬した体系である、伝熱面上に発熱粒子層が堆積した場合に、伝熱面上の CHF が上部堆積粒子層の発熱量や粒子径によってどのような影響を受けるかを明らかにすることである。これにより、事前水張による過酷事故緩和策は成立しないとする既往モデルの予測の妥当性に有無を検証する。

## 3. 研究の方法

### (1) 限界熱流束測定実験

実験は大気圧下で行い、作動流体には脱イオン水 (導電率  $0.2\mu\text{S}$  以下) を用いた。図 2 に実験装置の概略図を示す。装置は大きく分けて、加熱部、粒子層を含む上部水槽、および凝縮部により構成されている。加熱部は円柱状銅ブロックでありその上端面が直径 75mm の伝熱面となっている。伝熱面温度および熱流束を測定するために、伝熱面中心で表面から深さ 12, 22, 32mm の 3 か所に 0.5mm 径のシース熱電対を挿入した。

伝熱面上部に設置した水槽は、内径 77mm、高さ 300mm のポリカーボネート円管であり、上部に凝縮器を取り付けてある。水槽内には、水を加熱する補助ヒーターと水温測定用の熱電対を設置してある。伝熱面の上部には、粒子状デブリを模擬した均一径の粒子を堆積させた。粒子には、内部発熱させる場合は磁性体である鋼 (粒子径  $d_p=1, 3, 6, 10\text{mm}$ ) を用いた。粒子層の内部発熱は、粒子層周囲に設置した高周波誘導加熱装置を用いて行った。高周波誘導加熱コイルは内径 170mm であり、ポリカーボネート水槽周囲の高さ 160mm にわたって設置されている。

粒子を発熱させず、伝熱面のみを加熱する場合はセラミック球とステンレス球（粒子径  $d_p = 1, 3, 6, 10, 11, 15\text{mm}$ ）を使用した。なお、粒子層の空隙率は、大半の実験では粒子径に関わらず  $\varepsilon = 0.38 \sim 0.40$  であった。

#### (2) 透明伝熱面による沸騰様相可視化実験

裸面と、上部に粒子層を堆積させた場合で、伝熱面上での沸騰様相にどのような違いが生じるかを検討するために、透明伝熱面を用いて下面から可視化測定を実施した。図3に可視化測定に用いた実験装置と光学系の概略を示す。伝熱面には高熱伝導率のサファイア基板(50mm×50mm, 厚さ 0.7mm)を用い、裏面に蒸着したITO膜への直流通電によって加熱する。サファイア基板の裏面にプリズムを密着させ、このプリズムを介して光源から光を入射する。この時、基板上面での入射角を伝熱面が乾いている場合に全反射条件を満たすように入射し、沸騰様相を高速ビデオにより観察する。これにより、伝熱面が乾いている部分は明るく、液で覆われている部分は暗く可視化される。

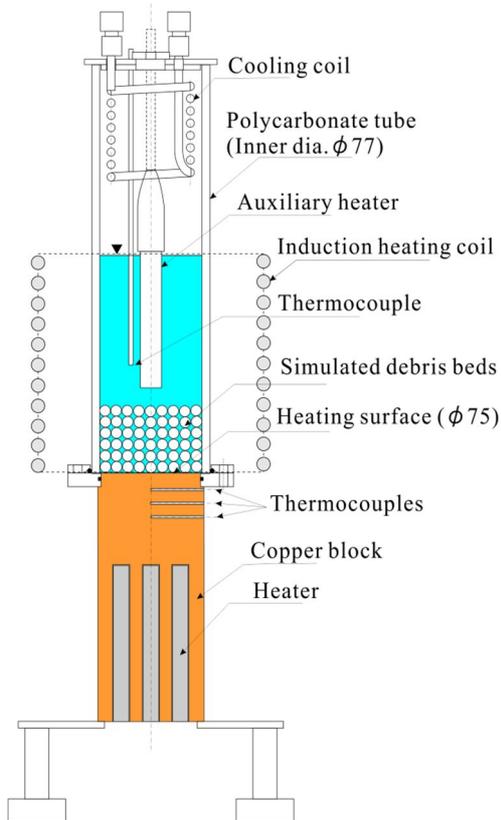


図2 沸騰実験装置概略

### 4. 研究成果

#### (1) 限界熱流束

図4に、粒子径  $d_p = 6\text{mm}$  において、発熱密度  $Q$  と粒子層高さ  $H$  を変化させて測定した CHF を、発熱密度  $Q$  と粒子層高さ  $H$  の積  $QH$  [ $\text{MW}/\text{m}^2$ ] に対して示す。同図には各種既往モデル<sup>(1)~(3)</sup>による予測結果も併記したが、既往モデルの予測とは異なり CHF の  $QH$  への依存性は見られない。図5に、各粒子径で測定された CHF を、 $QH$  に対して示す。なお、 $d_p = 1\text{mm}$  の CHF はかなり小さいため、図の右上部に拡大して示している。 $d_p = 3\text{mm}, 6\text{mm}, 10\text{mm}$  では、CHF は  $QH$  に依らず一定であることが確認できる。一方、 $d_p = 1\text{mm}$  の CHF は、 $QH$  の増加に伴い直線的に低下しており、既往のモデル（～）による予測と類似の傾向を示すことが判明した。

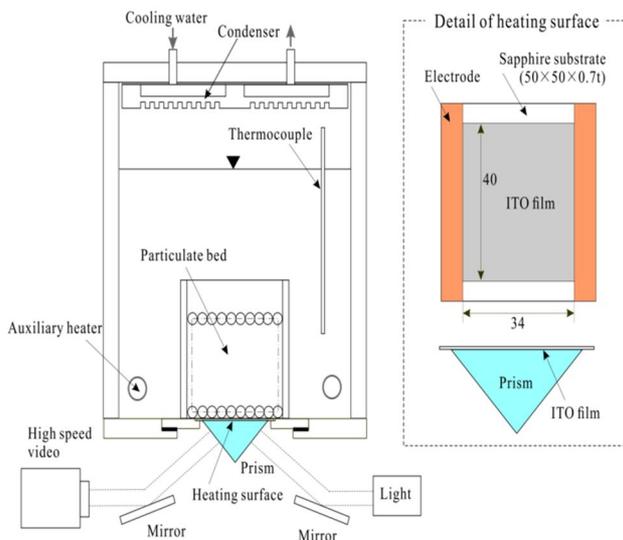


図3 沸騰様相可視化実験

#### (2) 可視化測定結果

図6(1)~(3)に、2000fpsで1秒間にわたって撮影した高速ビデオ画像を重ね合わせて作成した、時間平均ボイド率の熱流束による変化を、3種類の粒子径（ $d_p = 1\text{mm}, 2\text{mm}, 6\text{mm}$ ）について示す。なお、全反射させない条件で撮影した画像を各図の冒頭に示してある。図より、粒子径  $d_p = 1\text{mm}$  の場合と他の粒子径の場合では、ボイド率分布の傾向に顕著な違いが認められる。

$d_p = 1\text{mm}$  では、熱流束の違いに依らず、大きさや位置がほとんど変化しない高ボイド率領域が各所に見受けられる。これは、粒子間隙が小さいため伝熱面上で発生した気泡が離脱せず同位置に留まっているためと思われる。これらの高ボイド率領域を除くと、CHFの69%以上の

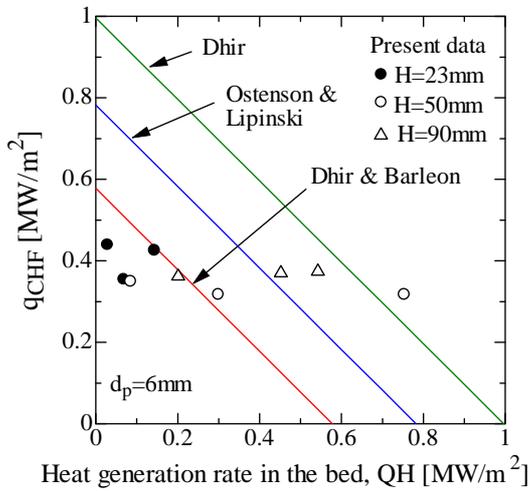


図4 CHFの測定値と既往のモデルによる予測値の比較( $d_p=6\text{mm}$ )

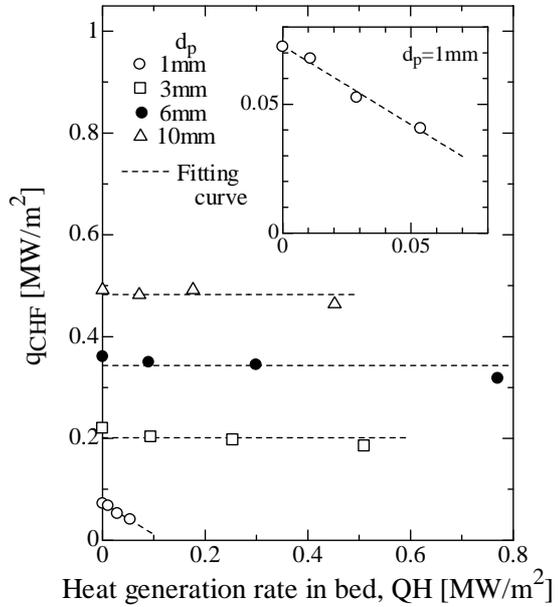
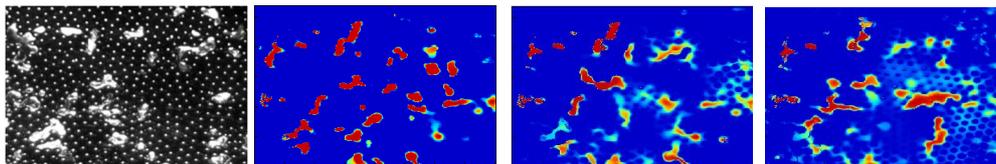


図5 CHFに与える粒子層発熱の影響

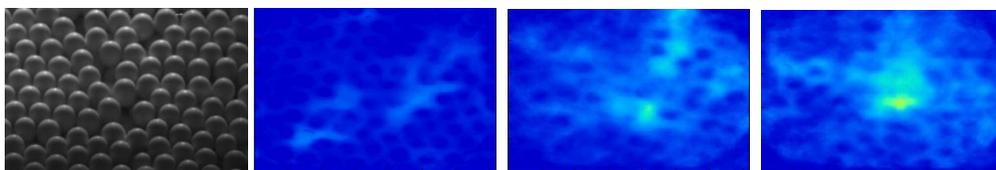
熱流束領域で粒子間隙のポイド率の僅かな増加が認められるものの、熱流束が増加しても伝熱面の大部分は液で覆われた状態を維持している。一方、 $d_p=2\text{mm}$ 以上では、熱流束の増加とともに乾燥領域が拡大する様子が分かる。

図7は、図6に例示したポイド率分布を面平均して得られた平均ポイド率の熱流束による変化である。各粒子径のデータにおいて最大の熱流束をCHF比に換算すると、 $d_p=1\text{mm}$ で80%、他の粒子径では $d_p=2\text{mm}$ :88%、 $d_p=6\text{mm}$ :67%、 $d_p=10\text{mm}$ :76%、 $d_p=15\text{mm}$ :55%である。図より、 $d_p=1\text{mm}$ と $d_p\geq 2\text{mm}$ では全く異なる傾向を示すことが確認できる。 $d_p=1\text{mm}$ の平均ポイド率は $q=0.06\text{MW/m}^2$ (88%CHF)でわずかな増加が見られるものの、8%近傍でほぼ一定値を保っている。なお、熱流束に依存しないこの一定のポイド率は、図8に示した粒子間にトラップされてほぼ変化しない気相領域によるものである。 $d_p\geq 2\text{mm}$ の結果は、粒子の無い平面の場合と同一の傾向を示しており、熱流束の増加とともに0近傍から単調に増加する。

(1)  $d_p=1\text{mm}$



(2)  $d_p=2\text{mm}$



(3)  $d_p=6\text{mm}$

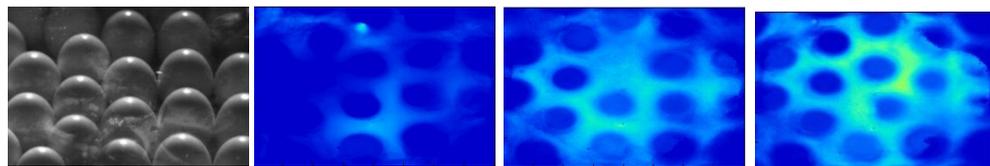


図6 時間平均ポイド率分布の熱流束による変化



以上の結果より CHF 機構は以下のように推察される。

$d_p=1\text{mm}$  では、CHF 近傍まで伝熱面には液が供給されており、この液供給が途絶えると急激に乾燥領域が拡大し CHF に至る。したがって CHF は既往モデル( ~ )で想定しているように粒子層内の気液流動が限界値に達することで発生し、CHF は粒子層内発熱量  $QH$  の増加とともに低下する特性を示す。

$d_p \geq 2\text{mm}$  では、伝熱面上で発生した気泡同士の間成長・接合によって大きな気泡塊が形成され、これが粒子間隙や粒子底部に拡大・伝播した後に離脱する過程を繰り返す。気泡塊底部には液が残存しこれが消耗した部分が乾燥領域として観察される。CHF は、気泡塊が伝熱面上をほぼ覆い尽くし伝熱面全域がドライアウトすることで発生する。したがって、CHF は伝熱面上または伝熱面ごく近傍での気液挙動によって支配されることになり、粒子層発熱量  $QH$  には依存しない。

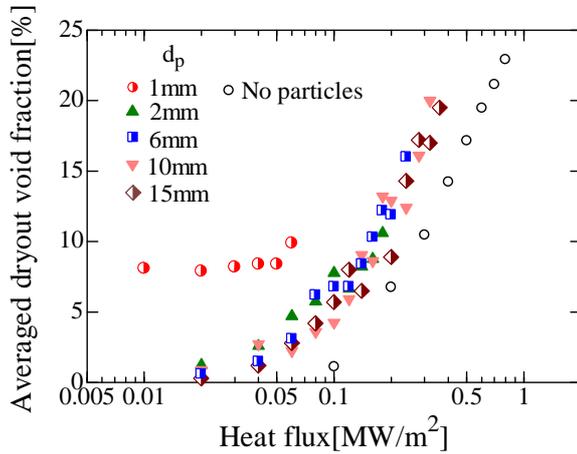


図7 平均ボイド率の熱流束による変化

### (3) 本研究で得られた結論

底面・粒子層同時加熱体系における底面での CHF は、 $d_p=1\text{mm}$  では粒子層発熱量  $QH$  の増加とともに直線的に低下する。これは、粒子層内の気液流動の限界を CHF 発生要因と考える既往のモデルの予測と一致する。一方、 $d_p \geq 3\text{mm}$  では既往モデルの予測とは異なり、CHF は粒子層発熱量  $QH$  に依存しない一定値を取る。

可視化実験の結果、 $d_p=1\text{mm}$  では、伝熱面の平均ボイド率は熱流束が増加してもほとんど変化せず、CHF 近傍まで 8% 程度の一定値を保つ。一方、 $d_p \geq 2\text{mm}$  では、裸面と同様の傾向であり、平均ボイド率は熱流束の増加とともに単調に増加する。

以上の事実から、発熱粒子層が堆積した伝熱面上の CHF 発生機構は、粒子径によって異なり、以下のように類推される。

$d_p \leq 1\text{mm}$  : CHF は既往モデルで想定しているように粒子層内の気液流動が限界値に達し伝熱面への液の供給が途絶えることで発生する。このため CHF は粒子層発熱量  $QH$  の増加とともに低下する。

$d_p \geq 2\text{mm}$  : 拡大と縮小を繰り返す乾燥領域が互いに接合し、伝熱面のほぼ全域がドライアウトする条件になると CHF が発生する。したがって、CHF は伝熱面上または伝熱面ごく近傍での気液挙動によって支配されることになり、粒子層発熱量  $QH$  には依存しない。

以上の結果より、固化クラスト上に堆積した粒子デブリ径が  $d_p=2\text{mm}$  以上では、CHF が  $QH$  に依存しないため、溶融プールはクラスト面上の沸騰によって事故後早期に除熱が開始され、事前水張による緩和策は有効であると予想される。一方、 $d_p=1\text{mm}$  では CHF が  $QH$  の増加とともに低下するため、溶融プールが長時間に亘って冷却できない可能性がある。したがって、過酷事故緩和策の有効性検証にあたっては、この点に十分な注意を払う必要がある。

### < 引用文献 >

- Ostensen, R.W., Lipinski, R.J., Nucl. Sci. Eng., 79-1, (1982), 110. Dhir, V.K., Barleon, L., Trans. ANS, 38 (1981), 385. Dhir, V.K., Nucl. Eng. Des., 95(1986), 275-283. Jones, S.W., et al., Trans. ANS, 35(1980), 361-363. Hardee, H.C. and Nilson, R.H., Nucl. Sci. Eng., 63(1977), 119-132. Lipinski, R.J., NUREG/CR-2646 SAND82-0765(1982).

5. 主な発表論文等

〔雑誌論文〕 計0件

〔学会発表〕 計2件（うち招待講演 0件 / うち国際学会 0件）

1. 発表者名 坂下弘人
2. 発表標題 底面および内部加熱粒子層のプール沸騰限界熱流束
3. 学会等名 57回日本伝熱シンポジウム（講演は中止．論文集は発行）
4. 発表年 2020年

1. 発表者名 川上大良，坂下弘人，小野綾子，吉田啓之
2. 発表標題 デブリベッドの沸騰熱伝達特性に関する研究
3. 学会等名 日本原子力学会2019年秋の大会
4. 発表年 2019年

〔図書〕 計0件

〔産業財産権〕

〔その他〕

-

6. 研究組織

氏名 (ローマ字氏名) (研究者番号)	所属研究機関・部局・職 (機関番号)	備考
---------------------------	-----------------------	----

7. 科研費を使用して開催した国際研究集会

〔国際研究集会〕 計0件

8. 本研究に関連して実施した国際共同研究の実施状況

共同研究相手国	相手方研究機関
---------	---------