

空だき時における崩壊熱による燃料棒温度変化の予測

東北大学 流体科学研究所 圓山・小宮研究室

作成日 2011/03/30

改訂 2011/04/06

概要

本レポートは、種々の仮定と大胆なモデル化により、燃料棒が半分露出したときの燃料棒内の温度分布を推定したものである。公表されたデータを基に概算値を推定したもので、実際の現象を推定するためには、異なる仮定の下による解析など更なる検証が必要である。計算結果の概要を示す。計算では、冷却水位が熱伝達率に与える影響を考慮し、燃料棒先端温度を推定した。ここで、冷却条件として生成蒸気の上昇流による強制対流熱伝達、または、加熱された燃料棒によって誘起された自然対流による熱伝達の2種類を考慮した。

前レポート(HTC Rep. 2.1、2011/3/30)では熱伝達率の評価を壁温一定の条件下で行った。しかしながら、実際に燃料棒の表面は熱流束一定とみなすのが現実的である。そこで本レポートでは等熱流束壁下における熱伝達率を導出した。導出の詳細は後述する。

図1は原子炉停止2日後を仮定し、図2は30日後を仮定した。ここで自然対流熱伝達率を評価するうえで、熱物性値の温度依存性の考慮が重要になる。本レポートでは熱物性値を流体の入口温度133℃もしくは出口温度を用いて評価した。出口温度を用いた結果が温度の上限値を与え、入口温度のほうが下限値を与えている。この結果から、冷却条件の違いにより燃料棒の温度が大きく変わることがわかる。いずれの場合も、燃料棒露出長さが増加すると燃料棒先端の温度が増加している傾向がわかる。さらに前レポート(HTC Rep. 2.1、2011/3/30)に記述した等温壁条件よりも本レポートの等熱流束壁条件の方が、大幅に温度上昇している。自然対流と強制対流を比較すると、自然対流の方が高い冷却能力を示している。そのため、原子炉内では自然対流熱伝達による熱輸送が支配的になっていると推測できる。また、自然対流熱伝達による冷却では最も厳しい条件で1000℃を超えていることがわかった。しかし、現在(事故発生から約30日)の状態では、加圧容器に半分ぐらい水があれば、燃料棒は溶解しないことが分かる。ただし、本計算はあくまでも水が半分存在し、蒸気温度が133℃に保たれている場合である。原子炉が空だきの場合の結果は大きく異なるので注意を要する。

計算の詳細を以下に示す。

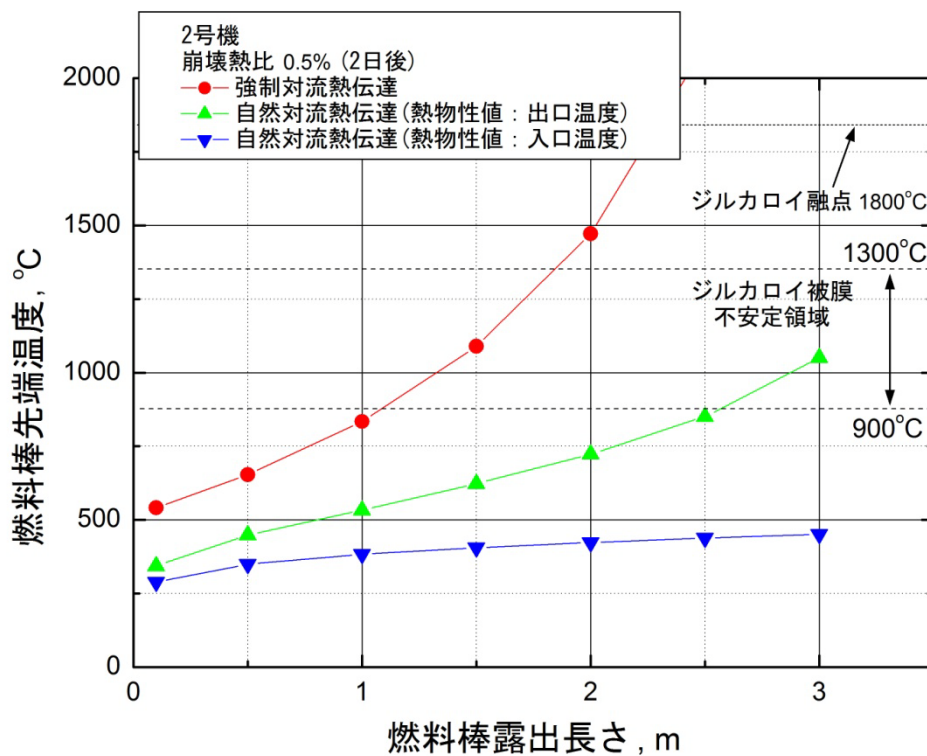


図 1 福島第一原発 2 号機原子炉停止後 2 日目に燃料棒が露出した場合の温度変化

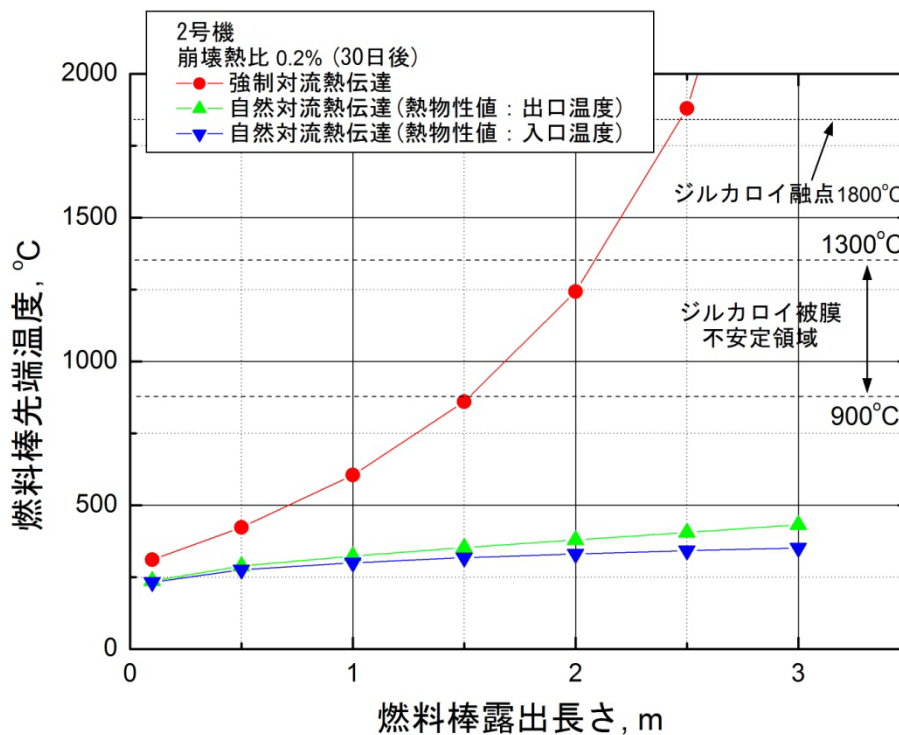


図 2 福島第一原発 2 号機原子炉停止後 30 日目に燃料棒が露出した場合の温度変化

1. 集中熱容量モデルによる燃料棒温度の推定

前レポート HTC Rep. 2.1 で行われた一次元軸対称数値計算によると燃料棒中心と燃料棒表面の温度差が最大でも 1K 以下であり，内部の温度分布は無視できるほど小さいことがわかった．そこで，本レポートでは燃料棒を集中熱容量系とみなして計算を行う．また，本計算では定常状態を仮定する．以上を考慮すると，内部発熱と周囲流体との熱伝達の関係は次式で記述される．

$$q = h(T_w - T_f) \quad (1)$$

ここで， $q[\text{W}/\text{m}^2]$ は内部発熱による表面の熱流束， $h[\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})]$ は熱伝達率， $T_w[^\circ\text{C}]$ は燃料棒表面温度， $T_f[^\circ\text{C}]$ は流体の温度である．

本計算では福島第一原発 2 号機の燃料棒を仮定する．2 号機は熱出力 2352MW，燃料集合体数 546 体となっている．燃料集合体内に 60 本の燃料が存在し，燃料棒は直径 12mm，長さ 4mm であるとする通常運転時の熱流束が $0.476\text{MW}/\text{m}^2$ と見積もられる．よって 2 日後，30 日後の熱流束は以下の表に示される．

表 1 崩壊熱による熱流束

	崩壊熱比	熱流束
2 日後	0.5%	$2380 \text{ W}/\text{m}^2$
30 日後	0.2%	$952 \text{ W}/\text{m}^2$

また，本計算では，原子炉内が 3atm の気液平衡状態となっていると仮定する．表 2 に 3atm の蒸気および水の熱物性値を示す．実際の計算においては，3atm の高温蒸気の熱物性値も用いているがここでは割愛する．全ての熱物性値は Refprop ver.8.0 により算出した．

表 2 3 気圧気液平衡状態の蒸気および水の熱物性値

	蒸気	水
蒸発潜熱 L_{ev} , MJ/kg	2.16	
密度 ρ , kg/m^3	1.65	931.82
熱伝導率 k , $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$	0.684	0.029
動粘度 ν , m^2/s	8.13×10^{-6}	2.22×10^{-7}
熱拡散率 α , m^2/s	7.82×10^{-6}	1.71×10^{-7}
プラントル数 Pr, -	1.29	1.03

2.水位と蒸気流の近似

図 3 に燃料棒の一部がむき出しになり、その周囲を蒸気が流れる様子を示している。本計算では、燃料棒の隙間における蒸気流を、等価な直径(水力直径)を有する管内における蒸気の流れに近似する。水力直径は次式で求めた。

$$d_h = \frac{4 \times \text{流路断面積}}{\text{流路周長}} = \frac{\text{燃料集合体断面積} - \text{燃料棒断面積} \times \text{本数}}{\text{燃料棒周長} \times \text{本数}} = 20 \text{ mm} \quad (2)$$

また、図 3 からわかるように燃料棒から生じる崩壊熱は、一部が冷却水の加熱に用いられ、一部が蒸気を加熱する。そのため、生成する蒸気の質量流量は水位に依存し、燃料棒の発熱が均一であると仮定すると、次式で求められる。

$$\dot{m} = \frac{Q_{decay} \times \frac{L_{water}}{L_{fuel}}}{L_{exp}} \quad (3)$$

ここで、 Q_{decay} [W]は燃料棒一本の発熱量、 L_{water} および L_{fuel} は図 3 に示すように燃料棒水位と燃料棒長さとなる。

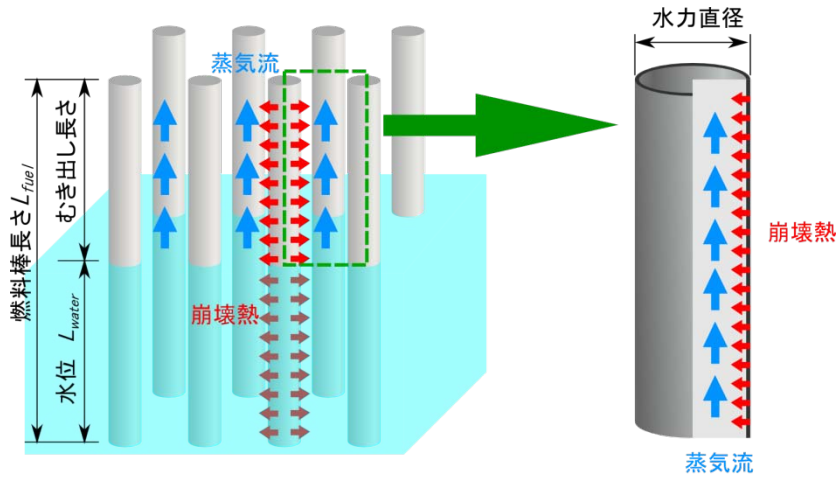


図 3 燃料棒水位と燃料棒の隙間を流れる蒸気流の近似の概略図

3.熱伝達率の評価

3.1 強制対流熱伝達

図 3 に示すように燃料棒の隙間を上昇する蒸気の流れを、一定熱流束で加熱される管内における強制対流熱伝達とみなす。蒸気の流速 u は次式で表される。

$$u = \frac{\dot{m}}{\rho A_{void}} \quad (4)$$

ここで ρ [kg/m³]は密度、 A_{void} [m²]は燃料棒隙間の断面積である。生成蒸気量が最大となるのは崩壊熱が全て蒸気生成に用いられるとき、すなわち水位が燃料棒上端の時である。このときの蒸発量を用いて次式で定義されるレイノルズ数を計算する。2号機、崩壊熱比 0.5%の条件を考える。

$$Re = \frac{ud_h}{\nu} = 1230 < 2300 \quad (5)$$

算出されたレイノルズ数は原子炉内が層流状態であることを示している。等熱流束壁管内熱伝達のヌセルト数は次式[1]で記述される。

$$Nu = \frac{qd_h}{k(T_w(x) - T_B(x))} = 4.36 \quad (6)$$

ここで $T_B(x)$ は混合平均温度であり、次式で定義される。

$$\frac{dT_B}{dx} = \frac{q\pi d_h}{c_p(T)\dot{m}} \quad (7)$$

式(7)からわかるように正確な T_B の変化を求めるには管軸方向への数値積分が必要になる。ここでは近似的に次式で T_B を与える。

$$T_{B,tip} = T_B(0) + \frac{q\pi d_h}{c_p \left(\frac{T_{B,tip} + T_B(0)}{2} \right) \dot{m}} \quad (8)$$

$T_B(0)$ は入口流体温度で、ここでは 3atm の蒸気温度 133°C とする。また下添え字 tip は先端を意味する。比熱は入口と出口(燃料棒先端)の平均温度を用いて算出する。この際に反復計算をし、収束解を得た。

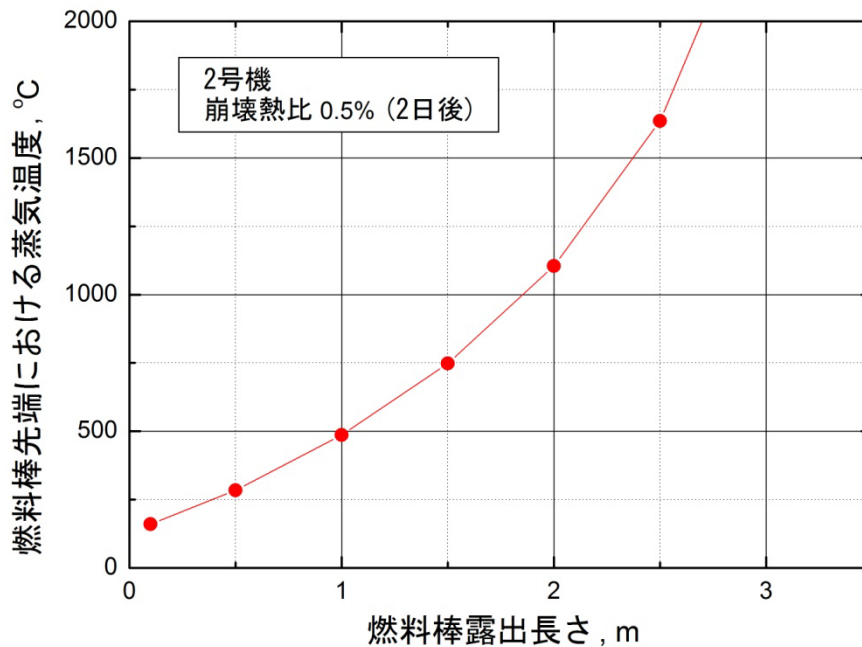


図 4 燃料棒先端位置における蒸気温度

図 4 に示すように水位の低下に伴い、蒸気が加熱される距離が増加し、蒸気温度が急激に増加していることがわかる。式(6)より燃料棒先端温度を求める。なお熱物性値は混合平均温度における 3atm の水蒸気のものを用いた。

$$T_{w,tip} = T_{B,tip} + \frac{qd_h}{Nuk} \quad (9)$$

ここで、下添え字 tip は先端を意味する。燃料棒表面温度の結果は図 1 および図 2 に示してある。

3.2 自然対流熱伝達

図 3 に示すように燃料棒の隙間を上昇する蒸気の流れを，一定熱流束で加熱される鉛直管内における自然対流熱伝達とみなす．レイリー数および局所ヌセルト数は次式[2][3]で与えられる．

$$Ra^* = \frac{g\beta qd^4}{\nu\alpha k} \cdot \frac{d}{H} \quad (10)$$

$$\frac{1}{Nu_x} = \frac{k}{h_x d_h} = \frac{(T_w - T_f)k}{qd_h} = \left[\frac{4C_1}{\Phi^*} + 0.24 \right] \times \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{C_2}{B\Phi^*} \right)^m \right] \right\} \quad (11)$$

ここで，

$$\Phi^* = \frac{H}{x} \sqrt{Ra^*} \left[1 - \frac{0.0265 \sqrt{C_3} Ra^{*0.25}}{Pr^{0.333}} \left(1 - \frac{x}{H} \right) \right] \quad (12)$$

$$B = 1.38 \times 10^{-3} (2.09 + 1/\sqrt{Pr}) \quad (13)$$

$$m = 0.56 / Pr^{0.046} \quad (14)$$

ここで， $H[m]$ は管の長さ， $g[m/s^2]$ は重力加速度， $\beta [1/K]$ は体膨張係数である．熱物性値はパイプ内における混合平均温度で評価するべきだが[3]，近似的に表 2 に示した値を用いた．図 5 および図 6 に上式で算出したレイリー数および自然対流熱伝達率の水位に対する変化を示す．

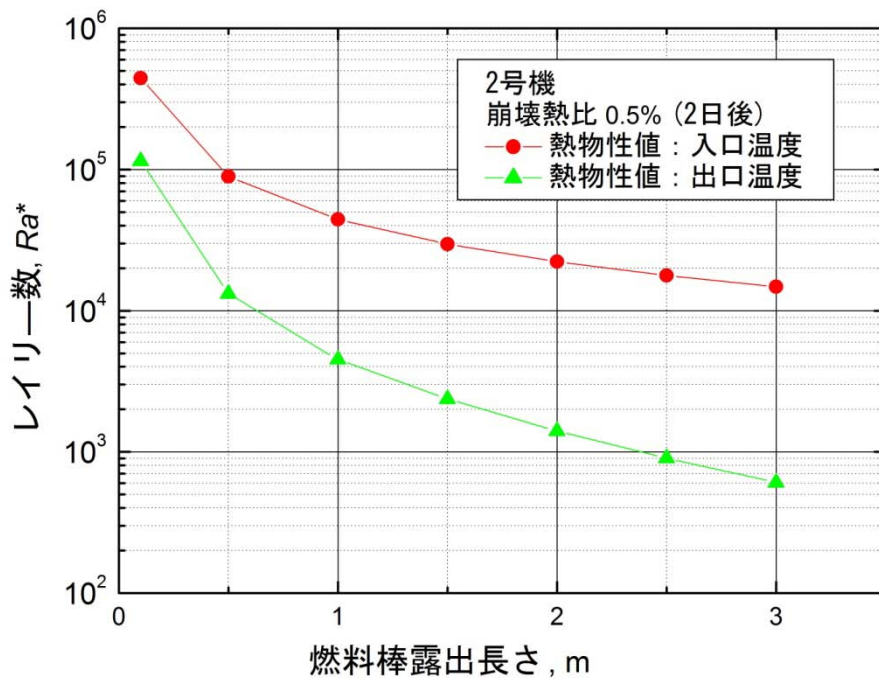


図 5 レイリー数の水位に対する変化

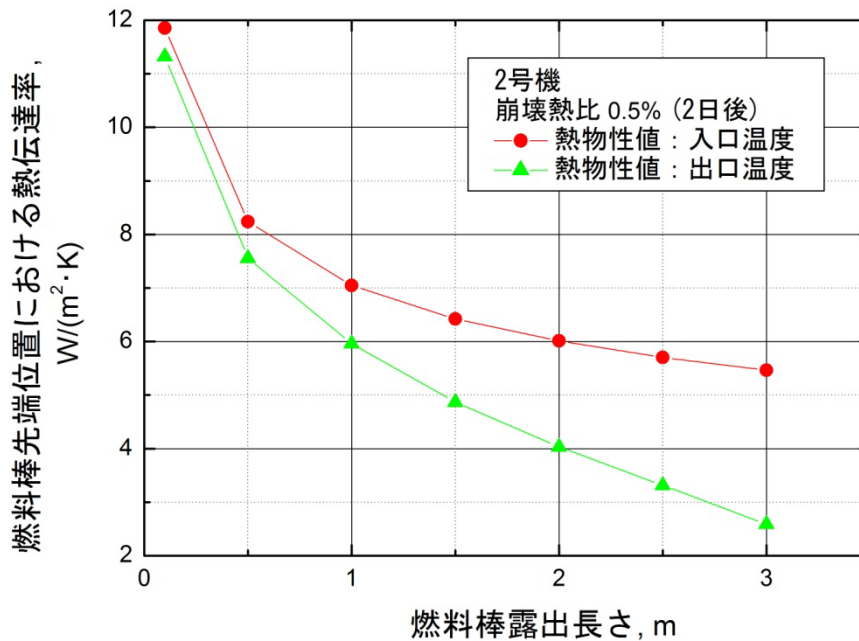


図 6 自然対流熱伝達率の水位に対する変化

図 5 および図 6 に示したように、蒸気流の流路が長くなると、蒸気の加熱距離が長くなり熱物性値の温度変化の影響が大きくなる。そのため、熱物性値を入口流体温度（ここでは 133℃）で近似するのは熱伝達率を大きく見積もることにつながり、燃料棒温度を過小評価してしまう。また、図 6 に示したように蒸気流の流路が長くなると先端部における温度境界層が厚くなり、結果的に熱伝達率が減少することがわかる。つまり燃料棒露出長さが増加すると、自然対流による冷却効果は低下し、燃料棒先端温度は上昇してしまうことがわかる。

燃料棒表面温度の結果は図 1 および図 2 に示してある。燃料棒が一定温度であると仮定した前報（HTCRep.2.1, 2011/3/30）に比べて、燃料棒上端の温度は上昇している。特に、強制対流の仮定は温度が高温になるので、本ケースは自然対流支配とも推定される。本件のように温度差の大きい自然対流熱伝達は、流体の熱物性値の影響を大きく受け、臨界停止から 2 日後に半空だき状態になった場合には、炉先端部が損傷する可能性がある。しかし、30 日後では発熱量が低下する(HTCRep.1.2,2011/4/1)に示すように、燃料の発熱量が小さいので、炉内に水が存在する限り燃料棒は健全に保たれる。

本計算例は、燃料棒隙間を鉛管とする簡単な伝熱モデルによる計算である。また、燃料棒が完全な形を維持している場合を仮定している。実際は、空だき時に燃料棒が崩壊し、圧力容器下部に溜まっている可能性が否定できない。その場合でも、容器に水が存在する限り 30 日後の発熱量では燃料ペレットの溶解は起こりにくいと想像される。

- [1] 日本機械学会, ”JSME テキストシリーズ 伝熱工学”, pp.71-83
- [2] 日本機械学会, ”伝熱工学資料 第 4 版”, p. 74
- [3] 相原利雄, 円山重直, ”壁面熱流束一様の鉛直管路内層自由対流熱伝達：定物性解と変物性解の統一表示”, 日本機械学会論文集 B 編, 51 巻 461 号, pp.361-364, 1985.