

ドライアウト時の崩壊熱が燃料棒の温度上昇に及ぼす影響

東北大学 流体科学研究所 圓山・小宮研究室

作成日 2011/4/8

概要

1号機、2号機圧力容器内および4号機燃料プールがドライアウトした場合の水蒸気と燃料棒で構成される系での自然対流の定常伝熱計算を行い燃料棒の温度を推定した。

図1にそれぞれの条件における燃料棒の軸方向温度分布を示す。この図から分かるように、燃料棒の70%を超えるかなりの部分が、ジルカロイ被覆が不安定になる 900°C – 1300°C 以上になり、燃料棒被覆の溶解を起こしていることが推察される。成合先生がご指摘されたように、ジルカロイが反応すると発熱はさらに増加する。「空だき時における崩壊熱による燃料棒温度変化の予測」(HTCRep.2.1, 2011.3.30)によると、燃料棒内の温度差はそれほど大きくないので、本結果と燃料棒中心部の温度はそれほど変わらないと予想できる。

4号機のプール内燃料棒は本解析では、ジルカロイが水素を発生する温度に到達していない。4号機建屋が破壊される爆発（火災）原因である可能性がある水素放出が放射線による水の分解によるのか、または想定外の燃料棒壁面加熱によるジルカロイ被覆の反応によるかは、今後の解析が待たれるところである。また、集合体の重なり、流路内のじゃま板等が自然対流を阻害する影響等も否定できないが、これらの説明は今後の課題である。

本計算はあくまでも定常状態の場合であり、炉内またはプール内の蒸気条件が変わらないという仮定を設けている。実際は非定常問題である。また、このような温度差の大きい自然対流は熱物性値の評価が重要となるが、今回は手に入る物性値を使ったので実際との差異が大きいと考えられる。なお、図中の実線／破線／一点鎖線については、「温度推測方法」欄にて詳述する。

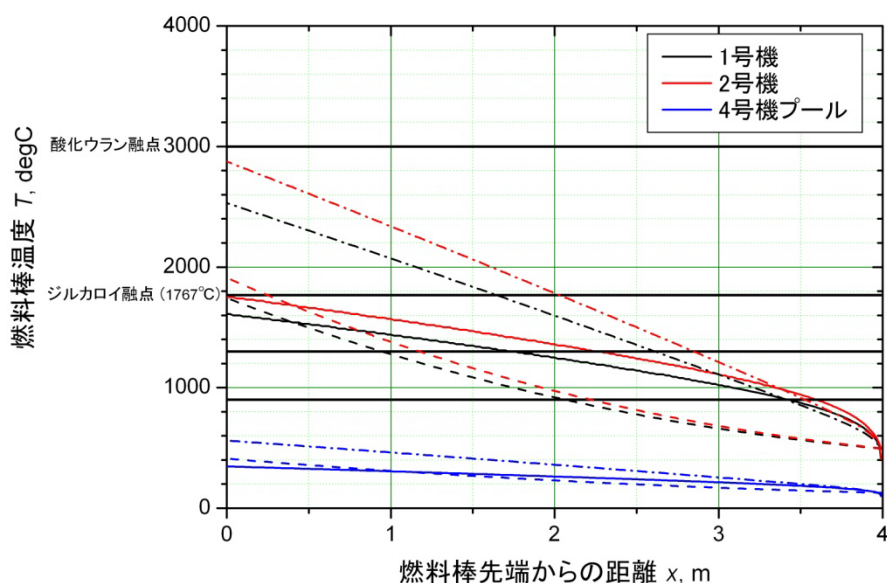


Fig.1 各条件における燃料棒の軸方向温度分布

設定条件

Heat-Transfer Control Lab. Report No. 1, Ver. 2 (HTC Rep. 1.2, 2011/4/1)で示された崩壊熱予測に基づき、1号機、2号機圧力容器内および4号機燃料プールがドライアウトした場合、水蒸気と燃料棒で構成される系での自然対流の定常伝熱計算を行い、燃料棒の温度を推定した。ドライアウトするまで燃料棒集合体は健全であると想定し、その流路が水力直径の鉛直鉛管であると仮定した。

崩壊熱と周囲条件としては、1号機の場合、臨界停止時から24時間後、2号機は72時間後にドライアウトして、3気圧400°Cの蒸気雰囲気にある場合を想定した。4号機のプールは、2010年11月30日に運転を停止したので、臨界停止から100日後の崩壊熱で、100°Cの大気圧水蒸気中にある燃料棒を想定した。

発熱量と表面熱流束の推定

参考文献[1]に示されている通常運転時の熱出力に対する崩壊熱の割合を記述する近似式を示す。

$$\frac{P(t)}{P_0} = 0.066 \left[t^{-0.2} - (t_s + t)^{-0.2} \right] \quad (1)$$

燃料棒の仕様履歴 t_s は、最後まで使ったと仮定して4年と設定した。これは、最大の熱負荷を与える安全側である。さらに、1号炉の場合はドライアウトを起こした24時間後、2号機は72時間後、4号機は2010年11月29日から定期点検に入ったので（東電ホームページより）原子炉停止後100日として算定した。

参考文献[2]にあるように燃料棒の寸法は直径12mm、長さ4mであるが、HTC_Rep.1.2に示す諸元で、燃料棒一本の単位体積当たりの発熱量と表面熱流束を個々の燃料棒について求めると表1のようになる。

Table 1 : 燃料棒の発熱量[1][2]

	熱出力 MW	燃料集合体数 体	燃料棒本数 本	総体積 m ³	発熱量 MW/m ³	経過時間 hr	熱流束 W/m ²
1号機[2]	1380	400	24000	8.16	169.1	24	5320
2号機[2]	2352	546	32760	11.5	211.2	72	6270
4号機プール	3300	764	45840	16.1	211.7	2400	119.4

また、 t_s を2.7年と設定したときの、原子炉停止から30日間の燃料棒表面熱流束変化は図2のようになる。

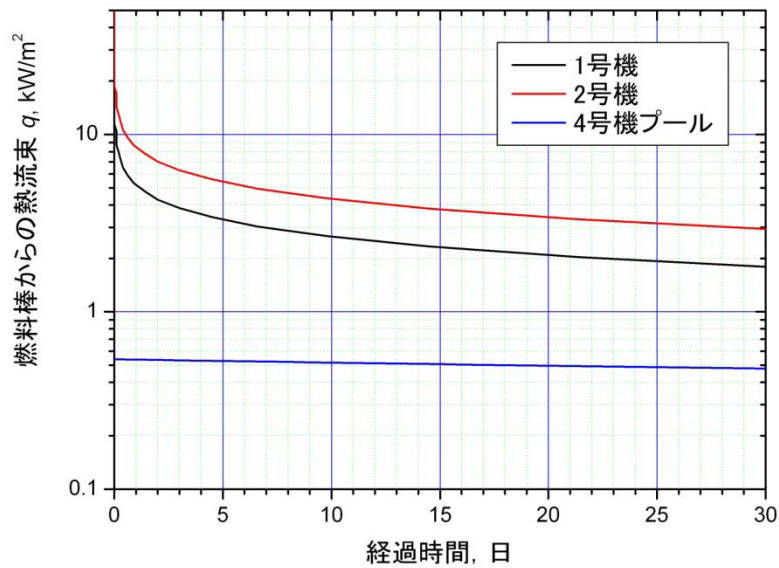


Fig. 2 燃料棒表面の推定熱流束の変化

燃料棒の水蒸気条件については、ドライアウト時の炉内状況が全く分からないので、報道で報告のあった圧力容器最高温度の 400°C を仮定し、水蒸気の圧力は 3 気圧とした。この条件によって、燃料棒の温度は大きく異なるので注意を有する。4 号機のプールではドライアウト時に水蒸気に覆われている仮定の下で、 100°C 、1 気圧の飽和蒸気の雰囲気を仮定した。

温度推測方法

燃料棒が水面から完全に露出した場合、自然対流熱伝達が冷却の中心となる。炉心は燃料棒が密集し、間に制御棒が入っているために、ふく射伝熱は起こりにくいと考えられる。そこで等熱流束条件下における流路の自然対流熱伝達を考える。燃料棒表面からは熱量 $q[\text{W}/\text{m}^2]$ の加熱が行われている。

密閉空間内の伝熱現象は、周囲の条件が時々刻々変わるが、今回は簡易化のため一定と仮定した。圧力容器内の条件とその条件における蒸気の物性値を表 2 に示す。燃料棒は、62 本を 1 セグメントとして燃料体を構成している。燃料棒設置付近の流路形状は複雑なので、問題を簡略化するために、図 3 に示すような水力直径の単一鉛直円管の熱伝達として考えた。燃料棒集合体が破損して流路が閉塞したり、燃料棒保持器などで流路が確保されていないときにはこの仮定は成立しない。HTC_Rep1.2 に示す燃料棒の断面積および上記が通過する流路断面の面積比を考慮すると、燃料棒集合体での水力直径は 20mm となる。

Table 2 : 各条件における蒸気の熱物性値

	単位	3 atm, 400 °C	1 atm, 100 °C
動粘度, ν	m ² /s	2.48E-05	2.06E-05
熱拡散率, α	m ² /s	2.68E-05	2.03E-05
プラントル数, Pr	-	0.9265	1.016
熱伝導率, λ	W/(m·K)	5.50E-02	2.51E-02

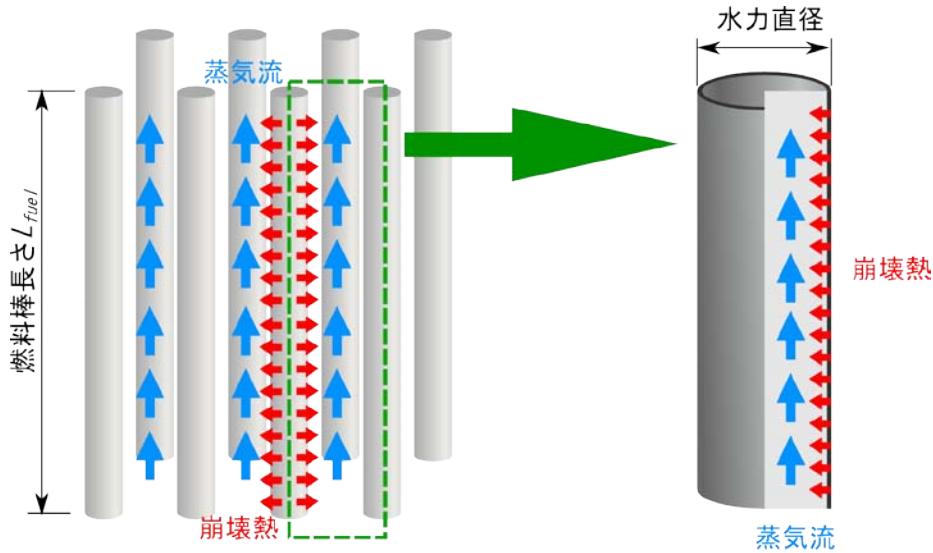


Fig. 3 燃料棒とその隙間を流れる蒸気の簡易モデル

鉛直パイプにおける等熱流束条件での修正レイリー数 Ra^* および局所ヌセルト数 Nu_x は次式で与えられる[3].

$$Ra^* = \frac{g\beta qd^4}{\nu\alpha\lambda} \cdot \frac{d}{H} \quad (2)$$

$$\frac{1}{Nu_x} = \frac{\lambda}{h_x d} = \frac{(T_w - T_\infty)\lambda}{q_w d} = \left[\frac{4C_1}{\Phi^*} + 0.24 \right] \times \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{C_2}{B\Phi^*} \right)^m \right] \right\} \quad (3)$$

ここで,

$$\Phi^* = \frac{H}{x} \sqrt{Ra^*} \left[1 - \frac{0.0265\sqrt{C_3} Ra^{*0.25}}{Pr^{0.333}} \left(1 - \frac{x}{H} \right) \right] \quad (4)$$

$$B = 1.38 \times 10^{-3} (2.09 + 1/\sqrt{Pr}) \quad (5)$$

$$m = 0.56/Pr^{0.046} \quad (6)$$

である。

ここで x [m] はパイプ下端からの距離, H [m] は管路の高さ, d [m] は水力直径である。一方で, 資料[4]には以下に示す修正レイリー数 Ra^* および局所ヌセルト数 Nu_x の式がある。

$$Ra^* = \frac{g\beta qr^4}{\nu\alpha\lambda} \cdot \frac{r}{H} \quad (7)$$

$$Nu_x = \frac{qr}{(T_w - T_\infty)\lambda} = \left(\left(\sqrt{\frac{Ra^*}{8}} \right)^m + (0.67(Ra^*)^{0.2})^m \right)^{1/m} \quad (8)$$

ここで r [m] は $r = d/2$ である。推定された熱流束から Ra^* を求め, Nu_x の式より T_w を導出した。計算結果の妥当性を評価するため, 管路上端における Nu_x , T_w および熱伝達率 h_x [W/(m²·K)] をそれぞれの式から導出し, 表 3 にて比較を行った。

Table 3 : 参考資料[3]および[4]による管路上端の各値の比較

	式	h_x , W/(m ² ·K)	Nu_x , -	T_w , °C
1号機	資料[3]式	4.35	1.58	1624
	資料[4]式	6.65	1.22	1201
2号機	資料[3]式	4.58	1.67	1770
	資料[4]式	6.96	1.27	1301
4号機	資料[3]式	0.75	0.590	508
	資料[4]式	1.48	0.268	455

表 3 中の値より, 両者において各値はそれほど大きな差異がなく, 妥当な評価が行えていることが分かる。ただし, 本解析において流体の物性値評価を周囲環境の値を使用しているためにデータの信頼性は低下している。

先端温度については, 温度差が **critical** な領域に入ってきているため, 今後は資料[3]式の安全側 (過大評価側) での評価を行うこととする。

自然対流は流体の熱物性値の評価温度が重要になる。相原らによると, 物性値評価は管路の混合平均温度で行うべきだが[5], 今回は近似的に周囲環境の気体温度で評価した (図 1 中の実線)。また, そこで得られた燃料棒先端の温度と周囲温度の平均温度を用いても評価を行った (図 1 中の一点鎖線)。本解析を変物性で評価した解析も行ったが, 物性値と壁面温度の反復計算において発散し, 解析データが得られなかった。

図 1 で注目すべき点は, 周囲温度評価のケースにおいても, 平均温度評価のケースにおいても, 1,2 号機の両方において先端から 3m 付近まで (つまりは燃料棒の 75%程度) が 900°C – 1300°C 以上になり, 燃料棒被覆の一部溶解を起こしていることが推察される。特に平均温度で評価したケースにおいては, 燃料棒先端付近ではジルカロイ融点 (1767°C) はもとより, 酸化ウランの融点 (3000°C) を超える推定温度を呈している。これは非常に危険な状態を推測していることとなり, より詳細な伝熱解析が必要となると考えられる。

一方,管内の自然対流が発達領域にあるという仮定を導入し(いわゆる煙突流れの仮定),管内の自然対流流量を浮力/摩擦力のバランスから算定し,温度分布を推定する手法も行った.管内の浮力と摩擦力のバランスは次式で表される.

$$A \int_0^H (\rho_\infty - \rho_x) g dx = L \int_0^H \tau dx \quad (9)$$

ここで, A [m^2]は管路断面積, g [m/s^2]は重力加速度, L [m]は管路断面周長, τ [N/m^2]は管壁のせん断力である.管内の流体密度 ρ_x [kg/m^3]は,管内の質量流量 M [kg/s]と管路の高さ x [m]までの加熱熱量から次式となる.

$$M c_p (T_b - T_\infty) = q L x \quad (10)$$

ここで T_b [K]は混合平均温度であり, q [W/m^2]は壁面の熱流束である.管摩擦は層流の発達流れ(ポアズイユ流れ)または,乱流の管摩擦係数から計算する.

$$\tau = \frac{f}{8} \rho v^2 \quad (11)$$

ここで f は管摩擦係数である.管摩擦係数は,流れが乱流域であることが推測されることから,ブラジウスの公式

$$f = 0.3164 Re^{-1/4} \quad (12)$$

を用いた.

実際の計算では,流量を仮定して混合平均温度を算出し,管摩擦係数から式(9)を満足する流量を推算した.流量が決定されると,Dittus-Boelterの関係式[6]より局所ヌセルト数 Nu_x を導出し,壁面温度 T_w を導出した.この導出法で得られた結果は図1内に破線で示したものになる.図1内の破線は他の線群と比較して推測温度分布が異なっていることが分かる.これは Dittus-Boelter の式が管路流入口付近で十分に発達した流れであることを条件に用いることが可能な式であるため,入口付近 ($x=3\text{-}4\text{m}$) では温度勾配が他と異なっている.しかしながら,燃料棒上部の約60%部分が被覆不安定領域に入っていることを示唆しており,この手法においても燃料棒被覆の部分溶解が起こっている可能性が考えられる.

計算結果

温度推測方法に記した方法で導出した管路上端の修正レイリー数とヌセルト数, 熱伝達率, 管路上端温度 $^{\circ}\text{C}$ を各号機ごとに表4に示す. 1号機は24時間後, 2号機は72時間後, 4号機プールは100日後の計算結果である.

Table 4 : 管路上端の諸値

	$Ra, -$	$Nu, -$	$h_x, \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	$T, ^{\circ}\text{C}$
1号機	1698	1.60	4.38	1610
2号機	2002	1.68	4.60	1755
4号機プール	756.9	1.22	1.53	347

等熱流束条件下では, 図1に示したように管路上端が最高温度になる. 1,2号機内の燃料棒先端部分は $900\text{-}1300^{\circ}\text{C}$ よりも高温になると推測され, 不安定な状態が起きていると考えられる. 表4の数値はそれぞれ1号機が24時間後, 2号機が72時間後, 4号機プールが100日後における計算結果である. 周囲の水蒸気条件が変化しないと仮定した場合, 炉の停止後から燃料棒先端がどのような温度推移を起こしたかについても計算を行った. 燃料棒先端温度の炉停止時からの変化を1号機と2号機それぞれについて図4に示す.

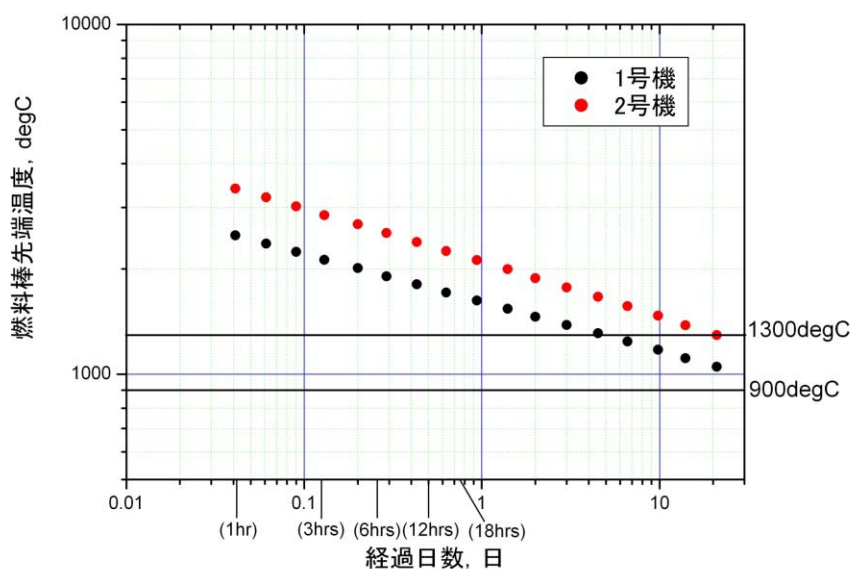


Fig.4 経過日数ごとの燃料棒先端温度推移

図中の水平線は, 石川氏の新聞解説[7]で述べられている危険温度である. 900°C を超えるると周囲の水蒸気と反応して被覆管が酸化し始めると言われる. この反応は発熱反応であるため, 温度はさらに上昇する. 1300°C 近くになると, 反応はさらに活発となり, 温度上昇が著しくなる. 本計算は定常計算であるが, 図4を見ると, 2号機においては, 空だき状態では炉停止30日後でも上端部は破損する可能性があることが分かる. 経過日数の浅い時点ではこれらのクリティカルな温度を大きく超えた推定温度となっているため, 状態は危険

なものと推測される。

実際の炉心および4号機プールで空だきになった直後の燃料棒の温度分布は図1に示した通りである。この図を見ると、4号機プール内の燃料棒先端温度は高温にはなっておらず、安定状態であることが推測される。これは停止後100日を経過したものと仮定しており、燃料棒からの熱流束が他の2つと異なり、小さい値となっているからだと考えられる。実際には、水素爆発と想定される爆発現象が4号炉で起こっており、本レポートで想定した仮定以外の現象が起きている可能性がある。

これらの計算は条件が簡略化されているため、圧力容器内の水蒸気温度および圧力を時系列で変化させた非定常モデルを再考し、より精緻な温度推定を行うべきである。炉心事故を想定した非定常シミュレーションは種々行われているが、この件に関しては後日配信したいと考える。

参考文献

- [1] 日本原子力学会, “福島第一原子力発電所の放射性物質の閉じ込めと炉内の燃料構造について”, http://www.aesj.or.jp/information/fnpp201103/com_nenryo-kozo20110324.pdf
- [2] 秋山守, “新原子力シリーズ 軽水炉”, 同文書院
- [3] 日本機械学会, “伝熱工学資料改訂4版” p.74.
- [4] Warren M. et al., “Handbook of Heat Transfer Fundamentals, second edition”, McGraw-Hill Book Company, (1985), p.6-36.
- [5] 相原、円山, “壁面熱流束一様の鉛直管路内層流自由対流熱伝達：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, 第51巻461号 (1985), pp.361-364.
- [6] Incropera & De Witt, “Fundamentals of Heat and Mass Transfer, sixth edition”, John Wiley & Sons, (2007), p.514.
- [7] 石川迪夫, 日本電気協会新聞への寄稿, 2011年3月18日付