# 船舶および海上輸送の防火安全の向上に関する調査研究

## 横浜国立大学

一般社団法人 日本海事検定協会

## 2015年3月

はじめに

本調査研究は、海事保全向上のために、人・物の輸送手段である船舶、積荷特性によりもたら される環境影響および労働者の安全に係わる3つのテーマを実施することで、船舶および海上輸 送の総合的な防火安全の向上に貢献することを目的とする。

船舶テーマとしては,船舶特有の動揺・傾斜を受け火源位置の時間的な変動が,熱・煙の移流 拡散の推進力となる火災プルーム性状に与える影響を検討する。積荷特性による環境影響テーマ では,低温液化ガスあるいは空気より重い高密度ガスの大気拡散を,計算負荷の軽減を図りなが ら精度良く予測する手法を検討する。また,労働安全では,各現場で活動する労働者の暑熱環境 下での疲労状態を推し量る手法を検討する。 目次

サブテーマ1 動揺火源状に形成	戈される熱気流性状に関する調査研究	1
1.1 概要および目的		1
1.2 模型実験		1
1.2.1 直線運動実験		2
1.2.2 振り子運動実験		4
1.3 結果		5
1.3.1 固定火源上に形成される	る火災プルーム軸に沿った温度性状	5
1.3.2 動揺火源上に形成される	る火災プルーム軸に沿った温度性状	7
[1] 線火源性状との比較		9
[2] 正方形火源性状との比較	較	10
1.3.3 極大統一点および変曲,	点の出現位置と発熱速度,振幅との関係	13
1.3.4 温度減衰結果を基にした	た見かけの火源規模の算出	15
1.4 まとめ		19
1章の参考文献		19

サブテー	-マ2 空気よりも重い高密度ガスの大気拡散に関する調査研究	25
2.1 201	4 年度調査研究の概要	25
2.2 研究	宅の目的及び背景	25
2.3 影響	警解析モデル	
2.3.1	流出過程	27
2.3.2	液面拡大過程	
2.3.3	大気拡散過程	
2.4 結果	果及び考察	
2.4.1	LNG 流出シナリオ	
2.4.2	LNG 流出過程及び液面拡大過程	
2.4.3	蒸気雲の大気拡散過程	40
2.5 ま。	とめ	46
2 章の参	考文献	47

3.1 概要および目的	
3.2 実験	
3.2.1 実験概要	
3.2.2 実験手順	
3.2.3 周波数解析条件	
3.3 結果と考察	
3.3.1 生体情報変数の変化	
3.3.1.1 高負荷活動継続時間	
3.3.1.2 RR 間隔から算出した心拍数変化	
3.3.1.3 外耳温度	
3.3.1.4 α-アミラーゼ濃度	
3.3.1.5 VAS 值	
3.3.1.6 血中乳酸值	
3.3.2 周波数解析結果	
3.3.3 疲労状態推定指標の提案	64
3.4 まとめ	
3章の参考文献	
付録(生体情報について)	
心拍数	
体温	
唾液	
血中乳酸值	
酸素摂取量,二酸化炭素排出量	
心拍のゆらぎ指標	
β値	74
VAS 値(視覚的評価スケール)	
参考文献	

## サブテーマ1 動揺火源状に形成される熱気流性状に関する調査研究

#### 1.1 概要および目的

陸上建物内の天井に設置された火災感知器あるいはスプリンクラーの作動は、区画天井下を流 れる天井流(燃焼により発生した熱および煙を移流拡散させる天井に沿った熱気流の流れ)およ びその推進力となる火災プルーム(火災火源上に形成される上昇気流の流れ)の影響を強く受け る。これらは火災現象の素過程として重要な役割を果たすため、建築火災安全工学分野において 数多くの理論的、実験的研究が実施され、工学的に有益な関係式が導かれている[1,2]。

通常,陸上の建築空間を伝播する熱気流の発生源である火源位置は,重力が一律に作用する流 れ場のある位置に時間的に固定された状態にある。ところが船舶内では,火炎形状および火源上 に形成される火災プルームは,気象・海象条件により船舶特有の動揺・傾斜等の影響により火源 位置の時間的な変化および船体動揺に起因する慣性力の影響を受ける。このため,船舶火災時の 熱気流の流動性状は,火源位置が時間的に変化しない陸上建物空間内のそれとは大きく異なると 考えられる。このため火源位置が時間的に変化しない固定された状態をもとに構築された陸上建 物空間内を対象とした火災プルームの流動性状および火炎形状に関する既存式の,船舶特有の動 揺・傾斜を伴う状況への適用性およびその範囲については,未解明の部分が非常に多い。また, 時間的に火源位置が変化する火源上に形成される火災プルームの流動性状および火炎形状に注目 した研究例は見当たらない。

そこで本テーマでは、数値流体力学ならびに模型実験の両面から、火源位置および外力の変動 条件下における火災プルームの流動性状に関する素過程に注目し、得られた知見から船舶火災時 の火災プルームの流動性状に関する実用的な予測式を提案することを目的とする。

## 1.2 模型実験

船舶火災を想定した状況下の火源の動揺性状は、火災発生位置と船舶の重心との位置関係から、 正面から見て上に凸な円弧に沿って揺れる場合と、下に凸な円弧に沿って揺れる場合など、様々 な状態が想定される。さらに船舶は、図 1.1 に示したように、波あるいは外気風の影響を受けて、 ローリング(横揺れ)、ピッチング(縦揺れ)、ヨーイング(船首揺れ)、ヒービング(上下揺れ)、 サージング(前後揺れ)、スウェイング(左右揺れ)などさまざまな揺れが生じる。

そこで,実際の船体の揺れを考慮する前段階として,上述した6つの揺れのうちの1つであり, 船体の揺れの大きな要素である横方向の揺れ(スウェイングとローリング)を取り上げ,火源を 水平方向に一定周期で往復直線運動させた状態(直線振動)および下に凸な円弧に沿って往復運 動させた状態(振り子振動)を作り出すことで,船上での火源の揺れを模擬した。

1



図 1.1 船体の揺れ一覧[3]

## 1.2.1 直線運動実験

火源を水平方向に直線運動させるために,図1.2に示した電動スライダ(ELF6XD080-KD,最大 ストローク 0.8 m,オリエンタルモーター(株)製)を用いた(仕様は表 1.1 参照)。図1.3に示した ように,この電動スライダに一辺 0.1 m の正方形ガスバーナー(高さ 0.42 m)を取り付け,図1.4 に示したように電動スライダの可動中央を原点とし,これから左右への移動幅(以下振幅(A)と記 す)を 0.05,0.1,0.2,0.3,0.4 m の 4 段階,周期(P)を 6,12,18 秒の 3 段階変化させた。燃料には LPG を用い,発熱速度(Q)は 5,15 kW の 2 段階変化させた。振幅 0.4 m,周期 6 s の条件のみ Q = 4, 7,10 kW とした。発熱速度,振幅,周期の組み合わせ条件を表 1.2 に示す。なお,電動スライダ に取り付けた火源は図 1.4 に示したように、等加速運動(加速)→等速運動→等加速度運動(減 速)の台形運動で制御した。図 1.5 に実験概要を示す。



図 1.2 電動スライダの外観

表 1.1 電動スライダの仕様

型番 [スライダ幅×高さ]	目中可柳府里	ストローク	電源電圧	電磁	リード	
	[ヘノイグ幅×向さ]	取入り版負重	[mm]	[DCV]	ブレーキ	[mm]
ELF6	90 mm $\times$ 93 mm	水平 60 kg / 垂直 30 kg	800	24	無	12

		-
振幅 [m]	周期 [s]	発熱速度 [kW]
0		5, 10, 15
0.05, 0.1, 0.2	6, 12	5, 15
0.3	18	5, 15
0.4	12, 18	5, 15
0.4	6	4, 7, 10

表 1.2. 実験条件一覧



図 1.3 実験装置写真

図 1.4 実験装置概略図



図 1.5 台形制御での火源の動きと単振動の違い

素線径 0.2 mm の CA 熱電対を,水平方向に 0.1 m 間隔に可動中央から左右両方向へ 0.9 m まで配置した熱電対ツリーを以下の高さに設定することで,水平方向に直線運動させた火源上に形成された火災プルーム内の温度を測定した。なお火源表面を基準高さ(z=0 m)とした。

5 kW z=0.5, 1.5, 2.0, 3.0, 3.6, 4.6 m の6段階 10 kW z=0.5, 1.5, 2.0, 3.0, 3.6, 4.6 m の6段階

15 kW z=0.3, 0.5, 1.3, 1.5, 2.0, 3.0, 3.6, 4.6 m の8段階

なお, A=0.4 m, P=6 s においては z=0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0 m の 5 段階とした。

## 1.2.2 振り子運動実験

振り子運動実験では,正弦波運動で制御できる動揺台(下に凸な円弧に沿った往復運動を模擬 できるブランコ型動揺装置,図 1.6 参照)を用いた。電動スライダを用いた直線運動実験で採用 した水平方向への振幅と一致させるために,回転半径 1.84 m から揺れ角を逆算し,θ=3,6.3,10° 3 段階の揺れ角で実験を行った(図 1.7,表 1.3 参照)。

素線径 0.2 mm の CA 熱電対を, 水平方向に 0.05 m 間隔に可動中央から左右両方向へ 0.9 m まで 配置した熱電対ツリーを z = 0.2, 0.35, 0.5, 0.8, 1.0, 1.25 m の 6 段階変化させて水平温度分布を測定 した。なお, 火源表面を z = 0 m とし, 火源表面と周りの仮想床は同じ高さである。測定条件は表 1.4 の通りである.



R $(1-\cos\theta)$ R $(1-\cos\theta)$ A A

図 1.6 振り子運動する火源

図 1.7 振り子実験と単振動実験の水平振幅と その時発生する最大高低差

表 1.3 振り子実験と単振動実験の水平振幅とその時発生する最大高低

揺れ角 θ[°]	振幅 A[m]	振り子で生じる高低差 <i>R</i> (1-cosθ)[m]
3	0.10	0.003
6.3	0.20	0.012
10	0.30	0.029

振れ角 [°]	周期 [s]	発熱速度 [kW]	
0		15	
2	6	2 5 15	
3	12		
6.2	6		
0.5	12	5, 5, 15	
10	6		
10	12		

表 1.4 振り子実験の実験条件

## 1.3 結果

## 1.3.1 固定火源上に形成される火災プルーム軸に沿った温度性状

固定した 0.1 m×0.1 m の正方火源の中心軸に沿った温度(測定値)と式(1.1)に示した McCaffrey の温度減衰式[4]を比較した結果を図 1.8 に示す。なお、測定高さは *z* = 0.5, 1.5, 2.0, 3.0, 3.6, 4.6 m の 6 段階である。これより、本実験系での測定値は McCaffrey の関係式に一致することが確認できた。

(1.1)

$$\frac{2g\Delta T_0}{T_{\infty}} = \left(\frac{k}{C}\right)^2 \cdot \left(\frac{z}{Q^{2/5}}\right)^{2\eta-1}$$

	k	С	η
連続火炎領域	6.8	0.9,	1/2
間歇火炎領域	1.9	0.9	0
プルーム領域	1.1	0.9,	-1/3



図 1.8 固定火源中心軸に沿った温度減衰性状の比較

一方,固定した矩形火源の中心軸に沿った温度および速度の減衰性状は,矩形火源の長辺および短辺のアスペクト比(以後,アスペクト比=短辺:長辺として表記する)に依存して,点火源あるいは線火源の性状を示すことが報告されている[5,6]。具体的には,アスペクト比1:4以上では,線火源プルームのトラジェクトリに沿った軸上温度を表わす実験式(式(1.2)[6])に従う性状を,1:2~1:3までは軸対象プルームの軸上温度に関する経験式(式(1.3)[7])に従う性状を示すと報告されている。これら既存の関係式と0.1 m×0.1 m 正方火源に加えて,0.1 m×0.2 m,0.1 m×0.3m,0.1 m×0.5m,0.05 m×0.5 m の4種類の矩形火源の中心軸上温度の比較結果を図1.9 に示す。





図 1.9 矩形火源中心軸上温度と既存式との比較

ここで、 $\rho_{\infty}$ および  $C_{p}$ はそれぞれ静止雰囲気の密度ならびに定圧比熱で、gは重力加速度、Dは 矩形火源の短辺長さあるいは正方火源の一辺の長さ、W は矩形火源の長辺長さである。

これより、アスペクト比が1:5および1:10である矩形火源中心軸に沿った温度減衰は式(1.2)

に一致した温度減衰を,またアスペクト比1:1および1:2である矩形火源中心軸に沿った温度 減衰は式(1.3)に一致した温度減衰を示すことを確認した。ただし,0.1 m×0.3 m火源を用いた測 定結果は,点火源と線火源の遷移領域に相当する温度減衰性状を示した。また z = 3.6 m,4.6 m の温度が大きく変化したが,これは火源中心軸と測定位置が一致していなかったためと考えられ る。

以上,本実験で用いる測定機器および測定環境で測定した結果は,既存結果とほぼ一致してい ることから,十分な測定精度を持っていることが確認できた。

## 1.3.2 動揺火源上に形成される火災プルーム軸に沿った温度性状

直線運動実験,振り子運動実験において,動揺火源上に形成されたプルーム内の水平温度分布の高さ方向への変化の一例を第1章付録の図A.1~A.8に示す。

振幅  $A \ge 0.2$  m あるいは揺れ角  $\theta \ge 6.3$ °で火源が移動する状況では,移動する火源の周期に 係わらず,動揺火源上に形成されたプルーム内の高さ方向への水平温度分布は,火源近傍高さ領 域では,火源の運動範囲の両端近傍に固定火源が仮想的に存在し,各火源上に形成される二つの プルームが干渉したような温度分布を示した。また,火源から十分離れた上方領域では,各高さ において火源の運動中心と一致する位置に最も高い温度が現れる分布へと変化することが読み取 れる。その一方で振幅  $A \le 0.1$  m あるいは揺れ角  $\theta = 3^{\circ}$ と火源の運動範囲が狭い条件では,上述 のような水平温度分布の変化は見られず,測定した高さ範囲では火源の運動中央に一致する位置 にもっとも高い温度が現れるような固定火源上のプルーム内の水平分布に似た温度分布を示した。

固定した火源では時間的に火源が移動しないため、火源の中心軸と火災プルームの中心軸は一 致する。このため火源中心軸に沿った高さ方向への温度を測定することで火災プルームの温度減 衰性状を把握することができる。しかし動揺する火源上に形成されるプルームは、時間的に火源 位置が変動するため火源の中心軸とプルームの中心軸は一致しない。言い換えれば、プルームの 中心軸を時間的に固定することができない。

そこで、動揺する火源上に形成した火災プルームの特性温度上昇( $\Delta T_r$ )を導入する。具体的には、 火源表面からの各高さにおけるプルーム水平方向への温度分布が top hat 型であると仮定する理論 解析モデル[8]に従い、各高さにおけるプルーム内の水平方向への温度平均値を特性温度とした。 なお y 方向については、いずれの高さにおいてもバーナー中心軸上で最大温度となるため、平均 化しなかった。各高さの $\Delta T_r$ を算出するには、火源が振動する方向のプルーム幅を決定する必要 がある。そこで式(1.4)のように、各測定高さにおいて最大温度上昇( $\Delta T_{max}$ )の1/eに減衰した温 度上昇( $\Delta T_b$ )が出現する位置を求め、運動中心の鉛直軸上から $\Delta T_b$ となる位置までの水平距離 をプルーム有効幅と定義し、このプルーム幅内を通過する温度をもとに $\Delta \overline{T}_r$ を求めた(式(1.5))。

$$\Delta T_b = \frac{\Delta T_{\max}}{e} \quad \Leftrightarrow \quad T_b = T_\infty + \frac{1}{e} \left( T_{\max} - T_\infty \right) \tag{1.4}$$

$$\Delta T_r = \sum_{i=1}^n \Delta T_i \cdot \Delta s_i / 2L_{\Delta Tb}$$
(1-5)

ここで、 $T_{\infty}$ は雰囲気温度を  $\Delta S$  は測定間隔を意味する。またこれらの手法の概略図を図 1.10 に示す。なお図中の赤線は、各高さにおける最高温呈示位置の軌跡のイメージを、緑線は有効プルーム幅の高さ方向への変化を表す。







図 1.11 火源運動範囲の仮想矩形火源への置き換え手法

正方火源が左右に移動して形成された仮想的な火源を,矩形火源の一部分が時間的に燃えたり 消えたりしているものと考え,図 1.11 のように短辺(D)を移動させた正方形バーナーの火源辺長 (D=0.1 m)に,長辺(W)を火源の移動範囲 2*A*+D で定義される仮想矩形火源と考え,固定された矩 形火源火源上に形成される火災プルームの温度性状と比較した。直線運動実験および振り子運動 実験での各測定条件と仮想矩形火源との対応は表 1.5 のようになる。

振幅 A [m]	揺れ角 θ[°]	長辺 W[m]	アスペクト比 W/D
0.05	-	0.2	2
0.1	3	0.3	3
0.2	6.3	0.5	5
0.3	10	0.7	7
0.4	-	0.9	9

表 1.5 火源運動範囲を仮想矩形火源へ置き換えた数値

上述した通り矩形火源上に形成される火災プルームの軸上温度性状は,矩形火源のアスペクト 比に依存して,性状が異なることから,以下の2通りの方法で温度減衰性状の比較を試みた。

## [1] 線火源性状との比較

往復直線運動あるいは振り子運動する仮想矩形火源上に形成された火災プルーム内の各測定高 さで定義した特性温度上昇( $\Delta \overline{T}_r$ )を線火源上に形成される火災プルームの軸上温度性状に関する 経験式(1.2)と振幅毎に比較した結果を図 1.12 に示す。横軸は火源表面からの高さを発熱速度で規 格化した高さ,縦軸は無次元特性温度上昇( $\Delta \overline{T}_r/T_\infty$ )を表す。概ね $5 < (z/Q_1^{*2/3}D) < 25$ の範囲に おいては,振幅,周期,発熱速度の変化に依存せず式(1.2)(図中の直線)と同様に,高さに対す る温度減衰勾配がほぼ-1となる線火源上の2次元プルームのトラジェクトリに沿った温度減衰性 状と同じ性状を示した。

測定条件毎に検討すると、振幅または振り角度が小さい条件( $A = 0.1 \text{ m} \ge \theta = 3^{\circ}$ (図 1.12(a)) および $A = 0.2 \text{ m} \ge \theta = 6.3^{\circ}$ (図 1.12(b))においては、火源から遠ざかるにつれて無次元特性温度 上昇の高さに対する減衰勾配が-1より大きくなる傾向が読み取れる。例えば、振り角度 $\theta = 6.3^{\circ}$ の温度減衰では、 $z/(Q_1^{*2/3}D) < 35$ までの領域は互いにほぼ同じ温度を示したがさらに上方部分(z/ $(Q_1^{*2/3}D) > 35$ )においては、いずれの無次元特性温度上昇とも高さに対する減衰勾配が-1より 大きくなった(図 1.12(b))。また振り角度 $\theta = 3^{\circ}$ の温度減衰はA = 0.1 mの直線運動結果 $\ge z/(Q_1^{*2/3}D) < 25$ の領域ではよく一致したが、これよりも上方領域では線火源上の2次元プルームの 温度減衰性状を示さなくなった(図 1.12(a))。このように温度減衰の特性が変化する高さが振幅の 影響を受けることが読み取れる。

一方,図 1.12(c)および 1.12(d)に示したように、振幅あるいは振り角度が大きい場合(A = 0.4 m あるいはA = 0.3 mおよび $\theta = 10^{\circ}$ ),発熱速度、周期および火源からの高さに依存せず線火源上に 形成される火災プルームの温度減衰と同様の性状を示した。特に $\theta = 10^{\circ}$ における温度減衰と、振幅A = 0.3 m,周期 18 秒とした直線振動の温度減衰は非常によく一致した結果となった。



図 1.12 特性温度の高さ方向への減衰性状 (無限線長火源との比較) (a) θ=3°, A=0.1m, (b) θ=6.3°, A=0.2m, (c) θ=10°, A=0.3m, (d) A=0.4m

## [2] 正方形火源性状との比較

図 1.13(a)に示したように, A = 0.05, 0.1, 0.2 m および  $\theta = 3^{\circ}$ , 6.3°の測定条件で火源を移動させた仮想矩形火源上に形成したプルーム内の各測定高さで定義した特性温度上昇( $\Delta \overline{T}_r$ )と正方火源

上に形成されたプルーム軸上温度性状に関する経験式(1.3)を比較した結果を図 1.13 に示す。横軸 は火源表面からの高さを発熱速度で規格化した高さ、縦軸は無次元特性温度上昇( $\Delta \overline{T}_r/T_\infty$ )を表す。 振幅 A = 0.05 m に関しては、周期および発熱速度の変化に係わらず式(1.3)(図中の直線)と同様 に、高さに対する温度減衰勾配がほぼ-5/3 を示すことが読み取れ、正方火源上のプルームのトラ ジェクトリに沿った温度減衰性状と同じ性状を示した。

図 1.13(b)に示したように、A = 0.1 m および $\theta = 3^{\circ}$ の測定結果に注目すると、仮想矩形火源表面 から十分に離れていない高さ領域 ( $z / (Q^{*2/5}D) < 10$ ) での特性温度上昇の減衰性状は、線火源の 温度減衰性状と類似したため、正方火源のそれとは異なる減衰勾配を示した。仮想矩形火源から の高さが  $10 < (z / Q^{*2/5}D) < 15$ の高さ領域においては、特性温度上昇の高さに対する減衰勾配の 値が-1 から-5/3 の中間である遷移的値となり、さらに高い( $z / Q^{*2/5}D$ ) > 15 の領域での減衰勾配の 値は-5/3 となり、正方火源上に形成したプルームトラジェクトリに沿った温度減衰性状と同じ性 状を示した。

図 1.13(c)に示したように  $\theta$  = 6.3°と A = 0.2 m の測定結果に注目すると,図 1.13(b)の  $\theta$  = 3°と A = 0.1 m 測定結果と同様に,仮想矩形火源から上方へ遠ざかるにつれて線火源の温度減衰性状から正 方火源のそれへと変化した。ただし移動幅あるいは振り角度が大きいため,温度減衰性状が変化 する領域は( $z/Q^{*2/5}D$ ) > 25 とより高い領域に現れた。

上述した固定された線火源あるいは正方火源上に形成されたプルームトラジェクトリに沿った 温度減衰性状との比較結果に共通することとして,振り子運動実験での水平方向への振幅と直線 運動実験での振幅を一致させたが,直線運動実験と異なり振り子運動実験では火源の位置に高低 差が生じる。しかしこの火源の高低差は殆ど温度減衰性状には現れていない。この理由として図 1.7 と表 1.3 に示した通り,今回の振り子運動実験での火源の回転半径が 1.84 m に対し高低差が最 大で 0.029 m であり,この高低差が熱気流全体の挙動を見るには微小な差であったということが 考えられる。しかしながら今回の実験規模より大きな回転半径の振り子運動では,高低差および 火源の移動速度が大きくなるため熱気流性状に影響が現れる可能性がある。

また θ=3°と A=0.1 m (図 1.13(b)), θ=6.3°と A=0.2 m (図 1.13(c)) のように, それぞれの測 定条件に応じて,線火源の性状から正方火源の性状へと変化する領域の存在が確認できた。本実 験のように火源を左右に移動させた状態では,移動方向が逆方向に変化する位置での火源の存在 時間と仮想矩形火源上を移動する時間が異なるため,火源の移動範囲の両端近傍に仮想的に二つ の火源が存在するような温度性状となる。このため振幅あるいは揺れ角の小さい実験条件では, 火源の移動範囲の両端近傍に仮想的に存在する二つのプルーム間隔も狭くなる。このため,火源 近傍で 2 つのプルームが直ちに互いが合流しあたかも一つの火災プルームを形成すること,仮想 矩形火源から高さ方向へ離れるにつれて矩形火源のアスペクト比の影響が小さくなることから,

11

した温度分布を示したと考えられる。

一方, *A*=0.3m あるいは θ=10°, *A*=0.4m の実験においては,上述した温度減衰性状ではな く線火源の温度減衰性状を示したが,今回の実験条件より高い領域での測定結果が得られれば, 上述したような温度減衰現象が確認できると予測される。数値計算においては図 1.14,図 1.15 の ように *A*=0.4m の大きい振幅でも線火源から点火源への温度減衰勾配の変化が発生しており,こ れらの知見を活かし高さを絞ることで実験側でも変化点を確認することが今後求められる.



(a) A = 0.05m, (b)  $\theta = 3^{\circ}$ , A = 0.1m, (c)  $\theta = 6.3^{\circ}$ , A = 0.2m





- 図 1.14 数値計算における特性温度の高さ方 図 1.15 数値計算における特性温度の高さ方 向への減衰性状。見かけの火源形状 を長辺 0.8 m 短辺 0.1 m の長方形とし て整理した場合
  - 向への減衰性状。見かけの火源形状 を辺長 0.1 m の正方形として整理し た場合

## 1.3.3 極大統一点および変曲点の出現位置と発熱速度、振幅との関係

以上の議論を踏まえて、動揺火源上に形成された火災プルームの特性温度は、仮想矩形火源表 面からの上方へ移動するにつれて、以下の3つの段階に移行していくことがわかった。

- 仮想矩形火源の移動範囲の両端近傍に固定火源が仮想的に存在し、その火源上に形成され る二つのプルームが干渉したような温度分布を示す
- ② 二つのプルームが合流して仮想矩形火源の中心軸上に一つの極大値を得るも、高さ方向へ の温度減衰は線火源の減衰性状に似た性状を示す
- ③ 仮想矩形火源からより上方へ遠ざかることで、仮想矩形火源の形状効果が徐々に小さくな り正方火源と同様の減衰勾配を示す

ここで①から②に移行する点を極大統一点と,また②から③に移行する点を変曲点と名付ける。 まず極大統一点の出現位置に注目すると、振幅が大きいほど高い位置に出現することがわかる。 これは前にも述べている通り,動揺火源上に形成されたプルーム内の温度は二つの独立したプル ームが互いに干渉したような温度分布を示すことから、振幅が大きくなれば火源の移動範囲の両 端に現れる仮想固定火源の間隔が大きくなることからも明らかである。一方、今回の実験条件か らは、周期による温度分布への影響は顕著な違いが読み取れなかった。また、同じ振幅でも発熱 速度が小さいほど極大統一点は高い位置に現れた。以上のことを踏まえて発熱速度で規格化した 極大統一点  $z/(Q_1^{*2/3}D)$  を各実験条件でまとめると、表 1.6 のようになり、振幅に着目して整理し た結果が図 1.16 である。さらに,発熱速度の影響を考慮するために,縦軸の z / Qi\*<sup>2/3</sup>D 同様に振 幅を Q1\*2/3D で除して無次元化した結果が図 1.17 である。

A Q	5 kW	15 kW	7 kW
0.1m	11.6	3.6	
0.2m	26.7	10	
0.3m	53.7	19.2	
0.4m	105	35.4	67.3

表 1.6 各振幅,各発熱速度における極大統一点 z/(Q1\*<sup>2/3</sup>D)

図 1.17 より動揺火源の極大統一点に関して式(1.6)に示す関係性が得られた。





図 1.16 周期と極大統一点の関係

図1.17 発熱速度を考慮した周期と極大統一点の関係

次に図 1.12, 図 1.13, 図 1.14, 図 1.15 より変曲点が現れる高さ *z* / *Q*<sup>\*2/3</sup>*D* を読み取り各実験条件でまとめたのが表 1.7 である。

				~	
A Q	5 kW	15 kW	4 kW	7 kW	10 kW
0.1 m	37	25			
0.2 m	51	35			
0.3 m	90	50			
0.4 m			110	80	65

表 1.7 各振幅,各発熱速度における変曲点 z / Ot\*2/3D

極大統一点と同様の手法により、振幅に着目して整理した結果が図 1.18 で、発熱速度の影響を考慮するために、縦軸の $z/Q_1^{*2/3}D$ 同様に振幅を $Q_1^{*2/3}D$ で除して無次元化した結果が図 1.19 である。 図 1.19 より動揺火源の極大統一点に関して式(1.7)に示す関係性が得られた。



図 1.18 周期と変曲点の関係



## 1.3.4 温度減衰結果を基にした見かけの火源規模の算出

直線運動実験,振り子運動実験ともに仮想矩形火源からの高さに対する温度減衰性状の傾きこ そ,長谷見ら[5]および Yuan ら[6]が提案した固定された矩形火源上の温度減衰性状と一致したも のの,特性温度上昇そのものは低く,周期が短いほど,また揺れ角(≒振幅)が大きいほど特性 温度上昇そのものは低下した。この理由として,動揺火源においては火炎が移動により傾倒する こと,熱を発生する領域が仮想矩形火源上を時間的に移動するため,火源の移動領域と同じ大き さ,発熱速度を持つ固定された矩形火源よりも見かけの発熱速度が小さくなると考えられる。こ の見かけの発熱速度を Qos と定義し,発熱速度減衰率を以下の手順で算出した。

① ある発熱速度の測定値(振幅と周期の組み合わせで構成された一連のデータ)を用いて、各高さにおける特性温度上昇が式(1.2)から求められる温度上昇に一致するように、仮想的な発熱速度Qos,i,jを算出する。なおiは測定点数(図1.12において線火源と同様の温度減衰性状を示す高さ領域内の測定点),jは発熱速度の条件数を意味する。

② 算出した
$$Q_{OS,i,j}$$
を用いて、測定数 $n$ で除した平均値( $\overline{Q}_{OS,j} = \sum_{i=1}^{n} Q_{OS,i,j}/n$ )を求める。

③ QOSiを実験条件の発熱速度 Q で除し、ひとつの発熱速度における発熱速度減少率

$$(\alpha_j = \overline{Q}_{OS,j}/Q)$$
を求める。

④ この作業を発熱速度毎に実施し、その平均値る  $\overline{\alpha} = \sum_{j=1}^{m} \alpha_j / m \varepsilon x$  める発熱速度減少率とする。

α=Qos/Qとして、各実験条件のおける低減率を纏めた結果を表 1.8 に示す。

A P	6 s	12 s	18 s
0.1 m	0.564	0.725	
0.2 m	0.387	0.551	
0.3 m	0.353	0.504	0.531
0.4 m	0.306	0.459	0.478

表 1.8 見かけの発熱速度の低減率 Qos/Q (線火源の性質を有する領域)

なお,1.4.3 で述べたように,①と②の段階と③の段階では高さに対する温度減衰性状が異なる ため *Qos/Q* も①と②の段階と③の段階のようにそれぞれの段階に対して定義する必要がある。し かしながら今回の実験条件では,温度減衰性状が③の段階で変化するに至った測定数が十分でな いため、ここでは①と②の段階、すなわち線火源の性質を有する領域に注目した。

表 1.8 から各ケースにおける見かけの発熱速度の低減率 Qos/Q への振幅の影響に着目し,整理 した結果が図 1.20 である。これより振幅が大きいほど発熱速度低減率は大きく,また周期が短い ほど発熱速度低減率が大きいことが読み取れる。



図 1.20 発熱速度低減率と周期の関係

さらに発熱速度と周期の両者の影響を加味するために、図 1.20 の横軸を周期で除した結果を図 1.21 に示す。これより、式(1.8)のように仮想矩形火源の見かけの発熱速度を表す関係式を提案す る。



図 1.21 周期,振幅と発熱速度減少率の関係

$$Q_{OS} = \alpha Q$$
,  $\alpha = 0.1049 \left(\frac{A}{P}\right)^{-0.406}$  (0.0084 <  $A/P$  < 0.0667) (1.8)

さらに式(1.8)を反映させて発熱速度を Q から Qos に変更することで高さ方向への温度減衰性状を 補正した結果を図 1.22 示す。概ね式(1.2)と一致する挙動を見せたことから、振幅と周期の値をも とに動揺火源の見かけの発熱速度を算出できると考えられる。



図 1.22 発熱速度補正後の特性温度の高さ方向への減衰性状(無限線長火源との比較) (a) θ=3°, *A* = 0.1m, (b) θ=6.3°, *A* = 0.2m, (c) θ=10°, *A* = 0.3m, +(d) *A* = 0.4m

## 1.4 まとめ

動揺する火源上に形成された火災プルーム内の温度減衰性状を模型実験および数値実験を通し た検討から以下の事項が明らかとなった。

- (1)時間平均温度を中心に検討したところ、固定火源上の火災プルーム形状と異なり、直線運動および振り子運動ともに、火源の移動範囲の両端近傍に仮想的に火源が存在し、その上部に形成された2つのプルームが干渉しあう温度分布が観察された。さらに上方では遷移領域を経て単一の固定火源上の火災プルームに似た温度分布が形成された。
- (2) 各高さにおけるプルーム内温度の断面平均値を調べたところ、2つの極大値が観察される範囲、 さらに2つのプルームが合流し、1つの極大値を示すようになってから一定の高さに至るまで では、上昇温度の減衰は線火源上に形成される2次元プルームの軸上温度性状を示す。仮想 矩形火源から上方へ遠ざかり、遷移領域を経て仮想矩形火源の形状を無視できる高さまで上 昇した場合には2次元的な性状から点火源上の軸対称プルームに近い温度性状に変化する。 またそれらの変化に振幅と発熱速度による依存性があることが確認できた。
- (3) 温度減衰結果から正方火源が直線往復運動あるいは振り子運動する場合には、短辺を正方火源辺長、長辺を正方火源の移動範囲として表される仮想矩形火源に置き換えて扱うことが可能である。しかし火源の移動により火炎が傾倒すること、また仮想矩形火源上に火源が存在する時間が場所毎に異なる(場所によって一時的に存在したり無くなったりする性質を持つ)ため、仮想矩形火源上の温度上昇は、固定火源上の温度に比べ低い。しかしながら、振幅および周期の変動を考慮した見かけの発熱速度を導入することで、既存の関係式を利用できることが判った。

また、今後の予定は以下の通り。

- (1) 点火源上の軸対称プルームに近い温度性状に変化して以降の領域に対しても,見かけの発熱 速度の算出方法を検討する必要がある。
- (2) 本研究では動揺火源上に形成される熱気流の温度成分に注目したが、これに加え気流速度の 観点からの解明を行う必要がある.
- (3) 動揺火源上に形成される熱気流に関しての数値シミュレーションでの計算結果との比較検討 を行い、実験的に網羅できない部分の解明を行う。
- (4) 動揺火源上に形成される火災プルームにより運ばれる煙量の算出方法を検討する必要がある。

## 1章の参考文献

- [1] 田中哮義:建築火災安全工学入門,日本建築センター,(2002).
- [2] Drysdale, D, "An Introduction to FIRE DYNAMICS", 2nd Edition, wiley, 1999.

- [3] <u>http://www.trsm.co.jp/etc/chishiki.html</u> 鶴見サブマリン株式会社ホームページ,船の豆知識, 2015/02/21 閲覧
- [4] McCaffrey, B. J., Purely Buoyant Diffusion Flames: Some Experimental Results. Final Report, NBSIR 79-1910; 49 p. October 1979.
- [5] 長谷見雄二,西畑三鶴: 乱流拡散火炎の巨視的性状に対する火源形状の影響,日本火災学会 論文集, 38-2, pp.29-34, 1989.
- [6] L. Yuan and G. Cox, An Experimental Study of Some Line Fires, Fire Safety J., 27, 123-139, 1997.
- [7] C. L. Beyler, Fire Plumes and Ceiling Jets, Fire Safety J., 11, 53-75, 1986.
- [8] 岡 秀行,岡 泰資:動揺する火源上に形成される火災プルームの数値シミュレーション,
   第61回理論応用力学講演会,2012.



図 A.1 単振動火源上に形成されたプルーム水平方向への特性温度分布(A=0.05m)



図 A.2 単振動火源上に形成されたプルーム水平方向への特性温度分布 (A=0.1m)



図 A.3 単振動火源上に形成されたプルーム水平方向への特性温度分布 (A=0.2m)



図 A.4 単振動火源上に形成されたプルーム水平方向への特性温度分布(A=0.3m)



図 A.5 単振動火源上に形成されたプルーム水平方向への特性温度分布(A=0.4m)



図 A.6 振り子火源上に形成されたプルーム水平方向への特性温度分布( $\theta = 3^{\circ}$ )



図 A.7 振り子火源上に形成されたプルーム水平方向への特性温度分布(θ=6.3°)



図 A.8 振り子火源上に形成されたプルーム水平方向への特性温度分布(θ=10°)

## サブテーマ2 空気よりも重い高密度ガスの大気拡散に関する調査研究

#### 2.1 2014 年度調査研究の概要

液化天然ガス(LNG)輸送船からLNGが海水中に流出し,海水面上にLNG液面が形成される 中,同時に発生する可燃性蒸発ガスが着火することなく大気拡散する事故シナリオを考え,燃焼 下限界濃度(Lower Flammability Limit; LFL)のメタンガスが到達する最大距離を評価した。平成 25 年度は,従来型LNG船(積載容量:125,000 m<sup>3</sup>)を対象に船体側面の喫水線付近に形成された 破口からLNGが流出する場合を想定したが,2014年度は破口が喫水面下に形成される場合に対 し,LNGの漏洩,LNG液面の形成及び蒸発,それに続く低温メタンガス(高密度ガス)の大気拡 散現象の影響解析を行った。

評価手法としては前年度と同様,実用的な簡易解析モデルを取り上げ,米国環境保護庁(US Environmental Protection Agency, EPA)の「大気汚染モデルに関する指針」において次善モデルとして登録されている無償の DEGADIS モデル[1]と,豊富な使用実績を有し世界的に広く利用されている DNV GL グループの有償ソフトウェアパッケージ Phast[2]による解析を行い,その数値解析結果を比較した。大気拡散モデルのソースタームとなる蒸発ガス発生量の時間変化を算出するため,前年度は米国 EPA で公開されている影響解析プログラム ALOHA[3]を用いたが,喫水面下の船体側面に破口が形成されるシナリオに即した解析には対応出来ないため,今年度は Fay[4]の流出モデルに基づく Fortran プログラムを新たに開発して影響解析を実施した[5]。

大気安定度 F,風速 2 m/s の条件下で Fay の流出モデルと DEGADIS モデルを組み合わせて解析 したところ,LFL 濃度のメタンガスは漏洩源から約 4300 m 下流まで到達する結果が得られた。一 方,Phast による結果では LFL 濃度の最大到達距離は約 2300 m にとどまり,大きく異なる結果と なった。また,LFL 濃度の到達距離だけでなく分布形状も大きく異なり,特にPhast による解析 ではカスプ状の不自然な濃度分布が得られたため,数値流体力学的手法を用いたシミュレーショ ン (CFD 解析)を別途実施した。CFD 解析結果と比較したところ,Phast は漏洩源に近い領域で の予測精度に問題があるものの,下流側の濃度分布については DEGADIS よりもむしろ Phast によ る予測値の方が CFD 解析結果の再現性が高いことが分かった。一方,DEGADIS は漏洩源から離 れた下流域において極めて安全側の評価をすることが明らかとなった。

## 2.2 研究の目的及び背景

東日本大震災後,原子力発電所の稼働が停止したことから液化天然ガス(Liquefied Natural Gas; LNG)の調達が急増している。また,近年の米国におけるシェールガス生産量の増加に伴い,LNG の海上輸送量の一層の増加が見込まれ,世界のLNG取引量は今後も増大する見通しとなっている。 このような天然ガスの需要増大に対応するため,安全かつ効率的な輸入を可能とするLNG受入れ 体制を確立する必要があるが、従来のような陸上施設は整備コストが高く、運用開始までのリー ドタイムが長いことから、海洋空間を活用しLNGを洋上で受入れる浮体式貯蔵設備(FSU, Floating Storage Unit) や、貯蔵に加えLNGを再気化して陸上へ送る浮体式貯蔵・気化設備(FSRU, Floating Storage and Regasification Unit)が注目されている[6]。FSRU はLNG 船に大規模な気化設備を追 加し、高圧ガスの状態で陸側への引き渡しを可能にした洋上施設で、現在陸上に建設されている LNG 受入基地の機能を洋上に移植したものである。図 2.1 にLNG 船を改修した FSRU 設計例[2] を示す.FSRU は古い LNG 船を換装したものであるため、陸上の受入基地に比べて準備期間が 短く、かつ安価に構築できると言われている[6,7]。

FSRU のような新技術の運用には安全や信頼性を担保する評価手法及び安全基準の整備が不可 欠である。浮体構造物及び関連設備の動揺影響に対する評価を考慮に入れた総合的な安全性評価 手法を確立するにはリスク評価技術に加え,LNG 漏洩に伴う蒸発ガスの大気拡散評価手法,可燃 性ガスの着火・爆発等による被害影響評価手法など定量的に評価する要素技術の向上が求められ る。そこで本調査研究では,平成25年度に続き被害影響評価手法の性能評価を目的として,洋上 での荷役中に他船がFSRUに衝突し,喫水面下の側面に破口が生じて大量のLNGが海水中に流出 する場合を想定した影響解析を実施する。テロ等の不法行為や衝突によって生じた破口から積荷 が大量漏洩し,蒸発した可燃性ガスが大気拡散する事故シナリオは火災や爆発に繋がる可能性が あるため,影響評価に基づく安全対策の検討時に採用される主なシナリオの一つである。



図 2.1 LNG 船を改修した FSRU 設計例<sup>[2]</sup>

## 2.3 影響解析モデル

本研究では低温の LNG が海水中に流出し,海水との接触で急激に蒸発した低温の天然ガスが大

気拡散する一連の現象を対象としている。以下に各要素過程に対するモデルの概略を示す。

## 2.3.1 流出過程

複雑な船体構造の考慮が困難であるため,貨物タンクからLNGが流出する現象については物理 的理解が進んでおらず,十分な予測精度を有する流出モデルは現在のところ存在しない。実験室 スケールの模型タンクからの流出ではあるが,オイルタンカーの二重船殻を想定した漏洩過程の 数値流体解析(CFD解析)が最近行われている[8,9]。しかし実用的な簡易予測式が提案されるま でには至っておらず,通常,船体側面に形成された破口からLNGが流出する現象のモデルでは, 船体が単船殻構造であることを仮定し,実際の二重船殻構造の場合に起こり得る船殻間へのLNG の流入については考慮されていない。

前年度の解析ではタンク内の圧力変化を考慮しないモデルを使用していたが、今年度は図 2.2 に示すように積載貨物の自重に加えてアレジの圧力を考慮した Orifice モデルを用いて流出量を算出した。

$$Q(t) = C_d \pi R^2 \sqrt{2\rho_f \left\{ P_h(t) - P_a \right\}},$$

$$P_h(t) = \begin{cases} P_v + \rho_f hg & \text{if } h > R, \\ P_a + \rho_f hg & \text{otherwise.} \end{cases}$$
(1)

ここで、Qは質量流量[kg/s]、 $C_d$ は放出係数[-]、 $\rho_f$ はLNGの密度[kg/m<sup>3</sup>]、Rは破口半径[m]、hは喫水面より上部の積載貨物の高さ[m]、gは重力加速度[m/s<sup>2</sup>]、 $P_v$ はアレジ圧[Pa]、 $P_a$ は大気圧 [Pa]である。Orifice モデルは作動流体として完全流体と仮定しているが、実際には粘性や 2 次流 の影響により理論値よりも小さな値となるため、放出係数 $C_d$ を乗じることでその影響を考慮して いる。この $C_d$ 値は流れ場の Reynolds 数及び破口形状に依存する。Orifice モデルは元来、大気開 放系の空間に液体が流出するような不連続流の理論[10]に基づいているため、本研究のように液体 貨物が海水中への流出する問題に適用する場合には $C_d$ 値の吟味が必要と思われる。また、二重船 設構造の影響を考慮するためにも $C_d$ 値の調節が必要と考えられる。

27



図 2.2 単純化した船形と破口位置

2014 年度は喫水面よりも下部に破口が形成される場合を解析の対象とするため、LNG と海水が 置換され貨物倉内に海水が流入する際の漏洩量を推定するモデルについても考慮する必要がある。 このような LNG の海水中での漏洩についてはモデリングの研究例が極めて少なく[4,11-13],影響 解析に利用可能な簡易推定式を示したものは Fay[4]及び Shaw ら[11]の研究に限られている。まず, Shaw ら[11]の水中漏洩モデルの概要を示す。図 2.3 に示すように Shaw らのモデルは貨物倉内の LNG と船外の海水の静水圧が破口位置で釣り合うところまで LNG が流出するが,破口より下部 の LNG はガス化して貨物倉内にとどまり,倉内圧が一定になるように安全弁から蒸発ガスが排出 されることを仮定したもので,式(1)の大気圧  $P_a$ を海水の静水圧  $\rho_w gh_d$  に置き換えることによって 表すことができる。ここで、 $\rho_w$ は海水の密度[kg/m<sup>3</sup>]である。



図 2.3 Shaw ら[11]の水中流出モデルの概念図

次に、Fay[4]の流出モデルについて概説する。Fay のモデルにおいても貨物倉内の LNG と船外 の海水の静水圧が破口位置で釣り合うまでは Shaw ら[11]と同様に取り扱い、図 2.4 に示すように 破口より下部の積載貨物が海水によって置換される過程については、時間平均的には流入する海 水と同体積の LNG が流出すると見なしたモデル化が行われている。ただし、Fay[4]の流出モデル では貨物倉内のアレジ圧 P<sub>v</sub>が考慮されていないため、本研究ではアレジ圧を考慮したモデルへと 改良している。



図 2.4 Fay[4]の水中流出モデルの概念図

破口より下部のLNGが海水と置換するモデルを以下に示す。破口中心で内外の圧力が釣り合う LNG液面高さを *h* = *H* とすると,

$$H = \frac{d}{1 - \Delta} - \frac{P_{\nu}}{\rho_f g}, \quad \Delta = \frac{\rho_w - \rho_f}{\rho_w}, \tag{2}$$

のように表される。よって、海水との置換が生じる前に船外に流出する貨物量*Q<sub>total</sub>* [kg]は次式で 求められる。

$$Q_{total} = \rho_f A_t \left( h_0 - \frac{\Delta}{1 - \Delta} d + \frac{P_v}{\rho_f g} \right).$$
(3)

ここで, *h*<sub>0</sub> は積載貨物の初期液面高さ [m] である。これが Orifice モデルに従って全て流出した後,海水との置換が始まり,流出する LNG の体積変化率*dV/dt* は概ね次のように見積もられる。

$$\frac{dV}{dt} \Box \left\{ \frac{2(\rho_w - \rho_f)gf\sqrt{A_h}}{\rho_f} \right\}^{\frac{1}{2}} fA_h \Box \left\{ 2\Delta g \left(1 - f\right)\sqrt{A_h} \right\}^{\frac{1}{2}} (1 - f)A_h.$$
(4)

ここで、 $A_h$ は破口の面積 $[m^2]$ 、fはくびれ係数である。式(4)の関係からfを求めて代入すると、

体積変化率dV/dtは次のように表される。

$$\frac{dV}{dt} = \gamma \sqrt{2g\Delta_u A_h^{5/2}} , \quad \Delta_u \equiv \frac{\rho_w - \rho_f}{\left(\rho_w^{1/3} + \rho_f^{1/3}\right)^3}.$$
 (5)

破口位置では船体内外の静水圧が釣り合っており、LNG と海水の置換は定常的と仮定しているため、海水面まで上昇した LNG 液面の面積  $A_u$  [m<sup>2</sup>]は LNG 蒸発速度を w [m/s]として次のように表される。

$$A_u = \frac{\gamma \sqrt{2g\Delta_u A_h^{5/2}}}{w}.$$
(6)

## 2.3.2 液面拡大過程

海水面上に流出した LNG は蒸発を伴いながら最大半径に達するまで広がっていく。この液面拡大過程(Pool spreading and vaparization process) については平成 25 年度と同様に重力流の理論に基づく簡略化モデルを用いている. Shaw ら[11]は DNV GL で開発された Phast[2]を用いているため, まず Phast に装備されている液面拡大過程モデル PVAP[14]を以下に示す。

Phast では水面上に広がる液面挙動のモデルとして,Dodge ら[15]の三領域モデルが採用されて いる。水面上を同心円状に広がる液面の挙動は,軸対象座標系で記述される浅層方程式(Shallow layer equations)で近似できる。液面の半径r(t)が時間 t のべき乗に比例する解(r(t)∝t<sup>\*\*</sup>)を仮定し, 浅層方程式を満たす近似解を得るため,図 2.5 に示すように解の時間発展を三つに分類するもの である。液面の挙動は,まず重力と慣性力が釣り合っていると近似できる"gravity-inertia"領域 から始まり,次に重力と粘性抵抗が概ね釣り合っている。gravity-viscous"領域を経て,最後に粘 性抵抗と表面張力が概ね釣り合っていると考えられる"viscous-surface tension"領域に至ると考え, 三領域に分類したモデル化がなされている。この三領域で現れる液面に作用する力は,次の4つ である。

・ 重力による拡大作用力(Gravity spreading force)

$$f_g = m_{pool} \left( \frac{gh\Delta}{r} \right) \tag{7}$$

· 慣性力 (Inertial force)

$$f_l = -m_{pool} \frac{d^2 r}{dt^2} \cong m_{pool} \frac{r}{2t^2}$$
(8)

· 粘性抵抗力(Viscous drag force)

$$f_d = \pi r^2 \mu_w \left(\frac{r}{t}\right) \left(\frac{\rho_w}{\mu_w t}\right)^{\frac{1}{2}}$$
(9)

· 表面張力 (Surface tension force)

 $f_s = 2\pi r\sigma$ 



図 2.5 液面半径の時間変化とその近似解の例 [16]

まず破口径が大きい場合,貨物倉内の LNG は極めて短時間に流出すると考えられ,瞬時流出問題(Instantaneous spill problem)として取り扱うことができる。この場合,液面半径*r*(*t*)は上述の各領域において次のように表される。

• gravity-inertia 領域

$$r(t) = K_{10} \left(\frac{g\Delta}{\rho_f}\right)^{\frac{1}{4}} m_{pool}^{\frac{1}{4}}(0) \cdot t^{\frac{1}{2}}, \quad 0 < t < t_1$$
(11)

gravity-viscous 領域

$$r(t) = K_{20} \left( \frac{g\Delta}{\rho_f^2 (\mu_w / \rho_w)^{1/2}} \right)^{\frac{1}{6}} m_{pool}^{\frac{1}{3}} (0) \cdot t^{\frac{1}{4}}, \quad t_1 < t < t_2$$
(12)

• viscous-surface tention 領域

$$r(t) = \left(\frac{4\sigma^2}{\rho_w \mu_w}\right)^{\frac{1}{4}} t^{\frac{3}{4}}, \quad t > t_2$$
(13)

ここで、 $t_1$ は gravity-inertia 領域から gravity-viscous 領域に遷移する時刻、 $t_2$ は gravity-viscous 領域 から viscous-surface tention 領域に遷移する時刻であり、それぞれ次のように表される。

(10)

$$t_1 = \left(\frac{K_{20}}{K_{10}}\right)^4 \left(\frac{\rho_w m_{pool}\left(0\right)}{\rho_f g \mu_w \Delta}\right)^{\frac{1}{3}},\tag{14}$$

$$t_2 = \left(K_{20}\right)^2 \left(\frac{m_{pool}^2\left(0\right)g\mu_w\Delta}{\rho_f^2}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_w}{2\sigma}\right).$$
(15)

一方,破口径が小さい場合には貨物倉内のLNGの流出は長時間に及ぶため,定常状態の流出が継続する連続流出問題(Continuous spill problem)として取り扱うことができる。この場合,液面 半径*r*(*t*)は上述の各領域において次のように表される。

· gravity-inertia 領域

$$r(t) = K_{11} \left(\frac{g\Delta}{\rho_f}\right)^{\frac{1}{4}} Q^{\frac{1}{4}} t^{\frac{3}{4}}, \quad 0 < t < t_3$$
(16)

· gravity-viscous 領域

$$r(t) = K_{21} \left( \frac{g\Delta}{\rho_f^2 (\mu_w / \rho_w)^{1/2}} \right)^{\frac{1}{6}} Q^{\frac{1}{3}} t^{\frac{7}{12}}, \quad t > t_3$$
(17)

ここで, t<sub>3</sub>は gravity-inertia 領域から gravity-viscous 領域に遷移する時刻で次のように表される。

$$t_1 = \left(\frac{K_{21}}{K_{11}}\right)^6 \left(\frac{\rho_w Q}{\rho_f g \mu_w \Delta}\right)^{\frac{1}{2}}.$$
(18)

連続流出を仮定できる場合, viscous-surface tention 領域で見られる現象は gravity-viscous 領域とし て特徴付けられる現象と同時に起こるため, viscous-surface tention 領域への遷移は見られない。ま た,式(11)から式(18)に現れる係数  $K_{10}$ ,  $K_{11}$ ,  $K_{20}$ ,  $K_{21}$ は,表 2.1 に示すように Dodge ら[15]によっ て実験的に求められている。

係数	数値
$K_{10}$	1.53
$K_{11}$	1.21
$K_{20}$	1.24
$K_{21}$	1.09

表 2.1 液面拡大モデル PVAP に含まれる係数の値[14]

次に, Fay[4]の液面拡大過程モデルについて概説する. Fay のモデルは主として原油の海面流出を 対象に 1970 年代に開発されたものを基礎に置いており, それを LNG 流出の場合に適用したもの
である.海上風,潮流,波浪の影響を無視し,重力による駆動のみを考慮しており,海面上に流出した LNG の体積変化 *V*<sub>p</sub> は次のように表される[4]。

$$\frac{dV_p}{dt} = \frac{Q(t)}{\rho_f} - wA_p. \tag{19}$$

ここで、 $A_p$ は液面の面積である. Phast の PVAP[14]では円形液面を仮定しているが、Fay のモデルでは図 2.6 に示すように液面拡大時の船体影響を考慮して液面の形状を半円としており $(A_p = \pi r^2/2)$ 、その半径の時間変化は次のように表される[4]。

$$\frac{dr}{dt} = \beta \left( g \Delta \frac{V_p}{\pi r^2/2} \right)^{1/2}.$$
(20)

ここで、 $\beta$ は経験定数(=4/ $\sqrt{3}$ )である.式(20)を液面面積 $A_p$ の変化率で表すと次のように変形できる。

$$\frac{dA_p}{dt} = \beta \sqrt{2\pi g \Delta V_p}.$$
(21)

また,海水面に流出した LNG の蒸発過程は,LNG 液面に接する海水からの熱伝達が支配的な要 因であるが,現象が非常に複雑であるため理論的にも実験的にも十分な知見が得られていない。 それゆえ,これまでに実施された複数の小規模野外実験の測定値の中から,対象としている現象 とのスケールの差異を考慮した選定を行い,膜沸騰に寄与する熱流束が経験的に与えられている。 Fay[4]は蒸発ガスの大気拡散現象については解析を行っておらず,LNG の流出後,直ちに着火し た場合の計算例のみを示しており,このような液面火災時の蒸発速度 w を過去の実験データに基 づき 8×10<sup>4</sup> [m/s]と推定している。



図 2.6 海面上に流出した液面の形状

# 2.3.3 大気拡散過程

LNG がタンクから流出した後、蒸発ガスが直ちに着火することなく移流及び拡散によって広が

る場合,燃焼下限界濃度(LFL)の蒸気雲が到達する範囲を推定することが重要となる。低温の 蒸気雲は常温の空気より密度が高いため,通常の煙のように上下方向と水平方向に広がるのでは なく(図2.7(a)),海面あるいは地面沿って扁平に流れていく(図2.7(b))。一般に大気拡散モデル は数多く存在するものの,低温液化ガスが大量に蒸発した場合には Pasquillの拡散幅を用いる, いわゆるガウス・プルームモデルを用いて濃度分布を予測することは出来ない。



図 2.7 物質密度の違いによる大気拡散現象の差異

Shaw ら[11]は Phast に装備されている box-similarity 型の大気拡散モデルを用いて計算した結果 を示している.本調査研究においても Shaw らの漏洩シナリオに沿った解析を行う場合には, Phast の大気拡散モデルである UDM (Unified Dispersion Model) [17]を用いて計算を行った。UDM では, 図 2.8 に示すように移流拡散過程における漏洩物質の密度変化に応じたモデルが選択され,上流 側の計算結果を下流側のモデルに接続することによって浮力の作用方向が変化する計算を統一的 に行うことが可能となっている。



図 2.8 Phast UDM における高密度ガス解析手法の概念図 [17]

次に本調査研究における解析方法について概説する。既に述べたように Fay[4]は蒸発ガスの大 気拡散現象の解析を行っていないため, Fay のモデルに基づいて新規に開発した Fortran プログラ ムにより蒸発ガス量を推定し, その後の大気拡散過程については前年度の調査研究と同様に DEGADIS モデル[1]を利用した[5]。DEGADIS は空気よりも重い高密度ガスの移流拡散過程を取り 扱うことが可能な box-similarity 型の大気拡散モデルであり, 米国 EPA (Environmental Protection Agency) の「大気汚染モデルに関する指針」において次善モデルとして登録されている[18]。平 坦な地形上の定常状態にある気流場を仮定して物質濃度に関する気流方向のモデル方程式を数値 的に解き, 図 2.9 に示すように主流方向 (x 軸) に直交する平面上 (y-z 平面)の濃度分布形状を 解析的に表す一次元積分型モデルで,濃度分布形状は次式のように表わされる。



図 2.9 DEGADIS モデルの濃度分布形状<sup>[1]</sup>

ここで、cは濃度、 $c_c$ は海面あるいは地面(z=0)での主流方向中心軸上の濃度、bはy-z平面上の濃度分布の半値幅、 $s_y$ 及び $s_z$ はそれぞれy軸及びz軸方向の尺度パラメータである.また、風速はx軸方向の成分uのみを考慮し、その鉛直分布は次式のように $\alpha$ を指数とするべき乗則に従うと仮定している。

$$u = u_0 \left(\frac{z}{z_0}\right)^{\alpha}.$$
(23)

ここで、 $u_0$ は $z = z_0$ での風速を表しており、指数  $\alpha$  は Pasquill-Gifford の大気安定度(図 2.10 参照) の違いによって値が異なり、DEGADIS における代表的な数値は表 2.2 のように示されている。な お、気象条件と大気安定度の関係については Pasquill によって表 2.3 のように分類されている。



図 2.10 大気安定度の違いがプルームの挙動に及ぼす影響の概念図[19]

大気安定度	指数α
А	0.108
В	0.112
С	0.120
D	0.142
Е	0.203
F	0.253

表 2.2 速度分布のべき乗則で用いられる代表的な指数の値[20]

			夜	
強	日 刻  中	弱	- 薄 曇または ≧4/8 下層雲	≦ <b>3/8</b> 雲量
A	A–B	В	.—	
A-B	В	С	Е	F
В	B-C	С	D	E
С	C-D	D	D	D
С	D	D	D	D
-	強 A-B B C C	日 射 強 中 A A-B A-B B B B-C C C-D C D	日 射 強 中 弱 A A-B B A-B B C B B-C C C C-D D C D D	日射強中弱強中弱之之AA-BBA-BB-A-BBCBB-CCCCDCDDCDD

表 2.3 風速,日射及び空の状態に対応する大気安定度の分類[21]

表 2.4 代表的な LNG 船からの流出シナリオ[5,11]

LNG 物性:			
LNG 成分	メタンのみを仮定		
LNG 密度	422.5 kg/m <sup>3</sup>		
漏洩シナリオ:			
タンク形状	W : 34.5, L : 32	.0, H : 24.6 m	
タンク1個分の容量	27,450 m <sup>3</sup>		
タンク内 LNG の初期高さ	(喫水から)16.6 m		
喫水線 (満載時)	7 m		
タンク内圧	0.2 barg		
破口直径	直径 0.75 m		
破口中心の位置(船底から)	0.5 m, 3 m		
漏洩後の液面形状	Shaw[11]:真円, Fay[4]:半円		
環境条件:			
周囲空気温度	293 K		
海水温度	293 K		
相対湿度	70 %		
風速(海抜10m地点)	5.0 m/s	2.0 m/s	
Pasquillの大気安定度	D	F	
海表面粗度	0.0003 m		

## 2.4 結果及び考察

# 2.4.1 LNG 流出シナリオ

LNGの水中漏洩に伴う影響評価を行うための流出シナリオを表 2.4 に示す。Shaw ら<sup>[11]</sup>の研究に 従って船舶の形状,積荷の保有条件,大気条件を設定している。船倉形状はメンブレン型を想定 し,LNG の物性値は純粋なメタンを仮定している。Shaw らのシナリオでは流入する海水と積載 貨物の置換によるLNGの流出は考慮されていないが,実際にはLNGの流出時に海水が流入する。 これによりLNG が気化し船倉内の圧力が上昇すると考えられるため,船倉上部に設置された逃が し弁が作動することにより常に 0.2 barg に維持されると仮定している。Fay[4]の流出モデルを用い る場合には,海水と積載貨物の置換によるLNG の船外流出の影響を追加した影響評価を行う。

## 2.4.2 LNG 流出過程及び液面拡大過程

まず破口が船底から 0.5m に位置する場合について, Shaw ら[11]のシナリオに基づき Phast で計算した結果を図 2.11 に示す。流出開始後の積載貨物の液面高さ及び液面面積の時間変化を表している。ここで,液面高さは船底を基準に取っている。流出開始後の初期段階では LNG 流出量が液面での蒸発量よりも多いため急激に液面が拡大していくが,その後は流出量と蒸発量が釣り合うため液面面積が一定となる状態が維持される。最終的には船倉からの流出量が減少し蒸発が優位になるため,急速に液面が縮小する。



破口が船底から 0.5m に位置し、Phast を用いて計算した場合

次に, Shaw ら[11]の流出シナリオに海水との置換流出過程を追加した場合について考える。破 ロ中心位置が船底から 0.5m の場合に対し, Fay[4]のモデルに基づいて計算した結果を図 2.12 に示 す。ただし、本研究[5]では本来の Fay のモデルとは異なり、船倉上部に滞留する LNG 蒸気圧の 影響を考慮したモデルに改良しているため、これを修正 Fay モデルと呼ぶことにする. Fay モデ ルでは、図 2.11 の Phast の計算と同様に放出係数 C<sub>d</sub>=1 が与えられている。流出開始後の初期段階 では、図 2.11 で見られたように LNG 流出量が液面での蒸発量よりも多いため、液面が急速に拡 大している。しかし、Phast の液面拡大モデルの結果とは異なり、液面面積が一定となる過程が現 れず、蒸発により徐々に液面が縮小して 4000 秒を超えたあたりで液面は一旦消滅する。その後、 破口よりも下部に積載されている LNG が流入する海水と置換され、海面上に流出し液面を形成す るが、流出初期段階に比べて流出量が少ないため、短時間で蒸発することが分かる。図 2.11 と図 2.12 の比較から、Shaw ら[11]と Fay<sup>[4]</sup>のモデルでは LNG 流出過程及び液面拡大過程の推定結果が 大きく異なることが分かる。



図 2.12 液面面積と積載貨物の液面高さの時間変化<sup>[5]</sup>. 破口が船底から 0.5m に 位置し,修正 Fay モデルに基づいて計算した場合.

最後に,破口位置の違いが LNG 流出過程に与える影響を調べるため,水深4m(船底から3m) の位置に破口を設定した場合について計算した結果を図2.13に示す。破口が船底から0.5mに位 置する場合と比較すると,両モデルによるプール面積は共に全体的に減少し,液面が全て蒸発す るまでに要する時間が共に増加していることが分かる。これは式(1)に従って流出する LNG 量が 減少していること,ならびに破口位置が水面に近くなることに伴って海水から受ける静水圧が低 下していることが影響している。



図 2.13 液面面積と積載貨物の液面高さの時間変化[5] 船底から 3m の位置に破口がある場合.

## 2.4.3 蒸気雲の大気拡散過程

蒸発ガスがタンクから流出直後に着火することなく,空気よりも重い低温天然ガスが海水面上 を這うように広がっていく過程は,これまでの多くの実験で観察されている[22]。蒸気雲の大気拡 散過程では,漏洩源から離れた下流遠方で可燃濃度のガスに着火した場合,火炎が漏洩源に向か って伝播する蒸気雲燃焼となるため,燃焼下限界濃度(LFL; Lower Flammability Limit)の最大到 達距離を推定することは危険範囲の設定の目安となるため重要である。

まず,前節で求めた液面面積及び蒸発量の時間変化を入力値として蒸気雲の大気拡散解析を行った. Phast で求めた液面面積及び蒸発量のデータは,そのまま Phast に装備されている大気拡散 モデル UDM (Unified Dispersion Model) に入力値として引き継ぎ,修正 Fay モデルで求めたデー タは DEGADIS モデルの入力値として使用した。表 2.4 に示すように,風速 2 m/s で大気安定度が D の場合 (ケース 1) と風速 5 m/s で大気安定度が F の場合 (ケース 2)の二通りについて評価し, LFL 濃度の最大到達距離を求めた結果を表 2.5 に示す。天然ガス (ここではメタンガスを仮定) の場合,LFL 濃度は 5 vol%である。大気の状態が中立状態にある安定度 D の場合に比べ,最も安 定な条件である安定度 F の場合の方が乱流拡散の影響が弱いため,LFL 濃度の到達距離が遠方に まで及んでおり,このような結果は比較的大規模な野外実験においても観察されている[22]。それ ゆえ,詳細な気象条件が得られない条件下で影響評価を実施する場合,大気安定度 F を採用する ことで安全側の評価を行うことができると言える。また,UDM と DEGADIS の結果を比較すると, 安定度 D 及び F の双方の条件下で予測結果に極めて大きな差異が現れている。

そこで蒸気雲の移流拡散履歴を調べるため、その一側面ではあるが LFL 濃度の最大到達範囲 (footprint)を比較した.安全側の評価結果として大気安定度 F の場合について地表面上 (z = 0m)

の最大到達範囲を図 2.14 に示す。下流側への最大到達距離だけでなく,最大到達範囲の形状,つ まり気流を横切る方向(crosswind direction)への到達範囲についても Phast UDM と DEGADIS で は大きく異なることが分かる。DEGADIS では漏洩源近傍よりも下流に行くに従って crosswind 方 向に LFL 濃度の最大到達範囲が広がっているが,逆に UDM では下流に行くほど到達範囲が減少 している。特に,漏洩源近傍で crosswind 方向への広がりが際立っており,気流による移流の影響 よりも自重によって駆動する重力流としての挙動が強く表れているように見える。この濃度分布 の結果には 2.4.2 節で求めた漏洩源のモデルの差異,つまり拡散計算の入力値の差異も含まれてい るため,LNG 液面半径及び蒸発ガス量の時間変化を Phast PVAP の結果に一致させて再度拡散計算 を行った。その結果を図 2.15 に示す。漏洩源を一致させた結果,LFL 濃度の最大到達距離の差は 約 600 mにまで減少し,Phast の予測値は DEGADIS に比べて約 20 %過小評価した結果となった。 LFL 濃度の最大到達距離の差が 20%程度である点については,一次元積分型モデルの性能差とし て妥当な範囲にあると思われる。しかし,Phast の計算では crosswind 方向にカスプ状に広がる特 異な分布形状が現れる点については同様な傾向が見られた。このように濃度分布形状については 定性的な傾向でさえ全く一致していないため,数値流体力学(CFD)的手法に基づく詳細な解析 を行い,Phast と DEGADIS のどちらに近い形状が得られるか評価することにした。

	Phast UDM		DEG	ADIS
風速	5 m/s	2 m/s	5 m/s	2 m/s
大気安定度	D	F	D	F
LFL 到達距離	1210 m	2328 m	2915 m	4255 m

表 2.5 Phast UDM と DEGADIS による結果の比較[5]



図 2.14 LFL 濃度の最大到達範囲の比較[5]



大気安定度 F の場合.



CFD 解析には Fire Dynamics Simulator (FDS) version 6.0.1[23]を使用した。FDS は米国商務省標準 技術研究所 (NIST; National Institute of Standards and Technology) において開発されたオープンソ ースの CFD 解析プログラムであり、火災に伴う熱流動場のみならず化学物質の移流拡散現象や空 調解析など幅広い分野に適用され高い評価が得られている。FDS では、格子スケール以上の渦に ついて直接基礎式を解き、格子スケール以下の小さな渦についてモデル化を行う Large Eddy Simulation (LES) により乱流状態にある熱流動場を解析する。低マッハ数近似が成り立つ流れ場 を対象とした FDS の支配方程式は,次のように質量保存式,運動量保存式,エネルギー保存式, 化学種の質量分率保存式,状態方程式から構成される[24]。

質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{24}$$

運動量保存式

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right) + \nabla p = \rho \mathbf{g} + \mathbf{f} + \nabla \cdot \tau$$
(25)

エネルギー保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho h \mathbf{u}) = \frac{Dp}{Dt} - \nabla \cdot \mathbf{q}_r + \nabla \cdot (k \nabla T) + \sum_l \nabla \cdot h_l \rho D_l \nabla Y_l$$
(26)

化学種の質量分率保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_l) + \nabla \cdot (\rho Y_l \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\rho D_l \nabla Y_l) + \dot{m}_l'''$$
<sup>(27)</sup>

状態方程式

$$p_0 = \rho TR \sum \left(\frac{Y_i}{M_i}\right)$$
(28)

ここで, t は時間,  $\rho$  は密度, **u** は速度ベクトル, p は圧力, T は温度,  $Y_i$  は各化学種の質量分率である.また,運動量保存式中の粘性応力テンソルは次のように表される。

$$\tau = \mu \left( 2 \operatorname{def} \mathbf{u} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right)$$
(29)

ここで、 I は単位行列であり、 歪み速度テンソル defu は次式で定義される.

$$\det \mathbf{u} = \frac{1}{2} \left[ \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^{t} \right] = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix}$$
(30)

FDS 6.0.1 には四種類の LES サブグリッドスケールモデル (SGS モデル) が装備されているおり、そのうち次に示す Deardorff モデルがデフォルトモデルとして採用されている。Deardorff モデルでは渦粘性係数  $\mu_{\text{LES}}$  は次式のように表される。

$$\mu_{\text{LES}} = \rho C_{\nu} \Delta \sqrt{k_{sgs}} \quad ; \quad k_{sgs} = \frac{1}{2} \left\{ \left( \overline{u} - \hat{u} \right)^2 + \left\{ \left( \overline{v} - \hat{v} \right)^2 \right\} + \left\{ \left( \overline{w} - \hat{w} \right)^2 \right\} \right\}$$
(31)

ここで、 $C_v$  はモデル定数で文献値に従い $C_v = 0.1$ と設定されている. また、 $\overline{u}, \hat{u}$ は次のように表

される平均値である.

$$\overline{u}_{ijk} = \frac{u_{ijk} + u_{i-1jk}}{2} \quad ; \quad \hat{u}_{ijk} = \frac{\overline{u}_{ijk}}{2} + \frac{\overline{u}_{i-1jk} + \overline{u}_{i+1jk}}{4} \tag{32}$$

計算領域及び計算格子を図 2.16 に示す。計算領域は気流方向(x 方向)に 5000 m,気流を横切 る方向(y 方向)に 2000 m,鉛直方向(z 方向)に 230 m とし,各方向に対して順に 1000×120× 50 (=6,000,000)メッシュを与えた。ただし,x 方向は等間隔格子としているが,図 2.16(b)及び 2.16(c) に示すように y 及び z 方向には計算格子幅に粗密を付け,周囲空気よりも重い低温メタンガスの 挙動を考慮した格子配置としている。計算領域の底面は表 2.4 に従って水温 20 °C,粗度 0.0003 m の海表面とした。また,流入境界面における気流の速度分布はべき乗則に従うとし,海抜 10 m で の風速が 2 m/s であることを考慮して式(23)に従って与えた。計算領域の下流側境界面は自由 流出条件とし,上面及び側面にはスリップ条件を与えた。



図 2.16 CFD 解析で用いた計算領域と計算格子. (a) 計算領域, (b) *x-y* 平面上の計算 格子, (c) *x-z* 平面上の計算格子.

図 2.17 に対称面 (y=0) 上のメタン濃度[vol.%]の時間変化を示す。メタンの LFL 濃度 (5 vol.%) 以上の領域を全て赤色で表示している。まず計算開始から 2000 秒間は気流計算のみを行い,計算 領域内に十分発達した気流場を生成させ,その後 LNG 蒸発ガスを漏洩源として流入させた。蒸発 直後のメタンガスは周囲空気よりも密度が約 1.5 倍高いため,海水面上を這うように流れている ことが分かる。その後,海水面からの入熱及び空気連行による混合作用により徐々に密度が低下 していき,鉛直上方に浮き上がって行く様子が再現されている。



図 2.17 対称面 (y = 0m) 上のメタン濃度[vol.%]の時間変化 (大気安定度 F). 図中の経過時間は LNG の 蒸発開始時を基準として表示している.

次に,海水面上におけるメタン濃度[vol.%]の時間変化を図 2.18 に示す。まず,高密度のメタン ガスが漏洩源を中心に自重により同心円状に広がっていき,概ね一定の形状を保ちながら蒸発ガ スが下流に流されていることが分かる。この濃度分布の時系列変化からは Phast の計算結果で見ら れたようなカスプ状の濃度分布は形成されないと考えられる。しかし,下流側に形成される濃度 分布形状は DEGADIS よりもむしろ Phast の結果に近いと言える。また,本 CFD 解析によると海 面からの高さが 2 mの範囲で LFL 濃度が到達する最大距離は約 1100m であり, DEGADIS 及び Phast による海面上の予測値の半分以下であった。以上の比較から,Phast は漏洩源に近い領域で予測精 度に問題があるものの,下流側に形成される濃度分布形状に関しては DEGADIS よりも再現性が 高いことが分かった。



図 2.18 水平面 (z = 1m) 上のメタン濃度[vol.%]の時間変化 (大気安定度 F). 図中の経過時間は LNG の 蒸発開始時を基準として表示している.

# 2.5 まとめ

液化天然ガス(LNG)輸送船からLNGが海水中に流出し,水面上でのLNG液面の形成と共に 発生する可燃性蒸発ガスが着火することなく大気拡散する事故シナリオを考え,燃焼下限界濃度

(Lower Flammability Limit; LFL)のメタンガスが到達する最大範囲を評価した。平成25年度は海水面上の船体側面の喫水線付近に形成された破口からLNGが流出する場合を想定したのに対し, 2014年度は破口が喫水面下に形成される場合を対象とたLNGの漏洩,LNG液面の形成及び蒸発, そして周囲空気よりも重い低温メタンガス(高密度ガス)の大気拡散解析を行った。

評価手法としては前年度と同様,実用的な簡易解析モデルを取り上げ,米国環境保護庁(US Environmental Protection Agency, EPA)において無償で公開されている DEGADIS モデル[1]と,豊

富な使用実績を有し世界的に広く利用されている DNV GL グループの有償ソフトウェアパッケー ジ Phast[2]による解析を行い,その数値解析結果を比較した。大気拡散モデルのソースタームとな る蒸発ガス発生量の算出に前年度は米国 EPA で公開されている影響解析プログラム ALOHA[3]を 用いたが、喫水面下の船体側面に破口が形成されるシナリオには対応していないため、今年度は Fay[4]の流出モデルに基づく Fortran プログラムを新たに開発した[5]。

ソースターム及び気象条件を一致させ、Phast UDM 及び DEGADIS による大気拡散計算を行っ たところ、UDM による LFL 濃度の最大到達距離は DEGADIS の予測結果よりも 20 %程度過小評 価すると共に、漏洩源に近い領域でカスプ状の特異な濃度分布が現れることが分かった。そこで CFD 解析を実施し、Phast UDM 及び DEGADIS による予測結果を比較したところ、全体的には DEGADIS の予測値よりもむしろ比較的 Phast の結果に近い値が得られた。Phast は漏洩源に近い 領域で予測精度に問題があるものの、下流側に形成される濃度分布形状に関しては DEGADIS よ りも再現性が高いと考えられる。一方、DEGADIS では漏洩源から離れた下流域において LFL 濃 度の到達範囲が過大に見積もられ、極めて安全側の評価をすることが明らかとなった。

# 2章の参考文献

- T. O. Spicer and J. A. Havens, Field Test Validation of the DEGADIS Model, Journal of Hazardous Materials, 16 (1987), pp.231-245.
- [2] Phast software, DNV GL, http://www.dnv.com/services/software/products/phast\_safeti/phast/
- [3] Jones, R., W. Lehr, D. Simecek-Beatty, R. Michael Reynolds. 2013. ALOHA® (Areal Locations of Hazardous Atmospheres) 5.4.4: Technical Documentation. U. S. Dept. of Commerce, NOAA Technical Memorandum NOS OR&R 43. Seattle, WA: Emergency Response Division, NOAA.
- [4] J.A. Fay, Model of spills and fires from LNG and oil tankers, Journal of Hazardous Materials, B96 (2003), pp.171-188.
- [5] 木村新太,岡 秀行,可燃性液体の洋上漏えいによる被害影響度評価に関する研究,化学 工学会第46回秋季大会講演要旨集 (USBメディア), 1220, (九州大学, 2014).
- [6] 平成 27 年度海事局関係予算決定概要,国土交通省海事局, p. 4 (平成 27 年 1 月), http://www.mlit.go.jp/common/001065863.pdf.
- [7] 岡 勝, 財津 融, 中道憲治, 船舶・洋上 LNG 設備 (GEMS) の開発, 三菱重工技報 Vol.50
   No.2, pp. 7-12 (2013).
- [8] J.S. Lu, F.C. Liu and Z.Y. Zhu, Effects of initial water layer thickness on oil leakage from damaged DHTs, Proceedings of the Twenty-fourth (2014) International Ocean and Polar Engineering Conference Busan, Korea, June 15-20, 2014.
- [9] H. Yang, J. Lu and S. Yan, Preliminary Numerical Study on Oil Spilling from a DHT, Proceedings of the Twenty-fourth (2014) International Ocean and Polar Engineering Conference Busan, Korea,

June 15-20, 2014.

- [10] 今井功, 流体力学, 前編, (1973), 裳華房, 第7章 不連続流.
- [11] S. Shaw, J. Baik and R. Pitblado, Consequences of underwater releases of LNG, Process Safety Progress, 24-3 (2005), pp.175–180.
- P. K. Raj and L. A. Bowdoin, Underwater LNG release: Does a pool form on the water surface?
   What are the characteristics of the vapor released?, Journal of Loss Prevention in the Process
   Industries, 23-6 (2010), pp.753-761.
- [13] R. Qi, P. K. Raj and M. Sam Mannan, Underwater LNG release test findings: Experimental data and model results, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 24-4 (2011), pp.440-448.
- [14] DNV Software, PVAP Theory Document, November 2010, Det Norske Veritas.
- [15] F.T. Dodge, J.T. Park, J.C. Buckingham and R.J. Maggott, Revision and experimental verification of the hazard assessment computer system models for spreading, movement, dissolution and dissipation of insoluble chemicals spilled onto water, US Coast Gaurd Report CG-D-35-83 (1983).
- [16] C.J.H. van den Bosch and R.A.P.M Weterings, eds., Methods for the Calculation of Physical Effects (TNO Yellow Book), Third edition, ISBN 9012084970, TNO, The Hague, The Netherlands, 1997.
- [17] DNV Software, UDM Theory Document, October 2012, Det Norske Veritas.
- [18] Code of Federal Regulations, Title 49 Transportation, PART 193 Liquefied natural gas facilities: Federal safety standards.
- [19] D.H. Slade, TID-24190: Meteorology and Atomic Energy. Washinton, DC, US Air Resources Laboratory and Division of Reactor Development and Technology, US Atomic Energy Commission, (1968).
- [20] J.A. Havens, EPA-450/4-88-006a: A Dispersion Model for Elevated Dense Gas Jet Chemical Releases --Volime 1, Office of Air Quality Planning and Standards, US Environmental Protection Agency, (1988).
- [21] F. パスキル, F.B. スミス(横山長之訳), 大気拡散 原書第3版, (近代科学社, 1995) p.371.
- [22] A. Luketa-Hanlin, A Review of Large-Scale LNG Spills: Experiments and Modeling, Journal of Hazardous Materials, A132 (2006), pp.119-140.
- [23] McGrattan, K., Hostikka, S., McDermott, R., Floyd, J., Weinschenk, C. and Overholt, K., Fire Dynamics Simulator Technical Reference Guide, Volume 1: Mathematical Model, NIST Special Publication 1018 Sixth Edition, Gaithersburg, MD, (2013).
- [24] McDermott, R. J., A Velocity Divergence Constraint for Large-Eddy Simulation of Low Mach Number Flows, J. Comput. Phys. 274, pp. 413-431, (2014).

# サブテーマ3 高負荷活動従事者の疲労状態把握手法に関する調査研究

#### 3.1 概要および目的

防火衣や防護服を着装しての消火・救助活動を実施する消防隊員,化学防護服を装着しての薬 物採取・除去活動従事者,暑熱環境下での建設・港湾現場での作業従事者などは,過酷な条件下 での高負荷活動を強いられる。防火衣や非エアー供給型の防護服は,通常の綿製の作業服に比べ て,熱がこもりやすく,透湿性が悪いため,防火衣や防護服の中は,活動に伴う産熱や発汗によ り高温多湿状態となる。このような状態での活動の継続は,活動従事者の加速度的な体力消耗を 招き,疲労蓄積だけでなく,適切な水分補給や休息,あるいは積極的な放熱がなければ,機能低 下として現れる疲労による集中力の低下,人的ミスや安全管理の欠如,熱中症を招く要因となる。

このようなインシデントの発生を未然に防ぐには、早期の休憩あるいは交代の実施により、従 事者の運動能力、判断力の回復を図ることが望まれる。しかし現状では、従事者の活動低下の程 度にもとづく現場指揮者の判断や、一定の時間間隔による限定的な休憩(交代)の実施にとどま っている。従事者の疲労状態を科学的な数値で推し量ることができれば、従来の経験に基づく判 断に科学的検討からの支援が可能となることから、安全管理の向上に役立つと考えられる。しか しながら、従事者の疲労状態を推し量るために利用できるデータの蓄積は殆どなく、活動に伴う 疲労がどのように蓄積されていくのか、この疲労の蓄積状況をどのような物理量で捉えることが できるかを判断するための客観的な数値基準も確立されていない。

そこで,消防活動を高負荷活動の代表例と位置づけ,現場活動する消防隊員の疲労状態をリア ルタイムで客観的に推し量る手法の開発を最終目標とし,昨年度に引き続き高温多湿状況を再現 した人工気候室内で,中層建物での消防活動を模擬した消防模擬活動および自転車エルゴメータ を用いた2段階の負荷活動を横浜消防局所属の18名の現役隊員に課した実験を実施した。消防活 動時における隊員の疲労状態を示す物理量の取得,得られたデータを基に科学的な根拠に基づい た判定指数の導出とその数値基準で構成した疲労状態判定ロジックの改善を目的とした。

## 3.2 実験

## 3.2.1 実験概要

実際の消防活動現場で活動中の消防隊員の生体,生理および心理の各基礎データを入手することは非常に困難であるため,高温多湿環境を模擬できる人工気候室で実験を実施した。本実験での人工気候室の室温は35℃,湿度は60~70%に設定した。

実験の趣旨を十分に説明し同意を得た横浜市消防局に勤務する男性職員 18 名(19~47歳)を被 験者とした(2013 年度は 29~42歳の 18 名)。

(1) 消防活動モデルに沿った消防模擬活動実験

中層建物火災(火元は4階で6階まで延焼,屋内階段を利用したホース延長後,消防車輌から

送水・消火,4階の要救助者は呼吸管理が必要,5階の要救助者の呼吸管理は不要だが自力歩行不能)に対する消防活動を再現した消防活動モデル(立体的な動きを,屋内の限られた空間で実施できる活動で置き換えた項目を組み合わせることで構築した消防活動,表 3.1 参照)を実施し,活動中の心電位,外耳温度を連続測定した。なお,消防活動前後に生体情報(血圧,心拍数,血中乳酸値,α-アミラーゼ濃度,VAS値)を測定した。

1	現地到着	
2	空気呼吸器装着	1F
3	ホース搬送	1F -> 4F
4	ホース延長	4F -> 5F
5	要救助者発見	5F
6	要救助者の搬送	5F -> 1F
7	意識の再確認	1F
8	資機材搬送	1F -> 5F
9	照明活動	5F
10	救助活動へ移行	5F -> 6F
11	要救助者②発見	6F
12	要救助者②搬送	6F -> 1F
13	活動終了	計 25 分

中層建物での消火訓練活動

表 3.1 消防活動モデルの概要

消防活動モデル

1111		
1	開始	
2	空気呼吸器装着	1分
3	Φ50mm ホース 2 本 (7 kg×2 個)	
	トレッドミル(傾斜 10%, 5 km/h)	3分
	踏み台昇降(ステップ高さ:18 cm)	1分
4	10 kg(5 kg×2 個)の錘を持つ	
	トレッドミル(傾斜 10%, 4 km/h)	3分
	踏み台昇降(ステップ高さ:18 cm)	1分
5	要救助者①に接触,バイタル確認	1分
6	25 kg のナップサックを前面で抱える。	
	トレッドミル(傾斜 0%, 2 km/h)	3分
7	要救助者①に接触,バイタル再確認	1分
8	24 kg(12 kg×2 個)の吊り下げ錘を持つ	
	トレッドミル(傾斜 10%, 3 km/h)	3分
	踏み台昇降(ステップ高さ:18 cm)	1分
9	発動機起動,照明活動	2分
10	トレッドミル(傾斜 10%, 5 km/h)	2分
11	要救助者②に接触、バイタル確認	1分
12	25 kg のナップサックを前面で抱える。	3分
	トレッドミル(傾斜 0%,2 km/h)	
13	活動終了	計 26 分









#### (2) 自転車エルゴメータ実験

上述の高温多湿環境に設定した人工気候室において,各被験者に防火装備(防火帽,防火衣,防火ズボン,長そで作業服,皮手袋,運動靴)着装のもと,低負荷(1.5 [kg・m],最大負荷継続 10分)と高負荷(3.5 [kg・m],最大負荷継続時間40分)の2種類の負荷活動を自転車エルゴメ ータ(図3.1参照)で実施したときの,外耳温度,RR間隔,呼吸代謝量(呼吸数,酸素摂取量お よび二酸化炭素排出量)を連続計測した。2種類の負荷活動の休息時間は5分間とした。負荷活 動前後に,血圧,心拍数,α-アミラーゼ濃度,血中乳酸値,VAS 値を測定した。測定装置の概要 を表 3.2 に示す。なお,外耳温度と RR 間隔データは,負荷活動中断後 25 分間計測を継続した。

10分の低負荷活動は、いずれの被験者も完遂したが、40分の高負荷活動を完遂した被験者はいなかった。高負荷活動における活動継続中止の有無は、自転車エルゴメータのペダル回転数が50回転を維持できない、リアルタイムでモニターしていた外耳温度あるいは心拍数が基準値を超えた、被験者からのギブアップの4条件から実験実施責任者が判断した。

10min	5min	40min	
1.5kg•m	休憩	3.5kg∙m	
			<b>→</b>



図 3.1 自転車エルゴメータを用いた負荷活動内容

	表 3.2 測定項目と測定装置の概要
呼吸代謝	呼気代謝測定装置:(有限会社エスアンドエムイー, VO2000)から
	の出力をデータロガー:(有限会社エスアンドエムイー,DL-3500)
	を介して,PC に保存
外耳温度	深部体温センサー(有限会社エスアンドエムイー, DL-242)を用い
	2/1000 秒間隔で測定
心電位	心電パット(Blue Sensor P)と心電心拍センサー(有限会社エスアンド
	エムイー,DL-310)を用いて 2/1000 間隔で心電位を連続測定
	取得データを MemCalc/win にて周波数解析
α-アミラーゼ濃度	唾液アミラーゼモニター(CM-2.1)を用いて実験前後で測定
VAS 値	VAS アンケート用紙を用いて実験前後で測定
血中乳酸值	ラクテートプロ簡易血中乳酸測定器(アークレイ株式会社,LT-1710)
	を用いて実験前後で測定
	活動終了後,5分毎に5回測定(高負荷活動終了後25分まで)

# 3.2.2 実験手順

(1) 消防活動モデルに沿った消防模擬活動実験

- 人工気候室の前室において、座位の状態で安静を保ち、血圧、心拍数、α-アミラーゼ濃度、 血中乳酸値、VAS 値を測定。
- ② 人工気候室の本室へ移動し、各種センサーおよび防火装備を着装。
- ③ 消防活動モデルに沿った消防模擬活動実験。
- ④ 測定終了後,速やかに防火装備を脱衣し、人工気候室内の前室へ移動し、血圧、心拍数、 血中乳酸値、α-アミラーゼ濃度、VAS 値を測定。

⑤ 前室で被験者が移動できると判断するまで安静を保ち、その後控え室に移動し活動終了時間から120分間休憩をとる。この休息時間中も外耳温度と心電位の測定を継続する。

(2) 自転車エルゴメータ実験

- ⑥ 人工気候室の前室において、座位の状態で安静を保ち、血圧、心拍数、α-アミラーゼ濃度、 血中乳酸値、VAS 値を測定。
- ⑦ 人工気候室の本室へ移動し、各種センサーおよび防火装備を着装。
- ⑧ 自転車エルゴメータを用いての負荷活動実験。
- ⑨ 測定終了後,速やかに防火装備を脱衣し,血中乳酸値,α-アミラーゼ濃度を測定。
- ⑩ 人工気候室内の前室へ移動し、座位の状態で安静を保ち、血圧、心拍数、α-アミラーゼ濃度、VAS 値を測定。血中乳酸値を測定終了から 25 分後まで 5 分毎に計測。血中乳酸値の計測終了で実験終了。

#### 3.2.3 周波数解析条件

RR 間隔の周波数解析には MemCalc/win [1]を用いた。解析条件として, セグメント長さは3分, セグメント毎の隔たりを5秒とした。セグメント長さの2倍の逆数~0.4 Hz のパワースペクトル 密度と周波数の関係からβ値を算定した。α-アミラーゼ濃度, VAS値, 血中乳酸値は負荷活動前 後の値を比較した。

## 3.3 結果と考察

# 3.3.1 生体情報変数の変化

# 3.3.1.1 高負荷活動継続時間

すべての被験者は低負荷活動を完遂したが,高負荷活動を完遂した被験者はいなかった。図 3.2 に示したように,高負荷活動継続時間は 5.1 分~24.0 分(平均時間:11.58 分)と被験者により大 きな時間差があったが,2013 年度も 5.6 分~23.9 分(平均時間:12.0 分)であることから,この 程度の個人差が生じるものと考えられる。

図 3.3 に高負荷活動中断から外耳温度が最高値を示した時点までの時間を高負荷活動継続時間 に対してプロットした結果を示す。これから、高負荷活動継続時間が 20 分未満では、活動継続時 間が長くなるにつれて活動中断から最高温度呈示時間までの時間が徐々に短くなる傾向が、継続 時間が 20 分以上の場合、逆に長くなる傾向が読み取れる。さらに、図 3.4 に高負荷活動中断から 外耳温度が最高値を示した時点までの時間を高負荷活動継続時間で除した比(時間比)と高負荷 活動継続時間の関係を示す。図 3.3 よりもデータのばらつきが小さくなり、上述の傾向がより鮮 明になった。



図 3.2 高負荷活動継続時間



図 3.3 高負荷活動中断から外耳温度が最高値 を示した時点までの時間と高負荷活動継続時間 の関係

図 3.4 高負荷活動中断から外耳温度が最高値 を示した時点までの時間を高負荷活動継続時間 で除した比と高負荷活動継続時間の関係

# 3.3.1.2 RR 間隔から算出した心拍数変化

RR 間隔から求めた心拍数 (今回の測定では3分間の平均心拍数で,平均時間の終端時間にデー タをプロットした)の経時変化の一例を図 3.5 に示す。これから,低負荷活動での心拍数は110 bpm 弱まで単調に増加後,休憩期間中にほぼ活動前の心拍数まで低下した。その後,高負荷活動の開 始とともに心拍数は150 bpm まで跳ね上がり,その後活動継続不可時間まで単調に心拍数は175 bpm 程度まで増加した。



図3.5 自転車エルゴメータ負荷実験中の3分間の平均心拍数の経時変化の代表例(2014J)



図 3.6 自転車エルゴメータ負荷実験中の3分間の平均心拍数の最高値

他の被験者の高負荷活動終了時の最高到達心拍数の結果を 2013 年度の結果と共に図 3.6 に示す。 これより、いずれの被験者も高負荷活動中断時には 160 bpm を超え、被験者によっては 200 bpm を超えていたことが読み取れる。

現場活動データを入手することは非常に難しいが,現場に出動し帰還までの消防隊員の心拍数 変化を測定した貴重な結果(図 3.7)が橋本[2]により報告されている。この測定例では,瞬時心拍 数が140 bpm を超えた状態での活動が継続され,最高心拍数が180 bpm を超えることもある事を 示している。Barnard ら[3]は,ロスアンゼルスの消防隊員 35 名の災害活動時の心拍数測定を実施 し,空気呼吸器を装着していない隊員の消火活動15 分間の平均心拍数が188 bpm であったと報告 している。Sothmann ら[4]は,10 名の消防隊員の住宅火災対応時の最高心拍数が平均で178 bpm と報告している。これらの貴重な現場での実測値と比較しても、今回の自転車エルゴメータを用 いた高負荷は、全身を使った活動ではないが、心拍数からは現場活動に対応した測定結果になっ ていると考えられる。



図 3.7 現場出動した消防隊員の瞬時心拍数変化の実測例[1]

# 3.3.1.3 外耳温度

負荷活動中のある隊員の外耳温度の経時変化の一例を図 3.8 に示す。これより活動中の隊員の 外耳温度は、低負荷活動開始とともに徐々に上昇し始め、高負荷活動中ではその温度上昇勾配が 大きくなる傾向が読み取れる。なお図 3.8 に示した隊員の結果は 10 分間の休憩中に外耳温度の上 昇がほとんどないが、 10 分後の休憩時間帯でも単調に上昇を継続する被験者も認められた。そ の後、高負荷活動中断後も外耳温度は上昇を続け、最高温度に到達後、単調に低下することが確 認できる。



図 3.8 自転車エルゴメータ負荷実験中の外耳温度の経時変化の代表例(2014J)



図 3.9 負荷活動中の外耳温度上昇



図 3.10 活動終了後からの外耳温度上昇

いずれの被験者においても、高負荷活動中断後の外耳温度の上昇が確認でき(図 3.9 参照),被験 者全員の平均温度上昇は 2.92 ℃,標準偏差は 0.77 ℃であった(2013 年度の被験者全員の平均温 度上昇は 2.03 ℃,標準偏差は 0.81 ℃)。さらに、高負荷活動中断後の温度上昇を整理した結果(図 3.10)から、被験者全員の平均温度上昇は 0.81℃,標準偏差は 0.31℃であった(2013 年度の被験 者全員の平均温度上昇は 0.78℃,標準偏差は 0.31℃)。ただし、今回の測定では、実験実施責任者 の判断で被験者の外耳温度が閾値(39 ℃)を超えところで、高負荷活動を中断させた数人の被験 者の結果も含まれている。この活動中断後の温度上昇を各被験者の BMI(Body mass index、身長 の二乗に対する体重の比で体格を表す指数)にプロットした結果を図 3.11 に示す。これより、被 験者の体格に係わらずほぼ一定の温度上昇を示したことが読み取れる。



図 3.11 高負荷活動中断後の温度上昇と各被験者の BMI との関係

# 3.3.1.4 α-アミラーゼ濃度

各被験者の負荷活動前後でのα-アミラーゼ濃度の変化を図 3.12 に示す。被験者 18 名中 16 名の 被験者で負荷活動終了後にα-アミラーゼ濃度の上昇が確認された(2013 年度は 18 名中 11 名)。α-アミラーゼ濃度が減少した被験者に関しては、汗の混入、唾液量が極めて少ないことが原因と考 えられる。



図 3.12 負荷活動前後での α-アミラーゼ濃度の変化

# 3.3.1.5 VAS 値

図 3.13 に負荷活動前後での VAS 値の変化量を示す。活動後の VAS 値(全項目の平均値)から 活動前の VAS 値の値が減少した隊員は 12 名であった(2 名は測定値無し)。2013 年度は活動後の VAS 値が活動前の VAS 値よりも減少したのは3 名であったことから,個人差が大きい。



図 3.13 負荷活動前後での VAS 値の変化量

## 3.3.1.6 血中乳酸值

図 3.14 に負荷活動前後における各被験者の血中乳酸値の結果を示す。通常, 50~70 %VO2max 程度の運動であれば,血中乳酸濃度は 2~3 mmol/L 程度で,それ以上増加することはないと報告 されており[5],今年度の被験者の負荷活動前の血中乳酸値は 4 mmol/L の OBLA (Onset of Blood Lactate Accumulation,乳酸性作業閾値)以下の数値であった。高負荷活動中断直後の各隊員の血 中乳酸値はいずれも活動前の値よりも大きく上昇しており, 4~12 mmol/L となった (図 3.14)。 またその上昇値は  $4.8\pm 2.3$  mmol/L であった (図 3.15, 2013 年度は  $7.4\pm 3.0$  mmol/L)。

高負荷活動中断後から5分毎に25分後まで血中乳酸値を測定し,時間変化を表したのが図3.16 である。各測定時間における被験者(2013年度および2014年度の被験者)の平均値を記号〇で, 各時間における血中乳酸値のばらつきを標準偏差として算出し棒線でその幅を示した。これから, 限界まで活動後,筋活動が通常に戻るまで(4 mmol/L以下になる),20分以上の時間が必要なこ とが示唆される。さらに図3.17に示したように,高負荷活動中断直後の血中乳酸値で各時間の値 を除すことで,時間に対する依存性は,無次元血中乳酸値=*exp*(-0.0361*t*)と表すことができた。







図 3.15 負荷活動前後での血中乳酸値の変化量



図 3.16 活動中断後の血中乳酸値の時間変化



図 3.17 活動中断後の規格化した血中乳酸値の 時間変化

#### 3.3.2 周波数解析結果

図 3.18(被験者 2014D)と図 3.19(被験者 2014N)を代表例として,低負荷活動開始5分後, 低負荷活動終了直前,高負荷活動開始直前,Δβ < -1 となる直後,高負荷活動終了直前,負荷活動 中断 10 分後の 6 時刻における心電位データをもとに MemCalc/win にて実施した周波数解析によ り得られたパワースペクトル密度(Power Spectrum Density, PSD)と周波数の関係を、心拍数、βお よび Δ $\beta$ の経時変化の結果とともに示す。被験者の心拍数の時間的変化は大きく 2 つに分類でき, 一つは図 3.30(a)に示したように,高負荷活動開始と共に心拍数が直線的に上昇し(被験者 2014D の場合は180 bpm 付近), その後の心拍数の上昇率があまり低下せずに高負荷活動終了まで徐々に 上昇する場合と、図 3.21(a)に示したように高負荷活動開始と共に心拍数が徐々にある心拍数(被 験者 2014N の場合は 150 bpm 付近)まで直線的上昇し、その後の明らかに心拍数の上昇率が低下 した状態で高負荷活動終了まで緩やかに上昇する場合(心拍数の変化を示す曲線に明らかな変曲 点が認められる)である。周波数に対する PSD 形状の時間的変化に注目すると、低負荷活動開始 5分後および低負荷活動終了直前の周波数に対する PSD 波形は、周波数が低い成分ほど PSD は大 きく,周波数が高くなるにつれて PSD が徐々に小さくなるという,同様な PSD 形状を示した。こ れから、10分間の低負荷活動にともなう心肺への負荷は小さいと考えられる。ところが高負荷活 動中断直前の PSD 波形は、低負荷活動時と異なり、0.1~1 Hz の高周波領域の PSD が周波数に対 してほぼ一定のパワーを維持する(平坦化)特徴的な形状に変化した。この平坦化の原因の一つ が呼吸反射の影響を受けているためと考えられることから、心肺機能への負荷が大きくなってい ることを意味している。図 3.20(c)および図 3.21(c)に示したように、低負荷活動時から高負荷活動 時への変化することで呼吸数も速くなりかつ呼吸数の範囲も広くなっていることが確認できる。

活動中断後 10 分後の PSD 波形にも 0.1 Hz 以上の周波数領域での平坦化が少し解消されている が,高負荷開始直前の PSD 形状とは異なることから心肺機能が十分に回復したとはいえない。こ のように PSD 波形の形状を監視することで心肺機能への負荷状態を推測することができると考え られる。図 3.19 においてもほぼ同様の PSD 波形の変化が認められる。

上述したように、PSD 波形の形状変化を監視することで、心肺機能への負荷状態を推測することも可能であるが、現場利用を想定した場合、PSD 波形の形状変化を追う代わりに、この形状変化を表す数値で表記した方がより簡便で、使い易い。そこで対数パワーが対数周波数に反比例するといういわゆる 1/f ゆらぎの性質を利用して、PSD  $\propto 1/f^{\beta}$ と近似したときの $\beta$ の変化に注目した。

60



代表例として,被験者 2014D および 2014N の負荷実験中の心拍数(3分間の平均値)と $\beta$ の経時変化を図 3.20(b)および図 3.21(b)に示す。なお、 $\beta$ は、サンプリング時間の2倍の逆数~0.4 Hz の PSD に累乗近似したべき数として算出した。これから、低負荷活動前の $\beta$ 値は 1.5~2 未満(歩くなどの低負荷活動で観測される値[6])であり、低負荷活動中(2014D の心拍数は 120 bpm から 140 bpm へと上昇,2014N の心拍数は 80 bpm から 120 bpm へと上昇)は、被験者 2014D の場合  $\beta$ =1.2 から  $\beta$ = 1.8 へと、被験者 2014N の場合  $\beta$ =1.5 から  $\beta$ = 1.8 へと僅かな増加が確認できる。被験者 2014D の場合,高負荷活動開始直後に心拍数は 140 bpm から 160 bpm へと急激な上昇が生じ、この心拍数の変化に引きずられるように $\beta$ も 2.5 程度まで上昇し、最高値に到達した後、高負荷活動中断時刻まで、単調に $\beta$ は減少した。被験者 2014N の場合も、高負荷活動開始直後に心拍数は 100 bpm から 150 bpm へと急激な上昇が生じ、この心拍数の変化に引きずられるように $\beta$ も 3.0 程度まで上昇し、最高値に到達した後、高負荷活動中断時刻まで、単調に $\beta$ は減少した。この $\beta$ の減少は、図 3.18、図 3.19 に示した 0.1 Hz 以上の周波領域での PSD 波形の平坦化によると考えられる。



図 3.20 心拍数,外耳温度,β,FI および呼吸 巣の経時変化(2014D)

図 3.21 心拍数,外耳温度,β,FI および呼 吸巣の経時変化(2014N)

— 低負荷測定開始 — 低負荷測定終了 — 高負荷測定開始 — 高負荷測定終了

図 3.22 に各被験者の高負荷活動中の $\beta$ が減少を始める直前の $\beta$ ( $\beta$ の最大値)を示す。 $\beta$ の最大値は 1.96 <  $\beta$  < 3.00 の範囲で変動した (2.62±0.274, 2013 年度は 2.77±0.36)。ただし,各被験者はこの $\beta$ の最大値を示した直後に高負荷活動を中断した訳ではないことから,この数値に到達するまでは負荷活動は継続できると考えられる。

図 3.23 に各被験者の高負荷活動中のβが減少を始めたときの心拍数(3分間の平均値)の結果 を示す。これから、呼吸の影響が PSD 波形に現れだす目安の心拍数は 140 bpm 前後であると考え られる。











図 3.24 FIの定義と算出方法

PSD 波形の平坦化現象の有無を数値化するために,図 3.24 に示したように周波数 0.04~1 Hz ま でのパワーに対する 0.4~1 Hz のパワーの比(*FI*)を算出し,この値と $\beta$ の時間変化を比較した結果 を図 3.25 に示す。被験者 2014D,2014N いずれも,高負荷活動開始と共に $\beta$ が上昇するが,最高 値に到達したあとに $\beta$ が減少する。この $\beta$ の減少に対応して,*FI*の上昇が確認できる。このよう な性状は他の被験者においても確認できた。



図 3.25 βとFIの関係 (a)2014D, (b)2014N

## 3.3.3 疲労状態推定指標の提案

βの急激な低下は 0.1~1 Hz の PSD 波形の平坦化に起因するが、PSD 波形の平坦化をより鮮明 にするために、新たに Δβ を導入する。Δβ (=β1-β2) は、図 3.26 に示したように 0.00278 Hz (サ ンプリング時間の 2 倍の逆数) から 1 Hz の周波数範囲のパワースペクトル密度の変化を累乗近似 したときのべき数 (β1) と 0.00278 Hz から 0.15 Hz の周波数範囲のパワースペクトル密度の変化 を累乗近似したときのべき数 (β2) との差を意味する。なお、MemCalc/win にて求めた PSD 線図 の谷と谷の間のデータを平均化した PSD データ (図中の青線) をもとに各周波数範囲のデータに 対して累乗近似することで、β1 および β2 の値を決定した。



図 3.26 Δβ の算出方法

 $\Delta\beta \geq \beta$ の関係を図 3.27 に示したように、いずれの被験者においても高負荷活動開始とともに  $\beta$  が上昇し、数分後に最高値に到達したあと、 $\beta$ の減少が確認できる。これに対して  $\Delta\beta$  は、低負荷 活動時および休憩時には大きな変化を示さないが、高負荷活動に入り  $\beta$  が最高値となるよりも速 い時点で急激な低下が起こり、 $\Delta\beta=-2$  前後の値を高負荷活動終了まで継続し、活動終了後に低負 荷活動開始直前の値に回復するという変化を示した。さらに  $\beta$  値が最大値を示した時点と  $\Delta\beta$  値の 最低値が現れる時点はほぼ一致する。これから  $\Delta\beta$  も有力な指標となり得る。

そこで  $\Delta\beta$  と FI の時間変化を比較した結果を図 3.28 に示す。 $\Delta\beta$  の変動に注目すると、FI が上 昇し出すと  $\Delta\beta$  は減少しはじめ、それぞれの最大値および最小値が現れる時間もほぼ一致する。こ のように  $\Delta\beta$  と FI には強い相関性が認められる。さらに FI 値がほぼ最大値に近い値となっている 時間帯での  $\Delta\beta$  は-1 以下の値となることが確認できる。この値はすべての被験者で同様の傾向が 認められた。



図 3.28 Δβ と FI の経時変化 (a), (c) 2014D, (b), (d) 2014N



図 3.29 に呼気中の VCO2/VO2 と Δβ あるいは FI の時間変化を示す。VCO2/VO2<1 は有酸素運

動を, VCO2/VO2>1 は無酸素運動状態を意味することから, 有酸素運動状態下では Δβ>0, *FI*<0.2 であることから, 0.4~1 Hz 領域に PSD 波形の平坦化が生じていないことが読み取れる。ところ が、これが無酸素運動状態になると、Δβ の急激な低下と FI の増大が確認できることから、これ らの変数の値を追跡することで、運動状態を推測できると考えられる。

一方,図 3.30 に高負荷活動時のFI最大値の結果を示す。図中の紫線より左側が 2014 年度の被 験者,右側が2013年度の被験者の結果を意味する。2014年度の自転車エルゴメータ実験におけ る継続中断条件は4つで、(1)ペダル回転数が設定回転数(50 rpmn)を維持できない(黒点)、(2) 外耳温度が設定温度を超える(初期値からの温度上昇が3℃,緑点),(3)心拍数が200 bpm を超え る(黄色点)および(4)本人のギブアップ(赤点)である。図中の赤線(0.818)は、全37名の被験者 のFIの平均値であり、この値を閾値とした場合、2013年度の被験者と2014年度の被験者の約62% (=23/37)がこの閾値を超えた状態まで活動継続が可能であったことになる。活動継続中止の閾値は、 活動継続中止後の隊員が安全な場所まで戻ってこられるだけの余裕をもたせた値である必要があ るため、閾値としては妥当な値と考えられる。





図 3.30 2013 年度と 2014 年度における自転車エルゴメータ測定における FI 最大値

図 3.31 自転車エルゴメータ測定をもとに設定した活動中止基準を 模擬活動測定に適用した結果

以上の議論から疲労状態の推定として,活動要観察と活動中断の2段階の判定とし,活動要観 察の指標として Δβ を,活動停止は FI を採用し,消防模擬活動実験で取得した FI との比較結果を 図 3.31 に示す。これより約 32%(=12/37)が赤ラインを超えたが,このうち赤丸の被験者は,消防 模擬活動をふらふら状態で完遂したが,その他の被験者はふらふら状態ということは無かったこ とから,閾値の設定を再考する必要がある。一つの要因としては,図 3.31 での FI 最大値は,連 続した 26 分間の連続活動のなかでの一瞬の最大値を拾っていることも要因であると考えられる。

また、 $\Delta\beta$ の指標に注目したのが図 3.32 である。これより  $\Delta\beta$  は FI の変動に追随していること が確認できる。ここで 2014R の被験者は消防模擬活動をふらふら状態で完遂した結果であり、あ きらかに余裕をもって完遂した 2014Iの被験者と  $\Delta\beta$ および FI の変動が異なることが確認できる。 そこで活動活動停止については、FI が閾値をこえたという条件だけでなしに、 $\Delta\beta$  が-1 未満の値 を継続した時間あるいは FI が 0.5 以上の値を継続した時間なども考慮する必要があると考えられ る。

67



図 3.32 負荷活動実施中の活動者の心拍数, Δβ および FI の経時変化

現場活動者から入手する情報として,体温(外耳温度)および RR 間隔を想定し,ある負荷が かせられた状況下で活動する者の疲労状態判定ロジックを図 3.33 に示す。外耳温度については活 動中止とともに体温上昇が停止する訳ではなく,外耳温度は上昇し続ける(本実験結果では 0.81 ±0.31 ℃程度上昇が確認された)。そこで,高温側の温度閾値として 39 ℃,低体温予防のために 低温側の閾値として 33℃を設定する。また,低負荷活動と高負荷活動の判定は  $\Delta\beta$  で行い,その 閾値は  $\Delta\beta$ =-1 とし、 $\Delta\beta$ <-1 の時間帯では、FI の数値とその継続時間および外耳温度の変化を追跡 し,活動継続停止の有無を判断する。一方  $\Delta\beta$ <-1 となる時点で活動要観察の注意を払い、 $\Delta\beta$ >-1 の時間帯では、 $\beta$  値と体温の変化を追跡し、特に外耳温度に基づく活動停止の有無を判断する。


図 3.33 負荷活動実施中の活動者の疲労状態判定ロジック

# 3.4 まとめ

消防活動を高負荷活動の代表例と位置づけ,現場活動する消防隊員の疲労状態をリアルタイム で客観的に推し量る手法の開発を目標とし,昨年度に引き続き,高温多湿状況を再現した人工気 候室内で,消防模擬活動および自転車エルゴメータを用いた2段階の負荷活動を横浜消防局所属 の18名の現役隊員にかした実験を実施した。外耳温度,心電位および呼吸代謝(酸素摂取量,二 酸化炭素排出量,呼吸数)は連続測定した。唾液中のαアミラーゼ濃度,VAS値および血中乳酸 値については,負荷活動前後で測定した。これら一連の取得結果をもとに,体温(外耳温度)お よびRR間隔データを周波数解析することで得られる心拍ゆらぎ指標(β,Δβ,FI)を判定指標と した,疲労状態判定ロジックを提案した。具体的には,活動中止とともに外耳温度上昇が停止す る訳ではなく,体温は上昇し続ける(本実験結果では0.81±0.31℃程度上昇が確認された)ため, 高温側の温度閾値として39℃,低体温予防のために低温側の閾値として33℃とする。また,Δβ<-1 の時間帯では、FIの数値とその継続時間および外耳温度の変化から活動継続停止の有無を判断する。一方 Δβ<-1 となる時点で活動要観察の注意を払い、Δβ>-1 の時間帯では、β 値と外耳温度の変化を追跡し、特に外耳温度に基づく活動停止の有無を判断する。

# 3章の参考文献

- [1] 田中幸雄,大友詔雄,寺地三郎:非線形時系列データ解析 汎用時系列データ解析システム MemCalc の構成,北海道大學工学部研究報告,第160号,1992.
- [2] 橋本好弘:消防隊員の勤務環境と心身負荷に関する研究,博士論文(北海道大學), 2010.
- [3] Barnard, R.J. and Duncan, H.W., "Heart rate and ECG responses of fire fighters", J. Occup. Med., 17, 247-250, 1975.
- [4] Sothmann, M.S., Saupe, K., Jasenof, D., and Blanet, J., "Heart rate response of firefighters to actual emergencies", J. Occupy. Med., 34, 9797-800, 1992.
- [5] 乳酸とトレーニング http://www1.ocn.ne.jp/~gigi9191/newpage1nyusantotraining.html
- [6] 山本義春,「生体のフラクタル機能とその機能」1995年中山科学振興財団活動報告書「リズムと揺らぎ」, pp1417-1421, 1998.
- [7] 呼吸, http://www9.plala.or.jp/sophie\_f/nursing/breath.html

#### 付録(生体情報について)

#### 心拍数 [1]

一つ一つの心筋細胞は、おのおの活動電位を発生する。心筋細胞の集合体である心臓にも周期 的な電位変化が起こる。このような心臓全体の電位変化を体表面から記録したのが心電図である。

心電図の各成分は,順番に P, Q, R, S, T 波と名付けられている。P 波は心房の興奮過程に,QRS 波は心室全体に興奮が伝播していく過程に,T 波は心室の再分極によるものである。心室の再分極による成分はQRS と重なるため見分けられない。したがって,PQ 間隔は心房内興奮伝導と房室間興奮伝導時間に相当することになるが,房室間興奮伝導時間がほとんどを占める。QT 間隔は心室の興奮時間に相当する。ST 部分は心室全体が一様に興奮しているため電位は0 になる。

これらのうちの R 波と R 波の間の時間間隔を RR 間隔といい,脈が1拍打つ時に要する時間を 意味する。このため1分間を RR 間隔で除した数値が心拍数となる。RR 間隔データから変換した 心拍数 (= 60,000 / RR 間隔)。RR 間隔は msec の次元をもつ。

ヒトが外からの刺激を受けると、交感神経や副交感神経を介して RR 間隔に影響を及ぼし心拍数が変動する。その変化した数値からストレスの大きさや精神的疲労を読み取る指標として用いられている。



図 A-1 心電波形の典型例

# 体温 [2]

ヒトの体は、運動をすることにより増加した体熱産生量と体熱を放散するための体熱放散量を 平衡に保つ仕組みになっている。つまり、運動に伴って体熱産生量が急増するが、熱放散の増加 は少し遅れる。この時間的な差違を生じることにより体温が上昇するものと考えられる。ある時 間が継続したならば、熱放散が十分に行えるようになり、熱産生量と平衡をとり、さらに運動初 期に貯熱された分まで調整して一定温度に戻そうとする。このように、体温上昇に関しては、体 温が上昇し続ける上昇期、高いレベルでとどまる極期、体温の下降する下熱期とがある。

運動時には安静時の20倍近い熱産生となり、その結果、筋温が上がり筋の周辺組織にこの熱が 伝導され血液温度も上昇する。この人体内部の体温を深部温という。同時に、筋血流量も増加す ることにより皮膚血流量も増加するので、体表面からの熱放散をも促進する。このときの体表面 の体温を皮膚温という。

一般的に,深部温は運動開始後,急激な静脈性還流量増加による一時的な低下を示した後に上 昇が見られる。皮膚温は,運動初期には急速な血流配分の変化や反射的な皮膚粘膜などの血管収 縮により低下する。しかし,運動後には持続的な代謝亢進,老廃物の排出および体熱放散などの ために皮膚血流量が増加し運動後の方が高値を示す。

このように、体温の変化の様子によってどれ程の運動負荷量がかかったかということを推し量 ることのできる指標として用いることができる。

## 唾液 [3]

唾液アミラーゼ活性(salivary amylase activity)は,交感神経系活性を反映するため,通常は精神的 ストレス,肉体的ストレスの双方を反映する[4]。

- ・特徴…粘調不透明な液体.脱水時には唾液分泌が抑制される。
- ・成分…水分 99%以上

有機物(亜鉛含有タンパク質など)0.4~0.5%, 無機物 0.1~0.3%

- ・1日分泌量…1~1.5L(個人差が大きく、体調による変動も大きい)
- ・pH…6.3~6.8(分泌が盛んになるとアルカリ性に傾く)
- ·比重…1.002~1.008
- ・無条件反射と条件反射がある

i)無条件反射…口の中に食物が入ると機械的刺激や味覚などによって反射的に唾液が分泌

## される

ii)条件反射 …食物を見たり、臭いをかいだり、連想するだけで唾液の分泌が起こる ・唾液量を支配する神経

刺激	状態	分泌量	分泌物
副交感神経系	リラックス	多い	水溶性
交感神経系	緊張	少ない	粘調性

※副交感神経は主として抑制的であり緊張すると次の活動に備えてエネルギーを 蓄える休息の態勢となり,交感神経は主として促進的で緊張するとエネルギーを 使って運動を遂行し持続するのに好都合の態勢となる。

・唾液の種類

唾液線の種類	分泌量	機能的分類	主な作用
耳下線(20%)	水溶性	漿液性	消化が主
顎下線(75%)	水溶と粘調性の混合	混合性	食物を潤滑化
舌下線(5%)	粘調性	粘液性	食物を潤滑化

### 血中乳酸值 [4]

血中乳酸値が高いということは、まず糖の利用が高まったということである。そのことは酸素 がないということを意味しない。酸素が十分ある状態でも、糖分解が高まれば乳酸産生は高まる。 一方、血中乳酸値濃度が一定であるということは、乳酸ができていないということではなく、で きている量と利用されている量が一緒ということである。

通常の条件であれば、血中乳酸濃度が高いということは、糖の利用が高いことであり、そのこ とは身体にとって負担度が高い状況であるから、糖を多く利用しているということである。そこ で、血中乳酸値が高いということは疲労の「原因」ではないが、身体の負担度が高いことを意味 し、その「結果」として筋グリコーゲンが低下していないような通常の場合には疲労の1つの指 標として利用できる。安静時は 0.5~2 mmol/L である。血中乳酸値が上昇すると血液は酸性化す る。その結果、緩衝作用が起こり呼気中の二酸化炭素濃度が急激に上昇する。

# 酸素摂取量,二酸化炭素排出量 [5]

酸素摂取量は1分間に体内に取り込むことが出来る酸素量であり、二酸化炭素排出量は1分間 に体内から排出される二酸化炭素量である。酸素摂取量は、1回の排出量、心拍数、動静脈血酸 素含有量によって規定される。運動強度をさらに強くしても酸素摂取量がこれ以上多くならない ときの酸素摂取量を最大酸素摂取量と呼ぶ。最大酸素摂取量は、全身持久力の指標として用いら れる。酸素摂取量は前記のような要因に規定されるため、最大酸素摂取量を大きくするには、1 回の拍出量を大きくし、運動中の心拍数(最大心拍数)を多くして、動脈血酸素含有量を多くす るとともに静脈血酸素含有量を多くする必要がある。また酸素摂取量は運動強度が高くなるに従 い直線的に増加する。しかし、ある時点に至ると運動強度をさらに強めても酸素摂取量は増加し なくなる。血中乳酸濃度は、初期はほぼ一定値を保っているが運動強度が漸増していくと途中か ら急激に増え始める点がある。血中乳酸濃度の急激な変化に伴い換気量や二酸化炭素排出量も同 様な変化を示す。

## 心拍のゆらぎ指標 [6,7]

心臓の拍動によって振り子の等時性が発見されたという逸話は有名ではあるが、実際には心拍動は等時的ではない。心電図の RR 間隔は安静仰臥位で標準偏差が 100 ms のオーダーに及ぶことが分かっている(測定誤差は 2~3 msec)。Akselrod らは犬の心拍変動時系列のスペクトル解析を行い、約 0.1 Hz および約 0.3 Hz の周波数帯域に特徴的なピークを発見し、薬理遮断から自律神経の評価が可能である可能性を発見した研究がおこなわれている。

心臓の右心房の上部にあり,筋肉を収縮させるための電気信号を出す洞房結節細胞(ペースメ ーカー細胞)が同期することで,心臓は一定のリズムで鼓動しているように見える。しかし,詳

73

細に検討するとゆらぎがあり、このゆらぎはいわゆる 1/f ゆらぎのスペクトル(対数パワーが対数 周波数に反比例するあるいは周波数構造がべき型にスケールされている)となっていることが知 られている。このような 1/f ゆらぎは、生体のみに特徴的な現象ではなく、気温変動、微風速の変 動、レジの人および高速道路の車輌の動きなど、自然界の多くの現象で同様のゆらぎが観測され ることが知られている。

#### β值[6,7]

Kobayashi と Musya によって提唱された。彼らはヒトの安静時心拍変動を長時間測定し,その スペクトルを両対数に表示した。心拍変動のスペクトル解析結果には特徴的なピークは確かに存 在するものの,全体としては「対数パワーが対数周波数に反比例する」といういわゆる 1/f ゆらぎ のスペクトルをもつことが分かった。今までのスペクトル解析研究ではノイズと考えられていた 部分がべき型にスケーリングされた周波数構造を有していたということになる。その時のべき数 を- $\beta$ としている。 $\beta$ =1 であれば過去において心拍数が上昇すれば将来下降する可能性が大きくな るという一種の調節作用がみられるということが言え, $\beta$ =2 では過去の増分と未来の増分の積(相 関)が 0 になるということであり、 $\beta$ =3 ならば原点にほとんど復帰しない、つまり  $\beta$  が大きいほど 心拍数をある水準に保つ能力が無くなってきていると言える。

RR 間隔の周波数解析結果を下図に示すように、周波数が低い成分ほど、ゆらぎの振幅の自乗で あるパワースペクトル密度(Power Spectral Density, PSD)は大きく、周波数が高くなるにつれて PSD は徐々に小さくなる。また、負荷が高くなると PSD の周波数に対する傾き(β:累乗近似した傾 き)が変化し、安静時の結果(睡眠時  $\beta=0$ ,座位時  $\beta=1$ ,歩くなどの低負荷活動  $\beta=2$ に近づ く)が報告されている。ただし、調査した範囲においては、消防活動のような高負荷活動中の  $\beta$ の変化に注目した検討は殆ど行われていない。本研究では、 $\beta$ の算出周波数領域は、0.033 Hz(サ ンプリング時間の 2 倍の逆数)から 0.4 Hz までとした。



# VAS 値(視覚的評価スケール)

主観的な感覚(ストレスや痛み)を定量的に扱うための指標。今回は複数の心理的要因(覚醒 度,気分,意欲,気持,身体,集中力,食欲)からなり,10 cmのラインで右側が快,左側が不 快となっており,被験者自らが記入し,直線の右側にプロットされるほど良好な心理状態を意味 する。プロットの位置を左側から何 mm であるかを読み取り,最大値を100(ストレス最大)と して評価した。



### 参考文献

- [1] 伊藤朗,「図説・運動生理学入門」,医歯薬出版株式会社, pp.58, 1997.
- [2] 中野昭一, 重田定義編,「図説 からだの事典」, 朝倉書店, pp.391-393, 1992.
- [3] 文献ゼリア新薬 http://www.zeria.co.jp/all/all03\_03.html
- [4] 八田秀雄編著,「乳酸をどう活かすか」,杏林書院, pp.9-11, 2008.
- [5] 出村慎一, 村瀬智彦, 「健康・スポーツ科学入門」, 大修館書店, pp.91-95, 2010.
- [6] 山本義春,「生体のフラクタル機能とその機能」1995 年中山科学振興財団活動報告書「リズムと揺らぎ」, pp1417-1421, 1998.
- [7] 早野順一郎, 心拍のゆらぎと自律神経, Therapeutic Reseach, vol.17, No.1, 1996.