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

2016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 単振動運動実験	2
1.2.2 振り子運動実験	
1.2.3 簡易計算モデル	5
1.3 結果	6
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・速度性状	6
1.3.2 動揺火源上の温度・速度性状の時間変化	6
1.3.3 動揺火源上に形成される火災プルーム軸に沿った温度・速度性状	7
温度減衰性状	
速度減衰性状	21
1.4 まとめ	25
1章の参考文献	26
付録	27

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 研究の背景および目的	
2.2 影響解析モデル	
2.2.1 積分モデル DEGADIS	
2.2.2 CFD モデル FDS	
2.2.3 浅層モデル Twodee-2 [6]	40
2.4 結果及び考察	
2.4.1 LNG 流出シナリオ	
2.4.2 傾斜角度がなく気流と自重の影響で拡散する場合の実験値との比較	44
2.4.3 傾斜角度があり自重の影響のみで拡散する場合の実験値との比較	47
2.4.4 空気連行係数の妥当性の評価	
2.5 まとめ	54
2 章の参考文献	54

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	55
3.1 概要および目的	55
3.2 実験	55
3.2.1 実験概要	
3.2.2 実験手順	
3.2.3 周波数解析条件	60
3.3 結果と考察	60
3.3.1 消防活動モデルに沿った消防模擬活動実験(Test 1)	60
3.3.2 自転車エルゴメータ実験(Test 2)	64
3.3.3 ステアレース実験(Test 3)	69
3.3.4 シャトルラン実験(Test 4)	72
3.3.5 換気性作業閾值	77
3.3.5.1 活動負荷が HRT に与える影響	
3.3.5.2 現場での HRT の検出方法	
3.3.5.3 HRT と生体情報の関連	
3.3.5.4 HRT に基づく活動継続時間の推定	
3.3.5.5 活動要監視域の推定	
3.4 まとめ	90
3章の参考文献	91
付録(生体情報について)	92
心拍数 [1]	
体温 [2]	
血中乳酸值 [4]	
酸素摂取量,二酸化炭素排出量 [5]	93
心拍のゆらぎ指標 [6,7]	94
β値[6,7]	94
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

火災プルームは、燃焼により生じた熱および燃焼生成物質を移流拡散させる推進力となるため、 火災現象の素過程として重要な役割を果たす。このため、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、火災プルーム性状を表す工学的に有益な関係式が導かれてい る[1,2]。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。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。

そこで本年度は,動揺条件下でのプルーム性状を明らかにすることを目的として模型実験を実施し,既存の固定火源上のプルーム軸に沿った温度減衰および速度減衰予測式と比較検討した。

1.2 模型実験

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。



図 1.1 船体の揺れ一覧[3,4]

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への揺れ(スウェイングとローリング)を対象として,火 源を水平方向に一定周期で往復直線運動させた状態(単振動)および下に凸な円弧に沿って往復 運動させた状態(単振り子振動)を作り出すことで,船舶火災を想定した状況下の火源の揺れを 模擬した。

1.2.1 単振動運動実験

火源を水平方向に単振動運動させるために,図1.2に示した電動スライダ(ELF6XD080-KD,最 大ストローク 0.7 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 0.1, 0.2, 0.3 mの 3 段階,周期(*P*)を 6, 8, 12, 18 秒の 4 段階変化させた。燃料には LPG を用い,発熱速度(*Q*)は 5,10 kW の 2 段階変化させた。また,火源にセラミックボードとアルミ テープを取り付け,火源径を一辺 0.067 mにした実験も行った。発熱速度,振幅,周期,火源径 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 1.5 に示したように, 正弦波で制御した。

火源上に熱電対・二方向プローブ[5]をx軸方向に0.1 m間隔で設置し、これらをz=0.5, 1.0, 1.5, 2.2 mの位置に動かすことにより、 $1.4 \times 2.2 \text{ m}$ 範囲の温度・速度を測定した。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。なお、z=0.5 mでは素線径0.2 mmのK型熱 電対を、これ以外の高さではK型極細シース型熱電対(保護管外径0.15 mm、素線径0.023 mm) を用いた。速度測定は、上昇気流が持つ動圧と雰囲気圧の微差圧を、微差圧トランスデューサ(バ リダイン社製、DP103)で計測し、二方向プローブ先端に取り付けた熱電対で計測した二方向プ ローブを通過する熱気流の温度をもとに密度補正して、速度に換算した。



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	「フライガロン宣々」	县十司柳府县	ストローク	電源電圧	電磁	リード
	[ヘノイグ幅×向さ]	取八凹版頁重	[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]	火源径 [m]
0		5	0.1
0.1	6, 12, 18	5, 10	0.1
0.2	8, 12, 18	5, 10	0.1
0.3	12, 18	5, 10	0.067, 0.1

表 1.2. 単振動運動実験の実験条件



図 1.5 火源の動き(A=0.1 m, P=6 s)

図 1.6 測定範囲

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 1.7)を用いた。電動スライダを用いた単振動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 1.8、表 1.3)。

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 1.8×1.25 m 範囲の 温度を測定した。測定条件は表 1.4 の通りである.





図 1.7 振り子運動する火源

図 1.8 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[°]	振幅 [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
3	6, 12	3, 5, 15
6.3	6, 12	3, 5, 15
10	6, 12	3, 5, 15

表 1.4 振り子実験の実験条件

1.2.3 簡易計算モデル

周期が長くゆっくりと水平に単振動する状態では、火源の移動により生じる横風の影響は小さい (火災プルーム軸は傾かずに水平移動する) とみなすことができる。そこで、ガウス分布を仮定した既存の点火源上の軸対象プルームの関係式をもとに、ゆっくりと水平に単振動する火源上の温度場の予測式(1.1)が以下のように導出されている[6]。なお、 Δx_g は火源の移動変動分、N は $N\Delta x_g = A_m$ で決定されるグリッド数である。また、振動する火源の中心を通り火源移動方向に平行な垂直断面 (*x-z* 平面) 上の計算領域を $x^i \equiv i\Delta x$ (*i* = 0,1,…,*I*), $z^k \equiv k\Delta z$ (*k* = 0,1,…,*K*)のように等間隔格子で離散化し、格子幅を $\Delta x_g = 5 \times 10^{-3}$ m、 $\Delta x = \Delta z = 2 \times 10^{-2}$ m とした。計算ケースを表 1.5 に示す。

$$\Delta \overline{T}(x^{i}, z^{k}) = \frac{\Delta \overline{T}_{c} \Delta x_{g}}{\pi A_{m}} \sum_{n=1}^{N} \frac{1}{\sqrt{1 - (x_{g}^{n} / A_{m})^{2}}} \times \left[\exp\left\{-\left(\frac{\beta}{b}\right)^{2} (x^{i} - x_{g}^{n})^{2}\right\} + \exp\left\{-\left(\frac{\beta}{b}\right)^{2} (x^{i} + x_{g}^{n})^{2}\right\} \right]$$
(1.1)

b/z = 0.13, $\Delta \overline{T}_c/T_\infty = 9.1Q_z^{*2/3}$, $Q_z^* = Q/(\rho_\infty C_p T_\infty z^{5/2})$, $z_0/D = 1.02 - 0.082Q^{2/5}/D$



図 1.9 簡易計算モデルのイメージ

表 1.5 簡易計算の計算ケース

振幅 [m]	発熱速度 [kW]
0.1	5, 10, 15
0.2	5, 10, 15
0.3	5, 10, 15
0.4	5, 10, 15
0.5	15
0.6	15

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・速度性状

火源が時間的に移動しない固定した 0.1 m×0.1 m の正方火源の中心軸に沿った温度および速度 の高さ方向への減衰式である McCaffrey の関係式[7](式(1.2), (1.3))と実測値を比較した結果を図 1.10 に示す。なお,測定高さは *z* = 0.5, 1.0, 1.5, 2.2 m の 4 段階である。

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。以上より、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。

$$\frac{2g\Delta T_0}{T_{\infty}} = \left(\frac{k}{C}\right)^2 \cdot \left(\frac{z}{Q^{2/5}}\right)^{2\eta-1}$$
(1.2)

速度:

	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 1.10 固定火源中心軸に沿った温度・速度減衰性状の比較

1.3.2 動揺火源上の温度・速度性状の時間変化

単振動運動実験における火源上の温度上昇および速度の時間変化の一例を火源の移動位置と比較した結果を図 1.11 に示す(下段から上段に向かって,火源の時間的動き,z=0.5 m・1.0 m・1.5 m・2.2 mの結果を意味する)。これより,火源が測定点の下を通過した直後に温度が急上昇し,火源が離れていくと温度および速度の低下が確認できる。また,高さ方向へ離れるにつれて温度

が上昇しだすあるいは速度が上がり出すまでの時間が長くなることが読み取れる。

本報告では、火源を 50 回往復させたときの時間平均値を、各測定点における代表値とした。速度においても、同様に各測定点における時間平均値とした。



1.3.3 動揺火源上に形成される火災プルーム軸に沿った温度・速度性状

単振動運動実験において,動揺火源上に形成されたプルーム内の水平温度および水平速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 $A \ge 0.2 \text{ m}$ の範囲を火源が単振動する状況では、火源の移動周期に係わらず、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、火源からの高さに依存して特徴的な分 布形状を示した。火源近傍高さ領域(z = 0.5m)では、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、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移動範囲の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 = 0.1 m と火源の移動 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 の移動範囲中央に一致する位置に最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。速度分布においても、同様の結果が得られた。また、振り子実験に おいても同様の温度分布が得られた。

固定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、移動幅中心軸とプルームの中心軸が常に一致するとは限らない。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代表温度として、特性温度上昇(ΔT_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[6,8]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。なお火源の水平移動方向(x 方向)に対して垂直な方向(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 ΔT_r を算出するには、火源が移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、各測定高さにおける最大温度上昇(ΔT_{max})の 1/e に減衰した温度上昇(ΔT_b)が出 現する位置を求め、移動幅中心の鉛直軸から ΔT_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、この有効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))。速度に対しても 同様な手法を用いて特性速度(v_r)を求めた。

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

$$\Delta T_r = \sum_{i=1}^n \Delta T_i \cdot \Delta s_i / 2L_{\Delta Tb}$$
(1.5)

ここで、 T_{∞} は雰囲気温度を ΔS は測定間隔を意味する。

またこれらの手法の概略図を図 1.12 に示す。なお図中の赤線は、各高さにおける最高温度呈示 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。

正方火源が左右に単振動して形成される仮想的な火源を,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1.13のように短辺(D)長辺(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。単振 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1.6のようになる。



図 1.12 特性温度の算出方法



図 1.13 火源運動範囲の仮想矩形火源への置き換え手法

振幅 [m]	揺れ角 [°]	火源径 [m]	長辺 [m]	アスペクト比 [-]
0.1	3	0.1	0.3	3
0.2	6.3	0.1	0.5	5
0.2	10	0.1	0.7	7
0.3	-	0.067	0.667	10

表 1.6 火源運動範囲を仮想矩形火源へ置き換えた数値

既往の研究から,矩形火源のアスペクト比(短辺と長辺の比)が4以上では線火源として,4未満 では点火源として扱えることが報告されている[9]。そこで,以下の2通りの方法で温度・速度減 衰性状の比較を試みた。

温度減衰性状

[1] 線火源性状との比較

単振動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、通常の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(1.6)[10]と振幅毎に比較した結果を図 1.14(a)~(d)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無次元高さを縦軸は特性温度上昇($\Delta \overline{T}_r$)を表す。

$$\frac{\Delta T}{T_{\infty}} = C_T \left(\frac{z}{Q_l^{*2/3}D}\right)^{-1}, \quad C_T = 2.6 \qquad \qquad Q_l^{*} = \frac{Q_l}{\rho_{\infty}C_p T_{\infty}\sqrt{g}D^{3/2}} = \frac{Q/W}{\rho_{\infty}C_p T_{\infty}\sqrt{g}D^{3/2}} \quad (1.6)$$

図1.14より、単振動実験結果、振り子実験結果、および簡易計算結果は、ほぼ同じ高さに対す る減衰性状を示すことが確認できた。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(1.6) (図中の直線)と同様に、火源からの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(Ap = 3(図 1.14(a))および Ap = 5 (図 1.14(b)) においては、火源から遠ざかるにつれて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、Ap = 5の温度減衰では、 $z / (Q)^{*^{2/3}}D) < 30$ までの高さ 領域は互いに高さに対して-1の温度減衰性状を示したが、さらに上方部分(z/(Q|*^{2/3}D)>35)に おいては、いずれの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1.14(b))。 また Ap=3 では線火源上の2 次元プルームの温度減衰性状よりも勾配の大きい減衰を示した(図 1.14(a))。一方,図 1.14(c)および 1.14(d)に示したように、振幅あるいは振り角度が大きい場合(Ap =7以上),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。しかしながら、簡易計算モデルにもとづく計算結果からは、 実験から得た範囲よりもさらに上方領域において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。このように温度減衰の特性が変化する高さは振幅の影響を受ける ことがわかる。



図 1.14 特性温度の高さ方向への減衰性状 (無限線火源との比較)

[2] 正方形火源性状との比較

単振動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($\Delta \overline{T}_r$)と、正方形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(1.7)[11]を振幅毎に比較した結果を図 1.15(a)~(d)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を、縦軸は特性温度上昇($\Delta \overline{T}_r$)を表す。

$$\frac{\Delta T}{T_{\infty}} = C_T \left(\frac{z}{Q^{*2/5} D}\right)^{-1}, \quad C_T = 9.1 \quad Q^* = \frac{Q}{\rho_{\infty} C_p T_{\infty} \sqrt{g} D^{5/2}}$$
(1.7)

図 1.15(a)に示したように, Ap = 3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 $(z/(Q^{*^{2/5}}D) < 8)$ での特性温度上昇の減衰性状は,正方火源のそれとは異なる減 衰勾配を示した。この領域の特性温度上昇の高さに対する減衰勾配の値は-1から-5/3の中間であ る遷移的値を示した。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1.15(b)に示したように *Ap*=5の測定結果に注目すると,図1.15(b)の *Ap*=3の測定結果と同様 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 *Ap*=3に比べ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 域はより高い領域に現れた。*Ap*=3(図1.15(a)),*Ap*=5(図1.15(b))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, 仮想矩形火源中心軸の温度が最も高くなる,固定火源上に形成される既存のプルーム形状に類似 した温度分布を示したと考えられる。

一方, *Ap* = 7以上の実験においては,正方火源上の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,今回の測定した高さ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。簡易計算モデルの計算結果においては図1.15(c),図1.15(d) のように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 を絞ることで実験的に変化点を確認することが今後求められる。

12



図 1.15 特性温度の高さ方向への減衰性状(正方火源との比較)

[3] 温度減衰性状の変化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し、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す。
- ② 線火源上に形成される火災プルームの温度減衰から正方火源上のプルームと同様の減衰 勾配を示す遷移状態となる。
- ③ 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、正方火源上のプルームと同様の減衰勾配を示す。

ここで①から②に移行する点を線変曲点と,また②から③に移行する点を点変曲点と名付ける。 まず線変曲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。 これは前述の通り,動揺火源上に形成し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,温度分 布への周期の影響は読み取れなかった。以上のことを踏まえて,簡易計算モデルの結果を基に線 変曲点 z を以下の手法に従って読み取った。

- 図 1.14 の簡易計算結果と固定矩形火源の既存式(1.6)の温度減衰が同じ性状を示している範囲 で線が重なるように、式(1.6)を下へ平行移動させる。
- ② 平行移動させた式(1.6)と簡易計算結果の相対誤差(式(1.8))が3%を超えた高さを線変曲点とする。

ここで、Ap = 3の温度減衰においては、図 1.14(a))の簡易計算モデルの特性温度上昇の高さに対す る減衰勾配が-1 で安定している範囲がなかったため、線変曲点は読み取れなかった。つまり、Ap= 3 では、温度減衰を矩形火源として置き換えて考えることはできないことに対応する。上述した 方法で読み取った線変曲点 z を各実験条件でまとめると、表 1.7 のようになった。さらに、発熱 速度・振幅の影響を考慮するために、縦軸を z / $Q_1^{*2/3}D$ 、横軸を $A / Q_1^{*2/3}D$ で規格化した結果が 図 1.17 である。



図 1.16 線変曲点の読み取り図

<i>Q</i> [kW] <i>A</i> [m]	5	10	15
0.1			
0.2	1.77	1.92	1.84
0.3	2.93	2.63	2.78
0.4	3.86	3.57	3.36
0.5			4.29
0.6			5.47

表 1.7 各振幅, 各発熱速度における線変曲点 z [m]



図 1.17 発熱速度を考慮した周期と線変曲点の関係

これより,単振動する動揺火源が矩形火源として扱える範囲に関して,式(1.9)に示す関係性が得られた。

$$\left(\frac{z}{Q_l^{*^{2/3}}D}\right) = 9.09 \left(\frac{A}{Q_l^{*^{2/3}}D}\right)^{1.00}$$
(1.9)

次に点変曲点が現れる高さzを以下の手法に従って読み取った。

- 図 1.15 の簡易計算結果と固定火源の既存式(1.7)の温度減衰が同じ性状を示している範囲で線が重なるように、式(1.7)を平行移動させる。
- ② 平行移動させた式(1.7)と簡易計算結果の相対誤差が3%以内となった高さを点変曲点とした。

相対誤差 =
$$\frac{|T_{ 簡易計算結果} - T_{ 平行移動させた式(1.7)}|}{T_{ 平行移動させた式(1.7)}} \times 100$$
 (1.10)



図 1.18 点変曲点の読み取り図

各実験条件に対して算出した点変曲点をまとめたのが表 1.8 である。発熱速度・振幅の影響を考慮するために、縦軸を $z/Q^{*^{2/5}D}$ 、横軸を $A/Q^{*^{2/5}D}$ で規格化した結果が図 1.19 である。これより、単振動する動揺火源が正方火源として扱える範囲に関してに関して式(1.11)に示す関係性が得られた。

$$\left(\frac{z}{Q^{*2/5}D}\right) = 19.1 \left(\frac{A}{Q^{*2/5}D}\right)^{0.753}$$
(1.11)

<i>Q</i> [kW] <i>A</i> [m]	5	10	15
0.1			
0.2	3.48	3.79	3.39
0.3	5.14	5.61	4.96
0.4	5.78	5.68	5.72
0.5			6.52
0.6			8.43

表1.8 各振幅,各発熱速度における変曲点 z[m]



図 1.19 発熱速度を考慮した周期と点変曲点の関係

[4] 温度減衰結果を基にした見かけの火源規模の算出

単振動運動実験,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[9]および Yuan ら[10]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,また周期が短いほど,また揺れ角(\Rightarrow 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ことが考え られる。そこで,この見かけの発熱速度を $Q_{\rm OS}$ と定義し,発熱速度減衰率を以下の手順で算出し た。なお,算出には単振動運動実験の測定値を用いた。

① 各高さにおける特性温度上昇が式(1.6)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(上述の線変曲点以下の高さでの測定点), 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 $\overline{Q}_{OS,j}$ 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
$$\overline{\alpha} = \sum_{j=1}^{m} \alpha_j / m \delta$$
を求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 1.9 に示す。なお,上述のように, ①,②,③の各段階では高さに対する温度減衰性状が異なるため Qos/Q も各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②と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の段階,すなわち線火源の性質を有する領域に注目し た。

1.9	元川の元杰派	の住員を有りる頃間		
	<i>P</i> [s] <i>A</i> [m]	6	12	18
	0.1	\geq	\geq	

0.552

0.492

0.691

0.542

0.434

0.353

0.2

0.3

表 1.9 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)

表 1.9 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小さ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(1.12)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

$$Q_{OS} = \alpha Q$$
, $\alpha = 0.103 \left(\frac{A}{P}\right)^{-0.417}$ (0.0011 < A/P < 0.05) (1.12)

さらに式(1.12)を反映させて発熱速度を*Q*から*Q*os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 に示す。概ね式(1.6)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)

速度減衰性状

[1] 線火源性状との比較

Far

単振動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速度 (*v_r*)を,線火源上に形成される火災プルームの軸上速度性状に関する経験式(1.13),(1.14)[12]と振 幅毎に比較した結果を図 1.23 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無次元 高さ,縦軸は規格化した無次元速度を表す。

Near
$$\frac{v_r}{Q^{*1/3} (gD)^{1/2}} = 2.3 \left(\frac{z}{Q^{*2/3}D}\right)^{1/2}$$
 (1.13)

 $\frac{v_r}{Q^{*1/3} (gD)^{1/2}} = 1.99 \tag{1.14}$

図1.23(c),(d)より,振幅が大きい条件では単振動実験結果と固定矩形火源(式(1.14))の無次元 高さに対する無次元速度が一定となる線火源上の2次元プルームのトラジェクトリに沿った速度 性状と同じ性状を示した。一方,図1.23(a)に示したように,振幅の小さい場合では無次元特性速 度は一定ではなく徐々に減衰しており,2次元プルームのトラジェクトリに沿った性状を示さな かった。また,簡易計算モデルの結果は、火源に近い,高さが低いところでは単振動実験と同程 度の無次元特性速度まで上昇し、その後は火源から離れるにつれて無次元特性速度が減少してい く傾向が振幅にかかわらず得られたが、振幅が大きいほど発熱速度で無次元高さが高いところで 特性速度が変化した。この変化点の高さまで実験結果を得られていないため、実験側でもより高 い領域での速度計測が今後求められる。また、単振動実験の結果と簡易計算モデルの結果が違う 傾向を示しているが、一つの原因として、速度計測に二方向プローブでの測定が考えられる。二 方向プローブは、もともと火炎が存在するような高温領域での速度計測のために開発されたプロ ーブであり、その先端部の形状から、鉛直上向きの速度だけでなく、斜め方向に上昇する速度成 分も感知する。このため上昇速度のみを対象とする簡易モデルとの違いが生じたと考えられる。



図 1.23 速度の高さ方向への減衰性状(無限線火源との比較)

[2] 正方形火源性状との比較

単振動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速度 (*v_r*)を,正方形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(1.3)と振幅毎に 比較した結果を図 1.24 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無次元高さ, 縦軸は規格化した無次元速度を表す。

$$\frac{v}{Q^{1/5}} = k \cdot \left(\frac{z}{Q^{2/5}}\right)^{\eta} \tag{1.3}$$

	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 1.24(a)に示したように, Ap = 3の測定結果に注目すると,仮想矩形火源表面から離れた高さ ($z / Q^{2/5} > 0.5$)では,特性速度の減衰は正方火源のそれと同様の減衰勾配を示し,簡易計算モデル の結果とは一致した。一方,振幅が大きくなると(図 1.24(c)~(d)),特性速度は減衰傾向を示さず, ほぼ一定の速度を保った結果となった。しかし,簡易計算モデルの結果では実験で得た範囲より も上方では正方火源上の速度減衰と同じ勾配を示しており,実験側でもより上方部分での速度を 確認することが今後求められる。



図 1.24 速度の高さ方向への減衰性状(正方火源との比較)

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、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。速度においても同様の分布が確認された。
- (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単振動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。
- (4) 単振動運動している正方火源上の速度は、振幅が小さい場合は軸対称プルームに近い速度性状で減衰することが判った。

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) 現在得ている範囲よりも上方部分の速度を採取・考察し、温度側で得た知見との比較検討する必要がある。
- (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] 池田良穂:新しい船の化学~コンピュータ帆船から中に浮く船まで~,講談社, 1994.
- [4] 榊原弘一:海上ハイウェイ超高速船:テクノスーパーライナーが物流の主役になる!,一ツ 橋書店,1997.
- [5] McCaffrey, D.J. and Heskestad, G., Robust Bidirectional Low-Velocity Probe for Flame and Fire Application – Brief Communications, Combustion and Flames, 26, pp.125-127, 1976.
- [6] Oka, H. and Oka, Y., Numerical Analysis on Fire Plumes Formed above a Harmonically Oscillating Flame Source, Fire Safety Journal, 投稿中
- McCaffrey, B. J., Purely Buoyant Diffusion Flames: Some Experimental Results. Final Report, NBSIR 79-1910; 49 p. October 1979.
- [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.
- [9] 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.
- [10] Yuan, L, and Cox, G., An Experimental Study of Some Line Fires, Fire Safety J., 27, 123-139, 1997.
- [11] Beyler, C.L., Fire Plumes and Ceiling Jets, Fire Safety J., 11, 53-75, 1986.
- [12] Quintiere, J.G. and Grove, B.S., A unified analysis for fire plumes, 27th Symp.(Int.) on Combustion, The combustion institute, pp2757-2766,1998.



図 A.1 A=0.1 m, P=6 s, D=0.1 m における各高さでの温度・速度分布



図 A.2 A=0.1 m, P=12 s, D=0.1 m における各高さでの温度・速度分布



図 A.3 A=0.1 m, P=18 s, D=0.1 m における各高さでの温度・速度分布



図 A.4 A=0.2 m, P=8 s, D=0.1 m における各高さでの温度・速度分布



図 A.5 A=0.2 m, P=12 s, D=0.1 m における各高さでの温度・速度分布



図 A.6 A=0.2 m, P=18 s, D=0.1 m における各高さでの温度・速度分布


図 A.7 A=0.3 m, P=12 s, D=0.1 m における各高さでの温度・速度分布



図 A.8 A=0.3 m, P=18 s, D=0.1 m における各高さでの温度・速度分布

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 研究の背景および目的

東日本大震災後,原子力発電所の稼働停止,地球温暖化に対する世界的な懸念の高まりから, 二酸化炭素の排出量が最も少ない化石燃料として,液化天然ガス(Liquefied Natural Gas; LNG)が注 目されている。LNG の海上輸送は 1959 年以来大きな事故はなく、極めて高い安全性が確保され ている。最近米国では LNG 受け入れ基地の新規建設が数多く計画されており、輸送、荷役、貯蔵 に伴うリスクに関して大きな関心を集めている。また、近年の LNG 輸送船は大型化が進み、すで に積載容量が 250,000 m³を超える最新型の船舶が就航していることに加え、シェールガス生産量 の急増に伴って LNG の海上輸送の一層の増加が見込まれる。このような世界的な天然ガスの需要 増大を背景として、海上輸送時の事故により大量のLNG が海面上に流出した結果、流出地点での 火災あるいは可燃性ガスの遠方への移流拡散による危険性が高まることが考えられる。これを受 けて、LNG プラントや輸送船の事故に起因する天然ガスの漏洩を想定した被害影響評価に関する 研究が行われている。輸送船から海面上に流出した-162度のLNGは、海水との温度差により急激 に蒸発し、低温の天然ガスが発生する。LNG 蒸発ガスの大部分を占めるメタンガスは、約-108 度 に温められるまで常温常圧の空気よりも密度が高い。このような周囲空気よりも重いガス(以下, 高密度ガスと記す)の大気拡散挙動は通常の奇異より密度の小さな軽いガスあるいは高温ガスと 異なり、海面あるいは地面に沿って扁平に流れるため、水平方向の広がりに比べて鉛直方向の厚 みが十分小さくなる。こうした漏洩物質密度の違いにより大気拡散現象の差異があるため、高密 度ガスに適応した大気拡散モデルの構築が求められる。

既存の高密度ガス大気拡散モデルはその特徴から表 2.1 に示したように,積分モデル(Integral model),浅層モデル (Shallow layer model)および数値流体力学モデル(CFD model)の 3 つに大きく分類される。

エデル	問条二			林浩
モナル キハエ ジリ	開光九			付似
禎分七ナル				1次元七テル
DEGADIS	US Coastguard, US-EPA	簡	易モデル	• 計算機負荷:小
	& GRI (USA)			 ・ 地形の考慮:不可
SLAB	Lawrence Livermore			最も広く利用されている
	National Lab. (USA)			
110 0				
HG-System	Shell Research (UK)			
浅層モデル				2次元モデル
TWODEE	HSE/HSL (UK)			・ 計算機負荷:中~大
TWODEE-2	National Inst. Geophys. &			 ・ 地形の考慮・可
	Volcanology (Italy)			・ 相亦 化の 考慮 の
	EC laint Bassarah			一 伯友化の考慮.可
DISPLAT-1	EC Joint Research			
	Center (Italy)			
数値流体力学モデル				3次元モデル
FLACS	GexCon (Norway)			 計算機負荷:極めて大
KAMELEON	SINTEE (Nonway)			・地形の考虑・可
	Sandia National J ab (USA)			
VULCAN	Sandia National Lab.(USA)			• 相変化の考慮:可
FDS	National Institute of			
	Standards & Tech. (USA)	複	雑モデル	
	1			

表 2.1 高密度ガス大気拡散モデルの分類と特徴

積分モデルは、DEGADIS および SLAB などのソフトウェア名でよく知られているように、最 も広く使用されている実用モデルであるが、一次元の方程式系に簡略化されているため、地形お よび気流場の変化の影響を物理モデルとして組み込むことが難しい。一方、近年の計算機性能の 向上に伴い Fire Dynamic Simulator(FDS)などに組み込まれている CFD モデルが広く使用され始め ている。このモデルでは、流れの基礎方程式に基づいた解析が行われているため、詳細な物理モ デルの組み込みが可能であるが、計算負荷が非常に大きく実用に適していない。これに対して、 Twodee-2 で採用されている浅層モデルは、比較的詳細な物理モデルを組み込むことが可能な上に、 鉛直方向(深さ方向)に物理量を平均化した二次元モデルであるため、CFD モデルに比べ高速に 数値解を得ることができるという、積分モデルと数値流体力学モデルの両者の特徴を持つモデル となっている。

本研究では、高密度ガス拡散予測モデルのひとつである浅層モデルを採用した Twodee-2 に着目 し、低温天然ガスと同様に高密度ガスである SF₆を漏洩物質とした大気拡散挙動を予測した。高 密度ガス大気拡散モデルの性能評価を目的として、ハンブルグ大学で行われた風洞実験を対象に、 改良 Towdee-2、DEGADIS、FDS(Version 5.5.1)の各種のコードを用いた比較から、その違いを検討 した。なお、改良版 Twodee-2 とは、対流項の離散化手法を工夫したモデルである。

2.2 影響解析モデル

2.2.1 積分モデル DEGADIS

DEGADIS[1]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。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 2.1 に示すように,主流方 向(x 軸)に直行する平面上(x-y 平面)の濃度分布形状を解析的に解く一次元モデルで,濃度分 布形状は次式で表される。

$$c(x, y, z) = \begin{cases} c_c(x)exp\left[-\left\{\frac{|y| - b(x)}{S_y(x)}\right\}^2 - \left\{\frac{z}{S_z(x)}\right\}^{1+\alpha}\right] & for|y| > b(x) \\ c_c(x)exp\left[-\left\{\frac{z}{S_z(x)}\right\}^{1+\alpha}\right] & for|y| \le b(x) \end{cases}$$
(2.1)



図 2.1 DEGADIS モデルの濃度分布形状

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 および S_x 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 α を指数とするべき乗則に従うと仮定している。

$$u = u_0 \left(\frac{z}{z_o}\right)^{\alpha} \tag{2.2}$$

ここで、 u_0 は $z = z_0$ での風速を表しており、指数αは Pasquill-Gifford の大気安定度(図 2.2 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。拡 散しやすいケースから順に「不安定」(A~C)、「中立」(D)、「安定」(E~F) と 6 階級に分類さ れ、水平(y 軸)方向および鉛直(z 軸)方向の拡散パラメータを、風下(X 軸)方向の距離の関 数として示す。なお日本では、この分類に強安定(G)が追加されている(図 2.3)。

J				
	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[2]



図 2.2 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[3]

	口针		夜	
			- 薄 曇または	≦3/8
強	中	弱	≧4/8 下層雲	雲量
Α	A–B	В	.—	
AB	В	С	Ε	F
В	BC	С	D	E
С	CD	D	D	D
ſ	D	D	D	D
	強 A AB B C	日 射 強 中 A AB AB B B BC C CD 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	日射強中弱強中弱全4/8 下層雲AA-BBA-BBBCBB-CCCDDCDDD

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[4]



図 2.3 Pasquill-Gifford の図

2.2.2 CFD モデル FDS

FDS[5]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,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。

質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{2.3}$$

運動量保存式

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right) + \nabla p = \rho \boldsymbol{g} + \boldsymbol{f} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}$$
(2.4)

エネルギー保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho h \mathbf{u}) = \frac{Dp}{Dt} - \nabla \cdot \boldsymbol{q}_r + \nabla \cdot (k \nabla T) + \sum_l \nabla \cdot h_l \rho D_l \nabla Y_l$$
(2.5)

化学種の質量分率保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_l) + \nabla \cdot (\rho Y_l \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\rho D_l \nabla Y_l) + \dot{m}_l^{\prime\prime\prime}$$
(2.6)

状態方程式

$$p_0 = \rho TR \sum \left(\frac{Y_i}{M_i}\right) \tag{2.7}$$

ここで、t は時間、 ρ は密度、 \mathbf{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。

$$\tau = \mu \left(2 \operatorname{def} \mathbf{u} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right)$$
(2.8)

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

$$\operatorname{def} \mathbf{u} \equiv \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^{t}] = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix}$$
(2.9)

FDS 5.5.1 には LES サブグリッドスケールモデル(SGS モデル)として,標準 Smagorinsky モデルが 採用されている。標準 Smagorinsky では渦粘性係数 μ_{LES} のように表される。

$$\mu_{LES} = \rho (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \operatorname{def} \mathbf{u} \cdot \operatorname{def} \mathbf{u} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2}$$
(2.10)

 C_s は Smagorinsky 定数で、多くの計算例や理論解析により 0.1 から 0.2 程度であることがわかって いる。 Δ は空間フィルター幅で、各方向の計算格子幅を用いて $\Delta = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z}$ により定義している。 熱及び物質の乱流拡散の影響を考慮するため、熱伝導率(k)および物質拡散係数(D)を渦粘性 係数を用いて次のようにモデル化している。

$$k_{LES} = \frac{\mu_{LES}C_p}{Pr_t} \tag{2.11}$$

$$(\rho D)_{LES} = \frac{\mu_{LES}}{Sc_t} \tag{2.12}$$

ここで、*Prt*は SGS Prandtl 数、*Sct*は SGS Schmidt 数である。FDS に採用されている Smagorinsky モデルは、簡潔であるここと、数値計算の安定性が良いことから工学的に広く用いられている。 Smagorinsky モデルの欠点として、異なる種類の流れに適用する場合に*Cs*の値を変えなければなら ないこと、非乱流域や壁近傍で修正を要することが挙げられるが、FDS はこれまで多くの検証が 行われ、実用的に満足のいく結果が得られている。ただし、本計算では等温場を仮定し、作動流 体を非圧縮性流体として取り扱うため、基礎方程式中の熱移動に関する方程式については考慮し ていない。

2.2.3 浅層モデル Twodee-2 [6]

浅層モデルは浅水方程式を基礎とし、一般的な式は以下のように示される。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = 0$$
(213)

$$\frac{\partial h\rho u}{\partial t} + \frac{\partial h\rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial h\rho uv}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2}g(\rho - \rho_a)h^2\right) = 0$$
(2.14)

$$\frac{\partial h\rho v}{\partial t} + \frac{\partial h\rho u v}{\partial x} + \frac{\partial h\rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2}g(\rho - \rho_a)h^2\right) = 0$$
(2.15)

ここで、 ρ は拡散ガスの密度、h は拡散ガスの厚み、u = (u, v) は速度、 ρ_a は大気の密度である。密度 が場所と時間の関数となる場合はもう一つ、下記の式が追加される。

$$\frac{\partial h\rho}{\partial t} + \frac{\partial h\rho u}{\partial x} + \frac{\partial h\rho v}{\partial y} = 0$$
(2.16)

これらの浅水方程式を改良していくことで浅層モデルとなる。 まず、地表面におけるせん断応力の影響を考慮するために、せん断応力 τ は Kantha によって次式 で表される。

$$\tau = \frac{1}{2}\rho C_D \mathbf{u} |\mathbf{u}| \tag{2.17}$$

C_D は地表面粗度に依存する摩擦係数である。

また, Wheatley と Webber によって式(13)~式(16)に大気の空気連行の影響を組み込むことが可能 となった。修正された浅水方程式は下記の式(17)~式(20)になる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = u_{ent}$$
(2.18)

$$\frac{\partial h\rho}{\partial t} + \frac{\partial h\rho u}{\partial x} + \frac{\partial h\rho v}{\partial y} = u_{ent}\rho_a \tag{2.19}$$

$$\frac{\partial h\rho u}{\partial t} + \frac{\partial h\rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial h\rho uv}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2}g(\rho - \rho_a)h^2\right) = u_{ent}\rho_a u_a$$
(2.20)

$$\frac{\partial h\rho v}{\partial t} + \frac{\partial h\rho u v}{\partial x} + \frac{\partial h\rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2}g(\rho - \rho_a)h^2\right) = u_{ent}\rho_a v_a$$
(2.21)

となる。 $u_a = (u_a, v_a)$ は大気流れの速度, u_{ent} は空気連行率である。

上記の式は各種値が厚み方向に平均化されていない。Hankin によって厚み方向に平均した物理 量の定義は浮力の扱いが容易になるように以下の式になる。

$$h(\bar{\rho} - \rho_a) = \int_{z=0}^{\infty} (\rho(z) - \rho_a) dz$$
 (2.22)

$$h(\bar{\rho} - \rho_a)\bar{u} = \int_{z=0}^{\infty} (\rho(z) - \rho_a)u(z)dz$$
 (2.23)

$$h(\bar{\rho} - \rho_a)\bar{v} = \int_{z=0}^{\infty} (\rho(z) - \rho_a)v(z)dz$$
 (2.24)

 $\rho = \rho(z)$ は高さ *z* の層の密度, u(z) v(z) は高さ *z* の層の 2 つの水平成分速さである。しかし、 これだけでは方程式系が閉じないため下記の式が追加された。

$$\int_{z=0}^{h} (\rho(z) - \rho_a) dz = \alpha \int_{z=0}^{\infty} (\rho(z) - \rho_a) dz$$
(2.25)

これらの厚み方向に平均化された物理量を式(2.17)~式(2.20)に代入すると以下の方程式が導かれる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{v}}{\partial y} = u_{ent}$$
(2.26)

$$\frac{\partial h(\bar{\rho} - \rho_a)}{\partial t} + \frac{\partial h(\bar{\rho} - \rho_a)\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial h(\bar{\rho} - \rho_a)\bar{v}}{\partial y} = 0$$
(2.27)

$$\frac{\partial h\bar{\rho}\bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{\rho}\bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{\rho}\bar{u}\bar{v}}{\partial y} + S_1 \frac{\frac{1}{2}g(\bar{\rho}-\rho_a)h^2}{\partial x} + S_lg(\bar{\rho}-\rho_a)h\frac{\partial e}{\partial x} = u_{ent}\rho_a u_a$$
(2.28)

$$\frac{\partial h\bar{\rho}\bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{\rho}\bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{\rho}\bar{v}^2}{\partial y} + S_1 \frac{\frac{1}{2}g(\bar{\rho} - \rho_a)h^2}{\partial y} + S_lg(\bar{\rho} - \rho_a)h\frac{\partial e}{\partial y} = u_{ent}\rho_a v_a$$
(2.29)

e = e(x, y) は地表高さ、 S_l は下記として定義された形状係数である。

$$\sum_{z=0}^{h} g[\rho(z) - \rho_a] z dz + h \int_{z=0}^{\infty} g(\rho(z) - \rho_a) dz = S_l \frac{1}{2} g h^2 (\rho - \rho_a)$$
(2.30)

Britter と Simpson によって重力流における先端部に働く力が組み込まれた。重力流の速度は $U_f = f(\rho, \rho_a, h, g)$ とされ,流れに対する抵抗力 $F = k \rho_a h U_f^2$ が働く。この抵抗力 Fは、重力流の先端部により強く影響するため、重力流には跳水現象に似たボアが形成される。抵抗力の比重が先端部に大きくなるように決定された値が $\int_{x=0}^{\infty} P dx = F$ で表される Pである。Pは下記の式で定義される。

$$P = -k\rho_a \left[\frac{\partial h(u - u_a)}{\partial t} + u_a \frac{\partial h(u - u_a)}{\partial x} \right]$$
(2.31)

このような抵抗値を考慮した浅水方程式は下記のようになる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{v}}{\partial y} = u_{ent}$$
(2.32)

$$\frac{\partial h(\bar{\rho} - \rho_a)}{\partial t} + \frac{\partial h(\bar{\rho} - \rho_a)\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial h(\bar{\rho} - \rho_a)\bar{v}}{\partial y} = 0$$
(2.33)

$$\frac{\partial h\bar{\rho}\bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{\rho}\bar{u}^{2}}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{\rho}\bar{u}\bar{v}}{\partial y} + S_{l}\frac{\frac{1}{2}g(\bar{\rho}-\rho_{a})h^{2}}{\partial x} + S_{l}g(\bar{\rho}-\rho_{a})h\frac{\partial e}{\partial x} + \frac{1}{2}\bar{\rho}C_{D}\bar{u}|\bar{\mathbf{u}}| + V_{x} + k\rho_{a}\left[\frac{\partial}{\partial t} + u_{a}\frac{\partial}{\partial x} + v_{a}\frac{\partial}{\partial y}\right]h(\bar{u}-u_{a}) = u_{ent}\rho_{a}u_{a}$$
(2.34)

$$\frac{\partial h\bar{\rho}\bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{\rho}\bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{\rho}\bar{v}^{2}}{\partial y} + S_{l}\frac{\frac{1}{2}g(\bar{\rho}-\rho_{a})h^{2}}{\partial y} + S_{l}g(\bar{\rho}-\rho_{a})h\frac{\partial e}{\partial y}\frac{\partial e}{\partial x} + \frac{1}{2}\bar{\rho}C_{D}\bar{v}|\bar{\mathbf{u}}| + V_{y} + k\rho_{a}\left[\frac{\partial}{\partial t} + u_{a}\frac{\partial}{\partial x} + v_{a}\frac{\partial}{\partial y}\right]h(\bar{v}-v_{a}) = u_{ent}\rho_{a}v_{a}$$
(2.35)

これら一連の保存式は Twodee-2 で使用される浅層モデルの数値的基礎である。

また,Twodeee-2には浅層モデルにおける拡散ガス上面の空気連行モデルが組み込まれている。

Eidvisk は,経験的な式として下記の式を空気連行モデルに採用した。

$$w_t = \frac{a}{1 + bRi}v\tag{2.36}$$

 w_t は表面連行速さ, $a \ge b$ は経験係数, v は代表速度, $Ri = g'h/v^2$ は Richardoson 数である。代表速さ v は摩擦速度 u_* と対流の速さ w_* で決まるとされ下式で表される。

$$v^{2} = \boldsymbol{u}_{*}^{2} + (\alpha_{2}w_{*})^{2} + \frac{1}{2}C_{D}\alpha_{3}^{2}\boldsymbol{u}^{2} + \alpha_{7}^{2}|\boldsymbol{u} - \boldsymbol{u}_{a}|^{2}$$
(2.37)

Britter は経験数 $a, b \ \epsilon a = 0.4$, b = 0.125 とした。Eidvisk は、対流の影響を表す $\alpha_2 \ \epsilon \alpha_2 = 0.7$, 地表面粗度の影響は $\alpha_3 \ \epsilon C_D$ で表され、 $\alpha_3 = 0.3$ とした。 C_D は $u \ \epsilon u_*$ の値から算出され る。さらに Eidvisk は、せん断の影響を示す $\alpha_7 \ \epsilon \alpha_7 = 1$ とした。

2.4 結果及び考察

2.4.1 LNG 流出シナリオ

比較条件

ハンブルグ大学で行われた風洞実験[7]と,改良版 Twodee-2, DEGADIS, FDS (CFD 解析には 5.5.1[6]が使用されている)の各種コードによる計算結果との比較を行う。風洞実験が行われた地形は図 2.4 のようになる。



図 2.4 ハンブルグ大学で行われた風洞実験の地形の概略図

この風洞実験は、1994年に、ドイツのハンブルグ大学で特注の風洞を用いて、瞬間あるいは連続的な放出の拡散現象に対する様々な幾何学的地形の影響を決定するために気相学会によって行われた。瞬間の放出はそれぞれ10回行われ、連続的な放出は安定した流れ性状になるまでの十分な時間で行われた。さまざまな地形条件に沿って合計133回の異なる実験が行われた。実験は1:164の縮尺スケールでの風洞で実施され、風洞内の流れは実験領域の下流側に設置された換気システムによって作り出される。実験は長さ*L*,速さ*U*,温度*T*,流量*Q*,において下記の1:164での縮尺関係に基づいていて決定された。

$$L_{wt} = L_f / 164 \tag{2.38}$$

- $U_{wt} = \left(U_f/164\right)^{1/2}$ (2.39)
- (2.40)
- $T_{wt} = (T_f/164)^{1/2}$ $Q_{wt} = (Q_f/164)^{5/2}$ (2.41)

各コードの性能評価のため、風洞実験の中の6パターンを選択し、それぞれを比較した。この うちの2パターンは、気流の影響を評価するために水平面の地形(上図のa)を、残りの4パタ ーンは、地形変化の影響を評価するために、傾斜角度が一定の地形(上図の1)を洗濯した。計算 条件を表 2.4 に示す。

ケース	Α	В	С	D	Е	F
漏洩物質				SF ₆		
温度 [K]	293					
漏洩範囲 [m]	5.74					
粗度 [m]	0.0164					
傾斜角度 [°]	()	2.3	4.9	9	6.6
風速 [m/s]	6.92	9.47		0		
漏洩量 [kg/s]	60	90	60	60	90	60

表 2.4 計算条件

2.4.2 傾斜角度がなく気流と自重の影響で拡散する場合の実験値との比較

漏洩点の中心を原点とした風下方向への距離と地表面上の SF₆の体積濃度の関係の比較

ケース A およびケース B での改良版 Twodee-2, DEGADIS, FDS, 風洞実験の 4 者の漏洩点の 中心を原点とした風下方向への距離と地表面上のSF6の体積濃度の関係の比較結果を図2.5に示す。



図 2.5 漏洩中心点からの距離と地表面上の SF6の体積濃度の関係

傾斜角度のない平坦な地表を考慮したケース A およびケース B における DEGADIS による計算 結果は、風洞実験の測定結果よりもずっと薄い濃度となった。これに比べ、改良版 Twodee-2 およ

び FDS による計算結果は実験値に近い値を示し、改良版 Twodee-2 による計算結果はより精度よ く実験値を再現していることが確認できる。ただしケース A の改良版 Twodee-2 による計算結果 は、漏洩中心点近傍において SF₆の体積濃度を過小評価する結果となったが、遠方では実験値に 近い値を示している。

ケースBのように、漏洩量を増やし、かつ風速を大きくなると DEGADIS による計算結果は、 風洞実験値よりもかなり小さな値となることが確認できる。

十分発達した状態における SF6 の濃度分布形状の比較

改良版 Twodee-2, DEGADIS, FDS による十分発達した状態における SF6 の濃度分布形状をそ れぞれ示す。ここで十分発達した状態とは,漏洩開始後,濃度分布に大きな変化が現れなくなっ た状態を表す。改良版 Twodee-2 ではケース A,ケース B における漏洩開始後,濃度変化が現れな くなった 300 秒後から 1,000 秒後までの濃度分布を 5 秒ごとに算出し平均したものとする。

DEGADIS では漏洩開始から 100 秒後の結果とする。また,濃度分布形状の図は風向き方向の距離 を x 軸,地表面上の風向き方向に直行する方向の距離を y 軸,地表面と直行する方向の距離を z 軸とし, z=0 での x-y 平面を垂直方向から見た図となる。改良版 Twodee-2, FDS の計算範囲は x=600, y=150 とし,改良版 Twodee-2 における漏洩中心点は x=50, y=75 としている。FDS の計算では風洞 実験に使用されたセンサーも含まれていて,図中の点で表されている。

ケース A の FDS での計算結果を結果を図 2.6 に,改良版 Twodee-2 による計算結果を図 2.7 に, DEGADIS による幅方向の濃度 1% となる位置を表した計算結果を図 2.8 に示す。





これらの図2.8に示したようにDEGADISコードでは設定した濃度の濃度分布形状は一定の値で しか形状を見ることができず,濃度分布形状をみることはできない。図2.6と図2.7を比較すると, 漏洩中心点上の風下方向における濃度分布はおおむね一致しており,幅方向の広がりも分布は図 3.2.3の方が大きいが形状に関しては似たような形を示す結果となった。

ケース B に対する同様に結果を示す。図 2.9 は FDS による計算結果を,図 2.10 は改良版 Twodee-2 での計算結果を,図 2.11 は DEGADIS による計算結果である。





図 2.11 DGADIS(ケースB)

ケースBにおいても、漏洩中心点上の風下方向における濃度分布は、改良版 Twodee-2, FDS の計算結果におおむね一致している結果となった。幅方向の広がりに注目すると、FDS による計算結果に比べ、改良版 Twodee-2 による計算結果が小さい挙動を示した。

改良版 Twodee-2 における計算結果は、ケース A、ケース B いずれの場合も、幅方向への広がり は FDS による計算結果よりも小さい挙動を示したが、分布形状は相似な形状を示したことから、 簡便モデルである Twodee-2 でも詳細モデルである FDS による結果をある程度再現できること期 待されるが、さらなる改良が必要である。

2.4.3 傾斜角度があり自重の影響のみで拡散する場合の実験値との比較

空気連行モデル

上記のように気流が存在する状況下では、オリジナルの Twodee-2 を用いて大気拡散挙動を予測 することができる。しかし、無風状態下では、オリジナルの Twodee-2 に組み込まれている空気連 行モデルの特徴から計算を実行することはできない。オリジナルの Twodee-2 に組み込まれている 空気連行モデルは、

$$w_t = \frac{a}{1 + bRi}v\tag{2.42}$$

である。この関係式は周囲の気流によって拡散ガスが引っ張られる状況を想定したモデルである ため、無風状態における拡散ガスの自重のみで拡散するような現象を対象としていない。ここで の v は周囲空気の速度を表す。

そこで本研究では、空気連行モデルを変更することで無風状態でも拡散ガスの自重のみで拡散 する現象を解けるように改良した。具体的には、火災プルーム、天井流(区画内の天井に沿って 流れる熱気流)で用いられいる空気連行モデル(拡散ガスが周囲空気を巻き込む現象を想定した モデル)

$$w_t = Ev' \tag{2.43}$$

に変更した。ここで v' は拡散ガスの速度を表す。

47

漏洩点の中心を原点とした風下方向への距離と地表面上の SF₆の体積濃度の関係の比較

新規の空気連行モデルの有効性を確認するために、傾斜角度が一定の風洞実験(4 ケース)を 対象に、各コードによる計算結果の比較を行った。計算条件は表 2.4 のケース C、ケース D、ケー ス E、ケース F に従う。DEGADIS は地形変化の影響を考慮できないため、改良版 Twodee-2、FDS、 風洞実験の 3 つのコードを対象とした。



ケース C, ケース D, ケース E, ケース F での改良版 Twodee-2, FDS, 風洞実験の, 漏洩点の 中心を原点とし風下への距離と地表面上の SF₆の体積濃度の関係の比較結果を図 2.12, に示す。

図 2.12 漏洩中心点からの距離と地表面上の SF6の体積濃度の関係

改良版 Twodee-2 による計算結果は全てのケースにおいて, 漏洩点近傍では実験値と比較して過大 評価となったが, 漏洩点遠方では FDS による計算結果よりも実験値と近い値を示した。また, ケ ース E, ケース F のように漏洩量を増やす, もしくは角度を大きくすると, 実験結果の再現性が 高くなっていることが確認できる。

+分発達した状態における SF6 の濃度分布形状の比較

次に改良版 Twodee-2, FDS による十分発達した状態における SF6 の濃度分布形状を各ケース毎 に示す。改良版 Twodee-2 では、ケース C、ケース E の十分発達した状態を、漏洩開始後 800 秒後 から 1,000 秒後までの濃度分布を 5 秒ごとに算出し平均した結果、ケース D、ケース F の十分発 達した状態を、漏洩開始後 700 秒後から 1,000 秒後までの濃度分布を 5 秒ごとに算出し平均した 結果である。また、ケース A、ケース B と同様に、濃度分布形状の図は風向き方向の距離を x 軸、 地表面上の風向き方向に直行する方向の距離をy軸,地表面と直行する方向の距離をz軸とし, z=0 でのx-y平面を垂直方向から見た図となる。FDSの計算では風洞実験に使用されたセンサーも 含まれていて,図中の点で表した。

ケース C での結果を示す。図 2.13 は FDS での計算結果,図 2.14 は改良版 Twodee-2 による計算 結果である。図 2.14 では表計算ソフト(エクセル)での等高線表示に限界があるため、漏洩中心 点を基準に半分の領域の計算結果となっている。FDS の計算範囲は *x*=500, *y*=300 とし、改良版 Twodee-2 の計算範囲は *x*=600, *y*=250 とした。改良版 Twodee-2 における漏洩中心点は *x*=50,*y*=0 で ある。



図 2.13 FDS (ケース C)



図 2.14 は図 2.13 と比較して, 濃度分布の拡がりが大きいことがわかる。傾斜角度が最も小さい条件であるため, 幅方向への広がりが最も大きくなっている。

ケース D の計算結果を示す。図 2.15 は FDS によるは計算結果,図 2.16 は改良版 Twodee-2 による計算結果である。FDS の計算範囲は x=500, y=300 とし,改良版 Twodee-2 の計算範囲は x=600,





図 2.16 改良版 Twodee-2(ケース D)

図 2.16 に示した拡散範囲は図 2.15 と比較して濃度分布の拡がりが大きいことがわかる。この経口 はケース C と同じである。なお、地面の傾斜角度が大きくなったことによって、ケース C の場合 より幅方向への広がりが小さくなっていることが確認できる。

ケースEにおいても同様に結果を示す。図2.17はFDSでの計算結果を図2.180は改良版Twodee-2 による計算結果である。図2.18では表計算ソフト(エクセル)での等高線表示に限界があるため, 漏洩中心点を基準に半分の領域の計算結果となっている。FDSの計算範囲は*x*=500, *y*=300 とし, 改良版 Twodee-2 の計算範囲は*x*=600, *y*=250 としている。改良版 Twodee-2 における漏洩中心点は *x*=50, *y*=0 である。

y=250 としている。改良版 Twodee-2 における漏洩中心点は x=50, y=75 である。



図 2.18 FDS(ケースE)



ケース D に比べ漏洩量が増えているため幅方向, 傾斜方向への広がりが大幅に増大していること が確認できる。

ケース F においても同様に結果を示す。図 3.3.11 は FDS での計算結果,図 3.3.12 は改良版 Twodee-2 による計算結果である。FDS の計算範囲は *x*=500, *y*=300 とし,改良版 Twodee-2 の計算 範囲は *x*=600, *y*=250 としている。改良版 Twodee-2 における漏洩中心点は *x*=50,*y*=75 としている。

図 2.20 は図 2.19 と比較して濃度分布の拡がりが大きいことがわかる。また、ケース C、ケース D に比べ、地面の傾斜角度が大きい条件であることから、幅方向の広がりが小さくなっていること も確認できる。



ー連の計算結果の比較から,傾斜角度一定の地表面を考慮したケース C,ケース D,ケース E,ケース F での改良版 Twodece-2 による濃度分布形状は,詳細モデルである FDS の結果をある程度 再現した。分布の拡がりついては FDS の結果よりもより拡がった結果を示したが,主軸上の濃度 減衰は実験値に非常に近い値を示したことから,実験結果を再現した分布形状であると考えられ る。

2.4.4 空気連行係数の妥当性の評価

本計算では空気連行係数の値を、風洞実験の結果を再現するようにE = 0.02と決めて計算を実行した。上述の通り、改良版 Twodee-2 による計算結果は、おおむね風洞実験の結果に近い値を示した。しかし、空気連行係数は経験的な数値であるため E = 0.02 は風洞実験に特化した値である可能性がある。そこで実験体系の異なる現象に対しても同程度の空気連行係数が算出されるかを検証することで、今回決定した空気連行係数が妥当であるかを確認することとする。

高密度ガスが拡散する現象と淡水中を塩水が流れていく現象には類似性がある。そこで、須賀 ら[8]が塩水実験の結果をもとに提案した以下の実験式から空気連行係数を算出した。

$$F_{d1} = \nu' / \sqrt{(\rho_{\infty} - \rho)gh/\rho}$$
(2.44)

$$E = 2 \times 10^{-3} F_{d1}^3 \tag{2.45}$$

v' は拡散ガスの速度, ρ_{∞} は大気の密度, ρ は拡散ガスと大気の混合ガスの密度,g は重力加速度,h は拡散ガスの厚みを表す。

式(2.37)におけるv'.p.h は上記のケースと同じ条件で改良版 Twodee-2 を用いて計算した値を使 用した。十分発達した状態で漏洩中心点から傾斜方向への各位置におけるv'.p.hを算出し,密度 フルード数と空気連行係数を決定した。各ケースの漏洩中心点からの距離と空気連行係数(E)の 関係を以下に示す。



図 2.21 各ケースにおける漏洩点からの距離に対する空気連行係数の変化

漏洩点近傍では空気連行係数の値が安定せず,また拡散ガスの先端部ではボアが発生しているため,漏洩中心点から100~400mの空気連行係数を平均した値を各ケースにおける空気連行係数とした。その結果が表 2.5 である。

ケース	С	D	Е	F
E	0.004	0.016	0.018	0.034

表 2.5 各ケースにおける空気連行係数 E

各種ケースにおいて算出した空気連行係数は、本計算で採用した空気連行係数の値と概ね一致した。実験体系が違う現象でも値が近い空気連行係数が算出されたため、今回決定した空気連行係数は風洞実験に特化した値ではないといえる。

2.5 まとめ

本研究では高密度ガス拡散予測モデルの1つである浅層モデルを採用した Twodee-2 に着目し, 低温天然ガスと同様に高密度ガスである SF₆を漏洩物質とした大気拡散挙動を予測した。高密度 ガス大気拡散モデルの性能評価を目的として,風洞実験を対象に,改良版 Towdee-2, DEGADIS, FDS(Version5.5.1)のを比較して,得られた結果が以下の2つである。

- (1) 代表的な3つの高密度ガス大気拡散モデルを取り上げて風洞実験と比較したところ,浅層モデルを基礎とする改良版 Twodee-2 は高い再現性を示した。
- (2) 無風状態の高密度拡散現象に適した空気連行モデルに変更し、その係数を風洞実験との比較から決定した。その数値は既報の実験式から見積もられた値と整合性のある値が得られた。 今後の課題として、より複雑な地形形状や障害物の影響を考慮した条件でのTwodee-2の性能評

価を行っていくとともに、低温の高密度ガスにも対応できるよう熱輸送方程式を組み込んでいく。

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] 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).
- [3] 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).
- [4] 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.
- [5] K. McGrattan, S. Hostikka, and J. Floyddd, Fire Dynamics Simulator (Version 5) User's Guide, NIST Special Publication 1019-5, 2009.
- [6] R.K.S. Hankin and R.E. Britter. TWODEE: the Health and Safety Laboratory's shallow layer model for heavy gas dispersion Part1. Mathematical basis and physical assumptions, Jounal of Hazardous Materials A 66 pp.211-226, 1999.
- [7] Andrew Joseph Kohout, "EVALUATION OF FIRE DYNAMICS SIMULATOR FOR LIQUEFIED NATURAL GAS VAPOR DISPERSION HAZARDS", master's thesis for graduate school of the University of Maryland, pp. 130-162, 2011.
- [8] 須賀堯三,高橋晃,淡塩二層流の連行係数,土木学会年次学術講演会講演概要集,31-2, pp. 383-384, 1976.

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、判断力の早期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(主観的情報)に科学的検討(客観的情報)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,今年度も高温多湿状況を再現した人工 気候室内で,自転車エルゴメータを用いた2段階の負荷活動(一定の負荷がかかり続ける状態で の活動および負荷が時間ともに漸増する活動としてシャトルラン実験)を横浜消防局所属の17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

消防活動中の隊員の心電位,呼吸代謝および体温データを入手するために,4 種類の実験を実施した。なお,本実験では,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 職員を被験者とした(2013 年度は 29~42 歳の 18 名,2014 年度は 19~47 歳 18 名,2015 年度は 22~53 歳 17 名)。

(1) 消防活動モデルに沿った消防模擬活動実験(Test 1)

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、中層建物火災における消防活動を模擬した消防活動モデル[1]に沿って、高温多湿環境を模擬できる人工気候室内で、防火衣・空気呼吸器を着装して実施し、活動中の心電位、外耳温度を連続測定した。なお、この消防活動モデルは、8 階建ての建物火災に対する消防活動(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,消防車輛から送水、 資機材搬送,消火,要救助者の搬送(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、6 階の要救助者は自力歩行可能)などの連続消防活動)をビデオで 撮影し、中層建物内での立体的な動きを、トレッドミル、踏み台昇降での活動で、重量物を錘、 砂袋入りナップザックで置き換えることで、屋内の限られた空間で実施できるように考案した、 防火衣の着装から活動終了までの一連の消防活動である(表 3.1 参照)。活動中の測定項目は、外 耳温度、RR 間隔の連続測定および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)である。α-アミラーゼ濃度, VAS 値、血中乳酸値は負荷活動前後の値と比 較した。

中国建物での逃ル訓練准制	

表 3.1 消防活動モデルの概要

消防活動モデル

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

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(Test 2)

本実験は、一定の負荷がかかり続ける活動を継続することで、生体情報にどのような変化が起こるのかを把握することが目的であり、2013 年度~2015 年度の各年度に行い、横浜市消防局に勤務する男性職員 52 名(19 歳~47 歳)の同意を得て実施した。2013 年度および 2014 年度は、人工気候室内の環境条件を室温 35℃、湿度 60~70%としたが、体力的には余裕がありながら外耳温度の上昇のために実験を中断した被験者が多かったため、2015 年度は人工気候室内の環境条件を 室温 28℃、65%に変更した。

上述の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,長袖活動衣, 皮手袋,運動靴)着装のもと,低負荷(1.5 [kg・m],最大負荷継続時間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等)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。なお,2015年度はα-アミラーゼ濃度および VAS 値を計測してない。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。α-アミラーゼ濃度,VAS 値,血中乳酸値は負荷活動前後の値と比較した。

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。



回転数 50 rpm



図 3.1 自転車エルゴメータを用いた負荷活動内容

(3) ステアレース実験(Test 3)

本実験は、漸増する高負荷が時間的にかかり続ける状態下における消防隊員の心肺への負荷データの取得を目的とした。横浜市消防局および川崎市消防局に勤務する男性職員6名(25~47歳)の同意を得て、防火衣着装、空気ボンベ着用のもと(装備重量20kg),1階から59階までの999 段を駆け上った。活動中の心拍数をウェアラブルTシャツ(東レ製)、センシング端末(NTT製)、 スマートフォン (SONY HDR-AZ1)を用いて1/200秒間隔で連続測定した。また防火へルメット に取り付けたカメラで活動の様子を撮影した。データ解析はTest1と同様な手法を用いた。 (4) 20m シャトルラン実験(Test 4)

時間的に負荷が漸増し続ける状態下での消防隊員の心肺データの取得を目的とした。本実験では、文部科学省の実施内容に沿ったシャトルラン開始直前に、歩行を5分間(3分間の低速歩行)と2分間の高速歩行)行うことで、段階的に活動負荷を上昇させた。これは、好気性呼吸に嫌気性呼吸の要素が加わり始める VT ポイント(Ventilation Threshold point)を算出するためである。

横浜市消防局に勤務する男性職員 17 名(22~53 歳)の同意を得て,防火衣着装の下,被験者の 自己申告,あるいは責任者が活動継続不能と判断した場合にシャトルランを中止した。通常のシ ャトルランでは,音源ビープ音に2回連続で間に合わない場合に中止となるが,本実験では限界 活動に近い状態のデータを取得するために,音源ビープ音に連続2回間に合わなくても活動を継 続し,安全管理者の合図で中止した。なお活動中は,外耳温度,心拍数,呼気情報(呼吸数,酸 素摂取量,二酸化炭素排出量,換気量等)を常時監視した。外耳温度と心電位データは,活動中 断後25分間計測を継続した。実験は,横浜市消防局訓練センター内の体育館で実施した。

活動中の測定項目は Test 2 と同様である.データ解析は Test 2 の手法に加えて, V-slope 法(酸素摂取量(V₀₂)の増加に対する換気量(VE)増加の変曲点の検出)により VT ポイントを算出した[2]。 各実験おける測定項目と測定装置の概要を表 3.2 に示す。

呼吸代謝	被験者に専用マスクを取り付け, 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-3100)を介して, PC に保存。
	呼吸数, 換気量, 酸素摂取量(Vo2), 二酸化炭素摂取量(Vco2)等を測定し
	た。データの測定間隔は3 呼吸毎を基本とし、くしゃみや咳あるいは
	呼吸数が設定値を超えると,自動的に10秒間隔となる。
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)

表 3.2 測定項目と測定装置の概要

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(Test 1)
 - 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
- 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(少なくとも 20 分間),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(Test 2)
 - ① 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 自転車エルゴメータを用いた負荷活動
 - ④ 測定終了後,速やかに防火装備を脱衣し、そのまま任意の体勢でα-アミラーゼ濃度、VAS 値を測定
 - ⑤ 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。血中乳酸値は測定終了から 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) ステアレース実験(Test 3)
 - ① 導電性センサ機能つきTシャツおよびデータ伝送機器の取り付け
 - ② 防火衣着装,空気ボンベ,防火ヘルメット着用(装備重量 20 kg)
 - ③ 1 階から 59 階までの 999 段を駆け上がる
 - ④ Tシャツおよび伝送機器の回収
- (4) 20m シャトルラン実験(Test 4)
 - ① 消防衣, すべての測定器を装着後, 座位状態で血中乳酸値を測定
 - ② 座位状態で5分間安静データを測定
 - ③ 5分間の歩行(低速歩行3分,高速歩行2分)
 - ④ 歩行終了後,直ちにシャトルランを開始
 - ⑤ 中断後は防火ヘルメット,皮手袋を速やかに外し,血中乳酸値を測定した後,約5分間の クールダウンの実施
 - ⑥ クールダウン後,座位状態で20分間血中乳酸値を5分毎に計測し,測定を終了

3.2.3 周波数解析条件

RR 間隔の周波数解析には MemCalc/win [3]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。VLF: 0.0033~0.04 Hz, LF: 0.04~0.15, HF: 0.15~0.4 Hz, VHF: 0.4~1.0 Hz とし、その周波数領域における各パワーをそれぞれ算出した。

3.3 結果と考察

3.3.1 消防活動モデルに沿った消防模擬活動実験(Test 1)

2013 年度,2014 年度に実施した消防模擬活動実験では、すべての被験者が全行程を完遂した。 (a) 心拍数,外耳温度

図 3.2 に,代表被験者 (2014E) の心拍数 (3 分間の平均心拍数) と外耳温度の経時変化を示す。 活動開始から心拍数は上昇し,活動終了まで 130~160 bpm の範囲の心拍数を維持した。外耳温度 は,活動開始から終了まで単調に上昇した。被験者毎に数値的な違いが認められたが,心拍数お よび外耳温度の時間変化のパターンは図 3.2 と同じ傾向を示した。消防模擬活動中,ほとんどの 被験者の 3 分間の平均心拍数は 150 bpm を越え,図 3.3 に示したように,各被験者の 3 分間の平 均心拍数の最大値が 200 bpm 近い心拍数を示した被験者もいた。

外耳温度に注目すると、被験者 2014E は活動前後で3 ℃前後上昇しており、他の被験者でも約 2~4 ℃の上昇が確認された。通常の運動衣でかつ室温下において、心拍数を 150 bpm に保ちなが ら 30 分間自転車エルゴメータを漕ぎ続けた実験(心拍数一定実験)では、外耳温度は約 0.5 ℃程 しか上昇しなかったことから、消防衣の着装や気温の影響は非常に大きいことが示唆される。



図 3.2 消防模擬活動における 3 分間の平均心拍数と外耳温度の経時変化(2014E)



図 3.3 模擬活動実験における各被験者の3分間の平均心拍数の最大値

(b) β 値および FI 値

図 3.4 に、代表被験者(2014E)の β 値および FI 値の経時変化を示す。消防模擬活動中の β は2 ~3の数値を示した。活動前の被験者の β 値が 1.5 前後の値であること、歩行などの低負荷活動で 2.0 と報告されているこ[4]とを考慮すると、消防模擬活動は心肺機能に負荷のかかる活動である。 さらに、随所に β 値が急減少している時間帯に FI 値が急上昇していることが確認できる。



図 3.4 消防模擬活動における 3 分間の平均心拍数と β・FI 値の経時変化(2014E)



図 3.5 消防模擬活動中におけるパワースペクトルの変化(2014E)

図 3.5 に示したように、要救助者の搬出を模擬した 2 回目の 25 kg ナップサックを担いだ活動に おけるパワースペクトル密度と、人工気候室入室の際のパワースペクトル密度を比較すると、0.1 Hz 以上の周波数帯のスペクトル形状がまったく異なることが確認できる。このように大きな負荷 がかかる状況下では、スペクトルに特徴的な平坦化が生じることがわかる。また、活動終了後、 人工気候室から退出後のスペクトル形状は人工気候室入出した際の形に近づき、FI 値も下がって いる。これは、心肺機能が回復したことを示している。

(c) α-アミラーゼ濃度および視覚的評価スケール

精神的ストレスの蓄積はα-アミラーゼ濃度の上昇を引き起こすと報告されている[5]。図 3.6 に 示したように,2013~2014 年度の被験者 36 名中 25 名(約 70%)に,模擬消防活動終了後のα-アミラーゼ濃度の上昇が確認されたことから,消防模擬活動が被験者に精神的ストレスを与えた とも考えられるが,各被験者のα-アミラーゼ濃度の上昇,減少の具合に大きな差が認められた。 現時点ではこの要因について十分な知見が得られていない。



図 3.6 各被験者の活動前後でのα-アミラーゼ濃度の変化量

視覚的評価スケール(VAS 値)は、身体・精神的に疲労を感じた時に値が下がると報告されている。図 3.7 に示したように、2013~2014 年度の被験者 36 名中 16 名(約 45 %)に、VAS 値の減少が確認できた。本報告での VAS 値変化量は、覚醒度・気分・意欲・気持ち・身体的疲労・集中力・食欲のの 7 つの評価項目の平均値の、活動前後での差である。VAS 値の変化に関して十分な考察には及んでいない。



図 3.7 各被験者の活動前後での VAS 値の変化量

(d) 血中乳酸值

血中乳酸値は,運動負荷が大きくなり,糖の利用が多くなることで増えると報告されている[6]。 図 3.8 に示したように,2013~2014 年度の被験者 36 人中 24 人(約 66 %)は,血中乳酸値が増加 した。血中乳酸値の上昇値が2 桁に届くほど大きく増加した被験者は少なかったが,模擬活動後 の血中乳酸値の増加傾向が認められた。なお,全体的に2013 年度の被験者の方が2014 年度の被 験者よりも血中乳酸値変化量が大きい。この原因として,日頃の訓練状態および年齢差(2013 年 度の被験者の平均年齢(38.1 歳)に対して2014 年度の被験者の平均年齢(29.6 歳))が考えられ る。



図 3.8 各被験者の活動前後での血中乳酸値の変化量

3.3.2 自転車エルゴメータ実験(Test 2)

10 分間の低負荷活動は、いずれの被験者も完遂したが、最大 40 分間の高負荷活動を完遂した 被験者は 2015 年度の 2 名以外いなかった。

(a) 心拍数, 外耳温度

図 3.9 にある被験者(2015B)の心拍数(3分間の平均心拍数)と外耳温度の経時変化を示す。 負荷活動開始とともに心拍数が上昇し、この被験者場合、高負荷活動中の心拍数は170 bpm にま で上昇した。外耳温度の経時変化から、低負荷活動時に約1℃、高負荷活動時に2.5℃単調に上昇 した。



図 3.9 自転車エルゴメータ実験における 3 分間の平均心拍数と外耳温度の経時変化(2015B) - 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

Test 2 を実施した各被験者の3分間の平均心拍数の最大値を図3.10に示す。いずれの年度においても200 bpm に近い心拍数に到達した被験者も多く,高負荷活動は各被験者の疲労限界付近まで追い込むことができたと考えられる。



図 3.11 高負荷活動継続時間

各被験者の高負荷活動継続時間の結果を図 3.11 に示す。2013 年度および 2014 年度は,35℃,60 ~70%,2015 年度は 28℃,65%の環境条件下で測定したが,温度および湿度といった活動環境条件の違いが,継続時間に明らかな影響を与えていることが読み取れる。

各被験者の自転車エルゴメータ実験実施前後の外耳温度の上昇を図 3.12 に示す。例えば被験者 2014E は,活動前後で 2.5 ℃前後上昇しており,実験継続時間に係わらずいずれの被験者も約 2 ~4 ℃の上昇が確認できる。図 3.13 に示したように,消防模擬活動と異なる特徴として,活動終 了後にも外耳温度は上昇し続け,1 ℃以上上昇した被験者もいた。全体平均でも約 0.8 ℃前後の 上昇が確認できた。これから,限界付近まで活動し続けたあとのクールダウンの重要性を意味し ていると考えられる。なお,外耳温度の上昇により活動を強制終了した被験者もいた(2014 年度 の 18 名中 6 名)。



図 3.13 各被験者の自転車エルゴメータ実験終了時からの外耳温度上昇値

(b) β 値および FI 値

図 3.14 に,被験者(2015B)の心拍数(3分間の平均心拍数)とβ値およびFI値の経時変化を示す。





図 3.14 から,低負荷活動,高負荷活動の開始と共にβ値が急減少していることが分かる。低負荷活動時間帯のβ値の急減少はすべての被験者に見られた訳ではないが,高負荷活動部開始のβ 値の急減少はすべての被験者で確認できた。また,β値の急減少と同時にFI値の急上昇が見て取れる。これは高負荷活動開始から心肺に非常に大きい負荷がかかっていたということを意味する。 図 3.15 に,各被験者 FI値の最大値を示した。FI最大値が 0.8 を越えている被験者も多く,心肺

図 5.13 に, 谷饭駅日 FI 恒の取入 恒を小した。FI 取入 恒か 0.8 を 越え こいる 彼 駅 石 も 多く, 心 服機能に非常に大きな負荷がかかっていたことが分かる.



図 3.15 自転車エルゴメータ実験における各被験者の FI 最大値



図 3.16 自転車エルゴメータ実験におけるパワースペクトル密度の変化(2015B)

図 3.16 に、ある被験者(2015B)のパワースペクトル密度の変化を示す。高負荷活動終了時の パワースペクトル密度に注目すると、周波数が 0.1 Hz 以上の周波数帯で大きく平坦化しているこ とが分かる。また、活動終了から 5 分が経過してもパワースペクトル密度が低負荷活動開始時の 状態に戻っていないことから、まだ通常時の状態まで回復していないことが伺える。

(c) 血中乳酸值

全被験者に活動前後での乳酸値の増加が確認できた。これは自転車エルゴメータ実験において 大きな運動負荷がかかっており、多くの糖が利用されたということを意味する。すべての被験者 の活動終了後の平均値は約8.6 mmol/l に達しており、活動開始前よりも約6.2 mmol/L 増加してい た。文献によると、バスケットボールのゲーム練習後の血中乳酸値が約6.5 mmol/l 程度まで上昇 する[6]と報告されていることから、今回の実験ではそれ以上の負荷がかかっていたと考えられる。 また、高負荷活動終了直後から25分間の血中乳酸値の推移(全被験者平均)を下の図3.17 に示 す。図3.18 に、高負荷活動を終えてからの血中乳酸値の時間的変化を示す。活動終了直後の血中 乳酸値の半分まで低下するのに約20分を要した。25分後に活動開始前の血中乳酸値のレベルま で回復した被験者数は半分にも満たなかった。



図 3.17 活動中断後の血中乳酸値の時間変化



図 3.18 活動中断後の規格化した血中乳酸値の 時間変化

(d) 呼吸代謝

図 3.19 にある被験者(2015B)の心拍数(3 分間の平均心拍数)と酸素摂取量・二酸化炭素排出 量などの経時変化を示す。これから、低負荷活動中では酸素摂取量が二酸化炭素排出量を上回っ ているが、高負荷活動中では逆に二酸化炭素排出量が酸素摂取量を上回っている。これは低負荷 活動中と高負荷活動中とでは運動形態が異なることを表している(低負荷活動中はほとんどが有 酸素運動であるのに対して、高負荷活動中は有酸素運動に無酸素運動の要素が加わっている)。

呼吸代謝情報から,有酸素運動に無酸素運動の要素が加わる点である VT ポイントを V-slope 法 により求めようと試みたが,高負荷活動部の運動強度が大きすぎたため検出出来なかった。




— 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

3.3.3 ステアレース実験(Test 3)

今回の測定では、6名中2名の被験者の心電位のデータを測定することが出来なかった。

(a) 心拍数

図 3.20 に、ある被験者(S2014D)のステアレースにおける心拍数(3分間の平均心拍数)の経時変化を示す。階段を駆け上り始めるとともに心拍数は急上昇し、ある時間(12:23:19)から心拍数の上昇率が変化し、だらだらと180 bpm まで上昇した、他の被験者においても、このような心拍数の時間変化が観測された。



図 3.20 ステアレースにおける 3 分間の平均心拍数の経時変化(S2014D)

— ステアレース開始 — ステアレース終了



図 3.21 ステアレースにおける 3 分間の平均心拍数とβ, FI 値の経時変化(S2014D)



図 3.22 各被験者のステアレースにおける FI 値の最大値

(b) β, FI 値

図 3.21 に、ある被験者(S2014D)のステアレースにおける 3 分間の平均心拍数とβ値および FI値の経時変化を示す。これから、ステアレースを開始してβ値が急減少していることが読み取 れる。このような活動中のβ値の急減少はすべての被験者で確認された。このβ値の急減少と同 時にFI値が急上昇しているのが見て取れる。Test 2 の高負荷活動と同様に、活動開始から非常に 大きい負荷がかかっていたとことを示している。

図 3.22 に各被験者のステアレースにおける FI 値の最大値を示したように、心肺機能に非常に 大きな負荷がかかっていた事が分かる。

図 3.23 に、ある被験者(S2014D)のステアレース中のパワースペクトル密度の変化を示す。心 肺機能への負荷がかかることで、0.1 Hz 以上の周波数帯でのスペクトルの平坦化が確認できる。 また、活動終了から15分が経過してもパワースペクトル密度の形状がステアレース開始前の形状 に戻らなかった。



図 3.23 ステアレースにおける周波数スペクトルの変化(S2014D)

3.3.4 シャトルラン実験(Test 4)

(a) 心拍数, 外耳温度

図 3.24 に、ある被験者(2015F, 2015L)のシャトルラン実験における、心拍数(3分間の平均 心拍数)と外耳温度の経時変化を示す。



図 3.25 シャトルラン実験における各被験者の累積回数と瞬時心拍数の最大値



図 3.26 各被験者の限界把握実験における外耳温度上昇値

心拍数は、歩行開始時より上昇し、シャトルラン開始後、時間経過(累積回数の増加)ととも に上昇した。図 3.25 に示したように、累積回数には個人差が大きく現れたが、ほとんどの被験者 の最大心拍数が 190 bpm 付近に達しており. 200 bpm を越えた被験者も2名いた(被験者 A は不 参加、被験者 D は心電データ採取出来ず)。また、本実験が自転車エルゴメータ実験と大きく異 なったのは、活動終了後にも心拍数の上昇が確認されたことである。座位運動である自転車エル ゴメータ実験と、全身運動であるシャトルラン実験でこの様な違いが生じたということは、座位 運動と全身運動では心肺機能にかかる負荷が少し異なる可能性があると考えられる。

図 3.26 に,各被験者のシャトルラン実験前後での外耳温度上昇を示す。高温多湿な環境下での 実験では無かったこと,活動時間が 10 分前後と短いことなどから,自転車エルゴメータ実験の様 に外耳温度の 3~4 ℃上昇は見られなかったが,活動全体を通じて 1~2 ℃程度の上昇が確認され た。なお,本実験では外耳内にサーモパイル式の温度計を挿入しシャトルランを実施したが,セ ンサー接触の不具合が発生したため,外耳温度を正確に測定できていない可能性の高い被験者が 多かった(17 名中 10 名)。

(b) β 値および FI 値

図 3.27 に、ある被験者(2015L)のシャトルラン実験におけるβ値およびFI値の経時変化を示 す。これより、シャトルランの累積回数が30回を経過した辺りからβ値が急減少を始め、それと ほとんど同時にFI値が急上昇を始めたことが分かる。β値の減少、FI値の上昇が起こる累積回数 は被験者によって異なった。このβ値の急減少と同時にFI値の急上昇が起こるという現象は、自 転車エルゴメータ実験にも見られた現象であり、この点は座位運動と全身運動共通であると言え る。



図 3.27 シャトルラン実験における 3 分間の平均心拍数と β, FI 値の経時変化(2015L)



図 3.28 シャトルラン実験における β, FI 値の最大値 (被験者 A は不参加、被験者 D は心電データ採取出来ず)



図 3.29 シャトルラン実験におけるパワースペクトルの変化(2015L)

図 3.28 に本実験における各被験者のβおよび FIの最大値を示す。いずれの被験者においてもβ 値は 2~3の値を,FI 値は 0.8 付近まで上昇している被験者も多く,自転車エルゴメータ実験と同 程度の上昇が見られた。

図 3.29 に、ある被験者(2015L)のシャトルラン実験中のパワースペクトル密度(PSD)の変化を示す。シャトルランを開始してから累積回数が 30 回を経過した辺りからパワースペクトルの高周

波側に平坦化が見られ,60回を経過したころには周波数スペクトルの高周波側が大きく平坦化しているのが見て取れる。これは,図3.27のFI値の経時変化と一致している。

図 3.30 に,シャトルラン実験中に PSD 平坦化が生じた累積回数とそのときの心拍数の結果を示 す。これより多くの被験者において, PSD 平坦化が生じた累積回数は 30 回前後であること,さら にそのときの瞬時心拍数が 140 bpm を超えていることが読み取れる。



図 3.30 シャトルラン実験中に PSD 平坦化が生じた累積回数とそのときの心拍数



図 3.31 活動中断後の血中乳酸値の時間変化



図 3.32 活動中断後の規格化した血中乳酸値の 時間変化

(c) 血中乳酸值

全被験者に活動前後での平均で約13 mmol/L の乳酸値増加が認められた。陸上 5,000m 走におい て、タイムトライアル後に血中乳酸値が11.3 mmol/L 程度まで増加すると報告されていることから [6]、今回の実験ではそれ以上に乳酸が生成された事になる。また、シャトルラン終了直後から25 分間の血中乳酸値の推移(全被験者平均)を図3.31に示した。これからシャトルラン終了時から 25 分経過しても、シャトルラン終了直後の半分までも血中乳酸値は低下しなかった。自転車エル ゴメータ実験では、活動終了10~15 分程度までに、ある程度血中乳酸値が減衰したのに対して、 シャトルラン実験では活動終了 10 分程度まで,ほとんど血中乳酸値は減衰していない。この傾向 の違いは,座位運動と全身運動での血中乳酸値の生成具合の違い(解糖系代謝と酸素系代謝の差) を示している可能性がある。

(d) 呼吸代謝

ある被験者(2015L)のシャトルラン実験における酸素摂取量・3分間の平均心拍数と呼吸数, 酸素量(VO2)及び排出した二酸化炭素量(VCO2),換気量,VCO2/VO2および呼気中に含まれ る酸素および二酸化炭素濃度の経時変化を図3.33に示す。歩行開始時点から酸素摂取量・二酸化 炭素排出量ともに右肩上がりに上昇し、シャトルラン開始後、累積回数が30回を経過したころか ら二酸化炭素排出量が酸素摂取量と同程度または超えるような値を示した。



図 3.33 シャトルラン実験における酸素摂取量・3 分間の平均心拍数と呼吸数,酸素量(VO2) 及び排出した二酸化炭素量(VCO2),換気量,VCO2/VO2 および呼気中に含まれる酸素および二 酸化炭素濃度の経時変化(2015L)



図 3.34 酸素摂取量増加に対する換気量増加比から求めた AT ポイント(V-slope 法) (2015L)

そこで図 3.34 に示したように、V-slope 法を用いて各被験者の VT ポイントを算出した(プロット 全体を二直線近似し、その交点を VT ポイントと定義した)。図 3.35 に、同様な手法で算出した各 被験者の VT ポイントの結果を、また最大酸素摂取量の結果を図 3.36 に示す。これらから各被験 者の換気性作業閾値は 25 ml/kg/min を最大酸素摂取量は 35 ml/kg/min を超えていることが読み取 れる。



図 3.35 20m SR における各被験者の 換気性作業閾値



図 3.36 20m SR における各被験者の 最大酸素摂取量

3.3.5 換気性作業閾値

本研究では、心拍数の時間微分の最大値が現れる時間の心拍数を換気性作業閾値(Heart Rate Threshold, HRT)と定義した。

図 3.37 に消防模擬活動実験(Test 1)における,ある被験者(2014C)の心拍数と心拍数の時間 微分値の経時変化と FI 値と心拍数の時間微分の経時変化を示す。心拍数の急上昇とほぼ同じ時間 に Δ HR/ Δ t の値も急上昇していること, Δ HR/ Δ t の急上昇は FI 値の急上昇よりも少し前の時刻 に生じていることから, Δ HR/ Δ t と FI 値には相関関係があると考えられる。2014 年度のすべて の被験者の HRT を算出できたが,図 3.38 に示したように,HRT の値は被験者によってかなりの バラつきがあることが分かる。



図 3.37 消防模擬活動実験(Test 1)における 3 分間の平均心拍数および FI 値と

心拍数の時間微分値の経時変化(2014C)



図 3.38 消防模擬活動(Test 1)における各被験者のHRT

図 3.39 に自転車エルゴメータ実験(Test 2)における,ある被験者(2014E)の心拍数と心拍数 の時間微分値の経時変化および FI 値と心拍数の時間微分の経時変化を示す。Test 1 と同様の手法 を用いて HRT を算出した。自転車エルゴメータ実験においても消防模擬訓練実験と同様に、 $\Delta HR/\Delta t$ の急上昇はいずれも FI 値の急上昇よりも少し前の時刻で見られた。図 3.40 に 2013 年度~2015 年度に実施した自転車エルゴメータ実験(Test 2)における HRT の結果を示す。



図 3.39 自転車エルゴメータ実験(Test 2)における 3 分間の平均心拍数および FI 値と心拍数の







図 3.41 ステアレースにおける 3 分間の平均心拍数と心拍数の時間微分値の経時変化(S2014D)



図 3.42 ステアレース (Test 3) における各被験者の HRT

図 3.41 に自転車エルゴメータ実験(Test 2)における,ある被験者(S2014D)の心拍数と心拍数の時間微分の経時変化の関係を示す。心電位を測定できた被験者4名全員にHRTが確認できた。 図 3.42 にステアレースにおける算出した HRT の結果を示したように,HRT の値への個人差が確認できる。

図 3.43 に 20m シャトルラン実験(Test 4)における,ある被験者(2015L)の心拍数と心拍数の時間微分の経時変化の関係を示す。その結果を図 3.44 に示す。測定機器の不具合により心拍数のデータが取得できなかった被験者 1 名を除き,すべての被験者で HRT を確認できた(2015A は欠席)。



図 3.43 シャトルラン実験における 3 分間の平均心拍数と外耳温度の経時変化(2015L)

一歩行開始(通常) - 歩行(速足) - シャトルラン開始
 10回経過 - 20回経過 - 30回経過 - 40回経過 - 50回経過
 60回経過 - 70回経過 - 終了(79回)



図 3.44 シャトルラン実験(Test 4)における各被験者のHRT

3.3.5.1 活動負荷が HRT に与える影響

図 3.45 に、同一被験者が各負荷活動を行った際の HRT の変化を示す。Test 1 では継時的に負荷 が変化する活動、Test 2 は一定負荷活動、Test 3 は断続的に負荷が上昇する活動である。このよう

に,同一人物でも負荷の程度に依存して HRT の値が変化することが分る。そこで,HRT を指標と して現場で用いるためには,事前に HRT が分かっているのではなく,活動中に HRT を検出する 必要がある.



図 3.45 負荷活動の違いによる HRT の変化(2014E)

3.3.5.2 現場での HRT の検出方法

図 3.46 に示したように, 瞬時心拍数の時間変化 (Δ HR/ Δ t) は非常に乱れていることから, 瞬時心拍数を基にして HRT を算出するために, 図 3.47 に示したように, 瞬時心拍数を二直線近似し, その交点の値を HRT とした。図 3.46 のシャトルラン 20 回経過時点が HRT の時刻に相当し, その とき FI 値が上昇を始めていることが見て取れる。

4 つの活動すべてにおいて,測定機器の問題で心拍数が測定できなかった被験者以外の全ての 被験者で,同一方法によりHRTを検出できた。



図 3.46 シャトルラン実験における瞬時心拍数と FI の関係(2015L)

一歩行開始(通常) 一歩行(速足) ーシャトルラン開始
10回経過 - 20回経過 - 30回経過 - 40回経過 - 50回経過
60回経過 - 70回経過 - 終了(79回)



図 3.47 瞬時心拍数における HRT の算出方法(2015L)

図 3.48 は, 瞬時, 10 秒平均, 20 秒平均, 30 秒平均, 1 分平均, 2 分平均, 3 分平均の心拍数を 用いて求めた HRT の比較である。それぞれ平均した最後の時刻を平均後の心拍数の時刻とした。 HRT の求め方は二直線近似で統一した。これから,平均時間を長くすると HRT の値が上昇するこ とが読み取れる。特に1分以上の時間平均の心拍数から求めた HRT は明らかに大きな値を示して いる。また,図 3.49 は,各平均心拍数で求めた HRT と瞬時心拍数から求めた HRT との時間差を 示したもので,3分平均の心拍数を用いた場合は瞬時心拍数を用いた場合よりも2分以上遅れて HRT が検出されている。以上より現場での応用では1分以内の平均心拍数を用いるのが望ましい と考える。





図 3.49 心拍数の平均時間間隔と瞬時心拍数との HRT 時刻の時間差

3.3.5.3 HRT と生体情報の関連

響

図 3.50 に VT・SpO2 値の急落と HRT の関係を示したように, Test 2 における HRT の時刻と SpO2 の時刻, Test 4 における HRT の時刻と VT の時刻は時間差がほぼなかった。図 3.51 に HRT の時刻

と SpO2 値の急落の時刻,及び HRT の時刻と VT の時刻の時間差を示した。HRT と SpO2 値の急 落の時間差の平均は 10 秒,標準偏差 2.10 分,HRT と VT の時間差の平均は-13 秒,標準偏差 1.13 分であった。以上のことから,HRT は FI・SpO2・VT とほぼ同じ状態を示していることが分かる。 これから,HRT を活動要観察域突入の判定指標として用いることが可能であると考えられる。



図 3.50 VT・SpO2 値の急落と HRT の関係



図 3.51 VT・SpO2のHRT との時間差

3.3.5.4 HRT に基づく活動継続時間の推定

図 3.52 に HRT と HRT が検出された時刻からの活動継続時間の関係を示す。Test 3 および Test 4 のような負荷が時間経過とともに徐々に増加する活動では,活動継続時間の傾きが小さく,Test 2 のような時間的に一定の負荷がかかり続ける活動はその傾きが大きい。このことから,活動負荷に依存して HRT が検出された時刻からの活動継続時間の傾きが異なることが分かる。また,消防 模擬活動の結果をもとに,HRT が検出された時刻からの活動継続時間により,活動中断判定のた めの閾値を決定するつもりであったが,すべての被験者が完遂されたため,活動中断閾値を決定 する事は困難であった。

以上より, HRT が検出された時刻からの活動継続時間にもとづく活動中断の判断は, Test 2~4 のように短時間に高負荷がかかるような活動に対して有効であり, Test 1 のような負荷が時間的に 変化するような場合には, 周波数解析にもとづく指標を用いて活動中断判定を行うことが望まし いと考えられる。



図 3.52 HRT と活動継続時間の関係

3.3.5.5 活動要監視域の推定

図 3.53 に被験者 2015L の(LF+HF)成分のパワー,VHF 成分のパワー,FI 値の経時変化を示 す。これから、大きな負荷がかかっていない領域おける(LF+HF)成分のパワーとVHF 成分の パワーの違いは明白であり、FI 値が急上昇するポイントで、(LF+HF)成分のパワーがVHF 成分 のパワーと同程度まで低下していることが読み取れる。このため、FI 値が上昇する大きな原因と して、FI 値算出のための分子であるVHF 成分の変化よりも、分母の(LF+HF)成分のパワーの 変化であると考えられる。



図 3.53 シャトルラン実験(Test 4)における LF+HF 成分および VHF 成分のパワーと FI 値の経時変化(2015L)



図 3.54 自転車エルゴメータ実験(Test 2)における LF+HF 成分および VHF 成分のパワーと FI 値の経時変化(2014E)

図 3.54 のように, Test 4 でも同じような挙動を示したことから, この(LF+HF)成分がある一 定値を下回るポイントで FI 値の急上昇の判断が可能であると考えられる。

そこでシャトルラン実験(Test 4)のデータを用いて、その一定値(閾値)をどこに設定するか を検討した。具体的には、図 3.55 に示したように、(LF+HF)領域のパワー値に対応する全被験 者の FI 平均値の関係を検討した((LF+HF)領域のパワー値がある数値を下回った際の FI 値を 対応する FI 値とした。例えば、(LF+HF)領域のパワー値が 28 msec² から 5 秒間で 19.1 msec² と なった際に FI 値が 0.2 を示したとすると、その被験者の(LF+HF)領域のパワー値が 20 msec² の際に対応する FI 値は 0.2 とした。また、被験者によっては LF+HF)領域のパワー値が 48 msec² から 26 msec² まで 5 秒間で一気に減少するような挙動を見せた。その際には、間の 40 msec²に対 応する FI 値は無しとした)。

図 3.55 から, (LF+HF) 領域のパワー値が0 に漸近するにつれて FI 値の値が大きくなっている 傾向が読み取れる。

図 3.56 を見ると、(LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec² を下回った際の FI の時間微分値が上 昇している事が分かる。これは、(LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec² を下回った際に FI 値が大 きく上昇している事を示している。他の実験においてもこの傾向が見られるのかを確認する為に、 Test 2 のデータを検討した。

図 3.57 に示したように、シャトルラン実験(Test 4)の結果よりも全体的に FI 値が低い値となったが、FI 値の上昇に関しては同じ様な傾向が見られた。以下に 2 つの実験のデータを合算した グラフを示す。

85



図 3.55 シャトルラン実験(Test 4) における(LF+HF)領域のパワー値に対応する FI値の全被験者平均



図 3.56 シャトルラン実験(Test 4)における(LF+HF)領域のパワー値に対応する FI値の全被験者平均微分



図 3.57 自転車エルゴメータ実験(Test 2)における(LF+HF)領域のパワー値に 対応する FI値の全被験者平均



図 3.58 シャトルラン実験(Test 4) および自転車エルゴメータ実験(Test 2) における (LF+HF)領域のパワー値に対応する FI 値の全被験者平均

図 3.58 からも、(LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec²を下回る際に、FI 値が大きく上昇してい る事が分かる。また(LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec²前後で PSD 図がどう変化しているの かを検討したのが図 3.59 である。



図 3.59 を見ると(LF+HF)領域のパワー値が小さくなっていくにつれて,徐々に PSD 図の形 状が変化している事が分かる。(LF+HF)領域のパワー値が 30 msec²の際の PSD 図では,0.1~1 Hz の周波数領域のパワースペクトル密度の平坦化が確認されないが,そこから(LF+HF)領域のパ ワー値が小さくなっていくにつれて PSD も平坦化が進んでいる事が分かる。 表 3.3 にシャトルラン実験 (Test 4) における,各被験者の (LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec² を下回った累積回数を示す。表 3.3 から,ほとんどの被験者の累積回数が 30~40 回の間に,(LF +HF) 領域のパワー値が 10 msec²を下回っていることが分かる。シャトルラン実験では、呼気マ スクを装着しての活動であり,被験者からも呼気マスクの影響が辛いとの意見からも,肉体的な 負荷に比べ心肺機能への負荷の方が大きいために,比較的早い段階で (LF+HF) 領域のパワー値 が 10 msec2 を下回った可能性もあると考えられる。しかし、シャトルラン実験後のアンケートに おいて、半数近くの被験者がシャトルランの累積回数が 50~60 回あたりで苦しくなってきたとい うことから、(LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec²を下回った際を要監視基準と見なせると考え られる。

	累積回数 [回]	最初に(LH+HF)領域の パワー値が10msec2より 小さくなった回数 [回]
2015A		
2015B	124	35
2015C	65	32
2015D	111	22
2015E	62	92
2015F	99	26
2015G	82	34
2015H	85	34
2015I	105	35
2015J	105	35
2015K	84	34
2015L	79	34
2015M	80	34
2015N	79	34
20150	69	33
2015P	88	35
2015Q	76	34
2015R	100	33

表 3.3 シャトルラン実験においての各被験者(LF+HF)領域のパワー値が 10 msec2 を 下回った回数(被験者 2015A は不参加,被験者 2015D は検出出来ず)

消防模擬活動実験(Test 1)における(LF+HF)領域のパワー値の変動には被験者毎に違いが 見られた。代表例として,図 3.60に被験者 4 名の消防模擬活動中における LF+HF)領域のパワ ー値の変動を示す。



図 3.60 消防模擬活動中における(LF+HF)領域のパワー値の変動 (左上: 2014I 右上: 2014J 左下: 2014D 右下: 2014R)

4 人の被験者を比較すると, 左上 2014I および右上 2014J の被験者は, 消防模擬活動を難なく完 遂され, 活動中一時的に (LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec² を下回ったが, ほとんど時間帯で (LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec² を下回ることはなかった。一方, 左下 2014D および右下 2014R は, 活動中ほとんどの時間で (LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec² を下回っている。特に 2014R は, 活動中つねに (LF+HF) 領域のパワー値が 10 msec² を下回っている。2014D は, 活動 中かなり辛そうな様子を見せており, 2014R は, 終盤には倒れそうになりながら活動を継続した。

また、図 3.61 から,2014J は FI 値の大幅な上昇が見られないことから,消防模擬活動を難なく 完遂したと読み取れる。一方,2014I,2014J,2014Rの FI 値は,各被験者同じ程度の数値までに 上昇しているが,前述した様に,活動様子には大きな違いあった。このことから,(LF+HF)領 域のパワー値の変動に注目することで FI 値の変動だけでは読み取れない状況を読み取れたと考 えられる。

さらに、2013 年度および 2014 年度に実施した消防模擬活動の全被験者に対して、(LF+HF) 領域のパワー値がどの様な挙動を示しているかを調べるために、消防模擬活動時間の半分以上、 設定した(LF+HF)領域のパワー値(10 msec², 7 msec², 4 msec²)を下回っている被験者数をカ ウントした。37 名の被験者の内、(LF+HF)領域のパワー値が10 msec²を下回った被験者は21 名(約57%)、7 msec²を下回った被験者は11名(約30%)、4 msec²を下回った被験者は4名(約 11%)であった。これは、消防模擬活動を実施した半数以上の被験者が活動時間の半分の時間、 要監視域状態で活動を継続したことになる。この結果から、(LF+HF)領域のパワー値を低下し たということだけでなく,あるパワー値よりも低下した時間も条件に組み込む必要があると考え られる。



図 3.61 消防模擬活動中における FI 値の変動 (左上:2014I 右上:2014J 左下:2014D 右下:2014R)

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,一昨年度,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 消防局所属の現役隊員に課した実験を実施した。さらに,活動負荷が時間とともに漸増する実験 として,20m シャトルラン実験および火災現場対応の個人装備品(放火服一式,空気呼吸器計 20kg)を装備し,一気に階段を駆け上がるステアレースでの測定を実施した。

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をもとに、実際の消防活動での消防士の活動継続可否の判断材料として実戦的に使えると考えられる HRT(Heart Rate Threshold)と、その後の活動持続可能時間の関係を整理した。この関係は、非常に 負荷の高い活動を継続している状況下での、活動停止閾値として利用できる。実際の消防活動は、 活動負荷が時間的に変動することから、心肺機能に負荷がかかっている状態を表すFI値とその時 間的積分値を用いて,活動要監視状態および活動停止を判断する必要がある,この閾値決定には さらなる検討が必要である。なお,有酸素運動に無酸素運動の要素が加わり、乳酸の生成が加速 するVTポイントへの突入,HRT呈示時間およびFI値の急上昇に一定の関係があることから,活動 要監視の閾値として,VTポイントの活用が期待される。

3章の参考文献

- [1] 岡 泰資,大場淳一,池田盛雄,藤馬千典,栗山幸久,"消防活動時における消防隊員の疲労状態の把握を目的とした消防活動モデルの提案",日本火災学会論文, Vol.63, No.1, pp.9-16, 2013.4.
- [2] 谷口興一, 伊藤春樹, "心肺運動負荷テストと運動療法", 南江堂, pp.107-113, 2004.8.
- [3] 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,1992.7.
- [4] 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.
- [5] 山口昌樹: "唾液マーカーでストレスを測る", 日本薬理学雑誌 129 巻 2 号, pp.80-84, 2007.2.
- [6] 八田 秀雄 編著: "乳酸をどう活かすか", 杏林書院, pp.1417-1421, 2008

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。

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 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- β としている。 β =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, β =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、 β =3 ならば原点にほとんど復帰しない、つまり β 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 β 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、 β 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。



• FI(Fatigue Index)

RR 間隔周波数解析結果をもとに, PSD 曲線と基底線で囲まれた領域(面積)の和 (*TP=LF+HF+VHF*, 青領域+赤領域+黄色領域)に対する *VHF* 領域(黄色領域)の面積の割 合を *FI=VHF/TP* として定義した。なお, *LF* は 0.04~0.15 Hz, *HF* は 0.15~0.4 Hz, *VLH* は 0.4 ~1 Hz の周波数領域に相当する。



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] 八田秀雄編著,「乳酸をどう活かすか」,杏林書院, pp.9-11, 2008.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] 早野順一郎,心拍のゆらぎと自律神経,Therapeutic Reseach, vol.17, No.1, 1996.