光学測定法を用いた水噴流自由界面波の統計的性質評価*

伊藤 和宏^{*1}, 熊丸 博滋^{*1}Statistical Evaluation of Free-Surface Waves on a Water Jet
Using an Optical Measurement TechniqueKazuhiro ITOH^{*2} and Hiroshige KUMAMARU^{*2} Department of Mechanical and System Engineering, University of Hyogo,
2167 Shosha, Himeji-shi, Hyogo, 671-2280 Japan

Free surface fluctuations at the neighboring two locations on a water jet have been evaluated using the developed non-intrusive optical technique. The free-surface slope angles are measured by detecting the two dimensional trajectories of laser beams refracted at the jet free surface. The obtained time series data of slope angles are divided into each wave period in accordance with the zero-up-crossing method. Then, the individual wave speed is evaluated from the dominant time lag of cross-correlation coefficient. The spatial shape of each wave is reconstructed by integrating the slope angle data. By comparing the analysis of wave shape statistics and the visual observation of free-surface photograph, it is found that the wave steepness reaches a maximum in the free surface region where a periodic wave train breaks down into less regular three dimensional patterns. In addition, the probability density functions of non-dimensional wave height are close to the Rayleigh distribution in the downstream region of wave breaking.

Key Words: Liquid Jet, Free Surface Flow, Wave, Optical Measurement, Wave Steepness

1. 緒 言

核融合炉材料などの照射試験用中性子源として, 自由界面を有する液体金属噴流をビーム・ターゲットに用いる計画がある⁽¹⁾. この場合, 自由界面の波立ちが真空雰囲気への液体金属の蒸散や飛散を促し, 機器の性能および安全性を低下させる恐れがあるため, 比較的高流速の液体噴流自由界面の性状を把握することが重要となる. 本研究は, このような流れに対する基礎的な知見を得ることを目的とし, レーザー光の屈折を利用して自由界面変動を非接触測定し, 水噴流自由界面に現れる波の統計的性質を評価した.

2. 実験方法およびデータ処理

試験部を図1に示す. 出口断面形状が矩形(10 mm × 100 mm)の二次元縮流ノズルより, 室温の水噴流をアクリル製バックウォール上に形成し, 自由界面側を大気開放とした.

Fig. 1 Schematic view of test section

自由界面傾斜角の測定原理を図2に示す. 噴流自由界面に垂直にレーザー光を照射し, 屈折した光の変位を二次元光位置検出素子(PSD, Hamamatsu Photonics, S1881)で測定した. 噴流, バックウォール, および, 空気層の厚さをそれぞれ $D_w, D_b, (D_w = D_b = 10 \text{ mm})$, および, $D_a (= 20 \text{ mm})$ とすると, PSD 上の流れ方向スポット光変位 r_x と自由界面傾斜角 θ_x との間には次のような関係が成り立つ.

$$r_x = D_w \tan(\theta_x - \theta_w) + D_b \tan \theta_b + D_a \tan \theta_a \quad (1)$$

ここで, $\theta_w, \theta_b, \theta_a$ は各界面を通過した後の屈折角

* 原稿受付 2009年9月9日.

*1 正員, 兵庫県立大学大学院工学研究科(〒671-2280 姫路市書写2167).

E-mail: itoh@eng.u-hyogo.ac.jp

であり、これらが Snell の法則に従うとすると、測定した変位 r_x から式 (1) を用いて光路を逆算することにより、 θ_x が求められる。

Fig. 2 Path of incident laser beam refracted by jet surface

本研究では二つの半導体レーザーを用い、流れ方向に近接した二ヶ所における傾斜角変動を測定することにより、相互相関法から波の移動速度を評価した。単一の受光素子から成る PSD は時間応答性に優れるが、光電流の重複により同時に二つ以上のスポット光変位を計測できない。そこで、レーザーを交互に点滅させて測定を行った。

レーザー光の間隔を $L = 1.2 \text{ mm}$ とし、 40 kHz で交互に点滅させることにより、一つの PSD を用いて流路対称軸上の二ヶ所における局所傾斜角変動を測定した (図 1 参照)。レンズおよびコリメータを用い、自由界面上のレーザー径を 0.1 mm 以下とした。さらに、光学系と PSD を精密ステージで移動させ、ノズル出口から $x = 0.6 \sim 80.6 \text{ mm}$ の範囲で測定を行った。噴流断面平均流速 U を $3 \sim 5 \text{ m/s}$ で変化させて実験し、各測定位置においてサンプリング周波数 40 kHz で 39321 個の傾斜角データを得た。

傾斜角 θ_x の上流側時系列データをゼロアップクロス法により個々の波に分割し、下流側データに対する相互相関係数 R が最大となる遅れ時間 τ から、ひと波ごとの移動速度 $c (= L/\tau)$ を求めた。なお、 R の極大値が 0.9 より小さい場合は、下流でその波を見失ったとして統計の対象から除外した。さらに、自由界面の空間的な変動を $y = \eta(x, z)$ とおくと、 θ_x は

$$\tan \theta_x = \frac{\partial \eta}{\partial x} \left(= \frac{\partial \eta}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \right) \quad (2)$$

と表される。これより、式 (2) を時間に対して積分し、一周程度程度の短い時間では $\partial x / \partial t$ が c (一定値) で与えられると仮定して得られる次式を数値的に計算することにより、ひと波ごとに η を求めた。

$$\eta = \int_{\text{wave}} \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right) \tan \theta_x dt = \int_{\text{wave}} c \cdot \tan \theta_x dt \quad (3)$$

3. 実験結果

図 3 に、 $U = 5 \text{ m/s}$ における自由界面の様子を示す。ノズル出口直下流に可視的な波のない平滑な自由界面領域があり、その下流より比較的周期性の良い 2 次元的な (2D) 波が発生、成長する。さらに下流 ($x > 25 \text{ mm}$) では、周期性が崩れ、より乱れた (3D) 波面へと移行する。なお、平滑領域および 2D 波領域の長さは U が増加するにつれて減少した。

Fig. 3 Typical photograph of jet free surface ($U = 5 \text{ m/s}$)

このような自由界面に対し、移動速度 c とゼロアップクロス法による波の周期 T の積より評価した波長 λ のアンサンブル平均 λ_{ave} を図 4(a) に示す。ノズル出口からの距離 x の増加に対して λ_{ave} は増加し、同じ流れ方向位置では、 U の増加に対して減少した。図 4(b) には、 η の最大値と最小値の差より求めた波高 H のアンサンブル平均 H_{ave} を示す。ノズル出口直下流で波高は急激に増加し、下流では 0.3 mm 程度の値をとることがわかった。

次に、波形勾配 H/λ のアンサンブル平均を求めた結果を図 5 に示す。比較のため、写真において 2D 波が観察された x の範囲を矢印で示している。最下流の測定位置まで乱れた波面が観察されなかった $U = 3 \text{ m/s}$ の条件を除き、 H/λ は周期性の良い 2D 波が現れるあ

たりで極大値をもつ。また、その値は非線形波理論である Stokes 波の極限值⁽²⁾ ($H/\lambda = 0.142$) より大きいことがわかった。

Fig. 4 (a) Mean wavelength and (b) mean wave height

Fig. 5 Streamwise variation of mean wave steepness

局所の無次元波高 H/H_{ave} に対する確率密度分布 $P(H/H_{ave})$ を求めた結果を図 6 に示す。 $U = 5$ m/s における代表的な二ヶ所の測定位置 ($x = 12$ および 40 mm) の分布を示すとともに、海洋波の波高頻度を表すといわれるレイリー分布⁽³⁾

$$P\left(\frac{H}{H_{ave}}\right) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{H}{H_{ave}}\right) \exp\left\{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H}{H_{ave}}\right)^2\right\} \quad (4)$$

を比較して示した。これより、可視的な波が出現し始める位置 ($x < 11$ mm) までの確率密度分布はレイリー分布と異なるが、2D 波領域より徐々に分布が変化し、波の周期性が崩れるあたりから下流 ($x > 25$ mm) ではレイリー分布に近づくことがわかった。

Fig 6 Local probability density functions of H/H_{ave}

4. 結 言

水噴流自由界面を非接触測定し、周期性の良い波が現れる領域で波形勾配が極大となることを示した。また、それより下流では、無次元波高の確率密度分布がレイリー分布に近づくことがわかった。

文 献

- (1) Nakamura, H., Agostini, P., Ara, K., Cevolani, S., Chida, T., Ciotti, M., Fukada, S., Furuya, K., Garin, P., Gessii, A., Guisti, D., Heinzl, V., Horiike, H., Ida, M., Jitsukawa, S., Kanemura, T., Kondo, H., Kukita, Y., Lösser, R., Matsui, H., Micciche, G., Miyashita, M., Muroga, T., Riccardi, B., Simakov, S., Stieglitz, R., Sugimoto, M., Suzuki, A., Tanaka, S., Terai, T., Yagi, J., Yoshida, E., Wakai, E., Latest design of liquid lithium target in IFMIF, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 83, Issue. 7-9 (2008), pp.1007-1014.
- (2) Horikawa, K., *Coastal Engineering* (in Japanese), (1991), p.35, Tokyo University Shuppankai.
- (3) Longuet-Higgins, M.S., The Statistical Analysis of a Random, Moving Surface, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, Vol. 249 (1956), pp. 321-387.