

## 波浪中を航行する漁船に働く定常流体力の近似計算法

升也利一\*

### A Simplified Calculation Method of Steady Hydrodynamic Forces and Moment in Horizontal Plane Acting on Fishing Vessel which Sails in Waves

Toshikazu MASUYA

**Abstract:** The propulsive performance of fishing vessel is one of the key factors which determine the profitability of the fisheries business. For a realistic profitability assessment, the propulsive performance should be evaluated under the actual sea condition modeled by the stochastic wave theory but merely in calm water condition. To conduct stochastic evaluation of the propulsive performance, it is necessary to obtain the response function of added resistance in regular waves.

In this report, the simplified formulae of the steady hydrodynamic forces in waves, which are the added resistance, the steady sway force, and the steady yaw moment acting on a fishing vessel, are derived under the assumptions that the ship is slender and the considered incident wavelength is as long as the length of the ship. Under the same assumptions, the equivalent line source strength and the line dipole moment are expressed as the linear functions of the water line breadth and the area of cross section respectively. Therefore, it is revealed that the added resistance in waves increase or decrease in proportion to the square of these hull parameters.

**Keywords:** *added resistance in waves, steady hydrodynamic force in waves, slender-body theory, long wave approximation, perturbation method*

#### 1. はじめに

日本漁業再生のシナリオの一環として、従来よりも安全性、労働環境・条件が格段に向上し、しかも採算性の高い漁船の開発が求められている。このような中で、高採算性を誇り、高度に自動化され、居住環境も充実した北欧の漁船に注目が集まり、産官学の調査、研究によって、我が国の漁船あるいは漁船漁業との差異が次第に明らかになってきている。漁船漁業の採算性に影響を与える条件は幾つも挙げられるが、漁船の推進性能もその一つの要因と考えられている。

従来、漁船に限らず船舶の推進性能の良否は平水中を航行する場合についてのみ評価され、平水中で優れた推進性能を示す船型は波浪中でも優れているという認識が持たれていた。しかしながら、一般商船では、所謂省エネ船型が実海域では航海速力を維持できないなどの問題が指摘されるに至り、公試運転が行われるような平水面ではなく、実船が運航

される実海域の風波を考慮に入れた推進性能評価の手法が確立されつつある。

最近、馬等<sup>1)</sup>は、北欧型漁船と日本型漁船の波浪中抵抗増加を比較検討した結果、「『静水中で推進性能の良い船は波浪中でも概ね性能が良い』という固定概念は覆った」とし、「漁船など特殊な船型に関しては耐航性能の検討を初期設計から設計ルーチンに取り入れるべきである」と結論している。このように、船規模が小さく特に風浪の影響を受け易い漁船では、推進性能を平水面の性能のみで決定論的に論じるべきではなく、航海、操業海域の海象の統計的な性質を反映した確率論的な評価に進むことが必要と考えられる。実海面において推進性能が劣化する要因は幾つも挙げられるが、最も大きな影響を与えるのは波浪とそれが惹起する船体の動揺による船体抵抗の増加である。操業海域の海象の統計的な性質を考慮した推進性能評価を行うには、まず規則波中における抵抗増加の応答関数を求めることが必要である。

規則波中の抵抗増加の厳密な計算公式はMaruo<sup>2)</sup>によって確立されたが、その精度良い数値計算には大きな労力を伴うため、細長体理論を応用した近似計算法<sup>3)</sup>によるのが一般的である。丸尾・石井<sup>4)</sup>、丸尾・岩瀬<sup>5)</sup>によって提案された簡易化公式は、その代表的な例である。また、高木<sup>6)</sup>は丸尾等の簡易化公式の推定精度が悪化すると考えられる追波中で適用可能な近似計算公式を導くと共に、抵抗増加積分の収束を保証するために導入される、特異点位置を水面下に下げる人為的な処置の影響についても考察している。

これらの簡易化公式では、ストリップ法と同様に、何れも短波長入射波が仮定されており、船体の攪乱を表す線状特異点（吹出し、2重吹出し）分布には、2次元造波問題の速度ポテンシャルが含まれるため、船型と波浪中の定常流体力との直接的な関係を把握することは困難である。一方、藤井・高橋<sup>7)</sup>は、丸尾の長波長向い波に対する細長船理論<sup>8)</sup>の結果を基に、吹出し分布は船幅に比例するとし、これを厳密な抵抗増加の計算式に代入して正面規則波中の抵抗増加を求め、良い推定結果を得ている。波浪中の抵抗増加に支配的な影響を与える船体の縦運動は、船長と同程度以上の波長でピーク値をとるから、このような吹出し分布の表示は合理的な近似であると判断される。

しかし、丸尾の研究<sup>8)</sup>では向い波中の対称流場を扱っており、斜波中で生じる反対称流場を表す2重吹出し分布と船型の関係は示されていない。このため、斜波中の抵抗増加を向い波の場合と同様の方法で直ちに計算するわけにはいかず、抵抗増加と同じ理論によって計算し得る定常横力や定常回頭モーメント（以下では、記述の簡便のため、波浪中の抵抗増加、定常横力、定常回頭モーメントを纏めて、波浪中の定常流体力と呼ぶことにする）を求めることも困難である。また、線状特異点分布を長波長の仮定の下に近似するのであれば、波浪中の定常流体力の計算公式そのものも、同じ仮定の下で近似簡略化することは合理的であると考えられる。

そこで本稿では、入射波の波長が船長と同程度の仮定の下で、波浪中を航行する漁船に働く抵抗増加の近似計算式を求め、さらに、投揚網時や養殖施設における漁労作業時の検討において重要となる、波浪による定常横力や定常回頭モーメント<sup>9,10)</sup>についても、同じ手法を用いて近似計算式を誘導する。また、これら近似計算式に必要な線状特異点分布を船型要素との関係で表し、船型と波浪中の抵抗増加との関係を明らかにする。

2. 波浪中の抵抗増加

Maruo<sup>2)</sup>によれば、 $U$ を船の前進速度、 $k$ を入射波の角周波数、 $\chi$ を180°を向い波とする出会い角、 $\omega$ を出会い周波数とし、座標系をFig. 1のようにとるとき、波浪中の抵抗増加量  $R$ の厳密な計算式は以下のように表される。

$$R = \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ - \int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right\} \frac{(k + K_0 \Omega_e)^2 (k - K \cos \chi)}{\sqrt{(k + K_0 \Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} |H(k)|^2 dk \quad (1).$$

$$\begin{cases} k_1 \\ k_2 \end{cases} = -\frac{K_0}{2} (1 + 2\Omega_e \pm \sqrt{1 + 4\Omega_e}),$$

$$\begin{cases} k_3 \\ k_4 \end{cases} = \frac{K_0}{2} (1 - 2\Omega_e \mp \sqrt{1 - 4\Omega_e}) \quad (2).$$

$H(k)$ は船体による流体の攪乱を表すKochin関数であり、次のように定義される。

$$H(k) = \int_{-L/2}^{L/2} h(x; k) e^{ikx} dx \quad (3).$$

$$h(x; k) = \int_{C(x)} \left( \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{\frac{1}{K_0} [z(k + K_0 \Omega_e)^2 + i \operatorname{sgn}(\omega_e + Uk) y \sqrt{(k + K_0 \Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}]} dC \quad (4).$$

ここで、 $C(x)$ は船体断面の外周曲線である。

上式に含まれる単位振幅速度ポテンシャル  $\phi$  は、以下のよう定義される。

$$\Phi(x, y, z) = \frac{g \zeta_w}{i \omega} \phi(x, y, z) \quad (5).$$

$$\phi(x, y, z) = \varphi_j(x, y, z) - \frac{\omega \Omega_e}{g} \sum_{j=1}^6 \frac{\zeta_j}{\zeta_w} \varphi_j(x, y, z) \quad (6).$$

ここで、 $\varphi_j$ は  $j$  ( $= 1$ :surge,  $= 2$ :sway,  $= 3$ :heave,  $= 4$ :roll,  $= 5$ :pitch,  $= 6$ :yaw,  $= 7$ :diffraction) モードの単位振幅速度ポテンシャル、 $\zeta_w$ は入射波の波振幅、 $\zeta_j$ は動揺振幅である。各パラメータの定義は次のようになる。

$$\begin{aligned} \omega_e &= \omega - UK \cos \chi, & K_0 &= g/U^2, & K &= \omega^2/g, & K_e &= \omega_e^2/g, \\ \Omega &= \omega U/g, & \Omega_e &= \omega_e U/g \end{aligned} \quad (7).$$

以下では、(1)~(6) 式の近似式を導くに当たり、細長船の仮定、即ち、船の幅  $B$ 、喫水  $d$  と長さ  $L$  の比が小さいとする仮定を用いる。さらに、入射波波長が船の長さと同程度であるとす。即ち、

$$\begin{aligned} B/L, d/L &= \varepsilon \ll 1, & \lambda/L &= O(1), & \omega &= O(1), & U &= O(\varepsilon^{1/2}), \\ \omega_e &= O(1), & K &= O(1), & K_0 &= O(\varepsilon^{-1}), & K_e &= O(1), & \Omega &= O(\varepsilon^{1/2}), \\ \Omega_e &= O(\varepsilon^{1/2}) \end{aligned} \quad (8).$$

とする。

さて、(8) 式の仮定に従えば、(2) 式の各項は、それぞれ、 $k_1 = O(\varepsilon^{-1})$ ,  $k_2 = O(1)$ ,  $k_3 = O(1)$ ,  $k_4 = O(\varepsilon^{-1})$  (9).

と評価される。0 の極限を考えると、 $(k_1, k_2, k_3, k_4)$  ( $-\infty, -K_0, K_0, \infty$ ) となり、(1) 式第 1, 3 項は積分区間がゼロとなることから寄与は小さく、(8) 式の仮定の下での主要項は第 2 項であることがわかるが、これは従来からの知見<sup>3)</sup>と

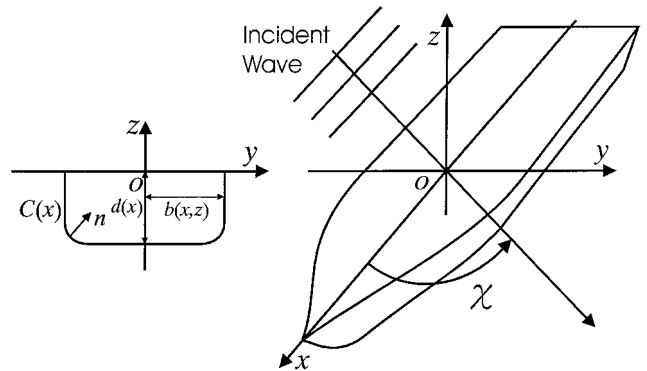


図1 座標系

も一致する。

(8) 式の仮定に沿って、最低次の項のみとった解析を行ったところ、主要項である(1)式第2項に前進速度の影響が含まれないことがわかった。そこで、以下の計算では、最低次の項より<sup>1/2</sup>だけ高次の項まで考慮する。さらに、計算の過程で、最低次の項から<sup>1/2</sup>より高次の項が生じた場合は、特に断り無く省略する。このとき、 $k_i$  ( $i=1\sim 4$ )は以下のように近似される。

$$\begin{aligned} k_1 &\sim -K_0(1+2\Omega_e), & k_2 &\sim -K_e(1-2\Omega_e), & k_3 &\sim K_e(1+2\Omega_e), \\ k_4 &\sim K_0(1-2\Omega_e) \end{aligned} \quad (10).$$

関数  $I(k)$  を次のように置く。

$$I(k) \equiv \frac{(k+K_0\Omega_e)^2(k-K\cos\chi)}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4-K_0^2k^2}} \quad (11).$$

$I(k)$  を(8)式の評価に沿って評価し、各種分区分間における近似を考える。まず、 $I(k)$  の分母は(2)式の  $k_i$  によって以下のように因数分解される。

$$\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4-K_0^2k^2} = \sqrt{(k-k_1)(k-k_2)(k-k_3)(k-k_4)} \quad (12).$$

近似に当たって、各  $k_i$  は(10)式のようなオーダーを持ち、対象とする積分区間に応じて、素成波の  $x$  軸方向波数  $k$  のオーダーが変化することを考慮しなければならない。

まず、 $k < k_1$  の場合には  $k = O(\cdot)$  と考えられ、 $O(1)$  の  $k_2, k_3$  は  $k$  に比べて無視できるから、 $I(k)$  の分母は次のように近似される。

$$\begin{aligned} \sqrt{(k-k_1)(k-k_2)(k-k_3)(k-k_4)} &\sim |k|\sqrt{(k-k_1)(k-k_4)} \\ &= -k\sqrt{(k-k_1)(k-k_4)} \end{aligned} \quad (13).$$

次に、 $k_2 < k < k_3$  の場合は、 $k = O(1)$  と考えられ、 $O(\cdot)$  である  $k_1, k_4$  に比べて  $k$  は無視できるから、 $I(k)$  の分母は次のように近似される。

$$\sqrt{(k-k_1)(k-k_2)(k-k_3)(k-k_4)} \sim K_0\sqrt{-(k-k_2)(k-k_3)} \quad (14).$$

最後に、 $k > k_4$  の場合は、 $k < k_1$  と同様に、次のように近似される。

$$\begin{aligned} \sqrt{(k-k_1)(k-k_2)(k-k_3)(k-k_4)} &\sim |k|\sqrt{(k-k_1)(k-k_4)} \\ &= k\sqrt{(k-k_1)(k-k_4)} \end{aligned} \quad (15).$$

$$I(k) \text{ の分子についても同様に、} \quad k < k_1 \text{ の場合、} \quad (k+K_0\Omega_e)^2(k-K\cos\chi) \sim k^2(k+2K_0\Omega_e) \quad (16).$$

$$k_2 < k < k_3 \text{ の場合は、} \quad (k+K_0\Omega_e)^2(k-K\cos\chi) \sim (K_0^2\Omega_e^2+2K_0\Omega_e k)(k-K\cos\chi) \quad (17).$$

$$k > k_4 \text{ の場合は、} \quad (k+K_0\Omega_e)^2(k-K\cos\chi) \sim k^2(k+2K_0\Omega_e) \quad (18).$$

となる。

以上を纏めると、 $I(k)$  は以下のように近似される。

$$I(k) \sim -\frac{k(k+2K_0\Omega_e)}{\sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}}, (\infty < k < k_1) \quad (19).$$

$$I(k) \sim \frac{(K_e+2\Omega_e k)(k-K\cos\chi)}{\sqrt{-(k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e)}}, (k_2 < k < k_3) \quad (20).$$

$$I(k) \sim \frac{k(k+2K_0\Omega_e)}{\sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}}, (k_4 < k < \infty) \quad (21).$$

これらの近似結果を(1)式に代入すると、

$$\begin{aligned} R &\sim \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \int_{-\infty}^{-K_0(1+2\Omega_e)} \frac{k(k+2K_0\Omega_e)}{\sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}} |H(k)|^2 dk \\ &+ \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \int_{-K_e(1-2\Omega_e)}^{K_e(1+2\Omega_e)} \frac{(K_e+2\Omega_e k)(k-K\cos\chi)}{\sqrt{-(k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e)}} |H(k)|^2 dk \\ &+ \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \int_{K_0(1-2\Omega_e)}^{\infty} \frac{k(k+2K_0\Omega_e)}{\sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}} |H(k)|^2 dk \quad (22). \end{aligned}$$

となる。ここで、上式第1, 3項には  $l=k+2K_0\Omega_e$ , 第2項には  $l=k-2K_e\Omega_e$  の変数変換を行うと次式が得られる。

$$\begin{aligned} R &\sim \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0} + \int_{k_0}^{\infty} \right\} \frac{l(l-2K_0\Omega_e)}{\sqrt{l^2-K_0^2}} |H(l)|^2 dl \\ &+ \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \int_{-K_e}^{K_e} \frac{2\Omega_e(l^2+K_e^2)+K_e l-(K_e+2\Omega_e l)K\cos\chi}{\sqrt{K_e^2-l^2}} |H(l)|^2 dl \quad (23). \end{aligned}$$

次に、Kochin関数についても同様の近似と変換を行う。細長体理論に従えば、遠方場において船の造った波は、 $x$  軸上に分布した吹出し及び  $y$  軸方向に軸を持つ2重吹出しの線状分布によって表される。このとき、Kochin関数  $H(k)$  は、吹出しによる対称成分  $H_1(k)$ , 2重吹出しによる反対称成分  $H_2(k)$  に分けられ、一般的には次のように書ける。

$$H(k) \sim H_1(k) + i \operatorname{sgn}(\omega_e + Uk) \frac{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4-K_0^2k^2}}{K_0} H_2(k) \quad (24).$$

$- < k < k_1, k_1 < k <$  の場合、

$$|H(k)|^2 \sim |H_1(k)|^2 + \frac{k^2(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}{K_0^2} |H_2(k)|^2 \quad (25).$$

となり、さらに変数変換  $l=k+2K_0\Omega_e$  を行うと次のようになる。

$$|H(l)|^2 \sim |H_1(l)|^2 + \frac{l(l-4K_0\Omega_e)(l^2-K_0^2)}{K_0^2} |H_2(l)|^2 \quad (26).$$

同様に、 $k_2 < k < k_3$  の場合は、

$$|H(k)|^2 \sim |H_1(k)|^2 - (k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e) |H_2(k)|^2 \quad (27).$$

$$|H(l)|^2 \sim |H_1(l)|^2 + (K_e^2-l^2) |H_2(l)|^2 \quad (28).$$

(25),(27)式に含まれる  $H_1(k)$ ,  $H_2(k)$  は、(11)式の仮定の下では、 $x$  軸上有限の範囲  $[-L/2, L/2]$  に分布した吹出し分布、

( $x$ ) または 2重吹出し分布  $\mu(x)$  によって、次のように表される。

$$H_1(k) = \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) e^{ikx} dx, \quad H_2(k) = \int_{-L/2}^{L/2} \mu(x) e^{ikx} dx \quad (29).$$

(26)式と同様に、 $- < k < k_1, k_1 < k <$  の場合、変数変換  $l=k+2K_0\Omega_e$  を行うと、次のようになる。

$$H_1(l) = e^{-i2K_0\Omega_e x} \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) e^{ilx} dx, \quad H_2(l) = e^{-i2K_0\Omega_e x} \int_{-L/2}^{L/2} \mu(x) e^{ilx} dx \quad (30).$$

$k_2 < k < k_3$  の場合も同様に、変数変換  $l=k-2K_e\Omega_e$  を行うと、

$$H_1(l) = e^{i2K_e\Omega_e x} \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) e^{ilx} dx, \quad H_2(l) = e^{i2K_e\Omega_e x} \int_{-L/2}^{L/2} \mu(x) e^{ilx} dx \quad (31).$$

となる。以上を(23)式に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
R \sim & \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0} + \int_{K_0}^{\infty} \right\} \frac{l(l-2K_0\Omega_e)}{\sqrt{l^2-K_0^2}} e^{i l(x-\xi)} dl \int_{-L/2}^{L/2} e^{-i2K_0\Omega_e(x-\xi)} \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\sigma(\xi)} d\xi \\
& + \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \int_{-K_e}^{K_e} \frac{2\Omega_e(l^2+K_e^2)+K_e l-(K_e+2\Omega_e l)K \cos \chi}{\sqrt{K_e^2-l^2}} e^{i l(x-\xi)} dl \\
& \times \int_{-L/2}^{L/2} e^{i2K_e\Omega_e(x-\xi)} \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\sigma(\xi)} d\xi \\
& + \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0} + \int_{K_0}^{\infty} \right\} \frac{l^3(l-6K_0\Omega_e)}{K_0^2} \sqrt{l^2-K_0^2} e^{i l(x-\xi)} dl \\
& \times \int_{-L/2}^{L/2} e^{-i2K_0\Omega_e(x-\xi)} \mu(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\mu(\xi)} d\xi \\
& + \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \int_{-K_e}^{K_e} \left\{ 2\Omega_e(l^2+K_e^2)+K_e l-(K_e+2\Omega_e l)K \cos \chi \right\} \sqrt{K_e^2-l^2} e^{i l(x-\xi)} dl \\
& \times \int_{-L/2}^{L/2} e^{i2K_e\Omega_e(x-\xi)} \mu(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\mu(\xi)} d\xi \quad (32).
\end{aligned}$$

ここで、 $\overline{\sigma}$  は複素共役を表すものとする。

(32) 式第 1 項から第 4 項に含まれる  $l$  に関する積分を  $p_1(x)$ ,  $q_1(x)$ ,  $q_2(x)$  と置くと、これらの関数は、それぞれ次のように表される。

$$p_1(x) \equiv \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0} + \int_{K_0}^{\infty} \right\} \frac{l(l-2K_0\Omega_e)}{\sqrt{l^2-K_0^2}} e^{i l x} dl = \pi \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial}{\partial x} - i2K_0\Omega_e \right) Y_0(K_0|x|) \quad (33).$$

$$\begin{aligned}
p_2(x) & \equiv \int_{-K_e}^{K_e} \frac{2\Omega_e(l^2+K_e^2)+K_e l-(K_e+2\Omega_e l)K \cos \chi}{\sqrt{K_e^2-l^2}} e^{i l x} dl \\
& = \pi \left\{ K_e \left( 2K_e\Omega_e - i \frac{\partial}{\partial x} \right) - 2\Omega_e \frac{\partial^2}{\partial x^2} - K \cos \chi \left( K_e - i2\Omega_e \frac{\partial}{\partial x} \right) \right\} J_0(K_e|x|) \quad (34).
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
q_1(x) & \equiv \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0} + \int_{K_0}^{\infty} \right\} \frac{l^3(l-6K_0\Omega_e)}{K_0^2} \sqrt{l^2-K_0^2} e^{i l x} dl \\
& = \pi \frac{\partial^3}{\partial x^3} \left( \frac{\partial}{\partial x} - i6K_0\Omega_e \right) \frac{1}{K_0|x|} Y_1(K_0|x|) \quad (35).
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
q_2(x) & \equiv \int_{-K_e}^{K_e} \left\{ 2\Omega_e(l^2+K_e^2)+K_e l-(K_e+2\Omega_e l)K \cos \chi \right\} \sqrt{K_e^2-l^2} e^{i l x} dl \\
& = \pi K_e^2 \left\{ K_e \left( 2K_e\Omega_e - i \frac{\partial}{\partial x} \right) - 2\Omega_e \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right. \\
& \left. - K \cos \chi \left( K_e - i2\Omega_e \frac{\partial}{\partial x} \right) \right\} \frac{1}{K_e|x|} J_1(K_e|x|) \quad (36).
\end{aligned}$$

ここで、 $J_n$ ,  $Y_n$  は、それぞれ  $n$  次の第 1 種及び第 2 種 Bessel 関数である。

以上から、結局、 $R$  の近似計算式として次式が得られる。

$$\begin{aligned}
R \sim & \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\sigma(\xi)} P(x-\xi) d\xi \right. \\
& \left. + \int_{-L/2}^{L/2} \mu(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\mu(\xi)} Q(x-\xi) d\xi \right\} \quad (37).
\end{aligned}$$

$P(x)$ ,  $Q(x)$  は、(33)~(36) 式を用いて次のように表される。

$$\begin{aligned}
P(x) & = e^{-i2K_0\Omega_e x} p_1(x) + e^{i2K_0\Omega_e x} p_2(x), \\
Q(x) & = e^{-i2K_e\Omega_e x} q_1(x) + e^{i2K_e\Omega_e x} q_2(x) \quad (38).
\end{aligned}$$

一般に、一様流中に置かれた強さが調和振動する吹出しの造る波は、一様流中で形成される所謂 Kelvin 波が振動によって変形された波と、静止流体中で振動によって造られる円環波が一様流によって変形された波の 2 種類の波で構成される。(33)~(36) 式において、第 2 種 Bessel 関数は細長体の近

傍において Kelvin 波の横波成分を表現する関数であるから、この関数を含む項は前者の寄与を表し、第 1 種 Bessel 関数は円環波であるから後者の寄与を表している。このことは、各関数の引数に含まれる波数からも明らかである。但し、前者については、近似に用いた仮定から、Kelvin 波中の縦波は高次となり、式中には具体的な形を持って現れてはいない。

### 3. 波浪中の定常横力

波浪中の定常横力  $F_y$ , 定常回頭モーメント  $M_z$  の厳密な計算式は、前進速度の無い場合については Newman<sup>9)</sup>, 前進速度の有る場合は、Kashiwagi<sup>10)</sup> によって導かれている。Kashiwagi の定常横力  $F_y$  の厳密式を、本稿の記号を用いて書くと次のようになる。

$$\begin{aligned}
F_y = & -\frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ -\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right\} \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{K_0} \\
& \times \left[ 2\text{Im} \left\{ C(k)\overline{S(k)} \right\} - \frac{K_0 K \sin \chi}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} |H(k)|^2 \right] dk \quad (39).
\end{aligned}$$

ここで、関数  $C(k)$ ,  $S(k)$  は Kochin 関数  $H(k)$  の対称及び反対称成分であり、次のように表される。

$$H(k) = C(k) + i \text{sgn}(\omega_e + Uk) S(k) \quad (40).$$

2 章と同様の方法によって近似計算式を求める。(8) 式の仮定から  $\text{sgn}(\omega_e + Uk) = 1$  であることに注意し、(24) 式を参照して  $C(k)$ ,  $S(k)$ ,  $H(k)$  の具体的な関数形を代入すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned}
F_y = & -\frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ -\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right\} \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{K_0} \\
& \times \left[ \frac{2}{K_0} \sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2} \text{Im} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\mu(\xi)} e^{i k(x-\xi)} d\xi \right\} \right. \\
& - \frac{K_0 K \sin \chi}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\sigma(\xi)} e^{i k(x-\xi)} d\xi \\
& \left. - \frac{K \sin \chi}{K_0} \sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2} \int_{-L/2}^{L/2} \mu(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\mu(\xi)} e^{i k(x-\xi)} d\xi \right] dk \quad (41).
\end{aligned}$$

ここで、 $k$  に関する積分を取り上げ、次の関数を考える。

$$\begin{aligned}
S(x) = & \left\{ -\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_4}^{\infty} \right\} \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{K_0^2} \sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2} e^{i k x} dk \\
& + \int_{k_2}^{k_3} \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{K_0^2} \sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2} e^{i k x} dk \quad (42).
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T(x) = & \left\{ -\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_4}^{\infty} \right\} \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} e^{i k x} dk \\
& + \int_{k_2}^{k_3} \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} e^{i k x} dk \quad (43).
\end{aligned}$$

前章の結果から、

$$\begin{aligned}
S(x) \sim & \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0(1+2\Omega_e)} + \int_{K_0(1-2\Omega_e)}^{\infty} \right\} \frac{k^2(k+2K_0\Omega_e)}{K_0^2} \\
& \times \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)} e^{i k x} dk \\
& + \int_{-K_e(1+2\Omega_e)}^{K_e(1+2\Omega_e)} \sqrt{(K_e+2\Omega_e k) \sqrt{-(k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e)}} e^{i k x} dk \quad (44).
\end{aligned}$$

$$T(x) \sim \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0(1+2\Omega_e)} + \int_{K_0(1-2\Omega_e)}^{\infty} \right\} \frac{k+2K_0\Omega_e}{\sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}} e^{ikx} dk + \int_{-K_e(1-2\Omega_e)}^{K_e(1+2\Omega_e)} \frac{K_e+2\Omega_e k}{\sqrt{-(k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e)}} e^{ikx} dk \quad (45).$$

と近似されるが、ここで第1, 2項には  $l=k+2K_0$ , 第3項には  $l=k-2K_e$  の変数変換を行うと、次式が得られる。

$$S(x) \sim e^{-i2K_0\Omega_e x} \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0} + \int_{K_0}^{\infty} \right\} \frac{l^2(l-4K_0\Omega_e)}{K_0^2} \sqrt{l^2-K_0^2} e^{ilx} dl + e^{i2K_e\Omega_e x} \int_{-K_e}^{K_e} (K_e+2\Omega_e l) \sqrt{K_e^2-l^2} e^{ilx} dl \quad (46).$$

$$T(x) = e^{-i2K_0\Omega_e x} \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0} + \int_{K_0}^{\infty} \right\} \frac{l}{\sqrt{l^2-K_0^2}} e^{ilx} dl + e^{i2K_e\Omega_e x} \int_{-K_e}^{K_e} \frac{K_e+2\Omega_e l}{\sqrt{K_e^2-l^2}} e^{ilx} dl \quad (47).$$

前章と同様に、Bessel関数の積分表示式を当て嵌めると、 $S(x)$ ,  $T(x)$ は次のように表される。

$$S(x) \sim e^{-i2K_0\Omega_e x} s_1(x) + e^{i2K_e\Omega_e x} s_2(x), \quad T(x) \sim e^{-i2K_0\Omega_e x} t_1(x) + e^{i2K_e\Omega_e x} t_2(x) \quad (48).$$

$$s_1(x) = \pi \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( 4K_0\Omega_e + i \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{1}{K_0|x|} Y_1(K_0|x|) \quad (49).$$

$$s_2(x) = \pi K_e^2 \left( K_e - i2\Omega_e \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{1}{K_e|x|} J_1(K_e|x|) \quad (50).$$

$$t_1(x) = i\pi \frac{\partial}{\partial x} Y_0(K_0|x|) \quad (51).$$

$$t_2(x) = \pi \left( K_e - i2\Omega_e \frac{\partial}{\partial x} \right) J_0(K_e|x|) \quad (52).$$

これらの関数を用いると、 $F_y$ の近似計算式として次式が得られる。

$$F_y \sim -\frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ 2\text{Im} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\mu}(\xi) S(x-\xi) d\xi \right\} - K \sin \chi \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\sigma}(\xi) T(x-\xi) d\xi + \int_{-L/2}^{L/2} \mu(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\mu}(\xi) S(x-\xi) d\xi \right\} \right\} \quad (53).$$

#### 4. 定常回頭モーメント

Kashiwagi<sup>10)</sup>の導いた波浪中の定常回頭モーメント $M_z$ の厳密な計算式は、本稿で用いる記号で書くと次のようになる。

$$M_z = \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ -\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right\} \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{K_0} \text{Re} \left\{ \frac{dC(k)}{dk} \bar{S}(k) - \bar{C}(k) \frac{dS(k)}{dk} \right\} dk - \frac{1}{2} \sin \chi \text{Re} \left\{ \frac{dH(k)}{dk} \Big|_{k=K \cos \chi} + \frac{1}{K} \left( \Omega_e + \frac{K \cos \chi}{K_0} \right) H(K \cos \chi) \right\} \quad (54).$$

前2章と同様の方法によって、 $M_z$ の近似計算式を求める。 $C(k)$ ,  $S(k)$ ,  $H(k)$ を代入すると、次式が得られる。

$$M_z = \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left\{ -\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right\} \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{K_0} \times \text{Re} \left\{ i \frac{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}}{K_0} \int_{-L/2}^{L/2} x \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\mu}(\xi) e^{ik(x-\xi)} d\xi - i \frac{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}}{K_0} \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\sigma}(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \xi \mu(\xi) e^{-ik(x-\xi)} d\xi - \frac{2(k+K_0\Omega_e)^3 - K_0^2 k}{K_0 \sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\sigma}(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \mu(\xi) e^{-ik(x-\xi)} d\xi \right\} dk - \frac{1}{2} \sin \chi \text{Re} \left\{ i \int_{-L/2}^{L/2} x \sigma(x) e^{ikx} dx - \frac{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}}{K_0} \int_{-L/2}^{L/2} x \mu(x) e^{ikx} dx + i \frac{2(k+K_0\Omega_e)^3 - K_0^2 k}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} \int_{-L/2}^{L/2} \mu(x) e^{ikx} dx + \frac{1}{K} \left( \Omega_e + \frac{K \cos \chi}{K_0} \right) \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) e^{ikx} dx + i \frac{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}}{K_0} \int_{-L/2}^{L/2} x \mu(x) e^{ikx} dx \right\} \Big|_{k=K \cos \chi} \quad (55).$$

ここで、 $k$ に関する積分を取り上げ、次の関数  $J(k)$ を考える。

$$J(k) = \frac{(k+K_0\Omega_e)^2}{K_0^2} \frac{2(k+K_0\Omega_e)^3 - K_0^2 k}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} = 2 \frac{k+K_0\Omega_e}{K_0^2} \frac{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2} + \frac{k(k^2 - K_0^2 \Omega_e^2)}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}}}{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} \quad (56).$$

2章の結果に従って、各積分区間における近似を求める。まず<sup>a)</sup>,  $k < k_1$ の場合、

$$J(k) \sim 2 \frac{|k|(k+K_0\Omega_e)}{K_0^2} \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)} + \frac{k^3}{|k| \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}} = -2 \frac{k(k+K_0\Omega_e)}{K_0^2} \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)} - \frac{k^2}{\sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}} \quad (57).$$

次に、 $k_2 < k < k_3$ の場合は、

$$J(k) \sim 2 \frac{K_0\Omega_e + k}{K_0} \sqrt{-(k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e)} - \frac{K_e k}{\sqrt{-(k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e)}} \quad (58).$$

$k > k_4$ の場合は、

$$J(k) \sim 2 \frac{|k|(k+K_0\Omega_e)}{K_0^2} \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)} + \frac{k^3}{K_0 |k| \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}} = 2 \frac{k(k+K_0\Omega_e)}{K_0^2} \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)} + \frac{k^2}{K_0 \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}} \quad (59).$$

となる。

関数  $V(x)$ を次のように定義する。

$$V(x) = \left\{ -\int_{-\infty}^{k_1} + \int_{k_2}^{k_3} + \int_{k_4}^{\infty} \right\} J(k) e^{-ikx} dk \quad (60).$$

(60) 式に (57)~(59) 式を代入すると,

$$\begin{aligned}
 V(x) \sim & \left\{ -\int_{-\infty}^{-K_0(1-2\Omega_e)} + \int_{K_0(1+2\Omega_e)}^{\infty} \right\} \left\{ 2 \frac{k(k+K_0\Omega_e)}{K_0^2} \right. \\
 & \times \sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)} \\
 & + \frac{k^2}{\sqrt{(k+K_0+2K_0\Omega_e)(k-K_0+2K_0\Omega_e)}} e^{-ikx} \Big\} dk \\
 & + \int_{-K_e(1-2\Omega_e)}^{K_e(1+2\Omega_e)} \left\{ 2 \frac{K_0\Omega_e+k}{K_0} \sqrt{-(k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e)} \right. \\
 & \left. - \frac{K_e k}{\sqrt{-(k+K_e-2K_e\Omega_e)(k-K_e-2K_e\Omega_e)}} \right\} e^{-ikx} dk \quad (61).
 \end{aligned}$$

第1, 2項には  $l=k+2K_0\Omega_e$ , 第3項には  $l=k-2K_e\Omega_e$  の変数変換を行うと, 次式が得られる.

$$\begin{aligned}
 V(x) \sim & e^{i2K_0\Omega_e x} \left\{ \int_{-\infty}^{-K_0} + \int_{K_0}^{\infty} \right\} \left\{ 2 \frac{l(l-3K_0\Omega_e)}{K_0^2} \sqrt{l^2-K_0^2} + \frac{l(l-4K_0\Omega_e)}{\sqrt{l^2-K_0^2}} \right\} e^{-ilx} dl \\
 & + e^{-i2K_e\Omega_e x} \int_{-K_e}^{K_e} \left\{ 2 \frac{K_0\Omega_e+l}{K_0} \sqrt{K_e^2-l^2} - \frac{K_e(l+2K_e\Omega_e)}{\sqrt{K_e^2-l^2}} \right\} e^{-ilx} dl \quad (62).
 \end{aligned}$$

前2章と同様にBessel関数の積分表示式を当て嵌めると,  $V(x)$  は次のように表される.

$$V(x) \sim e^{i2K_0\Omega_e x} v_1(x) + e^{-i2K_e\Omega_e x} v_2(x) \quad (63).$$

$$\begin{aligned}
 v_1(x) = & -i\pi \frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2 \left( 3K_0\Omega_e - i \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{1}{K_0|x|} Y_1(K_0|x|) \right. \\
 & \left. + \left( 4K_0\Omega_e - i \frac{\partial}{\partial x} \right) Y_0(K_0|x|) \right\} \quad (64).
 \end{aligned}$$

$$v_2(x) = -\pi K_e^2 \left\{ \frac{2\Omega_e}{K_e|x|} J_1(K_e|x|) - \left( 2\Omega_e + \frac{i}{K_e} \frac{\partial}{\partial x} \right) J_0(K_e|x|) \right\} \quad (65).$$

また,

$$\left[ \frac{\sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}}{K_0} \right]_{k=K \cos \chi} = K |\sin \chi| \quad (66).$$

$$\left[ \frac{2(k+K_0\Omega_e)^3 - K_0^2 k}{K_0 \sqrt{(k+K_0\Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}} \right]_{k=K \cos \chi} = \frac{2\Omega - \cos \chi}{|\sin \chi|} \quad (67).$$

である.

(55) 式に, 前章の (48)~(50) 式と (63)~(67) 式を代入すると,  $M_z$  の近似計算式として次式が得られる.

$$\begin{aligned}
 M_z \sim & \frac{\rho g \zeta_w^2}{4\pi K} \left[ i \int_{-L/2}^{L/2} x \sigma(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\mu}(\xi) S(x-\xi) d\xi \right. \\
 & - i \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\sigma}(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \xi \mu(\xi) \bar{S}(x-\xi) d\xi - \int_{-L/2}^{L/2} \bar{\sigma}(x) dx \int_{-L/2}^{L/2} \mu(\xi) V(x-\xi) d\xi \Big] \\
 & + \frac{1}{2} \sin \chi \operatorname{Im} \left[ \int_{-L/2}^{L/2} x \left\{ \sigma(x) + iK |\sin \chi| \mu(x) \right\} e^{iKx \cos \chi} dx \right. \\
 & \left. + \frac{2\Omega - \cos \chi}{|\sin \chi|} \int_{-L/2}^{L/2} \mu(x) e^{iKx \cos \chi} dx \right] \\
 & - \frac{1}{2} \sin \chi \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{K} \left( \Omega_e + \frac{K \cos \chi}{K_0} \right) \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \sigma(x) + iK |\sin \chi| \mu(x) \right\} e^{iKx \cos \chi} dx \right] \quad (68).
 \end{aligned}$$

## 5. 線状特異点分布

本章では, (8) 式の仮定に沿って,  $x$  軸上に分布した吹出

し及び2重吹出しの具体的な関数形を求める. このとき, 細長体の仮定から,

$$x/L = O(1), \quad y/L = O(\varepsilon), \quad z/L = O(\varepsilon) \quad (69).$$

とすると,  $k = O(1)$  である. 3次元単位法線ベクトル  $n = (n_x, n_y, n_z)$  を,  $C(x)$  上に立てた2次元単位法線ベクトル  $(n_2, n_3)$  によって  $n = (n_x, n_y, n_z) \sim (0, n_2, n_3)$  と近似し, 法線方向微分を実行すると  $h(x; k)$  は次のように表せる.

$$\begin{aligned}
 h(x; k) \sim & \int_{C(x)} \left[ \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{1}{K_0} \{ n_3 (k + K_0 \Omega_e)^2 + i n_2 \sqrt{(k + K_0 \Omega_e)^4 - K_0^2 k^2} \} \right] \\
 & \times e^{\frac{1}{K_0} [z(k + K_0 \Omega_e)^2 + i y \sqrt{(k + K_0 \Omega_e)^4 - K_0^2 k^2}]} dC \quad (71).
 \end{aligned}$$

ここで, (5), (6) 式の仮定を用いると, 上式各変数は次のように評価される.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \phi}{\partial n} = & O(\varepsilon^{-1} \phi), \quad \frac{1}{K_0} (k + K_0 \Omega_e)^2 \sim K_e + 2\Omega_e k = O(1), \\
 \frac{1}{K_0} \sqrt{(k + K_0 \Omega_e)^4 - K_0^2 k^2} \sim & \sqrt{K_e^2 + 4\Omega_e K_e k - k^2} = O(1), \\
 \phi \frac{1}{K_0} \{ n_3 (k + K_0 \Omega_e)^2 + i n_2 \sqrt{(k + K_0 \Omega_e)^4 - K_0^2 k^2} \} \\
 \sim & \phi \{ n_3 (K_e + 2\Omega_e k) + i n_2 \sqrt{K_e^2 + 4\Omega_e K_e k - k^2} \} = O(\phi) \quad (72).
 \end{aligned}$$

この結果を用いて (71) 式を展開する. このとき対称成分の最低次項は  $O(\varepsilon)$ , 反対称成分のそれは  $O(\varepsilon^2)$  となるから, 反対称成分の最低次項まで考慮すると, (71) 式は次のようになる.

$$\begin{aligned}
 h(x; k) \sim & \int_{C(x)} \frac{\partial \phi}{\partial n} \{ 1 + z(K_e + 2\Omega_e k) + i y \sqrt{K_e^2 + 4\Omega_e K_e k - k^2} \} dC \\
 & - \int_{C(x)} \phi \{ n_3 (K_e + 2\Omega_e k) + i n_2 \sqrt{K_e^2 + 4\Omega_e K_e k - k^2} \} dC \quad (73).
 \end{aligned}$$

ここで, (69) 式の仮定の下, (5) 式の速度ポテンシャルを船体表面条件  $\partial \phi_j / \partial n = n_j$  ( $j=2, 3$ ) を満たす2次元単位振幅速度ポテンシャル  $\phi_2(y, z; x)$ ,  $\phi_3(y, z; x)$  で近似し, さらに長波長であることを考慮して相対運動の概念を用いると,  $(x, y, z)$  は次式のように表すことができる.

$$\phi(x, y, z) \sim \phi_2(y, z; x) v_y(x) + \phi_3(y, z; x) v_z(x) \quad (74).$$

丸尾・岩瀬<sup>5)</sup>によれば,  $v_y(x)$ ,  $v_z(x)$  は (5) 式と同様の規格化を行うと次のように表される.

$$\begin{aligned}
 v_y(x) = & \frac{i\omega}{g\zeta_w} \left[ \frac{1}{B_w(x)} \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) \{ B_w(x) (\Xi_2 + |l_w(x)| \Xi_4 + x_b \Xi_6) \} - v_w(x) \right], \\
 v_z(x) = & \frac{i\omega}{g\zeta_w} \left[ \frac{1}{B_w(x)} \left( \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x} \right) B_w(x) (\Xi_3 - x_b \Xi_5 - z_w(x, 0)) \right] \quad (75).
 \end{aligned}$$

ここで,  $x_0$  は  $x_{G0}$  を船長方向の重心位置とすると  $x_0 = x - x_{G0}$  で定義され,  $B_w(x)$  は水線幅,  $l_w$  は roll 減衰モーメントの着力点,

は位相の情報を含む  $i$  モードの船体動揺の複素振幅である.  $z_w(x, y)$  は入射波波面,  $v_w(x)$ ,  $w_w(x)$  を  $x$  軸上における  $y$  及び  $z$  方向の波粒子速度とすると, これらはそれぞれ次のように表される.

$$\begin{aligned}
 z_w(x, y) = & \zeta_w e^{-iK(x \cos \chi + y \sin \chi)}, \quad v_w(x) = \omega \sin \chi \zeta_w(x, 0), \\
 w_w(x) = & -i\omega \zeta_w(x, 0) \quad (76).
 \end{aligned}$$

(74) 式を展開して得られる  $B_w(x)$  を含む項は, 所謂  $m$  タームを船体表面条件とする非定常動揺ポテンシャルの寄与を半没回転体近似によって表した量である. しかしながら, 漁船の

場合には幅喫水比が大きいため、著者の経験<sup>11)</sup>では、この項の導入は必ずしも推定結果を良い方向に向かわせない。そこで、ここでは $B_w(x)$ を含む項の寄与を省略した次の式を用いる。

$$\begin{aligned} v_y(x) &= \frac{i\omega}{g\zeta_w} \left\{ i\omega_e(\Xi_2 + l_w(x)\Xi_4 + x_b\Xi_6) - U \left( \frac{\partial l_w(x)}{\partial x} \Xi_4 + \Xi_6 \right) - v_w(x) \right\}, \\ v_z(x) &= \frac{i\omega}{g\zeta_w} \{ i\omega_e(\Xi_3 - x_b\Xi_5) + U\Xi_5 - w_w(x) \} \end{aligned} \quad (77).$$

上式に現れるroll減衰モーメントの着力点  $l_w(x)$ は別所の関係<sup>12)</sup>から得られるが、(8)式の仮定の下では、次式で求めることができる。

$$l_w(x) = -\sqrt{|m_{44}(x)/m_{22}(x)|} \quad (78).$$

ここで、 $m_{22}(x)$ は周波数ゼロの場合のswayの附加質量、 $m_{44}(x)$ は周波数ゼロの場合のrollの附加慣性モーメントであり、船体形状がLewisフォームで表される場合は、船体の横截面積、喫水線幅、喫水によって表すことができる<sup>13)</sup>。

さて、(74)式を(73)式に代入すると、

$$\begin{aligned} h(x;k) &\sim v_z(x) \int_{C(x)} \left\{ \frac{\partial \varphi_3}{\partial n} + (K_e + 2\Omega_e k) \left( z \frac{\partial \varphi_3}{\partial n} - \varphi_3 n_3 \right) \right\} dC \\ &+ i v_y(x) \sqrt{K_e^2 + 4\Omega_e K_e k - k^2} \int_{C(x)} \left( y \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} - \varphi_2 n_2 \right) dC \\ &= v_z(x) \int_{C(x)} n_3 \{ 1 + (K_e + 2\Omega_e k)(z - \varphi_3) \} dC \\ &+ i v_y(x) \sqrt{K_e^2 + 4\Omega_e K_e k - k^2} \int_{C(x)} n_2 (y - \varphi_2) dC \\ &= v_z(x) B_w(x) - i v_y(x) \sqrt{K_e^2 + 4\Omega_e K_e k - k^2} \{ A(x) + m_{22}(x)/\rho \} \end{aligned} \quad (79).$$

となる。ここで、 $A(x)$ は水面下の横截面積である。(79)式を(24)(29)式と比較し、 $j$ モード方向の見かけ質量 $M_{22}(x)$ を、 $M_{22}(x)/\rho = A(x) + m_{22}(x)/\rho$

$$\text{と書くと、} \quad \sigma(x) = v_z(x) B_w(x), \quad \mu(x) = -v_y(x) M_{22}(x) \quad (81).$$

の関係が得られる。

(81)式からは、波長が長いとする(8)式の仮定の下では、流体攪乱の対称成分は船の水線幅に比例し、反対称成分は船の横截面積に関係した量に比例することがわかる。従って、波浪中の抵抗増加は、これら船型を表す幾何学的なパラメータの自乗に比例して増減する。また、反対称流場の攪乱は対称流場の攪乱より高次であることがわかる。このことから、出会い角にも依るが、反対称流場、即ち横運動の抵抗増加に対する寄与は極めて小さいことが推測され、数値計算によって横運動の寄与は小さいことを示した丸尾・岩瀬<sup>5)</sup>の研究結果とも符合する。

以上によって、(8)式の仮定に基づく波浪中の定常流体力の近似計算式、及び吹出し、2重吹出し分布の表示式が求められた。しかしながら、(81)式の吹出し、2重吹出し分布の表示式では $k=O(1)$ が仮定されているのに対して、波浪中の定常流体力の式中で第2種Bessel関数で表される項では $k=O(\cdot)$ となるため、素成波の $x$ 軸方向波数 $k$ の取り扱いに矛盾が生じる。2章でも述べたように、 $0$ の極限ではこの項は消滅し、(8)式の仮定の下ではその寄与は小さい。2~4章では、波浪中の定常流体力の計算式に含まれる各項の

性質を明らかにするために、全ての項について近似式を展開したが、本稿で用いた近似仮定の下では、無限大に至る積分で表される項、即ち、第2種Bessel関数で表される項は棄却するべきであると考えられる。

## 6. おわりに

入射波波長が船長と同程度という仮定に基づいて、波浪中の定常流体力の近似計算式を誘導した。得られた計算式は、第1種及び第2種Bessel関数を含む2重の畳み込み積分で表される。数値計算が難しいとされる無限大に至る積分で表される項を含め、波数に関する積分が既知の特殊関数によって表されたことから、各項の性質が直感的にも把握できるようになった。

冒頭引用した馬等<sup>1)</sup>の研究では、日本漁船に比べて、船幅及び排水量が格段に大きい北欧型漁船では、向い波中の抵抗増加量が極めて大きいことが示されている。このことは、縦揺れ(pitch)、即ち上下方向の動揺速度が大きいことに加え、吹出し分布が喫水線の幅と結びついていることから也容易に想像され、斜波の状態であっても、2重吹出し分布が横截面積、即ち排水量と結びついていることから、その傾向には変わりがないものと考えられる。

停船時に働く波浪中の定常流体力の推定法は、現在開発が進められている「わかめ養殖業構造調整支援技術等緊急開発調査事業」における養殖作業船の刈り取り作業時の波漂流などの検討に用いることを想定しており、近々に数値計算プログラムを開発し、実船への適用を進める所存である。

## 謝 辞

本稿の執筆にあたり、水産工学研究所水産情報工学部海洋情報工学研究室の奥村都誉司研究員からは、数々の有益なご助言を頂戴しました。末尾となりましたが、ここに記して同氏に対して深い感謝の意を表する次第であります。

## 参考文献

- 1) 馬寧, 鈴木四郎: 日本型と北欧型底曳網漁船の波浪中性能比較 - その2 波浪中抵抗増加 -, 水工学会講演論集, p.187-190, 2003
- 2) Maruo, H.: Resistance in waves, Researches on seakeeping qualities in Japan, SNAJ, 60th Anniversary Series, 8, p.67-102, 1963
- 3) 大楠丹, 小林正典: 第3章 波浪中抵抗増加の計算法, 波浪中推進性能と波浪荷重, 日本造船学会運動性能研究委員会, p.37-59, 1984
- 4) 丸尾孟, 石井昭良: 簡易化公式による向い波中抵抗増加の計算, 船論, 140, p.136-141, 1977
- 5) 丸尾孟, 岩瀬和夫: 斜波による抵抗増加の計算, 船論, 147, p.79-84, 1980
- 6) 高木健: 波浪中における抵抗増加, 定常横力及び定常回頭モーメントの近似計算法, 関船誌, 216, p.121-128, 1991
- 7) 藤井齊, 高橋雄: 正面規則波中における抵抗増加, 三菱重工技報, 4(6), p.644-650, 1967
- 8) 丸尾孟: 向い波中の船体運動に対する細長体理論の応用(その1-基礎理論の展開), 船論, 120, p.51-61, 1966
- 9) Newman, J. N.: The drift force and moment on ship in waves, Jour. Ship Res., 11(1), p.51-60, 1967

- 10) Kashiwagi, M. : Calculation formulas for the wave-induced steady Horizontal force and yaw moment on a ship with forward speed , Rept. Res. Inst. Appl. Mech. Kyushu Univ., XXXXVII, 117, 1991
- 11) 升也利一：高速沿岸漁船に対するストリップ法の適用について - 第1報：半没回転体近似を用いた定常航走流場の影響に関する考察 - , 水工学会講演論集, p.183-186, 2003
- 12) 別所正利：波の中の船の横揺れ運動の理論について, 防大理工学研究報告, 3(1), p.47-59, 1965
- 13) 田才福造, 高木又男： .規則波中の応答理論および計算法, 耐航性に関するシンポジウム, 日本造船学会, p.1-52, 1969
- 14) Abramowitz, M., Stegun, I.A. : Handbook of mathematical functions with formulas, Graphs, and mathematical tables, Dover Publ., 1965