254 超音波浮揚による二次元非接触搬送に関する研究

Relationship between vibration intensity and transportation force in 2-dimension non-contact transportation using ultrasonic wave levitation

○野副 拓朗（首都大学東京[院]） 正 田中 信雄（首都大学東京）

Takuro NOZOE and Nobuo TANAKA
Tokyo Metropolitan University
6-6 Asahigaoka, Hino-shi, Tokyo, 191-0065

This paper deals with vibration intensity control of the plate on the hypothesis that only two mode is excited for the 2-dimension non-contact transportation using ultrasonic wave levitation. First, the relation between vibration intensity of the beam and phase difference of the external forces installed into the both ends of the beam is considered from a viewpoint of numerical analyses. This is followed by the calculation of the intensity flow pattern of the plate. Finally, it is shown that vibration intensity of the plate is controlled on the hypothesis that only two modes are dominant in the vibration field.

Key Words 2-dimensions non-contact transportation, ultrasonic wave levitation

A1.はじめに

昨今、シリコンウエハや液晶ガラス基板の製造過程における搬送方法として、超音波振動加振面のスクイーズ膜圧効果を利用した非接触浮揚技術が注目されている。

現在、工場等の製造過程で適用されている非接触搬送手法としてガス流体浮揚、静電浮揚、磁気浮揚などを用いたものがあげられる。そのなかでも超音波浮揚を用いた搬送技術は(1)埃などを吸いつけない(2)浮揚物の材質に制限されない(3)電力のみの供給で稼動可能で省エネルギー(4)小型で安価であるという利点が挙げられる。

生産ラインでの使用環境を考慮した場合、非接触かつアクティブな位置決め、速度制御する手法が必要になる。これまでの研究によってはりのたわみ振動を用いた一次元方向の搬送、及び位置決め制御、更にはりを二本用いる回転抑制制御について良好な結果が得られている。そして更なる応用範囲を広めるためとして平板を用いた2次元の搬送を行い位置決め制御を行いたい。そのためには平板の振動を解析し振動エネルギーの流れ、つまりパワーフローの制御を行う必要が生じてくる。

本論では平板のパワーフローを制御する方法を提案する。これまでの研究結果により進行波により搬送力が生じることが報告されているため、平板の振動の解析においてエネルギーの流れであるパワーフロー制御を行う。

A2. 振動インテンシティ

振動インテンシティとは単位時間、単位面積当たりの振動エネルギーの流れであり、大きさと方向を持つベクトル量である。振動を加える部分と吸収する部分があるのならば、振動エネルギーの流れが存在し、振動インテンシティが存在する。xy平面を板面としたときの振動インテンシティを考える。ある線Sを横切る瞬間インテンシティは次のよう表される。

$$I(s, t) = \int_S \mathbf{I} \cdot \mathbf{n} ds \quad (A1)$$

これらはベクトル量であるので次のように表される

$$\mathbf{I} = I(x, y; t) = I_{vx}(x, y; t)\mathbf{i} + I_{vy}(x, y; t)\mathbf{j} \quad (A2)$$

$\mathbf{i}, \mathbf{j}$ はそれぞれの方向の単位ベクトルである。ここでx方向へ流れる振動インテンシティは次のように表される。

$$I_{vx}(x, y; t) = I_{xQ} + I_{xB} + I_{xT} \quad (A3)$$

なおはせん断力によるもの、曲げモーメントによるもの、ねじりモーメントによるものであり、これらを時間平均することで振動インテンシティの流れであるパワーフロー求めることができる。

A3. はりの解析

一次元振動解析としてはりのパワーフローの解析を行う。同振幅、同周波数の外部入力をもつ二点をつくり、それら振動の位相差を制御することで片方の振動がエネルギーを板に与える部分、もう片方が吸収する部分として振舞うのでパワーフローが発生する。伝達マトリックス法を用いた解析法を使用し二点ある入力振動の位相差とはりのたわみ進行波やパワーフローの関係性を示す。

A4. 薄肉平板の解析

二次元振動解析である薄肉平板のパワーフローの解析を行う。複雑なパワーフローがあるが主に3つの流れが示され、その中でもストレートタイプが一番制御に有効そうであるためそれを示す。しかし超音波領域による加振となると高次のモードが励振され、ある程度の流れを得ることができるものの非常に複雑であり制御に活用することはとても困難である。そこで高次のモードであろうと2つのモードのみ励振されると仮定した場合のパワーフローを示し、その中から非接触搬送に応用することが有効であるものが見受けられたのでそれを示す。

Fig.A1 Vibration Intensity Distribution of (15.7) & (15.8) mode

1.はじめに

昨今、シリコンウエハや液晶ガラス基板の製造過程における搬送方法として、超音波振動加振面のスクイーズ膜圧効果を利用した非接触浮揚技術が注目されている。

現在、工場等の製造過程で適用されている非接触搬送手法としてガス流体浮揚、静電浮揚、磁気浮揚などがあげられる。これらの手法の特徴としてガス流体方式では大量のガスを噴出することによって物体を浮揚し搬送させるのであるが、クリーンなガスが大量に必要な。そうすると非常に大規模な装置とクリーンルームが必要となり、立地条件や経済的な条件を考慮することが必須となってしまう。静電気浮揚では静電気の極性の違いを用いて物体を浮揚させるが、この手法では静電気が埃を寄せ付けてしまうため、クリーンな環境を必要とする製品の製造過程には適していない。また、磁気浮上は物体の磁性を利用して浮揚させるが、これは浮揚物体が磁性をもったものに限定されてしまい、非金属製品の浮揚に関しては不可能である。

そこで超音波浮揚技術の有用性への評価が高まってきている。超音波浮揚技術の特徴として挙げられるのは、装置が非常に小型であり、電力だけの消費で浮揚が可能のため、省電力、省エネルギーであるということである。つまり、工場への配備が容易であり、施工費、維持費などその他経済面の節約に大きく貢献すると考えられる。また、クリーンな環境下で使用するにより、精度を必要とするデリケートなシリコンウエハ、液晶ガラス基板などの搬送に応用することが可能である。昨今の家電製品の高度化、パソコンの普及により半導体は必要不可欠である。また、液晶テレビ、液晶モニタ等も近年急速に普及している製品として挙げられる。これらを含め全体を考慮すれば、超音波浮揚技術は今後の産業活性化を大きく促すものであると考えられる。このような生産ラインでの使用環境を考慮した場合、当然非接触かつアクティブな位置決め、速度制御する手法が必要となる。これまでの研究によってはりのたわみ振動を用いた一次元方向の搬送、及び位置決め制御、更にはりを二本用いる回転抑制制御について良好な結果が得られている。そして更なる応用範囲を広げるためとして平板を用いた2次元の搬送を行い位置決めの制御を行いたい。そのためには平板の振動を解析し振動エネルギーの流れ、つまりパワーフローの制御を行う必要が生じてくる。本論では平板のパワーフローを制御する方法を提案する。これまでの研究結果により進行波により搬送力が生じる

ことが報告されているため、平板の振動の解析においてエネルギーの流れであるパワーフローの制御を行う。

2.振動インテンシティ

振動インテンシティ 振動インテンシティとは単位時間、単位面積当たりの振動エネルギーの流れであり、大きさと方向を持つベクトル量である。振動を加える部分と吸収する部分があるのならば、振動エネルギーの流れが存在し、振動インテンシティが存在する。板要素の振動には面内波と面外波があるが、一般に固体伝搬音に関しては面外波、特に曲げ波が支配的であるとされていることから、ここでも曲げ波のみを対象とした解析を行う。

xy 平面を板面としたときの振動インテンシティを考える。ある線 S を横切る瞬間インテンシティは次のように表される。

$$I(s, t) = \int_S I \cdot n ds \quad (1)$$

n は線 S に対して垂直な単位ベクトルである。

そしてある地点での単位長さの振動インテンシティはベクトル量であり次のように表される。

$$I = I(x, y, t) = I_{vx}(x, y, t)i + I_{vz}(x, y, t)k \quad (2)$$

ここで x 方向へ流れる振動インテンシティは次のように表される。

$$I_{vx}(x, y, t) = I_{xQ} + I_{xB} + I_{xT} \quad (3)$$

せん断力による項 $I_{xQ} = Q_x \frac{\partial w}{\partial t}$

曲げモーメントによる項 $I_{xB} = -M_{xx} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial t}$ (4)

ねじりモーメントによる項 $I_{xT} = -M_{xz} \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial t}$

ここで Q_x, M_{xx}, M_{xz}, w はそれぞれ、せん断力、曲げモーメント、ねじりモーメント、変位である。

I_x は時間の関数であり、瞬時インテンシティと呼ばれる。 y 方向振動インテンシティは x と y を入れ変えることで同様求めることが可能であり、点 (x, y) におけるインテンシティベクトルは2方向のベクトル和で表される。これらを時間平均することで振動インテンシティの流れであるパワーフローが求まる。

これらは次のように表される

$$\begin{aligned} I_{vx} &= \frac{1}{T} \int_0^T I_{vx}(x, y, t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T \left(Q_x \frac{\partial w}{\partial t} - M_{xx} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial t} - M_{xz} \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial t} \right) dt \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} [j\omega (Q_x w^* - M_{xx} \theta_x^* - M_{xz} \theta_y^*)] \end{aligned} \quad (5)$$

なお*は複素共役である。 y 方向も同様に求め、これら値から振動インテンシティベクトルを導き平板の振動の流れであるパワーフローを求める。

Fig.1.1 2-D transportation system

3. はりの解析

伝達マトリックス法 一次元振動解析としてはりのパワーフローの解析を行う。同振幅、同周波数の外部入力をもつ二点をつくり、それら振動の位相差を制御することで片方の振動がエネルギーを板に与える部分、もう片方が吸収する部分として振舞うのでパワーフローが発生する。

伝達マトリックス法を用いた解析法を使用し、二点ある入力振動の位相差とはりのたわみ進行波の関係性を明らかにし、パワーフローについて考察する。

はりの両端へ加える振動の位相差を制御することによって対象物を搬送する超音波浮揚装置では、はりのたわみ振動によって形成される進行波の状態が重要になってくる。以下では、その進行波の形成方法を考える。

このはりとは両端スライド支持されそれぞれの端に変位、 w_0, w_1 が加えられているものである。まず、このはりにおける進行波解を基にした伝達マトリックスを考える。はりの運動方程式はオイラー・ベルヌーイ方程式を用いる。

$$EI \frac{\partial^4 W(x,t)}{\partial x^4} + \rho A \frac{\partial^2 W(x,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (6)$$

なお ρ, A, E, I ははりの密度、断面積、ヤング率、断面二次モーメントである。(6) 式の解を

$$W(x,t) = w(x)e^{j\omega t} \quad (7)$$

とおき、変数分離を行うと次のようになる。

$$\frac{d^4 w(x)}{dx^4} - k^4 w(x) = 0 \quad (8)$$

$$\text{ただし } k^4 = \frac{\rho A \omega^2}{EI} \quad (9)$$

(7) 式の一般解は次式のようになる。

$$-w(x) = C_1 e^{-jkx} + C_2 e^{-kx} + C_3 e^{jkx} + C_4 e^{kx} \quad (10)$$

次に、(10) 式を次々に微分することによって傾き角、曲げモーメント、せん断力が求まる。ここで、状態ベクトルを次のように定義すると

$$Z(x) = \text{col} \left(-w_x, \theta_x, \frac{M_x}{EI}, \frac{Q_x}{EI} \right) \quad (11)$$

それぞれの式は 1 つのマトリックスの式で記述できる。

$$Z(x) = B(x)C \quad (12)$$

ただし

$$B(x) = \begin{pmatrix} e^{-jkx} & e^{-kx} & e^{jkx} & e^{kx} \\ -jke^{-jkx} & -ke^{-kx} & jke^{jkx} & ke^{kx} \\ -k^2 e^{-jkx} & k^2 e^{-kx} & -k^2 e^{jkx} & k^2 e^{kx} \\ jk^3 e^{-jkx} & -k^3 e^{-kx} & -jk^3 e^{jkx} & k^3 e^{kx} \end{pmatrix} \quad (13)$$

$$C = \text{col}(C_1, C_2, C_3, C_4) \quad (14)$$

Fig.3.1 model of beam

さらにマトリックスは次のように展開される

$$B(x) = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ -jk & -k & jk & k \\ -k^2 & k^2 & -k^2 & k^2 \\ jk^3 & -k^3 & -jk^3 & k^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-jkx} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-kx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{jkx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{kx} \end{pmatrix} \quad (15)$$

$$= KD(x)$$

0 と x での状態ベクトルを、として与えると (12) 式、(15) 式より次式を得る。

$$Z_0 = KD(0)C = KC \quad (16)$$

$$Z_x = KD(x)C \quad (17)$$

これらより C を消去して次式を得る

$$Z_x = KD(x)K^{-1}Z_0 \equiv T(x)Z_0 \quad (18)$$

したがって、端点 0 における状態ベクトル Z_0 が求まれば、任意点での状態ベクトル Z_x が求まる。境界条件は固定端なので Z_0 および Z_1 を次のように定義する。

$$Z_0 = \begin{pmatrix} -w_0 \\ 0 \\ M_0/EI \\ Q_0/EI \end{pmatrix}, Z_1 = \begin{pmatrix} -w_1 \\ 0 \\ M_1/EI \\ Q_1/EI \end{pmatrix} \quad (19)$$

未知数である Q_0/EI および F_0/EI を求める。なお

w_0, w_1 は入力変位である。ここで (18) 式より

$$Z_1 = T(L)Z_0 \quad (20)$$

であるので次の式を得ることができる。

$$Z(0) = \begin{pmatrix} -w_0 \\ 0 \\ \frac{((k^4 t_2^2 - t_1 t_3)w_0 + t_3 w_1)}{t_2 t_4 - t_3^2} \\ \frac{((t_1 t_4 - k^4 t_2 t_3)w_0 - t_4 w_1)}{t_2 t_4 - t_3^2} \end{pmatrix} \quad (21)$$

よって状態ベクトル Z_0 と伝達マトリックス $T(x)$ の積により任意の点の状態ベクトルが求まる。

$$Z_x = T(x)Z_0 \quad (22)$$

ここで伝達マトリックスは次のように表される。

$$T(x) = \begin{pmatrix} t_1 & t_4 & t_3 & t_2 \\ k^4 t_2 & t_1 & t_4 & t_3 \\ k^4 t_3 & k^4 t_2 & t_1 & t_4 \\ k^4 t_4 & k^4 t_3 & k^4 t_2 & t_1 \end{pmatrix} \quad (23)$$

ただし

$$\begin{aligned} t_1 &= (e^{-jkx} + e^{-kx} + e^{jkx} + e^{kx})/4 \\ t_2 &= (-je^{-jkx} - e^{-kx} + je^{jkx} + e^{kx})/4k^3 \\ t_3 &= (-e^{-jkx} + e^{-kx} - e^{jkx} + e^{kx})/4k^2 \\ t_4 &= (je^{-jkx} - e^{-kx} - je^{jkx} + e^{kx})/4k \end{aligned} \quad (24)$$

(22)式によって求めた値を(5)式に代入することで振動インテンシティを求める。これらは一次元の解析であるためねじりモーメントは発生しない。よってパワーフローは次のように記述される。

$$I = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [j\omega(Qw^* - M\theta^*)] \quad (25)$$

なお*は複素共役である。これらよりはりの振動、位相差、たわみ進行波とパワーフローの解析を行う。

はりの振動解析結果と考察 上で得られた結果を使ってはりの解析を行う。はりは $450 \times 50 \times 3$ [mm] のジュラルミンを使用し入力の変位であり、はりの両端に 20kHz の周波数で位相差を変えて解析を行った。Fig.3.2 は同位相で加振した場合、Fig.3.3 は位相差 90° の場合の包絡線である。横軸が距離、縦軸が変位を示している。Fig.3.4 は横軸は位相差で縦軸は中心あたりの腹における出力と入力の振幅比を示している。

20kHz でははりに生じる波が同相では定在波、位相差を与えはじめるとたわみ進行波が徐々に形成され、 90° あたりできれいなたわみ進行波になった。そして負の位相差を与えた場合は、正の場合と逆向きで同じ波形の進行波が生じることがわかった。パワーフローは定在波であれば 0、左流れであれば正、右向きであれば負の値をとった。そして位相差の値によって進行波の形状が変化し、逆相では同相の場合と同様に定在波が生じることがわかった。共振周波数での加振では位相差を変化させても定在波がたち、進行波はほとんど形成されなかったがパワーフローは大きな値を示していた。

Fig.3.4 より同位相差の定在波と逆相の定在波の二つの波があることがわかる。この二つの波の割合によって進行波の形状が決まる。位相差 0° の状態では同相の定在波が

Fig.3.2 Envelope of the beam (0°)

Fig.3.3 Envelope of the beam (90°)

強く、位相差を与えることで同相の定在波の強さが下がり、逆相の定在波が励振し始める。そしてある値でこの割合は入れ替わり、逆相になると同相の定在波は完全に無くなり、逆相の定在波のみ励振される。20kHz の解析においては 90° あたりで割合が同じになりきれいな進行波を示すが必ずしも 90° ではなく周波数によって変化する。共振周波数においてはこの値は限りなく逆相に近づく。位相差を変化させることでパワーフローを操作でき、2つの波が混在しているように振舞う場合、お互いの大きさをそろえることできれいな進行波を得ることができた。どの周波数においても進行波を作り出すことが可能であったため 1 次元非接触搬送において位置制御が出来たと言えるであろう。

4. 薄肉平板の解析

mindlin 平板を用いた解析 超音波浮揚でははりのたわみ振動により形成される進行波によって任意の物体を搬送されることが可能であった。平板にもある一定の条件下で進行波を形成することができるとすると、平板上に物体を浮揚させさらに任意の方向へ搬送することが可能であると考えられる。そこで平板の解析を行う。用いる薄肉の矩形平板は単純支持として振動状態を解析する。平板の振動解析方法としてせん断変形や回転慣性を考慮した mindlin 平板モデルを用いる。加振力として位相差を持った 2 点の加振点を仮想的に与え、平板の挙動を調べる。

以下に mindlin 平板の運動方程式を示す。

$$kGh \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial \psi_x}{\partial x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial y} \right) + p_z - \mu \dot{w} = 0 \quad (26)$$

$$m_x - \rho I \psi_x = kGh \left(\psi_x + \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{D}{2} \left\{ (1-\nu) \left(\frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial y^2} \right) + (1+\nu) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi_x}{\partial x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial y} \right) \right\} \quad (27)$$

Fig.3.4 amplitude ratio with phase difference

Fig.3.5 Vibration intensity with phase difference

$$\text{但し, } D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (28)$$

ここで, w , ϕ_x , ϕ_y は z 方向変位, x , y 方向の変形後の断面と Z 軸のなす角であり, p_m, m_x, m_y は外力である. D , k , G , E , μ , ν , ρI , はそれぞれ曲げ剛性, せん断係数, 横弾性係数, 縦弾性係数, 単位面積あたりの質量, poisson 比, 回転慣性である. なお y 方向の運動方程式は x 方向の方程式の x と y と入れ替えることで得られる.

これらの運動方程式で, 周辺単純支持長方形平板において

$$p_z = f_i e^{j\omega t} \quad (29)$$

という強制振動の外力が点 (ξ_i, η_i) に加わる場合, 解は以下のように求まる.

$$W = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2f_i}{(e_1-1) \left[ab \left\{ \mu + 2\rho I \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] \right\} \right]} \frac{1}{\omega_{m1}^2 - \omega^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi \xi_1}{a} \sin \frac{n\pi \eta_1}{b} e^{j\omega t} \\ + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2f_i}{(e_1-1) \left[ab \left\{ \mu + 2\rho I \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] \right\} \right]} \frac{1}{\omega_{m2}^2 - \omega^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi \xi_2}{a} \sin \frac{n\pi \eta_2}{b} e^{j\omega t} \quad (30)$$

なお固有振動数は以下のように求まる.

$$\omega_1^2 = \frac{1}{2 \left(\frac{\rho I}{D} \right) \left(\frac{\mu}{kGh} \right)} \left[\left\{ \left(\frac{r_1\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{s_1\pi}{b} \right)^2 \right\} \left(\frac{\rho I}{D} + \frac{\mu}{kGh} \right) + \frac{\mu}{D} \right] \\ - \sqrt{\left\{ \left(\frac{r_1\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{s_1\pi}{b} \right)^2 \right\} \left(\frac{\rho I}{D} + \frac{\mu}{kGh} \right) + \frac{\mu}{D}} - 4 \left(\frac{\rho I}{D} \right) \left(\frac{\mu}{kGh} \right) \left\{ \left(\frac{r_1\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{s_1\pi}{b} \right)^2 \right\}^2} \\ \omega_2^2 = \frac{1}{2 \left(\frac{\rho I}{D} \right) \left(\frac{\mu}{kGh} \right)} \left[\left\{ \left(\frac{r_2\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{s_2\pi}{b} \right)^2 \right\} \left(\frac{\rho I}{D} + \frac{\mu}{kGh} \right) + \frac{\mu}{D} \right] \\ + \sqrt{\left\{ \left(\frac{r_2\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{s_2\pi}{b} \right)^2 \right\} \left(\frac{\rho I}{D} + \frac{\mu}{kGh} \right) + \frac{\mu}{D}} - 4 \left(\frac{\rho I}{D} \right) \left(\frac{\mu}{kGh} \right) \left\{ \left(\frac{r_2\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{s_2\pi}{b} \right)^2 \right\}^2} \quad (31)$$

ここで a, b , は板の大きさ r_i, s_i は整数でありモードを表す m, n に対応させている.

これにより, 平板に二点の外力を作用させたときのパワーフローを考える. 外乱間には任意の位相差を与えることで, 振動が発生する部分と振動を吸収する部分として振る舞い, パワーフローが生じる. 非接触搬送へ向けた平板のパワーフローの解析, 制御を行う.

解析結果 ジュラルミン平板(500×300×3[mm])を用いて解析を行った. 平板に位相差を持った外乱を与えた場合, パワーフローはストレートタイプ, S 字タイプ, 渦巻きタイプの三つのパターンに分けられるということが知られている⁽⁴⁾. 超音波浮揚では生産ラインでのウエハ等の搬送を念頭においている為この中から最も制御に適応しそうなストレートタイプに絞って考える. Fig.4.1-2 は外乱点からもう一方の外乱点に向かってほぼ直線的にパワーフローが形成されるストレートタイプのパワーフローと波動包絡線を示したものである.

Fig.4.3-4 のパワーフローの解析結果は超音波領域の周波数で加振した場合のものである. これら結果をみると Fig.4.3 に代表されるような無数の渦や流れの方向が交互に入り乱れる状態が多く, 一様な流れを見受けられないことがわかる. この状態で浮揚した物体を平板上の任意の位置へと搬送し制御することは非常に困難である. Fig.4.4 は (5,25) モードと (13,15) を励振した状態である(共振周波数が一致しているためこの二つのモードが励振される). このパワーフローを見ると外乱点から制御点へと渦の間を縫うような形で直線に近い流れを描いている. スト

レートタイプに近い形であり, この状態を生成することが出来れば, 浮揚対象物の搬送制御を行うことが可能になると考えられる.

しかし, この現象においても加振点を少し変えるだけで流れはいとも簡単に崩れ, 複雑化してしまう. さらにこの流れでも加振点をつなぐライン以外では渦を巻いているため搬送においてはそのラインを外れないような制御をする必要がある生じてしまう. これらを考慮するとこの振動において搬送制御を行うのは現実的ではない.

Fig.4.1 Vibration Intensity Distribution of Straight Power Flow Type (Frequency 108.54Hz, Phase difference 178)

Fig.4.2 Envelope of Test Panel of Straight Power Flow Type (Frequency 108.54Hz, Phase difference 178)

Fig.4.3 Vibration Intensity Distribution (Frequency 18962Hz, Phase difference 90)

Fig.4.4 Vibration Intensity Distribution of Straight Power Flow Type (Frequency 19106Hz, Phase difference 90)

モードの重ね合わせによる振動インテンシティの流れ

これまで平板を位相差をもった2点で加振することでパワーフローを生成し搬送制御を考えた.低周波においては有効でありそうだが超音波領域においては,モードが多すぎるために振動が複雑であるために制御は困難である.

そこで複雑化を取り除いた場合,つまり平板における振動インテンシティ場が (m,n) および, (k,l) モードという二つの振動モードにだけ支配することができると仮定した時のパワーフローパターンを解析する.パワーフローの生成の支配因子は,モードの重ね合わせであるので特定のモードのみの重ね合わせによるパワーフローパターンを解析する.

すると平板のたわみは次のように表すことができる.

$$w(x,y) = f_{mn} \sin \alpha_m x \sin \beta_n y + f_{kl} \sin \alpha_k x \sin \beta_l y \quad (32)$$

振動インテンシティの x,y 軸方向成分は

$$I_{vx} = A_x \sin \beta_n x \sin \beta_l y + B_x \cos \beta_n x \cos \beta_l y$$

$$I_{vy} = A_y \sin \alpha_m x \sin \alpha_k y + B_y \cos \alpha_m x \cos \alpha_k y \quad (33)$$

で表現できる.この式よりパワーフローパターンを求めることで,擬似的に任意のパワーフローを作り出す.

パワーフローにおいて,二つのモードで構成される渦巻きの数,

$$(m-k)(n-l) \quad (34)$$

で表現することが可能であると報告されている.この法則を超音波領域のモードに適用することにより,これまで問題であったモード数が多すぎて複雑になっていたものを簡略化することができる.これによって平板に任意方向のパワーフローパターンを生成することが可能であり,浮揚対象物の二次元方向搬送が可能になる.

特定モードのみによる重ね合わせによる解析結果 ここで Fig.5.1 は $(1,3)$ モードと $(2,1)$ モードのみの重ね合わせによる振動インテンシティの流れを示しており, Fig.5.2 は $(1,1)$ モードと $(1,2)$ モードの重ね合わせたそれを示している. Fig.5.2 を見ると流れが一定の方向に向かっていることが分かる.これは $(m-k)(n-l)$ の法則によって生成される渦の数が, $((1-1),(1-2))$ と 0 を含む形で現れたことに起因するものである.進行波もパワーフローの方向へ進んでいると考えられる.

次の Fig.5.3, Fig.5.4 は,高次のモードの重ね合わせによる振動インテンシティ流れを示したものである. Fig.5.3 は Fig.5.1 に, Fig.5.4 は Fig.5.2 に対応した渦の数を表しており大まかな流れの動きは酷使している.この図を見てわかるように高次のモードにおいても $(m-k)(n-l)$ が等しければ似たような流れを作り出す事ができる.

よって二つの振動モードにだけ支配された振動をつくり出すことが可能であれば方向性を持った振動インテンシティ流が発生するので超音波浮揚によって非接触搬送制御が可能になると考えることができる.

5.結言

- ・ 1次元のパワーフローを制御することが可能であることを示した.
- ・ 2次元におけるパワーフローにおいて特定のモードのみ励振することが可能であるならば搬送に有効なパワーフローを得られることを示した.

Fig.5.1 Vibration Intensity Distribution of (1.3) & (2.1) mode

Fig.5.2 Vibration Intensity Distribution of (1.1) & (1.2) mode

Fig.5.3 Vibration Intensity Distribution of (10.19) & (9.21) mode

Fig.5.4 Vibration Intensity Distribution of (15.7) & (15.8) mode

参考文献

- (1) 竹園ほか5名,弾性力学入門、基礎理論から数値解析法まで,森北出版 (2007)
- (2) F.J.Fahy (橘秀樹訳) サウンドインテンシティ,理論と応用,オーム社 (1998)
- (3) 鎌田,島谷,振動インテンシティ計測に関する基礎研究 (第一報、理論的検討) 機論 57-535,C (1991),700
- (4) 田中,菊島,黒田,薄肉平板のパワーフロー制御に関する研究,機論 58-547,C,(1992),788
- (5) G.Pavic., Mesurement of structure borne wave intensity, Part 1: F ormulatation of the method., J Sound Vib.,49-2,(1976),211
- (6) D.U.Noiseux., Mesurement of power in uniform beam and plates., J Acoust Soc Am., 47-1,1970,238
- (7) 近藤恭平著,振動論,培風館,(1993)