爆発溶接における波状界面形成機構に関する研究*

阿 部 晃 久^{*1}Numerical Study of the Mechanism of Wavy Interface Generation
in Explosive Welding

Akihisa ABE

Wavy interface generation is an interesting characteristic of explosive welding. There have been many theoretical and experimental discussions of the mechanism of wavy interface generation, but there is no consensus of opinion as yet. We report a numerical approach to the analysis of the mechanism of interface wave generation in explosive welding. The phenomena of the interface wave generation are calculated using a two-dimensional finite difference scheme for elastic-plastic materials. In this simulation the equations for a symmetric collision between copper plates are solved. The concept behind this study is that the wavy interface and vortex streets are caused by the velocity distribution of shear flow and periodic disturbances at the interface. The calculation results show the deformation process of the wavy interface and we obtain qualitative agreements between numerical and experimental results.

Key Words: Metal Flow, Shear Flow, Vortex, Finite Difference Method, Explosive Welding, Wavy Interface, Elastic-Plastic Flow

1. 緒 言

爆発溶接は、火薬の爆発エネルギーを利用する材料加工技術である。この加工法は、積層強化金属材料や繊維強化材料などの複合材料や被覆材料の作製、異材接合等に有効であり、また最近では水中爆発で発生させた衝撃波による金属箔の圧着も試みられている^{(1)~(4)}。爆発溶接の興味深い特徴の一つは、溶接界面に規則的な波が現われることである。この波状界面は飛翔板と母材との衝突が対称非対称にかかわらず形成され、波の形状は、接合状態の指標になり、細かく均一な波形が良好な溶接を示すと考えられている。したがって、良好な溶接状態を得るために波状界面の形成機構を解明することは重要である。これまで波状界面の形成機構に関する研究は数多くあり、溶接の際に材料中に生じるひずみ速度が大きいことから流体的な取扱いによる様々な形成メカニズムの仮説が報告されている⁽⁵⁾。主な説は次の4つに大別される。1) 材料の衝突時に飛翔板の一部が母材のよどみ点前方を削ることによる周期的な凹凸の形成、2) メタルジェットと母材間のHelmholtz不安定性による形成、3) 衝突点で生じる

衝撃波と材料の自由表面で反射することにより発生する膨張波の干渉による形成、4) よどみ点付近に生じる何らかの障害物による後流が作り出すKarman渦列による形成、等である。以上の1)~3)の説は、二枚の飛翔板が対称に衝突する場合においても波状界面が形成されるという実験事実により疑問視されている。4)の渦発散メカニズムでは、対称の場合でも波状界面の形成が可能であること、さらによどみ点からある距離で波が発生すること、また実験で観測される波状界面が定性的にKarman渦列と非常に良く似ていることなどから最も有力な説となっているが、未だ統一的な説はない。爆発溶接のメカニズムは、火薬の爆発、固体の高速衝突、材料の塑性変形、高温高压状態の発生などが短時間で生じ、様々な現象が複雑に絡み合っていることから実験での観測が難しく、得られる情報は限られてくる。このことから、波状界面形成メカニズムの数値的手法による解明は、非常に有効であると考えられる。本研究では、弾塑性流れに対する二次元有限差分スキームを構築し、過去の実験事実を踏まえて溶接界面近傍にいくつかの初期条件を仮定して数値シミュレーションを行い、それらの結果の定性的な評価を行う。さらに得られる結果から溶接材料間の混合状態等について検討を行う。

* 原稿受付 1995年10月4日。

*¹ 正員、神戸商船大学(〒658 神戸市東灘区深江南町5-1-1)。

2. 波状界面形成機構の仮定

図1に爆発溶接の概略を示す。火薬を配した飛翔板を母材とある距離隔てて設置し、火薬の爆発エネルギーにより母材と衝突させる。飛翔板は、火薬の爆発進行に伴い、連続的に母材と衝突し圧着される^{(5)~(10)}。図2は、厚さ5mmの銅板の積層爆発圧着実験の結果で、爆発溶接で得られる一般的な界面形状を示している。図中の矢印は圧着方向である。この実験写真から界面の形は、波長・振幅が圧着方向にはほぼ均一な正弦曲線形状となり、その山と谷の間につぶれた渦状の領域が黒く写っていることがわかる。波状界面形成機構を説明する多くの仮説は、爆発溶接で生じる材料のひずみ速度の大きさ等の理由から流体力学的な見地から取扱がなされている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。流体现象として考えて見れば、溶接界面の渦を伴う振動の様子は流体中におかれた物体後方に発生するKarman渦列と非常に良く似ていることがわかる。このような考えに基づいた波状界面形成機構の仮説が図3に示す渦発散説である。この説では、衝突点近傍に何らかの障害物（メタルジェットが発生源等）が発生し、それが衝突点静止系で見れば流体中におかれた物体と同様な状態と考えることができ、物体背後に後流が発生し渦列が形成されるとしている。しかしながら、未だこの様な波状界面形成機構は明らかにされておらず、渦列理論を発展させた理論解析や実験による定性的比較に止まっている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

恩沢は、溶接面に対して垂直の溝を切り、銀ろうを流し込んだ試料を用いて爆着実験を行い、界面近傍に生じる塑性流れの可視化を試みている⁽¹⁰⁾。図4に恩沢の実験結果から観察できる圧着界面近傍の流れ状態を図示した。図中の黒く塗りつぶされた部分が変形を受けた銀ろうである。銀ろうは溶接界面に沿って圧着方

Fig. 1 Schematic diagram of explosive welding.

Fig. 2 Microstructure of wavy interface in multilayered plates.

Fig. 3 Schematic diagram of vortex shedding mechanism.

Fig. 4 Schematic representation of flow configuration near interface obtained by Onzawa (Ref. 10).

向に流され、一部は渦状領域に巻き込まれているように観察される。この銀ろうの変形結果から圧着面近傍の塑性流れの様子を衝突点静止系で考えれば、溶接界面をはさんで両方の材料中に対称または非対称のせん断流れ分布が生じていると仮定できる。このようなせん断流れ分布は、物体背後に発生する後流と類似の流れであり、飛翔板が持つ運動エネルギーが母材との衝突の際に界面に沿う方向の粒子速度を誘起することにより発生すると考えられる。

以上から本論文では、爆着方向に平行なせん断流れ分布および垂直方向の周期擾乱により、波状界面が形成されると仮定して、飛翔板と母材が圧着された直後の界面近傍領域の挙動に限定して計算を試みる。尚、界面に対して垂直方向の粒子速度の周期振動は外部から強制的に与えることとし、周期的変動の原因についてはここでは議論しない。また、爆発溶接現象に関係するその他の複雑な問題は無視する。

3. 計算の概要

爆発溶接で飛翔板と母材が衝突する際、衝突点での応力は衝突とともに強い衝撃力を受けて材料の降伏応力値を越え、材料の塑性流動を引き起こす。したがって現象は高速で生じ、誘起される溶接界面近傍の粒子速度も大きいことが予想できる。本研究では、前節の仮定に基づいて弾塑性材料に対する計算を試みた。計算スキームは二次精度中心差分法、時間進行は時間分割法を用い、Navier-Stokes方程式を解いた⁽¹⁾⁽¹⁾⁽²⁾。基礎方程式は次の様になる。

$$U_t + F_x + G_y = 0$$

ここに、 U は保存量ベクトル、 F 、 G は物理流束ベクトルで、各成分は次の様に書ける。

$$U = [\rho, \rho u, \rho v, E] \quad (2)$$

$$F = [\rho u, \rho u^2 - \sigma_x, \rho uv - \tau, (E - \sigma_x)u - \tau v] \quad (3)$$

$$G = [\rho v, \rho uv - \tau, \rho v^2 - \sigma_y, (E - \sigma_y)v - \tau u] \quad (4)$$

ここに、 ρ 、 u 、 v 、 E はそれぞれ密度、 x 、 y 方向の粒子速度、単位体積当たりの全エネルギーで、(3)、(4)式中の σ_x 、 σ_y はそれぞれ x 、 y 方向の応力、 τ はせん断応力である。 σ_i および τ と偏差応力 σ'_i 、 τ' 、流体圧力 p の関係はそれぞれ次式で表わされる。

$$\sigma_i = \sigma'_i - p, \quad \tau = \tau' \quad (5)$$

状態方程式は、圧力 p が内部エネルギー e と体積 V の関数で、最も単純に初期状態 $p(e_0, V_0)$ から線形変化するものと仮定して熱力学的関係式から求めた。その結果、圧力 p 、内部エネルギー e 、密度 ρ および初期音速 C_0 の関係は次の様に表わされる。

$$E = \rho e + \rho(u^2 + v^2) / 2 \quad (6)$$

$$p = C_0^2(\rho - \rho_0) + \Gamma \rho e \quad (7)$$

ここに、 Γ は Mie Grüneisen 比である。

弾塑性材料の降伏条件は、von Misesの降伏条件を用いた。平面ひずみ問題を考えれば降伏条件式は次式のようになる。

$$\sigma_x'^2 + \sigma_y'^2 + \sigma_z'^2 + 2\tau'^2 = (2/3)Y_0^2 \quad (8)$$

ここに、 Y_0 は降伏応力である。以上の式は、初期密度 ρ_0 、初期音速 C_0 および溶接方向にとられる代表長さ L_0 ($=0.2$ mm)で無次元化される。本計算では溶接材料を銅とし2枚の銅板の対称衝突を扱う。計算に使用した銅の諸量は表1の通りである⁽¹³⁾。

図5(a)、(b)に計算領域の略図ならびに粒子速度分布の初期条件の一例を示す。計算に用いた格子は正方形格子で、格子数は x 方向100、 y 方向50である。図5(b)中の Δx 、 Δy は、それぞれ x 、 y 方向の1格子の大きさを意味する。 $y=25\Delta y$ の位置を初期界面とし、界面を境にして対称で界面に対し平行な粒子速度分布 u を次の式で与える。

$$u = u_0 \tanh(\alpha y) \quad (9)$$

また、界面に垂直方向の粒子速度分布 v は、図5(b)に示すように界面上で振幅が最も大きく、界面から離れるに連れて振幅が減少する周期的分布を界面に対して対称になるように強制的に与えた。 v は以下の様な式で与える。

$$v = v_0 \exp(-(\beta y)^2) \cos(2\pi x) \quad (10)$$

ここに、(9)、(10)式中の u_0 、 v_0 はそれぞれ、 x 方向の初期無次元主流粒子速度、界面上の y 方向初期無次元粒子速度であり、 α 、 β は、任意の定数である。初期の界面上に与えた擾乱の波長は $\lambda = 0.3L_0$ である。また、

Table 1 The initial conditions for the simulation in copper.

	Density ρ_0 (kg/m ³)	Sound velocity C_0 (m/sec)	Grüneisen ratio Γ
Cu	8930.	3940.	1.96

Fig.5 Computational area and the initial velocity distributions.

境界条件については、全ての境界において流入流出条件とした。

4. 結果と考察

図6(a)~(d)は、 $u_0=0.4$ 、 $v_0=0.4$ とした場合に本数値シミュレーションから得られた時間経過に伴う一連の等密度線図である。溶接方向は左方向であり、時刻は代表長さ L_0 と材料の初期音速によって無次元化されている。本計算では、 y 軸に平行な方向の周期的な粒子速度を初期条件として与えているので、その影響により水平の初期界面は、時間の経過とともに振幅を増加していく。また界面振幅の増加に伴って渦状の領域が形成され、時間の進行につれてそれらが明確となり、渦状領域中心の上下の振れ幅も増加していく様子がわかる。しかしながら一方この渦状の領域は、一度形成されるとその大きさや形の変化はほとんど観察されない。これらの結果を図2で示した実験結果と比較してみると、爆発溶接界面につぶれた楕円形状の渦状領域に伴うという点や楕円形渦の傾き方向等について比較的良

Fig 6 Computational isopics.

く一致しており、本数値計算結果が実際の現象の特徴を捕えていることがわかる。

図 7 (a),(b),(c)に無次元時刻 $t=0.079$ で得られた等密度線図、ならびにそれに対応する速度ベクトル図、等圧力線図を示す。溶接方向は左方向である。図 7 (a)の等密度線図から界面の周期振動とともに界面に沿って交互に現われる一連の渦状領域は、流体中におかれた物体背後に発生するKarman渦列の様に規則正しく連なるが、それぞれの渦の形状がつぶれているなどの違いが観察できる。また、これらの渦状領域内の密度値を調べてみると、その値は周辺よりも大きく、渦状領域中心で最も大きくなる凸状の分布となっているこ

Fig 7 Computational results, (a) isopics, (b) velocity vectors and (c) isobars, at $t=0.079$.

とがわかった。一方、図 7 (b)の速度ベクトルで渦状領域付近の流れを見てみると等密度線図の様な明確な渦状の流れは観察できないが、この領域上でベクトルの方向が大きく偏向されていることがわかる。このことから、渦状領域では、ひずみが局所的に増加していることが予想される。さらに、図 7 (c)の圧力分布では、密度分布の渦状領域に対応する位置で密度値と同様に凸状の圧力分布が形成されており、圧力値の上昇が見られる。したがって以上の結果は、つぶれた渦状の領域が高密度・高圧力状態であることを示しており、圧縮性流体中の物体背後に生じる渦とは異なることがわかる。爆発溶接で衝突エネルギーが強い場合には、渦状領域の中心部で溶融が生じるという実験結果が報告されており⁽⁷⁾、本数値計算結果はこのことを示唆するものと考えられる。

以上の計算結果から、界面近傍のせん断流れ分布と垂直方向の周期速度擾乱が波状界面を形成するための重要な要素であることが確認できる。

Fig 8 Time vs. amplitude per wavelength of wavy interface and vortex center.

Fig 9 Density distributions along the initial interface (a), and (b), (c) show the density distributions along vertical direction for the initial interface at each position indicated in (a).

図8は、初期粒子速度比が $v_0/u_0=1.5$ の場合の溶接界面の波高・波長比ならびに渦状領域中心位置の y 方向間隔と x 方向間隔の比の時間変化を示している。図中の縦軸は、界面の波高および渦中心の振幅 $2a$ （ここに a は振幅）と界面および渦中心の波長 λ の比として $(2a/\lambda)$ で表わし、横軸は無次元時間 t で表わしている。また、実線は溶接界面、●は渦状領域中心を示している。界面の振動状態は $(2a/\lambda)$ が時間の経過とともに増加し、約0.3に漸近していく結果となった。一方、渦状領域中心位置については約0.22に漸近する結果が得られた。計算格子が粗いため読み取り位置に誤差を含んでいるが、両者は一定時間後に定常に落ち着くという類似な傾向の振幅成長を示していることがわかる。過去の実験結果^[10]から溶接界面の波高と波長の比が約0.3となることが示されていることから、渦状領域の中心位置における移動方向と縦方向間隔比は0.3以下となることが予想できる。円柱背後の流れに発生するKarman渦列の場合、渦中心同士の移動方向間隔と縦方向間隔の理論比は安定した状態で約0.28であることから本計算結果との単純な比較では、その値はKarman渦列の値より小さくなる。しかしながら、本計算から得られた渦自体の構造がKarman渦列の渦

Fig 10 Mixed state between upper and lower metals near vortex center.

と全く異なることからこの値の比較については今後検討が必要である。

次に、溶接界面を境にして上部と下部の材料の界面付近における混合状態について本計算から得られた結果を示す。図9(a)は、無次元時刻 $t=0.079$ における初期界面位置 $y=25\Delta y$ に沿った密度分布である。この図から界面の振動に合わせて規則正しい密度変動が生じていることがわかる。図9(b), (c)は、それぞれ図9(a)中に示した(b), (c)の各位置における y 方向の密度分布を示している。各図中の細い実線は界面を境にして上部の材料密度 ρ_1 、破線は下部の材料密度 ρ_2 を意味し、太い実線は全密度値 $\rho_{total} (= \rho_1 + \rho_2)$ を示している。界面上では上部と下部の材料の衝突により、密度値の昇が起きているが、その幅は約 $5\Delta y$ の非常に狭い範囲であることがわかる。また、 ρ_{total} が最大を示している位置の上下材料の混合は、 $\rho_1 : \rho_2 = 1 : 1$ となることがわかり、均一な混合の様子が観察される。

図10(a), (b)は、図7(a)上部に示す二箇所の渦状領域の中心付近、すなわち $x=37\Delta x, 53\Delta x$ の位置の y 方向に沿った $\rho_1, \rho_2, \rho_{total}$ の分布を示している。 ρ_{total} が最大の位置での ρ_1, ρ_2 の混合割合を調べてみると、(a)では $\rho_1 : 27.5\%, \rho_2 : 72.5\%$ 、(b)では逆に $\rho_1 : 72.5\%, \rho_2 : 27.5\%$ である。すなわち(a)では主に ρ_2 の材料が流れ込み、(b)では主に ρ_1 の材料が流れ込むことによって渦状領域が形成されている。したがって図9, 10の結果から渦状領域の中心では交互に上下いずれかの材料を主成分とする不均一な混合が生じており、その他の界面上ではほぼ均一な混合状態となっていることがわかる。

4. 結 言

爆発溶接における波状界面形成機構の解明の第一歩として、溶接界面近傍に注目した単純な初期条件を仮定し、二次元弾塑性材料に対する有限差分法の数値シミュレーションを行った結果、以下の結論が得られた。

- (1) 本数値計算結果から界面近傍のせん断流れ分布と垂直方向の周期擾乱を与えることにより本数値計算結果から得られた弾塑性流れの様子は、実験結果が示す波状界面の特徴と類似の流れ状態を示し、流れ形態の定性的一致が得られたことから、それらの条件が波状界面を形成する要素であることが確認できた。
- (2) 本数値計算結果は、波状界面に現われる渦状領域が高密度・高圧力状態になることを示した。
- (3) 波状界面の波高と波長の比ならびに渦中心の移動方向間隔と縦方向間隔比は、時間とともに一定値に漸近し、それぞれ約0.3および約0.22となる結果が得られた。
- (4) 溶接界面では薄い層で2つの材料の混合による密度の増加が見られ、さらに渦状の領域で混合が顕著となる結果が得られた。

本研究を行うに当たり、熊本大学工学部の藤田教授、外本助教より御助言を頂いた。また、本論文をまとめるに当たり、実験写真を御提供頂いた。ここに付記し謝意を表します。

文 献

- (1) 千葉・ほか2名, 日本複合材料学会誌, 52 8(1988), 826-833.
- (2) 伊妻・ほか3名, 溶接学会論文集, 12 1(1994), 77-81.
- (3) 藤田・ほか5名, 衝撃波シンポジウム講演論文集, (1994), 397-400.
- (4) I. Tatsukawa, Transactions of the Japan Welding Sci., 17 2(1986), 8-14.
- (5) S.R. Reid, Int. J. Mech. Sci., 16(1974), 399-413.
- (6) B. Crossland, Explosive Welding of Metals and its Application, (1982), Clarendon Press Oxford.
- (7) 藤田・ほか5名, 工業火薬, 48 3(1987), 176-182.
- (8) 外本・ほか4名, 工業火薬, 50 3(1989), 156-161.
- (9) 外本・ほか4名, 日本金属学会誌, 54 7(1990), 809-815.
- (10) 恩沢忠男, メタルと火薬, No. 23(1980), 2-7.
- (11) M.B. Tyndall, Int. J. Shock Waves, 3(1993), 55-66.
- (12) 流れの数値シミュレーション, 日本機械学会編, (1988), 57-165, コロナ社.
- (13) 林・田中, 衝撃工学, (1988), 208, 日刊工業新聞社.