

文章编号: 1001-1455(2002)04-0315-06

# 爆炸焊接驻点近区应变率分布规律计算\*

李晓杰, 闫鸿浩, 王金相, 张建臣, 奚进一, 董守华

(大连理工大学工程力学系, 辽宁 大连 116023)

摘要: 为了认识爆炸焊接驻点近区材料的力学和热学行为, 分析波状界面和绝热剪切带生成, 采用理想流体对称碰撞模型沿流线研究了驻点近区的应变率分布规律, 并推导出了驻点应变率的理论计算公式。通过数值与理论计算对爆炸焊接碰撞角、界面距离等因素对应变率的影响进行了讨论。计算结果表明, 爆炸焊接中强烈变形集中在驻点附近区域, 其应变率高达  $10^6 \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ , 拉压应变率的绝对值在驻点处达到最大; 而剪应变在焊接界面上为零, 其最大值出现在驻点的前方, 为拉压应变率的约二倍。

关键词: 爆炸焊接; 驻点; 应变率

中图分类号: TG456.6 文献标识码: A

## 1 引言

爆炸焊接是一种崭新的焊接工艺技术, 已在工程领域中得到广泛的应用。其最大的特点在于: 可在瞬间将金属、特别是不同的金属简单、迅速而牢固的焊接在一起, 因而可以制造出大面积的各种形状、尺寸及用途的多层复合材料。其中爆炸焊接驻点近区的应变率分布规律的分析, 对认识驻点近区材料的力学和热学行为, 分析波状界面、绝热剪切带, 进而优化焊接参数保证焊接质量十分重要<sup>[1]</sup>。近年来, A. Abe<sup>[2]</sup> 利用有限差分对弹塑性平行流模型进行计算, 说明了波状界面的起因; 杨扬等<sup>[3]</sup>、作者<sup>[4]</sup> 对界面温度场进行了研究。而对材料应变、应变率等影响因素, 到目前仍只能采用流体模型进行研究。其中 G. Taylor<sup>[5]</sup>、J. L. Robinson<sup>[6]</sup>、H. El-Sobky 等<sup>[7]</sup> 曾利用不可压缩流体模型对对称与非对称射流碰撞的流场、应变率进行分析, 并得出了驻点应变率最大的结论。

本文中, 采用与文献[5]完全相同的模型, 不同的是沿流线, 对拉压和剪切应变率的分布规律进行研究, 利用流体的不可压缩性、无旋性导出了应变率的理论公式, 经计算发现只有拉压应变率在驻点达到最大, 而剪切应变率的最大点出现在驻点前方, 且为驻点的拉压应变率的二倍。希望对这些问题的研究有助于对爆炸焊接机理的更深入认识。

## 2 爆炸焊接对称碰撞的理想流体模型及解法

众所周知, 在爆炸焊接条件下, 一般地爆速在  $2 \sim 3 \text{ km/s}$  范围内, 其驻点压力  $p$  为  $16 \sim 35 \text{ GPa}$ 。  $\sigma_b$  为材料的动态强度,  $\rho V_\infty^2 / 2 \sigma_b$  从几十到上百<sup>[8]</sup>, 可认为材料强度  $\sigma_b$  是一个高阶小量, 予以忽略。这样可将驻点附近的金属流动行为用流体模型来近似处理。另外, 在上述压力范围内, 金属的压缩量一般很小, 以纯铁为例, 由雨贡纽方程可知当  $p$  为  $35 \text{ GPa}$  时, 体积压缩量仅为  $6\%$ , 所以近似处理时可忽略材料的可压缩性, 将驻点附近的流动行为采用不可压缩理想流体模型处理。因此对爆炸焊接驻点附近的流动特性研究, 仍可近似采用二维理想流体模型, 即按定常、不可压缩、无旋流来计算。

图1是针对具有代表意义的对称碰撞而建立的势流计算模型。由于在所有来流与出流的无穷远处, 流体压力均为零, 根据伯努利方程, 所有来流与出流的无穷远处的流速均为  $V_\infty$ 。  $H_1$ 、 $H_2$  分别为两板复合后的“出流”厚度和再入射流厚度,  $\rho$  为材料密度,  $\beta$  为碰撞半角。现将坐标原点放在驻点  $O$  点

\* 收稿日期: 2001-05-10; 修回日期: 2002-04-09

基金项目: 国家自然科学基金项目(19972015, 10172025); 辽宁省自然科学基金项目

作者简介: 李晓杰(1963—), 男, 博士, 教授, 博士生导师。

上,由于模型是关于  $x$  轴对称的,这里仅考虑  $x$  轴上方的流体。

一般地,对于不可压缩势流问题可采用复变函数方法求解。因此,可设复速度势为  $w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$ , 其中  $z = x + iy$ ,  $\varphi(x, y)$  为速度势,  $\psi(x, y)$  为流函数。而  $u, v$  分别是流动速度的水平、垂直分量,根据速度势与流函数的定义<sup>[9]</sup>,有

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

且有共轭复速度

$$V = u - iv = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - i \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial y} + i \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{dw}{dz}$$

即

$$dz = \frac{dw}{V} = \frac{dw}{dV} \frac{dV}{V}$$

由文献[1]第227页有复速度势

$$w(V_*) = \frac{V_\infty}{\pi} \left[ -H_1 \ln[1 + V_*] + \frac{H_1}{2} \ln[1 + V_* e^{i\beta}] + \frac{H_1}{2} \ln[1 + V_* e^{-i\beta}] - H_2 \ln[1 - V_*] + \frac{H_2}{2} \ln[1 + V_* e^{i\beta}] + \frac{H_2}{2} \ln[1 + V_* e^{-i\beta}] \right]$$

式中:  $V_* = \frac{V}{V_\infty}$ , 为量纲一的共轭复速度。将上式的虚部提出,可得到流函数

$$\frac{1}{V_\infty H_2 / 2} \psi(u, v) = 2 \left[ (1 + \cos\beta) \arctan \frac{v}{1+u} - (1 - \cos\beta) \arctan \frac{v}{1-u} + \arctan \frac{N}{M} - \arctan \frac{K}{J} \right] / [\pi(1 - \cos\beta)] \tag{1}$$

由文献[1]第229页有复函数

$$z = \frac{H_1 + H_2}{2\pi} \left[ (1 + \cos\beta) \ln[1 + V_*] - e^{i\beta} \ln[1 + V_* e^{i\beta}] - e^{-i\beta} \ln[1 + V_* e^{-i\beta}] - (1 - \cos\beta) \ln[1 - V_*] \right] \tag{2}$$

这里为了方便计算表达,将其进一步展开

$$\begin{cases} \frac{x}{H_2/2} = \left[ (1 + \cos\beta) \ln((1+u)^2 + v^2) - (1 - \cos\beta) \ln((1-u)^2 + v^2) - \cos\beta (\ln(M^2 + N^2) + \ln(J^2 + K^2)) + 2\sin\beta \left[ \arctan \frac{N}{M} + \arctan \frac{K}{J} \right] \right] / (\pi(1 - \cos\beta)) \\ \frac{y}{H_2/2} = 2 \left[ - (1 + \cos\beta) \arctan \frac{v}{1+u} - (1 - \cos\beta) \arctan \frac{v}{1-u} + \frac{1}{2} \sin\beta (\ln((u + \cos\beta)^2 + (v - \sin\beta)^2) - \ln((u + \cos\beta)^2 + (v + \sin\beta)^2)) - \cos\beta \left[ \arctan \frac{N}{M} - \arctan \frac{K}{J} \right] \right] / (\pi(1 - \cos\beta)) \end{cases} \tag{3}$$

式中

$$\begin{aligned} M &= 1 + u \cos\beta + v \sin\beta \\ N &= -v \cos\beta + u \sin\beta \\ J &= 1 + u \cos\beta - v \sin\beta \\ K &= v \cos\beta + u \sin\beta \end{aligned}$$

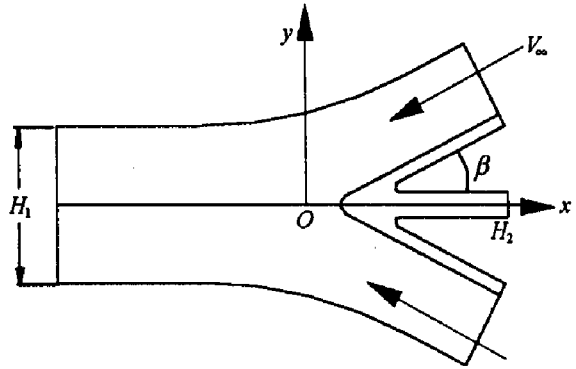


图 1 对称碰撞示意图

Fig.1 Schematic drawing of symmetrically colliding

根据式(1),不妨取  $H_2 V_\infty/2$  为流函数单位,单位流函数相当于流线距离焊接界面半个射流厚度,即取量纲一的流函数  $\psi = \psi(x, y)/(V_\infty H_2/2)$ 。可先由流函数方程解出  $u, v$ ,再由方程式(2)或(3),得出流线的坐标  $x, y$ ,图 2 为在碰撞半角  $\beta = 13^\circ$ 、流函数不同时,驻点附近上半平面的流线图。由图可见,  $\psi = -0.5, -1.0, -2.0$  时的流线在接近  $x = -10H_2/2$  时,流线的纵坐标趋向一个常值,碰撞引起的变形过程基本结束,  $\psi = 0.5$  时对应的流线将沿  $x$  轴向正方向流出,  $\psi = 0$  时的流线经过坐标原点  $(0, 0)$ ,并在原点分离成沿  $x$  轴正向(射流方向)与  $x$  轴负向(杵体方向)两条流线,该流线为驻流线,原点  $(0, 0)$  即是驻点。流线图表明计算的结果与实际的焊接情况是相符的。

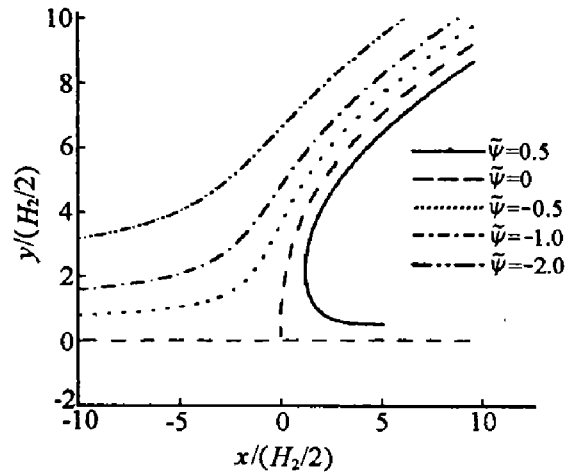


图 2 当  $\beta = 13^\circ$  时的流线图  
Fig.2 Flow diagrams at  $\beta = 13^\circ$

### 3 爆炸焊接驻点附近的应变率

根据应变率的定义,有

$$\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \epsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$$

由不可压缩条件  $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$  与无旋条件  $\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 0$ , 有

$$\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y} = -\epsilon_y, \quad \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} = 2 \frac{\partial u}{\partial y}$$

将共轭复速度  $V$  对  $z$  求导,有

$$\frac{dV}{dz} = \frac{\partial u}{\partial x} - i \frac{\partial u}{\partial y} = \epsilon_x - i \frac{\gamma_{xy}}{2}$$

将式(2)代入上式,经推导可得

$$\epsilon_x - i \frac{\gamma_{xy}}{2} = V_\infty \frac{dV^*}{dz} = \frac{\pi V_\infty (1 - (V^*)^2)(1 + 2V^* \cos \beta + (V^*)^2)}{2(H_1 + H_2) \sin^2 \beta} = \frac{\pi V_\infty (1 - (V^*)^2)(1 + 2V^* \cos \beta + (V^*)^2)}{2H_2 (1 + \cos \beta)} \quad (4)$$

或

$$\begin{cases} \epsilon_x = -\epsilon_y = -\frac{2\pi}{H_1 + H_2} \frac{f_1}{f_2 f_1 - f_3 f_4} \\ \gamma_{xy} = \frac{2\pi}{H_1 + H_2} \frac{f_3 + f_4}{f_2 f_1 - f_3 f_4} \end{cases} \quad (5)$$

式中

$$\begin{aligned} f_1 &= -(1 + \cos \beta) \frac{1+u}{(1+u)^2 + v^2} - (1 - \cos \beta) \frac{1-u}{(1-u)^2 + v^2} + \\ &\sin \beta \left[ \frac{v - \sin \beta}{(u + \cos \beta)^2 + (v - \sin \beta)^2} - \frac{v + \sin \beta}{(u + \cos \beta)^2 + (v + \sin \beta)^2} \right] - \\ &\cos \beta \left[ -\frac{M \cos \beta + N \sin \beta}{M^2 + N^2} - \frac{J \cos \beta + K \sin \beta}{J^2 + K^2} \right] \\ f_2 &= (1 + \cos \beta) \frac{1+u}{(1+u)^2 + v^2} + (1 - \cos \beta) \frac{1-u}{(1-u)^2 + v^2} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& (u + \cos\beta)\cos\beta \left[ \frac{1}{(u + \cos\beta)^2 + (v + \sin\beta)^2} + \frac{1}{(u + \cos\beta)^2 + (v - \sin\beta)^2} \right] + \\
& \sin\beta \left[ \frac{M\sin\beta - N\cos\beta}{M^2 + N^2} + \frac{J\sin\beta - K\cos\beta}{J^2 + K^2} \right] \\
f_3 = & (1 + \cos\beta) \frac{v}{(1 + u)^2 + v^2} - (1 - \cos\beta) \frac{v}{(1 - u)^2 + v^2} - \\
& \cos\beta \left[ \frac{v - \sin\beta}{(u + \cos\beta)^2 + (v - \sin\beta)^2} + \frac{v + \sin\beta}{(u + \cos\beta)^2 + (v + \sin\beta)^2} \right] + \\
& \sin\beta \left[ -\frac{M\cos\beta + N\sin\beta}{M^2 + N^2} + \frac{J\cos\beta + K\sin\beta}{J^2 + K^2} \right] \\
f_4 = & (1 + \cos\beta) \frac{v}{(1 + u)^2 + v^2} - (1 - \cos\beta) \frac{v}{(1 - u)^2 + v^2} + \\
& (u + \cos\beta)\cos\beta \left[ \frac{1}{(u + \cos\beta)^2 + (v - \sin\beta)^2} - \frac{1}{(u + \cos\beta)^2 + (v + \sin\beta)^2} \right] - \\
& \cos\beta \left[ \frac{M\sin\beta - N\cos\beta}{M^2 + N^2} - \frac{J\sin\beta - K\cos\beta}{J^2 + K^2} \right]
\end{aligned}$$

由于在驻点上有  $V=0$ , 由式(4)可得到驻点应变率

$$\epsilon_{x0} = -\epsilon_{y0} = \frac{\pi V_\infty}{2(H_1 + H_2)\sin^2\beta} = \frac{\pi V_\infty}{2H_2(1 + \cos\beta)}, \quad \gamma_{xy0} = 0 \quad (6)$$

如果把流线上各点计算出的速度分量  $u, v$  代入式(4)或(5), 则能求出流线上各个点对应的应变率。

#### 4 结果分析

本文中, 采用不可压缩理想流体模型来研究爆炸焊接驻点附近的应变率分布规律, 考虑到定常的假定, 这时流线和迹线重合, 流线上的应变率分布规律也就真实反映了质点沿迹线运动的应变率变化规律。取碰撞半角  $\beta=6^\circ, 13^\circ, \psi=0, -0.5, -1.0, -2.0$ , 对应的应变率变化曲线见图3。图中, 各流线上应变率以驻点的应变率  $\epsilon_{x0}$  为单位。设板厚  $(H_1 + H_2)/2=10\text{cm}$ ,  $V_\infty=3\text{km/s}$ ,  $\beta=13^\circ$ , 则由式(6)可得

$$\epsilon_{x0} = -\epsilon_{y0} = 4.656 \times 10^6 \text{s}^{-1}$$

显然, 当板材、爆速相同, 碰撞半角不同时, 驻点的拉压应变率不同。如当  $\beta=6^\circ$  时与  $\beta=13^\circ$  时驻点应变率的比

$$R = \frac{(\sin 13^\circ)^2}{(\sin 6^\circ)^2} \approx 4.63$$

因此, 板厚  $(H_1 + H_2)/2=10\text{cm}$ ,  $V_\infty=3\text{km/s}$ ,  $\beta=6^\circ$  时, 驻点的拉压应变率可达到  $10^7 \text{s}^{-1}$  量级。

对计算结果进行分析可得出以下结论:

(1) 拉压应变率在驻点处最大。

(2) 根据上面的计算, 由图3可见, 在爆炸焊接界面几个射流厚度内的剪切应变率与拉压应变率在驻点附近已达到  $10^6 \sim 10^7 \text{s}^{-1}$  量级, 而剪切应变率的最大值是拉压应变率最大值的约二倍, 在驻流线上, 出现在驻点的前方。从  $x$  坐标轴来看, 在驻点附近区域应变率在 10 个射流厚度的距离上就基本完成了突变。

(3) 从图3中也能明显看到, 剪应变率在焊接界面上为零, 其绝对值沿驻流线无穷远到驻点的变化是先变大后变小到零, 拉压应变率的值在驻点的值与式(6)吻合。

(4) 对不同碰撞角下的应变率进行比较可见, 界面应变率的大小与  $\beta$  成反比, 图3(a)与图3(c)中  $\psi=0, -0.5, -1.0, -2.0$  曲线分别相比, 在相同流函数下,  $\beta=13^\circ$  时各种应变率比  $\beta=6^\circ$  时得到的各种相应应变率均小得多(注意两图中的应变率参考量是各自的驻点拉压应变率大小, 图中的值相差不大, 但参考量有个级别问题)。再者, 在固定碰撞角情况下, 远离焊接界面, 应变率也会陡然下降(如图3(a)中  $\psi=-0.5, -2.0$  曲线的比较)。

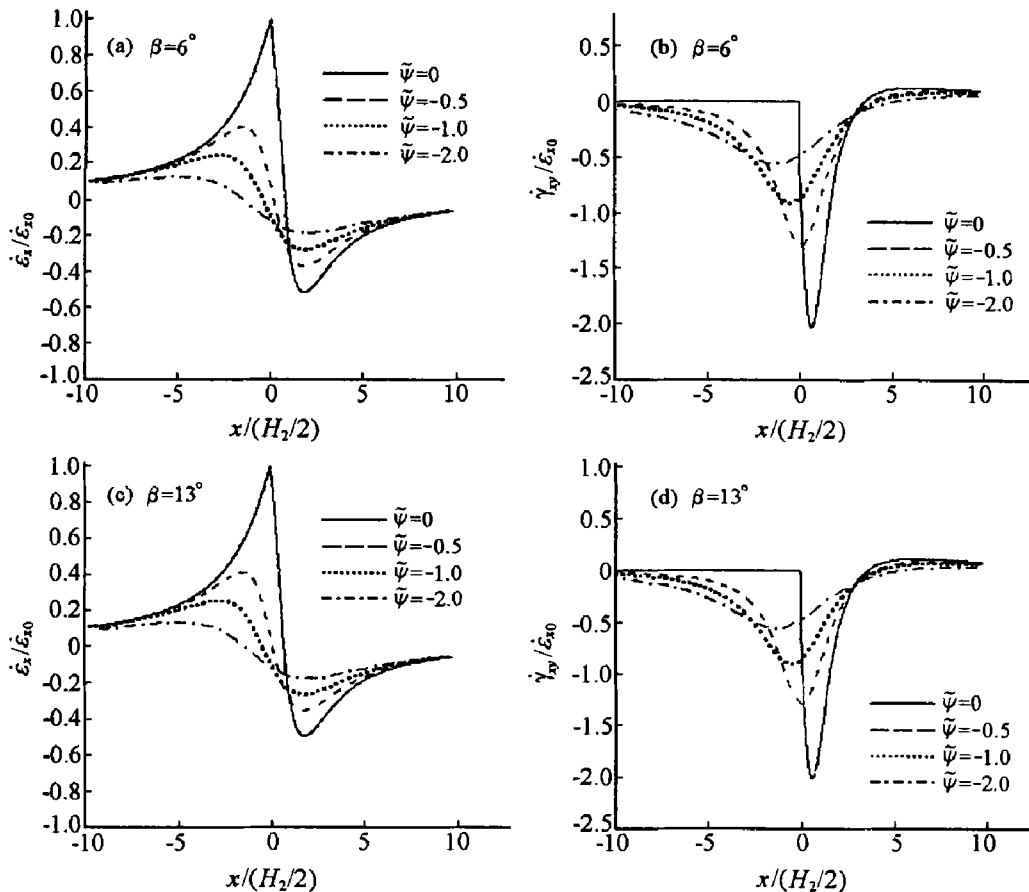


图3 不同情况下的应变率

Fig. 3 Diagram of strain rate at different conditions

从以上初步计算结果与分析可见,在靠近驻点附近时,所对应的剪切应变率达到  $10^7 \text{s}^{-1}$  量级,这样的应变率对爆炸焊接很有利,有助于剪切变形做功,使局部温度升高。但如果碰撞角过小,来流速度过大,不仅驻点处应变率过大,射流侧的应变率也会变大,因此真实碰撞情况下粘性力对射流的抑制作用会增强,会出现碰撞点附近沉积热量过大,进而发生过熔,影响焊接质量。另外,钛材、高强钢等易产生绝热剪切断裂的材料,在高应变率下承受变形能力下降,应适当调控其界面变形与应变率间的关系,这不但要研究爆炸焊接界面应变率规律,而且应进一步对界面的应变情况加以研究才能解决,这部分研究工作正在深入地研究中。

#### 参考文献:

- [1] 邵丙璜,张凯.爆炸焊接理论及工程应用[M].大连:大连工学院出版社,1987:205.  
SHAO Bing-huang, ZHANG Kai. Explosion Welding Principle and its Application[M]. Dalian: Dalian University of Science and Technology Press, 1987: 205.
- [2] Abe A. Numerical Simulation of the Plastic Flow Field near the Bonding Surface of Explosive Welding[J]. J Mater Proc Tech, 1999, 85: 162-165.
- [3] 杨扬,李正华,吕培成,等.爆炸复合界面温度场模型及应用[J].稀有金属材料与工程,2000,29(3):161-163.  
YANG Yang, LI Zheng-hua, LÜ Pei-cheng, et al. A Temperature Distribution Model of Explosive Cladding Interface and its Application[J]. Rare Metal Materials and Engineering, 2000, 29(3): 161-163.
- [4] 李晓杰.双金属爆炸焊接上限[J].爆炸与冲击,1991,11(2):134-136.  
LI Xiao-jie. The Upper Limit of Bimetal Explosive Welding Parameters[J]. Explosion and Shock Waves, 1991, 11(2): 134-136.
- [5] Taylor G. Oblique Impact of a Jet on a Plane Surface[J]. Phil Trans Roy Soc, 1966, 260: 96-100.
- [6] Robinson J L. Mechanics of Wave Formation in Impact Welding[J]. Philos Magazine, 1975, 31(3): 587-597.

- [7] El-Sobky H, Blazynski T Z. Analysis of the Mechanism of Collision in Multilayered Composites[A]. Proc 7th Int Conf on High Energy Rate Fabrication[C]. Leeds: University of Leeds, 1981:100-112.
- [8] 王礼立, 余同希, 李永池. 冲击动力学进展[M]. 合肥: 中国科技大学出版社, 1992:370.  
WANG Li-li, YU Tong-xi, LI Yong-chi. Progress of Impact Dynamics[M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 1992:370.
- [9] 吴望一. 流体力学°下[M]. 北京: 北京大学出版社, 1998:24-32.  
WU Wang-yi. Hydromechanics°Last Volume[M]. Peking: Peking University, 1998:24-32.

## Calculation of the Distribution Rule of Strain Rate near the Stagnation Point during Explosive Welding

LI Xiao-jie, YAN Hong-hao, WANG Jin-xiang,  
ZHANG Jian-chen, XI Jin-yi, DONG Shou-hua

(*Department of Engineering Mechanics, Dalian University of Technology,  
Dalian 116023, Liaoning, China*)

**Abstract:** It is important to analyze the distribution of strain rate near the stagnation point for understanding the mechanic and heat behaviors of the material during explosive welding. It is also useful for analyzing formation of interface waves and the adiabatic shear bands (ASB). In this paper, an ideal fluid model of symmetrically colliding is taken to analyze the distribution rule of strain rate on streamlines, and a theoretical formula of strain rate is also deduced. According to theoretical and numerical calculation, the influences of oblique colliding angle and interface distance on the strain rate are also discussed. The results show that the deformation caused by explosive welding are quite centralized nearby the stagnation point and the strain rates of the stagnation point can approach to  $10^6 \sim 10^7 \text{s}^{-1}$ . The absolute value of tensile and compression strain rate get to their maximum at the stagnation point, but there is no shear strain at explosive welding interface, the maximum of shear strain appears in front of stagnation point and approaches to be two times of tensile and compression strain rate.

**Key words:** explosive welding; stagnation point; strain rate