

三维超声场调控 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 高熵合金组织演变与力学性能*

吴昊 王旭 王建元 翟薇[†] 魏炳波

(西北工业大学物理科学与技术学院, 西安 710072)

(2025 年 5 月 20 日收到; 2025 年 6 月 24 日收到修改稿)

本文在三维超声场中实现了 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 高熵合金的动态凝固过程, 并对其组织演变规律和力学性能提升机制进行研究. 静态凝固组织由 FCC 结构的初生 γ 相枝晶与四方结构的条状 σ 相组成. 随着超声振幅的增大, 瞬态空化大幅提升了初生 γ 相的形核率, 使其晶粒发生显著细化. 声流效应加速了固/液界面前沿溶质原子扩散, 导致初生 γ 相中 Cr 和 Mo 元素含量降低, 由此引发液相成分改变和 $(\gamma + \sigma)$ 共晶组织形成. 液相中 Cr 元素的进一步富集使凝固组织中出现了亚稳 μ 相. 超声凝固条件下, 合金压缩屈服强度最高可达 876.2 MPa, 比静态下提高了近 2 倍, 同时保持了 33.2% 的变形量, $(\gamma + \sigma)$ 共晶组织形成及其体积分数增大是合金屈服强度提升的主导因素.

关键词: 高熵合金, 超声凝固, 共晶组织, 力学性能**PACS:** 43.35.+d, 81.10.Fq, 64.70.D-, 68.35.Gy**DOI:** 10.7498/aps.74.20250657**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250657

1 引言

高熵合金通常由 5 种及以上原子比相等或接近相等的元素构成^[1-4], 因其力学^[5,6]和热稳定性^[7]等优异性能而受到材料领域的广泛关注. 早期对于高熵合金的研究主要集中于单相 FCC 固溶体, 该晶体结构具有较多滑移系, 表现出了良好的塑性和较低的强度^[8,9]. 相比之下, BCC, HCP, Laves 及 σ 相固溶体高熵合金呈现出强度高但塑性差的特点^[10,11]. 因此, 优化设计兼备 FCC 与 BCC/HCP/Laves/ σ 相的双相结构高熵合金有望实现强度与塑性的综合平衡^[12]. 现有研究表明, 通过提升 $(\text{FeCoNiCrMn})_{100-x}\text{Mo}_x$ 合金中 Mo 含量, 可以实现该合金组织由单相 FCC 转变为双相 FCC + σ 结构, 从而显著提高其强度^[13]. 然而, 晶界处大量的

金属间化合物 σ 相严重降低了合金的塑性. 因此, 如何通过调控双相高熵合金的组织结构平衡其强度与塑性, 已成为该领域的重要研究方向.

在双相高熵合金的组织调控中, 采用合金成分设计、轧制和热处理等方式调控合金的微观组织, 可以降低脆性金属间化合物相对合金塑性的负面影响^[14-16]. Li 等^[17]通过调控 $(\text{Co,Cr})_{58}\text{Ni}_{30}\text{Mo}_6\text{Al}_6$ 合金中 Co/Cr 原子比, 并采用轧制的方法有效抑制了脆性 σ 相在晶界处形成. 进一步通过后续热处理, 致使初生相内析出纳米级 σ 相, 合金的抗拉强度达到了 1.3 GPa, 同时延展性提高至 31%. 然而, 目前关于通过凝固过程调控双相高熵合金的研究较少^[18], 这一方面使得合金组织和性能调控的关键途径缺失, 同时也制约了超声场中高熵合金动态凝固理论的发展.

功率超声被广泛认为是一种调控合金凝固

* 国家自然科学基金 (批准号: 52130405, 52088101) 和陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2023-JC-JQ-28) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: zhawei322@nwpu.edu.cn

组织的有效方法^[19]. 超声波在液态合金中传播时引发的空化和声流等一系列非线性效应^[20], 能够显著影响晶体形核与生长过程^[21-25], 从而改善合金凝固组织并提升力学性能. 例如, 在 AS41 合金凝固过程中施加超声, 可以明显细化 $\alpha(\text{Mg})$ 相, 并使金属间相 $\text{Mg}_{17}\text{Al}_{12}$ 与 Mg_2Si 沿晶界分布^[26]. 在 $\text{FeCoCrNiCuAl}_{0.4}$ 液态合金中施加超声, 能够促进 FCC 相网状异质结构的形成, 从而提高其综合力学性能^[27]. 因此, 可以合理推测, 通过有效调控超声场, 也能够优化含金属间化合物脆性相高熵合金的凝固组织和力学性能.

本文采用自主设计的高温合金三维超声凝固装置, 将振幅为 14, 18 和 22 μm 的三维超声波施加于高温 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 双相高熵合金的凝固过程. 系统研究了静态与超声条件下凝固组织演变规律, 阐明了合金动态凝固机制. 进一步探究了超声场对合金力学性能的影响规律, 揭示了其强化机制.

2 实验与计算方法

2.1 实验方法

采用 Fe(99.95%, 原子百分比, 下同), Co(99.95%), Ni(99.98%), Cr(99.99%), Mn(99.99%) 和 Mo(99.99%) 高纯度金属原料, 通过高真空电弧炉反复熔炼 4 次, 制备均一的 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 母合金. 超声凝固实验在自主研制的三维超声动态凝固实验系统上进行. 利用 Comsol Multiphysics 软件对铸模振动模式进行了计算模拟优化. 优化后的铸模本征谐振频率为 20.04 kHz, 4 个侧壁的振动相位相同, 并且与底面的振动相位差保持恒定的 π . 将 3 台工作频率 $f = 20$ kHz 的超声换能器沿 X, Y, Z 三个方向正交布置, 相位差设置为 $(0, 0, \pi)$, 以激发铸模的谐振状态. 在实验过程中, 合金试样通过感应加热熔化并升温至 1732 K 以上, 然后倒入预热至 1173 K、带有保护涂层的石墨铸模中, 同时打开超声电源, 分别施加振幅为 14, 18 和 22 μm 的三维超声波, 进行 3 次超声实验, 同一次实验中 3 束正交超声波设置为相同振幅. 当合金冷却至 1400 K 后, 关闭超声电源. 采用自主设计的高温声场检测系统^[24] 对合金凝固过程中的稳态和瞬态空化信号进行采集. 同时, 使用 K 型 NiCr-NiSi 热电偶对温度进行监测.

将合金试样沿纵向对称切割, 并对其截面进行机械抛光. 采用 Netzch 404C 差示扫描量热计 (DSC) 对试样进行热分析. 利用 Co 靶 D8 Discover A25 X 射线衍射仪 (XRD) 对试样进行物相鉴定. 使用背散射模式下 Zeiss Sigma 300 扫描电子显微镜 (SEM) 和 INCA Energy 300 能量色散光谱仪 (EDS) 对试样的凝固组织形貌和溶质分布进行表征. 利用 FEI Talos F200X 透射电子显微镜 (TEM) 对试样的晶体结构进行表征. 采用 TJ100-SE 电解双喷减薄仪, 在 243 K 的 $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH} + 5\% \text{HClO}_4$ 的电解液中制备 TEM 试样. 力学压缩试验在 Instron 3382 万能试验机上以 $1 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 的应变速率进行, 压缩试样尺寸为 $\Phi 3 \text{mm} \times 5 \text{mm}$. 不同条件下凝固的合金试样压缩测试至少重复 3 次. 利用 Image Pro Plus 软件统计晶粒长度和宽度并取平均值, 从而估计晶粒的平均尺寸. 采用 Python 的 Pillow 库将微观组织图片转化为 RGB 格式, 统计各颜色像素点占比, 进而估计相体积分数.

2.2 声场与流场的数值模拟计算

利用 Comsol Multiphysics 软件对 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 熔体内部的声场和流场进行数值模拟. 使用固体力学模型计算振幅分别为 14, 18 和 22 μm 的三维超声对模具振动的影响, 并将此结果用于压力声学模块的输入参数. 在声场与流场模拟中, 建立三维模型, 对模具中心标记为 W 平面的二维截面进行研究, 如图 1(a) 所示. 合金熔体内部的声场分布通过非线性 Helmholtz 方程^[28] 计算获得:

$$\nabla^2 P + k_c^2 P = 0, \quad (1)$$

$$A'(k_c^2) = -2r_L \omega N (\Pi_{\text{th}} + \Pi_v + \Pi_r) / |P|^2, \quad (2)$$

$$\hat{A}'(k_c^2) = \omega^2 / c_L^2 + 4\pi R_0 N \omega^2 / (\omega_0^2 - \omega^2), \quad (3)$$

(1) 式—(3) 式中, $\omega = 2\pi f$ 为超声角频率, N 为初始气泡数密度, ρ_L 为合金熔体密度, Π_{th} , Π_v , Π_r 分别为热耗散、黏滞耗散和声辐射力耗散系数, 可通过 Keller-Miksis 方程^[29] 进行计算, ω_0 和 R_0 分别为气泡的共振频率和初始半径. 合金熔体内部的流场分布通过 Navier-Stokes 方程和连续性方程^[30] 计算获得:

$$-\nabla \cdot (P\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}) + \rho_L (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \mathbf{F}, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (5)$$

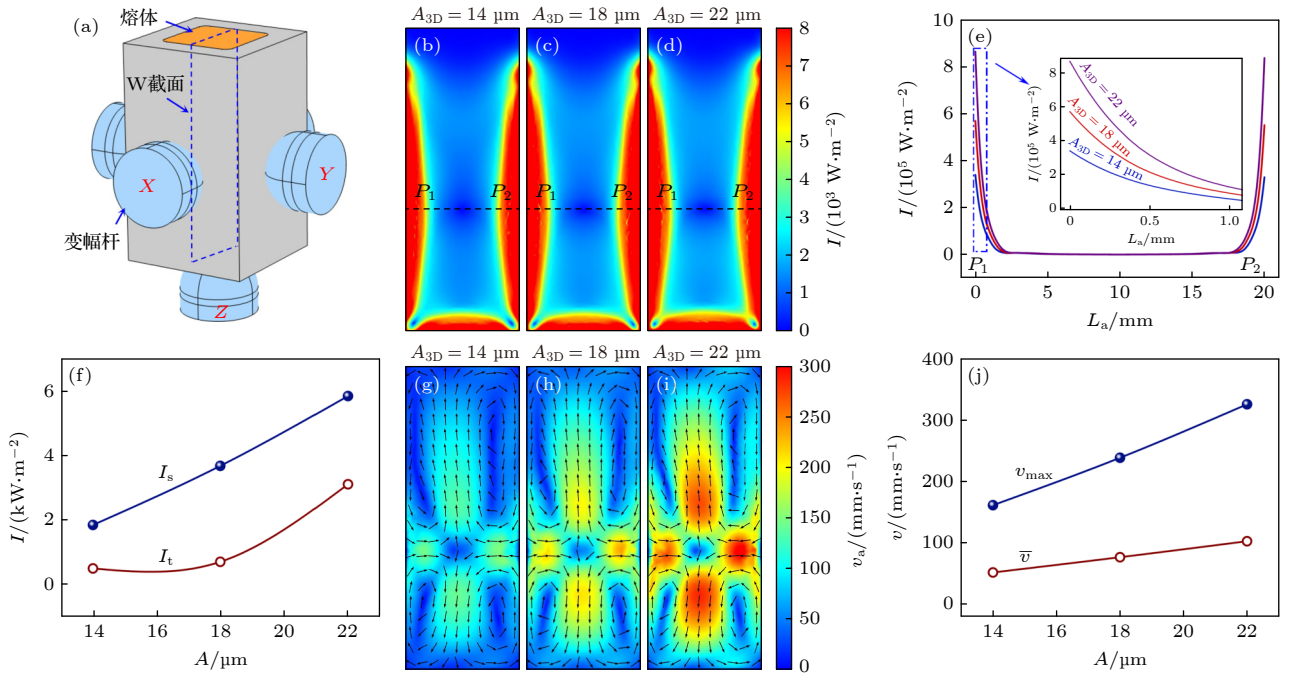


图1 液态 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 合金中声场和流场特征 (a) 模拟过程中所使用的3D模型; (b) $A_{3D} = 14 \mu\text{m}$, (c) $A_{3D} = 18 \mu\text{m}$ 和 (d) $A_{3D} = 22 \mu\text{m}$ 条件下声场分布; (e) P_1 - P_2 连线处的声场强度; (f) 稳态与瞬态空化平均强度; (g) $A_{3D} = 14 \mu\text{m}$, (h) $A_{3D} = 18 \mu\text{m}$ 和 (i) $A_{3D} = 22 \mu\text{m}$ 条件下流场分布; (j) 平均与最大流速

Fig. 1. Acoustic field and flow field characteristics in liquid $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ alloy: (a) 3D model used in the simulation process; sound field distribution of (b) $A_{3D} = 14 \mu\text{m}$, (c) $A_{3D} = 18 \mu\text{m}$, and (d) $A_{3D} = 22 \mu\text{m}$; (e) sound field intensity at the P_1 - P_2 connection line; (f) average intensities of stable and transient cavitation; flow field distribution of (g) $A_{3D} = 14 \mu\text{m}$, (h) $A_{3D} = 18 \mu\text{m}$, and (i) $A_{3D} = 22 \mu\text{m}$; (j) average and maximum flow velocities.

式中, \mathbf{I} 为单位矩阵, $\boldsymbol{\tau}$ 为黏性应力张量, \mathbf{u} 是流速, \mathbf{F} 是单位体积的声辐射力. 在该模型中, 变幅杆与铸模接触面设置为位移边界, 熔体和空气之间的界面是滑移边界, 其他均为阻抗边界, 所有计算区域被划分为 872106 个四面体网格. 模拟计算中所使用的物理参数通过文献 [5,31] 和 CALPHAD 方法获得, 如表 1 所示.

表1 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 合金声场计算使用的物理参数

Table 1. Physical parameters used for acoustic field calculations of $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ alloy.

参数	数值	参考文献
初始气泡半径 $R_0/\mu\text{m}$	3	[5,31]
初始气泡密度 N/m^{-3}	1.9×10^9	[5]
密度 $\rho_L/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	8230	CALPHAD
黏度 $\eta_L/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	8.2×10^{-3}	CALPHAD
声速 $c_L/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	5170	[5]
表面张力 $\sigma_L/(\text{N}\cdot\text{m}^{-1})$	1.5	CALPHAD
石墨铸模密度 $\rho_m/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	1820	[5]
石墨铸模声速 $c_m/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	3000	[5]

3 结果与讨论

3.1 声场和流场分布特征

不同振幅的三维超声均能激发铸模的谐振状态 (补充材料图 S1)(online), 并且铸模内壁面的变形量随超声振幅的增大逐渐提升, 其中最大变形量由 $8.9 \mu\text{m}$ 增至 $13.9 \mu\text{m}$, 体平均变形量由 $3.6 \mu\text{m}$ 升高至 $5.6 \mu\text{m}$, 从而将超声波间接高效导入液态 $(\text{FeCoCrNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 合金中. 图 1(b)–(d) 为不同超声条件下液态合金截面 W 内的模拟声强. 从图 1 可以看出, 不同振幅下靠近铸模侧壁和底部的声强远大于中心处的声强. 图 1(e) 是图 1(b)–(d) 中距离上表面 30 mm 处 P_1 - P_2 连线处的声强分布. 随着超声振幅的增大, 熔体边缘处的最大声强由 $3.4 \times 10^5 \text{ W}/\text{m}^2$ 逐渐提高至 $8.7 \times 10^5 \text{ W}/\text{m}^2$, 并且声强梯度明显增大. 为了进一步表征超声凝固过程中声场特征, 测定了不同振幅下液态合金中靠近铸模壁面处的声学频谱, 有效分离出稳态和瞬态空化强度, 如图 1(f) 所示. 随着超声振幅的提高, 熔体中空化能量的提升明显, 其中稳态空化平均强度

由 1.9 kW/m² 逐渐增大至 5.9 kW/m², 瞬态空化平均强度则从 0.5 kW/m² 先小幅增至 0.7 kW/m², 随后显著升高至 3.1 kW/m², 并且占总能量的比例逐渐增大. 这一趋势与计算结果一致, 同时表明靠近壁面附近的熔体发生瞬态空化的概率明显提升.

图 1(g)–(i) 为不同超声条件下液态 (FeCoCrNiCrMn)₉₂Mo₈ 合金的流场分布形态. 施加三维超声时, 声流从液态合金中心沿 Z 方向向上和向下传播, 形成了 4 个对流区. 随着超声振幅的提高, 流场形态未发生显著改变, 平均流速由 52.4 mm/s 线性升高至 103.3 mm/s, 最大流速达到了 326.4 mm/s, 如图 1(j) 所示.

3.2 超声场中凝固组织特征

3.2.1 不同声强作用下的组织形貌

图 2(a) 为 (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ 高熵合金的 XRD 图谱. 可以发现, 静态与超声凝固组织均主要由 FCC 结构的 γ 相与四方结构的 σ 相组成. 不同条件下凝固组织的 DSC 加热曲线如图 2(b) 所示. 静态凝固组织在 1477 和 1497 K 处出现了两个吸热峰. 根据现有文献 [13] 报道, 它们分别对应于 σ 相与 γ 相的熔化过程. 施加振幅为 14 μm 的

三维超声后, 虽然 DSC 加热曲线上仍然出现两个吸热峰, 但对应的温度均升高. 特别是当振幅进一步升高至 22 μm 时, DSC 加热曲线在 1479 K 处还出现了一个新的吸热峰, 这说明超声改变了合金的凝固路径.

图 3 为超声场中 (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ 合金凝固组织形貌, 其中灰色为 γ 相, 白色为 σ 相. 静态条件下, 凝固组织由粗大的初生 γ 相枝晶与枝晶间少量条状的 σ 相组成, 如图 3(a) 所示. 施加振幅为 14 μm 的超声后, 初生 γ 相发生明显细化, 且晶界处形成了 ($\gamma + \sigma$) 层片状共晶组织, 如图 3(b) 所示. 这与 DSC 加热曲线中第 1 个吸热峰温度的升高相对应, 可以推断该峰为 ($\gamma + \sigma$) 共晶组织的熔化过程, 说明超声改变了合金凝固路径, 致使 $L \rightarrow \gamma + \sigma$ 共晶转变发生. 当振幅为 18 μm 时, 组织形貌基本保持不变, 但晶界处 ($\gamma + \sigma$) 共晶组织增多. 随着振幅进一步增大至 22 μm , 如图 3(c) 所示, 初生 γ 相表现为细小的等轴晶, 且 ($\gamma + \sigma$) 共晶体积分数明显增长. 同时, 在初生 γ 相与 ($\gamma + \sigma$) 共晶之间区域形成了少量亚稳 μ 相. 显然, 该相的形成对应于图 2(b) DSC 加热曲线 1479 K 处的吸热峰. 然而, 在 XRD 图谱中并未观察到与其相对

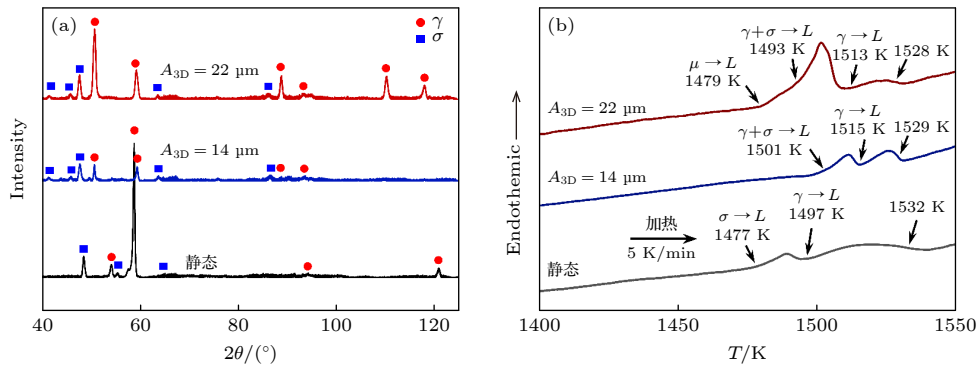


图 2 静态和超声凝固条件下 (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ 合金相组成与热分析 (a) XRD 图谱; (b) DSC 曲线

Fig. 2. Phase constitution and thermal analysis of (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ alloy under static and ultrasonic solidification conditions: (a) XRD patterns; (b) DSC curves.

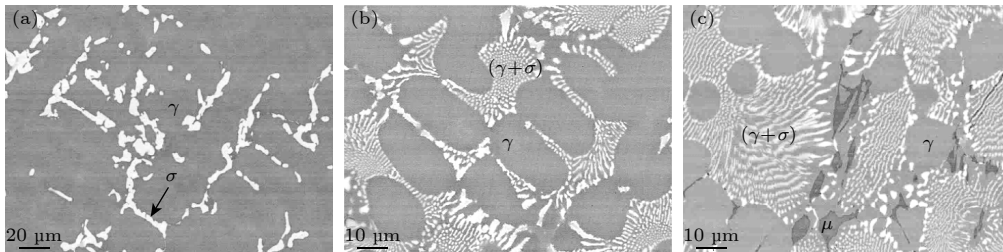


图 3 超声场中 (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ 合金凝固组织形貌 (a) 静态; (b) $A_{3D} = 14 \mu\text{m}$; (c) $A_{3D} = 22 \mu\text{m}$

Fig. 3. Solidification microstructure of (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ alloy within ultrasonic fields: (a) Static; (b) $A_{3D} = 14 \mu\text{m}$; (c) $A_{3D} = 22 \mu\text{m}$.

应的明显衍射峰, 这可能是由于该相体积分数相对较小.

图 4(a) 为不同凝固条件下初生 γ 相的平均尺寸及其形核率的估算结果. 随着超声振幅的增大, 初生 γ 相晶粒的平均尺寸由 7622 μm 显著细化至 45 μm . 假设每个晶粒来源于一个独立晶核, 结合冷却曲线上的凝固时间, 初生 γ 相的形核率随超声振幅的提高由 $7.4 \times 10^5 \text{ m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ 增至 $5.6 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$, 上升了 7 个数量级. 图 4(b) 定量统计了凝固组织中各相的体积分数, 发现随着超声振幅的增大, 初生 γ 相体积分数由 91.2% 逐渐降低至 35.4%, 而 $(\gamma + \sigma)$ 共晶体积分数从 0 升高至 58.8%. 当振幅为 22 μm 时, 亚稳 μ 相体积分数为 5.8%.

3.2.2 初生相和共晶组织的溶质分布

静态条件下, 初生 γ 相的溶质成分为 19.4% Fe,

19.8% Co, 17.9% Ni, 18.6% Cr, 17.5% Mn 和 6.8% Mo(原子百分比). 随着超声振幅的提高, 初生 γ 相中 Cr 和 Mo 的含量分别减至 13.1% 与 3.4%, 如图 5(a) 所示, 而 Co 含量几乎不变, Fe, Ni 和 Mn 含量均呈现出略微增大趋势, 此处不详细讨论. 这表明超声能够抑制 Cr 和 Mo 原子在初生 γ 相中固溶. 超声振幅为 14 μm 时, $(\gamma + \sigma)$ 共晶组织的溶质成分为 15.2% Fe, 15.4% Co, 13.8% Ni, 22.6% Cr, 18.2% Mn 和 14.8% Mo(原子百分比). 随着超声振幅的提高, 共晶组织中 Cr 含量升高, Mo 含量则逐渐降低, 如图 5(b) 所示, 并且 Fe 和 Co 含量几乎不变, Ni 与 Mn 含量也分别呈现出微弱的上升和下降趋势, 此处忽略讨论. 在振幅 22 μm 条件下所形成亚稳 μ 相出现了显著的 Cr 元素富集, 具体溶质含量为 8.4% Fe, 4.4% Co, 0.9% Ni, 62.3% Cr, 13.7% Mn 和 10.3% Mo(原子百分比).

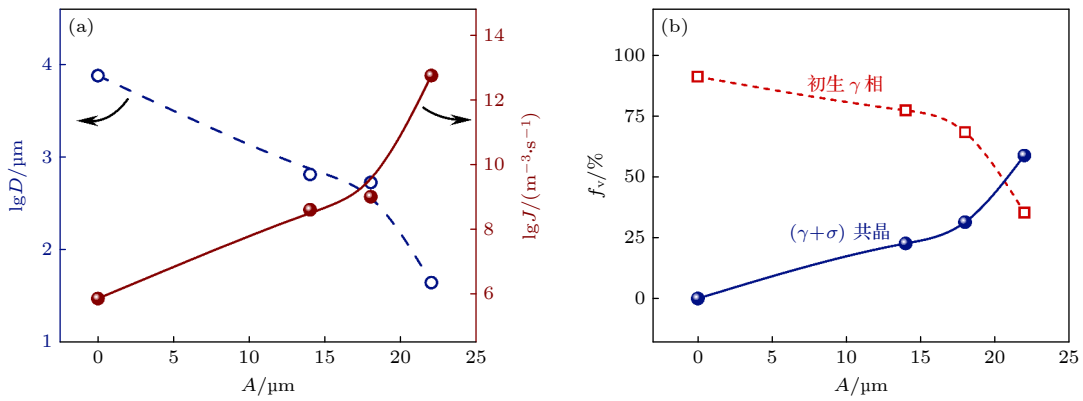


图 4 凝固组织特征尺寸及其相体积分数随超声振幅的变化规律 (a) 初生 γ 相平均尺寸和形核率; (b) 初生 γ 相与 $(\gamma + \sigma)$ 共晶体积分数

Fig. 4. Scale length characteristics and phase volume fractions of solidification microstructure versus ultrasound amplitude: (a) Average size and nucleation rate of primary γ phase; (b) volume fractions of primary γ phase and $(\gamma + \sigma)$ eutectic.

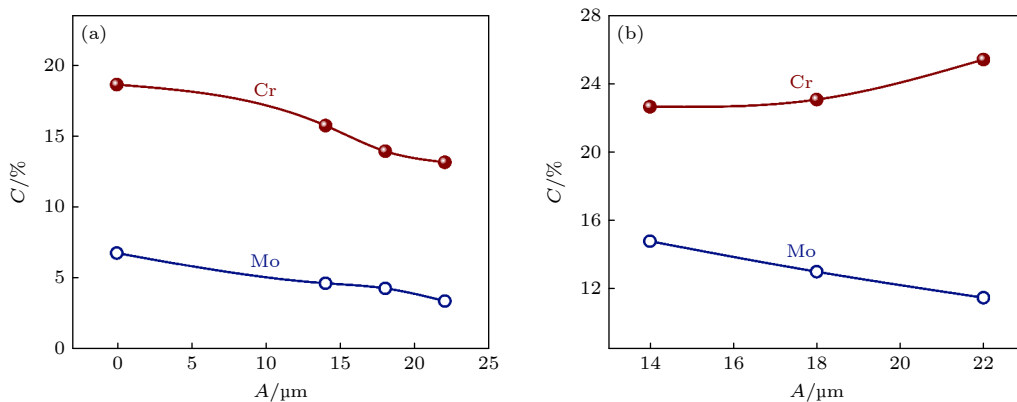


图 5 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 合金各相 Cr 和 Mo 元素含量随超声振幅的变化规律 (a) 初生 γ 相; (b) $(\gamma + \sigma)$ 共晶

Fig. 5. Cr and Mo element contents in various phases of $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ alloy versus ultrasound amplitude: (a) Primary γ phase; (b) $(\gamma + \sigma)$ eutectic.

3.2.3 晶体结构与取向分析

图 6 为 22 μm 振幅超声作用下共晶 γ/σ 相界面特征. 从图 6(a) 的高角度环形暗场 (HAADF) 图像可知, γ 相层片较厚, 约 1.3 μm , 而 σ 相层片较薄, 约 0.5 μm . 对其中红色矩形标注区域进行了高分辨率透射电子显微镜 (HRTEM) 分析和快速傅里叶变换 (FFT), 结果分别如图 6(b), (c) 所示, 发现两相的衍射点均属于 [110] 晶带轴. 根据晶面指数和晶面间距, 计算得到了共晶两相的晶格常数分别为: $a_\gamma = 3.93 \text{ \AA}$, $a_\sigma = b_\sigma = 6.36 \text{ \AA}$, $c_\sigma = 4.92 \text{ \AA}$. 同时, 两相存在 $[110]_\gamma // [110]_\sigma$ 和 $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})_\gamma // (\bar{1}10)_\sigma$ 的半共格界面关系. 基于上述晶格常数和晶体取向关系, 模拟了共晶 γ/σ 相界面的选区电子衍射 (SAED), 如图 6(d) 所示, 结果与实验数据高度符合.

图 7 为超声振幅 22 μm 条件下亚稳 μ 相的结构特征. 结合 HAADF 与 SEM 图像, 可以观察到 μ 相主要呈条状, 平均长度约 7.2 μm . 为了确认 μ 相的晶体结构, 在 [110] 和 [100] 晶带轴下对其进行了 SAED 分析, 分别如图 7(b), (c) 所示, 结果一

致表明该相是四方晶系. 进一步对 [111] 晶带轴下 μ 相的 HRTEM 图像和 FFT 插图进行分析, 结果如图 7(d) 所示. 测定 $(\bar{1}\bar{1}0)$ 与 $(\bar{1}01)$ 的晶面间距分别为 2.86 \AA 和 3.38 \AA , 经计算得到 μ 相晶格常数 $a_\mu = b_\mu = 4.04 \text{ \AA}$, $c_\mu = 6.23 \text{ \AA}$.

3.3 三维超声凝固机制

瞬态空化效应指的是合金熔体中的气泡在超声波的作用下迅速膨胀收缩最终发生溃灭, 从而产生局部高温高压. 超声凝固过程中瞬态空化强度先小幅增大, 然后显著升高, 如图 1(f) 所示. 这与初生 γ 相形核率 (图 4(a)) 呈现出相同趋势, 说明了瞬态空化是提高初生 γ 相形核率的主要因素. 瞬态空化产生的声压对合金熔体过冷的改变由 Clausius-Clapeyron 方程计算:

$$\Delta T_p = \frac{T_L \Delta V}{\Delta H} \Delta P, \quad (6)$$

式中, ΔT_p 为声压产生的过冷度, ΔP 为相对声压. 根据经典形核理论^[32], 形核率 J 可表示为:

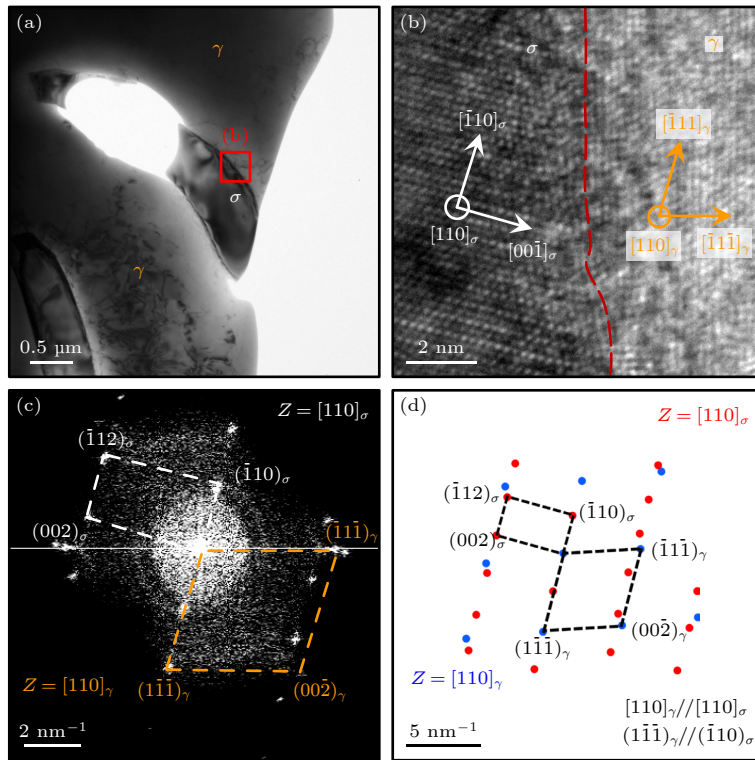


图 6 超声振幅 22 μm 条件下共晶 γ/σ 界面晶体学分析 (a) HAADF 图像; (b) HRTEM 图像; (c) HRTEM 图像的 FFT; (d) SAED 模拟图

Fig. 6. Crystallographic analysis of eutectic γ/σ interface under 22 μm ultrasound amplitude: (a) HAADF image; (b) HRTEM image; (c) FFT of HRTEM image; (d) simulated SAED pattern.

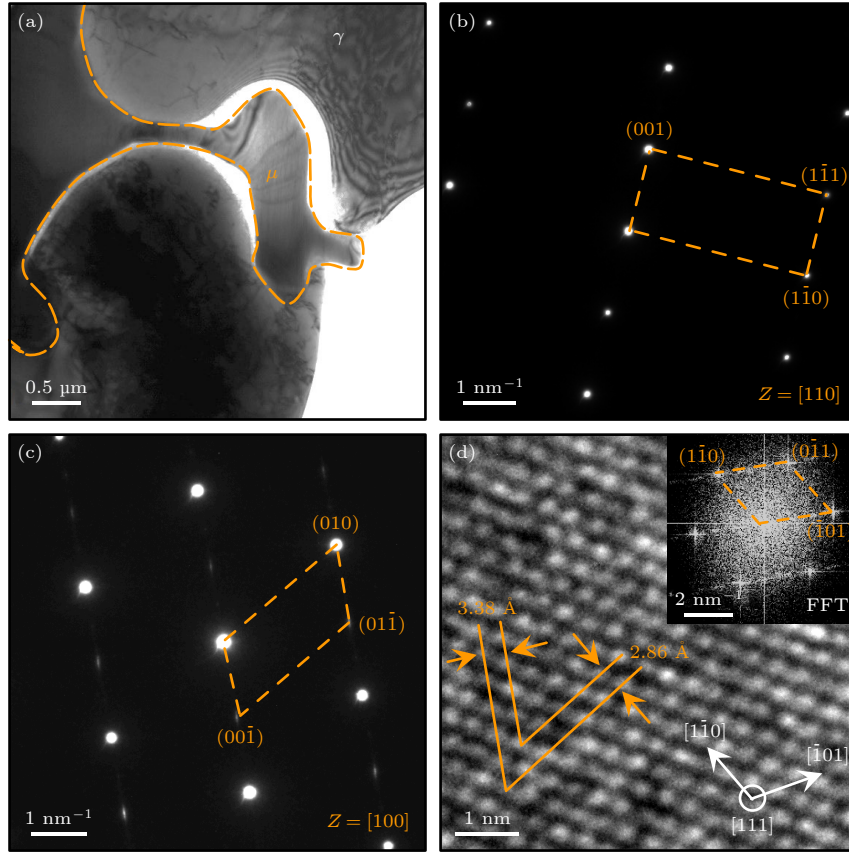


图 7 超声振幅 22 μm 条件下所形成的亚稳 μ 相结构特征 (a) HAADF 图像; (b) [110] 晶带轴下的 SAED; (c) [100] 晶带轴下的 SAED; (d) HRTEM 图像

Fig. 7. Structural characterization of metastable μ phase formed under 22 μm ultrasound amplitude: (a) HAADF image; (b) SAED pattern under [110] zone axis; (c) SAED pattern under [100] zone axis; (d) HRTEM image.

$$J = J_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(-\frac{Q}{k_B T}\right), \quad (7)$$

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma^3 T_L^2}{3\Delta H_m^2 \Delta T^2} f(\theta), \quad (8)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_m \Delta H_m}{(NV^2)^{1/3}}, \quad (9)$$

式中, J_0 为形核因子, 通常取为 $10^{41} \text{ m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$; Q 为原子扩散活化能, $\exp(-Q/k_B T)$ 值为 10^{-2} [33]; θ 为合金熔体与固体杂质之间的接触角; σ 为液固界面能, 可用 Spaepen 界面模型计算[34]; α_m 为结构因子, 在 FCC 结构晶体中的值为 0.86[34]; V_m 为摩尔体积; N 为阿伏伽德罗常数. 其他参数通过文献 [35,36] 和 CALPHAD 方法获得, 见表 2. 根据声场计算结果, 对于熔体中半径为 3 μm 的气泡, 其溃灭引起的局部高压为 $4.2 \times 10^8 \text{ Pa}$, 如补充材料图 S2 (online) 所示. 基于(6)式—(9)式, 计算出由瞬态空化引起的熔体中 γ 相局部形核率高达 $3.6 \times 10^{38} \text{ m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$. 由于铸模壁面附近的声压梯度较高, 超声能量集中,

壁面附近的熔体声压更易于达到空化阈值, 促进发生瞬态空化. 瞬态空化效应在壁面附近诱导形成了大量晶核, 并在声流的搅拌作用下弥散到熔体各处, 从而避免晶核聚集导致声能衰减和抑制瞬态空化. 空化与声流效应的协同作用有效提升了三维超声场中 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 合金熔体内的空化效率. 需要指出的是, 稳态空化也能通过改善熔体与颗粒之间的润湿性, 一定程度上促进初生 γ 相的异质形核 [37,38].

表 2 形核率计算使用的物理参数

Table 2. Physical parameters used for nucleation rate calculations.

参数	数值	参考文献
合金体积变化 $\Delta V/(\text{cm}^3\cdot\text{mol}^{-1})$	0.26	[35]
合金熔化焓 $\Delta H/(\text{J}\cdot\text{mol}^{-1})$	12982	CALPHAD
润湿角因子 $f(\theta)$	0.0001	[36]
γ 相摩尔体积 $V_m/(\text{cm}^3\cdot\text{mol}^{-1})$	7.80	[35]
γ 相摩尔焓变 $\Delta H_m/(\text{J}\cdot\text{mol}^{-1})$	13297	CALPHAD

超声场中强烈的声流效应能够促进液相中溶质原子的扩散^[39,40],从而降低了Cr和Mo原子在固/液界面处的富集,这是初生 γ 相中Cr和Mo含量减小的主要原因.采用CALPHAD方法计算了初生 γ 相吉布斯自由能随超声振幅的变化,结果如图8(a)所示.发现随着超声振幅的提高,初生 γ 相的吉布斯自由能逐渐降低,结合初生 γ 相的溶质分布,从热力学角度说明了Cr和Mo原子更倾向于被初生 γ 相排出.

根据14 μm 超声振幅下共晶组织溶质含量统计结果,初生 γ 相生长后平衡液相的组分接近 $\text{Fe}_{16}\text{Co}_{17}\text{Ni}_{17}\text{Cr}_{20}\text{Mn}_{19}\text{Mo}_{11}$,而该成分恰好为共晶成分点,其平衡相体积分数随温度的变化关系如图8(b)所示.当温度降低至1497 K时,液相发生了共晶反应 $\text{L} \rightarrow \gamma + \sigma$, γ 和 σ 相的最终体积分数分别约为73.6%和26.4%,这与实际凝固组织共晶中

的两相占比相近,如图3(b)所示.在超声凝固过程中,声流效应加速了初生 γ 相固/液界面处溶质原子向液相的扩散,并使其平衡液相组分达到共晶成分点,从而引发了 $(\gamma + \sigma)$ 共晶组织生长.在22 μm 振幅的超声场中,强烈的声流效应加速了Cr原子在初生 γ 相固/液界面附近的扩散^[5],使得液相中的Cr含量进一步增大.而在 $(\gamma + \sigma)$ 共晶生长末期,液相中仍富含大量Cr原子,这最终导致了富Cr亚稳 μ 相的形核与生长.

3.4 力学性能

图9(a)所示为不同凝固条件下 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 合金的压缩应力应变曲线.静态条件下合金的屈服强度为442.6 MPa,变形量超过45%.随着超声振幅的提高,合金屈服强度逐渐升高至876.2 MPa,相比静态下提高了近2倍,同时变形

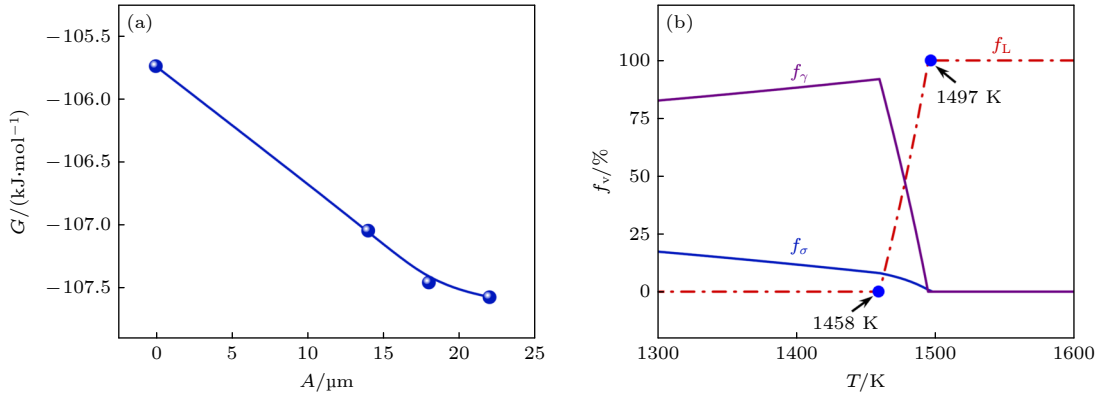


图8 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 合金凝固过程中的热力学计算 (a) 初生 γ 相吉布斯自由能随超声振幅的变化; (b) $\text{Fe}_{16}\text{Co}_{17}\text{Ni}_{17}\text{Cr}_{20}\text{Mn}_{19}\text{Mo}_{11}$ 相体积分数随温度的变化

Fig. 8. Thermodynamic calculations during solidification process of $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ alloy: (a) Gibbs free energy of primary γ phase versus ultrasonic amplitude; (b) phase volume fractions of $\text{Fe}_{16}\text{Co}_{17}\text{Ni}_{17}\text{Cr}_{20}\text{Mn}_{19}\text{Mo}_{11}$ versus temperature.

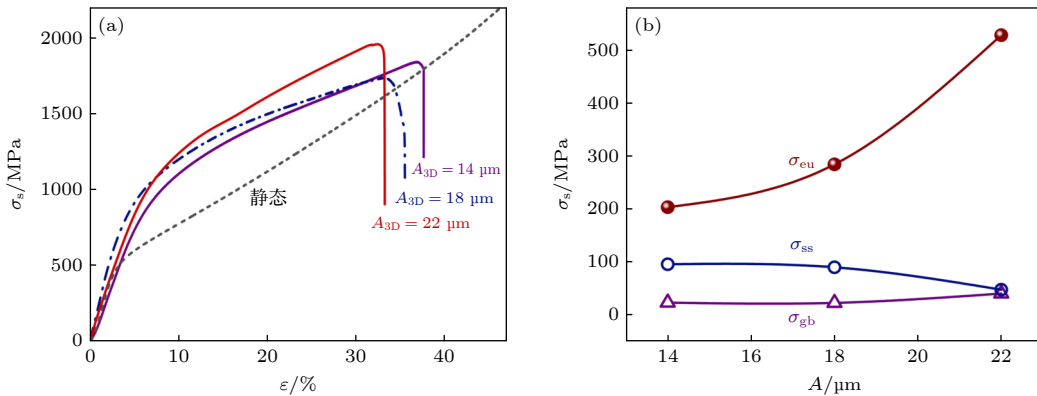


图9 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 合金的力学性能及屈服强度贡献 (a) 压缩应力应变曲线; (b) 共晶组织、固溶以及细晶强化对于屈服强度的贡献度

Fig. 9. Mechanical properties and calculation of yield strength contribution value of $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ alloy: (a) Stress-strain curves; (b) the contribution of eutectic structure, solid solution and grain strengthening to yield strength.

量仍可达到 33.2%. 这表明三维超声凝固合金的屈服强度与塑性得到了较好的平衡.

根据合金凝固组织特征分析, 对合金屈服强度贡献值进行了计算. 合金的屈服强度提升可能来源于固溶强化 (σ_{ss})、细晶强化 (σ_{gb}), σ 相 (σ_{sig}) 以及 ($\gamma + \sigma$) 共晶组织 (σ_{eu}) 的贡献. 如 (10) 式所示:

$$\sigma_y = \sigma_0 + \sigma_{ss} + \sigma_{gb} + \sigma_{sig} + \sigma_{eu}, \quad (10)$$

式中, σ_0 为晶格摩擦应力. 固溶强化可通过 (11) 式进行计算 [41,42]:

$$\sigma_{ss} = 3G_0 Z f_\gamma \left(\sum_i \varepsilon_i^2 x_i \right)^{2/3}, \quad (11)$$

式中, G_0 为初生 γ 相的剪切模量, Z 为拟合系数, f_γ 为初生 γ 相体积分数, x_i 为各组成元素 i 的浓度, ε_i 为原子尺寸失配和模量失配组合的失配参数. 合金的细晶强化与层片状共晶组织对屈服强度的贡献均满足 Hall-Petch 关系 [43,44], 它们分别通过 (12) 式和 (13) 式计算:

$$\sigma_{gb} = f_\gamma \frac{k_y}{\sqrt{d}}, \quad (12)$$

$$\sigma_{eu} = f_{eu} \frac{k_h}{\sqrt{\lambda}}, \quad (13)$$

式中, k_y 和 k_h 分别为 γ 相枝晶和 ($\gamma + \sigma$) 层片共晶组织的 Hall-Petch 系数, d 为初生 γ 相晶粒平均尺寸, λ 为共晶层片间距, f_{eu} 为共晶体积分数. 计算所使用的相关参数如表 3 所列, 相应计算结果见表 4.

表 3 屈服强度贡献值计算所使用的参数

Table 3. Parameters used for calculating the contribution value of yield strength.

符号	数值	参考文献
剪切模量 G_0 /GPa	81.3	[42,45]
拟合系数 Z	0.0074	[42]
γ 枝晶 Hall-Petch 系数 k_y /(MPa· $\mu\text{m}^{1/2}$)	497	[43,44,46]
共晶 Hall-Petch 系数 k_h /(MPa· $\mu\text{m}^{1/2}$)	750	[43,44,47-49]
共晶层片间距 λ / μm	0.9	本文统计
γ 相体积分数 f_γ /%	91.2, 77.4, 68.4, 35.4	本文统计
共晶体积分数 f_{eu} /%	0, 22.6, 31.6, 58.8	本文统计
初生相平均尺寸 d / μm	7622, 656, 537, 45	本文统计

共晶组织、固溶以及细晶强化对于合金屈服强度贡献度的计算结果如图 9(b) 所示. 随着超声振幅的提高, ($\gamma + \sigma$) 共晶组织对屈服强度的贡献由 202.6 MPa 显著升高至 527.1 MPa. 由于 ($\gamma + \sigma$)

共晶层片间距几乎不受振幅变化的影响, 其体积分数增加成为合金屈服强度提升的最主要原因. 超声场中, 虽然初生 γ 相晶粒明显细化, 但其体积分数大幅下降, 使得细晶强化对合金屈服强度的贡献较小, 仅有微弱增长. 固溶强化效应主要源于晶格畸变, 体现在原子尺寸失配和剪切模量失配上. 由于 Mo 元素具有较大的原子半径和较高的剪切模量, 它在初生 γ 相中的排出降低了原子尺寸失配和剪切模量失配, 而且初生 γ 相体积分数逐渐减少, 这两个因素共同导致了固溶强化对合金屈服强度的贡献略有下降. 在 22 μm 振幅高强度超声场中, 合金凝固过程中形成了硬质亚稳 μ 相, 该相为四方结构, 具有较少的滑移系, 从而一定程度上降低了合金在压缩过程中的变形能力.

表 4 (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ 合金屈服强度的各项贡献值 (单位: MPa)

Table 4. Strengthening contributions of (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ alloy (in MPa).

	静态	$A_{3D} = 14 \mu\text{m}$	$A_{3D} = 18 \mu\text{m}$	$A_{3D} = 22 \mu\text{m}$
晶格摩擦	210.0	210.0	210.0	210.0
固溶强化	109.3	95.0	89.2	47.0
细晶强化	5.7	19.4	21.5	27.0
σ 相强化	70.4	—	—	—
共晶强化	—	202.6	283.3	527.1
理论计算屈服强度	415.4	547.0	624.0	831.1
实际屈服强度	442.6	605.6	677.4	876.2

4 结 论

探究了三维超声场中 (FeCoNiCrMn)₉₂Mo₈ 高熵合金的组织演变规律和力学性能提升机制, 得出以下结论.

1) 静态条件下, 凝固组织由粗大的初生 γ 相枝晶与枝晶间条状的 σ 相组成. 随着超声振幅的提高, 初生 γ 相逐渐细化为等轴晶, 晶界附近形成了 ($\gamma + \sigma$) 层片状共晶组织, 且共晶两相界面满足 $[110]_\gamma // [110]_\sigma$ 和 $(1\bar{1}\bar{1})_\gamma // (\bar{1}10)_\sigma$ 的半共格关系. 当振幅达到 22 μm 时, 凝固组织中新形成了四方结构的亚稳相 μ -Cr_{62.3}Mn_{13.7}Mo_{10.3}Fe_{8.4}Co_{4.4}Ni_{0.9}.

2) 随着超声振幅的提高, 瞬态空化显著提升了初生 γ 相的形核率, 是其晶粒细化的主要机制. 同时, 声流效应加速了液相中溶质原子的扩散, 降低了初生 γ 相生长过程中固/液界面处 Cr 和 Mo

原子的富集, 由此引发的液相成分改变促使($\gamma + \sigma$)共晶组织形成. 在最高振幅超声作用下, 声流速度的增大造成液相中 Cr 原子的进一步富集, 最终导致 μ 相形核与生长.

3) 超声条件下, 合金的最大压缩屈服强度达到 876.2 MPa, 比静态条件下提高了近 2 倍, 同时保持 33.2% 的变形量. 超声诱导 ($\gamma + \sigma$) 共晶组织的形成及其体积分数增加是主要的强化机制.

感谢赵梅梅、高文君、李洪、肖楷瀚及周弋舟等同事在实验和分析过程中提供的帮助.

参考文献

- [1] Koželj P, Vrtnik S, Jelen A, Jazbec S, Jagličić Z, Maiti S, Feuerbacher M, Steurer W, Dolinšek J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 107001
- [2] Feng T, Jiang S M, Hu X T, Zhang Z J, Huang Z J, Dong S G, Zhang J 2024 *Chin. Phys. B* **33** 076501
- [3] Wang K L, Yang W K, Shi X C, Hou H, Zhao Y H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 076102 (in Chinese) [王凯乐, 杨文奎, 史新成, 侯华, 赵宇宏 2023 物理学报 **72** 076102]
- [4] Fang J Z, Li R, Yao S L, Chen J, Wang K 2024 *J. Appl. Phys.* **136** 245901
- [5] Wang X, Zhai W, Li H, Wang J Y, Wei B B 2023 *Acta Mater.* **252** 118900
- [6] Song H Q, Feng C S, Guan Z, Zhang W, Yang H Y, Tang Y, Zeng K, Yuan X, Zhang J W, Liu J, Zhang F X 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 031903
- [7] Yu Z H, Wang H Y, Sun L G, Li Z H, Zhu L L 2024 *Chin. Phys. B* **33** 116201
- [8] Wen P, Tao G 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 246101 (in Chinese) [闻鹏, 陶钢 2022 物理学报 **71** 246101]
- [9] Cantor B 2021 *Prog. Mater. Sci.* **120** 100754
- [10] Han D Z, Luan H W, Zhao S F, Chen N, Peng R X, Shao Y, Yao K F 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 036102
- [11] Xing R L, Liu X P 2024 *Chin. Phys. B* **33** 016202
- [12] An M R, Li S L, Su M J, Deng Q, Song H Y 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 243101 (in Chinese) [安敏荣, 李思澜, 宿梦嘉, 邓琼, 宋海洋 2022 物理学报 **71** 243101]
- [13] Qin G, Chen R R, Zheng H T, Fang H Z, Wang L, Su Y Q, Guo J J, Fu H Z 2019 *J. Mater. Sci. Technol.* **35** 578
- [14] Sathiyamoorthi P, Kim H S 2022 *Prog. Mater. Sci.* **123** 100709
- [15] Azhagarsamy P, Sekar K, Murali K P 2022 *Mater. Sci. Technol.* **137** 88
- [16] Wang H, He Q F, Yang Y 2022 *Rare Met.* **41** 6
- [17] Li T, Chen H, Ma H, Zhou Z, Xu N, Song C, Niu Y, Li R, Li S, Wang Y D 2024 *J. Mater. Sci. Technol.* **194** 15
- [18] Wang W L, Meng L J, Li L H, Hu L, Zhou K, Kong Z H, Wei B B 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 116102
- [19] Khosro Aghayani M, Niroumand B 2011 *J. Alloys Compd.* **509** 114
- [20] Zhang X Y, Wu W H, Wang J Y, Zhang Y, Zhai W, Wei B B 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 184301 (in Chinese) [张心怡, 吴文华, 王建元, 张颖, 翟薇, 魏炳波 2024 物理学报 **73** 184301]
- [21] Lou B G, Lee D R, Kwon K 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 18
- [22] Du R J, Xie W J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114302 (in Chinese) [杜人君, 解文军 2011 物理学报 **60** 114302]
- [23] El Ghani N, Miralles S, Botton V, Henry D, Ben Hadid H, Ter Ovanessian B, Marcelin S 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **172** 121090
- [24] Xu N X, Yu Y, Zhai W, Wang J Y, Wei B B 2023 *Ultrason. Sonochem.* **94** 106343
- [25] Ma Y, Lin S Y, Xu J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 034301 (in Chinese) [马艳, 林书玉, 徐洁 2018 物理学报 **67** 034301]
- [26] Patel B, Chaudhari G P, Bhingole P P 2012 *Mater. Lett.* **66** 1
- [27] Zhao M M, Wang X, Zhai W, Wang J Y 2024 *J. Alloys Compd.* **1008** 176619
- [28] Jamshidi R, Brenner G 2013 *Ultrasonics* **53** 842
- [29] Keller J B, Miksis M 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **68** 628
- [30] Lebon G S B, Salloum-Abou-Jaoude G, Eskin D, Tzanakis I, Pericleous K, Jarry P 2019 *Ultrason. Sonochem.* **54** 171
- [31] Brenner M P, Hilgenfeldt S, Lohse D 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 425
- [32] Kurz W, Fisher D J 1998 *Fundamentals of Solidification* (5th Ed.) (Baeck: Trans Tech Publications)
- [33] Turnbull D, Cech R E 1950 *J. Appl. Phys.* **21** 804
- [34] Thompson C V, Greer A L, Spaepen F 1983 *Acta Metall.* **31** 1883
- [35] Gale W F, Totemeier T C 1983 *Smithells Metals Reference Book* (8th Ed.) (Oxford: Butterworth-Heinemann)
- [36] Lin M J, Hu L, Zhu X N, Yan P X, Wei B B 2023 *J. Alloys Compd.* **968** 171912
- [37] Tzanakis I, Xu W W, Eskin D G, Lee P D, Kotsovinos N 2015 *Ultrason. Sonochem.* **27** 72
- [38] Hsu W L, Tsai C W, Yeh A C, Yeh J W 2024 *Nat. Rev. Chem.* **8** 471
- [39] Komarov S V, Kuwabara M, Abramov O V 2005 *ISIJ Int.* **45** 1765
- [40] Eskin G I, Eskin D G 2014 *Ultrasonic Treatment of Light Alloy Melts* (Boca Raton: CRC Press)
- [41] Labusch R 1970 *Phys. Status. Solidi* **41** 659
- [42] Wang S P, Xu J 2018 *Intermetallics* **95** 59
- [43] Meyers M A, Mishra A, Benson D J 2006 *Prog. Mater. Sci.* **51** 427
- [44] Ma K K, Wen H M, Hu T, Topping T D, Isheim D, Seidman D N, Lavernia E J, Schoenung J M 2014 *Acta Mater.* **62** 141
- [45] Čížek L, Kratochvíl P, Smola B 1974 *J. Mater. Sci.* **9** 1517
- [46] Sun S J, Tian Y Z, Lin H R, Dong X G, Wang Y H, Wang Z J, Zhan Z F 2019 *J. Alloys Compd.* **25** 806
- [47] Kwon H, Asghari-Rad P, Park J M, Sathiyamoorthi P, Bae J W, Moon J, Zargaran A, Choi Y T, Son S, Kim H S 2021 *Intermetallics* **135** 107212
- [48] Li J X, Yamanaka K, Zhang Y J, Furuhashi T, Cao G Q, Hu J H, Chiba A 2024 *Mater. Res. Lett.* **12** 399
- [49] Wu Z G, Gao Y F, Bei H B 2016 *Acta Mater.* **120** 108

Three-dimensional ultrasounds modulated solidification microstructure and mechanical property of $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ high-entropy alloy*

WU Hao WANG Xu WANG Jianyuan ZHAI Wei[†] WEI Bingbo*(School of Physical Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)*

(Received 20 May 2025; revised manuscript received 24 June 2025)

Abstract

Three-dimensional ultrasonic waves with amplitudes of 14, 18, and 22 μm , respectively, are used during the solidification of $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ high-entropy alloy, and its microstructural evolution and mechanical property are investigated in this work. Under static condition, the solidification microstructure is composed of primary γ phase dendrites with FCC structure and stripe-shaped σ phase with tetragonal structure. As the ultrasonic amplitude increases, the mean transient cavitation intensity rises to trigger off a significant nucleation rate increase of the primary γ phase to $5.6 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$, leading to the remarkable grain size reduction by two orders of magnitude. The maximum and the average acoustic streaming velocity increase simultaneously, which accelerates atomic diffusion at the liquid/solid interface, reducing Cr content in the primary γ phase from 18.6% to 13.1% and Mo content from 6.8% to 3.4% (atomic percent). This atomic redistribution subsequently causes the liquid composition to approach the eutectic point and facilitate the formation of $(\gamma + \sigma)$ eutectic, which accounts for more than 50% volume fraction. The two eutectic phases exhibit a semi-coherent interface relationship characterized by $[110]_{\gamma}/[110]_{\sigma}$ and $(1\bar{1}\bar{1})_{\gamma}/(\bar{1}10)_{\sigma}$. Furthermore, due to the gradual enrichment of Cr atoms in the remaining liquid phase, a small quantity of metastable μ phases with Cr content up to 62.3% form in the final microstructure. The maximum compressive yield strength of the ultrasonically solidified microstructure reaches 876.2 MPa, almost twice that of static solidification microstructure, and the compressive strain reaches 33.2%. The formation of $(\gamma + \sigma)$ eutectic is the main factor that increases the yield strength of alloy by 527.1 MPa.

Keywords: high-entropy alloy, ultrasonic solidification, eutectic microstructure, mechanical property**PACS:** 43.35.+d, 81.10.Fq, 64.70.D-, 68.35.Gy**DOI:** [10.7498/aps.74.20250657](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250657)**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250657](https://www.cstr.org.cn/32037.14.aps.74.20250657)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52130405, 52088101) and the Natural Science Basic Research Plan of Shaanxi Province, China (Grant No. 2023-JC-JQ-28).

[†] Corresponding author. E-mail: zhaiwei322@nwpu.edu.cn

三维超声场调控 $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ 高熵合金组织演变与力学性能

吴昊 王旭 王建元 翟薇 魏炳波

Three-dimensional ultrasounds modulated solidification microstructure and mechanical property of $(\text{FeCoNiCrMn})_{92}\text{Mo}_8$ high-entropy alloy

WU Hao WANG Xu WANG Jianyuan ZHAI Wei WEI Bingbo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 174302 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250657

CSTR: 32037.14.aps.74.20250657

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250657>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电流处理调控CoCrFeNi高熵合金纤维的组织结构与力学性能

Optimizing microstructure and mechanical properties of CoCrFeNi high-entropy alloy microfibers by electric current treatment

物理学报. 2025, 74(13): 138102 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250518>

李晶界对 $\text{Cr}_{26}\text{Mn}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Co}_{20}\text{Ni}_{14}$ 高熵合金力学行为影响的分子动力学模拟

Effect of twin boundary on mechanical behavior of $\text{Cr}_{26}\text{Mn}_{20}\text{Fe}_{20}\text{Co}_{20}\text{Ni}_{14}$ high-entropy alloy by molecular dynamics simulation

物理学报. 2021, 70(18): 186201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210324>

纳米晶CoNiCrFeMn高熵合金力学性能的原子尺度分析

Mechanical performance analysis of nanocrystalline CoNiCrFeMn high entropy alloy: atomic simulation method

物理学报. 2022, 71(19): 199601 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220733>

含钨难熔高熵合金的制备、结构与性能

Preparation, structures and properties of tungsten-containing refractory high entropy alloys

物理学报. 2021, 70(10): 106201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201986>

相场法研究 $\text{Al}_x\text{CuMnNiFe}$ 高熵合金富Cu相析出机理

Phase-field-method-studied mechanism of Cu-rich phase precipitation in $\text{Al}_x\text{CuMnNiFe}$ high-entropy alloy

物理学报. 2023, 72(7): 076102 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222439>

温度对CoCrFeMnNi高熵合金冲击响应和塑性变形机制影响的分子动力学研究

Molecular dynamics study of temperature effects on shock response and plastic deformation mechanism of CoCrFeMnNi high-entropy alloys

物理学报. 2022, 71(24): 246101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221621>