DOI: 10.11858/gywlxb.20251075

两次稳态冲击下含氦泡铜微射流与损伤演化的微观模拟研究

王欣欣[1], 鲍 强[1], 何安民[1], 邵建立[2], 王 裴[1,3]

(1. 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094;
2. 北京理工大学爆炸科学与安全防护全国重点实验室, 北京 100081;
3. 北京大学应用物理与技术中心, 北京 100871)

摘要: 采用分子动力学方法, 研究了含氦泡铜在两次稳态波加卸载作用下的微射流增长与损伤演化过程, 对比了含氦泡与不含氦泡金属的损伤特征、激活应力阈值、微射流形态和速度分布以及不同区域氦泡的变形特征。结果表明: 二次冲击后, 氦泡膨胀的临界激活应力阈值低于孔洞形核的应力阈值, 且与氦泡分布及氦泡数密度密切相关。低压首次冲击下, 含氦泡金属比纯金属形成更显著的微射流; 二次冲击下, 氦泡使微射流更易断裂, 且微射流头部最大速度更高, 但微射流主体速度分布相当。二次冲击波对于已经经过首次冲击压缩、由于稀疏波作用发生轻微回弹但未恢复至初始状态的体氦泡几乎不起作用。二次冲击后, 近表面已破裂飞出的氦泡壁也可能贴回气泡底部, 使得部分氦原子被再次封存。二次冲击卸载后, 被封存的氦泡会再次发生膨胀破裂, 释放氦原子。在二次冲击作用下, 氦泡塌缩机制与氦泡尺寸及冲击强度紧密关联。研究结果将为后续的辐照氦泡对金属微喷-微层裂耦合演化影响的跨尺度理论研究提供物理认识和理论依据。

关键词: 二次稳态冲击; 含氦泡金属; 微射流; 微层裂损伤; 分子动力学

中图分类号: O521.2; O346.5 **文献标志码:** A

强冲击加载条件下金属扰动界面的动态破坏现象是惯性约束聚变(inertial confinement fusion, ICF)等工程装置研究中的关键物理问题。该问题是一个跨尺度、强非线性、多场耦合的复杂动力学问题。炸药爆轰或强激光驱动下, 当冲击波从含表面扰动的金属-真空/气体界面反射时, 会形成微喷射与微层裂破坏现象。微喷射来源于沟槽斜面粒子因获得横向速度发生高速对撞形成的聚能射流[1−3], 微射流进一步拉伸破碎形成微喷射——高速颗粒态物质脱离主体向外喷射。微层裂来源于高压冲击下界面卸载波与追赶稀疏波的双向拉伸作用形成的液体空化破碎: 低熔点金属在衰减冲击波作用下, 在压缩波到达自由面时, 由于熔化金属强度急剧下降, 界面会形成由自由面向金属内部发展的连续液体空化现象。极端辐照条件下, 金属内部会发生损伤, 形成高内压纳米氦(He)泡等缺陷[4], 将对界面损伤破坏现象产生重要影响, 使得该问题更加复杂。

近年来, 辐照损伤金属微层裂研究主要集中在氦泡对金属层裂强度和损伤机理影响的实验与理论探索方面。Glam 等[5−6] 基于气炮驱动平板实验, 发现室温下不含氦泡铝与含氦泡铝的层裂强度基本相同, 而在 600 ℃ 下含氦泡铝的层裂强度显著降低; 他们通过透射电子显微镜表征手段发现层裂演化过

* **收稿日期:** 2025-04-14; **修回日期:** 2025-05-19
基金项目: 国家自然科学基金(12202073); 冲击波物理与爆轰物理全国重点实验室基金(2023JCJQLB05401)
第一作者: 王欣欣(1988—), 女, 博士, 副研究员, 主要从事金属界面破碎动力学理论与应用研究.
E-mail: xxwang14b@alum.imr.ac.cn
通信作者: 王 裴(1975—), 男, 博士, 研究员, 主要从事极端条件下的物质破碎与混合研究.
E-mail: wangpei@iapcm.ac.cn

程中氦泡会发生膨胀与汇合现象。理论模拟研究表明，含氦泡金属的层裂机制主要由氦泡生长-汇合机制主导，且氦泡的存在会抑制微孔洞的成核与生长[7−8]。含氦泡金属层裂机制与应变率高度相关：低应变率下由氦泡生长演化主导，高应变率下则由氦泡-孔洞协同竞争演化控制[7]。应变率越高，含微结构缺陷的金属与理想金属的层裂强度差异越小[9]。多晶金属中，晶界对氦原子具有强捕获与慢扩散作用，氦原子易向晶界处偏析[10]，形成晶界氦泡。高应变率加载下，晶界与氦泡均会使金属层裂强度降低，但在低应变率下，晶界起主要作用[11]。通过改进损伤激活阈值的理论描述，对适用于不可压缩流体的 Rayleigh-Plesset 方程进行修正，国内外研究人员提出了拉伸过程中氦泡的动态演化方程[12−13]。

辐照损伤金属的微喷研究主要集中在氦泡对微喷射的影响机制及其对平坦表面破坏的诱导机理方面。Fensin 等[14] 采用氦离子注入方法在金属铜中产生氦掺杂，研究了不同氦含量样品的表面微喷射行为，发现含氦金属的微喷信号提前，累积喷射质量随氦含量升高而逐渐增大。理论模拟揭示了纳米氦泡的冲击加卸载膨胀机制对微射流头部和尾部的提速作用，揭示了不同区域氦泡对微射流增长影响的差异性[15]。此外，氦泡在强冲击作用下也会诱发平坦表面的物质喷射和表面破坏[16−20]。理论模拟研究揭示了氦泡诱导的近表面破碎物理现象[17]：氦泡内部混合射流的级联传递加剧了近表面氦泡的膨胀破坏，使含氦损伤金属的光洁表面相比真空情况更易形成大量破碎物质向外喷射；氦泡会降低喷射物形成的冲击压力阈值，并增加喷射物的速度和累积喷射质量[18]；氦泡的形貌特征也会对诱发界面破坏的冲击压力阈值产生影响[19]。Flanagan 等[20] 将氦泡引起的平坦表面喷射归因于冲击波在氦泡区域传播后导致的波阵面非均匀演化效应。

当前针对强冲击下辐照损伤金属扰动界面的动态损伤破坏问题研究主要集中在氦泡对层裂或微射流影响的物理机理方面，也初步针对层裂拉伸过程中氦泡的动态演化模型[11, 21] 开展了研究。然而，爆轰波或激光驱动条件下产生的冲击波往往是非稳态冲击波，且为多次冲击加卸载，在这种动力学条件下，金属扰动界面的动态破坏并非单一受微层裂损伤或微射流增长的影响，而是受到两者耦合演化的影响[22]。最近，针对含氦泡铜样品的两次非稳态冲击微观模拟研究[23−24] 表明：含氦泡金属在首次冲击作用下形成的层裂损伤耦合微射流增长的破坏形态对二次冲击微喷射产生了显著影响。首次高压熔化条件下，含氦泡金属的近界面微层裂损伤区形态特征和分布状态与纯金属有显著差异，含氦泡金属的二次微喷总量与微喷速度升高，颗粒尺度降低，射流形态特征也更加复杂[23]。首次低压冲击、界面处于固相条件下，随机分布的氦泡会使两次冲击加卸载后的金属界面损伤区热点非均匀分布，导致含氦泡金属界面更易发生熔化，进而加剧二次微喷的形成[24]。金属中的微喷-微层裂破碎将达到微米甚至毫米尺度的破坏形态以及微秒甚至毫秒级的演化过程；然而，金属中的辐照氦泡为纳米尺度缺陷，但数密度很高（10^{17}～10^{18} cm^{-3}）[25−26]。受限于当前宏观模拟的网格尺度，我们无法基于宏观模拟直接获得纳米氦泡对动态损伤破坏过程的影响规律；通过分子动力学（molecular dynamics, MD）模拟，则可以精确地刻画纳米氦泡在压缩-拉伸卸载下的形态演化特征[27−28] 以及氦泡对微喷-微层裂破坏的影响规律[8, 15]。基于 MD 模拟获得的纳米氦泡对微喷-微层裂影响的规律性认识，可为理论建模提供物理机理认识基础，进而为宏观数值模拟提供合理的理论模型。

在微观模拟尺度下，首次稳态波在后界面的反射会形成反射稀疏波，致使后界面形成损伤破坏并逐渐向中心区发展；二次稳态波在经历了首次冲击加卸载的基体区域的传播过程中也会逐渐退化为衰减冲击波，在自由面卸载后将导致界面形成向基体中心区逐渐演化的微层裂损伤。两次冲击作用下的微喷与复杂损伤破坏耦合使得界面破坏演化更加复杂。然而，当前针对两次稳态冲击波加载下氦泡对微喷-微层裂耦合演化的影响规律仍不清楚。因此，在前期研究[15, 23−24] 的基础上，本研究将采用 MD 微观模拟方法，进一步研究两次稳态波加卸载诱导的含氦泡铜微喷-微层裂破坏演化过程，以期揭示两次冲击作用下含氦泡与不含氦泡金属的损伤演化特征以及损伤激活临界应力阈值的差异，获得氦泡在二次高压冲击下对微射流演化的影响规律，阐明不同区域氦泡在两次稳态波加卸载下的演化机制，为后续针对辐照氦泡对金属微喷-微层裂耦合演化影响的跨尺度理论研究提供物理认识和理论依据。

1　计算方法

使用 LAMMPS(Large-scale Atomic/Molecular Massively Parallel Simulator)软件开展大规模 MD 模拟[29]，采用 Mishin 等[30] 开发的铜嵌入原子势函数(embedded-atom-method, EAM)。该势函数已被证明能够准确描述铜(Cu)的高压熔化曲线和状态方程[31−32]。采用 Lennard-Jones(LJ)势描述 Cu-He 和 He-He 之间的原子间相互作用，其中：Cu-He 相互作用的 LJ 势函数参数 a、b、ε 和 σ 分别取为 9、6、7.45×10^{-4} eV 和 3.546 eV，He-He 相互作用参数 a、b、ε 和 σ 分别取为 12、6、8.76×10^{-4} eV 和 2.280 eV[33]。Cu-He 和 He-He 的 LJ 原子间相互作用势已经在含氦泡铜的冲击破坏与拉伸损伤研究中得到验证[8−9, 15]。

图 1 为计算模拟中使用的含氦泡铜模型的示意图。铜基体为面心立方，自由面为由余弦函数描述的扰动界面。余弦函数扰动界面的波长(λ)为 72.65 nm，振幅(h)为 6 nm，kh 为 0.25(k 为波数，$k=2\pi/\lambda$)。扰动界面另一侧为真空。铜样品超胞沿 x[100]、y[010] 和 z[001] 取向，超胞的尺寸为 5×200×800 个晶格单元，即 18.18 Å×726.50 Å×2 908.77 Å，包含约 3.14×10^6 个原子。将 30 个氦泡随机分布在样品近自由面一侧的半边区域。氦泡的氦原子数与空位数之比为 2.5，氦泡数密度为 1.6×10^8 cm^{-3}，每个氦泡的直径约为 1.8 nm。

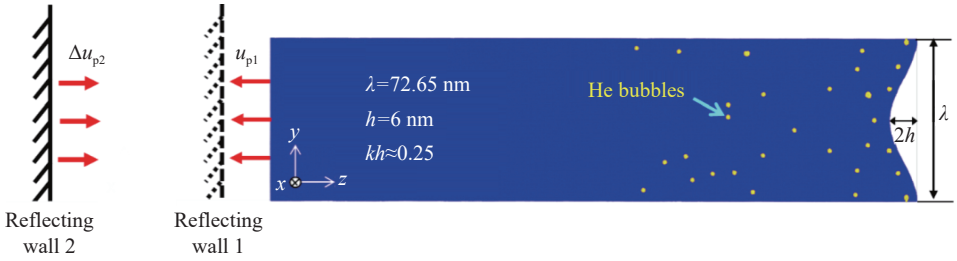


图 1　含氦泡金属铜的 yz 平面结构示意图(蓝色为铜基体，黄色为氦泡；冲击方向沿 z 轴；扰动自由表面另一侧的物质为真空)

Fig. 1　Schematic diagram of the yz-plane microstructure of helium bubble-embedded copper (The copper matrix is depicted in blue, with helium bubbles represented by yellow regions. A shock wave is applied along the z-axis direction. The perturbed surface interfaces with a vacuum environment side.)

对计算模型取三维(3D)周期边界，并在 300 K、零压的等温等压系综(*NPT* 系综)条件下弛豫 40 ps。进一步，去掉 z 方向的周期性边界条件，采用样品撞击刚性壁的动量反射法加载首次冲击平面冲击波，之后采用刚性壁驱动样品的加载方法产生沿 z 方向的二次平面冲击波，如图 1 所示，采用微正则系综(*NVE* 系综)开展非平衡 MD 模拟。其中，弛豫时间步长设置为 0.10 fs，非平衡 MD 时间步长设置为 0.05 fs。为了研究不同激波强度下氦泡对微喷-微层裂的影响，开展了波后粒子速度 u_{p1} 为 1.5～2.5 km/s 的首次冲击模拟，然后针对每组算例，以 1.0 km/s 的波后粒子速度增量 Δu_{p2} 开展二次冲击，研究二次稳态波冲击下氦泡对微喷-微层裂演化的影响规律。

2　结果与讨论

2.1　首次稳态波加载

基于上述计算设置和方法，开展不同冲击加载压力下含氦泡铜的动态破坏演化过程模拟。图 2(a)给出了 u_{p1}=2.5 km/s 的首次冲击加卸载下含氦泡铜和不含氦泡纯铜在不同时刻(90、120、180 ps)的动态破坏演化图像，其中：氦原子着色为黄色，铜原子根据 z 方向速度 v_z 着色，此速度下铜基体处于卸载熔化状态。图 2(a) 显示，在相同的冲击压力下，由于冲击波在后界面反射产生稀疏波，含氦泡和不含氦泡金属左侧界面均产生了大量孔洞。对于不含氦泡金属，随着时间演化，形核的孔洞范围逐渐向右侧深入；而对于含氦泡金属，不断长大的孔洞与氦泡膨胀区产生了清晰的分界线，如黄色虚线所示：损伤在不含氦泡区由孔洞形核、增长、汇合主导，在含氦泡区则主要由氦泡增长汇合控制，与 Shao 等[34] 获得的含氦泡金属损伤机制认识一致。与此同时，可观测到相比不含氦泡铜，含氦泡铜射流头部与气泡底

部位置均提前。

图 2(b) 和图 2(c) 分别给出了 u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s 的首次冲击加卸载后的界面破坏图像，其中：氦原子着色为黄色，铜原子根据晶体结构着色，包括面心立方（face-centered cubic, FCC）、六方密堆（hexagonal close-packed, HCP）、体心立方（body-centered cubic, BCC）、无序结构（other）。对于 u_{p1}=1.5 km/s 的情形，此速度冲击加卸载后，铜基体仍处于固相，纯金属铜的后界面损伤区在 140 ps 时刻仍局限于后界面附近区域，基体内部未出现孔洞形核；而含氦泡铜中，除后界面出现大量孔洞损伤之外，基体中心区域氦泡也显著膨胀；此外，与纯金属铜相比，含氦泡铜形成了更显著的射流尖钉，且尖钉内部夹杂膨胀的氦泡，从而促进尖钉断裂。对于 u_{p1}=2.0 km/s 的情形，基体内部损伤形态与 u_{p1}=1.5 km/s 情形类似，但由于此速度冲击加卸载后铜基体处于固-液混合相，强度较低，因此，140 ps 时刻基体内部已经出现了一个孔洞形核；同样地，可观测到含氦泡铜射流头部位置相比不含氦泡铜射流位置提前，尖钉尾部夹杂着膨胀的氦泡。

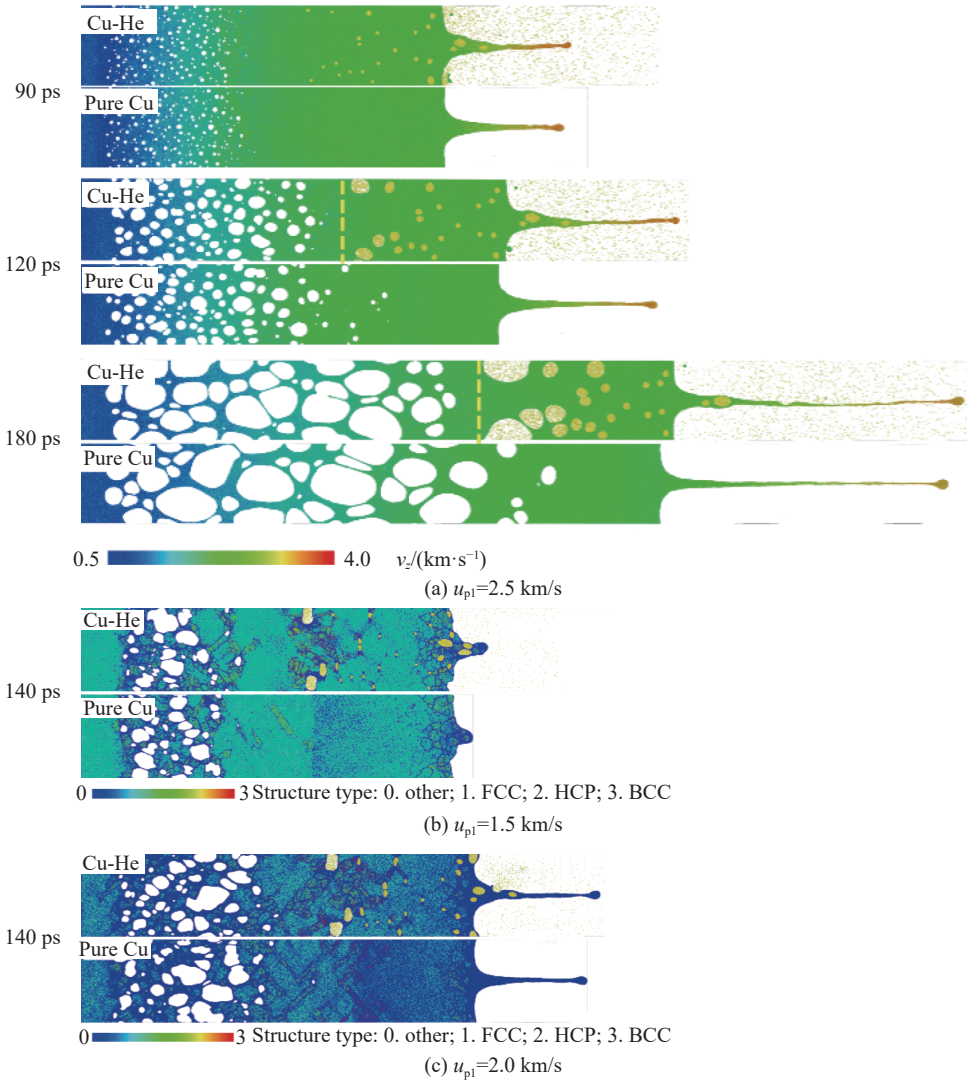


图 2　首次波后粒子速度为 2.5、1.5、2.0 km/s 的冲击加卸载下含氦泡铜和纯金属铜在不同时刻的动态破坏演化图像

Fig. 2　Dynamic failure evolution images of copper with helium bubble and pure copper under shock loading and unloading with particle velocities of 2.5, 1.5, and 2.0 km/s after the first wave at different times

图 3 给出了 u_{p1}=1.5 km/s 工况下不同时刻的应力（p_{zz}）波剖面曲线。由于在纯金属和含氦泡金属中的后界面附近区域均未布置氦泡，因此，纯金属与含氦泡金属在后界面位置能承受的最大拉应力非常

接近，均约为−12.9 GPa，达到此拉应力时，损伤形核被激活。随时间演化，稀疏波逐渐向右传播，损伤累积导致拉应力极大值逐渐减小，降至−11.5 GPa。在纯金属中，此拉应力难以激活更多孔洞形核，因此，拉应力极大值逐渐趋于稳定，如图 3(a) 中红色箭头所示。对于含氦泡金属，稀疏波向右传播过程中形成的负压激活了基体中心区域的氦泡膨胀过程，导致氦泡区的拉应力极大值随时间演化逐渐降低，近界面位置的拉应力极大值降至−6.2 GPa，此拉应力难以激活更多氦泡膨胀，因此，拉应力极大值降低趋势逐渐趋于平缓，如图 3(b) 中红色箭头所示。图 3 上方给出了 140 ps 时刻的破坏形态：纯金属中金属基体中心区域未出现损伤形核，含氦泡金属中心区氦泡发生显著膨胀，近界面区域氦泡未发生膨胀。

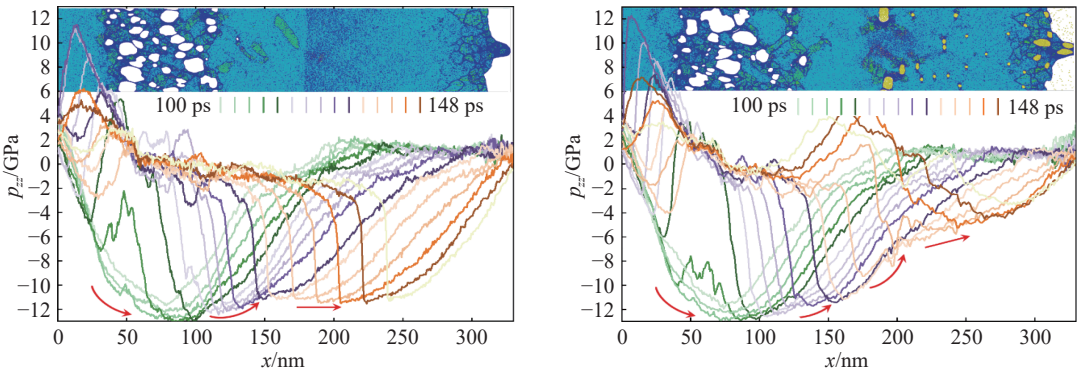


图 3　波后粒子速度为 1.5 km/s 时纯金属铜与含氦泡铜在不同时刻的应力波剖面曲线

Fig. 3　Stress wave profile curves of pure copper and helium bubble-embedded copper at distinct time instants under a post-wave particle velocity of 1.5 km/s

2.2　二次稳态波加载

进一步研究了二次稳态波加载下的微喷-微层裂演化过程。针对首次冲击速度不同的算例，开展了 Δu_{p2}=1.0 km/s 的二次冲击模拟。

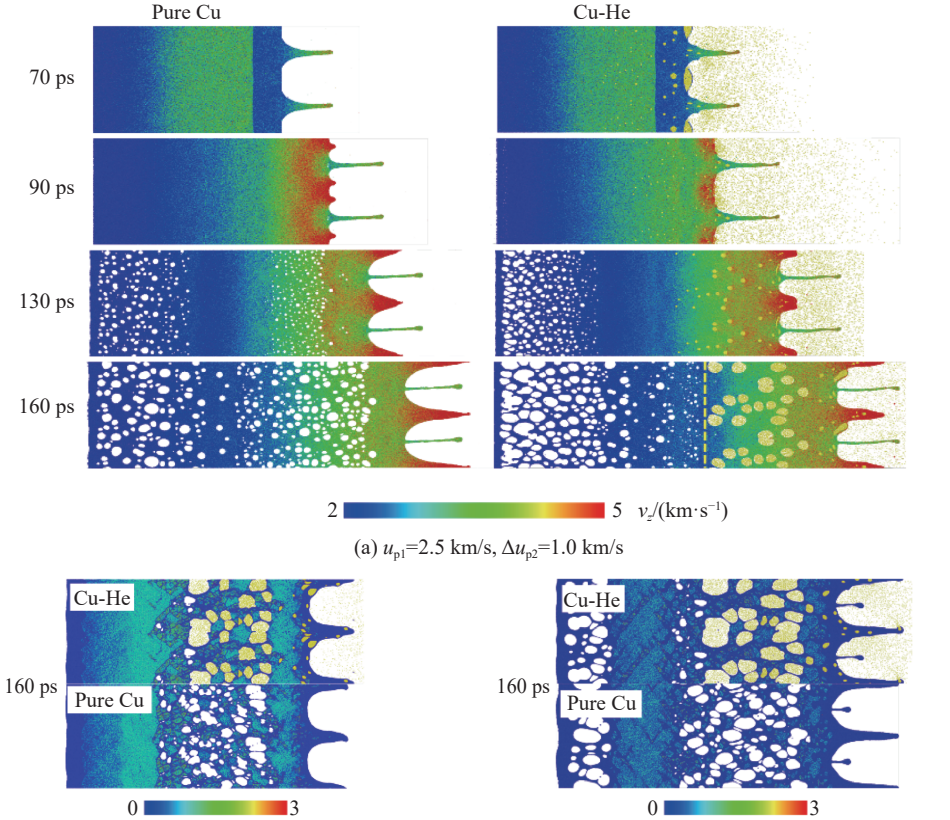
2.2.1　微层裂演化规律

二次稳态波在经历首次冲击加卸载的基体区域的传播过程中退化为衰减冲击波，进而导致含氦泡金属和不含氦泡金属在二次波卸载后的近自由面区域产生了向基体中心区侵入的微层裂损伤。图 4(a) 给出了 u_{p1}=2.5 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的冲击加卸载下含氦泡金属在不同时刻的动态破坏演化图像。右自由面反射的稀疏波形成的微层裂区向基体中心侵入，二次波在后界面反射形成的空化损伤区也不断向基体中心侵入。对于不含氦泡金属，两类损伤区随时间演化发生交汇，形核的孔洞逐渐充满整个基体；而对于含氦泡金属，两类损伤区随时间演化逐渐接近，但依然形成了清晰的分界线。

图 4(b) 和图 4(c) 分别给出了 u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的冲击加卸载下的界面破坏图像。这两种情形下，二次冲击加卸载后铜基体处于固液混合相。与 u_{p1}=2.5 km/s 的情形不同，这两种算例中，含氦泡金属在右自由面反射的稀疏波形成的微层裂区向基体中心侵入过程中，氦泡区边界位置出现氦泡膨胀的同时，也出现了孔洞形核增长，表明稀疏波传播至氦泡区边界时拉应力极大值依然较大，而此处氦泡数密度较低，氦泡本身的膨胀不足以抵抗如此大的负压，因此，激活了氦泡区的孔洞形核。结果进一步表明：含氦泡金属中，氦泡膨胀与孔洞形核的竞争耦合损伤激活机制与氦泡分布及数密度密切相关。

图 5 给出了 u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的冲击加卸载工况下出现最大负压时刻的应力波剖面曲线。结果显示：两种工况下，含氦泡金属的最大拉应力均明显低于纯金属的最大拉应力：对于 u_{p1}=1.5 km/s 工况，纯金属中的最大拉应力为−12.2 GPa，含氦泡金属的最大拉应力为−10.4 GPa，相比纯金属降低了 15%；对于 u_{p1}=2.0 km/s 工况，纯金属中的最大拉应力为−10.4 GPa，含氦泡金属的最大拉应力为−8.1 GPa，相比纯金属降低了 22%。在 u_{p1}=1.5 km/s 的工况中，纯金属在近界面区域出现了额外的拉应力极大值（约−2.9 GPa），而对于含氦泡金属，由于此区域的氦泡膨胀使拉应力极大值降低，因此，含

氦泡金属在此区域并未出现额外的拉应力极大值。此外，如前所述，氦泡区边界处的氦泡数密度较低，氦泡本身的膨胀已经不足以抵抗如此大的负压，图 5(a) 中白色椭圆显示了该时刻氦泡区边界已经出现了被激活的形核孔洞。



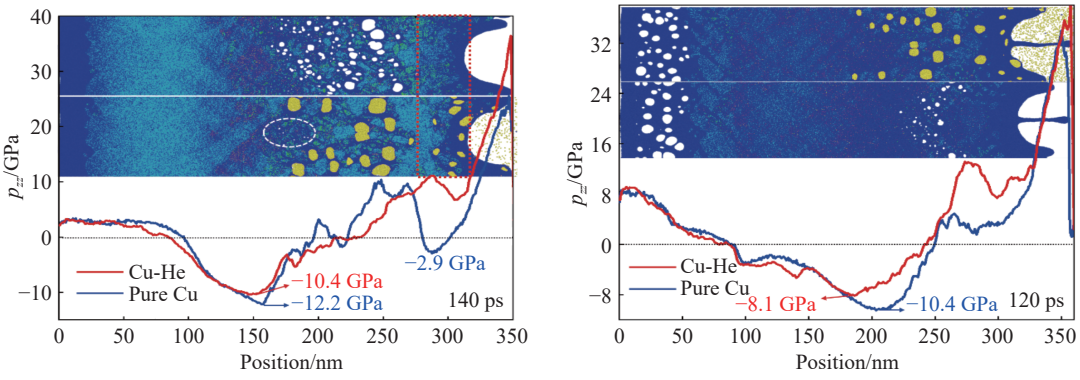
(a) u_{p1}=2.5 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s

(b) u_{p1}=1.5 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s

(c) u_{p1}=2.0 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s

图 4　u_{p1} 为 2.5 km/s、Δu_{p2} 为 1.0 km/s 的冲击加卸载下纯铜与含氦泡铜在不同时刻的动态破坏演化图像，以及 u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s、Δu_{p2} 为 1.0 km/s 的冲击加卸载下的界面破坏图像

Fig. 4　Dynamic fracture evolution images of pure copper and helium bubble-embedded copper at distinct time instants under shock loading-unloading conditions with u_{p1} of 2.5 km/s and a 1.0 km/s increment (after the second wave) and additional images for 1.5 and 2.0 km/s of u_{p1} with the same 1.0 km/s increment (after the second wave)



(a) u_{p1}=1.5 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s

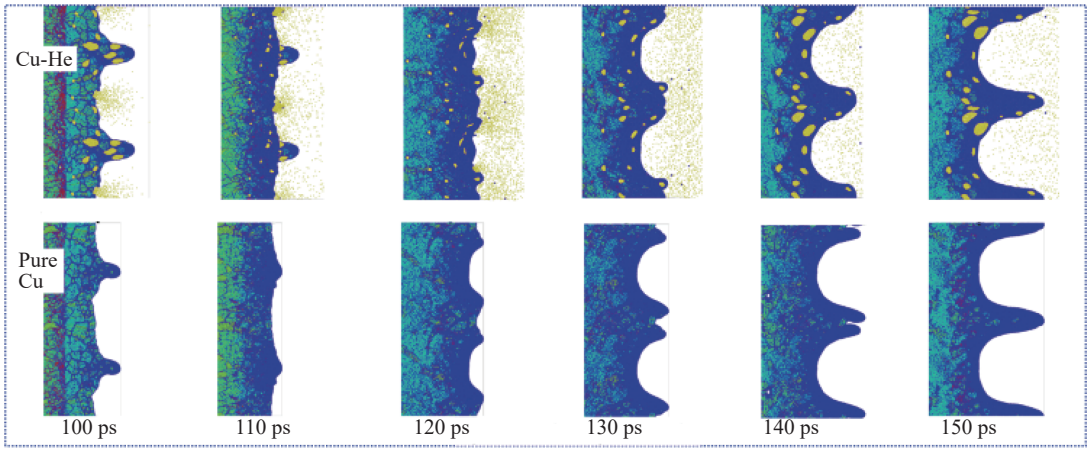
(b) u_{p1}=2.0 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s

图 5　u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s、Δu_{p2} 为 1.0 km/s 的冲击加卸载工况下出现最大拉应力时刻的应力波剖面曲线

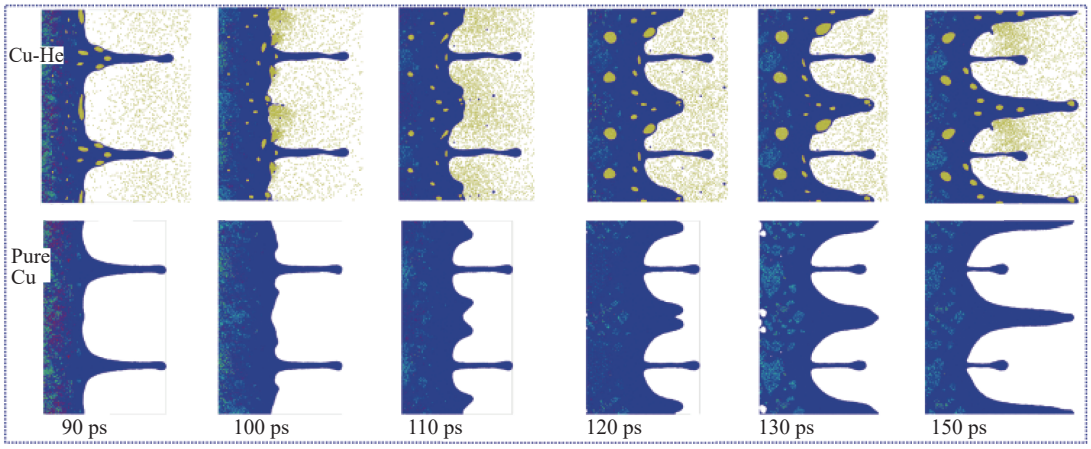
Fig. 5　Stress wave profile curves at the moment of maximum tensile stress under loading-unloading conditions (u_{p1} are 1.5 and 2.0 km/s with Δu_{p2} of 1.0 km/s)

2.2.2　二次射流演化规律

图 6 分别给出了 u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的冲击加卸载情况下的微射流演化图像。两种工况中，二次冲击卸载后，微射流均发生熔化，近界面氦泡在二次冲击卸载后发生破裂，首次微射流气泡位置的氦泡随物质流动进入射流体，界面位置氦泡与微射流底部氦泡发生显著膨胀。含氦泡金属的二次射流体中分布大量氦泡，将使其更易率先发生断裂破碎。



(a) u_{p1}=1.5 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s



(b) u_{p1}=2.0 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s

图 6　u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s、Δu_{p2} 为 1.0 km/s 的冲击加卸载情况下的微射流演化图像

Fig. 6　Micro-jet evolution images under loading-unloading conditions (u_{p1} are 1.5 and 2.0 km/s with Δu_{p2} of 1.0 km/s)

为对比微射流速度演化规律，图 7 分别给出了 u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的冲击加卸载下的速度-位置分布曲线，其中用箭头指示了纯铜和含氦泡铜射流头部速度。结果显示：两种工况下，含氦泡铜的射流头部最大速度显著高于纯铜的射流头部最大速度，但射流主体速度分布相当。二次冲击后，大量氦原子被喷出，氦原子速度随位置近似呈线性分布。此外，图 7(a) 显示，u_{p1}=1.5 km/s 时，纯金属与含氦泡金属射流体状态特征非常接近，与本课题组最近采用两次非稳态波加载研究中氦泡会促进界面熔化使热点非均匀分布，导致低压加载下氦泡加剧二次微喷形成的结论[24] 有一定区别。这种差异来源于二次加载速度增量较高，导致纯金属与含氦泡金属射流体均发生显著熔化，因此，氦泡效应的影响减弱。图 8 给出了含氦泡铜与纯铜射流体的径向分布函数 $g(r)$，两者差异很小，均接近完全熔化状态。

2.3　两次稳态波加载下的氦泡演化动力学特征

与本课题组之前的研究[15] 类似，将金属界面的氦泡分为 3 个典型区域：A 类氦泡为扰动波谷底部氦

泡，B 类氦泡为近扰动界面波峰位置氦泡，C 类氦泡为体氦泡（位于基体内部、远离界面的氦泡），如图 9 所示。提取了 6 个典型氦泡，分别编码为 1、2、3、4、5、6，进一步研究两次稳态波加载下不同区域典型氦泡的演化动力学特征。

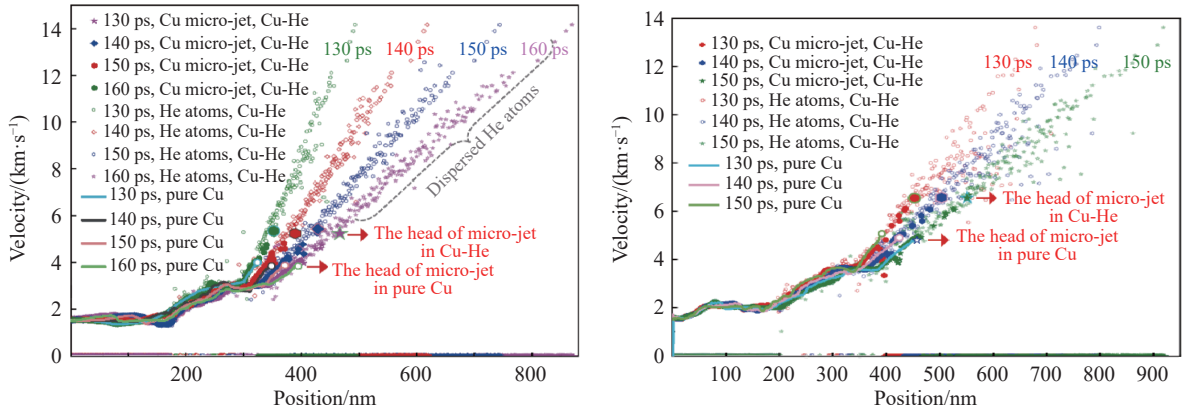


图 7　u_{p1} 为 1.5 和 2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的冲击加卸载下的速度-位置分布曲线

Fig. 7　Velocity-position distribution curves (u_{p1} are 1.5 and 2.0 km/s with Δu_{p2} of 1.0 km/s)

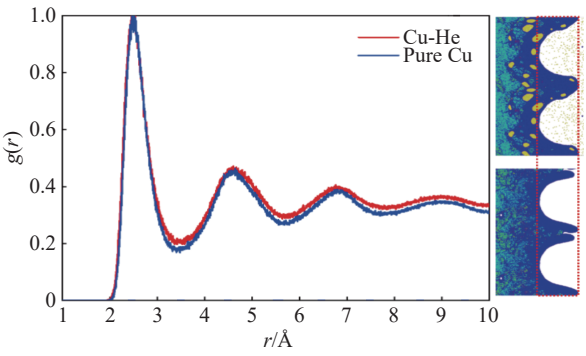


图 8　含氦泡铜和纯铜微射流的径向分布函数

Fig. 8　Radial distribution function for micro-jets in He bubble-containing copper and pure copper

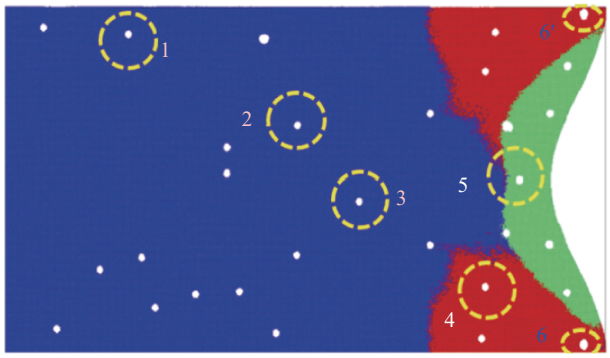


图 9　初始构型中氦泡的分区与对应位置

Fig. 9　Corresponding position of He bubbles in the initial configuration of Cu matrix

图 10(a) 给出了在 u_{p1}=2.5 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的冲击加卸载下体氦泡 1 和体氦泡 2 的形态与特征尺寸变化。对于初始直径均为 1.8 nm 的氦泡，首次冲击压缩后截面缩小约 50%，如图 10(a) 中第 Ⅱ 阶段所示。首次冲击波在界面卸载后产生的稀疏波先经过体氦泡 2，使其膨胀至初始氦泡直径的 1.5 倍左右，如图 10(a) 中第 Ⅲ 阶段下图所示。二次冲击后，氦泡沿冲击方向被压缩，氦泡直径减小至二次波前直径的 70%，但由于二次波压力较低，相比于初始尺寸，体氦泡 2 仍处于膨胀状态。首次冲击波在界面卸载后产生的稀疏波经过体氦泡 1 时已经衰减，因此，体氦泡 1 的膨胀程度相较体氦泡 2 弱，并且相比初始氦泡仍处于被压缩态，如图 10(a) 中第 Ⅲ 阶段上图所示。由于氦泡 1 的内压较高，二次波压力较弱，二次冲击波对于已经经过压缩，由于稀疏波作用发生轻微回弹，但未达到初始状态的氦泡 1 几乎未起作用，氦泡 1 的体积在二次波经过前后几乎没有变化，如图 10(a) 中第 Ⅳ 阶段上图所示。

图 10(b) 给出了 u_{p1}=2.5 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的冲击作用下微射流体底部氦泡 6(6′) 在二次冲击作用下的形态演化。80 ps 时，界面附近氦泡壁在首次冲击后发生破裂，部分氦原子被释放至环境内；二次冲击后，已破裂飞出的氦泡壁贴回气泡底部，尚未完全释放至环境内的氦原子被再次封存；二次冲击卸载后，稀疏波导致自由面处压力迅速卸载，被封存的氦泡再次发生膨胀破裂，导致界面产生小尺度微射流，氦原子再次被释放至环境中。

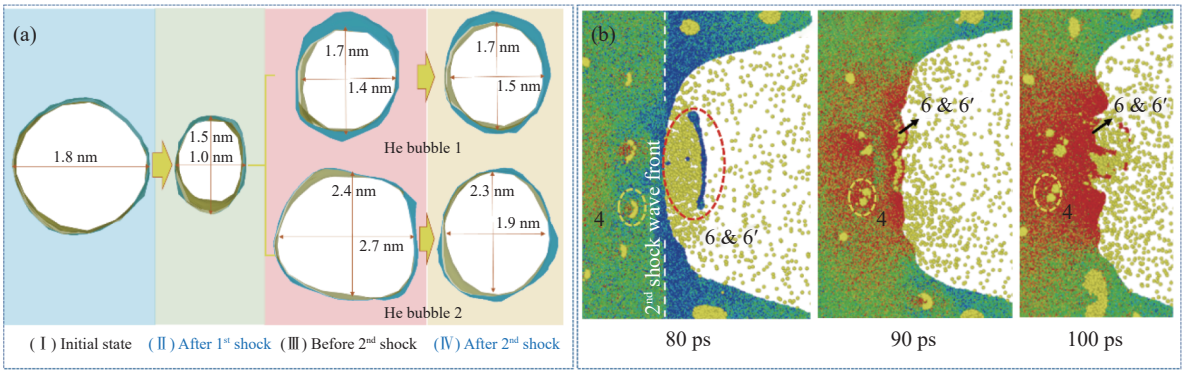


图 10　(a) u_{p1}=2.5 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 冲击加卸载下体氦泡 1 和体氦泡 2 的形态与特征尺寸变化以及 (b) 微射流底部氦泡 6 和 6′在二次冲击作用下的形态演化

Fig. 10　(a) Morphology and size changes of body helium bubbles 1 and 2; (b) morphological evolution of helium bubble 6 & 6′ at the micro-jet base under secondary impact (u_{p1}=2.5 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s)

已有研究表明，孔洞/氦泡在高速冲击作用下有 2 种塌缩机制：变形塌缩与内部射流[17, 26]。图 11(a) 给出了 u_{p1}=2.5 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的二次冲击波传播过程中不同尺度氦泡的塌缩演化过程。氦泡沿冲击方向的直径（d_{max}）见图 11(b) 下方标识。结果显示：在此动力学条件下，尺寸较大（沿冲击方向的直径为 5.5～8.0 nm）的氦泡 A、C、F 在二次冲击作用下产生了内部射流，而尺寸较小（沿冲击方向的直径约 3.0 nm）的氦泡 B、D、E 在二次冲击作用下表现为变形塌缩。为阐明二次冲击作用下氦泡塌缩机制对于氦泡尺寸及冲击强度的依赖性，给出了氦泡沿冲击方向的直径和二次冲击强度（p_{2nd}）对塌缩机制影响的相图，如图 11(c) 所示。结果表明：在相同的二次冲击强度下，氦泡直径越大，氦泡塌缩过程越易由内部射流机制主导；在相同的氦泡直径条件下，二次冲击强度越高，氦泡塌缩过程越易由内部射流机制主导。此外，首次射流增长过程会使近界面氦泡发生不同程度的各向异性变形，这种氦泡形态特征变化也会对氦泡塌缩的主导机制产生影响[19]，因此，图 11(c) 中塌缩机制相图分界线表现为非单调趋势。

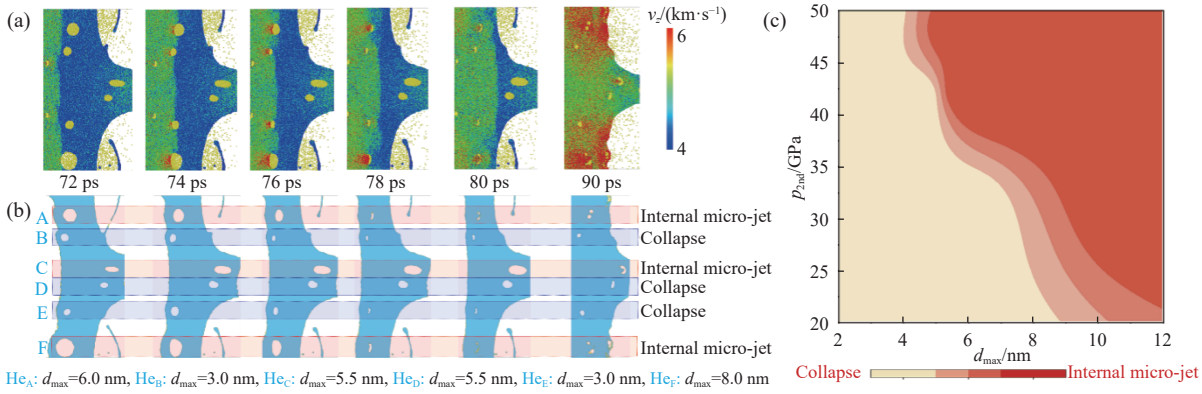


图 11　u_{p1}=2.5 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的二次冲击波传播过程中不同尺度氦泡的塌缩演化过程：(a) 速度着色，(b) 构造曲面网格方式显示，(c) 氦泡尺寸和二次冲击强度对氦泡塌缩机制影响相图

Fig. 11　Collapse dynamics of helium bubbles across varying sizes during secondary shock wave propagation, with u_{p1} of 2.5 km/s and Δu_{p2} of 1.0 km/s: (a) colored in velocity, (b) displayed by constructing surface mesh, (c) phase diagram of the effect of helium bubble size and secondary shock strength on the collapse mechanism of helium bubbles

图 12 给出了 u_{p1}=2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的两次冲击加卸载过程中不同位置氦泡内压随时间的变化。结果显示：不同位置的氦泡在两次冲击前后的演化过程均主要包含 6 个典型阶段：(Ⅰ) 首次压缩，(Ⅱ) 首次卸载膨胀，(Ⅲ) 弛豫平衡，(Ⅳ) 二次冲击压缩，(Ⅴ) 二次卸载膨胀，(Ⅵ) 二次弛豫平衡。后续分析也表明，近界面氦泡在膨胀过程中可能发生破裂，导致其不能经历完整的演化过程。随着氦泡与自由面位置距离的减小，首次冲击后的氦泡内压也逐渐降低，但二次冲击后氦泡内压与距离无明显规律性。二次冲击后，氦泡 3 和氦泡 4 的内压均高于氦泡 5 和氦泡 6 的内压，这是由于首次冲击后界面反射

的稀疏波对二次冲击具有显著的衰减作用，随着二次冲击向界面传播，衰减作用也逐渐增强。此外，二次冲击后体氦泡 3 和氦泡 4 的内压显著低于首次冲击后的内压。然而，对于近界面氦泡 5 和氦泡 6，二次冲击后氦泡内压显著高于首次冲击后的氦泡内压，这源于两次冲击前后氦泡膨胀尺度的差异。氦泡 5 和氦泡 6 在首次冲击卸载后膨胀到较大尺寸，二次冲击会造成内部射流，因此，二次冲击后氦泡内压相比首次更高。而对于氦泡 3 和氦泡 4，由于氦泡膨胀程度有限，加之稀疏波对二次冲击的衰减作用的影响，导致二次冲击后氦泡 3 和氦泡 4 的内压相比首次冲击后更低。

图 13、图 14、图 15 和图 16 给出了不同加卸载路径下氦泡 3～氦泡 6 的两次冲击后压力 p、温度 T 和氦泡体积 $V_{\text{He-atom}}$ 随时间变化规律，以及氦泡及其周围铜基体的微结构随时间的演化规律。对于氦泡 3，随着 u_{p1} 增加，氦泡首次冲击后内压升高，温度升高，氦泡均被压缩到接近极限值；二次冲击后氦泡压力接近，温度随 u_{p1} 增加逐渐升高，二次冲击卸载后氦泡膨胀体积接近。图 13(d) 进一步给出了 u_{p1}=2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 时氦泡 3 的形态演化特征。

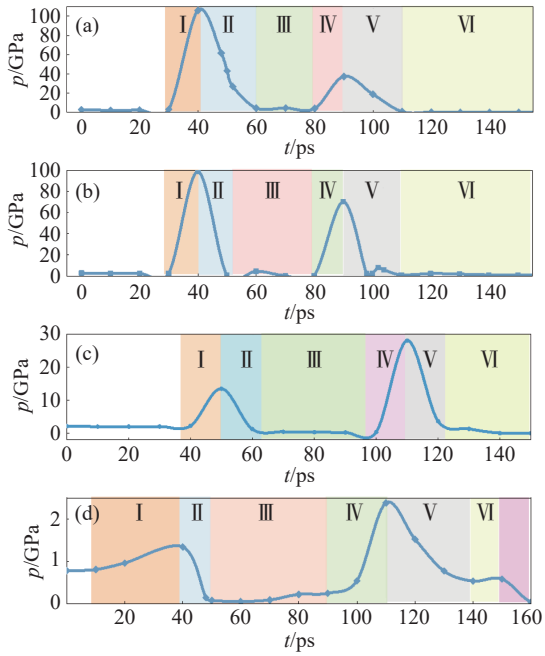


图 12　u_{p1}=2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 的两次冲击加卸载过程中氦泡 3 (a)、氦泡 4 (b)、氦泡 5 (c)、氦泡 6/6′ (d) 内压随时间变化

Fig. 12　Pressure-time curves of helium bubble 3 (a), helium bubble 4 (b), helium bubble 5 (c), helium bubble 6/6′ (d) during shock loading and unloading (u_{p1}=2.0 km/s, Δu_{p2}=1.0 km/s)

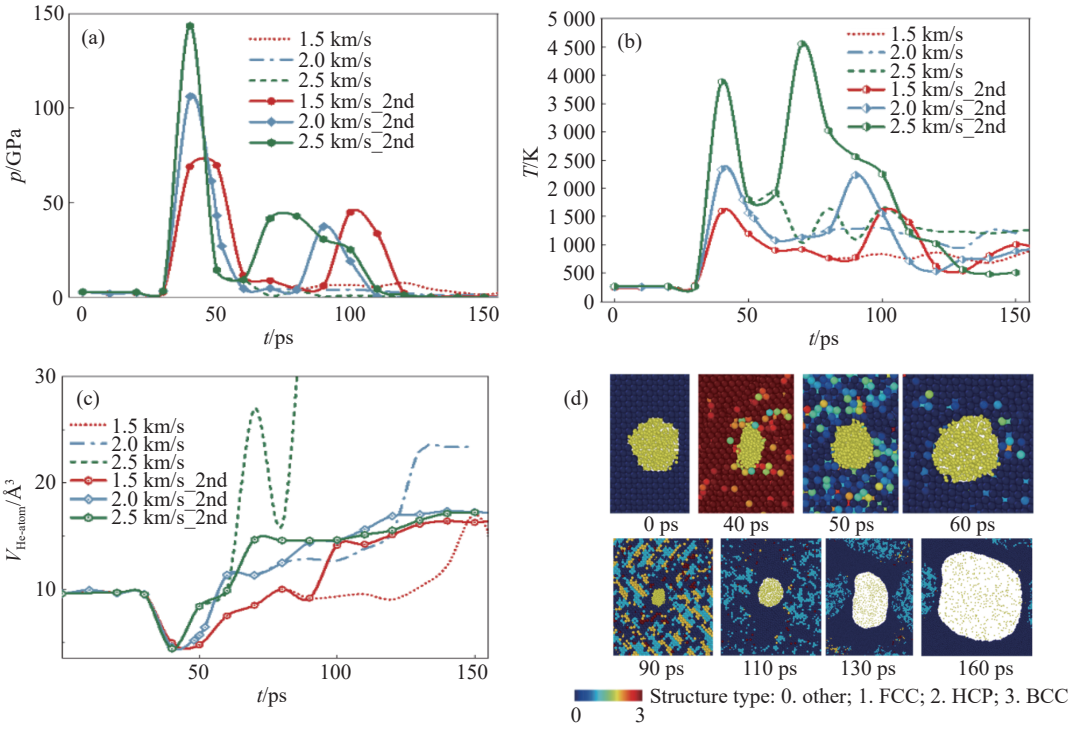


图 13　不同加卸载路径下氦泡 3 在两次冲击后的压力 (a)、温度 (b) 和体积 (c) 随时间的变化规律以及 u_{p1}=2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 时氦泡 3 的演化过程 (d)

Fig. 13　Pressure (a), temperature (b), and volume (c) of helium bubble 3 evolved over time following two successive shocks under varying loading and unloading paths, and the evolution process of helium bubble 3 when u_{p1}=2.0 km/s and Δu_{p2}=1.0 km/s (d)

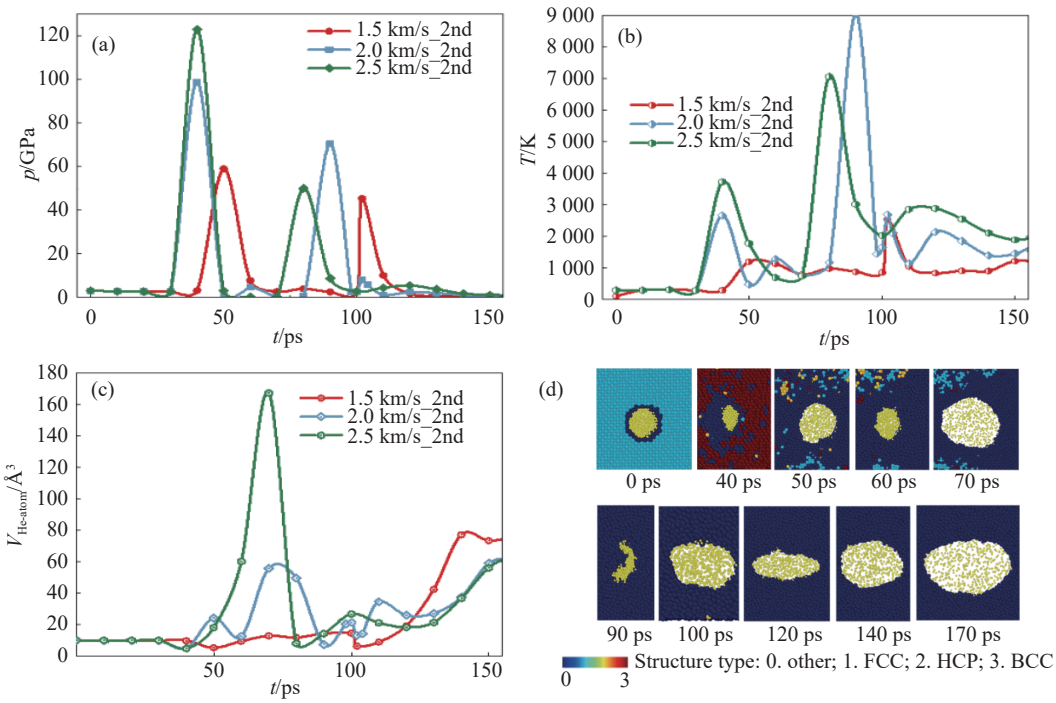


图 14　不同加卸载路径下氦泡 4 在两次冲击后的压力 (a)、温度 (b) 和体积 (c) 随时间的变化规律以及 u_{p1}=2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 时氦泡 4 的演化过程 (d)

Fig. 14　Pressure (a), temperature (b), and volume (c) of helium bubble 4 evolved over time following two successive shocks under varying loading and unloading paths, and the evolution process of helium bubble 4 when u_{p1}=2.0 km/s and Δu_{p2}=1.0 km/s (d)

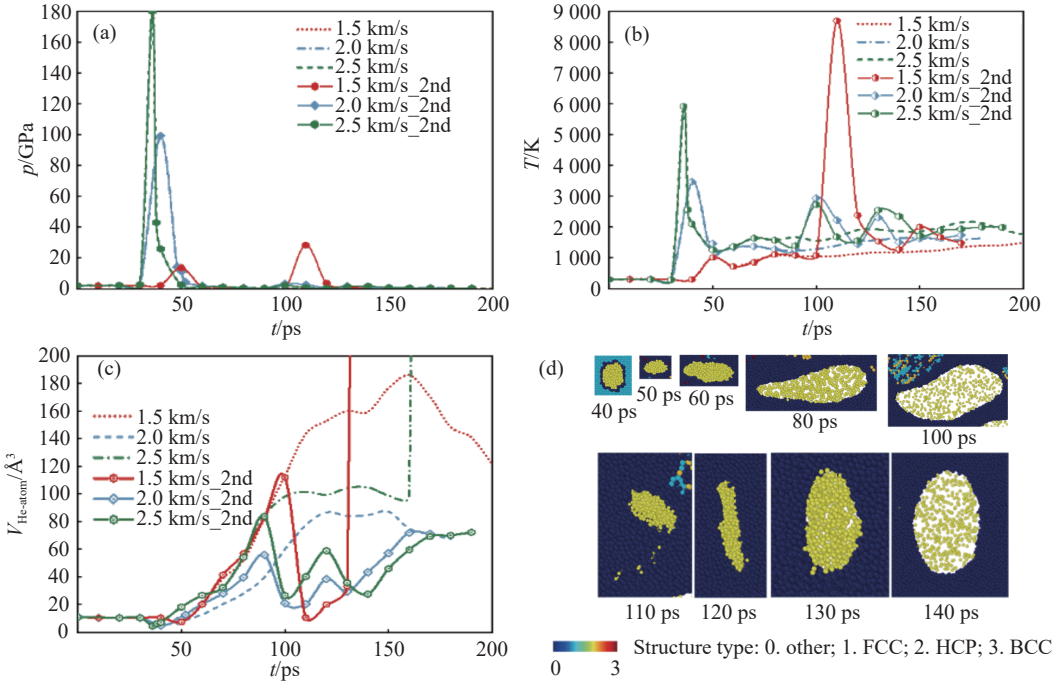


图 15　不同加卸载路径下氦泡 5 在两次冲击后的压力 (a)、温度 (b) 和体积 (c) 随时间变化规律以及 u_{p1}=1.5 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 时氦泡 5 的演化过程 (d)

Fig. 15　Pressure (a), temperature (b), and volume (c) of helium bubble 5 evolved over time following two successive shocks under varying loading and unloading paths, and the evolution process of helium bubble 5 when u_{p1}=1.5 km/s and Δu_{p2}=1.0 km/s (d)

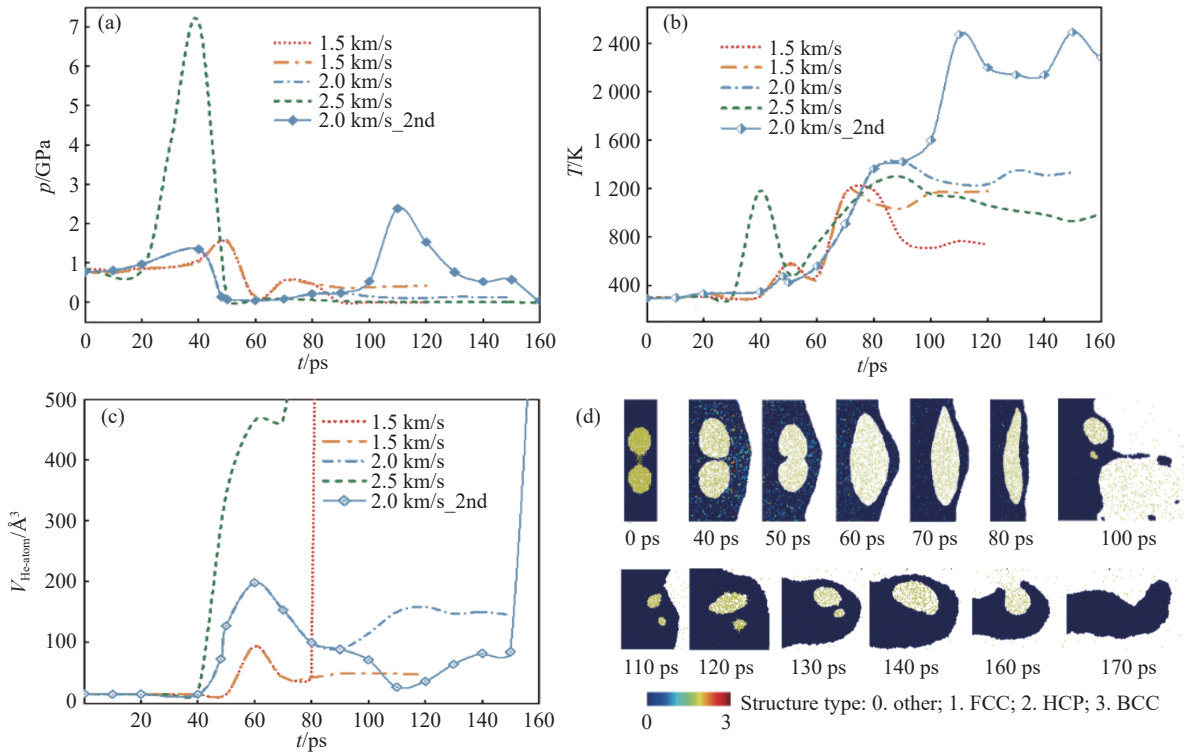


图 16　不同加卸载路径下氦泡 6 和 6′在两次冲击后的压力 (a)、温度 (b) 和体积 (c) 随时间的变化规律以及 u_{p1}=2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 时氦泡 6 和 6′的演化过程 (d)

Fig. 16　Pressure (a), temperature (b), and volume (c) of helium bubble 6 & 6′ evolved over time following two successive shocks under varying loading and unloading paths, and the evolution process of helium bubble 6 & 6′ when u_{p1}=2.0 km/s and Δu_{p2}=1.0 km/s (d)

如图 14 所示，氦泡 4 的演化规律与氦泡 3 类似。不同的是，u_{p1}=2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 时，氦泡二次冲击后压力、温度均比其他两种情况高。这源于 u_{p1} 为 2.0 km/s 的氦泡周围基体局部熔化导致氦泡形态沿长轴尺度更大，致使氦泡内部产生高速微射流，氦泡二次冲击后的压力与温度显著升高。图 14(d) 给出了 u_{p1}=2.0 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 时氦泡 4 的形态演化特征。

氦泡 5 初始位于表面扰动波谷位置，首次冲击后会进入射流体，二次冲击后，在射流体内部被压缩。u_{p1}=1.5 km/s、Δu_{p2}=1.0 km/s 时氦泡 5 的演化过程如图 15(d) 所示。如图 15(a)～图 15(c) 所示，对于氦泡 5，不同工况下的差别主要体现在二次冲击后的氦泡状态演化：u_{p1}=1.5 km/s 工况相比其他 2 种工况下，二次冲击后内压和温度更高，二次冲击后被压缩的体积也更小。这是因为，u_{p1}=1.5 km/s 工况下，氦泡周围基体在首次冲击后未完全熔化，氦泡在固液混合相中膨胀，呈现各向异性，沿冲击方向的尺度更大，因此，在二次冲击作用下易形成高速内部射流。而对于 u_{p1}=2.0 km/s 和 u_{p1}=2.5 km/s 工况，基体发生熔化，氦泡膨胀的各向异性趋势较弱，沿冲击方向的尺度较小，未产生明显内部射流。

图 16 进一步给出了氦泡 6 和 6′的演化规律。氦泡 6 和 6′初始位于表面扰动波峰位置并且位置相邻，首次冲击作用下氦泡 6 和 6′发生汇合膨胀，并很快发生破裂，释放大量氦原子进入环境。由于 u_{p1}=1.5 km/s 工况中两次冲击加载时间间隔较长，二次波到达氦泡 6 和 6′位置时，氦泡已经发生显著破裂，因此，未能对氦泡 6 和 6′加载二次冲击。对于 u_{p1}=2.5 km/s 工况，首次冲击后氦泡迅速发生破裂，因此，氦泡 6 和 6′也未能经历二次冲击加载。对于 u_{p1}=2.0 km/s 工况，二次加载时刻氦泡 6 和 6′尚未发生破裂，二次冲击使得已经发生汇合膨胀的氦泡 6 和 6′分离成 3 个氦泡，并且其中一个氦泡发生破裂，释放氦原子进入环境，此时氦泡内压、温度均显著升高，氦泡体积减小。随着时间演化，剩余的氦泡 6 和 6′进入二次射流体头部，并发生膨胀汇合，最终在表面张力作用下发生破裂。

3 结　论

采用 MD 研究了两次稳态波加卸载作用下含氦泡铜微喷-微层裂破坏的演化过程，获得如下主要认识。

(1) 二次冲击卸载后的微层裂损伤发展在不含氦泡区由孔洞形核、增长、汇合主导，在含氦泡区则主要由氦泡增长、汇合控制。相比于孔洞形核，二次冲击作用下氦泡膨胀所需的临界激活应力阈值更低。氦泡膨胀和孔洞形核的损伤竞争耦合机制与氦泡分布及数密度密切相关。低压首次冲击下含氦泡金属相比纯金属形成了更显著的微射流，二次高压加载下，射流体中分布大量氦泡，使含氦泡射流更易率先发生断裂破碎。二次冲击后，含氦泡射流头部最大速度显著高于纯铜，大量氦原子被喷出，氦原子速度随位置近似呈线性分布。

(2) 不同位置的氦泡在两次冲击前后的演化过程均主要包含 6 个典型阶段：首次压缩、首次卸载膨胀、弛豫平衡、二次冲击压缩、二次卸载膨胀、弛豫平衡。近界面氦泡在膨胀过程中发生破裂，导致其不能经历完整的演化过程。二次冲击波对于已经经过压缩，由于稀疏波作用发生轻微回弹，但未达到初始状态的体氦泡几乎不起作用。二次冲击后，已破裂飞出的氦泡壁也可能贴回气泡底部，使得部分氦原子被再次封存。二次冲击卸载后，被封存的氦泡还会再次发生膨胀破裂，释放氦原子。在二次冲击作用下，氦泡塌缩机制与氦泡尺寸及冲击强度紧密关联：氦泡尺寸越大，二次冲击强度越高，氦泡塌缩过程越易由内部射流机制主导。

本研究揭示了两次冲击作用下含氦泡和不含氦泡金属损伤演化特征与损伤激活应力阈值差异，获得了二次高压冲击下含氦泡射流的演化规律，阐明了不同区域氦泡在两次稳态波加卸载下的演化特征。研究结果将为后续针对辐照氦泡对金属微喷-微层裂耦合演化影响的跨尺度理论研究提供物理认识和理论依据。

参考文献：

[1] 韩长生. 估算冲击加载下材料自由面微射喷射量的一个半经验解析公式 [J]. 高压物理学报, 1989, 3(3): 234–240.
HAN C S. A semi-empirical equation for estimating the micro-jet ejection from shocked free-surface [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1989, 3(3): 234–240.

[2] 韩长生, 经福谦, 丁儆, 等. 不同加载速率下铝自由面微粒子喷射现象研究 [J]. 高压物理学报, 1989, 3(2): 97–106.
HAN C S, JING F Q, DING J, et al. Study on the phenomena of the mass ejection from the free surface of aluminum at different dynamic loading rates [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1989, 3(2): 97–106.

[3] 王裴, 秦承森, 张树道, 等. SPH 方法对金属表面微射流的数值模拟 [J]. 高压物理学报, 2004, 18(2): 149–156.
WANG P, QIN C S, ZHANG S D, et al. Simulated microjet from free surface of aluminum using smoothed particle hydrodynamics [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2004, 18(2): 149–156.

[4] MARTZ J C, SCHWARTZ A J. Plutonium: aging mechanisms and weapon pit lifetime assessment [J]. JOM, 2003, 55(9): 19–23.

[5] GLAM B, ELIEZER S, MORENO D, et al. Dynamic fracture and spall in aluminum with helium bubbles [J]. International Journal of Fracture, 2010, 163(1/2): 217–224.

[6] GLAM B, STRAUSS M, ELIEZER S, et al. Shock compression and spall formation in aluminum containing helium bubbles at room temperature and near the melting temperature: experiments and simulations [J]. International Journal of Impact Engineering, 2014, 65: 1–12.

[7] ZHU Q, SHAO J L, WANG P. The growth and coalescence of helium bubbles in bicrystal copper under tension [J]. Journal of Nuclear Materials, 2023, 582: 154489.

[8] ZHU Q, SHAO J L, WANG P. Mechanism of nanoscale helium bubbles influencing dynamic tensile response of polycrystalline copper [J]. Mechanics of Materials, 2023, 185: 104755.

[9] JIANG D D, ZHOU T T, WANG P, et al. Dynamic tensile fracture of liquid copper containing helium bubbles [J]. International Journal of Mechanical Sciences, 2022, 232: 107585.

[10] WANG X X, NIU L L, WANG S Q. Strong trapping and slow diffusion of helium in a tungsten grain boundary [J]. Journal of Nuclear Materials, 2017, 487: 158–166.

[11] JIANG D D, SHAO J L, HE A M, et al. Dynamic fracture characteristics of nanocrystalline Al containing He bubbles [J]. Scripta Materialia, 2023, 234: 115546.

[12] 祁美兰, 贺红亮, 王永刚, 等. 高应变率拉伸下纯铝中氦泡长大的动力学研究 [J]. 高压物理学报, 2007, 21(2): 145–150.
QI M L, HE H L, WANG Y G, et al. Dynamic analysis of helium bubble growth in the pure Al under high strain-rate loading [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2007, 21(2): 145–150.

[13] 张凤国, 胡晓棉, 王裴, 等. 含氦泡金属铝层裂响应的数值分析 [J]. 爆炸与冲击, 2017, 37(4): 699–704.
ZHANG F G, HU X M, WANG P, et al. Numerical analysis of spall response in aluminum with helium bubbles [J]. Explosion and Shock Waves, 2017, 37(4): 699–704.

[14] FENSIN S, JONES D, MARTINEZ D, et al. The role of helium on ejecta production in copper [J]. Materials, 2020, 13(6): 1270.

[15] WANG X X, SHAO J L, WU B, et al. Enhancement of metal surface micro-jet by nanoscale helium bubbles under supported and unsupported shocks [J]. Physics of Fluids, 2023, 35(5): 052112.

[16] LI B, WANG L, E J C, et al. Shock response of He bubbles in single crystal Cu [J]. Journal of Applied Physics, 2014, 116(21): 213506.

[17] WANG X X, HE A M, YANG Y, et al. Shock responses of nanoporous copper with helium doping by molecular dynamics simulations [J]. Computational Materials Science, 2021, 188: 110190.

[18] WU H W, ZHOU T T, WANG P. The rupture and ejection of near-surface helium bubble in single crystal Cu under shock loading [J]. Journal of Nuclear Materials, 2022, 558: 153404.

[19] YAN S N, WU B, WANG X X, et al. The mechanisms of temperature rise and wavefront broadening induced by nanoscale He bubbles in copper during shock loadings [J]. Journal of Applied Physics, 2025, 137(20): 205903.

[20] FLANAGAN R M, HAHN E N, GERMANN T C, et al. Molecular dynamics simulations of ejecta formation in helium-implanted copper [J]. Scripta Materialia, 2020, 178: 114–118.

[21] ZHOU T T, ZHAO F Q, ZHOU H Q, et al. Atomistic simulation and continuum modeling of the dynamic tensile fracture and damage evolution of solid single crystalline Al with He bubble [J]. International Journal of Mechanical Sciences, 2022, 234: 107681.

[22] DURAND O, JAOUEN S, SOULARD L, et al. Comparative simulations of microjetting using atomistic and continuous approaches in the presence of viscosity and surface tension [J]. Journal of Applied Physics, 2017, 122(13): 135107.

[23] BAO Q, WU B, WANG X X, et al. Molecular dynamics investigation of unsupported double-shock induced micro-jet behaviors in copper containing helium bubbles [J]. Physics of Fluids, 2024, 36(11): 112101.

[24] BAO Q, SUI H N, WU B, et al. Near-surface fragmentation in irradiated copper under two successive shock loading: effects of local temperature re-distribution and helium bubble expansion [J]. Materials & Design, 2025, 254: 114013.

[25] TRINKAUS H, SINGH B N. Helium accumulation in metals during irradiation—where do we stand? [J]. Journal of Nuclear Materials, 2003, 323(2/3): 229–242.

[26] SCHWARTZ A J, WALL M A, ZOCCO T G, et al. Characterization and modelling of helium bubbles in self-irradiated plutonium alloys [J]. Philosophical Magazine, 2005, 85(4): 479–488.

[27] WU W D, SHAO J L. Numerical and theoretical study on shock-induced coalescence of He bubbles [J]. International Journal of Mechanical Sciences, 2022, 234: 107699.

[28] SHAO J L, WU W D. Shock-induced collapse and migration of nanoscale He bubble in single crystal Al [J]. Scripta Materialia, 2023, 222: 115033.

[29] PLIMPTON S. Fast parallel algorithms for short-range molecular dynamics [J]. Journal of Computational Physics, 1995, 117(1): 1–19.

[30] MISHIN Y, MEHL M J, PAPACONSTANTOPOULOS D A, et al. Structural stability and lattice defects in copper: *ab initio*, tight-binding, and embedded-atom calculations [J]. Physical Review B, 2001, 63(22): 224106.

[31] BRINGAE M, CAZAMIAS J U, ERHART P, et al. Atomistic shock Hugoniot simulation of single-crystal copper [J]. Journal of Applied Physics, 2004, 96(7): 3793–3799.

[32] LUO S N, HAN L B, XIE Y, et al. The relation between shock-state particle velocity and free surface velocity: a molecular dynamics study on single crystal Cu and silica glass [J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(9): 93530.

[33] WANG L, NING X J. Molecular dynamics simulations of helium behaviour in copper crystals [J]. Chinese Physics Letters, 2003, 20(9): 1416–1419.

［34］ SHAO J L, WANG P, HE A M, et al. Influence of voids or He bubbles on the spall damage in single crystal Al [J]. Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, 2014, 22(2): 025012.

Molecular Dynamics Simulation of Micro-Jetting and Spallation in Helium-Bubble Copper under Double Supported Shocks

WANG Xinxin[1], BAO Qiang[1], HE Anmin[1], SHAO Jianli[2], WANG Pei[1,3]

（1. *Institute of Applied Physics and Computational Mathematics*, *Beijing* 100094, *China*;
2. *State Key Laboratory of Explosion Science and Safety Protection*, *Beijing Institute of Technology*, *Beijing* 100081, *China*;
3. *Center for Applied Physics and Technology*, *Peking University*, *Beijing* 100871, *China*）

Abstract: Micro-jetting and micro-spallation at metal interfaces under intense shock loading play pivotal roles in applications such as inertial confinement fusion (ICF). These phenomena exhibit inherent complexity due to their multi-scale dynamics, strong nonlinearity, and coupled multi-field interactions. Under extreme irradiation conditions, the formation of high-pressure nanoscale helium bubbles significantly alters interface failure mechanisms. Using molecular dynamics methods, we investigate micro-jet growth and damage evolution in helium-containing copper subjected to double supported shock loadings. Helium bubbles demonstrate lower critical activation stress thresholds for expansion compared to void nucleation, with these thresholds being dependent on bubble distribution and number density. Under low-pressure primary shocks, helium-containing metals produce more pronounced micro-jets than pure metals. During secondary shocks, helium bubbles promote jet fragmentation, resulting in higher maximum velocities at micro-jet tips while maintaining comparable velocity distributions in micro-jet bodies. Secondary shocks show negligible effects on bulk helium bubbles that were previously compressed by initial shocks and partially rebounded due to rarefaction waves without complete recovery. Near-surface ruptured bubble walls may reattach to bubble bases after secondary shocks, temporarily re-trapping helium atoms that are subsequently released during unloading-induced re-expansion and rupture. The collapse mechanism of helium bubbles under secondary shock is closely related to the helium bubbles size and the strength of secondary shock. This study establishes fundamental physical understanding and provides a theoretical foundation for future cross-scale investigations of coupled micro-jetting and micro-spallation evolution in irradiated helium-containing metals.

Keywords: double supported shocks; metals with He bubbles; micro-jet; micro spallation damage; molecular dynamics