

УДК 535.21 : 621.375.826

© 1990

ПЛАВЛЕНИЕ В ОБЪЕМЕ NaCl ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО CO₂ ЛАЗЕРА

А. В. Горбунов, Н. В. Классен, Ю. И. Коваль

При зарождении и развитии плавления в объеме монокристаллического NaCl образуются стабильные во времени капли расплава микронных размеров, способные перемещаться в градиенте температуры со скоростями до 0.1—1.0 мм/с и перерастать с нагревом в розетки плавления дендритного вида с ветвями вдоль $\langle 110 \rangle$. Направление роста «жидких дендритов» не меняется при устранении внутри них давления, обусловленного объемным эффектом плавления. Совокупность наблюдаемых процессов анализируется с учетом процессов пластической деформации и диффузии, а также возможной неустойчивости расплава в перегретой среде.

Развитие плавления в объеме твердого тела наблюдалось в экспериментах по нагреву льда оптическим либо радиочастотным излучением (см. [1] и приведенную там литературу). Характерным явлением при этом было формирование «жидких дендритов» в виде снежинок, заполненных изнутри водой. Эти фигуры известны в литературе как «звезды Тиндалля» или «водяные цветы». Природа их образования подобна нормальным дендритам, получаемым при росте кристаллов, с той разницей, что осуществляется не переохлаждение расплава, а перегрев кристалла выше точки плавления T_m . Известно [2], что перегреть твердое тело сложно, потому что образование расплава на его поверхности энергетически более выгодно. Нагрев излучением позволяет преодолеть эту трудность путем концентрации энергии в объеме, вдали от поверхности образца. Так, зарегистрированный в [1] перегрев льда ΔT составил 0.3 °C.

Объемный эффект плавления γ у NaCl и льда существенно различен: лед при плавлении сжимается, а соль расширяется, причем $\gamma \approx 0.25$ [3]. Т. е. объемное плавление в NaCl должно сопровождаться сильной пластической деформацией. Предварительные эксперименты [4] подтвердили это предположение: удалось реализовать протяженные «жидкие дендриты» в объеме монокристаллического NaCl. Направление их роста совпадает с кристаллографическим направлением $\langle 110 \rangle$. Хорошо известно [5], что в кристаллах с решеткой каменной соли $\langle 110 \rangle$ — это направление легкого скольжения при пластической деформации, а также наиболее легкой диффузии при краудсионном механизме переноса массы. Для дендритов кристаллизации в NaCl более характерен рост вдоль $\langle 100 \rangle$ [6], что совпадает с предположением о росте дендрита в направлении минимального поверхностного натяжения [7]. Можно предположить, что при образовании «жидких дендритов» преобладает влияние пластической деформации твердой матрицы.

В данной работе основное внимание уделяется ранним стадиям зарождения и развития объемного плавления, а также микроструктуре дендритов. Это интересно как с точки зрения эффекта упруго-пластических свойств кристалла на характер плавления в объеме, так и для исследования свойств кристаллических дефектов и механизмов пластической деформации в перегретом состоянии.

Методика исследований в целом совпадала с описанной в работе [4]. Наблюдение процесса лазерного плавления проводилось *in situ*, для чего образец помещался в цилиндрическую печь, вдоль оси которой вводилось излучение CO_2 лазера мощностью $P \simeq 100$ Вт. Оно фокусировалось линзой в объеме кристалла, в его геометрическом центре. Соосно с ИК-лучом и навстречу ему направлялся луч аргонового лазера мощностью около 1 Вт для контроля за образцом в рассеянном свете. Наблюдения велись через прорезь в боковой стенке печи с помощью оптического микроскопа и телекамеры с видеоманитофоном. Пространственное разрешение достигало около 3 мкм, временное — 0.04 с.

Образцы NaCl размерами $2 \times 2 \times 8$ см выкалывались по плоскостям спайности {100}. Исследовались выращенные из расплава монокристаллы NaCl промышленной чистоты с пределом текучести $\sigma_y = 1.5 \div 2.0$ МПа. Коэффициент поглощения β на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм составлял $2 \div 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ при комнатной температуре и $5 \div 6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ вблизи точки плавления $T_m = 800$ °С. Ультрамикроскопия показывала наличие в объеме всех образцов центров светорассеяния (ЦСР) с исходной концентрацией до $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$.

2. Экспериментальные результаты

В [4] отмечалось, что началу плавления в объеме предшествуют флуктуации интенсивности и пространственного распределения света, рассеянного на некоторых из исходных ЦСР в области фокусировки лазерного луча. На них в дальнейшем и происходит образование очагов плавления. В настоящей работе обнаружено, что при температурах, близких к T_m , в кристаллах с пониженной исходной концентрацией ЦСР можно наблюдать появление новых центров светорассеяния (рис. 1). В луче аргонового лазера они имеют меньшие по сравнению с исходными размеры и яркость, но на них также может развиваться обширное объемное плавление. Для выяснения деталей этого явления начальная температура образца в печи T_0 и интенсивность лазерного пучка в фокусе I_0 подбирались так, чтобы затянуть процесс зарождения расплава. Обычно $I_0 = 10^4 \text{ Вт/см}^2$, $T_0 = 650 \div 700$ °С, так что при плавлении в объеме температура на боковой поверхности образца нарастала со скоростью несколько градусов в минуту.

Пульсации яркости как новых, так и старых центров наблюдаются в течение одной-двух секунд, после чего вблизи оси луча возникает одновременно несколько быстро растущих очагов расплава. Если выключить лазерное излучение на стадии возникновения новых ЦСР, но до появления очагов плавления, то эти ЦСР исчезают. После повторного включения они опять появляются, демонстрируя то же поведение, что и при первом включении. Подобную процедуру можно повторять многократно без видимых изменений. Однако если при лазерном нагреве успел возникнуть хотя бы один очаг плавления (это выражается в резком росте интенсивности рассеяния и увеличении размера ЦСР; рис. 1, *в*), то при последующем включении лазера картина резко меняется. Во-первых, на месте очага заметно, как правило, остаточное светорассеяние и только в его эпицентре и начинаются флуктуации и зарождается расплав. Во-вторых, новые ЦСР появляются лишь тогда, когда размеры увеличивающейся зоны расплава выйдут приблизительно за границы прежнего очага. В-третьих, при возрастании размеров расплавленной области ЦСР демонстрируют способность к быстрой миграции через твердую фазу.

На этой стадии развитие объемного плавления удобнее наблюдать не в рассеянном, а в проходящем свете (рис. 2). При этом в микроскопе новые светорассеивающие центры выглядят как темные точки, размер которых составляет 3—5 мкм и может оставаться неизменным в течение многих минут.

Когда на одной из таких «точек» развивается очаг обширного плавления, остальные начинают двигаться, как бы отталкиваясь от него. Направление движения нормально фазовому фронту, скорость равна в среднем скорости фронта и составляет обычно десятки мкм/с. Но можно наблюдать и неподвижные «точки» (рис. 2, *в*) — расширяющийся расплав прогнулся, огибая препятствие, а «точка» так и не сдвинулась с места. После выключения лазера, когда области расплава сокращаются в размере, «точки» меняют направление движения на противоположное. Некоторые из них догоняют расплав, остальные исчезают, не успевая за ним. В этой ситуации фронт движется быстрее и скорости «точек» превышают порой 100 мкм/с. Ин-



Рис. 1. Картина зарождения плавления в объеме NaCl в рассеянном свете (ультрамикроскопия).

a — исходные центры светорассеяния, не меняющиеся при нагреве до предплавильных температур; *б* — появление новых центров непосредственно перед плавлением; *в* — образование очагов расплава.

тересно, что при значительном возрастании их плотности становится заметным выстраивание «точек» плавления вдоль направлений $\langle 110 \rangle$. Это упорядочение хорошо видно, пока они движутся, а в каждый отдельный момент заметить его трудно.

Оказалось, что при повышении интенсивности излучения I_0 до 10^5 Вт/см² можно заставить «точки» двигаться еще до образования очагов плавления. В этой ситуации в некоторый момент наблюдается возникновение в фокальной области облака новых ЦСР, которые быстро сбегаются к оси лазерного луча по кратчайшему расстоянию, там сливаются и дают начало интенсивному плавлению. Весь процесс занимает $1 \div 2$ с, а скорости «точек» достигают ≈ 1 мм/с.

Наконец, еще одна разновидность зарождения плавления в объеме представляет собой образование «тумана» очень малых светорассеивающих дефектов, которые не разрешаются в оптический микроскоп. С одной стороны, в картине светорассеяния при плавлении такая составляющая в небольшой степени присутствует очень часто, а с другой — встречались образцы, где плавление в объеме зарождалось только через подобное замутнение, так что наблюдение в микроскоп становилось просто невозможным. Редкий характер этого явления не позволил пока изучить его природу.

Рис. 2 демонстрирует процесс перерастания изотропного очага плавления

ния в симметричную анизотропную фигуру дендритного вида с ветвями вдоль $\langle 110 \rangle$. Характерно, что при повторном плавлении радиус, при котором на сфере расплава становятся заметны наросты вдоль $\langle 110 \rangle$, больше примерно вдвое. При последующих циклах он становится еще больше, а симметрия картины плавления сильно ухудшается. На начальном этапе

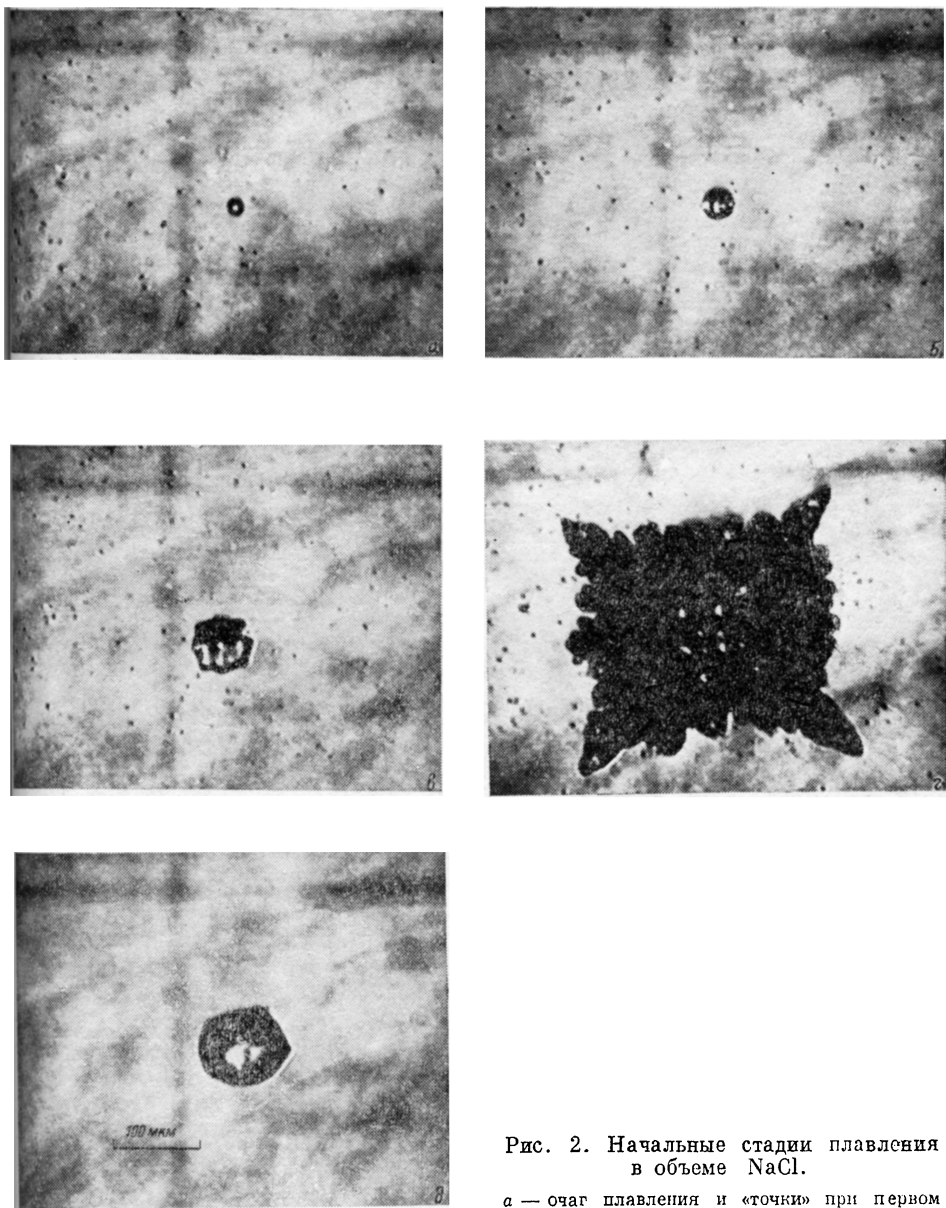


Рис. 2. Начальные стадии плавления в объеме NaCl.

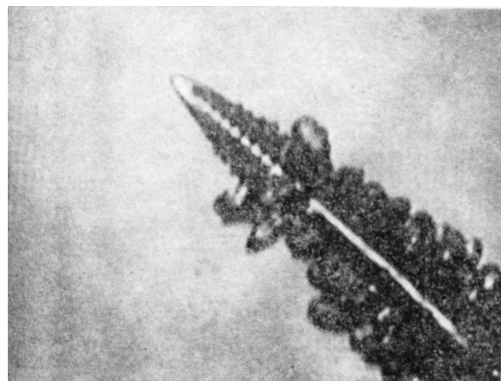
а — очаг плавления и «точки» при первом цикле плавления; б—г — последовательные стадии плавления при втором включении лазера; д — начало плавления в третьем цикле.

лазерного объемного плавления размер образующихся дендритных «розеток» не превышает диаметр лазерного пучка в фокусе $2r_0 \approx 1$ мм.

Как описано в [4], после слияния таких образований на оси луча создается гладкая сигарообразная расплавленная область. В дальнейшем в задней части сигары начинается быстрый (со скоростями до 100 мкм/с) рост протяженных дендритных ветвей (рис. 3), заполняющих все сечение образца вплоть до выхода на боковые поверхности и чрезвычайно похожих внешне на типичные дендриты кристаллизации. При более детальном ис-

следовании развития жидких дендритов от хвостовой части «сигары» установлены новые существенные факты.

Во-первых, продвижение вперед острия дендрита происходит монотонным образом, практически не реагируя на возникновение на створе дендрита боковых ветвей, которые начинают расти в стороны со скоростями того же порядка, что и острие (рис. 4).



Во-вторых, на характере развития дендритной структуры никак не отражается сброс гидростатического давления в расплаве, происходящий при выходе его на поверхность. Это проверялось специальным экспери-

Рис. 3. Характерный вид «жидкого» дендрита. Скорость кончика ≈ 100 мкм/с, направление роста $\langle 110 \rangle$.

ментом, когда в образце предварительно высверливалось отверстие в центральной части.

В-третьих, в носовой части растущего дендрита наблюдается цепочка ромбовидных прозрачных областей, период которой коррелирует с периодом модуляции боковой поверхности. Зубчатые края ее по мере удаления кончика дендрита постепенно сглаживаются, переходя в итоге в гладкие параллельные края прямого центрального «канала» (рис. 3). Ширина такого «канала» практически постоянна по всей его длине и составляет 10—20 мкм при общей протяженности несколько миллиметров.

3. Обсуждение результатов

1. Появление в объеме образца при предплавильных температурах новых центров светорассеяния естественно трактовать как образование малых ка-

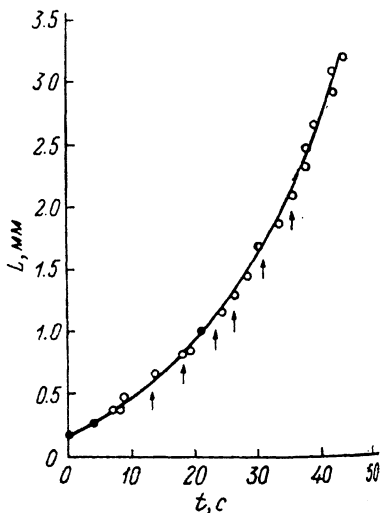


Рис. 4. Зависимость пути, пройденного кончиком «жидкого» дендрита, от времени. Стрелки указывают моменты появления новых боковых ветвей.

пель расплава. В случае развития где-то макроскопической области плавления материал в этом месте после затвердевания оказывается в состоянии сильного растяжения. В NaCl температура плавления повышается с давлением: по данным [8], $dT_m/dp \approx 0.2$ К/МПа. Поэтому при повторном нагреве плавление начинается в первую очередь там, где гидростатическое сжатие минимально, т. е. на месте старого очага, а новые ЦСР появляются позже, когда температура достигнет соответствующего уровня. При достаточно большом объеме очага расплава после затвердевания на его месте остается полость. Плавление на ее поверхности начнется вообще без перегрева.

Очевидно, что микротрещины и микропоры, если только они появляются, — это наиболее вероятные места зарождения плавления. Если же их нет, то условие образования критического зародыша расплава внутри

твердой фазы должно учитывать деформацию окружающей матрицы из-за увеличения объема при плавлении. Соответствующую работу можно оценить снизу как $\gamma\sigma_y V$, где V — объем зародыша. Тогда критический радиус зародыша $r_{cr} = 2\alpha_s (\Delta H \Delta T / T_m - \gamma\alpha_y)^{-1}$, где α_s — коэффициент поверхностного натяжения границы «расплав—кристалл», около 80 эрг/см² для NaCl [2]; $\Delta H \approx 1$ кДж/см³ — теплота плавления NaCl [3]. Т. е. критический перегрев должен превышать постоянную величину $\gamma T_m \sigma_y / \Delta H$ (здесь ≈ 0.25 К). Поскольку $dT_m/dp \approx \gamma T_m / \Delta H$, то видно, что влияние деформации при зарождении сводится к увеличению T_m в соответствии с нарастанием давления.

Центрами зарождения расплава могут оказаться те же поглощающие микровключения, на которых происходит импульсный оптический пробой [9]: температура вблизи них выше на величину $\Delta T_{вкл.1} \approx \beta_{вкл.1} I_0 r_{вкл.1}^2 / 2k$, где теплопроводность NaCl $k \approx 3 \cdot 10^{-2}$ Вт/см·К вблизи T_m , и при размере включения $2r_{вкл.1} = 1$ мкм и поглощении его материала $\beta_{вкл.1} = 10^3$ см⁻¹ $\Delta T_{вкл.1} \approx 0.4$ К.

Наконец, преимущественное зарождение расплава может иметь место в тех областях кристалла, которые оказались наименее сжаты в результате пластической деформации. Дело в том, что образец оказывается сильно продеформирован пластически задолго до плавления. Распределение температуры в его поперечном сечении можно оценить в приближении осесимметричной задачи. При этом максимальный термоградиент $\nabla T_{max} \approx \beta I_0 r_0 / 2k$ наблюдается на краю луча и составляет около 500 К/см. Уровень термоупругих напряжений в объеме кристалла характеризуется величиной $\sigma \approx \alpha E \beta P \ln (R_s / r_0) / [\pi k (1 - \nu)] \approx 500$ МПа (здесь КТР $\alpha = 4 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹, модуль Юнга $E \approx 20$ ГПа, коэффициент Пуассона $\nu \approx 0.3$, радиус образца $R_s = 1$ см), что на два порядка выше предела текучести. В результате в кристалле образуется развитая система дислокационных полос скольжения, из-за множественного пересечения которых объем будет разбит на ячейки, окруженные со всех сторон дислокационными стенками. Ряд краевых дислокаций, выстроенный параллельно вектору Бюргерса, создает по разные стороны от себя одноосные напряжения противоположных знаков величиной $\sigma_s \approx Gb/d (1 - \nu)$ [10], где модуль сдвига $G \approx 18$ ГПа для NaCl, b — вектор Бюргерса дислокаций $\approx 4 \cdot 10^{-8}$ см, d — среднее расстояние между дислокациями в полосе скольжения. При $d = 1$ мкм (на самом деле оно может быть существенно меньше) напряжения достигнут величины порядка 10 МПа. Следовательно, каждая полоса скольжения будет создавать скачок температуры плавления в несколько градусов. В ячейках, получающихся в результате пересечения полос, кристалл будет сжат или растянут в разной степени, и зарождение расплава должно происходить в первую очередь в тех из них, где величина сжатия минимальна.

2. Экспериментальные результаты демонстрируют в определенных условиях стабильность в объеме капель расплава с типичным размером r_{cr} , в несколько микрон, сосуществующих с обширными областями плавления, форма поверхности которых предполагает наличие перегрева. Очевидно, давление внутри зародыша надкритического размера при его разрастании повышается с температурой так, что на его поверхности все время выполняется условие $T = T_m$. Однако рост давления ограничен выносом из капли «лишнего» материала посредством пластической деформации и диффузии. Оценить скорость роста капли расплава на этой стадии можно при следующих предположениях: а) увеличение температуры в объеме характеризуется производной $dT/dt = 0.01 \div 0.1$ К/с, так что нарастание давления в капле $dp/dt = (dT/dt) / (dT_m/dp) = \zeta = 50 \div 500$ кПа/с; б) из капли в кристалл уходит путем диффузии $4\pi DpR/k_b T$ атомов в единицу времени [11] (здесь D — эффективный коэффициент диффузии, R — радиус капли, k_b — постоянная Больцмана); в) деформация кристалла вблизи капли характеризуется эффективным модулем объемного сжатия K (считается, что сначала давление по порядку величины близко к σ_y и в это

время капля увеличивается до размера $\ll r_{cr}$, причем так быстро, что это не улавливается в наших экспериментах, но потом на диаграмме деформации материала, окружающего зародыш, постепенно исчезает стадия легкого скольжения, т. е. сразу после достижения предела текучести наступает сильное упрочнение, характеризующее соответствующим значением K , которое, собственно, и отвечает за замедление роста капли). Уравнение, описывающее рост капли, получается из баланса распределения «лишнего» материала

$$3\gamma (dR/dt)/R = \zeta/K + 3D\omega(\sigma_y + \zeta t)/(k_b T R^2), \quad (1)$$

где ω — объем, приходящийся в кристалле на один атом. При обозначении $\tau_0 = 3\gamma K/2\zeta$ и $\eta = D\omega/\gamma k_b T$ оно принимает вид

$$dR^2/dt - R^2/\tau_0 = \eta(\sigma_y + \zeta t). \quad (2)$$

В общем случае решение его записывается в виде

$$R^2 = [R_0^2 + 2\eta\zeta\tau_0(\tau_0 + 2\sigma_y/\zeta)] \exp(t/\tau_0) - 2\eta\zeta\tau_0(t + \tau_0 + 2\sigma_y/\zeta), \quad (3)$$

где $R_0 = R(t=0)$. По-видимому, наблюдаемое экспериментально очень медленное увеличение R может реализоваться при условии $t \ll \tau_0$ (τ_0 имеет смысл времени, за которое давление в капле по порядку величины достигнет K). К примеру, для $K=100$ МПа (это на два порядка меньше модуля Юнга, на два порядка больше предела текучести и на порядок меньше модуля сжатия расплава [3]) $\tau_0 = 10^3 \div 10^4$ с. Для малых t справедливо

$$R^2 = R_0^2(1 + t/\tau_0) + 4\eta\sigma_y t, \quad (4)$$

откуда с учетом наблюдаемого в эксперименте $dR/dt \ll 10^{-5}$ см/с и $R_0 \approx 10^{-4}$ см вытекает условие $D \ll 10^{-7}$ см²/с, в выполнении которого трудно сомневаться, поскольку известно [12], что даже для иона Na^+ в NaCl коэффициент самодиффузии вблизи T_m не превышает 10^{-7} см²/с.

Таким образом, наблюдаемая стабильность размера капель расплава в объеме может быть объяснена медленным выносом из нее избыточного материала, появляющегося при плавлении: эффективность диффузии слишком мала, а движение дислокаций затруднено сильным упрочнением материала вокруг капли. Очевидно, что при снижении температуры уменьшение капли тоже замедлится: вместо сжатия появится растяжение, которое будет понижать T_m .

3. Переход от сферической формы капли к анизотропной может быть связан с неустойчивостью растущей в перегретой среде сферической частицы второй фазы (так называемая неустойчивость Маллинза—Секерки [13]). Для этого требуется превышение R над r_{cr} , или, что то же самое, превышение перегрева Δ над Δ_{cr} по меньшей мере на порядок. В силу зависимости $T_m(p)$ перегрев зависит от быстроты изменения податливости среды при росте капли. Пока рост давления в капле успевает за ростом температуры, перегрев вообще отсутствует. Когда же матрица начинает деформироваться быстрее (к примеру, сдвиговые напряжения в какой-то момент превышают пороговое напряжение, необходимое для прорыва потока призматических дислокаций через потенциальный барьер, или происходит раскрытие трещин), $T_m(p)$ на фронте отстает от T , что в конце концов и приводит к неустойчивости. То, что при повторном плавлении анизотропия проявляется при большем радиусе, говорит о более позднем появлении перегрева. Очевидно, перекристаллизация материала привела к его разупрочнению. Кроме того, при первом плавлении часть избыточного объема уже вынесена из области зарождения расплава (остаточное светорассеяние обусловлено скорее всего появившимися микрополостями); это приводит к более медленному нарастанию давления и тоже задерживает появление неустойчивости.

4. Основными причинами движения включений расплава в кристалле могут быть градиенты температуры и механических напряжений. Однако

если при перемещении фазового фронта знаки термоградиента и градиента напряжений соответствуют направлению миграции капель, то их движение к оси луча в условиях острой фокусировки направлено в область сильного сжатия, несмотря на повышенное давление в них самих. Т. е. в первую очередь надо учитывать механизм движения в градиенте температуры. Наиболее реальным способом миграции включений расплава через кристалл выглядит скоррелированное «плавление—затвердевание» на противоположных (соответственно наиболее горячей и холодной) стенках капли. Кристаллизация с холодного края приводит к сокращению ее объема, уменьшению давления и понижению температуры плавления на фазовом фронте. При этом легче всего переход в жидкое состояние будет идти на наиболее горячем противоположном крае. Максимальная скорость перемещения фронта v определяется величиной потока тепла, т. е. градиентом температуры $v = k \nabla T / \Delta H \approx 150$ мкм/с при $\nabla T = 500$ К/см. Для сравнения скорость миграции включения в потоке вакансий по порядку величины сравнима с $D_v (\nabla T / T)$ [11], где D_v — коэффициент диффузии вакансий. Здесь она во всяком случае не превышает $5 \cdot 10^{-6}$ см/с, что на три порядка меньше наблюдаемых скоростей.

5. Высказанные нами ранее [4] предположения об определяющей роли в обнаруженных процессах взаимодействия лазерного излучения с поверхностью «расплав—кристалл» и волноводного распространения света вдоль растущих дендритов опровергаются экспериментальными фактами. Во-первых, средний размер «сигары» расплава, возникающей в кристалле в окрестности фокуса лазерного луча, практически не изменяется при ее сглаживании, хотя ввиду значительного сокращения площади ее поверхности сама она тоже должна бы была заметно уменьшиться. Во-вторых, в зависимости длины дендрита от времени (рис. 4) в пределах точности эксперимента не видно каких-либо изменений скорости его роста в моменты образования боковых ответвлений. Если бы основной подвод энергии к движущемуся вперед острию происходил от его основания, то после ветвления скорость его неизбежно бы уменьшалась.

С другой стороны, возникновение расплава приводит к существенному перераспределению лазерного излучения внутри образца. Поскольку показатель преломления в расплаве примерно на 10 % меньше, чем в кристалле [3], нетрудно показать, что около 40 % лазерного пучка, падающего на близкую к сферической переднюю оконечность «сигары» расплава, будет отклоняться к боковым граням образца путем отражения и преломления. За счет полного внутреннего отражения от этих граней большая доля отклоненного излучения вновь направляется к оси кристалла, но теперь уже в область за предним фокусом. Это, конечно, сильно меняет распределение температуры в указанной области. Становится возможной ситуация, когда температура на периферии даже выше, чем на оси образца. Подтверждением может быть нарастание скорости роста дендрита с удалением его от оси луча (рис. 4).

6. Наблюдаемую ориентацию «жидких» дендритов можно пытаться объяснить, учитывая анизотропию пластических свойств материала. При повышенных температурах деформация в NaCl может проходить одновременно по трем типам плоскостей {100}, {110} и {111}, вдоль одного и того же направления легкого скольжения $\langle 110 \rangle$. Поэтому появление симметричных розеток плавления с лучами вдоль $\langle 110 \rangle$ можно трактовать как действие повышенного давления в расплаве, приводящего к мощному массопереносу вдоль $\langle 110 \rangle$. Казалось бы, то же самое приложимо и к росту дендритных ветвей от «сигары». Однако эксперимент со сбросом давления в расплаве за счет вывода его на поверхность не оставляет такой возможности. Очевидно, гидростатическое давление не является необходимым для роста «жидких» дендритов, и их ориентацию трудно объяснить пониженным сопротивлением кристалла к выталкиванию «лишнего» материала вдоль $\langle 110 \rangle$.

Возможно, здесь сказывается неоднородность сильно деформированного кристалла по теплофизическим параметрам. Известно, например, что

плавлении пластически деформированных при комнатной температуре кристаллов LiF начинается в объеме, причем преимущественно вдоль направлений $\langle 111 \rangle$ [14]. Поскольку в этих условиях скольжение в LiF идет в системе $\{110\} \langle 1\bar{1}0 \rangle$, а плоскости $\{110\}$ пересекаются по направлениям $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, то можно предположить, что вдоль последних из-за сильного нарушения структуры заметно уменьшилась температура либо теплота перехода. Т. е. в кристалле появились направления «легкого плавления». В условиях объемного лазерного плавления в NaCl деформация может идти сразу по трем системам скольжения и все они имеют общее направление скольжения $\langle 110 \rangle$, вдоль которого и будут пересекаться чаще всего. Именно здесь кристалл может быть наиболее сильно разупорядочен и облегчено его плавление.

В заключение авторы хотели бы выразить глубокую благодарность за интерес к работе и плодотворные обсуждения С. И. Анисимову, И. Л. Аптекарю, А. В. Баженову, Е. А. Бренеру, С. Э. Есипову и Л. М. Софферу.

Список литературы

- [1] Kass M., Magun S. // Z. Krist. 1961. V. 116. N 5/6. P. 354—370.
- [2] Убеллоде А. Плавление и кристаллическая структура. М., 1969. 420 с.
- [3] Укше Е. А. // Успехи химии. 1965. Т. 34. № 2. С. 322—355.
- [4] Горбунов А. В., Классен Н. В., Коваль Ю. И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. Т. 53. № 3. С. 586—590.
- [5] Орлов А. Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. М., 1983. 144 с.
- [6] Вильке К. Е. Выращивание кристаллов. Л., 1977. 600 с.
- [7] Бренер Е. А., Есипов С. Э., Мельников В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 12. С. 595—597.
- [8] Pistorius C. W. T. F. // J. Chem. Phys. 1966. V. 45. P. 3513—3524.
- [9] Горбунов А. В., Емелин В. Я., Классен Н. В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 7. С. 1383—1385.
- [10] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., 1972. 600 с.
- [11] Гегузин Я. Е., Кривоглаз М. А. Движение макроскопических включений в твердых телах. М., 1971. 344 с.
- [12] Лидьярд А. Ионная проводимость кристаллов. М., 1962. 222 с.
- [13] Mullins W. W., Sekerka R. F. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 2. P. 323—329.
- [14] Мокшевский В. А., Афанасьев И. И. Рост кристаллов. М., 1964. Т. 4. С. 48—52.

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
27 марта 1990 г.