

**МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ
ПЕРИОДИЧЕСКИХ МАКРОСТРУКТУР
В ДВИЖУЩИХСЯ ЗАМЕРЗАЮЩИХ РАСПЛАВАХ**

УДК 66.065.5:541.182:536.42

А. С. Бирюков, В. А. Богатырев, А. Г. Хитун

**Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики РАН,
117942 Москва**

При исследовании нанесенного на кварцевый волоконный световод методом намораживания металлического покрытия было обнаружено интересное физическое явление, объяснению которого и посвящена данная работа.

Металлопокрытые световоды в последнее время находят все более широкое практическое применение, а процесс нанесения защитного металлического покрытия является одним из наиболее ответственных этапов их изготовления. Этот процесс осуществляют методом намораживания, состоящим в протягивании кварцевого волокна через слой жидкого металла конечной толщины. Очевидно, когда толщина этого слоя такова, что продолжительность контакта с расплавом меньше времени прогрева световода до температуры плавления металла $T_{пл}$, некоторое количество последнего должно наморозиться на поверхность волокна в виде сплошного слоя [1].

Однако, как показали исследования, покрытия, наносимые способом намораживания, обладают той особенностью, что с внутренней (прилегающей к стеклу) стороны они содержат неоднородности в виде незаполненных металлом полостей. Эти неоднородности, пожалуй, не привлекли бы особого внимания, если бы не удивительная периодичность расположения наблюдаемых полостей вдоль волокна. Сказанное иллюстрируется рис. 1, где представлен сфотографированный с помощью микроскопа участок типичного металлопокрытого световода с той его стороны, откуда предварительно был удален металл. Через стекло световода отчетливо видна внутренняя поверхность оставшейся противоположной части покрытия, где полости имеют вид полос, разделенных между собой более широкими участками плотно прилегающего к стеклу металла. На самом деле полости представляют собой, как правило, замкнутые вокруг волокна объемы, проекциями которых на поверхности волокна являются достаточно правильной формы эллипсы. Центры тяжести полостей расположены эквидистантно вдоль оси волокна.

Каков механизм образования этих полостей в замороженном слое металла? Почему они возникают столь регулярно?

Поскольку одной из поверхностей, ограничивающих каждую полость, является поверхность стекла, то ответ на первый вопрос, на наш взгляд, следует искать в неустойчивости течения расплава, вызываемого в нем движущимся волокном.

Для того чтобы более наглядно представить происходящее, на рис. 2 приведена принципиальная схема метода намораживания. Конструктивные особенности установки для изготовления стеклянного волокна таковы, что через металлатор оно протягивается сверху вниз. Расплавленные металлы — это жидкости с большими значениями поверхностного натяжения σ [2] и в большинстве своем плохо смачивающие кварцевое стекло [3]. Поэтому при входе волокна в расплав формируется мениск, тем более крутой вблизи поверхности стекла, чем выше скорость протяжки волокна. К сожалению, не представляется возможным экспериментально исследовать, что происходит с жидким металлом внутри металлатора, когда он вступает в контакт с волокном, имеющим температуру ниже $T_{пл}$. Поэтому воспользуемся результатами численных расчетов, проведенных с помощью двумерной гидродинамической модели, разработанной нами для метода намораживания

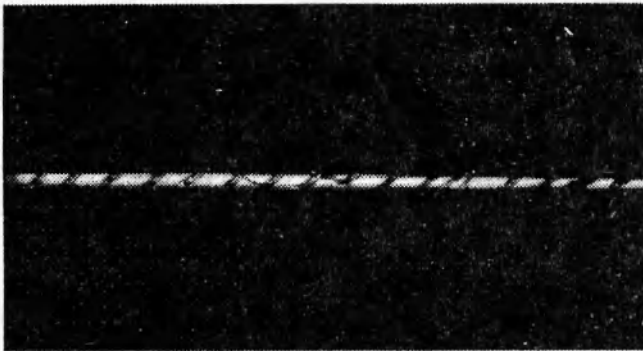


Рис. 1

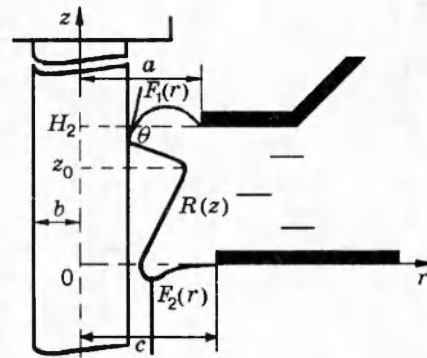


Рис. 2

на основе уравнений Навье — Стокса с учетом того, что среди границ области интегрирования имеются как свободные поверхности (мениски F_1 и F_2 на рис. 2), так и поверхность фазового перехода R , разделяющая расплав и затвердевший металл [4].

С физической точки зрения качественно результаты таких расчетов вполне предсказуемы. Совершенно очевидно, что сразу (практически в точке касания холодного волокна с расплавом) начинается кристаллизация последнего. По мере продвижения волокна сквозь расплав оно постепенно прогревается, скорость кристаллизации металла падает до нулевой в точке z_0 . В этой точке толщина намороженного слоя металла достигает максимального значения, и в дальнейшем, когда температура волокна приближается к $T_{пл}$, начинается обратный процесс плавления намерзшего слоя. Исходя из этих соображений, в соответствии с результатами проведенных расчетов можно заключить, что в установившемся процессе затвердевший на волокне металл должен представлять собой некое неподвижное в пространстве тело вращения, примерное сечение которого плоскостью рисунка и изображено на рис. 2 в виде кривой $R(z)$.

Количественно все описанные события, конечно, зависят от достаточно многочисленных параметров процесса, таких как скорость протяжки волокна V , радиус его поперечного сечения b , фактическая температура расплава, геометрические размеры a , c , H_2 , физические свойства используемого металла. Ясно также, что каждая точка тела, ограниченного кривой R , движется со скоростью, совпадающей со скоростью волокна. Неподвижность его границы R обусловлена поступлением расплава с последующим фазовым переходом внутрь области R сквозь верхнюю часть кривой, расположенную до точки z_0 , и соответствующим его отводом от остальной части границы R при обратном процессе плавления.

Следует иметь в виду, что, поскольку металлы хорошо смачиваются собственными расплавами, часть жидкого металла вязкими силами должна выноситься из металлизатора поверх намороженного слоя и, впоследствии замерзая, давать вклад в конечную толщину покрытия. Количественное совпадение результатов расчетов конечной толщины намороженного покрытия с опытными данными свидетельствует о правильности наших представлений об основных явлениях в металлизаторе [4].

Движение жидкости в металлизаторе инициируется и поддерживается не столько вязким взаимодействием расплава с волокном, сколько его взаимодействием с уже намороженным на волокне металлом. Действительно, из закона сохранения потока массы следует, например, что продольная составляющая скорости расплава должна быть равна V вдоль всей границы R , а не только вблизи поверхности волокна, как было бы в отсутствие фазового перехода. Иными словами, если бы металл не намораживался на волокне, движение расплава в металлизаторе было бы менее интенсивным. Согласно закону сохранения, расплав, следуя под входным мениском за уже затвердевшим металлом, может опуститься на значительную глубину, не касаясь волокна. При этом силой, удерживающей мениск от более раннего касания с волокном, служит превышение поверхностного натяжения над

внутренним давлением в жидкости. Расчеты [4] также свидетельствуют, что из-за высоких значений σ глубины мениска действительно могут быть большими (~ 300 мкм при диаметре волокна $2b = 125$ мкм и типичных значениях $V \sim 0,2$ м/с).

До сих пор мы опирались на результаты расчетов, выполненных по модели течения вязкой несжимаемой жидкости. В общем случае такое течение описывается нелинейными уравнениями, стационарное решение которых со стационарными же граничными условиями, вообще говоря, всегда существует. Однако не всегда движение, описываемое этим стационарным решением, реализуется в действительности, поскольку может оказаться неустойчивым к малым возмущениям.

Пусть стационарное решение уравнений гидродинамики, описывающее какое-то течение, известно, т. е. известны распределения давления $p_0(\mathbf{r})$ и компонент скорости $\mathbf{V}_0(\mathbf{r})$. В принципе это решение можно исследовать на устойчивость, предположив, например, что на него наложены малые нестационарные возмущения $p_1(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{V}_1(\mathbf{r}, t)$. С высокой точностью эти малые возмущения удовлетворяют системе уравнений [5]

$$\frac{\partial \mathbf{V}_1}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \nabla) \mathbf{V}_1 + (\mathbf{V}_1 \nabla) \mathbf{V}_0 = -\frac{\nabla p_1}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{V}_1 + \mathbf{g}, \quad \text{div } \mathbf{V}_1 = 0, \quad (1)$$

которая получается, если в уравнения гидродинамики подставить возмущенные давление и скорость и учесть, что p_0 и \mathbf{V}_0 этим уравнениям удовлетворяют. Здесь ρ — плотность жидкости; \mathbf{g} — ускорение силы тяжести; ν — динамическая вязкость.

Поскольку коэффициенты в полученной системе — функции только координат, то общие решения уравнений (1) представляют собой суммы, слагаемые которых имеют временные зависимости вида $\exp(-i\omega t)$, где ω — в общем случае комплексная частота возмущений, также определяемая в ходе решения (1). Если искомое решение (1) затухает со временем, то исследуемое стационарное решение (p_0, \mathbf{V}_0) , как и описываемое им течение, устойчиво, что имеет место, если мнимые части всевозможных частот возмущений ω отрицательны.

Реально, однако, описанный анализ устойчивости провести, как правило, не удастся, поскольку для нахождения решения (1) необходимо задавать начальные и граничные условия из соображений, о которых с определенностью можно сказать лишь, что относительная скорость на твердых поверхностях должна обращаться в нуль.

Об устойчивости обычно судят по значению числа Рейнольдса Re , причем чем оно больше, тем течение менее устойчиво. Вязкое трение в потоке сдерживает развитие неустойчивостей. Известно, что вязкость жидких металлов мала [2], но и характерные размеры течения, и скорость движения, о которых может идти речь в методе намораживания, также невелики. Поэтому число Рейнольдса движения расплава в процессе нанесения металлического покрытия на волокно $Re = Vb/\nu = 30 \div 300$. В то же время многочисленными экспериментами установлено, что критические значения числа Рейнольдса $Re_{кр}$, начиная с которых движение жидкости становится неустойчивым, для разных течений имеют значения порядка нескольких десятков (см., например, [5]), т. е. условия, когда осуществляется наиболее надежное покрытие волокон металлом, соответствуют $Re \geq Re_{кр}$, так что реально в подавляющем большинстве случаев движение расплава неустойчиво.

При этом с ростом Re происходит следующее. При $Re < Re_{кр}$ мнимые части всех частот возмущений отрицательны и движение устойчиво. Как только оказывается $Re = Re_{кр}$, значение мнимой части, по крайней мере для одной из частот, становится равным нулю, а возмущение на этой частоте дает лишь малую осциллирующую добавку к основному стационарному решению. При незначительном превышении Re над $Re_{кр}$ мнимая часть у этой частоты становится положительной, что с течением времени придает движению неустойчивость. Дальнейший рост Re ведет к постепенному увеличению различных частот возмущений с положительными мнимыми частями. Наложение множества периодических возмущений с несоизмеримыми (некратными) частотами приводит к тому, что стационар-

нарное послойное течение жидкости переходит в нестационарное, при котором каждая ее частица движется хаотически, а движение в целом в определенном направлении осуществляется лишь в среднем.

Таким образом, можно заключить, что с ростом Re расширяется спектральное распределение интенсивности возмущений, являясь нестационарным.

Однако в нашем случае, хотя и выполняется соотношение $Re \geq Re_{кр}$, неустойчивость в движущемся под мениском расплаве не успевает в значительной мере развиться и время от времени срывается. Действительно, в процессе развития неустойчивости часть энергии направленного поступательного движения трансформируется в хаотические пульсационные составляющие так, что поток в целом притормаживается, тогда как волокно с замороженным на него металлом продолжает двигаться с неизменной скоростью.

При этом со временем растет интенсивность хаотических составляющих импульса, и в результате отставания расплава от замерзшего металла где-то вблизи границы фазового перехода происходит потеря сплошности течения, т. е. разрыв мениска с образованием новых элементов поверхности расплава. Нижняя по течению часть разрыва, двигаясь за замороженным на волокне металлом, замерзает, добавляясь к уже имевшемуся. Капиллярные силы стремятся придать вновь возникшей поверхности форму с наименьшей площадью, скругляя ее и тем самым несколько отдаляя от волокна, а силы внутреннего давления, прижимают отставшую часть мениска к волокну.

В результате взаимодействия этих двух процессов точка касания расплава с движущимся волокном оказывается несколько выше уже опустившейся границы фазового перехода, где произошел разрыв мениска. Коснувшись поверхности волокна, расплав замерзает, как бы фиксируя точку касания. Так образуется полость. Однако редко бывает, когда разрыв мениска осуществляется одновременно во всех точках, соответствующих его сечению плоскостью, перпендикулярной оси волокна, и когда образовавшаяся полость представляет собой тело вращения (на рис. 1 такие полости отвечали бы полосам, перпендикулярным оси волокна).

Как правило, из-за наличия даже малейших отклонений системы от осевой симметрии развитие неустойчивостей также происходит несимметрично, и разрыв мениска инициируется локально. Это приводит к тому, что движением волокна процесс образования полости разворачивается во времени, а сама полость уже не имеет формы тела вращения, приобретая эллиптическую форму. После того как касанием расплава и волокна произошло формирование полости, некоторая часть расплава по инерции продолжает прижиматься и замерзает на волокне выше точки касания, увеличивая площадь намораживаемого слоя металла. При этом неустойчивость в потоке срывается, а обратный ход периметра смачивания закончится, когда сила инерции сравняется с капиллярными силами.

Начиная с этого момента весь описанный выше цикл повторится. Но это не означает, что он повторится в точности, поскольку как вызванная срывом неустойчивости течения поперечная составляющая импульса, так и обусловленная им инерционная сила помимо компонентов основного направленного движения зависят и от вклада хаотических движений жидкости. Поэтому положение точки, где расплав вновь коснется волокна, и положение, до которого поднимется вдоль волокна периметр смачивания относительно этой точки, должны быть, вообще говоря, другими. Иными словами, рассмотренная совокупность явлений не будет периодической. Почему же наблюдаемые на опыте полости возникают с удивительной периодичностью?

Дело в том, что, в отличие от неограниченно протяженных сред, когда нет возможности введения какого-то характерного геометрического размера системы и когда в ней могут распространяться упругие возмущения произвольных длин волн, верхний мениск в каждой конкретной ситуации имеет вполне определенные размеры и, следовательно, обладает бесконечным, но дискретным набором собственных колебаний. Размеры мениска определяются, например, его кривизной в произвольной точке. Собственные колебания

могут возбуждаться вследствие флуктуаций диаметра световода, скорости его движения и положения относительно краев входного отверстия. Основным же и, в отличие от перечисленных, постоянно действующим источником возбуждения колебаний мениска является сила вязкого трения, возникающая при протягивании волокна через расплав. Ясно, что из-за непериодического характера возбуждающих возмущений, распределенных по интенсивности в непрерывном спектре, реально возбуждаются те колебания мениска, которые отвечают лишь его собственным частотам. Колебания прочих частот, не являющихся для мениска резонансными, должны затухать. Другими словами, наблюдаемая регулярность возникновения полостей в покрытии должна соответствовать одной из этих собственных частот колебаний мениска.

Собственные частоты сравнительно легко находятся лишь для тел простой конфигурации. В нашем же случае, когда форма мениска сама определяется системой нелинейных уравнений гидродинамики и даже для статического мениска (неподвижное волокно) представляет собой решение нелинейного дифференциального уравнения второго порядка [1], нахождение собственных частот является сложной математической задачей. Но для доказательства справедливости высказанного предположения о совпадении периода следования полостей в замороженном покрытии с периодом одного из собственных колебаний мениска весь спектр собственных частот находить и не требуется. Достаточно продемонстрировать одинаковую зависимость этих периодов от физических параметров системы, что можно сделать, не прибегая к сложным расчетам.

Действительно, поскольку речь идет о сравнительно тонких волокнах ($b \leq 1$ мм), когда характерный размер ξ мениска заметно меньше капиллярной постоянной ($\alpha = \sqrt{2\sigma/\rho g}$), его собственные колебания — капиллярные волны. Для жидкостей с небольшой вязкостью, каковыми и являются жидкие металлы, частоты ω капиллярных волн с точностью до постоянного множителя A , зависящего в каждом конкретном случае от индексов колебательных мод, даются известным выражением (см., например, [5])

$$\omega = A[\sigma/(\rho\xi^3)]^{1/2}. \quad (2)$$

В частности, для собственных частот колебаний жидкой сферической капли радиуса ξ в качестве A в (2) имеем $\sqrt{l(l-1)(l+2)}$, где l — индекс объемной шаровой функции [5]. При этом для наименьшей частоты ω^* имеем $l = 2$, так что $A = 2\sqrt{2} \approx 2,8$. Все прочие более высокие частоты оказываются пропорциональными ω^* .

В нашем случае, когда задачу нахождения собственных колебаний мениска следовало бы решать в цилиндрических координатах, классификация мод должна осуществляться индексами соответствующих цилиндрических функций. Причем, поскольку область определения решения не содержит равной нулю радиальной координаты, оно должно представлять собой линейную комбинацию цилиндрических функций как первого, так и второго рода.

В качестве характерного размера ξ в (2), вообще говоря, должна фигурировать комбинация из радиуса волокна b и входного отверстия металлизатора a (рис. 2), имеющая размерность длины. Причем с ростом a влияние b в этой комбинации должно уменьшаться. Скорее всего, такой комбинацией, удовлетворяющей перечисленным требованиям, может быть величина, обратная кривизне мениска, например, y периметра смачивания. Для ее отыскания необходимо знать форму мениска, которая, как уже отмечалось, из-за совершаемых им колебательных движений находится лишь в среднем. При $b \ll a$ кривизна, в общем случае определяемая как $(1/R_1 + 1/R_2)$, с приемлемой точностью может быть найдена приближенно (R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны). В этом случае один из радиусов, например R_2 , значительно превышает другой, так что $\xi \approx R_1 \approx b/\cos\alpha$ ($\alpha = (\pi - \theta)$, θ — контактный угол [4]).

Прежде чем приступить к анализу результатов исследований покрытий, нанесенных

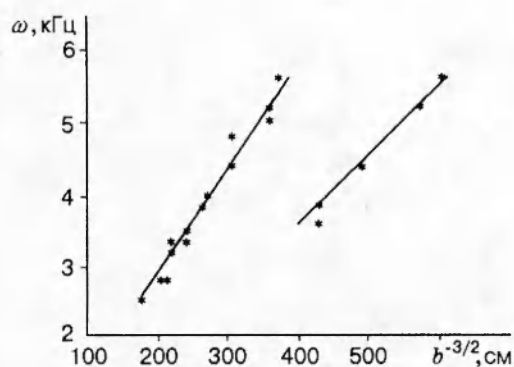


Рис. 3

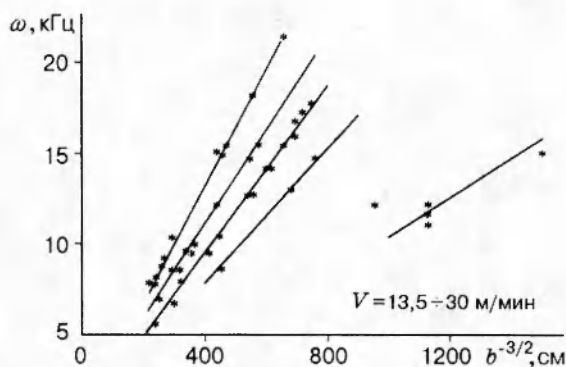


Рис. 4

на волокна в различных режимах процесса намораживания, еще раз обратимся к выражению (2), определяющему собственные частоты мениска. Из него следует линейная зависимость $\omega = \omega(\xi^{-3/2})$, тангенс угла наклона которой равен $A\sqrt{\sigma/\rho}$ и меняется для разных A дискретным образом. Из физических соображений ясно также, что все прямые для разных A исходят из начала координат. Действительно, ситуации с $\xi \rightarrow \infty$ соответствует бесконечно протяженная среда, в которой отсутствуют дискретные собственные колебания ($\omega = 0$), а могут распространяться возмущения произвольных длин волн.

По скорости протягивания волокна и измеренному расстоянию Δl между центрами тяжести эллипсов-полостей частота их следования определялась как $\omega = 2\pi V/\Delta l$. Оказалось, что в не слишком широком диапазоне изменения Re , когда варьируется скорость волокна при постоянных прочих параметрах, в пределах погрешности измерений для каждого металла частота, как и следует из (2), не меняется. Варьирование b в тех же диапазонах изменения Re и опять-таки при постоянных прочих параметрах ведет к изменению частоты также согласно соотношению (2).

Так, на рис. 3 представлены результаты исследований покрытий, нанесенных в ходе одной вытяжки (скорость протягивания волокна 9,4 м/мин), когда варьировалась лишь толщина волокна. Условие $b \ll a$ было выполнено, и поэтому $\xi \approx b/\cos \alpha$. Во-первых, видна соответствующая (2) линейная зависимость $\omega = \omega(b^{-3/2})$, во-вторых, дискретный характер собственных частот выражается в том, что при одном и том же значении b эти частоты могут находиться лишь на прямых, отвечающих разным углам наклона (разные A в (2)).

Далее, как показано в [4], диапазон изменения скорости протяжки волокна при нанесении на него металлического покрытия методом намораживания для каждого металла свой. В частности, он ограничен временем прогрева волокна до температуры $T_{пл}$. Поэтому скорости волокна при нанесении металлов со сравнительно высокими $T_{пл}$ должны быть предельно большими.

Если теперь сравнить два разных металла с существенно отличающимися температурами плавления, например медь и алюминий, то в реальном процессе покрытия волокна медью скорость протяжки примерно вдвое превышала соответствующую величину для алюминия. Вязкость же меди в $\sim 2,5$ раза меньше, чем алюминия. Поэтому при любых одинаковых толщинах волокна значение Re для меди в ~ 5 раз выше, чем для алюминия. Таким образом, спектр возмущений течения в жидкой меди должен быть заметно шире, чем в расплаве алюминия. При этом для одного и того же значения b могут реализоваться условия возбуждения собственных колебаний мениска, отвечающих разным частотам. Для меди это наблюдается на практике.

Так, на зависимости $\omega = \omega(b^{-3/2})$, представленной на рис. 4, некоторым значениям b соответствуют два (иногда и три) значения частоты, лежащих на прямых с разными A . Иными словами, на каждом участке покрытого медью волокна длиной всего $1 \div 3$ см можно

обнаружить последовательности полостей, расположенных в соответствии с той или иной собственной частотой колебаний мениска. Это лишний раз свидетельствует о том, что спектр возмущений нестационарный, так что в каждый момент времени в резонансе с возмущениями находится то одно, то другое собственное колебание мениска.

Точно так же и при других скоростях (и других диапазонах значений Re) зависимости собственных частот мениска от $b^{-3/2}$ для алюминия (рис. 3) представляли бы собой прямые с иными наклонами.

Таким образом, установлено, что периметр смачивания совершает сложное периодическое движение вдоль поверхности волокна с частотой, равной в каждый момент времени одной из частот собственных колебаний входного мениска. В низшем положении внутренней кромки мениска у поверхности волокна образуется наблюдаемая в эксперименте полость.

Рассмотренное явление возникновения регулярных полостей в движущемся и замерзающем на волокне расплаве представляет собой один из примеров самоорганизации исходно неупорядоченных систем. Такие явления хорошо изучены в случае возникновения упорядоченных структур на микроуровне. К ним можно отнести, например, процессы кристаллизации в фазовых переходах жидкость — твердое тело, генерацию когерентного света в лазерах и т. д. Общее для них — это неравновесный характер протекания явления, что свойственно открытым системам [6], когда действительно возможна ситуация, ведущая к уменьшению энтропии. В то же время в природе происходят и явления самоорганизации на макроуровне, одним из простейших примеров которых в физических системах служат хорошо известные конвективные ячейки Бенара (см., например, [7]).

Описанное нами явление возникновения периодических полостей может быть отнесено как раз к макромасштабной самоорганизации. При этом не следует думать, что приведенный пример уникален и характерен только для процесса намораживания металла на волокно. Само собой напрашивается обобщение на все процессы, связанные с замерзанием движущихся расплавов на холодных подложках, когда Re превышает $Re_{кр}$. Можно привести еще пример, где такое явление наблюдается. Речь идет о процессе, в одних литературных источниках называемом процессом спиннингования, в других — кастингом, с помощью которого получают тонкие ленты аморфного металла, применяемые, в частности, в высококачественных трансформаторах.

Процесс состоит в том, что на гладкую боковую поверхность быстро вращающегося, охлаждаемого изнутри цилиндрического барабана из ванны подают струю расплавленного исходного металла. Попав на барабан, эта струя образует на нем конечных размеров лужицу, которая вязкими силами вытягивается в направлении быстро движущейся поверхности, находясь на ней до момента замерзания. В дальнейшем центробежной силой готовая лента отделяется от барабана. Уменьшая расстояние от ванны до барабана вплоть до касания с лужицей, можно вообще исключить стадию струйного течения жидкого расплава (см., например, [8]). Сделав при этом отверстие в ванне в виде узкой щели, получим ленты шириной до 40 мм и толщиной $20 \div 60$ мкм.

В этом процессе также наблюдаются всевозможные полости, образующиеся между замерзающей лентой и поверхностью барабана. Причем чем тщательнее отшлифована эта поверхность, тем более систематически располагаются полости, образуя в конце концов некую структуру равноотстоящих, параллельных друг другу полос, ориентированных вдоль оси вращения барабана. Полости же, составляющие каждую из этих полос, наоборот, ориентированы вдоль направления движения ленты, не всегда прямолинейны, не слишком параллельны между собой и, как правило, имеют заметный разброс по длине. В литературе такая структура называется «рыбьей чешуей», а типичные частоты следования полос в ней составляют ~ 5 кГц [8].

Ясно, что и здесь природа возникновения полостей также связана с неустойчивостью течения расплава, поскольку значение Re порядка на два больше, чем в рассмотренном

случае с волокном. Действительно, типичное значение линейной скорости движения поверхности барабана $\sim 1,5 \cdot 10^3$ см/с, что в ~ 100 раз больше скорости протягивания волокна в методе намораживания.

В качестве характерного размера при нахождении Re , по-видимому, следует использовать радиус кривизны лужицы в точке ее соприкосновения с поверхностью барабана. Этот радиус может лишь незначительно отличаться от радиуса кривизны мениска в точке его касания с волокном. Вязкости же металлов — величины одного порядка. Таким образом, течение в лужице неустойчиво, а фазовый переход «фиксирует» последствия этой неустойчивости в виде полосы из полостей, что представляет собой аналог эллипсов, получающихся в системе с цилиндрической симметрией.

Близость характерных размеров, определяющих возникновение полостей и входящих в выражение (2), ведет и к сравнимым значениям частот собственных колебаний менисков в обоих рассмотренных случаях. Тот факт, что в последнем из них полости не сливаются в одну сплошную полосу, а разделены промежутками, не принципиален и свидетельствует лишь о том, что помимо резонанса с продольными колебаниями одновременно имеет место и резонанс поперечных движению ленты колебаний переднего мениска лужицы с какими-то частотами возбуждающих возмущений. Механизм этих возмущений практически полностью совпадает с описанным выше для метода намораживания.

Знание механизма возникновения регулярных неоднородностей в металлических слоях для обоих рассмотренных примеров важно не только с чисто научной точки зрения, но и для целенаправленного в дальнейшем поиска путей борьбы с порождающим эти неоднородности явлением. Наличие полостей ведет к нежелательной вариации толщины замерзающих слоев, а в случае металлопокрытых световодов может служить одним из источников как дополнительных оптических потерь, так и деградации прочности волокна со временем. К тому же полости, образующиеся во входном отверстии металлизатора, ограничивают снизу достижимую в методе намораживания толщину покрытия величинами $10 \div 15$ мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Biriukov A. S., Bogatyrjov V. A., Dianov E. M., Khitun A. G. Calculation of the thickness of a metal coating for a fibre produced by the freezing technique // *Sov. Lightwave Commun.* 1993. V. 3, N 4. P. 235.
2. **Таблицы физических величин: Справочник** / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
3. Sangiorgi R., Muolo M. L., Chatain D., Eustathopoulos N. Wettability and work of adhesion of nonreactive liquid metals on silica // *J. Amer. Ceram. Soc.* 1988. V. 71. P. 742.
4. Бирюков А. С., Богатырев В. А., Хитун А. Г. О природе регулярных макро-неоднородностей металлического покрытия волокон, получаемого намораживанием из расплава. М., 1995. (Препр. / ИОФ РАН: № 3).
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. **Гидродинамика**. М.: Наука. 1988.
6. Николис Г., Пригожин И. **Самоорганизация в неравновесных системах**. М.: Мир. 1979.
7. Хакен Г. **Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах**. М.: Мир. 1985.
8. Shyh-Chin Huang, Fiedler H. C. Effects of wheel surface conditions on the casting of amorphous metal ribbons // *Metallurgical Transactions.* 1981. V. 12A. P. 1107.

Поступила в редакцию 16/X 1995 г.