

УДК 539.2

МЕТОД ГОРДОНА ГЕНЕРАЦИИ НИТЕВИДНЫХ НАНОСТРУКТУР И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

© 2021 г. А. В. Карабулин¹, М. И. Кулиш², В. И. Матюшенко³, Б. М. Смирнов⁴,
Э. Е. Сон⁴, *, А. Г. Храпак⁴

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

²Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

³Филиал института энергетических проблем химической физики РАН, Московская область, Черноголовка, Россия

⁴Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: son.eduard@gmail.com

Поступила в редакцию 10.09.2019 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Проанализирован метод Гордона для генерации металлических нитевидных наноструктур в сверхтекучем гелии в результате лазерного испарения металлической поверхности, которая граничит со сверхтекучим гелием. Рассмотрена кластерная стадия процесса, когда пучок испаренных атомов металла превращается в газ металлических кластеров, так что последующая релаксация испаренного металла происходит в результате излучения металлических кластеров. Экспериментально эти процессы сравниваются в случае, когда пучок испаренных атомов вольфрама направляется в сверхтекучий гелий, в вакуум и в гелиевый газ. Поскольку процесс релаксации на этой стадии происходит при температуре в области нахождения кластеров, составляющей несколько тысяч градусов, излучательный механизм охлаждения кластеров имеет одинаковый характер в рассматриваемых случаях, однако в случае сверхтекучего и нормального гелия заметный вклад в скорость охлаждения вносит тепловой перенос в гелии. Как следует из эксперимента, на следующей стадии релаксации испаренного металла в сверхтекучем гелии содержащая металл область разбивается на много малых областей, ограниченных отдельными вихрями. Каждый вихрь захватывает большое число кластеров, которые перемещаются к оси этого вихря и там объединяются. В результате образуются металлические нанонити, длина которых примерно на два порядка величины превышает их радиус. Эти нанонити являются специальным физическим объектом, имеющим как фундаментальное, так и прикладное значение.

DOI: 10.31857/S0040364421030066

ВВЕДЕНИЕ

Сверхтекучий гелий представляет собой физический объект со специфическими свойствами. Как было показано Ландау [1–3], в сверхтекучем гелии возможны два типа возбуждений, фононы и ротоны (или вихри), так что наличие этих типов возбуждений определяет сверхтекучесть гелия и приводит к целому ряду специфических свойств [4–8]. Одно из этих свойств – введенные в объем сверхтекучего гелия частицы (электроны, ионы, атомы, молекулы или кластеры) за счет силы Бернулли захватываются вихрями [9, 10].

Это свойство сверхтекучего гелия известно с середины прошлого века. Е.Б. Гордон с сотрудниками [11–13] предложили удобный метод введения вещества в сверхтекучий гелий путем испарения твердотельной мишени под действием лазерного импульса. Поскольку сверхтекучий гелий прозрачен для излучения, взаимодействие лазерного пучка с поверхностью происходит также,

как и в вакууме [14]. В результате этого взаимодействия поверхность нагревается и испаряется. При этом существенно, что наносекундные длительности лазерного импульса включают во взаимодействие слой поверхности порядка нанометра. Поэтому метод Гордона с использованием наносекундного лазерного импульса позволяет наиболее эффективно использовать его для испарения поверхности, а не для ее нагревания.

Испаренный материал мишени быстро конденсируется, причем выделяемая при этом энергия уносится сверхтекучим гелием, поскольку он обладает высокой теплопроводностью, которая выше теплопроводности металлов при комнатной температуре. При этом, согласно первым экспериментам, конденсированное вещество может быть в двух формах: в виде отдельных наночастиц сферической формы или нанопроволок диаметром порядка нанометра и длиной в сотни нано-

метров в зависимости от материала поверхности и условий эксперимента.

Таким образом, метод Гордона позволяет получить металлические нанонити, находящиеся на оси квантовых вихрей в сверхтекучем гелии. При нагревании гелий испаряется, что приводит к освобождению нанонитей, и они объединяются в наноструктуры либо в виде сетки или паутины, либо в виде пучка нанонитей. Некоторое понимание характера протекающих при этом процессов следует из анализа теплового излучения, которое сопровождается превращением атомного пучка в кластеры и далее в нанонити [15–17]. Последняя структура является предметом исследования данной работы.

ИЗЛУЧЕНИЕ ИСПАРЕННОГО МЕТАЛЛА НА КЛАСТЕРНОЙ СТАДИИ

Облучение металлической поверхности сфокусированным лазерным пучком ведет к разным режимам процессов, протекающих при испарении этой поверхности. Испарение поверхности сопровождается образованием пучка атомов, т.е. коллектива атомов, отрывающихся от поверхности, с максвелловским распределением по скоростям и определенной направленной скоростью. Связь между этими параметрами и параметрами испарения атомов следует из законов сохранения [18–20]. При определенных условиях последующее развитие этой системы в вакууме или буферном газе приводит к образованию наноструктур [21–25].

Такой режим развития системы требует определенных условий. Длительность лазерного импульса должна быть ограничена, поскольку наряду с атомами при воздействии лазерного импульса на металлическую мишень образуется небольшое число электронов. Тогда последующее взаимодействие лазерного импульса с плазмой приводит к ее размножению, так что поглощенная энергия тратится не на испарение атомов, а на ионизацию, что заканчивается лазерным пробоем [26]. Кроме того, увеличение длительности импульса ведет к уменьшению эффективности испарения, поскольку вводимая энергия тратится в большей степени на нагревание образца [26]. Оптимальная длительность импульса при размере облучаемой области порядка 100 мкм составляет порядка 1 нс, что выполняется при формировании нитевидных наноструктур методом Гордона [27–31].

Расширение пучка атомов при его распространении по мере удаления от поверхности сопровождается уменьшением температуры атомов, что ведет к конденсации атомов и образованию кластеров. В результате возникает эффективный канал охлаждения испаренного металла за счет излучения кластеров. В случаях, когда испарение металлической поверхности производится в сверхте-

кучем или нормальном гелии, наряду с расширением пучка и образованием кластеров, охлаждение происходит в результате теплопроводности окружающего газа, если же лазерная абляция осуществляется в вакууме, последний канал охлаждения отсутствует. При этом отметим, что в области конденсации температура гелия достаточно велика, так что сверхтекучие свойства у гелия отсутствуют. Казалось бы, тогда охлаждение пучка металлических атомов и далее пучка кластеров в сверхтекучем и нормальном гелии происходит одинаково. Однако это справедливо лишь при качественном рассмотрении процессов, поскольку как свойства металла отличаются при комнатной и низкой температуре, так и действие окружающего газа на расширение пучка атомов и кластеров отличается при сильно различных температурах окружающего газа.

Далее проанализируем характер теплового излучения кластеров в процессе остывания испаренного металла. При этом сосредоточимся на случае, когда испаренным металлом является вольфрам, а излучение образующихся кластеров вольфрама происходит в вакууме или в гелии. При этом отметим, что рассматриваемый процесс излучения кластеров вольфрама имеет самостоятельное значение и используется в кластерных источниках света [32]. Действительно, рассматриваемый процесс образования кластеров отвечает непрерывному спектру, так что интенсивность излучения характеризуется температурой, соответствующей степеням свободы кластера, которые ответственны за это излучение. Очевидно, эта температура более или менее соответствует температуре газа, в котором находятся кластеры. Сравнивая кластерные источники света с лампами накаливания, где излучение создается находящимися в вакууме вольфрамовыми нитями, можно утверждать, что температура излучения в лампах накаливания ниже температуры плавления вольфрама. В случае кластерных источников света плавление кластеров не нарушает стабильность излучаемой системы, и поэтому эффективность кластерных источников света в несколько раз превышает эффективность ламп накаливания [32], в основе излучения которых лежит тот же принцип, что и в кластерных источниках света.

Далее мы сосредоточимся на излучении кластеров вольфрама как на физическом процессе, который ответственен за релаксацию горячих кластеров. Этот процесс изучался отдельно в работах [33, 34], и далее будут использованы результаты этих исследований. В указанных работах введенный в вакуум кластер вольфрама нагревался лазерным пучком и далее измерялся спектр излучения этого кластера и его изменение со временем. Поскольку сигнал от отдельного кластера слабый, эта процедура повторялась много раз, что

позволяло накапливать суммарный сигнал. Характерный результат такого измерения представлен на рис. 1. При этом отметим, что характерное время релаксации кластера составляет порядка десятков микросекунд, что значительно меньше времени нагревания кластера. Поэтому процесс релаксации кластера может быть отделен от процесса его нагревания.

Далее мы проанализируем характер релаксации горячего кластера за счет его излучения. Этот процесс одинаков при разных условиях релаксации испаренного металла. В качестве параметра этого процесса мы выберем сечение поглощения фотона данной частоты кластером σ_{abs} , который в силу закона Кирхгоффа можно использовать для обратного процесса – излучения кластера. Рассматривая кластер радиуса r как макроскопическую частицу, при этом считаем, что радиус мал по сравнению с длиной волны излучения λ , имеем [35]

$$\sigma_{\text{abs}} \approx r^2 \frac{r}{\lambda}.$$

С другой стороны, рассматривая кластер как систему n связанных атомов, имеем [36]

$$\sigma_{\text{abs}} \sim n,$$

причем число атомов в кластере n и его радиус r связаны между собой через радиус Вигнера–Зейтса r_W [36, 37] посредством соотношения

$$n = \left(\frac{r}{r_W} \right)^3.$$

Это соотношение справедливо, если радиус взаимодействия атомов мал по сравнению с радиусом кластера, так что прибавление новых атомов к кластеру в процессе его роста не изменяет плотность атомов в кластере. В случае вольфрама $r_W = 0.156$ нм [38].

Проанализируем уравнение теплового баланса кластера, остывающего в результате его излучения. Это позволит связать скорость релаксации с сечением поглощения кластера σ_{abs} . Уравнение теплового баланса для кластера, который остывает в результате излучения, имеет вид

$$C_p \frac{dT}{dt} = - \int B_\omega \sigma_{\text{abs}}(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где C_p – теплоемкость кластера, B_ω – равновесный поток энергии, связанный с тепловым излучением, величина которого дается формулой [39, 40]

$$B_\omega = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega}{T}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (2)$$

Отсюда получим уравнение в виде

$$C_p \frac{dT}{dt} = -\kappa \gamma T^5, \quad (3)$$

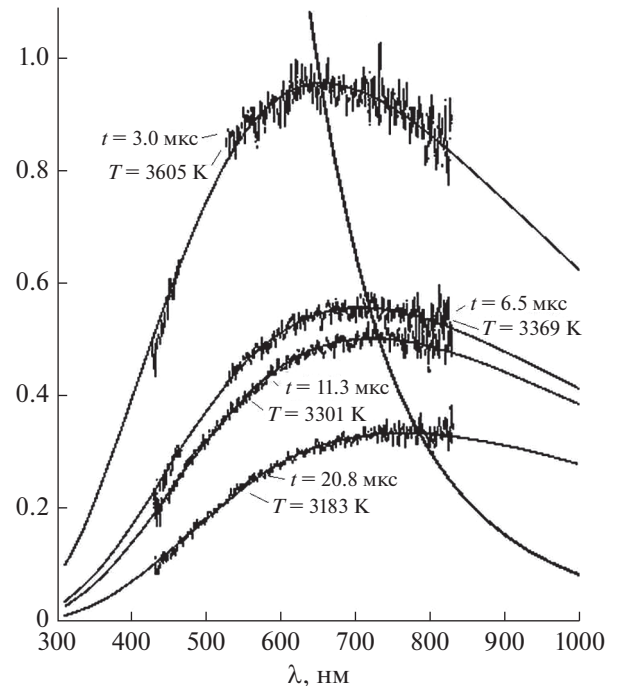


Рис. 1. Спектр излучения кластеров вольфрама, возбуждаемых лазерным пучком, через указанное время после возбуждения [34]; проведенная через максимумы этих спектров кривая характеризует относительное изменение интенсивности излучения кластеров со временем.

где $\kappa = \sigma_{\text{abs}}(\omega) \lambda_n$, λ_n – длина волны излучения, и $\gamma = 3.0 \times 10^{-10}$ Вт/(см³ К⁵). Согласно результатам обработки указанных выше экспериментов [33, 34], имеем [41, 42]

$$\kappa = (5.0 \pm 0.7) \times 10^{-22} \text{ см}^3 \quad (4)$$

в области длин волн $\lambda = (0.8-0.9)$ мкм. Удобно использовать приближение Дюлонга–Пти [43], которое в рассматриваемых единицах имеет вид $C_p = 3n$. С учетом этого соотношения из решения уравнения (2) получим

$$t_2 - t_1 = \frac{3}{\kappa \gamma} \left(\frac{1}{T_2^4} - \frac{1}{T_1^4} \right),$$

где t_1 и t_2 – соответствующие моменты времени, в которые температура кластера принимает значения соответственно T_1 и T_2 .

Представленный выше анализ основан на многократном спектроскопическом исследовании отдельного горячего кластера вольфрама в вакууме через определенное время после его возбуждения [33, 34]. В процессе излучения кластера его температура падает, и анализ данных эксперимента позволяет определить скорость этого процесса. При испарении металла в сверхтекучем гелии в рассматриваемом методе Гордона генерации нанонитей этот процесс происходит на пер-

вых стадиях релаксации испаренного вольфрама, и он был исследован экспериментально [15–17] в рамках стандартных спектроскопических измерений [44, 45]. Для этой цели вольфрам испарялся в сверхтекучий гелий под действием на его поверхность импульсного неодимового Nd:LSB-лазера со следующими характеристиками: $\lambda = 1.064$ мкм, $E = 0.1$ мДж, $\tau = 0.4$ нс. Фокусировка производилась линзой с фокусным расстоянием $f = 280$ мм. Излучение лазера вводилось в криостат через сапфировое окно перпендикулярно к поверхности испаряемого металла.

Исследуемое излучение, возникающее в процессе релаксации испаренного вольфрама, регистрировалось через второе оптическое окно, расположенное перпендикулярно первому. Регистрация излучения проводилась фотоумножителем с внутренним управляемым затвором (модель H11526-01-NN фирмы Hamamatsu), для обработки сигналов с ФЭУ использовался цифровой осциллограф Tektronix TDS 7054. Для предохранения ФЭУ от действия рассеянного лазерного излучения открывающий сигнал на его затвор подавался с задержкой $\Delta\tau = 280$ нс по отношению к лазерному импульсу. Для улучшения соотношения сигнал–шум запись на осциллографе проводилась в режиме усреднения по 128 импульсам. Осциллограф, лазер и фоточувствительный модуль управлялись генератором, который запускал схему регистрации с частотой 50 Гц. Использование набора из семи узкополосных (10 нм) интерференционных светофильтров от 400 до 700 нм с шагом 50 нм (фирма Thorlabs) и эталонного источника сравнения (лампа накаливания SLS201L Thorlabs) с заданной цветовой температурой $T = 2796$ К позволило провести количественные оценки температуры исследуемых процессов.

Отметим, что в рассматриваемом случае излучения малых по сравнению с длиной волны частиц мощность (или интенсивность) излучения изменяется с температурой как $\sim T^5$ согласно формуле (2), что отличается от закона Стефана–Больцмана для излучения макроскопических частиц, где зависимость интенсивности излучения от температуры имеет вид $\sim T^4$. Соответственно, длина волны излучения λ_{\max} , при которой наблюдается максимум, для парциального потока излучения (2) в случае макроскопических частиц в соответствии с законом Вина дается соотношением [46, 47]

$$\lambda_{\max} T = 0.29.$$

В случае излучения частиц, малых по сравнению с длиной волны, вместо закона Вина имеем следующую зависимость интенсивности излучения (см К) от температуры

$$\lambda_{\max} T = 0.24.$$

Это обстоятельство учитывается при обработке экспериментальных результатов, полученных на основе стандартных спектроскопических измерений [44, 45]. При этом отметим, что, согласно проведенному анализу, характер изменения времени релаксации от текущей температуры кластера не зависит от размера кластера. Кроме того, время остывания существенно увеличивается по мере уменьшения температуры кластера. Ниже мы используем эти результаты для анализа характера релаксации испаренного вольфрама при разных условиях.

ОБРАЗОВАНИЕ КЛАСТЕРОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛА

Выше при анализе излучения испаренного вольфрама под действием лазерного пучка предполагалось, что релаксация происходит в результате излучения металлических кластеров, которые быстро образуются при распространении пучка испаренных атомов. Теперь рассмотрим характер роста кластеров. В этом отношении вольфрам является удобной модельной системой, поскольку энергия связи атомов в нем максимальна для металлов. Поэтому кластеризация происходит при более высоких температурах, чем для других металлов, а интенсивность процесса излучения кластеров тем выше, чем выше температура, т.е. в вольфраме эти процессы гораздо эффективнее. Рассмотрим общий характер образования и роста кластеров при облучении поверхности металла лазерным лучом [48], который по своей природе аналогичен процессу кластеризации при прохождении газа или пара через сопло [49–52].

В этом случае пучок испаренных атомов, возникших под действием лазерного луча, распространяется в окружающее пространство и расширяется по мере удаления от поверхности. В силу адиабатического закона для пучка атомов его расширение сопровождается уменьшением температуры, так что при определенной температуре происходит конденсация испаренного металла и рост образованных кластеров. Оставив в стороне различные механизмы и режимы нуклеации, каждый из которых для конденсации атомного пара может быть проанализирован на уровне формул (например, [20]), представим более простой анализ. Именно, считая, что в рассмотренной области параметров давление насыщенного пара p_{sat} как функция температуры T аппроксимируется зависимостью

$$p_{\text{sat}} = p_0 \exp\left(-\frac{\epsilon_b}{T}\right),$$

с параметрами этой формулы [36, 50], $p_0 = 2.7 \times 10^7$ атм, $\epsilon_b = 8.59$ эВ, определим температуру, при которой давление насыщенного пара соответствует давлению свободных атомов вольфра-

ма. Она соответствует температуре $T = 5830$ К при давлении атомного пара $p = 1$ атм (температура кипения вольфрама) и температуре $T = 6700$ К при давлении $p = 10$ атм. Поскольку далее мы имеем дело с температурами испаренного вольфрама ниже 5000 К, можно ожидать, что основная часть испаренного металла при этих температурах превращается в кластеры. Грубая оценка на основе [20] показывает, что время превращения атомного пара в кластеры при этих условиях не превышает 1 мкс.

Эта оценка относится к превращению атомно-го пара в газ кластеров и основана на предположении, что процесс образования кластеров происходит в сильно пересыщенном паре, т.е. термодинамическое равновесие для испаренного металла отвечает нахождению атомов металла в связанном состоянии. Кроме того, предполагается, что выделяемая энергия при прилипанию атомов к кластеру не влияет на процесс образования кластеров, т.е. выделяемая в этом процессе энергия быстро уносится за пределы системы. На самом деле этот процесс затягивается, и именно время уноса энергии за пределы испаренного металла является временем ее релаксации. Считая, что это время связано с излучением кластеров, определим его на основе уравнения (3) с использованием параметра (4) для интенсивности излучения.

В рассматриваемом режиме в соответствии с формулой (3) время τ , за которое излучается энергия, выделяемая в результате образования связанного состояния атомов кластерами, составляет

$$\tau = \frac{3\epsilon_b}{\kappa\gamma T^5}.$$

Используя ранее приведенные значения параметров, входящих в эту формулу, получим время релаксации $\tau \approx 9$ мкс, если процесс протекает при температуре кластеров $T = 5000$ К, а также $\tau \approx 30$ мкс для $T = 4000$ К и $\tau \approx 100$ мкс, если $T = 3000$ К. Эти величины определяют область исследуемых времен релаксации.

Отметим, что в случае излучения кластеров удельная мощность γT^5 является аналогом формулы Стефана–Больцмана для излучения макроскопической поверхности, а параметр κ является аналогом сечения поглощения макроскопической частицы. При этом мы переносим данные рис. 1, относящиеся к длинам волн $\lambda = 0.8–0.9$ мкм, в область спектра видимого излучения, что ведет к дополнительной погрешности.

На рис. 2 приведена излучательная температура испаренного вольфрама в трех рассматриваемых средах. Как видно, на стадии испарения поверхности вольфрама лазерным пучком начальная температура излучения примерно одинакова, если процесс происходит в вакууме и в гелии при нормальных условиях, поскольку начальная тем-

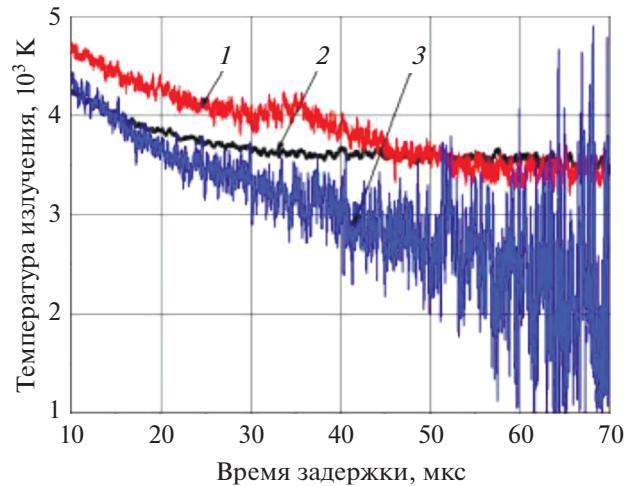


Рис. 2. Температура излучения испаренного металла в процессе его релаксации в сверхтекучем гелии (1), в вакууме при комнатной температуре стенок (2) и в гелии при нормальных условиях (3).

пература поверхности в этих случаях одинакова. В случае, когда процесс испарения происходит в сверхтекучем гелии, температура нагрева испаренного металла выше, поскольку испарение поверхности вольфрама происходит при температуре, меньшей на два порядка, чем в двух предыдущих случаях. Далее остывание в вакууме происходит медленнее, чем в других случаях, поскольку излучение кластеров является единственным каналом отвода энергии.

На рис. 3 дается изменение интенсивности излучения I испаренного вольфрама в трех рассмат-

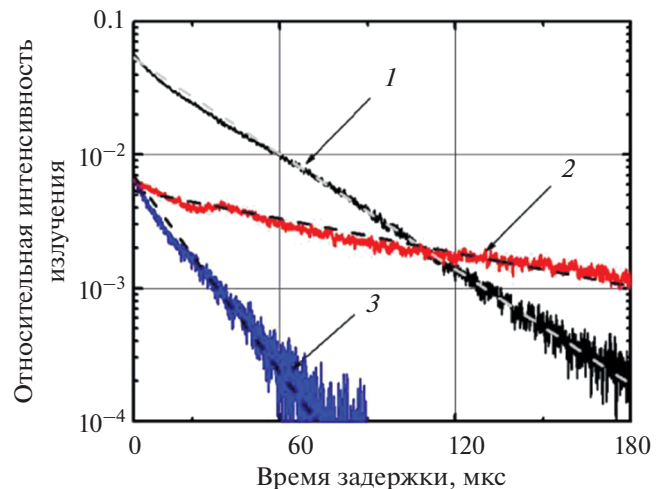


Рис. 3. Изменение интенсивности излучения во времени в результате излучения кластеров вольфрама, образованных при испарении поверхности вольфрама лазерным импульсом; релаксация кластеров происходит в сверхтекучем гелии (1), в вакууме при комнатной температуре стенок (2) и в гелии при нормальных условиях (3).

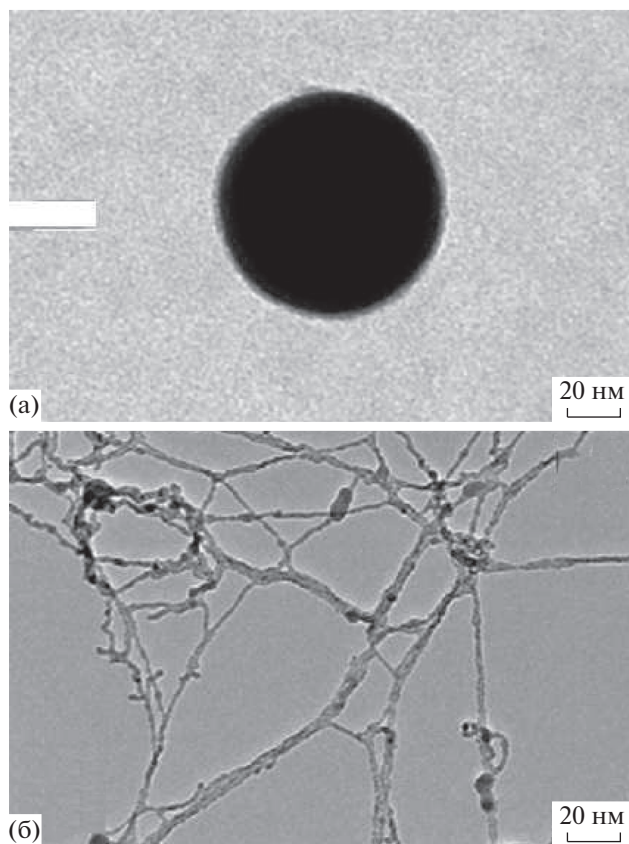


Рис. 4. Структура продуктов испарения вольфрама при облучении его поверхности лазерным импульсом в гелии при нормальных условиях (а) и в сверхтекучем гелии (б).

риваемых средах. Отметим, что интенсивность излучения кластеров изменяется с температурой кластера как $I \sim T^5$ в соответствии с формулой (3), если коэффициент серости кластера не зависит от температуры. Отсюда следует, что изменение интенсивности излучения на порядок величины соответствует уменьшению температуры примерно на 60%, изменение интенсивности излучения на два порядка величины отвечает уменьшению температуры в 2.5 раза. Если начальная температура равна 5000 К, это отвечает конечной температуре соответственно 3200 К и 2000 К в этих случаях.

Одно из интересных свойств сверхтекучего гелия с точки зрения рассматриваемых процессов является захват примесных атомов и ионов вихрями сверхтекучей жидкости [5, 7, 9, 10]. Это свойство относится к холодным атомам, не нарушающим сверхтекучее свойство гелия. Для сохранения сверхтекучих свойств гелия при введении в него горячих атомов необходимо быстрое охлаждение области, где находятся эти атомы, что обеспечивается большой теплопроводностью сверхтекучего гелия. В результате получаем, что горячая область гелия, где находятся горячие атомы,

окружена сверхтекучей областью. Атомы гелия свободно проникают в горячую область, т.е. на первой стадии процесса в горячей области находится смесь металлических атомов и атомов гелия. При этом на первой стадии процесса характерная энергия испаренных атомов металла на три порядка величины превышает предельную тепловую энергию атомов гелия, при которой сохраняются его сверхтекучие свойства.

В силу высокой (бесконечной в предельном случае) теплопроводности сверхтекучего гелия энергия, введенная в гелий за счет испаренного металла, выводится из нее на стенки в результате высокой теплопроводности сверхтекучего гелия. Этот процесс продолжается в процессе превращения металлических атомов в кластеры, поскольку энергия, выделяемая при образовании связанного состояния металлических атомов, переходит в тепло. В соответствии с общими принципами конденсации пересыщенного металлического пара на первой стадии этого процесса атомы превращаются в кластеры, и далее жидкие кластеры растут в результате коагуляции. Последний процесс подобен слиянию двух атомов при их контакте. При этом скорость процесса резко падает по мере роста кластеров, и время формирования кластеров оценивается ~ 1 мкс при размерах кластеров ~ 1 нм.

Характер последующей эволюции рассматриваемой системы можно представить, исходя из конечных продуктов процесса релаксации испаренного вольфрама в нормальном и сверхтекучем гелии, которые представлены на рис. 4. Отсюда следует, что в случае, когда испаренный металл находится в сверхтекучем гелии, на определенной стадии процесса нанометровые металлические кластеры за счет силы Бернулли притягиваются к вихрям. Поскольку отдельный вихрь характеризуется цилиндрической симметрией, кластеры собираются на его оси и объединяются в нить в соответствии со схемой, описанной в [27]. Поскольку в результате превращения кластеров в нить площадь поверхности металлической структуры сокращается почти вдвое, это ведет к выделению энергии, но гораздо меньшей, чем при образовании кластеров. Эта энергия уносится за счет высокой теплопроводности сверхтекучего гелия.

Таким образом, вихрь, представляющий собой канал с металлическими кластерами, в конечном итоге создает анизотропную металлическую структуру в виде нити. В случае объединения кластеров в буферном газе на этой стадии образуется изотропная в среднем фрактальная структура — фрактальные агрегаты [54]. При последующей эволюции из них могут быть образованы соответствующие разреженные металлические структуры, элементом которых являются связанные

между собой металлические нанокластеры [55]. Однако металлические структуры, состоящие из нанонитей, можно получить только на основе метода Гордона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проанализирована связанная с излучением релаксация паров вольфрама, образованных при испарении поверхности этого металла под действием наносекундного лазерного импульса. Этот процесс релаксации связан с излучением кластеров вольфрама и изучается для трех сред, в которые впрыскивается испаренный вольфрам в виде атомного пучка, именно, для сверхтекучего гелия, вакуума и нормального гелия. Поскольку рассматриваемый процесс релаксации испаренного вольфрама происходит при высоких температурах, можно ожидать, что он протекает более или менее одинаково в этих средах с поправкой на условия (температуру и давление), при которых находится испаряемый вольфрам. Релаксация испаренного вольфрама на этой стадии процесса заканчивается образованием кластеров нанометровых размеров. При этом остывание кластеров в вакууме происходит только за счет излучения, а в сверхтекучем и нормальном гелии также и в результате теплопроводности атомов гелия, находящихся в области испаренного металла, и за счет теплопереноса в окружающей среде.

Однако, как следует из эксперимента, на следующей стадии релаксации, когда испаренный металл приходит в равновесие с окружающей средой, характер процесса разный в рассматриваемых средах. Особенно своеобразно этот процесс протекает в сверхтекучем гелии, где охлажденные кластеры вольфрама за счет гидродинамических сил притягиваются вихрями и концентрируются в ограниченной цилиндрической области на оси вихрей, где происходит их объединение в нанонити. В результате метод Гордона позволяет получить новый физический объект – нанометровые нити диаметром в несколько нанометров и длиной в сотни нанометров. Такой сценарий невозможно построить из общих соображений – он следует из анализа эксперимента. Это подчеркивает ценность метода Гордона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д. Теория сверхтекучести гелия II // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. С. 592.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Т. 2. М.: Наука, 1978. 448 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
4. Фейнман Р. Статистическая механика. М.: Мир, 1978. 408 с.
5. Donnelly R.J. Quantized Vortices in Helium II. Cambridge: Cambr. Univ. Press., 1991. 364 p.
6. Donnelly R.J., Barenghi C.F. The Observed Properties of Liquid Helium at the Saturated Vapor Pressure // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1998. V. 27. P. 1254.
7. Toennies J.P., Vilesov A.F. Superfluid Helium Droplets: a Uniquely Cold Nanomatrix for Molecules and Molecular Complexes // Angew. Chem. Int. Ed. 2004. V. 43. P. 2622.
8. Храпак А.Г., Бронин С.Я. Автолокализация электронов в кольцевых вихрях в жидком гелии // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 759.
9. Williams G.A., Packard R.E. Liquid 4He: Contributions to First Principles Theory of Quantized Vortices, Thermohydrodynamic Properties, and the Transition // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 3W3. P. 280.
10. Berloff N.G., Roberts P.H. Capture of an Impurity by a Vortex Line in a Bose Condensate // Phys. Rev. B. 2000. V. 63. P. 024510.
11. Gordon E.B., Karabulin A.V., Matyushenko V.I., Sizov V.D., Khodos I.I. Electric Properties of Metallic Nanowires Obtained in Quantum Vortices of Superfluid Helium // Low Temp. Phys. 2010. V. 36. P. 590.
12. Gordon E.B., Karabulin A.V., Matyushenko V.I., Sizov V.D., Khodos I.I. Structure of Metallic Nanowires and Nanoclusters Formed in Superfluid Helium // JETP. 2011. V. 112. P. 1061.
13. Gordon E.B., Karabulin A.V., Matyushenko V.I., Sizov V.D., Khodos I.I. The Role of Vortices in the Process of Impurity Nanoparticles Coalescence in Liquid Helium // Chem. Phys. Lett. 2012. V. 519. P. 64.
14. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
15. Gordon E.B., Karabulin A.V., Kulish M.I., Matyushenko V.I., Stepanov M.E. Coagulation of Metals in Superfluid and Normal Liquid Helium // J. Phys. Chem. A. 2017. V. 121. P. 9185.
16. Gordon E.B., Kulish M.I., Karabulin A.V., Matyushenko V.I. Non-isothermal Physical and Chemical Processes in Superfluid Helium // Low Temp. Phys. 2017. V. 43. P. 1086.
17. Gordon E.B., Kulish M.I., Karabulin A.V., Matyushenko V.I., Stepanov M.E. Optical Radiation Accompanying Metal Nanoparticles Coagulation in Superfluid Helium // JQSRT. 2019. V. 222–223. P. 180.
18. Бронин С.Я., Полищук В.П. Кнудсеновский слой при испарении и конденсации // ТВТ. 1984. Т. 22. № 3. С. 550.
19. Брыкин М.В., Воробьев В.С., Шелюхаев Б.П. Состояние пара вблизи испаряемой поверхности // ТВТ. 1987. Т. 25. № 3. С. 468.
20. Smirnov B.M. Nanoclusters and Microparticles in Gases and Vapors. Berlin: De Gruyter, 2012. 249 p.
21. Лушиников А.А., Пахомов А.В., Черняева Г.А. Фрактальная размерность агрегатов, образующихся при лазерном испарении металлов // Докл. АН СССР. 1987. Т. 292. С. 86.
22. Lushnikov A.A., Negin A.E., Pakhomov A.V. Experimental Observation of Aerosol–Aerogel Transition // Chem. Phys. Lett. 1990. V. 175. P. 138.
23. Lushnikov A.A., Negin A.E., Pakhomov A.V., Smirnov B.M. Aerogel Structures in a Gas // Sov. Phys. Uspekhi. 1991. V. 34. P. 160.

24. *Smirnov B.M.* Tangle of Fractal Fibers as New State of Matter // *Phys. Usp.* 1991. V. 34. P. 711.
25. *Воробьев В.С.* Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // *УФН.* 1993. Т. 163. С. 51.
26. *Smirnov B.M.* Pulse Regime of Formation of Fractal Fibers // *JETP.* 2016. V. 150. P. 886.
27. *Gordon E.B., Nishida R., Nomura R., Okuda Y.* Filament Formation by Impurities Embedding into Superfluid Helium // *JETP Lett.* 2007. V. 85. P. 581.
28. *Gordon E.B., Okuda Y.* Catalysis of Impurities Coalescence by Quantized Vortices in Superfluid Helium with Nanofilament Formation // *Low Temp. Phys.* 2009. V. 35. P. 209.
29. *Gordon E.B., Karabulin A.V., Morozov A.A., Matyushenko V.I., Sizov V.D., Knodos I.I.* Structure and Properties of Platinum, Gold and Mercury Nanowires Grown in Superfluid Helium // *J. Phys. Chem. Lett.* 2014. V. 5. P. 1072.
30. *Гордон Е.Б., Карабулин А.В., Матюшенко В.И., Сизов В.Д., Ростовщикова Т.Н., Николаев С.А., Локтева Е.С., Голубина Е.В., Маслаков К.И., Кротова И.Н., Гуревич С.А., Кожевин В.М., Явсин Д.А.* Катализ окисления монооксида углерода кислородом в присутствии нанопроволок и наночастиц палладия // *ХВЭ.* 2016. Т. 50. С. 305.
31. *Гордон Е.Б., Карабулин А.В., Матюшенко В.И., Ростовщикова Т.Н., Николаев С.А., Локтева Е.С.* Квази-1D металлы (Pd, Pt, Nb) как катализаторы окисления СО // *Теор. эксп. химия.* 2016. Т. 52. С. 75.
32. *Weber B., Scholl R.* A New Kind of Light-generation Mechanism: Incandescent Radiation from Clusters // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. P. 607.
33. *Frenzel U., Kalmbach U., Kreisle D., Recknzel E.* Laser Induced Optical Emission Studies in Niobium Clusters // *Surf. Rev. Lett.* 1996. V. 3. P. 505.
34. *Frenzel U., Hammer U., Westje H., Kreisle D.* Laser Induced Optical Emission of Tungsten, Niobium, and Hafnium Clusters // *Zs. Phys. D.* 1997. V. 40. P. 108.
35. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 622 с.
36. *Wigner E.P., Seitz F.* Constitution of Metallic Sodium // *Phys. Rev.* 1934. V. 46. P. 509.
37. *Wigner E.P.* On the Interaction of Electrons in Metals // *Phys. Rev.* 1934. V. 46. P. 1002.
38. *Smirnov B.M.* Clusters and Small Particles in Gases and Plasmas. N.Y.: Springer, 1999. 280 p.
39. *Reif F.* Statistical and Thermal Physics. Boston: McGraw Hill, 1965. 651 p.
40. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Т. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
41. *Smirnov B.M., Weideler H.* Radiative Emission of Hot Metallic Clusters // *JETP Lett.* 1999. V. 69. P. 490.
42. *Smirnov B.M., Weideler H.* Mechanisms of Radiative Transitions in Metallic Clusters // *JETP.* 1999. V. 89. P. 1030.
43. *Petit A.T., Dulong P.L.* Recherches sur quelques points importants de la chaleur // *Annal. Chim. Phys.* 1819. V. 10. P. 395.
44. *Очкин В.Н.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006. 472 с.
45. *Ochkin V.N.* Spectroscopy of Low Temperature Plasma. Weinheim: Wiley, 2009. 609 p.
46. *Wien W.* On the division of Energy in the Emission-spectrum of a Black Body // *Philosop. Magaz.* 1897. Ser. 5. V. 43. P. 214.
47. <https://en.wikipedia.org/wiki/Wien's-displacement-law>
48. *Smalley R.* Laser Studies of Metal Cluster Beams // *Laser Chem.* 1983. V. 2. P. 167.
49. *Hagena O.F.* Nucleation and Growth of Clusters in Expanding Nozzle Flows // *Surf. Sci.* 1981. V. 106. P. 101.
50. *Hagena O.F.* Condensation in Free Jets: Comparison of Rare Gases and Metals // *Zs. Phys. D.* 1987. V. 4. P. 291.
51. *Hagena O.F.* Silver Clusters from Nozzle Expansions // *Zs. Phys. D.* 1990. V. 17. P. 157.
52. *Hagena O.F.* Formation of Silver Clusters in Nozzle Expansions // *Zs. Phys. D.* 1991. V. 20. P. 425.
53. *Handbook of Chemistry and Physics.* 86 ed. Ed. D.R. Lide. London: CRC Press, 200-32004.
54. *Forrest S.R., Witten T.A.* Long-range Correlations in Smoke-particle Aggregates // *J. Phys. A.* 1979. V. 12. P. L109.
55. *Смирнов Б.М.* Металлические наноструктуры: от кластеров к нанокатализу и сенсорам // *УФН.* 2017. Т. 187. С. 1330.