

# Зондовые исследования эрозионного факела при абляции тантала в вакууме излучением эксимерного лазера с длиной волны 308 нм

О.А.Новодворский\*, Е.О.Филиппова\*, О.Д.Храмова\*, А.К.Шевелев\*, К.Венцель\*\*, И.В.Барта\*\*

*При помощи зонда Ленгмюра исследовался эрозионный факел, образующийся при абляции мишени из тантала в вакууме излучением эксимерного лазера ( $\lambda = 308$  нм). В режиме реального времени получены пространственная и временная зависимости электронного и ионного тока зонда. Впервые по сериям зависимостей электронных токов зонда от потенциала зонда измерена электронная температура различных участков факела на разных расстояниях от мишени. Установлены неоднородность электронной температуры факела и ее снижение в различных участках факела с увеличением времени разлета. Определена концентрация ионов в факеле на разных расстояниях от мишени.*

**Ключевые слова:** эрозионный факел, зонд Ленгмюра, скорость разлета ионов, электронная температура.

## Введение

Лазерная абляция твердых мишеней давно является предметом многочисленных исследований. Это связано как со сложностью происходящих при абляции процессов, так и с возможностью ее широких практических приложений [1, 2]. Одним из важных направлений использования абляции твердых мишеней под действием лазерного излучения является импульсное лазерное осаждение тонких пленок.

В практических приложениях, особенно при лазерно-плазменном осаждении, необходимо иметь информацию о характеристиках эрозионного факела. Известна существенная роль энергетического спектра ионов при осаждении тонких пленок физическими методами [3], в частности при лазерно-плазменном осаждении [4]. Очень важной в этих процессах является возможность управления энергетическим спектром ионов, который оказывает существенное влияние на характеристики осаждаемых пленок (тип кристаллической структуры, размер кристаллов, адгезия и др.) [4]. Определение энергетических параметров факела (энергетический спектр ионов, электронная температура, плотность), их зависимость от энергии лазерного импульса, пространственная эволюция и угловая зависимость представляют особый интерес при использовании импульсного лазерного осаждения тонких металлических пленок. Разрешенные во времени и пространстве измерения в процессе движения факела от мишени к подложке дают информацию о кинетике различных частиц и скорости их распространения.

Для исследования лазерного эрозионного факела при абляции металлов, полупроводников, ионных кристаллов, керамики широко применяются зондовые методы исследования [5, 6–9]. Для лазерной абляции металлов характерна близость порога испарения мишени и порога

плазмообразования [10], поэтому при импульсном лазерном осаждении эрозионный факел металлов существенно ионизован [5, 11]. В сильно ионизованной плазме факела электрический зонд Ленгмюра регистрирует заряженные частицы, которые составляют значительную долю частиц факела, и обеспечивает при этом высокую локальность измерений.

В различных исследованиях при помощи зонда Ленгмюра определялись распределение ионов по скоростям [6, 9], потенциал насыщения ионного тока [9], энергетический спектр ионов меди [5], электронная температура эрозионного факела [7, 8]. При абляции мишеней из MgO в работе [8] установлено, что при изменении плотности энергии излучения на мишени от 1.4 до 3 Дж/см<sup>2</sup> электронная температура изменяется от 1 до 10 эВ. Однако исследования распределения электронной температуры в различных участках факела и ее изменения во времени ранее не проводились.

В настоящей работе с помощью зонда Ленгмюра при абляции мишени из тантала излучением эксимерного лазера ( $\lambda = 308$  нм) исследовался эрозионный факел. В режиме реального времени изучались пространственная и временная зависимости электронного и ионного токов зонда, распределение ионов по скоростям, распределения электронной температуры и плотности ионов в факеле, а также динамика этих параметров.

## 1. Эксперимент

Эксперименты проводились в вакуумной камере ВУП-5, которая откачивалась диффузионным насосом до давления  $p \leq 10^{-5}$  мм рт. ст. Лазерная эрозионная плазма создавалась излучением эксимерного XeCl-лазера. Длительность импульса на полувысоте составляла 20 нс, энергия в импульсе регулировалась в пределах 2–25 мДж. Излучение фокусировалось двухлинзовым объективом с фокусным расстоянием 8 см и направлялось на мишень под углом 50° к нормали. Мишень изготавливалась в виде дисков из фольги тантала толщиной 0.5 или 1 мм с чистотой 99.9%. Диски укреплялись на оси электродвигателя и вращались с частотой до 10 Гц.

\*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 140700 Шатура Моск. обл., ул. Святоозерская, 1

\*\*Dresden University of Technology, Institute of Semiconductor and Microsystems Technology D-01062 Dresden, Germany

Пятно фокусировки на мишени имело эллипсоидную форму и площадь  $0.5 \text{ мм}^2$ . Мишень и стенки вакуумной камеры заземлялись. Зонд Ленгмюра длиной 5 мм изготавливался из вольфрамовой проволоки диаметром 0.2 мм, которая помещалась в керамическую трубку. Потенциал зонда мог изменяться в пределах  $\pm 18 \text{ В}$ . Источником регулируемого напряжения на зонде служила батарея аккумуляторов, которая одним полюсом через потенциометр подключалась к зонду, а другим полюсом через нагрузочный резистор заземлялась. Для стабилизации потенциала зонда во время протекания тока источник регулируемого напряжения шунтировался емкостью  $2.5 \text{ мкФ}$ . Спротивление нагрузочного резистора могло изменяться дискретно от 10 до 1000 Ом.

Сигнал с нагрузочного резистора обрабатывался быстроедействующим АЦП и записывался в ЭВМ типа IBM PC. Диапазон измеряемых напряжений АЦП составлял  $\pm 5 \text{ В}$ , период оцифровки АЦП – 0.1 мкс. Отсчет времени прихода зарядов на зонд производился от момента генерации лазерного импульса, регистрируемого фотодиодом, сигнал с которого подавался на триггерный вход АЦП. Зонд размещался в вакуумной камере (его ось была параллельна плоскости мишени) и перемещался поступательно вдоль нормали к месту фокусировки излучения в пределах от 3 до 160 мм от поверхности мишени. Для проведения угловых измерений зонд мог отклоняться от нормали на угол  $\pm 80^\circ$ .

Для исследования частиц, разлетающихся вдоль поверхности мишени, зонд перемещался над плоскостью мишени на расстояние до 45 мм от места облучения на расстоянии 3 мм от плоскости мишени. Во всех измерениях ось зонда оставалась параллельной плоскости мишени, при этом зонд всегда был направлен боковой поверхностью к области абляции.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В проведенных экспериментах нами были получены более тысячи времяпролетных кривых (ВПК) зондового тока в случае абляции тантала на разных расстояниях зонда от мишени при разных энергиях падающего лазерного излучения и разных потенциалах зонда. Меняя знак потенциала зонда, мы получали ВПК как для ионов, так и для электронов. Для характерных точек ВПК были построены вольт-амперные зондовые характеристики, по электронным ветвям которых определялась электронная температура, а по ионной ветви – потенциал насыщения ионного тока.

Для нескольких расстояний зонда от мишени были измерены времена прихода лидирующих групп ионов. Время прихода определялось по задержке переднего фронта зондового сигнала, измеренного на полувысоте амплитуды, относительно лазерного импульса. Наблюдалась прямо пропорциональная зависимость времени прихода переднего фронта сигнала от расстояния от зонда до мишени. Скорость разлета ионов определялась из зондовых кривых как отношение расстояния между зондом и мишенью к времени задержки соответствующего импульса тока относительно начала лазерного импульса.

Для лидирующей группы ионов Ta в факеле скорость разлета не зависит от расстояния до мишени и составляет  $1.9 \cdot 10^4 \text{ м/с}$ . Полученная нами скорость удовлетворяет за-

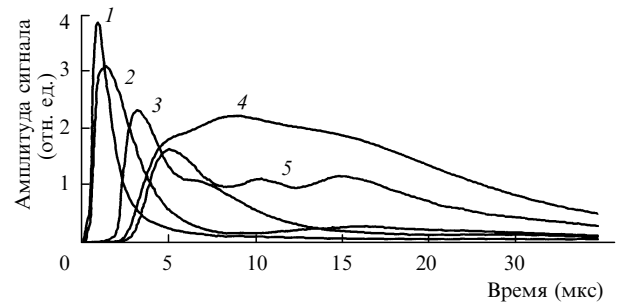


Рис.1. Зондовые ВПК при потенциале зонда – 18 В и расстояниях от зонда до мишени  $L = 10$  (1), 23 (2), 75 (3), 113 (4) и 133 мм (5). Для наглядности масштаб не соблюден, а время развертки уменьшено.

висимости  $v \sim M^{-1/2}$ , где  $M$  – атомный вес элемента; такая зависимость наблюдалась другими авторами для ионов бария, иттрия и меди [12] при интенсивности лазерного излучения  $100 \text{ мВт/см}^2$ . В настоящей работе измерения проводились при аналогичных условиях.

Было обнаружено, что зондовые ВПК для ионов тантала при разных расстояниях зонда от мишени существенно различаются. Эволюция ВПК для ионов тантала с изменением расстояния при плотности энергии лазерного излучения на мишени  $2 \text{ Дж/см}^2$  представлена на рис.1. Так как с увеличением расстояния от зонда до мишени амплитуда сигнала уменьшается, то для наглядности на рис.1 ВПК даны не в масштабе, хотя все кривые сняты при одинаковом потенциале зонда, равном – 18 В.

Все кривые были получены в интервале времени измерения 0–100 мкс, но на рис.1 для лучшего разрешения этот интервал уменьшен до 30 мкс. Из рис.1 видно, что задержка переднего фронта сигнала пропорциональна расстоянию от зонда до мишени.

При удалении зонда от мишени на 10 мм (кривая 1 на рис.1) времяпролетный сигнал представляет собой гладкую кривую, имеющую один максимум, с резким передним и более пологим задним фронтом, спадающим до нуля примерно за 10 мкс. Если предположить, что эта кривая соответствует какому-то гладкому распределению ионов по скоростям, то она должна сохранять гладкую форму и при дальнейшем разлете. Однако оказалось, что времяпролетный сигнал с увеличением расстояния от зонда до мишени ведет себя более сложным образом. С удалением зонда от мишени на ВПК возникают несколько максимумов, которые с увеличением расстояния становятся более выраженными. Как видно из рис.1, на расстояниях 23 и 75 мм ВПК имеет два максимума. На расстоянии 113 мм начинает проявляться третий максимум, на расстоянии 133 мм эти три максимума становятся более четкими. Оказалось, что распределение по скоростям в группе частиц, соответствующей отдельному максимуму на кривых 4 и 5, может быть описано максвелловским распределением [13, 14]

$$I(t) = K L t^{-4} \exp \left[ -\frac{(L/t)^2}{v^2} \right] \quad (1)$$

или сдвинутым максвелловским распределением [15]

$$I(t) = K L t^{-4} \exp \left[ -\frac{(L/t - v_0)^2}{v^2} \right], \quad (2)$$

где  $K$  – коэффициент пропорциональности;  $v = (2kT/M)^{1/2}$  – наиболее вероятная скорость;  $L$  – расстояние от зонда

до мишени;  $v_0$  – скорость центра масс группы ионов, удаляющихся от поверхности в столкновительном режиме. Эти распределения были взяты для описания полученных экспериментальных кривых. После математической обработки экспериментальных данных оказалось, что каждая из кривых 1–5 на рис.1 является суммой четырех максвелловских кривых с разными положениями максимумов. Иными словами, при отрицательном потенциале зонда для всех исследованных нами расстояний в факеле наблюдаются четыре группы положительно заряженных частиц.

Для иллюстрации этого на рис.2 приведены ВПК для  $L = 23$  и 113 мм, усредненные по десяти экспериментальным кривым зондового тока. Хотя на первой кривой можно наблюдать два максимума, а на второй – три, обе они могут быть с высокой степенью точности аппроксимированы четырьмя максвелловскими кривыми. При  $L = 23$  мм ВПК аппроксимируется кривыми с максимумами в точках  $t = 1.1, 2.1, 4.0$  и 16.7 мкс, которые соответствуют скоростям движения частиц 21, 11, 6 и 1.4 км/с.

Кривая, полученная при  $L = 113$  мм, с четко выраженными тремя пиками на участке до 30 мкс хорошо аппроксимируется тремя максвелловскими кривыми. Для аппроксимации кривой на участке со временем разлета более 30 мкс нужно добавлять еще одно приближение – сдвинутое максвелловское распределение с относительно низкой средней скоростью. Максимумы этих распределений расположены в точках  $t = 5.3, 10.2, 17.7$  и 49 мкс, которым соответствуют наиболее вероятные скорости 21, 11, 6 и 2.5 км/с. По полученным нами скоростям для  $L = 23$  и 113 мм можно видеть, что скорости первых трех групп ионов постоянны, а скорость четвертой группы увеличивается с увеличением расстояния от мишени. Увеличение скорости четвертой группы ионов подтверждается и аппроксимацией ВПК на всех остальных исследованных нами расстояниях от зонда до мишени (10–133 мм). Двух- и трехмодальные распределения ионов по скоростям наблюдались ранее и другими авторами для

многокомпонентных мишеней ионных кристаллов [16] и ВТСП-керамики [17].

В предыдущих исследованиях нами было установлено, что при абляции Та насыщение ионного тока зонда  $I_i$  достигается при потенциале зонда  $\sim 10$  В [18], а сам ток в режиме насыщения определяется по формуле

$$I_i = 0.5SenV, \quad (3)$$

где  $S$  – площадь зонда;  $e$  – заряд электрона;  $n$  – плотность ионов;  $V$  – скорость ионов на границе бесстолкновительного слоя зонда [19]. Ионный времяпролетный сигнал можно поточечно преобразовать в распределение плотности зарядов, пролетающих в факеле:

$$n(t) = \frac{I(t)}{0.5SeV} = \frac{I(t)t}{0.5SeL}, \quad (4)$$

где  $t$  – время прихода регистрируемых ионов. С использованием этих соотношений из полученных ВПК нами была определена концентрация частиц в факеле на разных расстояниях от мишени. Максимальная концентрация ионов в факеле изменяется от  $3.3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$  на расстоянии  $L = 10$  мм до  $1.4 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  на расстоянии  $L = 133$  мм.

Первые группы ионов, движущиеся с постоянной скоростью, формируются в начале абляции в режиме свободного бесстолкновительного истечения. Для этих групп амплитуды сигналов уменьшаются с расстоянием как  $L^{-2}$  [18], что соответствует разлету шарового слоя. Более медленные группы ионов образуются в результате истечения, характеризуемого наличием кнуденовского слоя, когда возникает обратный поток частиц, изменяющий условия дальнейшего испарения [14].

Испарение атомов с поверхности мишени может происходить в течение времени, значительно превышающего длительность лазерного импульса, в результате радиационного нагрева поверхности мишени плазмой факела и обратным потоком частиц из плазмы. Как следует из гидродинамической модели разлета [20], при разлете облака на расстояние до нескольких сантиметров плотность нейтральных частиц остается максимальной у поверхности мишени. Известно, что нейтральные частицы в факеле разлетаются с меньшими, чем заряженные частицы, скоростями [12]. Однако их лидирующая часть, движущаяся быстрее «хвоста» быстрых групп ионов, может быть ионизована в результате резонансной перезарядки, что приведет к увеличению скорости разлета медленных групп ионов. Длинный «хвост» на зондовых ВПК может также формироваться при ионизации в результате перекрывания потока нейтральных частиц с задним фронтом электронного облака заряженной части факела [8].

Причинами возникновения «горячих» электронов в плазме могут служить многофотонное поглощение, тормозное поглощение [2] и раскачка ленгмюровских колебаний [21]. В результате кулоновского взаимодействия с внешними слоями эрозионного факела эти электроны формируют высокоэнергетичную лидирующую часть ионов, энергия которых может достигать нескольких сотен электронвольт, что и наблюдается в эксперименте [5, 18, 22]. Однако из-за малой глубины проникновения внешнего поля в плазму факела доля этих ионов в общей массе ионов факела довольно мала и составляет несколько процентов от их общего числа [18, 22].

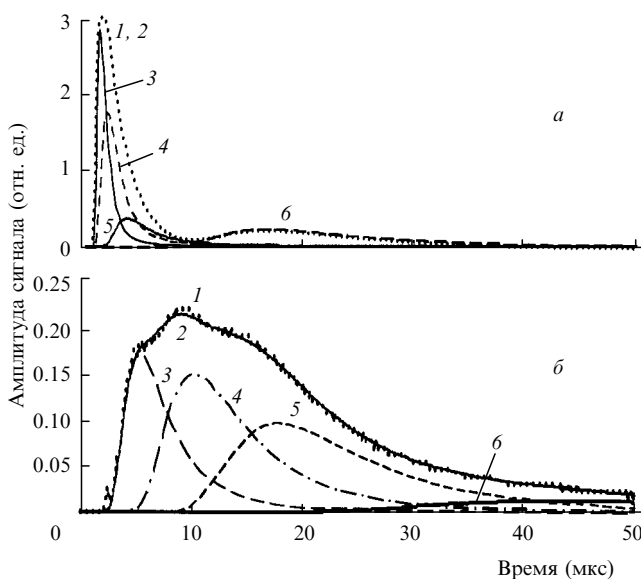


Рис.2. Аппроксимация ВПК максвелловскими распределениями при расстояниях от зонда до мишени  $L = 23$  (а) и 113 мм (б): 1 – экспериментальные кривые, полученные при усреднении десяти однократных измерений; 2 – их аппроксимация суммой максвелловских кривых 3–6.

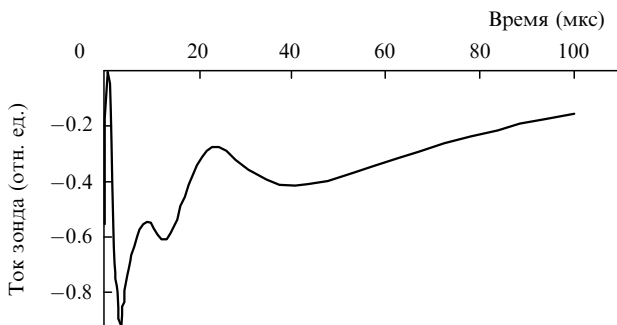


Рис.3. Форма импульса электронного тока зонда на расстоянии 23 мм по направлению нормали к мишени при потенциале зонда + 8 В.

Временные зависимости электронного тока зонда аналогично ионным ВПК имеют сложную форму. Они также существенно изменяются в зависимости от расстояния от зонда до мишени. На больших расстояниях на них различаются несколько максимумов, которые по временному положению близки к максимумам на ВПК ионного тока. Характерный вид кривой электронного тока зонда, расположенного на оси факела, при  $L = 23$  мм приведен на рис.3. Из зависимостей логарифмов амплитуд максимумов ВПК от потенциала зонда определялась электронная температура  $T_e$  в соответствующих этим максимумам участках факела.

Наклоны этих зависимостей в области ниже электронного тока насыщения равны  $e/(kT_e)$ . Это следует из зондового уравнения

$$I_e \propto \exp \frac{eU}{kT_e},$$

где  $U = U_s - U_p$  – напряжение зонд – плазма;  $U_s$  – потенциал зонда;  $U_p$  – потенциал плазмы, который может отличаться от нуля на  $kT_e/e$ ;  $I_e$  – ток зонда. Зондовое уравнение справедливо для положительного напряжения на зонде выше  $kT_e/e$ , ниже которого ионный ток соизмерим с электронным и зависимость  $\ln I_e(U)$  отклоняется от линейной [19].

Электронная температура  $T_e$ , определенная по трем наблюдаемым максимумам, временное положение которых изменяется с расстоянием от зонда до мишени, для  $L = 23, 75$  и  $133$  мм приведена в табл.1. Температура для всех трех максимумов оказалась разной. Видна тенденция уменьшения температуры к последнему пику, т.е. к хвостовой части факела. Однако полученные температуры относятся к электронным облакам, связанным с разными группами ионов, разлетающимися с разными скоростями. Если по аналогии с ионными ВПК приписать максимумам на электронных кривых определенные скорости разлета, то по временному положению этих максимумов для разных расстояний от зонда до мишени можно выделить температуры, которые соответствуют электронному облаку, связанному с определенной груп-

Табл.1. Электронная температура эрозионного факела (в электронвольтах) при разных расстояниях от зонда до мишени  $L$ .

Максимум на ВПК	$L$ (мм)		
	23	75	133
первый	6.4	6.25	5.8
второй	5.7	5.9	5.3
третий	4.8	5.0	4.7

пой ионов и удаляющемуся от мишени с постоянной скоростью. Таковыми являются, например, первые три максимума для  $L = 23, 75$  и  $133$  мм, которым соответствуют температуры электронов 6.4, 5.9 и 5.3 эВ. Следовательно, температура электронов в сгустке, который движется с постоянной скоростью, падает с удалением от мишени.

Оценим электронную температуру в факеле по формуле [23]

$$T_e = 2.98 \cdot 10^4 A^{1/8} (Z + 1)^{-5/8} Z^{3/4} (I_{las} \lambda)^{1/2} \tau^{1/4} K,$$

где  $A$  – атомный вес иона;  $Z$  – средний заряд ионов в облаке;  $I_{las}$  – интенсивность лазерного излучения в Вт/см<sup>2</sup>;  $\lambda$  – длина волны излучения в сантиметрах;  $\tau$  – длительность лазерного импульса в секундах. Для однократно ионизованных атомов тантала ( $Z = 1$ ) получаем  $T_e = 4.8$  эВ, а для  $Z = 1.5$  (одно- и двукратно ионизованные атомы тантала)  $T_e = 5.6$  эВ, что неплохо согласуется с рассчитанными нами температурами. При измерении электронной температуры в факеле зондовым методом в случае абляции ионных кристаллов эксимерным лазером авторы [16] также наблюдали снижение температуры  $T_e$  при удалении от поверхности мишени.

В начале развертки на зондовых кривых электронного тока наблюдается короткий импульс, временное положение которого при разрешении 0.1 мкс не зависит от расстояния от зонда до мишени. Его дают фотоэлектроны, вылетающие из поверхности мишени под действием лазерного излучения еще до начала интенсивной абляции. Аналогичный импульс фотоэлектронов наблюдался при абляции диэлектриков [8, 16]. Амплитуды этих импульсов также зависят от потенциала зонда. Для них измеренная на расстоянии 75 и 133 мм температура  $T_e = 11.5$  и 7.35 эВ соответственно.

Были исследованы электронные ВПК при перемещении зонда вдоль поверхности мишени на расстоянии 3 мм от поверхности. При этом на ВПК также наблюдаются три максимума. Характерный вид кривой электронного тока зонда, находящегося у поверхности мишени, приведен на рис.4. Видно, что форма сигнала существенно отличается от формы кривой тока зонда, расположенного на оси факела. Различаются и соотношения амплитуд разных пиков. Обращает на себя внимание отсутствие пика фотоэлектронов.

На начальном участке развертки виден отдельный пик, слабо выраженный или отсутствующий на кривых, полученных, когда зонд расположен на оси мишени. Этот пик дают электроны, разлетающиеся вне ионного облака, но удерживаемые кулоновскими силами. Из-за большой концентрации зарядов в облаке, распространяю-

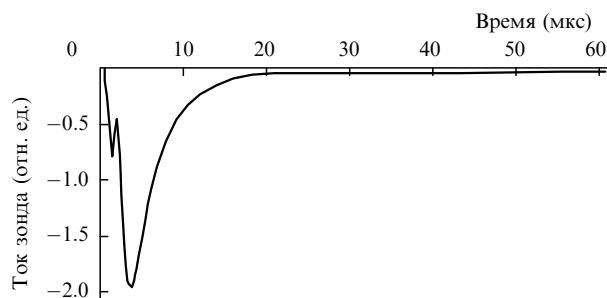


Рис.4. Форма импульса электронного тока зонда, расположенного на расстоянии 3 мм от поверхности и удаленного от оси факела на расстояние 30 мм, при потенциале зонда + 8 В.

Табл.2. Электронная температура эрозионного факела (в электронвольтах) при разных расстояниях от зонда до нормали к мишени  $R$ .

Максимум на ВПК	$R$ (мм)		
	15	30	45
первый	4.2	3.9	2.90
второй	4.0	3.65	1.85
третий	3.3	2.6	1.80

щемся вдоль нормали, на соответствующих кривых этот пик не разрешается. В направлении вдоль поверхности мишени концентрация зарядов в ионном облаке намного ниже (диаграмма разлета ионов  $\sim \cos^6 \theta$  [18, 22]) и этот пик отчетливо виден.

По максимумам электронных ВПК была измерена электронная температура. Зависимости амплитуд сигналов от потенциала зонда снимались при удалении зонда от нормали к мишени на расстояние 15, 30 и 45 мм. Полученные  $T_e$  приведены в табл.2. Первый и второй максимумы на ВПК соответствуют группам ионов, распространяющимся с постоянными скоростями. Видно, что температура падает с удалением от зоны абляции, а также к хвосту факела. Необходимо отметить, что температура участков факела, разлетающихся вдоль поверхности, ниже температуры участков, разлетающихся по нормали к ней.

## Заключение

Распределение ионов по скоростям разлета в эрозионном факеле при абляции мишеней тантала в вакууме имеет негладкий характер. Распределения скоростей в отдельных группах ионов хорошо описываются одномерным распределением Максвелла. Лидирующие группы ионов факела распространяются с постоянными скоростями. Медленные группы ионов ускоряются в процессе разлета. Это может быть вызвано изменением концентрации ионов в результате процессов химионизации и рекомбинации, а также изменением скорости разлета ионов в результате соударений второго рода. Ускоренное движение ионов в медленных модах для исследуемых показывает преобладающую роль столкновений электронов и ионов в хвостовой части заряженного участка факела с нейтральными частицами расстояний. Здесь плаз-

ма еще не достигает состояния свободного разлета. По сериям зависимостей электронных токов зонда от потенциала зонда измерена электронная температура разных участков факела на разных расстояниях от мишени.

Установлено, что электронная температура факела неоднородна, причем она снижается от головной к хвостовой части факела. Наблюдается также уменьшение электронной температуры во всех участках факела с увеличением времени разлета.

1. Хора Х. *Физика лазерной плазмы* (М., Энергоатомиздат, 1986, с.272).
2. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А. и др. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М., Наука, 1989).
3. Roy R.A., Catania P., Saenger K.L., Cuomo J.J., Lossy R.L. *J. Vac.Sci.Technol.B*, **11**, 1921 (1993).
4. Saenger K.L. *J.Appl.Phys.*, **70**, 5629 (1991).
5. Jordan R., Cole D., Lunney J.G., Mackay K., Givord D. *Appl.Surf.Sci.*, **86**, 24 (1995).
6. Dyer P.E., Greenough R.D., Issa A., Key P.H. *Appl.Phys.Letts*, **53**, 534 (1988).
7. Von Gutfeld R.J., Dreyfus R.W. *Appl.Phys.Letts*, **54**, 1212 (1989).
8. Ermer D.R., Langford S.C., Dickinson J.T. *J.Appl.Phys.B*, **1**, 1495 (1997).
9. Lubben D., Barnett S.A., Suzuki K., Gorbatskin S., Greene J.E. *J.Vac.Sci.Technol.B*, **3**, 968 (1985).
10. Ready J.F. *Effects of high power laser radiation* (London, Academic, 1971).
11. Witke T., Ziegele H. *Surf.Coat.Technol.*, **97**, 414 (1997).
12. Marine W., Gerri M., d'Aniello J.M.S. *Appl.Surf.Sci.*, **54**, 264 (1992).
13. Анисимов С.И. *ЖЭТФ*, **54**, 339 (1968).
14. Kelly R., Dreyfus R.W. *Surface Science*, **198**, 263 (1988).
15. Otis C.E., Goodwin P.M. *J.Appl.Phys.*, **73**, 1957 (1993).
16. Chin J.J., Ermer D.R., Langford S.C., Dickinson J.T. *Appl.Phys.A*, **64**, 7 (1997).
17. Бояркин О.В., Буримов В.Н., Голубев В.С., Жерихин А.Н., Попков В.Л. *Изв. АН. Сер. физич.*, **57**, №12, 90 (1993).
18. Novodvorsky O.A., Khramova O.D., Shevelev A.K., Filippova E.O. *Proc. SPIE*, **3885**, 471 (1999).
19. Демидов В.И., Колобков Н.В., Кудрявцев А.А. *Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы* (М., Энергоатомиздат, 1996).
20. Leboenf J.N., Chen K.R. *Appl.Surf.Sci.*, **96-98**, 14 (1996).
21. Горбунов Л.М., Кирсанов В.И. *ЖЭТФ*, **96**, 583 (1989).
22. Novodvorsky O.A., Khramova O.D., Filippova E.O., Wenzel C., Bartha J.W. *Optics and Lasers in Engng*, **32**, 449 (1999).
23. Phipps C.R., Turner T.P. Jr., Harrison R.F. et al. *J.Appl.Phys.*, **64**, 1083 (1988).