



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

31

В. В. Чикунов

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ НА АНОДНОЙ ФОЛЬГЕ
НА ПОЯВЛЕНИЕ ПЛАЗМЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ
МИКРОСЕКУНДНОМ ДИОДЕ

ПРЕПРИНТ 84-140



НОВОСИБИРСК

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ НА АНОДНОЙ ФОЛЬГЕ НА ПОЯВЛЕНИЕ
ПЛАЗМЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ МИКРОСЕКУНДНОМ ДИОДЕ

В.В.Чикунов

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе проведен анализ процессов на анодной фольге, в результате которых может происходить образование плазмы в плоском диоде, генерирующем мощный релятивистский электронный пучок (РЭП) микросекундной длительности. На основе литературных данных описана структура поверхностного слоя фольги, процессы десорбции газа при облучении фольги пучком, а также различные механизмы ионизации этого газа. Кроме того, рассмотрена возможность лавинного заполнения диода плазмой в результате бомбардировки электродов диода быстрыми ионами.

Содержание

<u>Введение</u>	3
I. <u>Образование прианодного газового слоя</u>	5
I.1. Структура поверхности анода	5
I.2. Термическая десорбция	10
I.3. Электронно-стимулированная десорбция	14
2. <u>Образование анодной плазмы</u>	15
2.1. Ионизация электронным ударом	16
2.2. Пробой	18
2.3. Фотоионизация и другие механизмы	20
3. <u>Лавинное замыкание диода</u> ($H^+ \rightarrow H^- \rightarrow H^+$)	21
3.1. Распыление нейтральных частиц	22
3.2. Распыление ионов	26
<u>Заключение</u>	31
<u>Литература</u>	33

Введение

Известно, что при генерации мощных релятивистских электронных пучков (РЭП) микросекундной длительности время генерации пучка ограничено из-за уменьшения импеданса диода в течение импульса. Считается, что замыкание диода происходит вследствие образования в диоде катодной и (или) анодной плазмы [1,2]. Механизм формирования катодной плазмы, образующейся при взрыве острий катода, подробно рассмотрен в обзорах [3,4]. Процессы, в результате которых может образовываться анодная плазма, изучены менее детально. Между тем, появление анодной плазмы в диоде если и не приводит к его замыканию, то может существенно менять режим его работы. Так, эмиссия ионов из анодной плазмы в диод может приводить к росту электронного тока и установлению биполярного режима; кроме того, неясны последствия бомбардировки катода быстрыми ионами. Указанные обстоятельства относятся также к РЭП микросекундной длительности, генерируемым в плоском диоде. Работы по получению таких пучков проводятся в ИЯФ СО АН СССР с целью их использования для нагрева плазмы в соленоиде [5].

В настоящей работе на основе литературных данных проведен анализ процессов, в результате которых может происходить выделение газа из анодной фольги (раздел 1) и его ионизация (раздел 2). Приведены оценки наиболее важных, с точки зрения автора, механизмов ионизации, таких как ионизация газа электронным ударом, пробой прианодного газа вследствие ионизации ионным ударом и некоторые другие.

Кроме того, заполнение диода плазмой может быть в некоторой степени обусловлено бомбардировочно-лавинным механизмом, который рассмотрен в разделе 3.

Указанные механизмы замыкания диода могут стать определяющими в других схемах генерации РЭП. Так, рассматривается вариант (см., например, [5]), когда пучок с низкой плотностью тока формируется в диоде с магнитной изоляцией и кольцевым катодом большой площади (анодная фольга отсутствует) и затем адиабатически сжимается в сходящемся продольном магнитном поле. В таком диоде катодная плазма может даже совсем не образовываться (например, если применяется термоэмис-

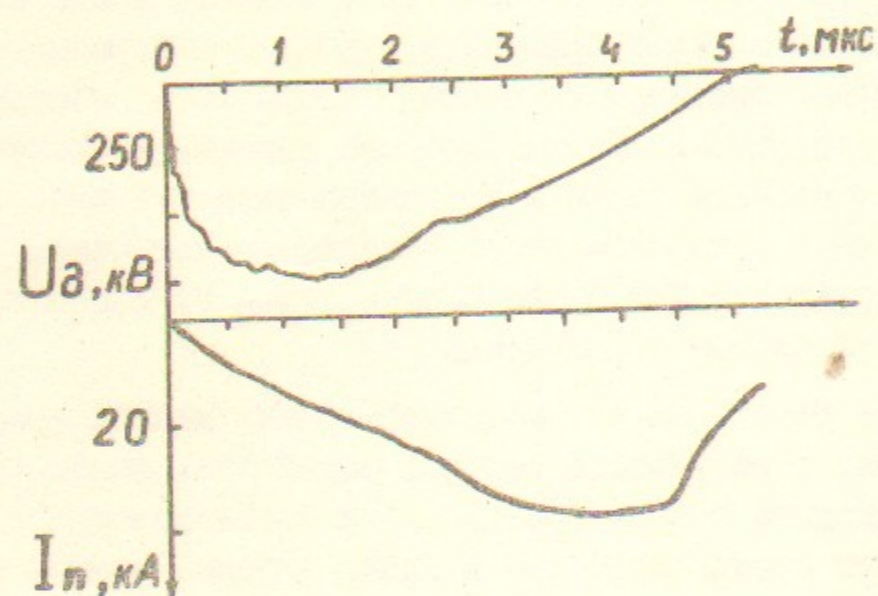


Рис. I. Осциллограмма напряжения на диоде U_d и тока пучка I_n .

сионный катод и зазор анод-катод велик). Тогда ограничение длительности импульса может быть связано с процессами на фольге, разделяющей область транспортировки пучка и плазменный объем.

При проведении численных оценок использовались параметры РЭП, полученного на установке У-1 в ИЯФ СО АН СССР [6-9]. На этой установке в диоде с квазиплоским графитовым катодом диаметром 18 см генерируется пучок с энергией частиц до 750 кэВ, током 40 кА и длительностью 5 мксек. Энергозапас выведенного за фольгу РЭП составляет около 60 кДж. Типичные осциллограммы напряжения на диоде и тока пучка за анодной фольгой приведены на рис. I [9]. Анодом обычно являются тонкие металлические фольги из алюминия или титана. Остаточное давление в диоде $(2-5) \cdot 10^{-5}$ Тор, напряженность продольного магнитного поля - 5 кЭ.

I. Образование прианодного газового слоя

I. I. Структура поверхности анода

Рассмотрим структуру поверхности анодного электрода. Металл может адсорбировать газ на своей поверхности, а также поглощать (абсорбировать) его. Атомы (молекулы) газа связаны с металлом как физической связью (силы Ван-дер-Ваальса с энергией связи $Q_{св} \leq 10$ ккал/моль), так и химической (когда молекулы налетающего газа расщепляются, и образующиеся атомы вступают в химическую реакцию с атомами металла). Химическая связь (хемосорбция) бывает слабой ($Q_{св} = 10-60$ ккал/моль) и сильной ($Q_{св} \sim 100$ ккал/моль). В табл. I приведена энергия связи различных газов, адсорбированных на поверхности вольфрама W, никеля Ni, железа Fe и платины Pt в первом монослое [10, стр. 127]. Энергия связи водорода для Ti, Ni, Fe, Pt, W лежит в диапазоне 25-46 ккал/моль.

Рассмотрим, как происходит покрытие поверхности чистого металла (Ti, Al и близких по свойствам металлов) газом при нормальных условиях. Заметим, что внутри металла может быть растворен либо связан газ, количество которого зависит от технологии изготовления. Так, например, в техническом титане содержится ~1% примесей (C, O₂, H₂, N₂) [11, стр. 142].

Таблица I. Энергия связи $Q_{св}$ для первого монослоя.

Мишень		Вольфрам, W								
Адсорбированные частицы		Ar, He	Xe	H ₂	N ₂	CO	CO ₂	O	N	O ₂
$Q_{св}$	ккал/моль	2	9	46	85	100	120	147	155	194
	эВ	0.1	0.4	2	3.7	4.3	5.2	6.4	6.7	8.5

Мишень		Никель, Ni		Железо, Fe			Платина, Pt	
Адсорбированные частицы		H ₂	CO	H ₂	CO	N ₂	H ₂	O ₂
$Q_{св}$	ккал/моль	30	40	32	45	70	27	67
	эВ	1.3	1.75	1.4	2	3	1.2	2.9

Причем повышением концентрации растворенного изначально в металле газа, вследствие его диффузии с поверхности внутрь металла, можно пренебречь из-за наличия окисного барьера [12, стр.121]. Чистый металл покрыт слоем окислов (титан - еще и нитридами, карбидами, гидридами; алюминий взаимодействует с O₂, CO, углеводородами, а хемосорбции им H₂, CO₂, N₂ не происходит [12, стр.126]). Ионы кислорода связаны с ионами металла сильной химической связью. Даже кажущаяся чистой поверхность всегда покрыта пленкой окислов, невидимой вплоть до толщины в сотни ангстрем. При удовлетворительных условиях содержания (невысокая температура и отсутствие в атмосфере агрессивных газов) рост толщины окисла практически останавливается через несколько сотен часов. Для алюминия, например, процесс окисления практически полностью затухает приблизительно через месяц при максимальной толщине пленки около 50 Å [12, стр.172]. Рост окисной пленки происходит вследствие того, что попавшие на поверхность атомы кислорода, превращаясь благодаря средству к электрону в отрицательные ионы, внедряются в кристаллическую решетку металла и выталкивают на поверхность положительные ионы металла, которые могут в свою очередь окисляться и т.д. [12, стр.166]. Поверхностный мономолекулярный слой, которым оканчивается окисная пленка либо покрыта поверхность чистого металла (обычно для этого монослоя и приводится величина энергии связи), может адсорбировать газ. Молекулы первого монослоя ориентируются по отношению к поверхности так, чтобы образовать наиболее сильно связанные состояния, а наружу оказываются обращенными менее сорбционно-активные стороны частиц, и сила связи следующего слоя с первым сильно ослабевает. Последующие слои связаны уже более слабыми, главным образом, физическими связями. Однако реально из-за сложного состава газа после первого монослоя возможно образование довольно сильных химических связей между разными молекулами, имеющими взаимное электронное средство, что приводит к образованию на поверхности полимолекулярных сильно связанных между собой слоев [12, стр.115]. И лишь затем следуют слабо связанные слои частиц. В результате структура поверхности металла выглядит следующим образом: а) металл с растворенным в нем газом (обычно с невысокой концентрацией); б) пленка окислов; в) хемосорбированный газ и г) физически адсорбированные монослои (при нормальных условиях - десятки монослоев с $Q_{св} \lesssim$

10 $\frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$).

Конечно, поверхность фольги, которая используется в экспериментах, может быть и очень грязной. Она может быть покрыта толстыми пленками масла, частицами пыли и пр. В принципе различные методы предварительной очистки позволяют понизить количество любых загрязнений на поверхности до доли монослоя, однако затем даже за короткое время пребывания фольги в воздухе на ее поверхности оседают различные вещества (в том числе углеводороды, вода и т.д.). Поэтому практически в экспериментах с РЭП фольга обрабатывается нейтральными растворителями (бензин, спирт), в результате чего, конечно, устраняются толстые пленки загрязнений, но могут оставаться десятки монослоев адсорбированного газа.

Количество газа на поверхности металла в вакууме будет определяться равновесием между потоком частиц, вылетающих с поверхности в результате теплового движения и прилипанием к поверхности частиц остаточного вакуума. Характерное время жизни частицы на поверхности (время десорбции)

$$\tau_1 = \tau_0 \exp\left(\frac{Q_{св}}{RT}\right), \quad (1)$$

где $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с; $R = 2$ ккал/моль·град. Время, за которое на поверхность налетает количество частиц, равное количеству частиц в одном монослое с поверхностной плотностью N при концентрации частиц газа n_0 (и их скорости V_0)

$$\tau_2 \approx \frac{4N}{n_0 V_0} \quad (2)$$

Поверхностная плотность частиц обычно условно принимается равной $N = 10^{15}$ см⁻². Если поток частиц, покидающих поверхность, равен J_1 (сюда входят и упруго отраженные частицы), а падающих — J_2 , то величина $\gamma = \frac{J_2 - J_1}{J_2}$ называется коэффициентом прилипания. Зависимость коэффициента прилипания от количества газа на поверхности металла (для первого монослоя) приведена на рис.2 [а - 10, стр.130; б - 12, стр.130]. В равновесии γ , естественно, равен нулю. Если давление газа над фольгой уменьшается (например, при вакуумной откачке в экспериментах с РЭП, стандартно, от атмосферного до

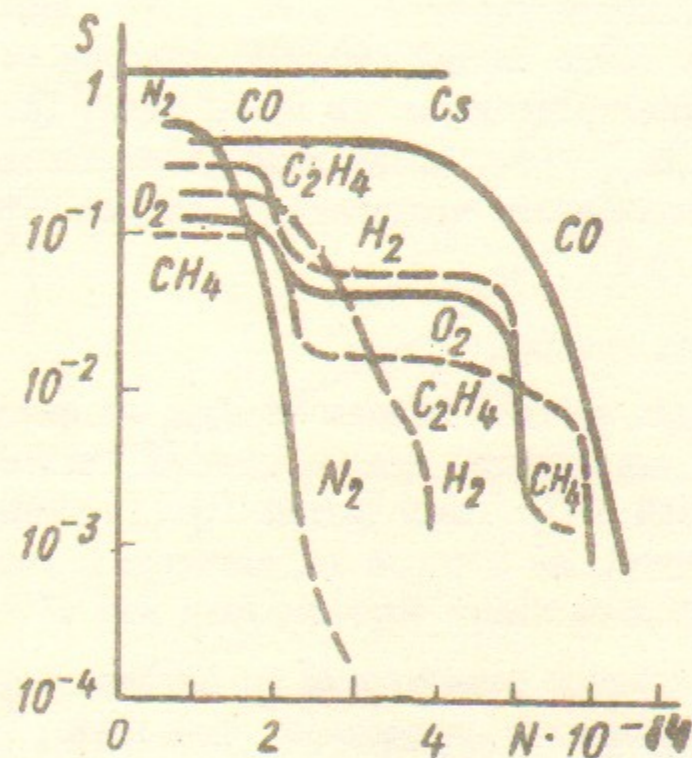
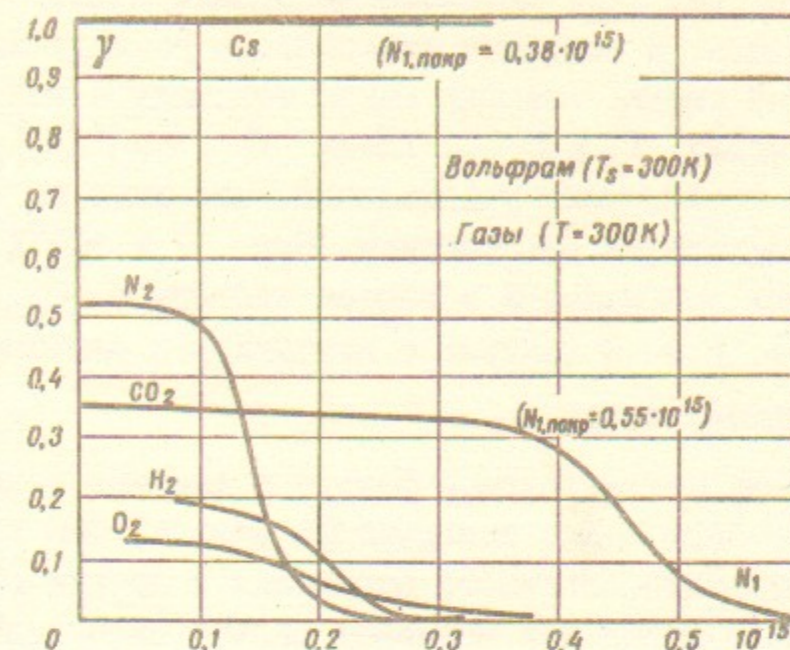


Рис.2. а - зависимость коэффициента прилипания γ от количества N_1 молекул цезия, азота, окиси углерода, водорода и кислорода на 1см² поверхности вольфрама;
б - зависимость коэффициента прилипания (конденсации) S от числа адсорбированных молекул N на каждом квадратном сантиметре поверхности.

$P = (1+5) \cdot 10^{-5} T_{op}$, то процессы десорбции некоторое время будут преобладать, в основном поверхность покинут частицы с низкой энергией связи. Энергию связи оставшихся частиц можно оценить из условия $T_1 \geq T_2$. Тогда $Q_{св} \geq RT \ln\left(\frac{4N}{n_0 v_0 \tau_0 z}\right)$, где $z < 1$, коэффициент, учитывающий, что даже на чистую поверхность прилипают не все частицы. При $T \approx 300^\circ K$, $P \sim 10^{-5} T_{op}$ на поверхности остаются частицы с $Q_{св} \geq 20 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ ($\sim 1 \frac{\text{эВ}}{\text{частица}}$), т.е. в вакууме с поверхности слетают все физадсорбированные слои.

При нагреве металлической фольги в вакууме будет происходить десорбция газа как с поверхности фольги, так и из ее объема. В результате объемного выделения в первую очередь будет выделяться водород как наименее сильно связанный из оставшихся связанных в металле газов. Вообще известно, что химически активные металлы, в том числе Ti , Ta , Al при любой температуре выделяют почти чистый (90-99%) водород, а относительное содержание кислородсодержащих газов мало [14, стр.12]. (При нагреве Ni , Cu , Mo , стали доля кислородсодержащих газов возрастает с повышением температуры, достигает 30-90% при $T \sim 1000^\circ C$).

1.2. Термическая десорбция

Рассмотрим теперь процесс выделения газа из анодной фольги при облучении ее электронным пучком, считая, что материал фольги - либо алюминий Al , либо титан Ti (толщиной 10-30 мкм). Температура, до которой нагревается в течение импульса алюминиевая фольга может быть оценена как $\Delta T \sim \frac{Q}{RCS\rho}$

(энерговыведение считается равномерным по глубине торможения релятивистских электронов) и составляет $\Delta T \sim 1000$; где

$Q = 60$ кДж - энергоспас пучка; $R \approx 1$ мм - пробег электронов с энергией ~ 0.5 МэВ в Al , $S \approx 240$ см² - площадь сечения пучка; $C \approx 1 \frac{\text{Дж}}{\text{г.град}}$, $\rho = 2,7 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ - теплоемкость и плотность Al .

Более точный расчет $T(t)$ (по формуле $T = \frac{\int \gamma \frac{dW_x}{dt} dt}{C \rho e S}$, где $\frac{dW_x}{dt}$ - тормозные потери электронов в тонких фольгах Ti и Al) для конкретного выстрела (см. осциллограммы на рис.1) приведен на рис.3. Темп нагрева титановой фольги в 1,6 раз выше, чем алюминиевой. Напомним, что тем-

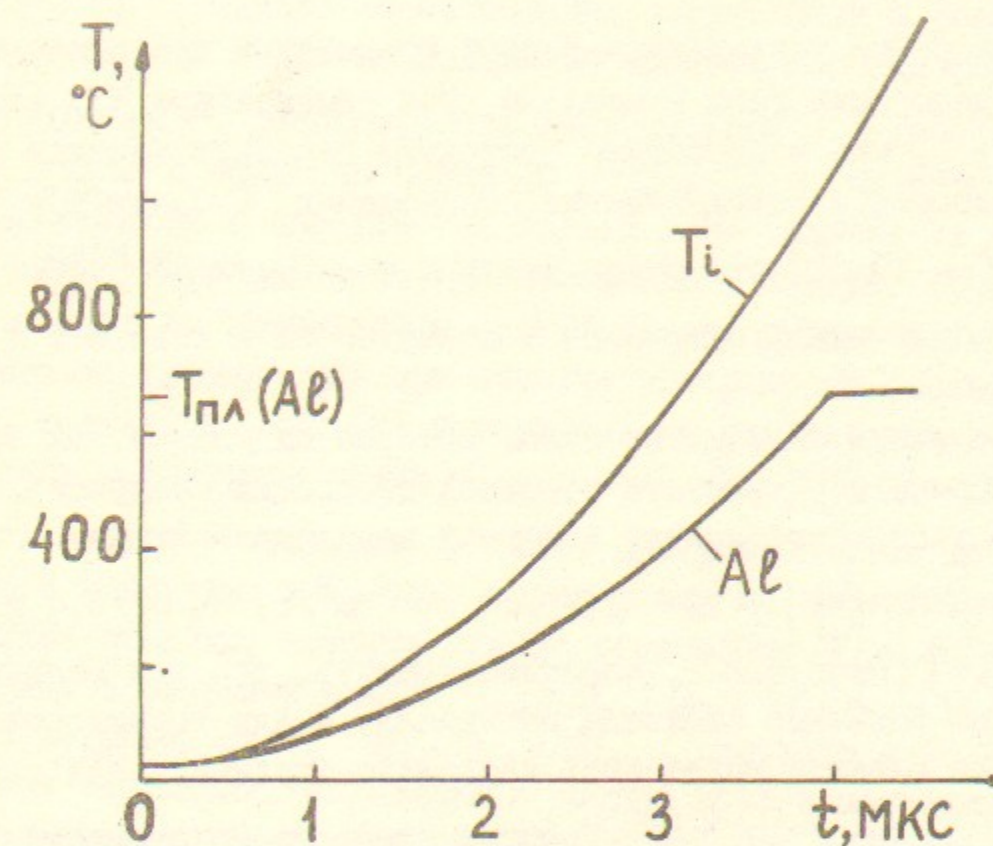


Рис.3. Изменение температуры T анодной фольги в течение импульса высокого напряжения

температура плавления алюминия $T_{пл} \approx 660^\circ\text{C}$, а у титана -
 $T_{пл} \approx 1670^\circ\text{C}$.

Необходимо, однако, учитывать, что реальная температура поверхностного слоя может быть существенно выше расчетной. Дело в том, что структура и свойства любого металла в приповерхностном слое глубиной до ~ 1 мкм резко отличаются от структуры и свойств в его объеме. Разупорядоченность атомов в этом слое приводит к уменьшению энергии связи между ними и, как следствие, к уменьшению теплопроводности и температуры плавления [13, стр.21].

По мере роста температуры фольги происходит поверхностная и объемная десорбция газа в металле. При температуре T за время $\tau \sim 1$ мкс в свободное состояние перейдут частицы с $Q_{св}$, которая определяется из соотношения $\tau = \tau_0 \exp(\frac{Q_{св}}{RT}) \sim 1$ мкс. Так, для $T \sim 1000^\circ\text{C}$ это будут частицы с $Q_{св} < 40 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$. Эти частицы будут диффундировать к поверхности и вылетать в вакуум.

Можно оценить количество газа, которое выделится при импульсном нагреве в результате объемной десорбции, например, из титановой фольги. Коэффициент диффузии водорода в титане

$D = D_0 \exp(-\frac{E_D}{RT})$, где $D_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$, $E_D = 12,4 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ [II, стр.147] (необходимо, конечно, помнить, что эти величины характеризуют объемные свойства материала, а для тонких поверхностных слоев металла могут быть несколько другими). При

$T \sim 1000^\circ\text{C}$ $D \approx 2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$. Толщина слоя, из которого за $\tau \sim 1$ мкс в вакуум вылетит за счет диффузии водород ($\delta \sim \sqrt{2\tau}$), составляет $\delta \approx 0,2$ мкм. Всего атомов водорода в этом слое (например, при $\zeta \approx 0,1\%$ содержания водорода в техническом титане [II, стр.142]) $N_0 \sim 10^{15}$. Необходимо учитывать также, что эффективная поверхность $S_{эф}$, с которой идет выделение газа, отличается от геометрической S_r и зависит от чистоты обработки. Обычно высота неровностей используемых фольг составляет ~ 10 мкм. Для металлических фольг $\frac{S_{эф}}{S_r}$ может быть ~ 10 [4, гл. I §3; 10, стр.130, II, стр. 144]. Поэтому полное количество водорода, которое может выделиться из титановой фольги при объемной десорбции (при $T \sim 1000^\circ\text{C}$) за время

импульса составляет $N_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$. В титане могут быть растворены и другие примеси, например, C, N_2 , окислы и пр., однако для них коэффициент диффузии в титане существенно меньше, чем для водорода.

Помимо объемного газовыделения происходит термическая десорбция газа непосредственно с поверхности. Даже если с поверхности выделяется количество газа, эквивалентное одному монослою, то (с учетом фактора шероховатости) N_0 составляет $\approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Однако из-за наличия загрязнений в реальном эксперименте эта величина больше по крайней мере на порядок, т.е.

$N_0 \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Десорбируются частицы (при $T \sim 1000^\circ\text{C}$ за $\tau \sim 1$ мкс) с энергией связи $20 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}} \leq Q_{св} \leq 40 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$. Состав выделяющегося с поверхности фольги газа зависит от нескольких факторов. Первоначально, до помещения в вакуум, состав адсорбированных на поверхности частиц сложен и зависит от условий хранения, применяемых при очистке поверхности растворителей и т.д. В вакууме, как уже говорилось на поверхности остаются частицы с энергией связи $Q_{св} > Q_1 \approx 20 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ ($Q_1 = RT \ln \frac{4N}{n_0 \tau_0 \tau}$).

Часть из них составляют частицы, адсорбированные до помещения фольги в вакуум, у которых время жизни на поверхности больше времени откачки, которое обычно составляет $\tau_1 \sim 10^4$ сек. Это частицы с энергией связи $Q_{св} \geq Q_2$ ($Q_2 = RT \ln \frac{\tau_1}{\tau_0}$). Частицы с энергией связи $Q_1 < Q_{св} < Q_2$ слетают с фольги и замещаются частицами, входящими в состав газа в вакуумной камере. (Численно, в нашем эксперименте $Q_2 - Q_1 \approx 7 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$). Известно, что в состав остаточного газа, особенно при откачке турбомолекулярными насосами (как в нашем случае), входит, в основном, водород, молекулы которого, по-видимому, главным образом замещают вылетающие частицы. При термической поверхностной десорбции эти частицы в первую очередь будут выделяться в вакуум.

Приведенные оценки показывают, что при импульсном нагреве фольги в результате термической десорбции основное количество газа выделяется в вакуум непосредственно с поверхности. При хорошей предварительной очистке фольги величина газовыделения может быть снижена до $N_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$, а в реальном эксперименте величина поверхностной плотности выделяющегося газа, по-видимому составляет $N_0 \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$. В состав газа входит,

в основном, водород и водородосодержащие вещества (H_2O , углеводороды), а также окислы углерода.

Отметим здесь, что в расчетах интенсивности термического газовыделения, вообще говоря, необходимо учитывать уменьшение энергии связи адсорбированных частиц под действием электрического поля диода. Дело в том, что при отсутствии внешнего электрического поля полярные молекулы адсорбируются преимущественно так, что их дипольный момент ориентирован перпендикулярно поверхности электрода. При включении внешнего электрического поля молекулы, у которых дипольный момент противоположен полю, будут стремиться повернуться по полю, и это приведет к уменьшению энергии адсорбции [35, стр.281]. Однако, в отсутствие экспериментальных данных количественно учесть этот эффект затруднительно.

1.3. Электронно-стимулированная десорбция

Выделение газа с поверхности анодной фольги может происходить не только из-за термической, но и вследствие электронно-стимулированной десорбции. При бомбардировке электронами поверхности происходит эффективное разрушение не только относительно слабых связей, как при термической десорбции ($Q_{св} \approx 40 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$), но и более прочных связей. Рассмотрим экспериментальные факты. В книге Н.В.Черепнина [12, стр.223] отмечается, что для низких энергий ($W_e < 600$ эВ) коэффициент электронно-стимулированной десорбции равен $\alpha = 10^{-2} - 10^{-7}$ (по разным источникам). Так, например, в работе [15] получено, что коэффициент десорбции α (одинаковый для меди марок М1 и МБ и нержавеющей стали IX18N9T) с поверхности образца, предварительно обезжиренного растворителем и протравленного в кислоте, но не подвергнувшегося очистке нагревом и электронным пучком, не зависит от энергии в диапазоне 100-600 эВ и равен $\alpha \approx 10^{-2}$ частиц/электрон. Основные десорбируемые газы - H_2 и CO . При $T = 400^\circ C$ $\alpha \approx 10^{-5}$ частиц/электрон. В работе [16] коэффициент десорбции α при энергии электронов 1.4 кэВ для разных материалов (в том числе для нержавеющей стали) при комнатной температуре составлял $\alpha \approx 10$. Образцы предварительно проходили несколько стадий очистки; измерения проводились в вакууме $P \approx 10^{-8}$ Тор. При прогреве до $600^\circ C$ α уменьшался примерно на три порядка. Выделяющиеся газы - H_2 , CH_4 , CO , CO_2 . В работе [17] при $W_e = 10$ кэВ

($\tau_a \sim 100$ мкс; $I_e = 5-10$ А, $P = (0,5-3) \cdot 10^{-4}$ Тор, материал анода не указан) получен $\alpha \sim 1 \frac{\text{молекула}}{\text{электрон}}$. Как указывают авторы, "причина десорбции - разрушение органических загрязнений на поверхности анода, пленок адсорбированных газов и паров с толщиной > 1 монослоя". В работе [18] получено, что при $W_e = 70$ кэВ $\alpha \approx 10$ молекул/электрон. В работе [19] при $W_e = 104-224$ кэВ ($\tau_a = 0.3-5$ мкс, $P \approx 10^{-4}$ Тор, коллектор-сталь) получен $\alpha \approx 10 \frac{\text{молекул}}{\text{электрон}}$. Специально указано, что коллектор под воздействием электронов пучка не нагревался.

Итак, при энергиях электронов до сотен килоэлектрон-вольт коэффициент десорбции может достигать величины $\alpha \sim 10$ молекул/электрон. (Правда, пока не совсем ясен физический механизм столь высокой эффективности десорбции). В наших экспериментах верхняя оценка количества выделяющегося из анода газа за импульс вследствие электронно-стимулированной десорбции в этом случае будет $N_0 \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ($N_0 \sim \frac{I_e \tau_a \alpha}{e}$ для $I_e \approx 100 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$; $\tau_a = 5$ мксек, $\alpha \approx 10$). Поскольку такое количество газа эквивалентно (с учетом фактора шероховатости) нескольким монослоям, то эта оценка справедлива, если α не сильно зависит от номера монослоя.

Таким образом, в наших экспериментах при облучении мощным РЭИ микросекундной длительности тонких фольг газовыделение в вакуум в течение импульса происходит, по-видимому, главным образом, непосредственно с поверхности. Количество газа, которое выделяется в результате электронно-стимулированной и термической десорбции, зависит от степени чистоты поверхности. Можно считать, что в реальном эксперименте это количество по порядку величины составляет $N_0 \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Различными методами химической очистки или даже прогревом в вакууме до нескольких сотен градусов эту величину трудно уменьшить до $N_0 < 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Выделяющийся газ состоит, в основном, из углеводородов и окислов, заметную долю составляет, вероятно, водород.

2. Образование анодной плазмы

Рассмотрим теперь различные способы образования плазмы из прианодного газа, считая, что его количество составляет $N_0 \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Сначала определим, какое количество ионов должно образоваться у анода, чтобы произошло замыкание диода. (Будем считать условно, что диод замыкается, когда его эффективный

зазор становится в 2 раза меньше начального). Граница плазмы начинает двигаться в сторону катода, когда скорость возникновения ионов превышает величину, необходимую для работы диода в биполярном режиме, т.е. когда вблизи анода выполняется соотношение

$$e \frac{\partial N_i}{\partial t} = e (n_i v_{Ti})_A \approx j_e \sqrt{\frac{m}{M}} = j_{ib}, \quad (3)$$

где N_i - поверхностная плотность ионов, M , m - масса иона и электрона; n_i , v_{Ti} - концентрация и скорость ионов у анода, j_e и j_{ib} - плотность электронного и биполярного ионного тока диода.

Количество ионов, необходимое для замыкания диода, составляет (d - диодный зазор):

$$N_i \geq \frac{d \cdot j_{ib}}{v_{Ti} \cdot e}. \quad (4)$$

Для водородной плазмы с $T \sim 1$ эВ при $j_e \approx 100 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$ $N_i \geq 10^{14}$ ионов $\frac{\text{см}^2}{\text{см}^2}$. (Число ионов N_{ib} , перенесенных биполярным ионным током за время импульса τ_u , не превышает этой величины - $N_{ib} \leq \frac{j_{ib} \tau_u}{e} \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$). Степень ионизации выделившегося газа (при $N_0 \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$) будет $\eta = \frac{N_i}{N_0} \geq 10^{-3}$. Плотность ионов в слое плазмы будет $n_i \geq \frac{j_{ib}}{e v_{Ti}} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Рассмотрим, какой механизм может обеспечить генерацию нужного количества ионов.

2.1. Ионизация электронным ударом

При ионизации прианодного газа релятивистскими электронами пучка эффективная частота ионизации $\nu_i \sim n_e \sigma_i$. Плазма начнет двигаться в сторону катода при достаточно большой поверхностной плотности газа у анода N_0 , когда

$$N_0 \geq \frac{j_{ib}}{e \nu_i} = \frac{1}{\sigma_i} \sqrt{\frac{m}{M}}. \quad (5)$$

В таблице 2 приведены значения сечений ударной ионизации атомов и молекул газа различного сорта релятивистскими электронами разных энергий. Экспериментальные значения сечений легких частиц взяты из таблиц [20]. Сечение ионизации более тяжелых атомов, например, Al, Ti (меньше потенциал ионизации),

C, N, O (больше электронов на внешней оболочке) примерно в 2-3 раза выше, чем у H (подробнее см., например, в [21]). Также в таблице 2 приведена величина поверхностной концентра-

Таблица 2

Реакция	Энергия (кэВ)	σ_i (см^2)	N_0 (см^{-2})
$\text{H}_0 + e \rightarrow \text{H}^+ + 2e$	500	10^{-19}	$2 \cdot 10^{17}$
	100	$2 \cdot 10^{-19}$	10^{17}
$\text{H}_2 + e \rightarrow \text{H}_2^+ + 2e$	500	$2 \cdot 10^{-19}$	10^{17}
	100	$6 \cdot 10^{-19}$	$3 \cdot 10^{16}$
$\text{Al, Ti, C, N, O} + e \rightarrow \text{Al}^+, \text{Ti}^+$	500	$(2+3) \cdot 10^{-19}$	$(1+3) \cdot 10^{16}$
	100	$(4+6) \cdot 10^{-19}$	10^{16}

при газа N_0 , вычисленная по формуле (5), при которой начнется заполнение плазмой диода. Видно, что если из фольги выделяется, в основном, водород, то движение плазмы может начаться только в самом конце импульса. Если же газ состоит из более тяжелых молекул, то его необходимо почти на порядок меньше, чем водорода, однако и скорость движения такой плазмы в несколько раз медленнее, чем водородной.

Учет ионизации газа отраженными электронами показывает, что приведенную величину N_0 надо уменьшить примерно в 2 раза. Количество неупруго отраженных электронов невелико. Так, в работе [20, т. I] приводятся значения коэффициента неупругого отражения η при энергиях электронов до 300 кэВ для графита - $\eta \approx 10\%$ ($Z_c = 6$), и нержавеющей стали - $\eta \approx 20\%$ ($Z_{Fe} = 57$). При энергиях электронов 500 кэВ значения коэффициента η для Al ($Z_{Al} = 13$) и Ti ($Z_{Ti} = 22$), по-видимому, лежат в том же диапазоне. Однако нужно учесть, что отраженные электроны имеют меньшую энергию (примерно в 2 раза), чем падающие (а значит, большее сечение ионизации); их угловое распределение практически изотропно (а значит, в среднем больше длина пролета через газ); они проходят через слой газа дважды, т.к. замедляясь в электрическом поле диода, не долетают до катода и поглощаются, в конечном счете, в аноде. Оценки показывают, что вклад в ионизацию газа падающими и отраженными электронами сравним между собой.

2.2. Пробой

Оценим возможность ионизации прианодного слоя газа путем развития пробоя, который возможен, если появляющиеся в этом слое ионы и электроны дают лавину с достаточным коэффициентом размножения. Вторичные электроны низких энергий, возникающие вблизи границы газа с вакуумом при ионизации атомов газа, например, электронным ударом, ускоряются в сторону анода, ионизуя на своем пути газ. Ионы, возникающие у анода, проходят через газ, ускоряясь в сторону катода. Число актов ионизации, совершенных каждой частицей, или коэффициент размножения α равен

$$\alpha = \int_0^{l_A} n_0(x) \sigma_i(x) dx \quad (6)$$

Если газ выделяется за $\tau \sim 1$ нкс, то при скорости разлета $v_0 \sim 10^5$ см/с его толщина составит $l_A \sim 1$ мм, а концентрация

$n_0 \sim \frac{N_0}{l_A} \sim 10^{18}$ см⁻³ (считаем ее однородной вдоль l_A) при $N_0 \sim 10^{17}$ см⁻². При напряженности электрического поля в диоде $E \approx 100$ кВ/см после прохождения газового слоя частицы наберут энергию $W \approx 10$ кэВ. Поскольку для электронов сечение ионизации резко падает с ростом энергии от значения $\sigma_{ei} \approx 5 \cdot 10^{-17}$ см² при $W_e \approx 300$ эВ [20, т. I, с. 4.2] для реакции $H_0 + e \rightarrow H^+ + 2e$ а такую энергию электрон набирает на длине $\lambda_e \sim \frac{W_e}{eE} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см, то интеграл (5) для электронов можно оценить как $\alpha \sim n_0 \sigma_{ei} \lambda_e \sim 10^{-1}$, т.е. электронная лавина возникнуть не может. При ионизации электронами более тяжелых частиц, например, кислорода ($\sigma_{ei} \sim 10^{-16}$ см² до $W_e \sim 500$ эВ) также $\alpha_e < 1$. Для ионов сечение реакции $H^+ + H^0 \rightarrow 2H^+ + e$ до $W_i \sim 200$ кэВ составляет $\sigma_{ii} \sim 10^{-16}$ см² [20, т. 2, А5.3; 22, стр. 533] и $\alpha_i \sim N_0 \sigma_{ii} \sim 10$. Сечение ионизации протонами более тяжелых частиц, например, кислорода O_2 ; азота N_2 еще больше - $\sigma_{ii} \sim 10^{-15}$ [20, т. 2, А.5.10]. Таким образом, затравочные ионы могут давать лавину с довольно большим коэффициентом усиления.

Оценим, при каком количестве газа у анода диод перейдет в биполярный режим, если затравочные ионы образуются в результате ударной ионизации газа электронами пучка (сечение процесса σ_{ei}). Аналогично (5) будет

$$N_0 v_i \cdot 2^\alpha = n_b c \sqrt{\frac{m}{M}}, \quad (7)$$

где $v_i = n_b c \sigma_{ei}$, а $\alpha = N_0 \sigma_{ii}$. После простых преобразований получим

$$\alpha \cdot 2^\alpha = \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot \frac{\sigma_{ii}}{\sigma_{ei}} \quad (8)$$

Для водорода получим $\alpha = 2+3$, или $N_0 \approx 3 \cdot 10^{16}$ см⁻²: Для более тяжелых ионов $\alpha = 1,5+2$, или $N_0 \approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻². Видно, что биполярный режим может установиться уже при довольно низкой плотности прианодного газа. При этом все равно еще поток уходящих ионов (для водорода $n_b c \sqrt{\frac{m}{M}} \sim 3 \cdot 10^{19}$ см⁻² с⁻¹) будет много меньше количества образующихся нейтралов ($\frac{N_0}{\tau} \approx 10^{22}$ см⁻² с⁻¹), т.е. плотность газа у фольги будет продолжать нарастать. По мере дальнейшего нарастания плотности газа электрическое поле у анода также, как и коэффициент ионного размножения будет уменьшаться. Таким образом, ионизация газа электронным ударом и ее лавинное усиление могут дать величину ионного тока, близ-

кую к биполярному значению уже на ранней стадии импульса. Однако заполнение диода плазмой может начаться значительно позже, в конце импульса.

2.3. Фотоионизация и другие механизмы

Для полноты картины укажем еще некоторые возможные каналы ионизации анодного газа. Ионы могут образовываться в результате фотоионизации газа излучением, попадающим на анод со стороны катода. Может быть несколько источников такого излучения: а) тормозное излучение прикатодной взрывоэмиссионной плазмы (толщина $\ell_n \sim 1$ см); б) излучение возбужденных атомов гораздо более тонкого и плотного слоя прикатодного газа (толщина слоя газа ℓ_r , в котором происходят неупругие процессы, например, для острых взрывоэмиссионных катодов, составляет $\ell_r \leq 10^{-2}$ см [36]); в) излучение с поверхности катода, например, вследствие ее бомбардировки ускоренными частицами. Можно сделать грубые оценки вклада каждого из этих процессов, накладывая некоторые ограничения на свойства газа и плазмы.

а) Интенсивность тормозного излучения плазмы для максвелловского распределения электронов $I_t \sim \frac{e^2 n^2}{\sqrt{v_e}} \exp(-\frac{h\nu}{kT_e})$.

Прямая фотоионизация возможна фотонами с энергиями, превышающими потенциал ионизации атомов I , поэтому температура прикатодной плазмы должна быть $T \geq I \sim 10$ эВ. Сечение ионизации водородоподобных атомов фотонами такой энергии $\sigma_i \sim 10^{-17}$ см², поэтому все γ -кванты с $W_i \leq 10$ эВ, летящие со стороны катода, поглощаются в слое анодного газа ($\lambda = \frac{1}{n_i \sigma_i} < \ell_A$). Число образовавшихся у анода за $\tau \sim 1$ мкс ионов, по порядку величины равное количеству фотонов, составляет $N_i \sim \frac{I_t \ell_n \tau}{I} \approx 3 \cdot 10^{-20} \cdot n_n^2$, где $I_t (\frac{\text{эВ}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}) \sim 10^{-13} \cdot n_n^2 \sqrt{T(\text{эВ})}$ — интенсивность тормозного излучения водородной плазмы. Для того, чтобы образовалось $N_i \sim 10^{14}$ ионов/см², плотность плазмы у катода должна быть $n_n \geq 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

б) Возбуждение атомов в слое прикатодного газа может сниматься двумя способами:

1. $A^* \rightarrow A + h\nu$ ($\tau \sim 10^{-8}$ с);
2. $A^* + B \rightarrow A^+ + e + B$, либо $(AB)^+ + e$ ($\sigma \sim 10^{-15} + 10^{-16}$ см²).

Если у катода возбуждение снимается, в основном, с испусканием γ -квантов (при $n_n < 10^{18} + 10^{19}$ см⁻³), то эти γ -кванты являются резонансными в смысле поглощения для атомов, нахо-

дящихся у анода (сечение их поглощения может достигать $\sigma \sim 10^{-14}$ см²). У анода возбуждение атомов, поглотивших эти γ -кванты, может сниматься ионизацией при столкновении с другими атомами (В). Аналогичный механизм имеет место при развитии лавины в газе и описан, например, в работе [23, гл.4.5-4.6]. При определенных условиях коэффициент преобразования γ -квантов в ионы может быть близок к единице.

в) Интенсивность излучения с поверхности катода может быть довольно большой, но оно попадает на анод после прохождения слоя прикатодного газа. Эффективная ионизация этим излучением анодного газа может быть, если плотность газа у катода много меньше, чем у анода.

Таким образом, недостаток экспериментальных данных относительно свойств газа и плазмы, образующихся у катода, не позволяет провести расчет интенсивности фотоионизации анодного газа. Однако грубые оценки показывают, что указанные механизмы фотоионизации в наших условиях, по-видимому, не реализуются.

Отметим также, что образование ионов на аноде в результате их эмиссии из острий (или термоэмиссии), разрыва молекул и атомов выделяющегося газа электрическим полем вблизи острий пренебрежимо мало.

Таким образом, ионизация прианодного газа релятивистскими электронами (электронный удар) и образующимися в газе ионами может перевести диод в биполярный режим работы, но, по-видимому, движение анодной плазмы в сторону анода может начаться только в самом конце импульса, т.е. переключение диода осуществляется в основном катодной плазмой.

3. Лавинное замыкание диода ($H^+ \rightarrow H^- \rightarrow H^+$).

Рассмотрим еще один механизм замыкания диода — бомбардировочно-лавинный. Суть его заключается в следующем. Пусть вблизи анода образуется затравочный ион. Он ускоряется электрическим полем и бомбардирует катод. В результате из катода вылетают отрицательные ионы (K^- штук), которые ускоряются уже в сторону анода и, в свою очередь, выбивают из анода положительные ионы (каждый — K^+ штук). Если число вторичных положительных ионов больше единицы, т.е. $K^+K^- > 1$, то число частиц,

вовлеченных в лавину, будет нарастать. Лавинный рост ионного тока приведет, в конечном итоге, к замыканию диода.

Рассмотрим описанный механизм генерации ионов более детально, а именно, какие частицы и в каком количестве могут выбиваться из электродов при их бомбардировке ионами с энергиями сотни кэВ (условно $w_1 = 500$ кэВ).

3.1. Распыление нейтральных частиц

При бомбардировке быстрыми ионами поверхности из нее, помимо ионов, будут также вылетать и нейтралы, т.е. будет происходить распыление материала с поверхности электродов.

При торможении иона большой энергии (при $w_1 > \frac{M e^4 z^4}{2 \kappa^2}$) в материале катода или анода ион полностью теряет все свои электроны и его ядро взаимодействует непосредственно с ядрами решетки твердого тела и, главным образом, с электронами, т.е. столкновения являются чисто Резерфордскими. Для протонов энергия w_1 составляет ~ 25 кэВ. Доля энергии, передаваемая на этой стадии ионам, может быть оценена как $\eta \sim \frac{m_e}{2M} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ (если бы такой темп потерь энергии сохранился до полного торможения, то ионам мишени было бы передано всего 100 эВ). По мере торможения при $w < w_1$ ион начинает захватывать электроны твердого тела и его эффективный заряд уменьшается.

Считается, что пороговую энергию иона, ниже которой неупругие столкновения перестают играть заметную роль, можно оценить, как $w_2 = \frac{1}{4} \frac{M_i}{m_e} \cdot \epsilon_F$, где ϵ_F — энергия Ферми, обычно равная в металлах $\epsilon_F = 2-5$ эВ. Для протонов $w_2 \sim 1$ кэВ.

С хорошей степенью точности обычно считают, что пока ион не затормозится до $w = w_2$, энергия передается только электронам, а далее — только ионам мишени. (Более подробно см. [24,25]). Распыление чистой поверхности происходит за счет передачи энергии падающих ионов непосредственно ионам решетки.

Обычно количество распыляемых нейтральных частиц существенно превосходит количество выбиваемых ионов. Влияние выбиваемых нейтральных атомов на работу диода может заключаться в следующем. Быстрые нейтралы могут сами выбивать из электродов вторичные ионы. Однако, для достаточного роста лавинного тока необходимо, чтобы за время импульса прошло по крайней мере

$> 10^2$ лавинных циклов, т.е. время пролета нейтрала через диод должно быть $\tau < 50$ нс при длительности импульса $\tau_{\text{имп}} \approx 5$ мкс. (Считаем сначала, что все частицы, вовлеченные в лавину — это H^0 , H^- и H^+). Это время пролета соответствует энергии нейтрала $W \sim 10$ кэВ. Нейтралов с такой высокой энергией может выбиваться из катода ничтожно мало. В основном, энергия выбиваемых частиц лежит в области $< 10^2$ эВ. Медленные нейтралы могут давать вклад в увеличение ионного тока, если существенна их ионизация вблизи электродов, например, электронным пучком или вылетающими из электродов ионами.

Количество вылетающих из мишени нейтралов, или коэффициент распыления K^0 в разных приближениях вычисляется следующим образом. При низких энергиях налетающего иона хорошее приближение дают модели "горячего пятна" и "теплового клина". В этих моделях считается, что распыленные атомы возникают в результате сильного локального разогрева поверхности металла вблизи точки падения иона. Далее с нагретой площади происходит испарение атомов металла. Время испарения и количество испаренных атомов ограничено временем остывания нагретой области по теплопроводности.

В модели столкновений при низких энергиях считается, что частица теряет энергию в серии последовательных столкновений. Если при столкновении атому мишени передается энергия, превосходящая энергию смещения E_D , то он становится "первичным" смещенным атомом ($E_D \approx 25$ эВ). Смещенный атом производит вторичные смещения. В результате образуется $N \sim \frac{w_i}{E_D}$ смещенных атомов. Некоторые из этих атомов вылетают в вакуум, а некоторые при своем дрейфе к поверхности могут захватиться решеткой. При этих предположениях коэффициент распыления $K^0 \sim \sqrt{w}$. В других модификациях этой модели считается, что основной вклад в процесс распыления вносит лишь первое столкновение внешней частицы с атомом мишени, лежащим вблизи поверхности (т.е. что

K^0 пропорционален энергии, переданной внешним ионами атомам, лежащим в нескольких первых слоях), при этом $K^0 \sim W$.

При переходе к более высоким энергиям падающих ионов необходимо учитывать, что пробег иона в мишени растет, и область наибольшего энерговыделения уходит вглубь мишени, что затрудняет выход атомов смещения на поверхность (т.е., вообще говоря, коэффициент распыления с ростом энергии будет уменьшаться).

Это обстоятельство учитывается, например, в теории Голдмана и Саймона [26, стр.300]. Они считали, что число первичных сбитых атомов вблизи поверхности уменьшается с ростом W обратно пропорционально длине пробега. Первичные атомы смещения дают в результате столкновений вторичные атомы и коэффициент распыления пропорционален их количеству. Для коэффициента K^0 получено выражение:

$$K^0 = 0.1 \frac{\pi z_1^2 z_2^2 e^4 M_1}{W W_0 \sigma M_2} \left[\ln \left(\frac{M_1 W}{M_2 W_0} \right) + 1.6 \right] \quad (9)$$

где z_1 , M_1 и z_2 , M_2 - заряд и масса падающей и покоящейся частиц соответственно, W - энергия падающей частицы, $W_0 = 25$ эВ - энергия смещения атома мишени, $\sigma \approx 10^{-16} \text{ см}^2$ - сечение столкновения твердых сфер.

В табл.3 приведены (из [20,26,27,28]) экспериментальные данные в сравнении с расчетом по формуле (9):

Из таблицы видно, что расчетные значения K^0 при большой энергии ионов ($W \geq 100$ кэВ) хорошо согласуются с экспериментом. Его значение для частиц, падающих на мишень с $W \sim 500$ кэВ меняется в широких пределах: от $K^0 = 10^{-4} + 10^{-3}$ для протонов до $K^0 \leq 1$ для более тяжелых ионов. Однако заметим, что указанные выше значения K^0 относятся к распылению чистых поверхностей, материалов без примесей. К сожалению, в литературе нет данных о коэффициентах распыления для мишеней, не подвергавшихся специальной предварительной очистке.

Однако в экспериментах Г.И.Шульженко (устное сообщение, 1980) получено, что при бомбардировке необезгаженной мишени пучком атомов водорода H^0 с $W = 10$ кэВ, $j \approx 5 \text{ ма/см}^2$ значение коэффициента распыления достигало $K^0 \approx 100$. Причем величина K^0 слабо зависела от ма -

Таблица 3. Значения коэффициентов распыления K^0 для разных материалов

Ион	Мишень	W, кэВ	K^0 (эксперимент)	K^0 (Расчет)
H^+	C	500	$10^{-1} + 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
		100		$6 \cdot 10^{-4}$
		10		
	Ti	500	$1,4 \cdot 10^{-3}$ $4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$
		100		$1,6 \cdot 10^{-3}$
		10		
	Cu	500	$1,6 \cdot 10^{-3}$ $2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-4}$
		100		$2 \cdot 10^{-3}$
		10		
	Nb	500	$1,6 \cdot 10^{-3}$ $2 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$
		100		$2,6 \cdot 10^{-3}$
		10		
Mo	500	$4 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$	
	100		$2,6 \cdot 10^{-3}$	
	10			
Ta	500	$2 \cdot 10^{-3}$ 10^{-3}	10^{-3}	
	100		$3,6 \cdot 10^{-3}$	
	10			
D^+	Cu	500	$1,1 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
		100	$8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
	Nb	50	$1,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}
He^+	Ag	100	$5 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$
	Si	90	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$
N^+	Nb	60	$5 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$
	Ag	50	2,7	5
O^+	C	500		0,2
		50		1,5
	Cu	500	I	0,7
		50		5
	Ag	500	5	I
		50		7
	Ta	500	0,2	I,6
		50		II

териала мишени (для Ti, Nb, Mo, нержавеющей стали). В этих экспериментах термическая десорбция (из-за нагрева мишени пучком) отсутствовала. Прогрев до 800°C позволил уменьшить коэффициент распыления до $K^0 < 0,3$ (нижний предел чувствительности системы регистрации). Анализ массового состава выделяющегося газа свидетельствовал, что в основном выделяются газы с атомным весом $A \sim 40$, т.е., по-видимому, CO_2 , N_2O , углеводороды и пр. Для чистых мишеней из указанных материалов при энергиях протонов 10 кэВ коэффициент распыления $K^0 = (2+4) \cdot 10^{-3}$, т.е. значение K^0 для необезгаженной мишени превышало примерно в $3 \cdot 10^4$ раз значение K^0 для чистой мишени.

3.2. Распыление ионов

При бомбардировке катода положительными ионами в вакуум, кроме нейтралов, вылетают также отрицательные ионы (число их характеризуется коэффициентом K^-). Эти отрицательные ионы, бомбардируя анод, в свою очередь выбивают положительные ионы (с коэффициентом K^+).

Рассмотрим экспериментальные данные по этим процессам. В работах И.М.Митропана и др. [26, стр.262; 29] приводятся сведения о коэффициенте K^- для случая облучения протонами и дейтронами с энергиями 200–1000 кэВ мишеней из Cu, Al, нержавеющей стали (при $T \approx 20^\circ C$ и $P \approx 10^{-6}$ Тор, измерения проводились через время $t = 1,5-2$ часа после подготовки мишени). Мишени перед измерениями очищались от масла и обезгаживались при $T = 900^\circ C$ в вакууме $P \approx 10^{-6}$ Тор. Вместе с выбитыми частицами измерялись, по-видимому, и отраженные частицы, т.е. измерялся коэффициент $\delta^- = K^- + R^+$, где R^+ – коэффициент отражения, т.е. истинный K^- несколько занижался. Значения δ^- определялись как отношение количества выбитых вторичных ионов к количеству первичных. Полученные значения для меди: $K^-(200 \text{ кэВ}) \approx 10^{-3}$, $K^-(1 \text{ МэВ}) \approx 10^{-4}$. Для нержавеющей стали и Al значения K^- были немного выше (в 2 раза). Поверхность мишени не была чистой, о чем свидетельствует наличие ионов H^- , C^- , O^- , OH^- , C_2^- , CH_2^- , $C_2H_2^-$ и т.д. Авторы указывают на сильную зависимость K^- от состояния поверхности, в частности, обезгаживание мишени значительно уменьшало K^- и уничтожало пик водорода H^- .

В работах Б.В.Панина [30] приведены значения коэффициента вторичной эмиссии δ^+ , представляющего собой отношение тока положительных вторичных ионов, включая отраженные первичные, к току первичных ионов. Бомбардирующие ионы (H^+ , He^+ , C^+ , Ar^+ и т.д.) падали на мишени из Mo, Zr, графита под углом 45° в вакууме $P \leq 2 \cdot 10^{-7}$ Тор и температуре мишени $T \approx 1300^\circ C$. При бомбардировке мишени из Mo протонами с энергией $W = 10+50$ кэВ значения δ^+ составляли 1–2%. (Отмечено, что соответствующие значения δ^- того же порядка, что и δ^+). С увеличением массы атома мишени величина δ^+ возрастает.

В работах Я.М.Фогеля и др. [31, 32] измерялись одновременно K^- , K^+ и коэффициент отражения R^+ при бомбардировке различными ионами, в том числе H^+ и H^- , с энергиями 10+40 кэВ, поверхностей мишени из Mo, Ta, W, Cu, Fe. Поверхность мишени подготавливалась следующим образом: а) травление в H_2SO_4 ; б) прогрев при $P = 2+3 \cdot 10^{-7}$ Тор и $T = 2000^\circ$ (Mo, Ta, W) и $T = 600^\circ C$ (Cu и Fe); в) бомбардировка ионным пучком. Отмечено, что данные экспериментов относятся все-таки к поверхностям металлов, покрытых слоем адсорбированного газа. Показано, что полученные при вакууме $2+3 \cdot 10^{-7}$ Тор коэффициенты слабо менялись при 20 мин $< t < 8$ час. При меньшем промежутке времени t между обезгаживанием мишени и измерениями значения коэффициентов сильно уменьшались (при $t \leq 0,5$ мин – на порядок, т.е. сама решетка Mo распыляется много слабее). Напомним, что I монослой на поверхности в этих условиях образуется за $t \sim 1$ с. Результаты экспериментов [31, 32] можно свести в следующую таблицу (мишень – Mo, $T \approx 20^\circ C$):

Кoeffициент \ Бомбардирующий ион	H^-	H^+
	K^-	$1,1 \cdot 10^{-2}$
K^+	$5 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$
R^+	$> 2 \cdot 10^{-2}$	$> 1,6 \cdot 10^{-2}$

Отмечено, что с ростом энергии первичных ионов K^+ и R^+ растут, а K^- незначительно уменьшается.

Поскольку структура слоя газа, адсорбированного на поверхности, зависит от температуры, то изучалась зависимость исследуемых коэффициентов от температуры. Отмечено, что K^- и K^+ уменьшаются в 2-3 раза с ростом T от 20°C до 600°C , далее K^+ начинает расти из-за термоионной эмиссии. Масс-спектрометрический анализ показывает, что вторичные отрицательные ионы — это O^- , OH^- , H^- , C^- , CH^- , O_2^- и множество других, а положительные — только Mo^+ и H^+ . При бомбардировке мишеней более тяжелыми ионами (с атомным весом $A \geq 40$) K^- возрастает примерно на порядок, а K^+ , по-видимому, еще сильнее. Есть зависимость также и от рода металла (при бомбардировке Az^+ , 25 кэВ), для K^- — слабая, а K^+ меняется на порядок для Fe , Mo , Cu , W , Ta (в порядке возрастания K^+). Приведенные результаты ([29-32]) сведены в Таблицу 4.

Итак, при бомбардировке частично обезгаженных поверхностей ионами водорода с энергией $W = 20+50$ кэВ по порядку величины $K^- \sim K^+ \sim 10^{-2}$, при $W = 200$ кэВ $K^- \approx 10^{-3}$, при $W = 1000$ кэВ $K^- \approx 10^{-4}$.

Перечисленные выше эксперименты велись в условиях, когда на поверхности металла присутствовали адсорбированные частицы, хотя, конечно же, их было много меньше, чем изначально, на необезгаженной поверхности. Во сколько раз могут возрасти K^- для необезгаженной поверхности (возможна ли экстраполяция описанных выше экспериментальных данных)?

Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо понимание механизма возникновения вторичных ионов при ионной бомбардировке. Однако на сегодняшний день ни одна из предложенных моделей не объясняет наблюдающиеся в эксперименте закономерности [33,34], можно лишь перечислить эти закономерности (касающиеся распыления атомарных однозарядных ионов с квазичистых поверхностей металлических мишеней):

- I) зависимость выхода распыленных ионов от температуры мишеней аналогична соответствующей зависимости при распылении нейтральных атомов;

Таблица 4. Коэффициенты вторичной ион-ионной эмиссии (ионное распыление)

Коэффициент	Бомбардирующий ион	W, кэВ	Мишень	Условия измерений (T, P и Δt^*)	Условия подготовки мишени	Ссылка
$K^- \approx 10^{-3}$	H^+ , D^+	200	Cu, нержавеющей сталь, аквадаг, Al	(наличие адсорбированного газа) $T=20^\circ\text{C}$, $P \approx 10^{-6}$ Тор	I) Травление. 2) Обезгаживание при 900°C , $P \approx 10^{-6}$ Тор	[26, 262] [29]
$K^- \approx 10^{-4}$		1000		$\Delta t = 1,5+24$ часа		
$\delta^+ \approx 2 \cdot 10^{-2}$	H^+	50	Mo, Zr	$P = 2 \cdot 10^{-7}$ Тор	I) Прогрев при $T=1000^\circ\text{C}$, $P = 2+3 \cdot 10^{-7}$ Тор	[30]
$\delta^+ \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$		22		$T = 1300^\circ\text{C}$ ($\angle 45^\circ$)	2) Одновременно бомбардировка Az^+	
$\delta^+ \approx 6 \cdot 10^{-3}$		50	C			
$\delta^- \sim K^- \sim \delta^+ \sim 10^{-2}$						
$K^- = 7 \cdot 10^{-3}$	H^+	22	Mo	$T=20^\circ\text{C}$, $P=3 \cdot 10^{-7}$ Тор,	I) Травление в H_2SO_4	[31]
$K^- = 1,1 \cdot 10^{-2}$	H^-	22			2) Прогрев при 2000°C	[32]
$K^+ = 4,5 \cdot 10^{-3}$	H^+	22		$\Delta t =$ $= 20$ минут	и $P=3 \cdot 10^{-7}$ Тор	
$K^+ = 5 \cdot 10^{-3}$	H^-	22			3) Бомбардировка ионным пучком	
$R^+ \approx 2 \cdot 10^{-2}$	H^+ , H^-	22				

*) Δt — время между подготовкой мишени и измерением

- 2) значения энергетических порогов распыления ионов мало отличаются от значений порогов распыления атомов;
- 3) зависимость выхода распыленных ионов от энергии бомбардирующих, по крайней мере качественно, совпадает с аналогичной зависимостью для нейтральной составляющей катодного распыления;
- 4) при распылении ионов и нейтральных атомов наблюдается качественное согласие в изменении формы энергетических спектров при одинаковом изменении параметров, характеризующих условия проведения соответствующих опытов.

В то же время влияние адсорбции на поверхности металла инородных активных газов на выход вторичных ионов изучено очень слабо.

Итак, поскольку прямых измерений коэффициентов K^+ и K^- при бомбардировке протонами (с $W \approx 500$ кэВ) необезгаженных поверхностей не проводилось, то можно сделать лишь грубую оценку этих величин, учитывая перечисленные сходства процессов распыления атомов и ионов.

Приведем здесь для примера наиболее оптимистическую оценку максимального коэффициента размножения ионов $\alpha = K^+ \cdot K^-$ в плоском диоде. Коэффициент распыления K^0 для протонов, бомбардирующих грязную мишень при $W = 10$ кэВ уменьшается от $K^0 \approx 100$ до $K^0 < 0.3$ для мишени, прогретой до 800°C , т.е. в ~ 300 раз (а может быть даже и в $> 3 \cdot 10^4$, если учесть, что для чистых мишеней типичные значения $K^0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$). Поскольку коэффициенты K^\pm для частично обезгаженных мишеней (т.е. также прогретых до $T \sim 1000^\circ\text{C}$) при энергиях $W \sim 10$ кэВ для H^\pm составляют $K^\pm \sim 10^{-2}$ (см. табл.4), то для грязных мишеней они могут возрасти (аналогично K^0) в > 300 раз, т.е. до $K^\pm > 3$. При увеличении энергии бомбардирующих частиц до нескольких сотен кэВ как K^0 , так и K^\pm уменьшаются примерно на порядок (см. табл.3 и 4), т.е. для H^\pm с $W \approx 500$ кэВ, бомбардирующих грязную мишень может быть $K^\pm > 0.3$. Для более тяжелых бомбардирующих ионов (N^+ , O^+ и т.д.) K^\pm возрастает еще на порядок, т.е. может быть $K^\pm > 1$.

С другой стороны, эта оценка условна по многим причинам. Так, например, при переходе от обезгаженной к неочищенной по-

верхности обычно уменьшается работа выхода частиц с поверхности, а значит и температура, при которой частицы начинают вылетать в вакуум; понижение же температуры резко уменьшает степень ионизации частиц. Поэтому может возникать и такая ситуация, что с необезгаженной поверхности выбивается очень много нейтралов, но с низкой степенью ионизации.

Таким образом, в отсутствие экспериментальных данных о величинах K^+ и K^- для технических (необезгаженных) поверхностей можно сделать лишь грубую экстраполяцию величин, измеренных в других условиях и диапазоне энергий. Такая экстраполяция не исключает возможности того, что при бомбардировке ионами электродов диода величины K^\pm могут быть > 1 , т.е. может реализоваться бомбардировочно-лавинный механизм заполнения диода плазмой.

Заключение

Перечислим еще раз основные особенности процессов, происходящих при облучении мощным РЭИ микросекундной длительности анодной фольги в плоском диоде. Поверхностный слой металлической фольги, помещенной в вакуум, имеет сложную структуру, зависящую от многих факторов. Ее поверхность покрыта толстыми пленками окислов, а также хемосорбированными полимолекулярными слоями газа. При облучении этой фольги пучком происходит интенсивное выделение газа, причем основное его количество, поступающее в диодный зазор в течение импульса, десорбируется, по видимому, непосредственно с поверхности в результате как электронно-стимулированной десорбции, так и вследствие нагрева фольги. Количественная оценка газовыделения сложна, но, вероятно, поверхностная плотность выделяющегося газа может составлять $N_g \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Даже для фольги со специально обработанной поверхностью (например, предварительным травлением и прогревом в вакууме) газовыделение можно снизить лишь до $N_g \sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Трудность точного вычисления этих величин связана как с отсутствием систематических данных по электронно-стимулированной десорбции в интересующем нас диапазоне энергий электронов, так и с большой неопределенностью данных по поверхностной термической десорбции (трудно отделить чисто поверхностную десорбцию от объемной).

Ионизация выделяющегося газа может быть обусловлена как непосредственно релятивистскими электронами, так и образовавшимися в этом газе ионами.

Оценки показывают, что, по-видимому, заполнение диода анодной плазмой может начаться только в конце импульса. А простыми методами очистки поверхности, как химической, так и прогревом в вакууме можно (уменьшив N_0 до $\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$) практически устранить это явление.

Заполнение диода плазмой может происходить также вследствие бомбардировочно-лавинных процессов. Анализ литературных данных показывает, что коэффициент распыления ионов при бомбардировке электродов диода ионами с энергиями сотни кэВ (особенно тяжелыми ионами) может быть > 1 . Перечисленные механизмы образования плазмы в диоде могут стать существенными в некоторых других схемах генерации РЭП с большой длительностью.

В заключение хочу поблагодарить Д.Д.Рятова, беседы с которым стимулировали написание этой работы, А.В.Бурдакова, В.С.Койдана, А.И.Рогозина, М.А.Щеглова за полезные обсуждения и замечания, Г.И.Шульженко и Э.Н.Абдуллина за предоставление интересной информации, использованной в этой работе.

Л и т е р а т у р а

1. С.П.Бугаев, Г.А.Месяц, Д.И.Проскуровский. Катодные и анодные факелы при импульсном разряде в вакууме в наносекундном диапазоне. ДАН СССР, т.186, с.1067, 1969.
2. С.П.Бугаев Г.М.Кассиров, Б.М.Ковальчук, Г.А.Месяц. Получение интенсивных микросекундных релятивистских электронных пучков. Письма в ЖЭТФ, т.18, с.12, 1973.
3. С.П.Бугаев, Е.А.Литвинов, Г.А.Месяц, Д.И.Проскуровский. Взрывная эмиссия электронов, УФН, т.115, с.101, 1975.
4. Ю.Д.Королев, Г.А.Месяц. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. "Наука", Новосибирск, 1982.
5. Д.Д.Рятов. Исследования по открытым термоядерным системам в Новосибирском институте ядерной физики. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез, вып.1-2, с.96, 1978.
6. В.Т.Астрелин, В.В.Воробьев, В.М.Лагунов, В.С.Николаев, М.А.Щеглов. Малоиндуктивный ГИН с воздушной изоляцией (1,8 МВ, 180 кДж). Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез, в.1(19), с.19, 1982.
7. С.В.Лебедев, В.В.Чикунев, М.А.Щеглов. Генерация РЭП микросекундной длительности в плоском диоде. Письма в ЖЭТФ, т.8, с.693, 1982.
8. С.В.Лебедев, В.В.Чикунев, М.А.Щеглов. Получение РЭП микросекундной длительности. Сб.: Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике, Томск, т.1, с.194, 1982.
9. С.Г.Воропаев, В.С.Койдан, С.В.Лебедев, В.С.Николаев, В.В.Чикунев, М.А.Щеглов. Мощный релятивистский электронный пучок микросекундной длительности для нагрева плазмы. Препринт ИЯФ 83-72, Новосибирск, 1983: ДАН СССР, т.276, в.1, 1984, с.111.
10. Я.Грошковский. Техника высокого вакуума. "Мир", 1975.
11. Г.Д.Глебов. Поглощение газов активными металлами. Госэнергоиздат, 1961.

12. Н.В.Черепнин. Сорбционные явления в вакуумной технике. "Советское радио", Москва, 1973.
13. Н.В.Черепнин. Основы очистки, обезгаживания и откачки в вакуумной технике. "Советское радио", Москва, 1967.
14. Сверхвысокий вакуум в радиационно-физическом аппаратостроении. Ред. Г.Л.Саксогонского, Москва, Атомиздат, 1976.
15. В.Л.Ауслендер, Г.Б.Минченков. Исследование десорбции газов с металлических поверхностей под действием электронной бомбардировки. ЖТФ, т.ХХХVI, стр.2064, 1966.
16. Marie-Helene Achard, R.Calder, A.Mathewson. The effect of bakeout temperature on the electron and ion induced gas desorption coefficients of some technological materials. Vacuum, v.29, N°2, p.53, 1979.
17. Э.Н.Абдуллин, Г.П.Баженов. Динамика поступления газа в ускоряющий промежуток вакуумного диода. ЖТФ, т.5I, стр.1969, 1981.
18. R.E.Clausing. Release of gases from surfaces by energetic electrons. Abstract of the 11th Nat. Vac. Symp. - J. Vac. Sci. Technol., v.1, N°2, p.82, 1964.
19. Э.Н.Абдуллин, Г.П.Баженов. Газовыделение с металлической поверхности под действием электронной бомбардировки. Дополнение к сб.тез.докладов III Всес.симп. по сильноточной электронике. Томск, стр.19, 1978.
20. Atomic data for controlled fusion research, USA, 1977, v.1-2.
21. Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юрков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, "Наука", Москва, 1979.
22. Дж.Хастед. Физика атомных столкновений, "Мир", Москва, 1965.
23. Э.Д.Лозанский, О.Б.Фирсов. Теория искры. М., Атомиздат, 1975.
24. Б.Келли. Радиационное повреждение твердых тел. Атомиздат, Москва, 1970.
25. Дж.Динс, Дж.Виньярд. Радиационные эффекты в твердых телах, ИЛ, Москва, 1960.

26. М.Каминский. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. "Мир", Москва, 1967.
27. У.А.Арифов. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела, "Наука", Москва, 1968.
28. А.И.Акишин. Ионная бомбардировка в вакууме, Госэнергоиздат, М.-Л., 1963.
29. И.М.Митропан, В.С.Гуменюк, ЖЭТФ, 32, 214, 1957; ЖЭТФ, 34, 135, 1958.
30. Б.В.Панин: а) ЖЭТФ, 4I, 3 (1961). Вторичная ионная эмиссия металлов под действием ионов с энергиями 10+100 кэВ; б) ЖЭТФ, 42, 313 (1962). Взаимодействие атомных частиц средних энергий (10+100 кэВ) с твердыми телами (энергетические спектры вторичных ионов).
31. Я.М.Фогель, Р.П.Слабоспицкий, А.Б.Растрепин. Эмиссия заряженных частиц с поверхности металлов. ЖТФ, XXX, 63, 1960.
32. Я.М.Фогель, Р.П.Слабоспицкий, И.М.Карнаухов. Масс-спектрометрическое исследование вторичной положительной и отрицательной ионной эмиссии, возникающей при бомбардировке поверхности положительными ионами, ЖТФ, XXX, 824, 1960.
33. В.Т.Черепнин, М.А.Васильев. Вторичная ионно-ионная эмиссия металлов и сплавов, "Наукова Думка", Киев, 1975.
34. В.И.Векслер. Вторичная ионная эмиссия металлов, "Наука", Москва, 1978.
35. И.Н.Сливков. Электроизоляция и разряд в вакууме, Атомиздат, Москва, 1972.
36. Р.Б.Бакит, А.П.Кудинов, Е.А.Литвинов. Исследование состава прикатодной плазмы в начальной фазе вакуумного разряда. ЖТФ, XLIII, 146, 1973.

В.В.Чикунов

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ НА АНОДНОЙ ФОЛЬГЕ НА ПОЯВЛЕНИЕ
ПЛАЗМЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ МИКРОСЕКУНДНОМ ДИОДЕ

Препринт
№ 84-140

Работа поступила - 19 октября 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 28.10-1984 г. МН 06189
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,5 печ.л., 2,0 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 140.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90