

О СТРУКТУРЕ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ КАТОДНЫМ ПЯТНОМ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

В. М. Хороших, И. И. Аксенов, И. И. Коновалов

Угловое распределение концентрации заряженных частиц в плазме стационарной вакуумной дуги исследовали ранее в работах [1, 2]. Установлено, что в зависимости от экспериментальных условий угловые распределения либо соответствуют косинусоидальному

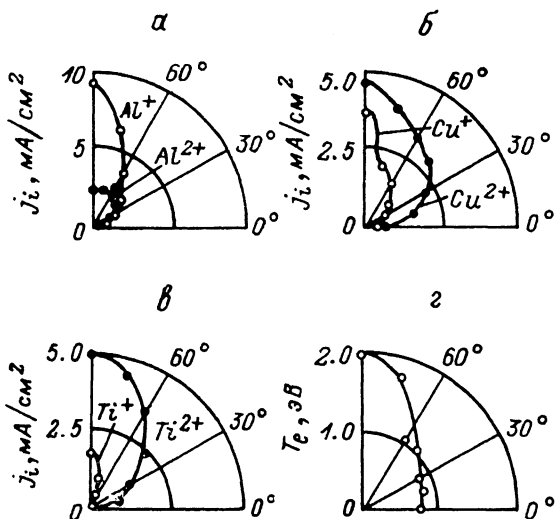


Рис. 1.

закону, либо в первом приближении описываются законом типа $\cos^2 \alpha$. При этом в межэлектродном промежутке на расстоянии до нескольких десятков сантиметров от катода на оси разряда визуально и методом сверхскоростной фоторегистрации [3] наблюдаются яркие остронаправленные струи, распространяющиеся из катодных пятен дуги и имеющие угол расходимости $\sim 10 \div 20^\circ$, что существенно меньше, чем в случае распределений типа $\cos \alpha$

или $\cos^2 \alpha$. Эти струи могут быть связаны с присутствием в плазме остронаправленных ионных потоков, а также с угловой неоднородностью электронной температуры, определяющей интенсивность свечения частиц в плазме.

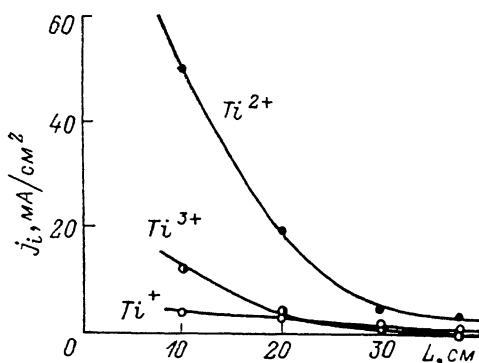


Рис. 2. Зависимости токов ионов различной кратности заряда от расстояния до плоскости катода в плазме дуги с титановым катодом при $\alpha=90^\circ$.

С целью выяснения природы данных струй в настоящей работе проводили изучение состава ионного компонента плазмы в зависимости от угловой координаты и расстояния до рабочей поверхности катода, а также исследовали угловое распределение температуры электронов.

Эксперименты проводили на установке, аналогичной описанной в работе [1]. Для определения ионного состава плазмы использовали масс-спектрометр МХ-7304, абсолютные значения суммарного ионного тока и температуру электронов измеряли одиночным лентгювским зондом. Возможность изучения распределения параметров плазмы в объеме разряда обеспечивалась специальной конструкцией катодного узла экспериментального вакуумно-

дугового устройства, имевшего возможность перемещаться относительно зондов и входной диафрагмы масс-спектрометра. В качестве катодных материалов использовали алюминий АВ0000, электролитическую медь и титан ВТ-1-1. Диаметр цилиндрических водоохлаждаемых катодов составлял 64 мм. Ток дуги был равен 100 А. Вакуум в системе, обеспечиваемый паромасляным диффузионным насосом с ловушкой, охлаждаемой жидким азотом, составлял во время горения дуги $\sim 10^{-4}$ Па.

Угловые распределения плотности тока j_i одно- и двухзарядных ионов алюминия, меди и титана (Al^+ , Cu^+ , Ti^+ , Al^{2+} , Cu^{2+} , Ti^{2+}), а также температуры электронов T_e в плазме дуги с титановым катодом, полученные на расстоянии от плоскости катода $L=30$ см, представлены на рис. 1. На этом рисунке не приведены угловые распределения для трехзарядных ионов, содержание которых в плазме исследуемых металлов не превышает нескольких процентов, а угловые распределения отличаются еще большей однородностью, чем зависимости $j_i(\alpha)$ (α — угол к плоскости катода) для двухзарядных ионов.

Из рис. 1, а—г видно, что угловые распределения однозарядных ионов для каждого из исследуемых катодных материалов обладают существенно большей неоднородностью по сравнению с зависимостями $j_i(\alpha)$ для двухзарядных (а также трехзарядных) ионов. Угловая неоднородность T_e менее угловой неоднородности

Т а б л и ц а 1

Материал катода	α°	Z		
		1+	2+	3+
Al	90	87	11	2
	60	78	20	2
	30	76	21	3
Cu	90	59	37	4
	60	47	49	4
	30	37	62	1
Ti	90	35	60	5
	60	19	73	8
	30	6	88	6

Т а б л и ц а 2

L	Ti ⁺	Ti ²⁺	Ti ³⁺
10	12	76	12
20	26	66	8
30	35	60	5
38	36	58	6

j_i для двухзарядных ионов (рис. 1, в, г) и с учетом того, что интенсивность свечения частиц в плазме $I \sim \sqrt{T_e}$, не может привести к заметному отличию интенсивности свечения ионов Al^{2+} , Cu^{2+} и

Ti^{2+} в присоединенной области плазменного потока. Таким образом, приведенные на рис. 1 данные позволяют отождествить остронаправленные светящиеся струи, наблюдаемые в разрядном промежутке вакуумной дуги, с потоками однозарядных ионов.

Вследствие отличий угловых распределений ионов различной кратности заряда в вакуумной дуге наблюдается зависимость ионного состава плазмы от угловой координаты α , $L=30$ см (табл. 1) и расстояния до плоскости катода L , $\alpha=90^\circ$ (табл. 2). В связи с этим генерируемый катодным пятном плазменный поток при анализе вакуумной дуги как физического явления целесообразно характеризовать ионным составом, усредненным по угловой координате.

Как отмечалось выше, расходимость потоков ионов различной кратности заряда Z с ростом Z увеличивается. Так, на оси системы на участке разрядного промежутка между $L=10$ и 38 см (рис. 2) ток ионов Ti^+ падает только в ~ 3 раза, ионов Ti^{2+} — в ~ 13 раз, а ионов Ti^{3+} — в ~ 30 раз. Данное обстоятельство следует учитывать при анализе динамики плазменных струй, генерируемых вакуумным дуговым разрядом. Представляется маловероятным, что процесс формирования высоконаправленных потоков однозарядных ионов происходит в области катодного пятна дуги, газодинамическое давление в котором, по оценкам работы [4], достигает нескольких десятков атмосфер.

Таким образом, проведенные эксперименты позволили установить следующее.

1. Высоконаправленные светящиеся струи, наблюдаемые в разрядном промежутке вакуумного дугового разряда, связаны с наличием в плазме потоков однозарядных ионов с малой угловой расходимостью.

2. Угловая расходимость потоков ионов различной кратности заряда в вакуумной дуге увеличивается с ростом значения Z .

Литература

- [1] Лунев В. М., Овчаренко В. Д., Хороших В. М. ЖТФ, 1977, т. 47, № 7, с. 1486—1490.
 [2] Ахсенов И. И., Кудряцева Е. Е., Кунченко В. В. и др. Препринт ХФТИ 84-18. М., ЦНИИатоминформ, 1984. 17 с.

Поступило в Редакцию
 21 апреля 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

СИГНАЛЬНЫЕ И ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ РЕЛАКСАЦИОННЫХ СКВИДОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Ю. В. Масленников, О. В. Снизигрев

1. В работе [1] были сообщены предварительные результаты исследования характеристик релаксационных сквидов с проволочными навесными шунтами. Конструкция датчика с навесным шунтом с сопротивлением $R_s = (2-5)$ Ом и индуктивностью $L_s \sim 10^{-7}$ Гн обеспечивала частоты релаксации порядка 15 МГц и тем самым реализацию «низкочастотного» предела [2] режима работы сквида. Энергетическое разрешение таких сквидов в области белого шума было порядка $7 \cdot 10^{-30}$ Дж/Гц.

Для улучшения характеристик датчика мы перешли к полностью интегральной конструкции с пленочными высокоомными резисторами, что позволило поднять частоту ре-

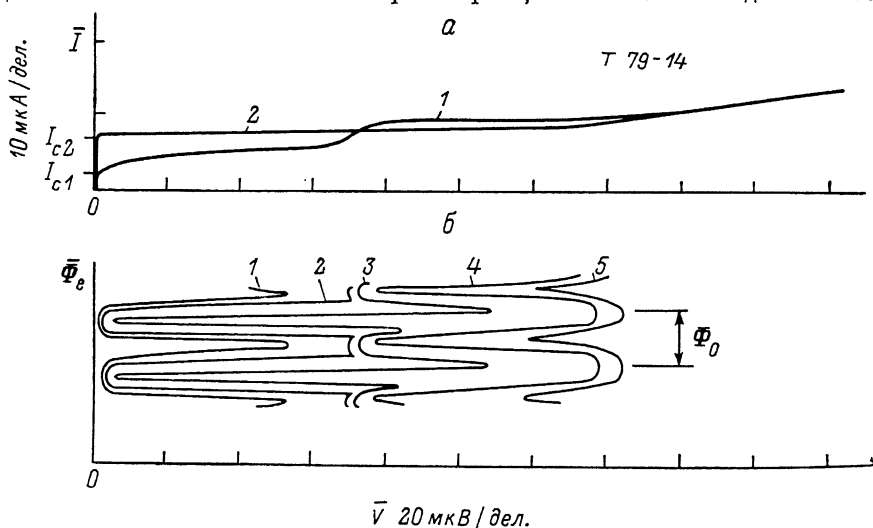


Рис. 1.

лаксационных колебаний до уровня 100—200 МГц и приблизиться к «высокочастотному» пределу режима работы сквида [2]. В настоящей работе сообщаются результаты исследования сигнальных и шумовых характеристик таких датчиков.

2. Интегральные сверхпроводящие квантовые интерферометры с туннельными джозефсоновскими переходами NbN—Nb/PbSb [3] имели топологию, описанную нами в [1]. В качестве материала для шунтирующих резисторов были использованы пленки ниобия с критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c < 4.2$ К. Метод их изготовления основывался на том, что присутствие кислорода в ходе осаждения пленки ниобия понижает ее критическую температуру T_c и увеличивает удельное сопротивление [4]. Полученные пленки толщиной 50 нм имели значение сопротивления на квадрат $R_{\square} \sim 140$ Ом при $T = 4.2$ К, что в несколько раз превышает значения для обычно используемых материалов и позволяет легко формировать низкоиндуктивные шунты с сопротивлением $R_s > 10$ Ом.

3. Мы исследовали вольт-амперные и сигнальные характеристики нескольких серий релаксационных сквидов с пленочными резисторами. На рис. 1, а представлено семейство