

напряженность поля, отвечающая началу повышения чувствительности в области действия поля. Снижение этой напряженности связано с уменьшением рассеяния электронов на фотонах в процессе ускорения их в электрическом поле при низких температурах [7], а расширение диапазона управления — с понижением порога чувствительности микрокристаллов. Таким образом, снижение температуры при экспонировании фотографического материала позволяет решить ряд задач по управляемой регистрации излучений.

Литература

- [1] Уланов В. М. ЖТФ, 1980, т. 50, № 5, с. 1044—1050.
- [2] Yatahara K. A. Phys. Rev., 1951, v. 82, N 4, p. 522—526.
- [3] Иванов В. И., Лысов В. Н. Основы микродозиметрии. М.: Атомиздат, 1979. 192 с.
- [4] Джеймс Т. Теория фотографического процесса. Л.: Химия, 1980. 482 с.
- [5] Морговский Л. Я., Ершов Л. С. ПТЭ, 1983, № 3, с. 193—195.
- [6] Гушин Е. М., Жуков В. В., Лебедев А. Н. и др. ЖТФ, 1985, т. 55, № 7, с. 1362—1368.
- [7] Тарасов В. И., Уланов В. М. ЖНПФИК, 1983, т. 28, № 1, с. 61—63.

Московский
инженерно-физический
институт

Поступило в Редакцию
2 декабря 1986 г.
В окончательной редакции
13 марта 1987 г.

УДК 537.523/527

Журнал технической физики, т. 58, в. 1, 1988

Z-ПИНЧ В ВОЗДУХЕ И ОБРАТНЫЕ ТОКИ

В. П. Белошеев

В работе [1] при наложении искрового разряда на импульсную дугу в воздухе, за счет которой уменьшалось начальное число частиц в канале, температуру плазмы удалось поднять до $60\text{--}70 \cdot 10^3$ К. В экспериментах также наблюдалось магнитное поджатие канала, что свидетельствовало о значимой роли магнитного давления в динамике разряда. Для более детального исследования установка была усовершенствована, что позволило повысить амплитуду тока и скорость его нарастания.

Подробное описание установки дано в работе [1], поэтому ниже приводятся только ее основные параметры. Разряд емкости 0.08 мкФ при напряжении 18 кВ осуществлялся через сантиметровый участок дугового канала диаметром 0.25 см, сформированного на поверхности кварцевой пластины (рис. 1). Период колебаний короткозамкнутого искрового контура 300 нс, максимальная амплитуда тока 29 кА (рис. 2, а). Дуговая плазма в момент включения искрового разряда имела следующие параметры: полное число частиц $1 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, концентрация электронов $3 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, температура плазмы $12\text{--}14 \cdot 10^3$ К.

В экспериментах проводилась СФР съемка разряда в режиме непрерывной развертки, в двух поперечных проекциях, посредине промежутка. Судя по СФР-граммам в боковой проекции (параллельно кварцевой пластине; рис. 3), разряд практически мгновенно заполнял центральную зону дугового канала, а через 50 нс расширялся до 0.2 см. Вблизи максимума тока начиналось сжатие канала, и, кроме того, под действием ponderomotorных сил из-за несимметричных токоподводов он смещался к кварцевой пластине. После сжатия, закончивавшегося к 180 нс, происходил разлет плазмы со скоростью 14 км/с. В процессе

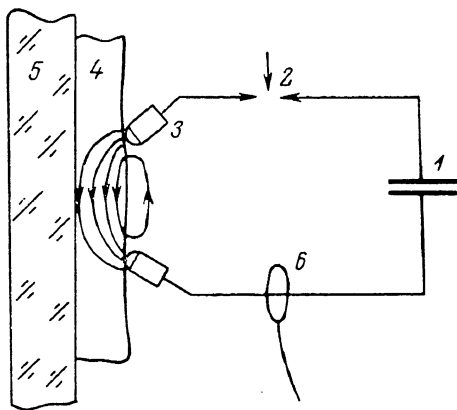


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — емкость 0.08 мкФ, 2 — разрядник, 3 — электроды искрового разряда, 4 — канал дугового разряда, 5 — кварцевая пластина, 6 — пояс Роговского.

сжатия на периферии дугового канала возникал обособленный слой плазмы, расширявшийся к 300 нс до 0.28 см. Поперечные сечения канала в характерные моменты времени, полученные по СФР-граммам боковой и фронтальной проекций (перпендикулярно кварцевой пластине), представлены на рис. 4.

Эти особенности динамики развития канала искрового разряда, наложенного на дугу, нашли отражение и в осциллограммах его тока (рис. 2, а), измерявшегося с помощью пояса

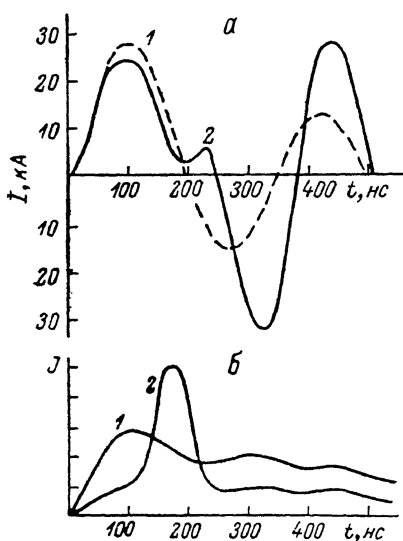


Рис. 2. Осциллограммы токов (а) и интенсивностей (б).

Роговского. Видно, что в сравнении с обычным искровым разрядом в воздухе, осциллограмма которого (1) имеет колебательный характер с плавным затуханием, на осциллограмме тока наложенного разряда (2) после первого максимума имеется характерный для пинчевания провал, а амплитуда тока второго и третьего полупериодов больше, чем первого. На рис. 2, б для двух проекций (1 — боковая, 2 — фронтальная) приведены осциллограммы ненормированных интенсивностей излучения в области 300—400 нм участков канала разряда размером 0.1×0.1 см, регистрировавшихся одновременно с током. В боковой проекции все максимумы интенсивности излучения с участка канала, расположенного у кварцевой пластины, совпадают с соответствующими полупериодами тока, а во фронтальной проекции с участка в центре канала максимум интенсивности связан с фазой сжатия плазмы.

Экспериментальные результаты говорят о пинчевании искрового разряда, ранее не наблюдавшегося в воздухе атмосферного давления. Контрастность проявления этой особенности динамики разряда усилена асимметрией токоподводов относительно

оси канала, что привело к дополнительному одностороннему его сжатию, увеличив оптическую плотность при боковом наблюдении в сравнении с фронтальным (рис. 3, 4). В боковой проекции процесс сжатия и обособленный слой плазмы на СФР-граммах видны поэтому более отчетливо.

Причины, способствующих пинчеванию разряда в данных условиях — при относительно высокой начальной плотности частиц в канале и малой амплитуде тока, — несколько. Воздушная плазма при температуре 60 кК и наличии кратных ионов (NIII, NIV, OIII, OIV) сильно излучает, а поскольку при концентрации частиц 10^{18} см^{-3} и характерных размерах 0.1 см она остается прозрачной, то выход излучения значительно снижает температуру и давление в канале. На это указывалось еще в работе [2] и рассматривается в работах последних лет [3]. Кроме того, развиваясь по подготовленному проводящему каналу, разряд имеет больший диаметр и более равномерное распределение тока, что облегчает пинчевание. Оба этих фактора — максимум излучения и максимальный размер канала — наиболее существенны в максимуме тока. Однако решающей причиной является понижение плотности воздуха за счет предварительного разогрева его дуговым разрядом. Об этом же говорят эксперименты с водородом [4], в которых также осуществлялось предварительное снижение плотности за счет разогрева газа, и проведенный в работе анализ пинчевания без учета излучения. В этом случае необходимая для пинчевания скорость нарастания тока связана с параметрами разряда формулой

$$i \approx 5.5 \cdot 10^{-4} \frac{N^{1/2}}{a^2 T} \ln \Lambda$$

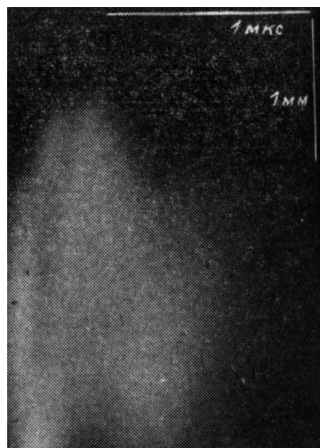


Рис. 3. СФР-грамма наложенного разряда в боковой проекции.

(a — радиус, м; N — линейная плотность частиц, м^{-1} ; T — температура плазмы, эВ), откуда видна роль начальной плотности и радиуса канала. Величина скорости нарастания тока, согласно этой формуле, для наших условий: $N=5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-1}$, $a=1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $T=6 \text{ эВ}$ и $\Delta=6$ должна быть $4 \cdot 10^{11} \text{ А/с}$, в то время как в экспериментах она была $6 \cdot 10^{11} \text{ А/с}$.

Не смотря на существенную разницу в начальных условиях и масштабах описываемого разряда и наиболее типичных из ранее исследованных, в которых имело место пинчевание [5], динамика его развития после заполнения дугового канала в целом, по-видимому, близка к ним. Это подтверждает и оценка времени пинчевания по формуле, полученной на основании экспериментов с различными газами (H_2 , He, Ar)

$$t \sim M^{1/2} (I)^{1/2},$$

которая справедлива в широком диапазоне изменения линейной массы M от 10^{-6} до 10^{-2} г/см . В наших условиях $I=6 \cdot 10^{11} \text{ А/с}$, $M=2 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}$ и время получается 60 нс, если считать начало сжатия вблизи максимума тока, когда канал достигает существенного размера.

Значительные поперечные размеры каналов разрядов при малых давлениях позволяли исследовать распределение плотности тока по сечению. При этом на периферии канала в моменты его сжатия были обнаружены обратные токи [5]. В специально посвященных их изучению работах [6, 7] указывается на универсальный характер этого явления, связанного по закону электромагнитной индукции с движением плазмы в собственном магнитном поле, в частности при пинчевании. Пространственно обратные токи должны, по мнению авторов, возникать в области, где по каким-либо причинам имеется проводимость, и замыкаться через, основной канал или область с темновой проводимостью.

Универсальность явления обратных токов позволяет предположить, что они должны иметь место и в данных экспериментах и что наблюдаемый на СФР-граммах обособленный слой плазмы, возникающий в фазе сжатия на периферии дугового канала (рис. 3, 4) и есть канал обратного тока.

Для уточнения уже развитых представлений о природе обратных токов и их цепи обратим внимание на то, что в большинстве опытов с Z-пинчами характерное время провала тока в 3—4 раза меньше времени пинчевания и на порядок меньше полупериода колебаний контура. Это обстоятельство делает сомнительным обычное объяснение провала только за счет возрастания индуктивности и сопротивления канала с уменьшением его диаметра. Можно предположить, что провалы на осциллограммах тока связаны с замыканием части его, протекающей по наружному слою плазмы, через область вне канала в виде обратного тока (рис. 1). В работе [5] приведены осциллограммы тока разряда и распределение тока по радиусу с обратным током в момент сжатия. Величина обратного тока, вычисленного по этому распределению, близка к амплитуде провала на осциллограмме. Можно также показать, что замыкание обратного тока через канал согласуется с принципом электромагнитной индукции. Для простоты рассмотрим симметричный Z-пинч с резкой границей между токовым каналом и охватывающим его магнитным полем. Если в некоторый момент времени магнитное давление превысит кинетическое в канале и начнется его сжатие, а в кольцевом зазоре между током и полем возникнет обратный ток, замыкающийся на основной канал, то магнитное поле этого тороидального витка будет направлено навстречу основному полю, стремясь устранить причину изменения магнитного потока в соответствии с принципом электромагнитной индукции. Фактически это должно приводить к торможению сжимающейся плазмы.

Иначе говоря, протекание обратного тока как бы вносит в индуктивно связанный с контуром этого тока основной контур индуктивное сопротивление, причем значительно большее, чем сопротивление, обусловленное величиной индуктивности канала. Постоянная времени этого процесса, определяемая уже индуктивностью и сопротивлением плазмы в цепи обратного тока, значительно меньше полупериода колебаний основного контура, а сам про-

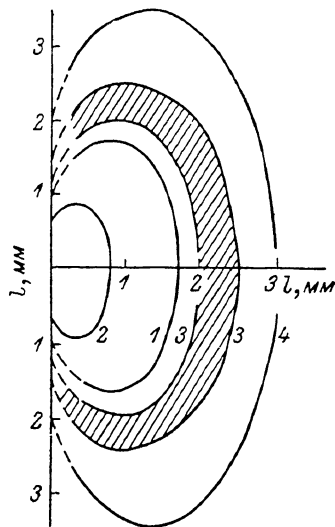


Рис. 4. Сечения канала наложенного разряда в характерные моменты времени.

1 — 100, 2 — 180, 3 — 200, 4 — 350 нс. Область обратного тока заштрихована.

десс является нелинейным, что качественно соответствует характеру провала на осциллограммах тока.

Очевидно, что энергия, запасенная в магнитном поле обратного тока в фазе сжатия канала, будет затем выделяться в канале разряда и в цепи основного контура. Это иллюстрирует рис. 2, а, на котором увеличение тока во втором и третьем полупериодах связано в основном с этим, хотя сказывается, конечно, и уменьшение индуктивности сильно расширившегося канала.

Сжатие плазмы должно приводить к ее дополнительному разогреву. Оценку температуры плазмы в нашем случае можно сделать из следующих соображений. Судя по результатам работы [1], в данных экспериментах температура в максимуме тока составляет $70 \cdot 10^8$ К, а максимальная интенсивность излучения во время сжатия при фронтальной регистрации в 4—5 раз больше, чем в максимуме тока (рис. 3) Если считать, что в момент сжатия плазма излучает даже как черное тело ($\sim T^4$), то ее температура должна быть $\approx 1 \cdot 10^5$ К.

Полученные в работе экспериментальные результаты указывают на перспективность метода реализации режима пинчевания разряда в плотном газе за счет предварительного создания в нем разогретого канала. Анализ полученных и литературных данных об обратных токах позволяет полнее понять их важную роль среди процессов, происходящих в плазме, движущейся в собственном магнитном поле. В частности, возникновение обратного тока при сжатии плазмы может стать наряду с другими причиной электромагнитного торможения плазмы, накладывая дополнительное ограничение на степень ее сжатия и разогрева. А правильная интерпретация провалов на осциллограммах тока исключает возможные ошибки в определении электрической мощности, вкладываемой в канал разряда в фазе сжатия.

Приношу благодарность Н. Н. Огурцовой, И. В. Подмошескому, Е. М. Голубеву, В. Я. Александрову, С. А. Салль за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Белошеев В. П., Подмошеский И. В., Салль С. А. ЖТФ, 1987, т. 57, № 2, с. 390—395.
- [2] Брагинский С. И. ЖЭТФ, 1957, т. 33, № 3, с. 645—651.
- [3] Мейерович Б. Э. Физика плазмы, 1985, т. 11, № 12, с. 1446—1448; Вихрев В. В., Иванов В. В., Прут В. В. Физика плазмы, 1986, т. 12, № 3, с. 328—332.
- [4] Dangor A. E. Phys. Rev., 1983, v. A 27, N 5, p. 2751—2756.
- [5] Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные исследования. М., 1961, с. 146.
- [6] Александров А. Ф., Артамонов В. Н., Бурыев В. А. и др. ТВТ, 1982, т. 20, № 1, с. 11—18.
- [7] Тимофеев И. Б. Тр. Междунар. конф. «Явления в ионизованных газах». Будапешт, 1983, с. 772—773.

Поступило в Редакцию
5 декабря 1986 г.
В окончательной редакции
13 мая 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 1, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ПЕРЕКАЧКИ РЕНТГЕНОВСКИХ И γ -ЛУЧЕЙ НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ С КВАДРАТИЧНОЙ ФУНКЦИЕЙ СМЕЩЕНИЯ АТОМОВ

Т. А. Давыдова, Л. И. Огнев

В настоящее время ведутся широкие теоретические и экспериментальные исследования дифракции рентгеновских лучей на кристаллах с различными деформациями: периодической [1, 2], изгибной [3] и т. д. В этом направлении успешно развивается как кинематическая, так и динамическая теория дифракции (например, [3—5]); предложен метод изучения структуры тонких пленок с линейно меняющимся межплоскостным расстоянием с помощью дифракции рентгеновского излучения [6]; исследуется также эффект полной перекачки интенсивности из проходящего в дифрагированный пучок [6, 7].

Целью настоящей работы является исследование предельных возможностей перекачки рентгеновского и γ -излучения в дифрагированную волну на деформированном совершенном кристалле с квадратичной функцией смещения атомов при учете первоначальной расхожденности пучка. Квадратичное смещение атомов соответствует линейному изменению брэг-