

О СТРУКТУРЕ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

В. Н. Григорьев

(Москва)

При помощи скоростного фоторегистратора наблюдалось, что плазменный сгусток в рельсовом электродинамическом ускорителе состоит из отдельных узких слоев,двигающихся с приближительной равной скоростью. Измерены следующие параметры этих слоев: скорость $6 \cdot 10^6$ см / сек, диаметр 0.2 см, плотность заряженных частиц в них $2.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, температура $3.4 \cdot 10^4$ °К и средний ток в слое $4 \cdot 10^3$ а. Показано, что слои являются пинчами. Плазма пинчей состоит в основном из ионов кислорода O⁺ и кремния Si⁺, Si²⁺ и Si³⁺. Газ, наполняющий трубку, вовлекается в движение слабо. Показывается существование предельного радиуса пинчей и получено выражение для него, удовлетворительно согласующееся с экспериментом.

В литературе неоднократно сообщалось о неоднородности плазменного сгустка в электродинамическом ускорителе. Так, Маварди и Нарахи [1] наблюдали при помощи магнитных зондов слоистую структуру тока в коаксиальном ускорителе. Ими был предложен механизм внутренней неустойчивости потока плазмы с «вмороженным» магнитным полем. А. М. Ковалев [2] объясняет возникновение новых слоев тока пробоюми, следующими один за другим позади движущегося плазменного сгустка.

В настоящей работе предпринято более подробное экспериментальное исследование слоев плазменного сгустка и условий их появления. Явление разворачивалось во времени при помощи скоростного фоторегистратора (СФР). По доплеровскому сдвигу спектральных линий получены данные о скорости различных ионов, входящих в состав плазмы сгустка, и степени увлечения газа, наполняющего трубку. Плотность заряженных частиц в слоях определялась по квадратичному штарк-эффекту спектральных линий ионов кислорода. По относительной интенсивности линий трехкратного и однократного ионов кремния измерена температура плазмы в сгустке. Полученные экспериментальные данные позволили предложить иное объяснение происхождения слоев.

Описание установки и результаты эксперимента. Как видно на схеме установки фиг. 1, электроды представляют собой две медные пластины I, расположенные в одной плоскости между двумя плоскими стеклами, расстояние между которыми 0.6 см.

Параметры установки

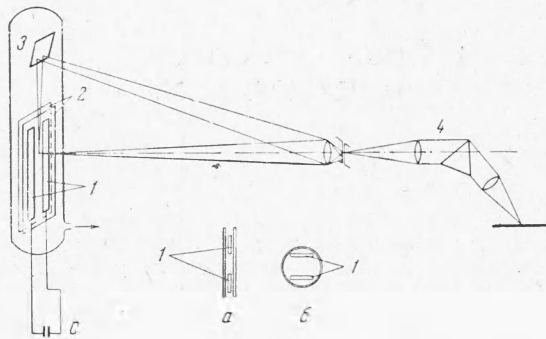
размеры электродов	$20 \times 1.5 \times 0.15$ см;
расстояние между электродами	2 см;
емкость конденсаторов	$C = 36$ мкф;
эффективная индуктивность разрядного контура	$L = 300$ см;
полупериод	$\frac{1}{2} T = 10.5$ мксек;
напряжение на конденсаторах	U — до 4.5 кв;
амплитуда тока первого полупериода	I — до 40 ка;
давление в трубке	$p = 0.1 - 20$ мм рт. ст.

Разряд инициировался в начале электродов высоковольтным импульсом от вспомогательного устройства.

Излучение из межэлектродного промежутка разворачивалось во времени при помощи СФР. На первой СФР-грамме виден весь заряд от начала до конца электродов (фиг. 2, а). На второй СФР-грамме (фиг. 2, б) показан участок разряда между первой и второй метками в увеличенном

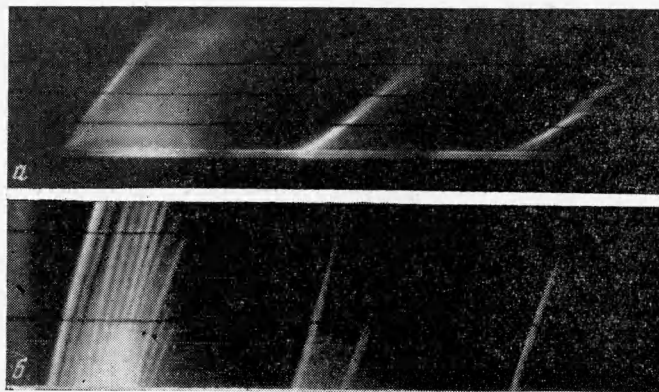
масштабе. Расстояние между метками 5 см. Напряжение на конденсаторах 4 кв. Щель СФР располагалась параллельно оси трубки и вырезала излучение из узкой области между электродами (0.05—0.3 см).

Как видно на СФР-грамме (фиг. 2, б), плазменный сгусток первого полупериода тока состоит из узких слоев,двигающихся с приблизительно



Фиг. 1

равной скоростью $6 \cdot 10^6$ см/сек. Расстояние между слоями при напряжении на конденсаторах 4 кв равно 1.5—2 см, а их диаметр, определенный по ширине полос на СФР-граммах и углу их наклона, составляет 0.15—0.2 см. Первые слои обычно несколько отличаются от остальных как по интенсивности свечения, так и по величине скорости. Их диаметр порядка 0.05 см, а скорость приблизительно на 20% меньше скорости остальных слоев. Скорость и диаметр слоев не зависят от напряжения на конденсаторах (от 1.5 до 4.5 кв), а число их увеличивается несколько быстрее роста напряжения. Число слоев от разряда к разряду может меняться процентов на тридцать. Их место возникновения в одних случаях связано с определенным местом электродов (тогда в этом месте виден неподвижный



Фиг. 2

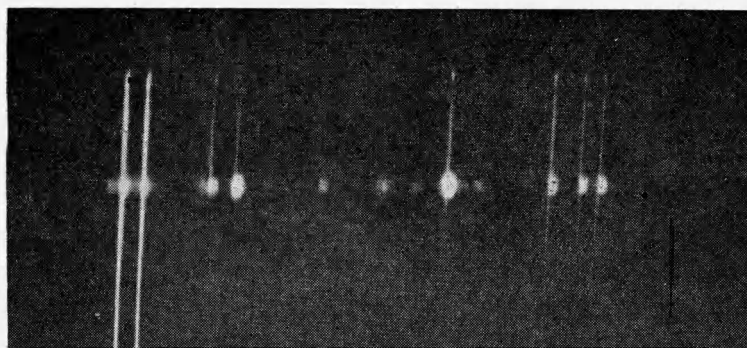
разряд, от которого отделяются слои), в других — каждый последующий слой возникает в новом месте дальше по направлению движения позади уже существующего.

Иногда новые слои возникают между уже существующими. Процесс ускорения слоев наблюдать не удастся, так как они в момент образования уже обладают своей предельной скоростью.

Скорость и диаметр слоев не изменяются в диапазоне давлений 0.1—20 мм рт. ст., а также не зависят от рода газа, наполняющего трубку. Работа велась на воздухе, неоне, аргоне, криптоне и ксеноне.

Для определения скоростей различных ионов, входящих в состав плазмы сгустка, измерялся доплеровский сдвиг спектральных линий соот-

ветствующих ионов. Для этого излучение разряда как прямое, так и отраженное от зеркала Z (фиг. 1), расположенного над электродами, фокусировалось линзой $F = 9$ см на щель спектрографа ИСП-51 с камерой УФ-84 Φ (фиг. 1). Дисперсия спектрографа в исследуемом интервале длин волн $3900\text{--}4500$ Å меняется от 6 до 12 Å/мм, а разрешающая сила в области 4000 Å равна 0.25 Å.



Фиг. 3

На фиг. 3 показан участок спектра излучения, отраженного от зеркала, на котором справа от несмещенных узких линий видны яркие сдвинутые компоненты.

Наиболее яркие линии слева направо: SiII 4128 и 4131 Å, OII 4119 Å, SiIV 4116 и 4089 Å, OII 4076 , 4072 и 4070 Å.

Спектр разряда в основном состоит из ионных линий кислорода OII и OIII и кремния SiII, SiIII и SiIV. При работе на воздухе ($p > 5$ мк рт. ст.) появились слабые линии ионов азота NII и NIII, а когда экспериментальная трубка наполнялась инертными газами, появлялись линии одно- и двукратных ионов соответствующих элементов.

Линии меди иногда присутствовали на конце электродов. Атомарных линий не наблюдалось.

Исследовался доплеровский сдвиг более 40 ионных линий кислорода. Сдвинутая компонента всех линий имеет довольно резкий максимум интенсивности, соответствующий скорости $5 \cdot 10^6$ см/сек, что хорошо совпадает со скоростью слоев, определенной при помощи СФР. Скорости ионов O^{2+} , Si^+ и Si^{3+} в пределах ошибки совпадают со скоростью ионов O^+ . Интенсивность сдвинутых компонент линий SiIV много больше, а линий SiII много меньше, чем интенсивность несмещенных компонент. Исследуемые линии ионов азота NII $\lambda = 3919$ и 3995 Å имеют, в противоположность кислородным линиям, весьма слабые сдвинутые компоненты, интенсивность которых без максимума плавно спадает в сторону меньших длин волн. Величина максимальной скорости ионов N^+ совпадает с максимальной скоростью ионов кислорода. Линии ионов инертных газов сдвинутых компонент вообще не имеют. Это обстоятельство, а также слабая интенсивность сдвинутых линий азота (хотя, как будет показано в дальнейшем, температура неподвижной плазмы меньше температуры в слоях) свидетельствуют, что газ, наполняющий трубку, слоями практически не захватывается и не увлекается в движение.

Плазма слоев состоит в основном из ионов кислорода и кремния, т. е. материала стеклянных стенок. Это следует из того, что интенсивности линий ионов кислорода и кремния не зависят от давления и рода газа,

наполняющего трубку, и что при работе на воздухе интенсивность ионных линий азота мала по сравнению с интенсивностью кислородных линий, а в канале искрового разряда в воздухе при близких температуре и концентрации заряженных частиц имеет место обратное соотношение интенсивностей соответствующих линий.

Температура плазмы в слоях определялась по относительной интенсивности сдвинутых компонент линий однократного и трехкратного ионов кремния $\text{Si III } \lambda = 4128 \text{ и } 4131 \text{ \AA}$, $\text{Si IV } \lambda = 4116 \text{ и } 4089 \text{ \AA}$ и известной плотности электронов $T = 3.4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$. Была проверена малость самопоглощения соответствующих линий.

Наличие неподвижных компонент у кислородных и кремниевых линий свидетельствует, что в межэлектродном промежутке, кроме движущейся плазмы, имеется еще практически неподвижная ($V < 1.5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$). По отношению интенсивностей неподвижных и сдвинутых компонент кислородных и кремниевых линий можно получить, что температура «неподвижной» плазмы меньше, а общая масса больше, чем у движущейся плазмы, т. е. у слоев. Время экспозиции «неподвижной» и движущейся плазмы довольно близко.

Плотность заряженных частиц определялась по уширению ионных спектральных линий кислорода микрополями плазмы в результате квадратичного штарк-эффекта. При низких давлениях ($p < 2 \text{ мк рт. ст.}$) наблюдалось значительное уширение линий всех имеющихся в плазме элементов, особенно линий с высокими потенциалами возбуждения. Линии имели характерный дисперсионный профиль с широкими крыльями. У некоторых из них наблюдалось асимметричное уширение.

	1		2		3	
	$\Delta\lambda \text{ (\AA)}$	$N_e \cdot 10^{-17}$	$\Delta\lambda \text{ (\AA)}$	$N_e \cdot 10^{-17}$	$\Delta\lambda \text{ (\AA)}$	$N_e \cdot 10^{-17}$
Ar II 3928.62	0.32	2	0.60	4	0.65	1.4
O II 3973.27			1.15			
O II 4069.90			2.2			
O II 4075.87	1.6					
O II 4189.79	1.7					
Ar II 4266.5	0.35	2	0.85	4.9		
Ar II 4277.5	0.98	2	1.9	3.9		
Ar II 4282.9	0.33	2	1.05	6.4		
Ar II 4352.2	0.44	2	0.95	4.3		
O II 4414.89			1.8		0.7	1.85
O II 4416.98			2.0		0.7	1.66

$$N_e = 4.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \quad | \quad N_e = 1.56 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$$

Согласно теории (см., например, [3]), ширина линии при квадратичном штарк-эффекте пропорциональна плотности заряженных частиц. В коэффициент пропорциональности входят такие величины, как постоянная штарк-эффекта, температура и расстояние до ближайших возмущающих термов. Постоянные штарк-эффекта для ионных линий неизвестны, поэтому была проведена дополнительная работа по изучению уширения линий в искровом разряде в смеси воздуха с аргоном, уширение многих линий которого исследовано С. Л. Манделштамом и М. А. Мазинг [4]. В таблице сопоставлены результаты измерения ширины линий $\Delta\lambda \text{ (\AA)}$ и плотности электронов N_e в трех экспериментах: 1) искра в аргоне [4] ($U = 14 \text{ кв}$, $C = 0.02 \text{ мкф}$, $L = 10 \text{ мкгн}$); 2) искра в смеси воздуха с аргоном ($U = 3 \text{ кв}$, $C = 0.25 \text{ мкф}$, $L = 0.4 \text{ мкгн}$); 3) плазменный ускоритель.

Пересчет значительно облегчается тем обстоятельством, что температура плазмы в искровом канале при атмосферном давлении очень близка к температуре плазмы в слоях, а плотности заряженных частиц отличаются не сильно. Если считать, что в плазме слоев преобладают однократные ионы кислорода и трехкратные ионы кремния, тогда плотность электронов $1.56 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответствует плотности всех заряженных частиц $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Полученная величина плотности заряженных частиц является усреднением по нескольким десяткам разрядов и всем слоям каждого разряда. Это же относится к температуре плазмы слоев. К концу электродов средняя плотность заряженных частиц уменьшается.

Исследовалась также структура плазменного сгустка в рельсовом ускорителе с другим расположением электродов (фиг. 1, б). Те же электроды были повернуты плоскостями один к другому. Диаметр окружающей их стеклянной трубки равнялся 3.2 см, расстояние между электродами прежнее. В этом положении электродов значительно уменьшились эрозия стеклянных стенок и количество выделяемых газов за один разряд. Интенсивность свечения сгустка первого полупериода тока сильно уменьшилась. При 4 кВ наблюдаются два-три размытых слоя. Яркие и узкие слои существуют по-прежнему во втором полупериоде тока и иногда в конце сгустка первого полупериода. Величина скорости движения слоев не изменилась. Величина доплеровского сдвига спектральных линий тоже осталась постоянной, а интенсивность сдвинутых компонент сильно уменьшилась. При низких давлениях по-прежнему наблюдалось уширение спектральных линий.

Анализ результатов. Из приведенных экспериментальных результатов следует, что в рассматриваемых условиях при ускорении плазменного сгустка происходит его деление на слои и стягивание их в пинчи.

Измеренные параметры слоев: средняя плотность заряженных частиц $N = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; средний ток в слое $I = 4 \text{ кА}$, полученный делением максимального тока первого полупериода на наибольшее количество одновременно существующих слоев; радиус слоя $r = 0.1 \text{ см}$ и средняя температура $T = 3.4 \cdot 10^4 \text{ К}$, удовлетворительно описываются формулой, связывающей параметры пинча [5]

$$N = \frac{I^2}{2c^2\pi r^2 k T} = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$$

Высокое давление плазмы в слоях является естественным, так как величина магнитного поля токового слоя с радиусом, много меньшим ширины электродов, должна быть много большей поля электродов. Поэтому такой токовый слой должен стягиваться в пинч. Некоторое завышение полученного значения средней плотности заряженных частиц в пинче, по сравнению с экспериментальной, следует объяснить влиянием на давление плазмы в последующих пинчах магнитного поля всех предыдущих. В промежутке между пинчами отсутствуют катодные пятна на электродах и весьма мало свечение плазмы, поэтому можно считать, что весь разрядный ток течет через пинчи.

Деление плазменного сгустка на определенное число пинчей равного диаметра становится понятным, если учесть «вмороженность» магнитного поля в плазму. Время перемещения слоя плазмы на расстояние, равное его радиусу, $\tau_1 = r / V$ должно быть больше времени диффузии магнитного поля через слой [5]

$$\tau_2 = \frac{4\pi\sigma r^2}{c^2}$$

Поэтому радиус плазменного слоя, движущегося со скоростью V , не может быть больше

$$r_* = k \frac{c^2}{4\pi\sigma V}$$

Здесь c — скорость света, σ — проводимость и k — коэффициент порядка единицы, зависящий от геометрии плазменного слоя. При больших диаметрах пинчей взаимодействие их с различными неоднородностями проводимости, мимо которых они двигаются, вызовет перераспределение тока в пинчах. Подставив в формулу для r_* значения скорости и проводимости плазмы пинчей $\sigma = 1.5 \cdot 10^{14}$ ед. CGSE (проводимость полностью ионизированного газа при $T = 3.4 \cdot 10^4$ °K), получаем $r_* = 8 \cdot 10^{-2}$ см.

Ограничение радиуса пинчей приводит к тому, что с ростом тока в разрядном контуре увеличивается напряженность электрического поля между электродами до тех пор, пока не произойдет пробой позади уже существующего пинча и образуется новый.

Во втором варианте расположения электродов, когда эрозия стеклянных стенок резко уменьшилась, снижение плотности заряженных частиц в сгустке приводит к уменьшению проводимости плазмы, так как электроны в ней становятся замагниченными ($\omega\tau \gg 1$). Следовательно, должен увеличиться предельный радиус слоя и ток в нем

$$I \sim \sigma r^2 \sim \sigma \left(\frac{1}{\sigma V} \right)^2 = \frac{1}{\sigma V^2}$$

Это объясняет наблюдаемое уменьшение яркости слоев первого полуцикла тока, увеличение их диаметра и уменьшение их количества. При достаточно большом радиусе слоя, вообще говоря, не должны стягиваться в пинчи.

Из спектроскопических данных следует, что пинчи, образованные из материала стенок (SiO_2), летят уже сформировавшимися. Они не захватывают атомы набегающего потока холодного газа, а скорее, разваливаются. Это следует из слабого увлечения ионов азота и инертных газов и уменьшения в процессе движения яркости слоев и плотности заряженных частиц в них.

Автор считает себя обязанным В. Л. Грановскому за ценные замечания и благодарит О. А. Малкина за обсуждение и помощь в работе.

Поступила 28 III 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Mawardi O. K., Naraghi M. Measurements on current sheets in plasmas. IEEE. Transactions on nuclear science. January, 1963.
2. Ковалев А. М. Исследование движения плазмы в коаксиальном источнике. Сб. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза». Изд. АН УССР, 1963, вып. 2.
3. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, 1963.
4. Мандельштам С. Л., Мазинг М. А. Об уширении и сдвиге спектральных линий в плазме газового разряда. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1959, т. 23, № 8.
5. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. Физматгиз, 1961.