

ЛИТЕРАТУРА

1. Мюллер В. Автоионизация и автоионная микроскопия // УФН.— 1962.— Т. 77, № 3.
2. Габович М. Д. Жидкометаллические эмиттеры ионов // УФН.— 1983.— Т. 140, № 1.
3. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Электродинамические источники ионных пучков.— Новосибирск, 1987.— (Препр./ИЯФ СО АН СССР; № 87—63).
4. Bell A. E., Swanson L. W. Mechanisms of liquid metal ion source operation // Nucl. Instruments Meth.— 1985.— V. B10/11, pt II.
5. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Получение ионных пучков из расплавов диэлектриков в режиме ЭГД-эмиттера // Письма в ЖТФ.— 1985.— Т. 11, № 13.
6. Panitz J. A., Pregezer A. L., Gerber R. A. Electrohydrodynamic ion emission from molten lithium nitrate // J. Vac. Sci. Technol.— 1989.— V. A7, N 1.
7. Bell A. E., Schwind G. A., Rao S., Swanson L. W. Lithium ion emission from a liquid metal ion source of LiNO_3 // Intern. J. Mass Spectrom. Ion Processes.— 1989.— V. 88, N 1.
8. Wagner A., Hall T. H. Liquid gold ion source // J. Vac. Sci. Technol.— 1979.— V. 16, N 6.
9. Дерягин Б. В., Чураев Н. В. Смачивающие пленки.— М.: Наука, 1984.
10. Papadopoulos S. The average mass-to-charge ratio of species emitted from liquid In ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1987.— V. 20, N 4.
11. Taylor G. Desintegration of water drops in an electric field // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A.— 1964.— V. 280, N 1382.
12. Miskovsky N. M., Cutler P. H., Kazes E. Derivation of the condition for onset of instabilities of a conducting fluid surface under electrostatic stress: Application to liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Technol.— 1985.— V. B3, N 1.
13. Cutler P. H., Feuchtwang T. E., Kazes E. et al. Response to «A note on the Taylor cone» // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1986.— V. 19, N 1.
14. Assayag B. G., Sudraud P., Jouffrey B. In situ high voltage TEM observation of an electrohydrodynamic (EHD) ion source // Ultramicroscopy.— 1985.— V. 16, N 1.
15. Автоионная микроскопия/Под ред. Дж. Рена, С. Ранганатана.— М.: Мир, 1974.
16. Шабалин А. Л. О размере эмиссионной зоны ЭГД-эмиттера ионов // ДАН.— 1988.— Т. 303, № 2.
17. Marriott P. A liquid metal ion source analysis system // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1986.— V. 19, N 6.
18. Коваленко В. П., Шабалин А. Л. О нижней границе величины тока ЭГД-эмиттера // Письма в ЖТФ.— 1989.— Т. 15, вып. 6.
19. Bell A. E., Rao K., Schwind G. A., Swanson L. W. A low-current liquid metal ion source // J. Vac. Sci. Technol.— 1988.— V. B6, N 3.
20. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Колебания и переходные процессы в жидкометаллических эмиттерах ионов // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, № 4.
21. Mair G. L. R. On the origin of fast current fluctuation in liquid-metal-ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1988.— V. 21, N 11.
22. Габович М. Д., Гасанов И. С., Проценко И. М. Об устойчивости эмиссии жидкометаллических источников ионов // Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике: Тез. докл.— Томск, 1988.— Ч. 1.
23. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Генерация кластеров в ЭГД-эмиттерах ионов // Физика кластеров.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1987.
24. Thompson S. P., Prewett P. D. The dynamics of liquid metal ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1984.— V. 17, N 11.
25. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Особенности переходных процессов при ЭГД-эмиссии ионов // ЖТФ.— 1987.— Т. 57, № 1.
26. Григорьев А. П. О механизме неустойчивости заряженной проводящей капли // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, № 7.
27. Zheng C., Linsu T. A new approach to simulating the operation of liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Technol.— 1988.— V. B6, N 6.
28. Aitken K. L. Mechanisms of ion emission from liquid cesium // Proc. Field Emission Day.— Noordwijk, 1976.

г. Новосибирск

Поступила 19/VI 1989 г.

УДК 533.9

В. А. Малафаев, А. А. Никульшина, Д. Н. Новичков

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Широкое развитие практических применений различных электронно-лучевых технологий сопряжено с проблемой транспортировки электронных пучков на значительные расстояния. При этом, как правило, используют транспортировку квазинейтральных электронных пучков вдоль магнитного поля.

© 1990 Малафаев В. А., Никульшина А. А., Новичков Д. Н.

В процессе практической реализации исследователи сталкиваются с возникновением широкого спектра различных неустойчивостей, препятствующих эффективной передаче энергии пучка к мишени. Обычно неустойчивости имеют пороговый характер и проявляются, когда ток пучка превышает предельное значение. Такой подход к анализу неустойчивостей предложен в [1], где детально рассмотрены различные аперийческие неустойчивости типа пирсовой, пучково-дрейфовой, приводящие к разрушению пучка. Причем экспериментально исследовался случай сильных магнитных полей, когда порог пучково-дрейфовой неустойчивости выше предельного вакуумного тока. Противоположный случай слабых магнитных полей не исследовался. В данной работе изучается область таких магнитных полей и энергий, когда ток пучково-дрейфовой неустойчивости меньше вакуумного. При токах меньше вакуумных развивается неустойчивость, проявляющаяся в том, что в пучке возникают азимутально-неоднородные колебания плотности тока с частотой, близкой к ионной ленгмюровской. Ранее детального исследования этих колебаний не проводилось. Вместе с тем очевидно, что изучение состояния и эволюции пучка в допредельных режимах позволит не только лучше понять причины срывов при токах больше вакуумных, но заранее их зафиксировать и предотвратить.

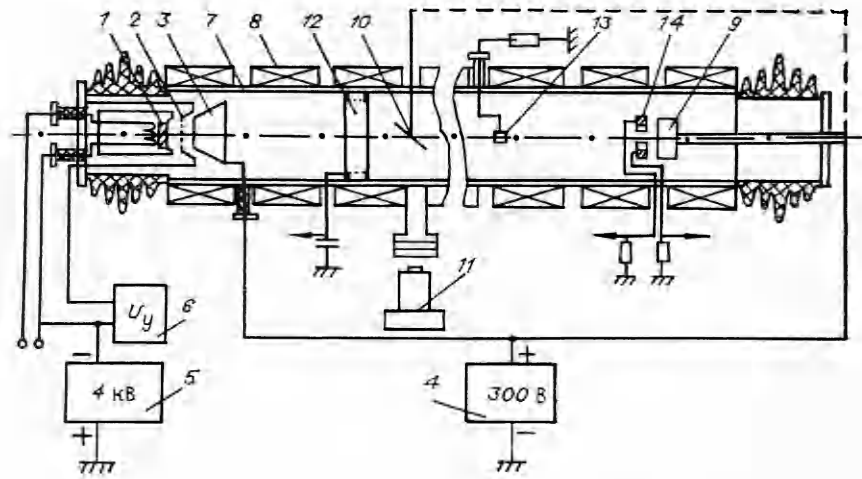
В настоящей работе сделана попытка дать физическую интерпретацию возникающей неустойчивости и ответить на следующие вопросы: остается ли пучок скомпенсированным при появлении колебаний, как происходит деформация его структуры, каковы критерии возникновения неустойчивости и ее стабилизации? Приводится качественная модель неустойчивости, которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными наблюдениями.

Экспериментальная установка и методики. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Для формирования пучка использовалась трехэлектродная пушка, состоящая из гексаборидлантанового катода $\varnothing 10$ мм косвенного накала 1, анодной сетки 2 и доускоряющего электрода 3. Последний необходим для предотвращения возникновения виртуального катода вблизи анодной сетки [2], что достигалось подачей на него положительного или даже небольшого отрицательного смещения с помощью источника 4. Полная энергия электронов в экспериментах составляла примерно 4 кэВ и задавалась источником 5. Ток пучка регулировался импульсным напряжением U_y , которое поступало от источника 6. Синхронизация была такой, что в момент импульса ток спирали подогрева катода равнялся нулю. Длительность импульса могла регулироваться от 10 до 300 мкс. Рабочий диапазон токов от 50 мА до 1 А.

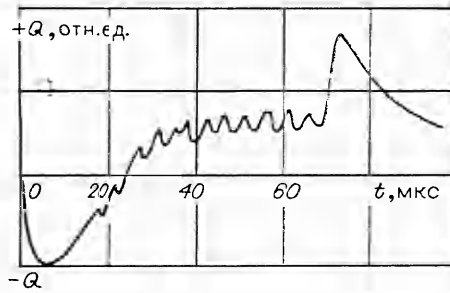
Труба дрейфа 7 $\varnothing 10$ см и длиной 3,3 м откачивалась до давления $p = 2,7 \cdot 10^{-4} - 1,3 \cdot 10^{-2}$ Па, рабочий газ — воздух. Магнитное поле создавалось катушками 8. Его величина регулировалась до 400 Э. Пучок принимался на графитовый коллектор 9 или на специальную мишень 10 из нержавеющей стали, покрытую люминофором к-80 и расположенную под углом, близким к 45° , к оси трубы дрейфа. Через смотровое окно можно было фотографировать свечение, вызываемое пучком с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП) 11. В экспериментах коллектор (или люминофорная мишень) электрически соединен с доускоряющим электродом, поэтому напряжение на нем также регулировалось источником до +300 В.

В экспериментах применялись следующие методики. Емкостный зонд 12 предназначался для измерения погонного заряда пучка. Он представлял собой цилиндрическую сетку, установленную в средней части трубы дрейфа. Проволочный зонд 13 использовался для измерения плотности тока и потенциала пучка. Рабочая часть зонда — вольфрамовый цилиндр $\varnothing 3$ мм и высотой 3 мм. Измерения потенциала проводились, когда зонд находился в пределах пучка, и основаны на явлении вторичной эмиссии. При подаче положительного смещения число вторичных электронов, покидающих зонд, начинает уменьшаться, и, следовательно, полный ток, поступающий на зонд, должен увеличиться, когда потенциал зонда станет несколько выше потенциала пучка. Эти измерения не преследовали цель дать точную величину потенциала, а использовались для качественной оценки: пучок положителен относительно стенок трубы или отрицателен.

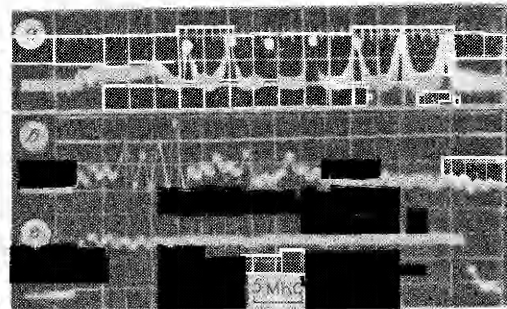
Люминофорная мишень с ЭОП позволяла фотографировать «визуализированную» структуру пучка в различные моменты времени. Экс-



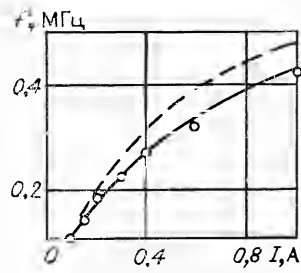
Р и с. 1



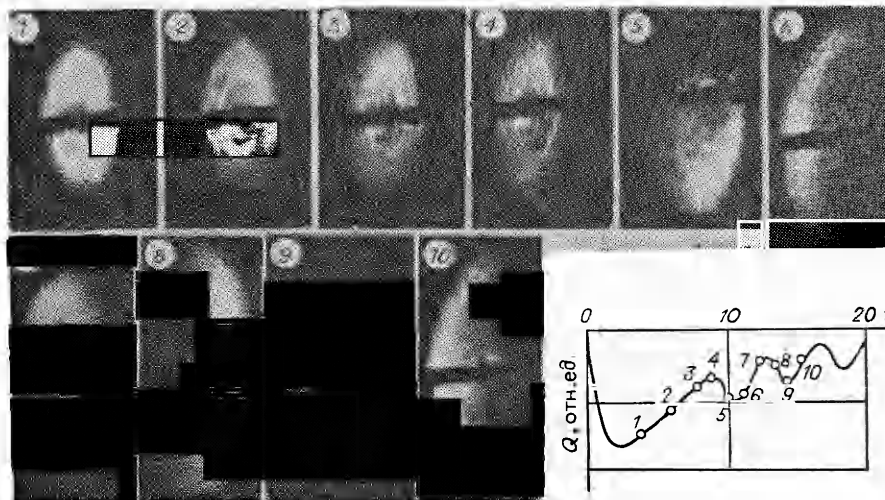
Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

позиция составляла 1 мкс, послесвечение люминофора — менее 1 мкс. Пикап-электроды 14 представляли собой две половинки цилиндра $\varnothing 3$ см и высотой 3 см, изолированно установленные перед коллектором. Можно было фиксировать ток, поступающий на них.

Результаты экспериментов. Для того чтобы избежать накопления в пучке вторичных электронов и возникновения различных плазменных неустойчивостей, на коллектор (и на доускоряющий электрод) подавался положительный потенциал. Это создавало возможность ухода вторичных электронов в продольном направлении и образования двухкомпонентной плазмы. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие

$$n_2/n_1 \ll L/(\langle v \rangle \tau_i),$$

где n_2 — концентрация вторичных электронов; n_1 — концентрация электронов пучка; L — длина трубы дрейфа; τ_i — время ионизации; $\langle v \rangle$ — средняя скорость вторичных электронов.

Время ионизации измерялось с помощью емкостного зонда, сигнал которого при включении тока линейно уменьшался со временем. Угол наклона осциллограммы определял значение τ_i , которое уменьшалось обратно пропорционально давлению и не зависело от магнитного поля. Для энергий 4 кэВ $\tau_i \simeq 45$ мкс при $p = 2,7 \cdot 10^{-4}$ Па. Если принять $\langle v \rangle \simeq 3 \cdot 10^8$ см/с, то для $L = 3 \cdot 10^2$ см отношение n_2/n_1 будет равно единице при $p = 1,2 \cdot 10^{-3}$ Па, т. е. при рабочих давлениях плазма практически двухкомпонентная.

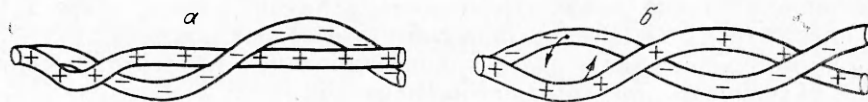
В результате экспериментов выяснено, что колебания возникали при достаточно больших токах и регистрировались перечисленными выше методиками. Остановимся подробнее на каждой из них.

Типичная осциллограмма емкостного зонда приведена на рис. 2. Колебания возникают не сразу, а спустя некоторое время, немногим меньшее времени ионизации, когда погонный заряд пучка еще не полностью скомпенсирован ионами. Затем сигнал на зонде меняет знак — становится положительным. Специальные измерения показали, что сигнал становится положительным не из-за «перекомпенсации пучка», а вследствие зарядки зонда ионным током.

Колебания с такой же частотой регистрировались на проволочном зонде, когда он помещался в пучок или располагался в непосредственной близости от края пучка. Типичная осциллограмма приведена на рис. 3 (а — осциллограмма проволочного зонда при $p = 9,7 \cdot 10^{-4}$ Па, б — то же, при $p = 4,6 \cdot 10^{-3}$ Па, в — ток коллектора 200 мА; длительность импульса 40 мкс). Колебания появляются в тот же момент и с той же частотой, что и на емкостном зонде. Когда проволочный зонд располагался вне пучка, наблюдалась 100 %-ная модуляция. Частота колебаний не зависела от давления в диапазоне $p = 2,7 \cdot 10^{-4} - 1,3 \cdot 10^{-3}$ Па и от напряженности магнитного поля при изменении его от 100 до 400 Э. Зависимость частоты колебаний от тока приведена на рис. 4. Видно, что частота изменяется примерно как \sqrt{I} . Зависимость $\sim \sqrt{I}$ показана штриховой линией.

Колебания с той же частотой наблюдались и на пикап-электродах, причем сигналы на них были смещены по фазе на 180° . Это позволило сделать вывод, что колебания являются азимутально-неоднородными и что пучок, имея неоднородную плотность тока, совершает вращение во времени вокруг оси с наблюдаемой частотой. При уменьшении магнитного поля амплитуда сигналов на пикап-электродах увеличивалась практически линейно.

Наиболее наглядную информацию о структуре и движении пучка в неустойчивом состоянии дали фотографии люминофорной мишени с помощью ЭОП. На рис. 5 представлена серия таких фотографий и осциллограмм емкостного зонда, кружками отмечены моменты экспозиции соответствующих кадров. В начальные моменты времени (до кадра 4) пучок



Р и с. 6

имеет однородную структуру. Начало колебаний совпадает с формированием неоднородной плотности тока по азимуту (кадры 4—6). Затем эта неоднородность перемещается по часовой стрелке, что отвечает вращению электронов в данном магнитном поле. Фотографии показывают, что структура пучка во время колебаний становится резко неоднородной и приобретает вид полумесяца, который вращается вокруг оси.

Отметим, что расстояние от пушки до люминофорной мишени составляло 1,3 м, а до коллектора — 3,3 м. При этом изменения частоты колебаний при прочих равных условиях обнаружено не было.

Качественная теория и контрольные эксперименты. Эксперименты показали, что наблюдаемые колебания — следствие вращения пучка как целого вокруг оси трубы дрейфа. Это дает основание предположить, что при таком вращении заряды пучка и ионов разделены. Попробуем, основываясь на этом, качественно описать процессы, к которым такое разделение зарядов приводит.

Заметим прежде всего, что достаточно предположить, что разделение произошло не на всей длине пучка, а локально, так как благодаря дрейфу электронов в $E \times H$ полях локальное возмущение распространится на всю длину (рис. 6, а). Если бы при этом ионы оставались неподвижными, то в какой-либо плоскости, перпендикулярной оси пучка, наблюдалось бы стационарное смещение пучка относительно его положения в невозмущенном состоянии. В действительности ионы будут перемещаться в направлении пучка. Это приведет к тому, что возмущенное поле станет уменьшаться, вследствие чего электроны сместятся в азимутальном направлении, которое противоположно дрейфовой скорости и совпадает с направлением ларморовского вращения электронов. В свою очередь, благодаря азимутальному перемещению пучка ионы также будут приобретать азимутальную скорость. Таким образом, в результате движения ионов образуются две спирали — ионная и электронная (рис. 6, б), навитые друг на друга и совершающие жесткое вращение в сторону ларморовского движения электронов. Такая вращающаяся спираль, видимо, вообще характеризует колебательное движение ионов в электронном пучке, который распространяется во внешнем магнитном поле.

Рассмотрим теперь динамику рождающихся в пучке ионов, считая, что вторичные электроны достаточно быстро уходят на положительный коллектор. Образующиеся в пучке ионы имеют нулевую азимутальную скорость и находятся в его пределах до тех пор (частично нейтрализуя отрицательный заряд), пока пучок в достаточной мере не переместится в азимутальном направлении, т. е. пучок, вращаясь, оставляет за собой «облако новых» ионов, которые, очевидно, попадая в азимутальное поле, будут набирать азимутальную скорость и, следовательно, группироваться с уже имеющимися ионами. Значит, вращение двойной спирали может длительно поддерживаться за счет вновь образующихся ионов.

Частоту вращения спирали можно оценить из уравнения баланса радиальных сил, действующих на ионы. В общем случае нерелятивистское уравнение движения частицы в электромагнитном поле запишем в виде

$$(1) \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = \frac{e}{m} \mathbf{E} + \frac{e}{mc} [\mathbf{v} \mathbf{H}],$$

где \mathbf{v} , e , m — скорость, заряд, масса частицы; \mathbf{E} , \mathbf{H} — электрическое и магнитное поля; c — скорость света. Поскольку вращение происходит стационарно, будем считать, что $\partial \mathbf{v} / \partial t = 0$. Кроме того, опустим члены,

содержащие радиальную компоненту скорости ионов и собственное магнитное поле пучка. В этом случае радиальная проекция (1) выглядит следующим образом:

$$(2) \quad -\omega^2 r_i = -\eta_+ E_r + \omega \omega_{ci} r_i.$$

Здесь r_i , η_+ — радиус орбиты и удельный заряд иона; ω — частота вращения; ω_{ci} — ионная циклотронная частота; E_r — радиальное электрическое поле (направленное к оси системы). Это уравнение отражает баланс центробежной электростатической и лоренцевой сил, действующих на ионы. Для оценки ω примем радиальное электрическое поле $E_r = E_0(1 - f)$ (E_0 — радиальное электрическое поле на краю декомпенсированного пучка в невозмущенном состоянии, f — степень нейтрализации пучка рождающимися ионами). Значение f определится тем временем T , в течение которого пучок сместится на величину своей угловой ширины (примем ее равной $\pi/2$, что хорошо согласуется с экспериментом). В этом случае $T = \pi/(2\omega)$ и, следовательно, $f = \pi/(2\omega\tau_i)$. Вводя обозначение $\eta_+ E_0 = (\omega_{pi}^2 r_0)/2$ и разрешая (2) относительно ω , получим

$$(3) \quad \omega = \frac{\omega_{ci}}{2} \left[\pm \sqrt{1 + \frac{2\omega_{pi}^2 r_0}{\omega_{ci}^2 r_i} \left(1 - \frac{\pi}{2\omega\tau_i}\right)} - 1 \right].$$

Поскольку вращение происходит в сторону ларморовского движения, перед корнем в (3) следует брать знак $+$.

Для $2\omega_{pi}^2 \gg \omega_{ci}^2$ (это условие выполнялось в экспериментах) (3) преобразуется в

$$(4) \quad \omega = \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{r_0}{r_i} \left(1 - \frac{\pi}{2\omega\tau_i}\right)}.$$

Отсюда вытекает, что существует предельная частота ионизации $\nu_{i\max}$ ($\nu_i = \tau_i^{-1}$), при превышении которой условие баланса радиальных сил (2) не может быть выполнено, следовательно, стационарное вращение ионов становится невозможным. Значение $\nu_{i\max}$ определяется соотношением

$$(5) \quad \nu_{i\max} = \frac{2\sqrt{2}}{3\pi\sqrt{3}} \sqrt{\frac{r_0}{r_i}} \omega_{pi}.$$

Иными словами, (5) — критерий стабилизации данного типа неустойчивости, который допускает простую физическую интерпретацию: если $\nu_i > \nu_{i\max}$, то любое возникшее разделение зарядов пучка и ионов будет как бы мгновенно (за время меньше, чем период колебания иона) компенсироваться вновь образованными пучком ионами. При таких условиях вообще невозможен колебательный характер движения ионов.

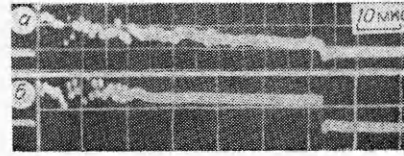
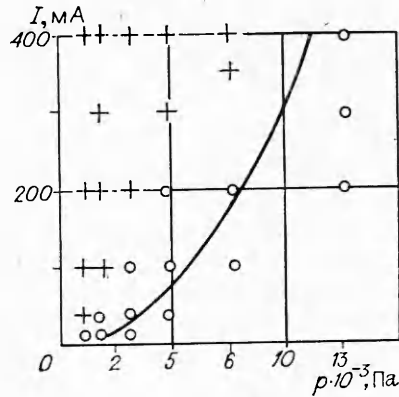
В описанных выше экспериментах выполнялось условие $\nu_i < \nu_{i\max}$. Частота наблюдаемых колебаний была примерно в 3 раза меньше, чем $\omega_{pi}/\sqrt{2}$, что достаточно хорошо совпадает с оценкой (4).

Таким образом, данная модель неустойчивости объяснила вращение пучка во времени и частоту вращения. Из этой модели логически вытекает критерий стабилизации неустойчивости при увеличении p .

Для проверки критерия (5) проведены контрольные эксперименты.

В качестве индикатора неустойчивости использовался ток на проволочный зонд. При повышении давления до некоторого критического осциллограммы мало изменялись и имели вид, изображенный на рис. 3, а. Затем происходило резкое изменение формы осциллограммы (рис. 3, б). В данном случае при $p = 4,6 \cdot 10^{-3}$ Па колебания наблюдались лишь в начальные моменты импульса тока. Сравнение этих осциллограмм позволяет говорить о том, что при $p = 4,6 \cdot 10^{-3}$ Па происходит стабилизация неустойчивости.

На рис. 7 представлены результаты экспериментов при различных токах и давлениях в трубе дрейфа: крестики — режимы, при которых



Р и с. 8

Р и с. 7

неустойчивость наблюдается, кружки — неустойчивость стабилизируется. С увеличением тока давление, при котором происходит стабилизация, повышается. Это хорошо согласуется с критерием (5), откуда следует, что существует определенный критический ток I^* , при превышении которого развивается неустойчивость. Если положить $r_i = r_0$, то из (5) получим

$$(6) \quad I^* = \frac{27\pi^2 r_0^2}{32} \frac{v_z}{\eta_+} v_i^2.$$

На рис. 7 зависимость (6) отложена линией. В качестве v_i бралось экспериментальное значение. Количественное расхождение между теорией и экспериментом, видимо, вызвано упрощенностью модели, поэтому согласие можно считать вполне удовлетворительным.

Поскольку рассмотренная модель основывается на том, что заряды разделены и, значит, пучок должен иметь отрицательный потенциал, для проверки проведены качественные измерения потенциала пучка проволоочным зондом. Оказалось, что, когда пучок неустойчив, ток, поступающий на зонд, не зависит от подачи на него положительного смещения и имеет вид, подобный рис. 3, а. Следовательно, у пучка действительно отрицательный потенциал, что подтверждает сделанное предположение. Когда же происходила стабилизация неустойчивости, ток на зонд увеличивался при подаче на него положительного смещения (рис. 8, где а — смещение на зонде $\Delta U = 0$, б — смещение $\Delta U = +80$ В). Это позволяет заключить, что потенциал пучка в устойчивом состоянии положителен. Механизмы ухода ионов в случаях положительного и отрицательного потенциалов пучка различны. При положительном потенциале ионы уходят на стенки трубы в результате действия избыточного положительного заряда ионов, при отрицательном — покидают пучок из-за его вращения (иначе говоря, «пучок покидает ионы»).

Таким образом, эксперименты и качественная теория показали, что изучаемая неустойчивость представляет собой вращение пучка как целого вокруг оси трубы дрейфа. При этом заряд пучка полностью не компенсируется и имеет отрицательную величину. Очевидно, есть основания предположить, что вращение и, следовательно, неполная компенсация будут сохраняться и в том случае, когда ток пучка превышает вакуумный. Возможность «недокомпенсации» при исследовании предельных токов в [1] не учитывалась. Экспериментальные значения сопоставлялись с теоретическими для полностью скомпенсированных пучков. Возможно, этим в некоторых случаях и объясняется значительное их расхождение.

Физическая модель неустойчивости, согласно которой ионы и электроны пучка образуют две спирали, навитые друг на друга и жестко вращающиеся в «электронную сторону», хорошо объяснила результаты экспериментов. Вращение необходимо учитывать при физических исследованиях, а также при проектировании различных приборов. Там, где

требуется устойчивая транспортировка, необходимо выбирать параметры пучка согласно критерию (5) или (6).

Отметим, что в [3] не были обнаружены какие-либо колебания при $p < 1,3 \cdot 10^{-6} - 1,3 \cdot 10^{-5}$ Па, несмотря на попытки инициировать их с помощью внешней модуляции. Это связывалось авторами с пренебрежимо малой концентрацией вторичных электронов в пучке при таких давлениях. В модели, принятой в данной работе, вторичных электронов не требуется. Критерием неустойчивости является периодическое движение ионов в потенциальной яме пучка, которое, очевидно, реализуется при сколь угодно низких давлениях. Когда движение ионов становится аperiodическим (при повышенном давлении), неустойчивость стабилизируется. По-видимому, чтобы снять это противоречие, необходимы дополнительные исследования.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Жаринову за полезные обсуждения и Е. П. Воронкову за оснащение работы экспериментальной аппаратурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме.— М.: Энергоиздат, 1982.
2. Малафаев В. А., Никульшина А. А. Образование виртуального катода в цилиндрическом пучке // V Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике: Тез. докл.— Томск, 1984.— Ч. 1.
3. Куделайнен В. И., Пахромчук В. В., Пестриков Д. В. Экспериментальное изучение устойчивости компенсированного электронного пучка // ЖТФ.— 1983.— Т. 53, № 5.

г. Москва

Поступила 27/IV 1988 г.,
в окончательном варианте — 4/X 1988 г.

УДК 533.951

В. Г. Леденёв

О СТРУКТУРЕ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

По существующим представлениям во фронте достаточно сильной ударной волны (УВ), распространяющейся в плазме, за счет высокой электронной теплопроводности формируется протяженная область горячих электронов, в которую внедрен резкий (изотермический по температуре электронов) скачок плотности, обусловленный ионной вязкостью [1, 2]. При этом наличие изотермического скачка — необходимое следствие высокой электронной теплопроводности [1, 3]. Однако с ростом числа Маха толщина скачка плотности уменьшается, а длина свободного пробега частиц растет, и, когда эти величины сравниваются, гидродинамическое приближение становится, вообще говоря, неприменимым.

Кроме того, с увеличением числа Маха M растет энергия направленного движения по сравнению с тепловой энергией плазмы. Когда это неравенство становится сильным, практически вся энергия направленного движения ионов будет переходить в нагрев электронов [4]. Поскольку ионы при этом почти не греются, то отсюда следует, что скачок плотности во фронте УВ должен быть обусловлен уже не ионной вязкостью, а другими эффектами. Исходя из этих соображений, в настоящей работе предлагаем структуру УВ, в которой баланс потоков вещества, импульса и энергии обеспечивается путем формирования во фронте волны бесстолкновительного скачка потенциала, соответствующего ионно-звуковой УВ [5—7], и диссипацией потока ионов, отраженных от этого скачка потенциала.

Проанализируем, исходя из общих соотношений, структуру сильных УВ в плазме без магнитного поля. Как известно [1], скачки параметров во фронте УВ в плазме так же, как и в обычном газе, удовлетворяют соотношениям

$$(1) \quad n_0 u = n_2 u_2, \quad p_0 + n_0 m u^2 = p_2 + n_2 m u_2^2, \\ w_0 + u^2/2 = w_2 + u_2^2/2,$$

© 1990 Леденёв В. Г.

2 ПМТФ № 2, 1990 г.

17