

5. Landau L. On energy losses of fast particles by ionization.— J. Phys. USSR, 1944, vol. 8, p. 201—205.
6. CIRA — 1965. Amsterdam, North-Holland, 1965.
7. Green A. E. S., Stolarski R. S. Analytical models of electron impact excitation cross sections.— J. Atmos. Terr. Phys., 1972, vol. 34, p. 1703—1717.
8. Иванов В. Е., Осипов И. К., Шнейдер В. А. Аналитическое представление сечений упругого рассеяния электронов малых энергий атмосферными газами.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 242—245.
9. Иванов В. Е., Осипов И. К., Шнейдер В. А. Интегральные сечения рассеяния электронов малых энергий атомарным кислородом.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 472—477.
10. Иванов В. Е., Осипов И. К. Интегральные сечения рассеяния малоэнергичных электронов ($E < 1$ кэВ) атмосферными газами. Препринт № 15(189). М., ИЗМИРАН, 1977.
11. Иванов В. Е., Осипов И. К., Старков Г. В., Хвостенко Л. К. Метод Монте—Карло в задачах переноса малоэнергичных ($E < 1$ кэВ) электронов в атмосфере.— В кн.: Полярные сияния. М., Наука, 1979.
12. Anslow G. The total ionization produced in air by electrons of various energies.— Phys. Rev., 1925, vol. 25, p. 484—500.
13. Lehmann J. F., Osgood T. H. The total ionization due to the absorption in air of slow cathode rays.— Proc. R. Soc., 1927, vol. 115, p. 609—624.
14. Young J. R. Penetration of electrons in aluminium oxide films.— Phys. Rev., 1956, vol. 103, p. 292—293.
15. Hartman P. L. New measurements of the fluorescence efficiency of air under electron bombardment.— Planet. Space Sci., 1968, vol. 16, p. 1325—1340.
16. Grün A. E. Lumineszenz-photometrische Messungen der Energieabsorption in Strahlungsfeld von Elektronen-quellen eindimensionaler Fall in Luft.— Z. Naturforsch., 1957, Bd 12 a, S. 89—95.
17. Gledhill J. A. The range-energy relation for 0.1—500 keV electrons.— J. Phys., 1973, vol. A 6, p. 1420—1428.

УДК 629.7.036.74

СМЕНА РЕЖИМОВ В УСКОРИТЕЛЕ С АНОДНЫМ СЛОЕМ И ЕГО ОПТИМИЗАЦИЯ

В. С. Ерофеев, В. П. Наумкин, И. Н. Сафронов

(Калининград Московской обл.)

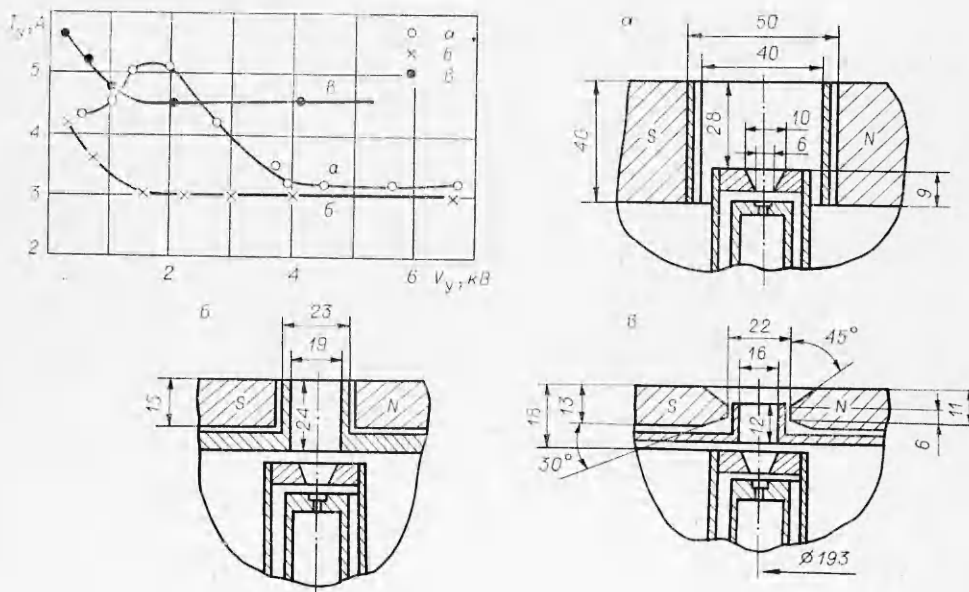
Характеристики двухступенчатого полого ускорителя с анодным слоем (УАС) [1, 2] свидетельствуют о наличии, по крайней мере, двух режимов работы: ускорительного и аномального. Наличие аномального режима существенно ограничивает возможности такого ускорителя. Поэтому представляется весьма важным выяснить (хотя бы качественно) основные факторы, влияющие на изменение режима работы УАС. В данной работе экспериментально исследуется влияние геометрии рабочей области ускорителя на его характеристики, а также сделана попытка определить взаимосвязь параметров и условий работы ускорителя на границе перехода из оптимального ускорительного режима в аномальный. Эксперименты проводились на двухступенчатом аксиальном ускорителе ионов с анодным слоем [1].

1. Влияние геометрии рабочего зазора на характеристики ускорителя.

Ускоритель с анодным слоем работает, как правило, при высоких напряжениях магнитного поля в рабочем зазоре $H \geq 1000$ Э. Толщина ускоряющего анодного слоя оказывается значительно меньше протяженности области, где ионный пучок распространяется поперек магнитного поля. Протяженность этой области определяется расстоянием от среза разрядной ступени до среза магнитной системы и зоной рассеянного магнитного поля, имеющего размеры порядка расстояния между полюсами.

Из-за ограниченной подвижности электронов поперек магнитного поля компенсация пространственного заряда ионного пучка в зоне магнитного поля осуществляется только за счет ионизации атомов остаточного газа и возможного поступления электронов вдоль силовых линий магнитного поля. В этих условиях динамические процессы в пучке могут привести не только к ухудшению параметров, но и к периодическому запираю пучка [3—5]. Поэтому выяснение взаимосвязи характеристик УАС, протяженности и геометрии области с магнитным полем представляет значительный интерес.

На фиг. 1 представлены вольт-амперные характеристики ускоряющей ступени УАС, различающиеся геометрией магнитного зазора и, как следствие, геометрией камеры ускорения ($V_p = 150 - 200$ В, $H = 2$ кЭ, $p = (2 - 4)10^{-5}$ мм рт. ст.). В первом случае (фиг. 1, а) магнитная система имеет толстые полюса (40 мм) и большое расстояние между ними (50 мм). Разрядная ступень установлена в межполюсном зазоре так, что она и ускоряющий слой оказываются практически в однородном магнитном поле. Оптимальный ускорительный режим (режим с $I_y \approx \text{const} \approx em/M$, m — секундный расход рабочего вещества, M — масса его атома, e — заряд иона) в ускорителе такой геометрии наблюдается только при $V_y \gtrsim 3 - 4$ кВ. Отрицательный наклон вольт-амперной характеристики при меньших значениях V_y весьма велик, так что проследить ход характеристики в этой области удается только при малых ускоряемых токах уже при $I_y \gtrsim 3$ А. При снижении V_y происходит скачкообразный переход из оптимального ускорительного режима в сравнительно низковольтный режим, называемый условно аномальным, поскольку ток ускоряющей ступени в ней может значительно превышать возможный ионный ток ($I_y > em/M$), а формирование ионного пучка резко ухудшается. В дальнейшем за величину критического напряжения V_y^* , определяющего границу перехода из ускорительного режима в аномальный, будем принимать значение ускоряющего напряжения в точке, где при снижении V_y наклон вольт-амперной характеристики становится отрицательным или происходит скачок из ускорительного режима в аномальный.

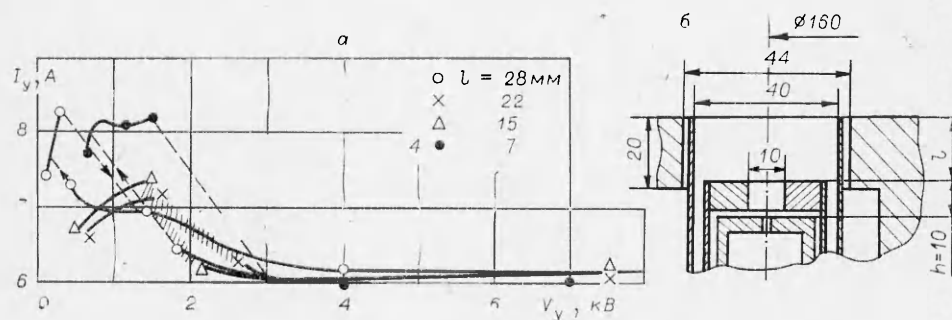


Фиг. 1

При изменении геометрии ускорителя (фиг. 1, б, в) полюса были изготовлены значительно тоньше, а расстояние между ними уменьшено более чем в 2 раза. В результате протяженность области, где ионный пучок распространяется поперек магнитного поля, сократилась, а стенки камеры ускорения оказались вблизи к пучку. Кроме того, разрядная ступень и, по крайней мере, часть ускоряющего слоя были размещены за внутренним срезом полюсов в магнитном поле, нарастающем в направлении ускорения и имеющем кривизну силовых линий, способствующую фокусировке ионного пучка. Указанные изменения привели к существенному снижению значения критического напряжения V_y^* и, следовательно, к расширению области ускоряющих напряжений, при которых оптимальным образом формируется ионный пучок. Например, из фиг. 1 видно, что в этом случае оптимальный режим наблюдается при $V_y \geq 1,5$ кВ в отличие от $\sim 3,9$ кВ для геометрии с толстыми полюсами.

В другой серии экспериментов геометрия магнитной системы оставалась неизменной, а менялась глубина ускорения l , т. е. расстояние от внешнего среза магнитной системы до среза разрядной ступени. При этом в зависимости от l ускоряющий слой оказывался в зоне либо нарастающего, либо постоянного, либо, наконец, спадающего в направлении ускорения магнитного поля (фиг. 2, $V_p = 150$ В, $H = 2$ кЭ, $p = (1,5 - 3) \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.). В этих экспериментах размещение ускоряющего слоя в зоне нарастающего магнитного поля сопровождалось увеличением протяженности области, где ионный пучок распространяется поперек магнитного поля, в отличие от предыдущего случая (фиг. 1), где она сокращалась. Вольт-амперные характеристики ускорителя при различных l и практически постоянном расходе рабочего вещества представлены на фиг. 2, а (точки на фиг. 2, а служат для обозначения кривых, сами кривые записывались с помощью шлейфового осциллографа). Характеристики показывают, что увеличение глубины ускоряющей ступени приводит к некоторому росту напряжения V_y , выше которого наклон вольт-амперной характеристики становится отрицательным. Однако крутизна наклона заметно уменьшается и стабильность работы ускорителя при снижении V_y улучшается. В результате при $l = 28$ мм, когда разрядная ступень и ускоряющий слой оказались в зоне нарастающего магнитного поля, устойчивый режим работы ускорителя существует, начиная с ускоряющих напряжений ниже 1 кВ, с достаточно хорошо сформированным ионным пучком и превышением тока ускоряющей ступени лишь на $\sim 10\%$ от соответствующего тока в оптимальном режиме.

Уменьшение l , т. е. размещение ускоряющего слоя ближе к срезу магнитной системы, затрудняет выход в оптимальный ускорительный режим и увеличивает ток в аномальном режиме. При глубине камеры уско-



Ф и г. 2

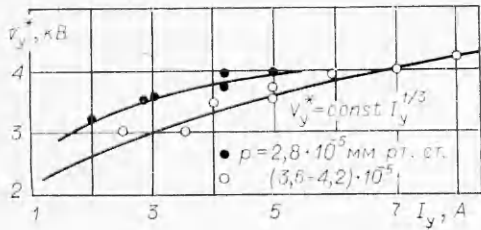
рения $l \leq 5$ мм, когда часть ускоряющего слоя оказывалась в зоне спадающего магнитного поля, оптимальный режим вообще не удалось получить.

Сопоставление приведенных экспериментальных результатов показывает, что оптимальной с точки зрения формирования пучков с малой энергией ионов является геометрия УАС с тонкими полюсами, малым межполюсным зазором и размещением разрядной ступени за внутренним срезом полюсов магнитной системы.

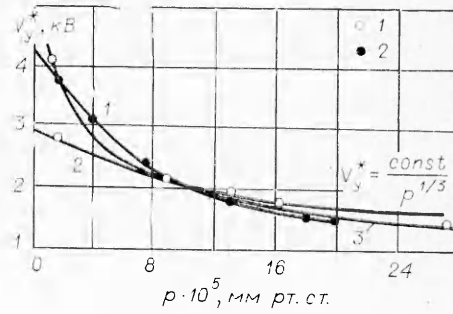
2. Взаимосвязь параметров ускорителя при смене режимов. Поскольку изменение режима работы ускорителя наиболее резко проявляется в модели с толстыми полюсами и большим межполюсным зазором (см. фиг. 1, а), то изучение взаимосвязи параметров ускорителя и условий его работы на границе перехода из оптимального ускорительного режима в аномальный проводилось в основном именно в такой геометрии модели [5].

На фиг. 3 ($V_p = 200$ В, $H = 1,3$ кЭ) представлена зависимость критических значений ускоряющего напряжения V_y^* от величины ускоряемого ионного тока (тока I_y в оптимальном ускорительном режиме) при двух значениях давления в вакуумной камере. С увеличением ионного тока в пучке критическое значение напряжения V_y^* заметно увеличивается. С ростом концентрации нейтрального газа в объеме кривая $V_y^*(I_y)$ смещается вниз. Зависимость V_y^* от давления p газа в пролетном пространстве при постоянном токе I_y дана на фиг. 4. Давление регулировалось скоростью натекания аргона в вакуумную камеру. Две серии точек получены в экспериментах, различающихся геометрией камеры ускорения и местом натекания газа (точки 1 — подача Ar из полюса $I_y = 3$ А, $V_p = 200$ В, $H = 1,8$ кЭ; точки 2 — подача Ar вдали от модели $I_y = 3,9$ А, $V_p = 200$ В, $H = 1,3$ кЭ). В одном случае (кривая 1) геометрия полностью соответствовала фиг. 1, а, напуск газа осуществлялся вдали от модели на расстоянии 1,5 м. В другом случае (кривая 2) в межполюсном зазоре было установлено 2 молибденовых кольца так, что расстояние между стенками камеры ускорения составляло 22 мм. Аргон подавался через трубку в центральном полюсе ускорителя. При этом над полюсом был установлен специальный «зонтик» так, чтобы газ растекался по радиусу. Эксперименты показывают, что с увеличением плотности нейтрального газа в пролетном пространстве значение критического напряжения падает. Например, для первой геометрии ускорителя изменение давления с $2 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. приводит к уменьшению V_y^* с $\sim 3,8$ до $\sim 1,5$ кВ при прочих равных условиях (фиг. 4). Однако подобное благотворное влияние повышения давления на характеристики ускорителя имеет место лишь до определенного предела. При давлении $p \geq 3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. получить оптимальный ускорительный режим не удавалось вообще: вольт-амперная характеристика становилась непрерывно растущей, а ток ускоряющей ступени превышал в 2 и более раза расход рабочего вещества em/M . Кривая 3 соответствует зависимости $V_y^* = \text{const}/p^{1/3}$.

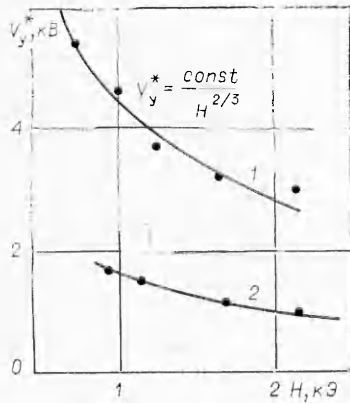
Следует отметить, что переход из оптимального ускорительного режима в аномальный и превышение тока ускоряющей ступени над расходом рабочего вещества ($I_y > em/M$) связан в первую очередь с процессами, протекающими внутри области с магнитным полем. Этот вывод следует из наблюдений работы ускорителя при наличии накаливаемого катода, установленного в ионном пучке в зоне, где магнитное поле уже мало (на расстоянии ~ 10 см от среза ускорителя). Включение катода не меняло токов в ускорителе ни в ускорительном, ни в аномальном режимах, хотя ток эмиссии с катода был сравним с ионным током в пучке.



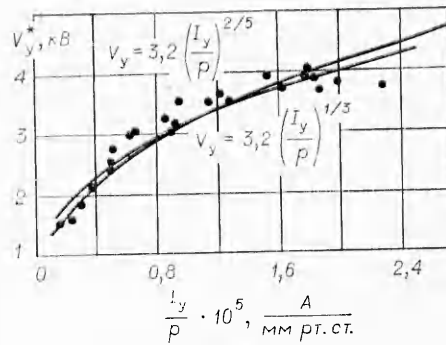
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

На критическое значение ускоряющего напряжения V_y^* существенное влияние оказывает величина напряженности магнитного поля H в рабочем зазоре. Увеличение H с 0,8 до 2 кЭ снижает V_y^* почти в 2 раза. Соответствующая зависимость $V_y^*(H)$ дана на фиг. 5 (1 — модель фиг. 1, а, $\rho = (1,5 - 2) \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.; 2 — модель фиг. 1, в, $\rho = 6 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.; $I_y = 4$ А, $V_p = 200$ В). Там же представлена аналогичная кривая 2 для ускорителя с более тонкими полюсами и малым зазором между ними (см. фиг. 1, в). В этой геометрии при той же напряженности магнитного поля величина критического напряжения оказывается ниже почти в 3 раза, чем в геометрии с толстыми полюсами (см. фиг. 1, а, кривая 1). Общий же характер зависимости $V_y^*(H)$ остается прежним, соответствующим выражению $V_y^* = \text{const}/H^{2/3}$.

4. Обсуждение результатов. Переход из оптимального ускорительного режима в аномальный при снижении ускоряющего напряжения является основной причиной, препятствующей эффективному формированию в УАС интенсивных пучков при малых энергиях ионов. В настоящее время не имеется однозначного ответа на вопрос, что вызывает такое изменение режима. Рассмотрим некоторые из возможных причин.

В работах [3—5] показано, что в пучке, распространяющемся поперек магнитного поля, может развиваться электростатическая неустойчивость, приводящая к образованию виртуального ионного эмиттера (или анода). В результате этого пучок разваливается и большая доля ионов будет попадать на стенки камеры ускорения. Поток атомов со стенок (за счет нейтрализации ионов и катодного распыления) частично поступит в ускоряющий слой, где будет вновь заионизован и ускорен. При этом ток ускоряющей ступени I_y станет больше расхода рабочего вещества \dot{m}/M .

Кроме того, появление значительного встречного потока вещества в слой может привести к нарушению устойчивости слоя и его структуры, что также дает рост I_y , в частности, за счет вторичной ион-электронной эмиссии со стенок.

В работе [2, 3] приведено приближенное выражение для критической плотности ионного тока в пучке, выше которой должна развиваться электростатическая неустойчивость, для случая, когда пучок распространяется параллельно двум эквипотенциальным стенкам:

$$(4.1) \quad j_{\text{кр}} = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{6\varepsilon}{\Phi_0} \frac{V_0}{\pi}}} \frac{\alpha}{M} \sqrt{\frac{2e}{\Phi_0 \Phi_2}} \frac{V_0}{h_i^2} \frac{V_0^{3/2}}{h_i^2},$$

где V_0 — энергия ионов в электронвольтах, величина, близкая к ускоряющему напряжению ($V_0 \approx V_y$); Φ_0 — потенциал пучка относительно стенок; $e\Phi_2 \approx eT_e$ — энергия вторичных ионов, приходящих на стенки (T_e — температура электронов); $\alpha = n_{i2}/n_{i1}$ — плотность вторичной плазмы у стенок, отнесенная к плотности быстрых ионов в пучке; h_i — высота пучка (размер вдоль магнитного поля); ε — степень динамической декомпенсации пучка, которая может быть обусловлена либо пульсациями ионного тока в пучке Δj_i , либо пульсациями энергии быстрых ионов ΔV_0 ($\varepsilon = \Delta j_i/j_i + \Delta V_0/2V_0$). Если принять, что вторичная плазма образуется только за счет столкновений нейтралов с быстрыми ионами пучка (ионизация и перезарядка) [3], величина α определяется выражением

$$\alpha = \frac{1}{2} n_0 (\sigma_{ii} + \sigma_{\text{п}}) h_i \sqrt{\frac{V_0}{\Phi_2}} = \frac{1}{2} \frac{h_i}{\lambda_i} \sqrt{\frac{V_0}{\Phi_2}},$$

где $\sigma_{\text{п}}$ — сечение перезарядки ионов пучка; n_0 и σ_{ii} — плотность нейтральных атомов и сечение их ионизации быстрыми ионами.

Тогда критическая плотность тока равна

$$(4.2) \quad j_{\text{кр}} = \frac{1}{2\pi \left(1 + \sqrt{\frac{6\varepsilon}{\Phi_0} \frac{V_0}{\pi}}\right)} \sqrt{\frac{2e}{\Phi_0 \Phi_2}} \frac{V_0}{\Phi_2} \left(\frac{V_0}{\Phi_0}\right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{\lambda_i h_i}.$$

Поскольку степень динамической декомпенсации пучка и параметры вторичной плазмы известны, а пучок распространяется в пространстве, окруженном стенками сложной формы, ограничимся лишь качественным сопоставлением выражения (4.2) с экспериментальными данными. С точностью до зависимости $(\sigma_{ii} + \sigma_{\text{п}})$ от энергии ионов критическая плотность тока может быть записана в виде

$$(4.3) \quad j_{\text{кр}} \sim n_0 V_0^k,$$

где k принимает значение $2,5 \leq k \leq 3$ при изменении степени динамической декомпенсации. Выражение (4.3) можно переписать в виде

$$(4.4) \quad V_y^* \simeq V_{\text{кр}} \sim \left(\frac{j_i}{n_0}\right)^{1/k}.$$

На фиг. 6 ($V_p = 150 - 200$ В, $H = 1,8$ кЭ) нанесены точки зависимости V_y^* (I_y/p), полученные в различных экспериментах для геометрии ускорителя, представленной на фиг. 1, а. Кроме того, на фиг. 3, 4 для сопоставления приведены кривые $V_y^* \sim I_y^{1/3}$ и $V_y^* \sim 1/p^{1/3}$. Видно, что экспериментальные результаты довольно хорошо соответствуют зависимости (4.4). При малых p , как и следует ожидать, наблюдается отклонение от зависимости

$V_y^* \sim 1/p^{1/3}$ (см. фиг. 4), поскольку p есть давление газа в вакуумной камере и не полностью определяет плотность нейтралов n_0 в пучке. При $p \rightarrow 0$ плотность нейтралов n_0 и, следовательно, V_y^* будут определяться долей нейтрального потока рабочего вещества. Оценки показывают, что недоионизация только 1% рабочего вещества при плотности ионного тока $0,1 \text{ A/cm}^2$ дает $n_0 \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ 1/cm}^3$, т. е. величину, сравнимую с плотностью остаточного газа при давлении $p \approx 10^{-5}$ мм рт. ст. Как видно из выражения (4.1), развитие электростатической неустойчивости сильно облегчается, если имеется динамическая декомпенсация ионного пучка, т. е. если плотность ионов в пучке пульсирует с характерным временем, меньшим времени автокомпенсации. Одна из причин декомпенсации обусловлена, по-видимому, свойствами самого анодного слоя. Исследования вакуумного $E \perp H$ -разряда [6] показали, что плотность электронов в анодном слое претерпевает колебания, близкие по внешнему виду к релаксационным, с периодом, близким к ионизационному, и относительной амплитудой $\sim 0,3$. Наличие таких колебаний при формировании ионного пучка в анодном слое приведет, естественно, к пульсациям как тока, так и скорости ионов в пучке. Такие пульсации наблюдались в работах [4, 5].

В случае двухступенчатого ускорителя процесс динамической декомпенсации усложняется, поскольку пульсации в ионном пучке обуславливаются колебаниями как в ионном источнике, так и в ускоряющей ступени. Взаимосвязь разрядной и ускоряющей ступени проявляется, в частности, в том факте, что характеристики двухступенчатого УАС оказываются оптимальными в ограниченном диапазоне разрядных напряжений [1], где разряд в первой ступени оказывается несамостоятельным. Можно предположить, что в этом случае осуществляется наилучшее согласование разрядной и ускоряющей ступеней. При переходе к самостоятельному разряду повышением разрядного напряжения согласование нарушается и, как указывается в работе [7], увеличивается амплитуда пульсаций ионного тока в пучке.

Условие развития электростатической неустойчивости не содержит в прямом виде величину магнитного поля. Некоторое влияние магнитного поля может быть связано с изменением степени динамической декомпенсации, поскольку амплитуда пульсаций уменьшается с ростом магнитного поля [4]. Однако основное его влияние, по-видимому, обусловлено процессами в самом ускоряющем слое. Рассмотрение колебаний в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения показывает [8], что при условии

$$(4.5) \quad \frac{d}{dx} \left(\frac{n_i}{H} \right) > 0,$$

где x — направление ускорения ионов, в системе развивается неустойчивость, приводящая к азимутальным волнам, которые наиболее неблагоприятны для характеристик ускорителя. Влияние граничных условий и протяженности зоны ускорения в работе [8] не рассмотрено. Однако возникновение аналогичных неустойчивостей возможно в ряде случаев и в относительно тонком анодном слое. В частности, хорошо известен экспериментальный факт, что в $E \perp H$ -разряде (в ячейке Пеппинга, прямом и обратном магнетронах и т. п.) при переходе из моды низкого давления в моду высокого давления, т. е. в режим интенсивной ионизации в слое, структура анодного слоя претерпевает резкие нарушения [9]. Подобное явление наблюдается и в данных экспериментах, когда при повышении давления в камере выше $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. режим работы ускорителя ухудшается и не удается получить оптимальный ускорительный режим. Нетрудно оценить, что встречный поток нейтральных атомов при этом

становится сравним с потоком вещества из анода. Характерным для этих случаев является то, что имеется большой поток вещества с внешней стороны слоя, т. е. создаются условия для выполнения соотношения (4.4). Таким образом, с точки зрения затруднения развития неустойчивости в слое необходимо размещать анодный слой в магнитном поле, нарастающем в направлении ускорения. Аналогичное требование вытекает и из рассмотрения некоторых чисто стационарных факторов оптимальной организации рабочего процесса в ускорителе. Наиболее очевидным из них является достижение фокусирующего эффекта за счет кривизны магнитных силовых линий. Однако наиболее существенным моментом является, по-видимому, вопрос, связанный со степенью однородности ионного пучка по азимуту, поскольку характеристики УАС существенно улучшаются с повышенным азимутальной однородности пучка (или подачи нейтральных атомов) [10]. Искажения азимутальной структуры анодного слоя при наличии неоднородности ионного потока также подтверждаются картиной распыления стенок камеры ускорителя под действием попадающих на них ионов [11]. В данных экспериментах азимутальная неоднородность подачи рабочего вещества из анода составляла $\approx 10\%$. Это явилось, по-видимому, основной причиной того, что при выдвигании ускоряющего слоя к срезу магнитной системы не удавалось получить оптимальный ускорительный режим.

Поступила 13 XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Жаринов А. В., Наумкин В. П., Сафронов И. Н. Характеристики двухступенчатого ионного ускорителя с анодным слоем. — ПМТФ, 1978, № 2.
2. Ерофеев В. С., Лесков Л. В. Холловский ускоритель плазмы с анодным слоем. — В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, Наука и техника, 1974.
3. Жаринов А. В. Амплитуда колебаний потенциала квазинейтрального ионного пучка. — Письма в ЖТФ, 1973, т. 17, вып. 9.
4. Ерофеев В. С., Жаринов А. В., Ляпин Е. А. Низкочастотная неустойчивость радиального ионного пучка, сформированного в EH -слое с замкнутым холловским током. — В кн.: Плазменные ускорители. М., Машиностроение, 1972.
5. Ерофеев В. С., Наумкин В. П., Сафронов И. Н. Смена режимов и низкочастотные колебания в двухступенчатом ускорителе ионов с анодным слоем. — В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та физики АН БССР, 1973.
6. Керваллишвили Н. А. Неустойчивость в разряде низкого давления в поперечном магнитном поле. — ЖТФ, 1968, т. 38, вып. 4.
7. Ляпин Е. А., Пелепелин Е. В. Колебания ионного тока в ускорителе с анодным слоем. — Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 3.
8. Морозов А. И., Есичук Ю. В. и др. Влияние конфигурации магнитного поля на режим работы ускорителя с замкнутым дрейфом электронов. — ЖТФ, 1972, т. 42.
9. Knauer W., Fafarmen A., Poeschel R. L. Instability of plasma sheath rotation and associated microwave generation in a Penning discharge. — Appl. Phys. Lett., 1963, vol. 3, N 3.
10. Ерофеев В. С., Сафронов И. Н. Особенности работы двухступенчатого ускорителя с анодным слоем на цезии. — В кн.: Материалы IV Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. М., 1978.
11. Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Лесков Л. В., Наумкин В. П., Сафронов И. Н., Слаев В. Г. Взаимодействие ионного пучка со стенками ускорителя с анодным слоем. — В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та физики АН БССР, 1973.