

**УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ КРАЕВЫМ ПОЛЕМ ДВИЖУЩЕГОСЯ ПЛАЗМЕННОГО
ОСТРИЯ, УСИЛИВАЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ**

Г.А.Аскарьян

Обычно полагают, что квазистатические электрические поля не способны обеспечить ускорение частиц до энергий, превышающих используемые потенциалы. В данной работе показано, что с помощью движущейся неоднородности, усиливающей квазистатическое электрическое поле, при определенных

условиях можно произвести ускорение, эквивалентное потенциалам, во много раз превосходящим используемую разность потенциалов.

Рассмотрим простейший пример усиления электрического поля специально создаваемой неоднородностью сред. Допустим, что два плоских электрода, между которыми приложена разность потенциалов U_0 , создают поле напряженности E_0 . Если на одном из электродов появляется проводящий выступ в виде половины вытянутого сфероида, направленного по полю, то напряженность поля достигает максимального значения в области максимальной кривизны на площадке радиуса $\rho \sim b^2/a$ на вершине сфероида

$$E_m = E_0 \frac{2e^2}{(1-e^2)(\ln \frac{1+e}{1-e} - 2e)} = \frac{E_0}{n^{(2)}},$$

где $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$ - эксцентриситет сфероида, a - большая и b - малая полуоси и $n^{(2)}$ - коэффициент деполаризации. В случае очень вытянутого эллипсоида ($a \gg b$; $e \rightarrow 1$)

$$E_m \approx E_0 \frac{a^2}{b^2(\ln \frac{2a}{b} - 1)} \sim \left(\frac{a}{b}\right)^2 E_0$$

(что прямо следует из условия набора потенциала $E_m \rho \sim E_0 a$).

Это краевое усиление поля острием, известное еще со времен появления теорий громоотвода, распространения стримера и т.п., может быть эффективно использовано для ускорения частиц или вещества лишь в случае, когда фронт образования или распространения вершины неоднородности ("острие")

будет двигаться вместе с ускоряемыми частицами. Это может быть в тех случаях, когда сами ускоряемые частицы являются частью неоднородности или создают ее, или когда сами ускоряемые частицы являются иницирующим началом создания неоднородностей самим полем.

Разберем более подробно эти случаи.

1. Ускорение самих частиц края неоднородности. Сама неоднородность может быть создана тонкой струей плазмы, вырывающейся от одного из электродов (выстрел плазменной пушки, искровой источник, факел от луча лазера, сфокусированного на электроде, и т.п.). С вершины струи будет происходить срыв и ускорение слоев вещества, причем последующий слой будет усиливать поле, действующее на впереди летящий слой. Эффективный ускоряемый заряд слоя

$$Q_{эф} \sim \sigma_{эф} \pi r^2 \sim E_m r^2$$

Эквивалентный потенциал частиц на пути l , на котором еще не происходит отрыв лидера неоднородности от основной ее массы, $U_m \approx E_m l \gg E_0 a$ при $l \gg r$.

2. Ускорение частиц, создающих плазменный шлейф. Допустим, от одного из электродов движется частица вещества, оставляющая за собой плазменный шлейф (например, под действием нагрева частицы лучом лазера или ионизации остаточного воздуха при быстром движении частицы). Такая частица будет находиться все время в вершине плазменного острья, если поле на частице будет во много раз превосходить поле вблизи ее и обгон частицы плазмой не будет сильно экранировать поле в области нахождения частицы (это будет соблюдаться в случае, если частица будет двигаться достаточно

быстро, или в случае, когда плазма, обгоняющая частицу, будет быстро растягиваться и снова допускать максимальное поле к поверхности частицы), то сила, ускоряющая частицу, $F \sim E_m^2 \rho^2$, где ρ - радиус частицы. Если радиус плазменной струи ненамного больше радиуса частицы, то энергия частицы $W \approx E_0^2 (\ell^5 / b_{cp}^2)$, где ℓ - путь ускорения. Электрическое давление на частицу

$$P_{m \text{ и}} \approx \frac{E_m^2}{4\pi} \sim \frac{E_0^2}{4\pi} \frac{a^4}{b^4} \gg \frac{E_0^2}{4\pi},$$

это давление может достигать многих тысяч атмосфер (например, при допустимых значениях $E_0 \sim 10^5 \text{ V/cm}$ и $a/b \approx 10^2$ получим $P_m \approx 10^6$ атм), что может превосходить давление отдачи реакции испарения, световое давление. Затрата массы частицы на создание шлейфа плазмы может быть мала ввиду большого различия плотностей шлейфа и частицы (различие возможно в десятки и сотни миллионов раз), что делает этот метод более предпочтительным по сравнению с реактивным ускорением частиц [1].

3. Ускорение частиц в лидере пробоя. Можно осуществить ускорение частиц при направленном пробое в газе. Допустим, что группа быстрых заряженных частиц, пролетая через газ с электрическим полем, близким к пробойному, создает ионизованный канал, по которому начинается пробой среды. Можно осуществить такие условия, при которых частицы, инициирующие пробой, будут длительное время находиться в краевом поле лидера лавины пробоя. Такой способ ускорения в устройствах, аналогичных искровым камерам, по-видимому, мо-

жет оказаться эффективным для частиц, предварительно ускоренных до скоростей, при которых малы диссипации направленных скоростей, но которые не сильно отличаются от скорости распространения пробоя по ионизованному каналу.

Квадратичная зависимость ускоряющей силы от напряженности поля в двух первых рассмотренных вариантах и возможность изменения острейного поля свойствами газа в третьем варианте позволяют многократно использовать чередующиеся электроды одного источника высокого напряжения для сквозного ускорения. Режим ускорения по природе своей импульсный, так как использует нестационарные процессы.

Отметим, что описанный механизм ускорения может проявиться при использовании электрических полей для отсасывания ионов из концентрированной импульсно создаваемой плазмы. Вполне возможно, что рассмотренный механизм играет существенную роль в наблюдаемом [2,3] эффекте появления быстрых ионов при наложении электрического поля на плазму горячей вакуумной искры. Эффективность проявления ускорения может сильно зависеть от начальных геометрических условий — размера и растекания струи плазмы, ее скатия, ограничения плазмы искры диэлектрической трубкой, магнитными полями и т.п.

Следует также иметь в виду, что появление группы быстрых частиц при наложении электрического поля на плазменную неоднородность не является свидетельством начальной высокой температуры плазмы, а может явиться результатом элек-

тростатического давления большого краевого поля (это будет при $E_m^2 \gg 4\pi n_e k T_e$).

В заключение выражаю благодарность проф. М.С. Рабиновичу за обсуждение и интерес к работе.

Физический институт
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
3 апреля 1965 г.

Литература

- [1] Г.А. Аскаръян, Е.М. Мороз, КЭТФ, 48, 2319, 1962.
- [2] А.А. Плиото, КЭТФ, 39, 1589, 1960.
- [3] А.А. Плиото, К.Н. Карвалидзе, И.Ф. Кварцхава. Атомная энергия, 9, 158, 1957.