

УДК 533.922

О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

А.Р.МКРТЧЯН¹, А.С.АБРААМЯН¹, К.П.АРОЯН¹,
Р.Б.КОСТАНИЯН², Р.Г.ПЕТРОСЯН³

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении

²Институт физических исследований НАН Армении

³Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

Рассмотрен новый механизм ускорения нерелятивистских электронов в газоразрядной трубке в присутствии акустических полей. Показано, что акустические поля формируют в плазме микроячейки пространственного заряда с высоким значением локального электрического поля. Получено, что энергия электронов 10 кэВ в одном акте ускорения может быть увеличена более чем на 10%. Подбором параметров акустических колебаний можно формировать выстроенную по одной линии цепочку этих ячеек, что позволит многократно увеличить интегральную энергию электронов.

Одной из актуальных задач современной физики является ускорение заряженных частиц. В качестве нового механизма ускорения предлагается использовать процессы, протекающие в низкотемпературной плазме в присутствии акустических полей.

В газовом разряде элементарным актом формирования электрических полей для ускорения заряженных частиц могут являться поля, обусловленные разделением объемного заряда. Пространственно-временные масштабы разделения зарядов определяются дебаевским радиусом и ленгмюровской частотой. Размер ячейки этих микрополей порядка 10^{-7} – 10^{-4} м, а время их существования порядка 10^{-11} – 10^{-10} с. Напряженность таких полей может намного превышать напряженность внешнего поля, приложенного к разрядной трубке [1].

Время пролета ускоряемых “пробных” электронов, например, с энергией порядка 10 кэВ, через такие ячейки составляет величину порядка 10^{-15} – 10^{-12} с, и можно говорить о квазистационарности существования ячеек за время пролета электронов и, соответственно, о возможности их ускорения. При этом энергия ускоряемого электрона определяется разностью потенциалов на ячейке. Обычно такие ячейки флуктуационного характера распре-

делены хаотически, вследствие чего невозможно наблюдать интегральное ускорение. Однако, создание каким-либо образом регулярности в расположении таких микрополей еще не достаточно для наблюдения интегрального ускорения "пробных" частиц, вводимых в плазму. Необходимо также увеличение времени жизни этих ячеек, но так, чтобы интегральное время существования этих регулярно расположенных ячеек было бы больше, чем время пролета пробного электрона через все эти ячейки. Возможность управления свойствами шнурового разряда при помощи плазмоакустического взаимодействия, с целью создания таких ячеек, нами показана в [2].

В настоящей работе сделана попытка оценить возможность и условия получения ускорения электронов с энергией порядка 10 кэВ в газовом разряде с помощью возбуждения в плазме акустических полей.

Электрическая блок-схема экспериментальной установки [2] представлена на рис.1. Питание разрядной трубки L осуществлялось модулированным током, содержащим постоянную и переменную компоненты. Синусоидальная переменная компонента разрядного тока варьировалась по частоте и амплитуде. Постоянная компонента разрядного тока формировалась напряжением U_2 и балластным сопротивлением R_{b2} . Переменная компонента разрядного тока поступала на разрядную трубку через разделительный конденсатор C от высоковольтного усилителя G . Частота и амплитуда переменной компоненты задавались синусоидальным генератором S . Практически вся энергия переменной составляющей подавалась на разрядную трубку ($R_{b1}, R_{b2} \gg R_{iG}, R_{iL}$, где R_{b1}, R_{b2} – балластные сопротивления, R_{iG} – внутреннее сопротивление усилителя G , R_{iL} – внутреннее сопротивление разрядной трубки).

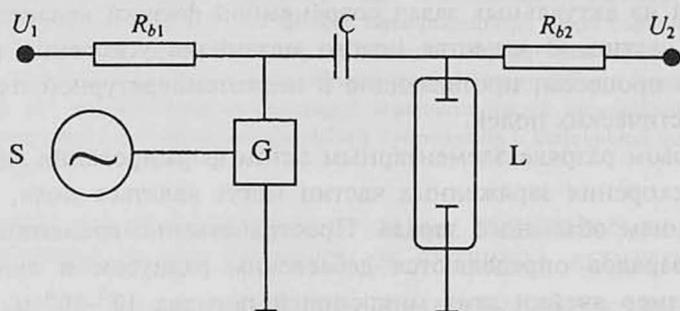


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки. U_1 – напряжение питания канала формирования переменной составляющей, R_{b1}, R_{b2} – балластные сопротивления, C – конденсатор, U_2 – напряжение питания канала формирования постоянной составляющей, S – синусоидальный генератор, G – высоковольтный усилитель, L – разрядная трубка.

Использовалась кварцевая цилиндрическая разрядная трубка длиной 25 см и внутренним диаметром 1.2 см. Давление газа Хе в разрядной трубке 100-150 Торр. Величина постоянной составляющей тока 20-100 мА.

В горизонтально расположенной разрядной трубке при отсутствии пе-

ременной компоненты разрядного тока и присутствии только постоянной компоненты разряд в виде узкого шнура, диаметром менее 2 мм, располагался в верхней части трубки (рис.2а). При подаче переменной компоненты разрядного тока, когда амплитуда превышала определенное пороговое значение, траектория разряда начинала хаотически извиваться. При изменении частоты и амплитуды переменной компоненты удавалось получать стационарные спиральные (рис.2b) формы, период которых зависит от частоты переменной составляющей тока.

Возможно также получение структур, в которых траектория разряда идет против направления внешнего приложенного поля (рис.2с). Одно из объяснений такого поведения может быть следующим: в плазме возникает собственное электрическое поле, в данном случае направленное против направления внешнего поля. Причем его величина существенно превышает величину внешнего поля. Это послужило отправной точкой для рассмотрения возможности ускорения электронов в плазме.

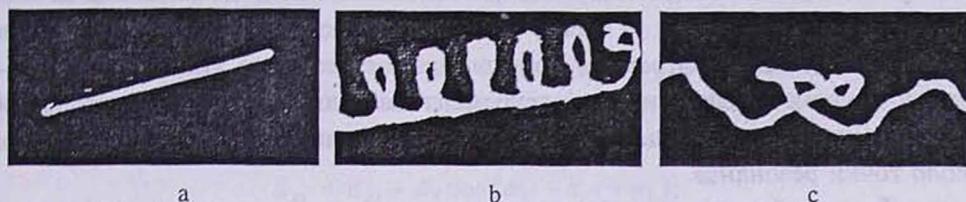


Рис.2. Формы траекторий шнурового разряда, а – при наличии только постоянной компоненты разрядного тока, b,c – при наличии переменной и постоянной компонент разрядного тока одновременно.

На фиксированных частотах генератора S , совпадающих с акустическими модами разрядной трубки L генерировался очень сильный звук (>100 дБ). В [3] указывалось, что при модуляции тока разряда акустическими частотами в плазме возникают интенсивные акустические колебания. При величине переменной компоненты разрядного тока в несколько десятков мА и давлении газа 100 Торр, в зависимости от рода газа, нами получены удельные акустические давления 0,1-0,3 Па/мА [4] для положительного столба длиной 10 см и сечением 1 см². Если частота модуляции тока разряда совпадает с акустическими модами резонатора, образованного разрядной трубкой, то вследствие резонанса интенсивность акустических колебаний возрастает.

В свою очередь, обусловленные акустикой колебания ионов будут воздействовать на саму плазму. Это явление было названо акустоплазменным взаимодействием [5]. При таком взаимодействии возможно создание в плазме стационарных двумерных структур – акустических решеток. В наших экспериментах [2] были получены именно такие решетки.

При наличии акустоплазменного взаимодействия амплитуда акустических колебаний ионов сравнима по величине с амплитудой колебаний, обусловленных электрической подвижностью ионов. В этом случае можно ска-

зять, что в плазме, в которой создана акустическая решетка, существуют по отдельности, но взаимосвязанные, электрические поля электронной и ионной компонент, сдвинутые по фазе [6,7]. Теоретическая возможность выделения коллективных полей в плазме рассмотрена в [8]. В [7] для разряда в азоте при давлении газа 40 Торр на резонансной частоте 170 Гц фазовый сдвиг между ионной и электронной компонентами тока достигал 40° . Вследствие большой подвижности электронов ток в газовом разряде, в основном, обусловлен электронной компонентой [9]. А напряжение на разряде, вследствие малой подвижности ионов и образования объемных зарядов, обусловлено ионной компонентой. В [4] экспериментально показано, что с ростом частоты фазовый сдвиг между переменными компонентами тока и напряжения уменьшается.

Для Хе сдвиг фаз между ионной и электронной компонентами тока также будет существенен, поскольку масса иона Хе намного больше массы иона азота, а поглощение звука в Хе мало отличается от поглощения в азоте. Если рассматривать колебания иона как механические колебания под действием вынуждающей силы (в нашем случае для ионов – сумма акустической и электрической, для нейтралов – только акустической), то поглощение определяет декремент затухания, а декремент затухания определяет фазовый сдвиг между вынуждающей силой и колебаниями механической системы около точки резонанса.

Таким образом, при формировании в плазме акустической решетки электрические поля электронной и ионной компонент имеют одинаковую частоту, но сдвинуты по фазе. Фазовый сдвиг приводит к созданию в плазме объемных зарядов, т.е. к ячейкам с разделением зарядов, о которых говорилось выше. Оценим, какие поля можно получить.

Предположим, что в плоском слое плазмы толщиной d и площадью S произошло разделение зарядов, где d – размер порядка дебаевского радиуса, т.е. как бы образовался плоский микроконденсатор. Разность потенциалов на обкладках такого микроконденсатора равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 4\pi\sigma d / \varepsilon, \quad (1)$$

где σ – плотность зарядов; ε – относительная диэлектрическая проницаемость. В дальнейшем, для простоты, считаем $\varepsilon = 1$. Заряд Q , который был разделен в объеме микроконденсатора, равен

$$Q = n_e e S d, \quad (2)$$

где n_e – концентрация электронов (для упрощения считаем, что концентрации электронов и ионов равны); e – заряд электрона. Из (1) и (2) получаем

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 4\pi n_e e d^2. \quad (3)$$

Если бы все электроны плазмы участвовали в создании тока, то плотность тока $j_e = n_e e v_e$, где v_e – средняя скорость электронов (дрейфовая). В созда-

нии тока участвует часть электронов, оценочная величина которых составляет 10% от n_e :

$$j_e = n_e e v_e / 10. \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует

$$\varphi_1 - \varphi_2 \approx 120 j_e d^2 / v_e. \quad (5)$$

Обычно в газоразрядной плазме $j_e = 10^2 - 10^3$ А/см², $d = 10^{-5} - 10^{-3}$ см, $v_e = 5 \cdot 10^5 - 10^7$ см/с. В Хе-плазме при давлении 100 Торр легко можно реализовать шнуровой разряд с плотностью тока 3 - 300 А/см². При этом скорость направленного движения электронов имеет величину $5 \cdot 10^5 - 10^6$ см/с.

Для случая $j_e = 3$ А/см², $v_e = 10^6$ см/с, $d = 10^{-4}$ см и согласно (5) $\varphi_1 - \varphi_2 = 4$ В.

Для случая $j_e = 300$ А/см², $v_e = 10^5$ см/с, $d = 10^{-4}$ см, согласно (5) $\varphi_1 - \varphi_2 = 650$ В, т.е. можно подобрать такие условия эксперимента, при которых в каждом микроконденсаторе на расстоянии ≈ 1 мкм будет сформирована разность потенциалов ≈ 0.6 кэВ. Соответственно, электрон, пролетевший через такой микроконденсатор, наберет энергию ≈ 0.6 кэВ.

Рассмотрим изменение энергии электронов при прохождении через специально созданную в плазме синусоидальную плоскую акустическую решетку. При одномерном рассмотрении в такой плазме генерируется поле вида

$$\begin{aligned} E_{xi} &= E_{oi} + E_i \cos(\omega_i t - k_i x + \varphi_i), \\ E_{xe} &= E_{oe} + E_e \cos(\omega_e t - k_e x + \varphi_e), \end{aligned} \quad (6)$$

где E_{oi} и E_{oe} - постоянные, а E_i и E_e - переменные составляющие напряженностей электрических полей ионов и электронов, соответственно, k_i и k_e - проекции волновых векторов полей ионов и электронов на ось x , ω_i и ω_e - характерные частоты колебаний ионных и электронных компонент плазмы, φ_i и φ_e - фазовые сдвиги колебаний ионов и электронов относительно фазы вынуждающего поля. Ось x направлена вдоль трубки.

Для ускорения наиболее эффективны "замедленные поля" (фазовая скорость меньше скорости света в вакууме). Поля типа (6), генерируемые в газоразрядной трубке, являются полями замедленного типа и поэтому возникает вопрос об эффективности их использования для ускорения частиц. Решим задачу для одного акта ускорения нерелятивистских электронов в одномерном случае и одночастичном приближении.

Пусть «пробный» электрон с начальной скоростью v_0 , направленной вдоль оси x , движется в поле вида (6). Изменение энергии будет:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -e E v, \quad (7)$$

где $d\varepsilon$ - изменение энергии за время dt , e - заряд электрона, E - напряженность электрического поля, скорость v определяется из уравнения движения

$$m \frac{dv}{dt} = -eE \quad (8)$$

Используя теорию возмущений, запишем

$$x = v_0 t + \delta x; \quad v = v_0 + \delta v. \quad (9)$$

Из уравнений (7-9), с точностью до членов первого порядка малости, получим

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -eE\vphantom{v} = eE(t; v_0 t + \delta x)(v_0 + \delta v). \quad (10)$$

Здесь $E = E_i + E_e$ – суммарное поле ионной и электронной компонент,

$$\delta v = -\left(\frac{e}{m}\right) \left[E_i \sin \frac{\alpha}{\Omega_i} + E_e \sin \frac{\beta}{\Omega_e} \right], \quad \delta x = \left(\frac{e}{m}\right) \left[E_i \cos \frac{\alpha}{\Omega_i^2} + E_e \cos \frac{\beta}{\Omega_e^2} \right] \quad (11)$$

где $\alpha = (\omega_i - k_i v_0)t + \varphi_i$, $\beta = (\omega_e - k_e v_0)t + \varphi_e$, $\Omega_i = \omega_i - k_i v_0$, $\Omega_e = \omega_e - k_e v_0$.

Подставляя (11) в (10), разлагая в (10) $E(t; v_0 t + \delta x)$ по степеням δx и сохраняя члены первого порядка малости, получим

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right) = -ev_0 [E_i \cos \alpha + E_e \cos \beta] + \Pi_1 \sin 2\alpha + \Pi_2 \sin 2\beta + \Pi_3 \sin(\alpha - \beta) + \Pi_4 \sin(\alpha + \beta), \quad (12)$$

$$\text{где } \Pi_1 = \left(\frac{e^2 E_i^2}{2m\Omega_i}\right) \left(\frac{k_i v_0}{\Omega_i} + 1\right); \quad \Pi_2 = \left(\frac{e^2 E_e^2}{2m\Omega_e}\right) \left(\frac{k_e v_0}{\Omega_e} + 1\right);$$

$$\Pi_3 = \left(\frac{e^2 E_e E_i}{2m}\right) \left(\frac{k_i v_0}{\Omega_e^2} - \frac{k_e v_0}{\Omega_i^2} + \frac{1}{\Omega_i} - \frac{1}{\Omega_e}\right); \quad \Pi_4 = \left(\frac{e^2 E_e E_i}{2m}\right) \left(\frac{k_i v_0}{\Omega_e^2} + \frac{k_e v_0}{\Omega_i^2} + \frac{1}{\Omega_i} + \frac{1}{\Omega_e}\right).$$

Интегрируя (12) в промежутке $[0, \tau]$, где τ – время однократного взаимодействия для ускоряемой частицы, окончательно получим

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon = & -\left(\frac{ev_0 E_i}{\Omega_i}\right) [\sin(\Omega_i \tau + \varphi_i) - \sin \varphi_i] - \left(\frac{ev_0 E_e}{\Omega_e}\right) [\sin(\Omega_e \tau + \varphi_e) - \sin \varphi_e] - \\ & - \left(\frac{\Pi_1}{2\Omega_i}\right) [\cos 2(\Omega_i \tau + \varphi_i) - \cos 2\varphi_i] - \left(\frac{\Pi_2}{2\Omega_e}\right) [\cos 2(\Omega_e \tau + \varphi_e) - \cos 2\varphi_e] - \\ & - \left(\frac{\Pi_3}{\Omega_i - \Omega_e}\right) \left\{ \cos [(\Omega_i - \Omega_e)\tau + (\varphi_i - \varphi_e)] - \cos(\varphi_i - \varphi_e) \right\} - \\ & - \left(\frac{\Pi_4}{\Omega_i + \Omega_e}\right) \left\{ \cos [(\Omega_i + \Omega_e)\tau + (\varphi_i + \varphi_e)] - \cos(\varphi_i + \varphi_e) \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Учтем, что τ – малая величина ($\tau \sim 10^{-14}$ с при $v_0 \sim 10^8$ м/с) и $E_e \approx E_i$. Сделаем тригонометрические преобразования в фигурных скобках. Разлагая в ряд по τ и ограничиваясь первым порядком малости, получим из (13)

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon = & -e v_0 E_i \tau (\cos \varphi_i + \cos \varphi_e) + \left(\frac{e^2 E_i^2 \tau}{2m} \right) \left[\left(\frac{k_i v_0}{\Omega_i^2} + \frac{1}{\Omega_i} \right) \sin 2\varphi_i + \left(\frac{k_e v_0}{\Omega_e^2} + \frac{1}{\Omega_e} \right) \sin 2\varphi_e \right] + \\ & + \left(\frac{e^2 E_i^2 \tau}{2m} \right) \left(\frac{k_i v_0}{\Omega_e^2} - \frac{k_e v_0}{\Omega_i^2} + \frac{1}{\Omega_i} - \frac{1}{\Omega_e} \right) \sin(\varphi_i - \varphi_e) + \\ & + \left(\frac{e^2 E_i^2 \tau}{2m} \right) \left(\frac{k_i v_0}{\Omega_e^2} + \frac{k_e v_0}{\Omega_i^2} + \frac{1}{\Omega_i} + \frac{1}{\Omega_e} \right) \sin(\varphi_i + \varphi_e). \end{aligned} \quad (14)$$

Обозначим в (14) $\varphi_i - \varphi_e = \Delta\varphi$ — сдвиг фаз между ионной и электронной компонентами полей; ионная компонента по фазе отстает от электронной. Учтем, что $\tau \approx d_D/v_0$, где d_D — дебаевский радиус. Оценим $d_D \approx 10^{-6}$ м, $v_0 \approx 10^8$ м/с (“пробный” электрон с энергией 10 кэВ), $E_i \approx 10^5$ В/м. Примем $\omega_i \approx \omega_e$, где ω_i и ω_e — частоты колебаний ионной и электронной компонент плазмы, соответственно. С учетом вышесказанного, путем тригонометрических преобразований из (14) получим

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon = & A[\cos \varphi_e + \cos(\varphi_e + \Delta\varphi)] + B[C \sin 2\varphi_e + D \sin 2(\varphi_e + \Delta\varphi) + \\ & E \sin(2\varphi_e + \Delta\varphi) + F \sin \Delta\varphi], \end{aligned} \quad (15)$$

где для соответствующих e, m, v_0, τ, ω коэффициенты A и B зависят только от величины электрических полей; C, D, E, F зависят только от проекций волновых векторов k_e и k_i . Согласно (15) рассчитаны значения увеличения энергии “пробного” ускоряемого электрона $\Delta \varepsilon$ для разных значений электрических полей и проекций волновых векторов, в зависимости от фазового сдвига между ионной и электронной компонентами электрических полей в плазме ($\Delta\varphi$), а также в зависимости от фазового сдвига между модулирующим (вынуждающим) электрическим полем, приложенным к разряду, и полем электронной компоненты (φ_e), обусловленным плазмоакустическим взаимодействием. Начальная энергия “пробного” ускоряемого электрона принималась равной 10 кэВ.

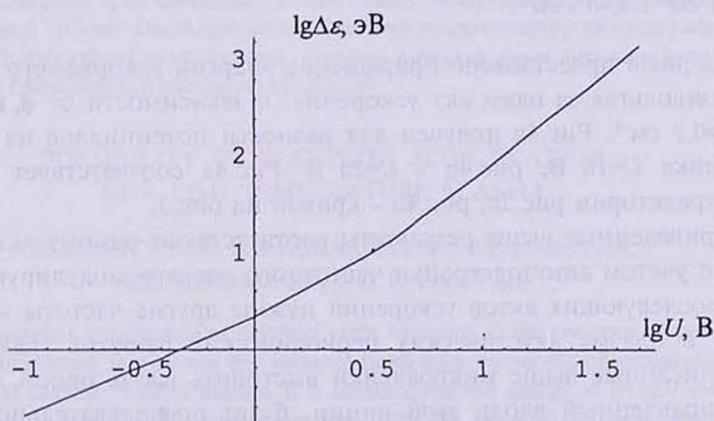


Рис.3. Приращение энергии ускоряемого электрона $\Delta \varepsilon$ за один акт ускорения, в зависимости от разности потенциалов на ускоряющей микроволновке, $k_e = 1 \text{ см}^{-1}$ и $k_i = 0.9 \text{ см}^{-1}$.

На рис.3 в логарифмическом масштабе представлено максимально возможное приращение энергии ускоряемого электрона $\Delta\epsilon$ (в электронвольтах) за один акт ускорения, в зависимости от разности потенциалов на ускоряющей микроячейке, $k_e=1 \text{ см}^{-1}$ и $k_i=0.9 \text{ см}^{-1}$ для области изменения φ_e и $\Delta\varphi$ от 0 до 2π . В экспериментах не все возможные значения φ_e и $\Delta\varphi$ физически реализуемы.

Из рис.3 следует, что при создании на микроячейке разности потенциалов порядка 20 В, приращение энергии ускоряемого электрона может достигать 200 эВ, при первоначальной энергии 10 кэВ (т.е. при соблюдении условия малых возмущений). В принципе, можно получить и значительно большие $\Delta\epsilon$. Сравним это со случаем ускорения электрона в поле конденсатора с постоянным напряжением на обкладках 20 В, когда плазмоакустическое взаимодействие отсутствует. В этом случае приращение энергии составит всего 20 эВ.

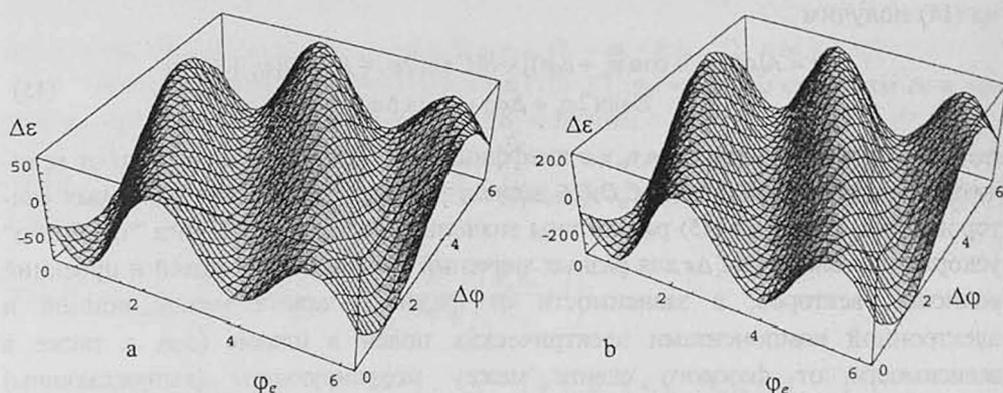


Рис.4. Приращение энергии ускоряемого электрона $\Delta\epsilon$ (эВ) за один акт ускорения, в зависимости от φ_e и $\Delta\varphi$ (рад) для разности потенциалов на ускоряющей микроячейке: а) $U=10 \text{ В}$, $k_e=1 \text{ см}^{-1}$ и $k_i=0.9 \text{ см}^{-1}$; б) $U=20 \text{ В}$, $k_e=1 \text{ см}^{-1}$ и $k_i=0.9 \text{ см}^{-1}$.

На рис.4 представлено приращение энергии ускоряемого электрона $\Delta\epsilon$ в электронвольтах за один акт ускорения, в зависимости от φ_e и $\Delta\varphi$ для $k_e=1 \text{ см}^{-1}$ и $k_i=0.9 \text{ см}^{-1}$. Рис.4а получен для разности потенциалов на ускоряющей микроячейке $U=10 \text{ В}$, рис.4б – $U=20 \text{ В}$. Рис.4а соответствует экспериментальной траектории рис.2с, рис.4б – кривой на рис.3.

Приведенные выше результаты соответствуют одному акту ускорения. Однако, с учетом автоподстройки частотного спектра модулирующего сигнала (для последующих актов ускорения нужны другие частоты модуляции) и создания в плазме акустических периодических решеток (как на рис.2б), можно описанные выше микроячейки выстроить вдоль одной линии. Электрон, направленный вдоль этой линии, будет последовательно ускоряться, проходя через цепочку сформированных ячеек. С учетом того, что при начальной энергии 10 кэВ потери энергии “пробным” электроном между актами ускорения незначительны, можно получить значительное ускорение

“пробного” электрона при небольших размерах области с акустоплазмой и сравнительно небольших напряжениях питания.

Таким образом, показано, что использование плазмоакустического взаимодействия позволяет создавать внутри положительного столба плазмы микроячейки с достаточно большой величиной электрических полей и использовать их для ускорения заряженных частиц, в частности, электронов.

Авторы выражают благодарность Б.В.Хачатрян и О.С.Торосяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.А.Франк-Каменецкий. Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1964.
2. А.С.Абраамян, К.А.Абраамян, С.А.Геворкян, Р.Б.Костанян. Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ. Ереван, 2-7 октября 2000г. Докл., ч.1, с.140.
3. Г.А.Галечян. Акустические волны в плазме. УФН, 165, 1357 (1994).
4. А.С.Абраамян, К.А.Абраамян, С.А.Геворкян, К.П.Ароян, Т.Ж.Бежаниян, Р.Б.Костанян. Конф. “Лазерная Физика 2002”, 15-18 октября 2002г., Ереван – Аштарак, Армения, сб. трудов, с.142-146.
5. Г.А.Галечян, А.Р.Мкртчян. Акустоплазма. Ереван, изд. Апага, 2005.
6. U.Ingard, M.Shulz. Phys. Rev., 158, 106 (1967).
7. М.А.Ангинян, Г.А.Галечян, Л.Б.Тавакалян. ЖТФ, 63, 197 (1993).
8. В.Н.Цыгович. УФН, 165, 89 (1995).
9. В.Л.Грановский. Электрический ток в газе, установившийся ток. М., Наука, 1971.

ՅԱԾՐԱԶԵՐՍԱՍՏԻՃԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՅՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՍԱՍԻՆ

Ա.Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա.Ս. ԱՐԱՀԱՄՅԱՆ, Կ.Պ. ՀԱՐՈՅԱՆ,
Ր.Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Ռ.Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է ձայնային դաշտերի առկայությամբ գազապարպումային խողովակում ոչ ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնների արագացման մոտ մեխանիզմ: Ցույց է տրված, որ ձայնային դաշտերը պրագմայում ձևավորում են լուրջ էլեկտրական դաշտի մեծ արժեքով տարածական լիցքի միկրոբջիջներ: Ստացված է, որ էլեկտրոնի 10 կԷՎ էներգիան արագացման մեկ ակտում կարող է մեծանալ ավելի քան 10%-ով: Չայնային տատանումների պարամետրերի ընտրությամբ կարելի է ձևավորել մեկ զծի երկայնքով դասավորված այդպիսի բջիջների շղթա, որը թույլ կտա բազմակի անգամ մեծացնել էլեկտրոնների ինտեգրալ էներգիան:

POSSIBILITY OF ELECTRON ACCELERATION IN A LOW-TEMPERATURE PLASMA

A.R. MKRTCHYAN, A.S. ABRAHAMYAN, K.P. HAROYAN,
R.B. KOSTANYAN, R.G. PETROSYAN

A new acceleration mechanism of nonrelativistic electrons in the presence of acoustic fields in a gas tube is considered. It is shown that acoustic fields form microcells of spatial charge with a high value of local electric fields in plasma. It is obtained that the energy of 10 keV electrons can be accelerated in one act of acceleration more than 10%. By selection of the acoustic vibration parameters, it is possible to form a chain of these cells lined up in one line that allows one to increase the integral energy of electrons by multiple times.