

04; 10

© 1991 г.

К КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА ВНЕШНИМ ИСТОЧНИКОМ

В. И. Курилко, В. И. Кучеров, А. О. Островский, Ю. В. Ткач

Теоретически исследуются оптимальные характеристики источника ионизации, обеспечивающего синхронное с ускоряемыми ионами перемещение фронта ионизации, анализируются возникающие при этом ускоряющие поля, изучаются динамика формирования ступки ускоряемых ионов и влияние релаксации пучка и ширины фронта на процесс ускорения. Показано, что даже с учетом таких дестабилизирующих факторов, как энергетический разброс пучка, и в определенном диапазоне ширины фронта возможно обеспечить ускорение указанным методом протонов до энергии ≈ 50 мэВ на длине ≈ 100 см.

Введение

Одним из перспективных методов коллективного ускорения ионов в прямых пучках является их ускорение интенсивными релятивистскими электронными пучками (РЭП) на фронте ионизации нейтрального газа (см., например, обзоры [1, 2]). Как показано в [3-7], для существенного увеличения энергии ионов по сравнению с энергией РЭП необходимо осуществлять управление скоростью перемещения фронта ионизации с тем, чтобы приблизить ее к скорости синхронной частицы. Одна из возможностей такого управления связана с ионизацией газа внешним источником, обеспечивающим движение фронта в синхронизме с ускоряемыми ионами [4, 5]. В работе [4] впервые были найдены условия, которым должен удовлетворять источник ионизации для обеспечения длительного синхронизма ускоряемых ионов с фронтом ионизации, и показано, что при выполнении этих условий поле в системе фронта сохраняется. Первая попытка экспериментальной проверки метода управления скоростью фронта с помощью перемещаемого внешнего лазерного источника ионизации была предпринята в работе [8]. При этом было показано, что использование лазера в качестве внешнего источника ионизации позволяет увеличить длину области ускорения, энергию и ток ускоренных ионов по сравнению с режимом автоионизации газа пучком. Однако средние значения ускоряющего поля, достигнутые в экспериментах [8], оказываются ниже, чем предсказываемые в [4]. Это различие обусловлено как характером пространственно-временных зависимостей интенсивности используемого в экспериментах [8] двухступенчатого лазерного источника ионизации, так и используемым в работе [4] идеализированным стационарным рассмотрением, не позволяющим учитывать динамику формирования ступки ионов и влияние на нее конечной ширины фронта и возможной трансформации функции распределения пучка. Поэтому данные эксперимента [8] стимулируют интерес к теоретическому изучению динамики процесса ускорения при оптимальном выборе характеристик источника ионизации и с учетом реальных факторов, способных уменьшить темп ускорения и эффективность захвата по сравнению с рассмотренным в [4]. Дело в том, что взаимодействие РЭП с ионами компенсирующего фона может приводить к развитию неустойчивости типа бунемановской [9]. По мере дальнейшего развития плазменно-пучкового разряда и роста ионизации могут выполняться условия развития плазменно-пуч-

новой неустойчивости [9, 10]. Поэтому формируемый в диоде моноэнергетический пучок, даже если пренебречь эффектами его рассеяния в анодной фольге на выходе в камеру дрейфа, будет релаксировать, а его функция распределения будет соответствующим образом трансформироваться. Так, например, квазипланарная релаксация пучка с начальной функцией распределения

$$f_{0b}(\gamma) = n_b \delta(\langle \gamma \rangle - \gamma) \quad (1)$$

(n_b — плотность пучка, $\delta(x)$ — функция Дирака, γ — энергия в mc^2), приводит к тому, что на длине $L \geq (\Delta v_g)/\Gamma$ (Γ — инкремент неустойчивости, Δ — кулоновский логарифм, v_g — групповая скорость возбуждаемых в плазме волн) произойдет трансформация функции распределения к виду [11]

$$f_{0b}(\gamma) = \frac{n_b}{\langle \gamma \rangle - 1} \theta(\langle \gamma \rangle - \gamma), \quad \theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Естественно, что такая деформация функции распределения не может не повлиять на форму ускоряющего потенциала. Поэтому в исследуемом методе необходимо также изучить влияние процессов релаксации пучка на динамику процесса ускорения.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию оптимальных характеристик источника низации, анализу возникающего при этом пространственно-временного распределения ускоряющих полей, изучению динамики формирования сгустка ускоряемых ионов и влияния релаксации электронного пучка на процесс ускорения. При этом в первом разделе сформулирована постановка задачи и получено нелинейное интегро-дифференциальное уравнение для ускоряющего потенциала. Во втором разделе проанализированы требования к пространственно-временным зависимостям и параметрам источника внешней ионизации, необходимые для поддержания синхронизма между ускоряющим полем и ускоряемыми ионами. В третьем и четвертом разделах изучено влияние релаксации пучка и конечной ширины фронта ионизации на динамику процесса ускорения.

1. Постановка и основные уравнения задачи

Пусть пучок электронов радиуса a со средней энергией $\langle \gamma \rangle$, однородной плотностью n_b и током $J_b \gg J_{np} \equiv (mc^3/e)(\langle \gamma \rangle^{2/3} - 1)^{3/2}$ (e , m — заряд и масса электрона, c — скорость света) проходит по оси волновода того же радиуса с проводящими боковыми стенками. При выходе пучка из области компенсации (т. е. области, плотность плазмы n_p в которой достаточно велика $n_p \geq 2n_b$) электроны пучка тормозятся полем собственного объемного заряда. Так как отношение длины торможения

$$\frac{L}{a} \approx \sqrt{\frac{mc^3}{2eJ_b}} (\langle \gamma \rangle^{2/3} - 1)^{3/4}$$

к радиусу пучка в этом случае мало (L/a) $^2 \approx J_{np}/J_b \ll 1$, то процесс ускорения ионов можно рассмотреть в одномерной модели. Кроме того, будем считать, что скорость синхронной частицы v_s удовлетворяет условию $m \langle \gamma \rangle / M_i \ll v_s^2/c^2 \ll 1$ (M_i — масса иона). При этом захваченные ионы не производят ионизацию, а рождающиеся не приобретают энергию при прохождении фронта. Поэтому ионы в системе могут быть разделены на покоящиеся фоновые (с плотностью $n_{i\phi}$) и захваченные в процессе ускорения (с функцией распределения по скоростям $f_{is}(v_i, z, t)$). Считая, что вторичные электроны мгновенно покидают область фронта из-за их большой подвижности, а функция распределения электронов пучка квазистационарна, получим следующую систему уравнений, описывающую динамику процессов ионизации и ускорения:

$$\frac{\partial n_{i\phi}}{\partial t} = I(z, t), \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial f_{i3}}{\partial t} + v_i \frac{\partial f_{i3}}{\partial z} - \frac{Q}{M_i} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial f_{i3}}{\partial v_i} = 0, \quad (3.2)$$

$$v_e \frac{\partial f_b}{\partial z} + e \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial f_b}{\partial p_e} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e \{n_e(z, t) - n_i(z, t)\},$$

$$n_i(z, t) = n_{i\phi}(z, t) + \int_0^\infty f_{i3}(v_i, z, t) dv_i,$$

$$n_e(z, t) = \int_1^\infty f_b(\gamma, z) d\gamma, \quad \varphi(n_{i\phi} \geq 2n_b) = \varphi'(z \rightarrow \infty) = 0,$$

$$n_{i\phi}(z, t=0) = 2n_b \theta(-z), \quad f_{ob}(\gamma) = f_b(\gamma, \varphi=0), \quad (3.4)$$

где $I(z, t)$ — зависящая от координаты и времени интенсивность ионизации внешним источником; $n_{i\phi}$ — плотность ионного фона; Q, v_i — заряд и скорость ускоряемых ионов; v_e, p_e, γ — скорость, импульс и энергия электронов; $f_b(\gamma)$ — их функция распределения по энергиям; $\theta(z)$ — единичная функция Хэвисайда.

Интегрируя уравнения (3.1), (3.3) и пренебрегая влиянием ускоряемых ионов на картину ускоряющего поля (что соответствует малым плотностям захваченных ионов), получим следующее нелинейное интегро-дифференциальное уравнение, описывающее пространственно-временное распределение поля в системе:

$$\frac{\partial^2 \varphi(z, t)}{\partial z^2} = 8\pi e n_b \left\{ \int_1^\infty f_{ob} \left[\gamma - \frac{e\varphi(z, t)}{mc^2} \right] d\gamma - \frac{1}{2n_b} \int_0^t I(z, \tau) d\tau - \theta(-z) \right\} \quad (4)$$

с граничным условием

$$\varphi(n_{i\phi} \geq 2n_b) = \varphi'(\infty) = 0.$$

Динамика изменения ускоряющего поля в пространстве—времени, как видно из уравнения (4), определяется пространственно-временной характеристикой источника ионизации $I(z, \tau)$ и функцией распределения электронов пучка по энергии $f_{ob}(\gamma)$.

2. Анализ требований к источнику внешней ионизации

Как известно, для оптимизации процесса ускорения необходимо сохранять неизменной картину ускоряющего поля в системе отсчета, связанной с синхронной частицей. Как видно из уравнения (4), явная зависимость от времени ускоряющего поля определяется вторым членом правой части этого уравнения, представляющим собой плотность ионного фона.

Найдем требования, которым должна удовлетворять функция $I(z, t)$, чтобы в системе отсчета, связанной с синхронной частицей, профиль плотности ионного фона не менялся со временем. Будем считать, что область ионизации имеет конечный продольный размер D и в начальный момент времени $t=0$ движется со скоростью v_s , равной скорости синхронной частицы. Траектория синхронного иона, движущегося в постоянном поле E , имеет вид

$$z_s(t) = z_0 + y(t), \quad y(t) = v_s t + \frac{\bar{a} t^2}{2}, \quad \bar{a} \equiv \frac{QE}{M_i}.$$

Как показано в [4], пространственно-временное распределение интенсивности источника ионизации $I(z, t)$, удовлетворяющее условиям

$$I(z, t) = 2n_b v_s \Pi(z - y) \sqrt{1 + 2\bar{a} y / v_s^2} [\theta(z - y) - \theta(z - D - y)], \quad \int_0^D \Pi(\xi) d\xi = 1, \quad (5)$$

обеспечивает пространственное перемещение области локализации ускоряющего поля с ускоряемым сгустком ионов. Действительно, подставляя (2) в (3) и вводя безразмерную координату в синхронной системе отсчета $\xi = (2\omega_b(z-y))/c\sqrt{\langle\gamma\rangle-1}$, получим, что распределение безразмерного потенциала $\Phi = (e\varphi)/(mc^2)$ (и, следовательно, ускоряющего поля E_z) зависит только от ξ

$$\frac{1}{\langle\gamma\rangle-1} \frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \int_0^\infty f_{0b}[\gamma - \Phi(\xi)] d\gamma - \int_\xi^d \Pi(x) dx, \quad \xi \in [0, d],$$

$$\Phi'(\infty) = \Phi(\xi \leq 0) = 0, \quad d \equiv \frac{2\omega_b D}{c\sqrt{\langle\gamma\rangle-1}}. \quad (6)$$

При этом пространственное распределение ускоряющего поля в синхронной системе отсчета и, следовательно, динамика формирования сгустка полностью определяются начальной функцией распределения пучка $f_{0b}(\gamma)$, пространственной зависимостью интенсивности источника $\Pi(x)$ и шириной фронта D .

Рассмотрим ограничения на ширину фронта, связанные с компенсацией объемного заряда пучка. При записи правой части уравнения (4) мы предположили, что вторичные электроны (электроны плазмы) мгновенно покидают область фронта. Это предположение справедливо в том случае, когда объемный заряд пучка в области фронта не полностью скомпенсирован ионным фоном. Вместе с тем при больших характерных размерах области ионизации D может реализоваться ситуация, при которой длина торможения пучка относительно мала ($L < D$). При этом правая часть уравнения (4) в области координат $z > L$ должна быть равна нулю. Поскольку в этом случае напряженность ускоряющего поля невелика (см. ниже), то характерная ширина источника ионизации D ограничена сверху длиной торможения L . Вычислим характерную длину L для постоянной мощности источника ($\Pi(x) = \text{const}$) и моноэнергетической функции распределения пучка вида (1). Уравнение (4) в этом случае примет вид

$$\frac{2}{\langle\gamma\rangle-1} \frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \begin{cases} \frac{\xi}{d}, & 0 \leq \xi \leq d, \\ 1, & d \leq \xi \leq \chi, \\ 0, & \xi > \chi, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$\chi = \frac{2\omega_b L}{c\sqrt{\langle\gamma\rangle-1}},$$

ξ , d , Φ определены выше.

Учитывая, что в точке поворота пучка $\Phi(\chi) = -(\langle\gamma\rangle-1)$, из решения (7) получим

$$\chi = \sqrt{\frac{d^2}{3} + 4}.$$

Отсюда следует ограничение сверху на характерный размер области ионизации вида

$$D \leq \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{c}{\omega_b} (\langle\gamma\rangle-1)^{1/2} = a \sqrt{\frac{3}{8}} \frac{J_A}{J_b} F(\gamma), \quad (8)$$

где

$$F(\gamma) = \left[\frac{(\langle\gamma\rangle-1)^3(\langle\gamma\rangle+1)}{\langle\gamma\rangle^2} \right]^{1/4},$$

$J_A = 17$ кА — альфвеновский ток.

3. Влияние релаксации пучка на динамику ускорения

Как отмечалось выше, в процессе ускорения возможна релаксация пучка. Ограничиваясь в дальнейшем приближении бесконечно тонкого источника ($\Pi(x) \sim \delta(x)$), рассмотрим влияние вида функции распределения на ампли-

туду, пространственное распределение ускоряющего поля и динамику процесса ускорения ионов для функций вида (1) и (2). Кроме того, рассмотрим также функцию распределения максвелловского типа

$$f_{0b}(\gamma) = \frac{n_b}{\langle \gamma \rangle - 1} \exp\left(-\frac{\gamma - 1}{\langle \gamma \rangle - 1}\right), \quad (9)$$

которая является устойчивой¹ и не изменяется в процессе ускорения. Подставляя функции распределения (1), (2) и (9) в уравнение (4) и решая его, получим следующие зависимости для безразмерного поля $E = -(d\Phi/d\xi)$ от координаты ξ для трех указанных видов функций распределения:

$$E_1(\xi) = \begin{cases} (\langle \gamma \rangle - 1) \left(1 - \frac{\xi}{2}\right), & 0 \leq \xi \leq 2, \\ 0, & \xi \geq 2, \end{cases} \quad (10.1)$$

$$E_2(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\langle \gamma \rangle - 1) \exp\left(-\frac{\xi}{\sqrt{2}}\right), \quad (10.2)$$

$$E_3(\xi) = (\langle \gamma \rangle - 1) \left(1 + \frac{\xi}{2}\right). \quad (10.3)$$

Зависимости ускоряющего поля от координаты ξ , рассчитанные по этим формулам, приведены на рис. 1 для $\langle \gamma \rangle = 3$. Из анализа выражений (10.1) —

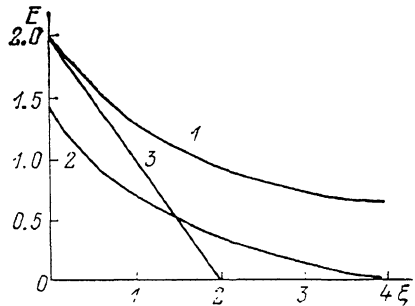


Рис. 1. Зависимость ускоряющего поля E от координаты ξ при различном выборе начальной функции распределения.

1 — типа (9), 2 — типа (2), 3 — типа (1) при $\langle \gamma \rangle = 3$.

(10.3) и рис. 1 следует, что квазилинейная релаксация пучка приводит к уменьшению как максимального значения поля (в $\sqrt{2}$ раз), так и его градиента. При максвелловской функции распределения вида (9) максимальное значение поля такое же, как и для моноэнергетического пучка, однако градиент поля оказывается меньше и, следовательно, условия захвата ионов в процесс ускорения хуже.

Подчеркнем, что, как следует из (10), ускоряющее поле в системе отсчета, связанной с фронтом (в приближении малой плотности ускоряемых ионов), стационарно. Поэтому динамика формирования ступки ускоряемых ионов определяется решением кинетического уравнения для захваченных ионов (3.2) со стационарным полем $E = -(d\Phi/d\xi)$, определяемым формулами (10).

В безразмерных переменных $\tau \equiv 2\omega_b t$, $v \equiv V_k / (c \sqrt{\langle \gamma \rangle - 1})$ ищем решение уравнения (3.2) в виде

$$f_{is}(\tau, v, \xi) = \sum_{k=1}^N \delta[v - V_k(\tau, \xi_0^k)] \delta[\xi - \Xi_k(\tau, \xi_0^k)], \quad (11)$$

где $\Xi_k(\tau, V_0^k, \xi_0^k)$, $V_k(\tau, V_0^k, \xi_0^k)$ — лагранжевы координата и скорость k -й частицы, имевшей в момент времени $\tau = 0$ скорость V_0^k и координату ξ_0^k .

Подставляя функцию распределения вида (11) в уравнение (3.2), получим систему уравнений характеристик вида

¹ Нормировка выбрана таким образом, что средняя энергия пучка для функций вида (1) и (2) одинакова.

$$\frac{d\xi_k}{d\tau} = V_k, \quad A \equiv \frac{Qm}{M_k},$$

$$\frac{dV_k}{d\tau} = AE|_{\xi} = \Xi_k - V_0^s \tau - AE(\xi_0^s) \frac{\tau^2}{2}, \quad (12)$$

которая с выражениями (10) для ускоряющих полей полностью определяет динамику процесса ускорения для трех выбранных функций распределения (ξ_0^s , V_0^s — координата и скорость синхронного пона при $\tau=0$).

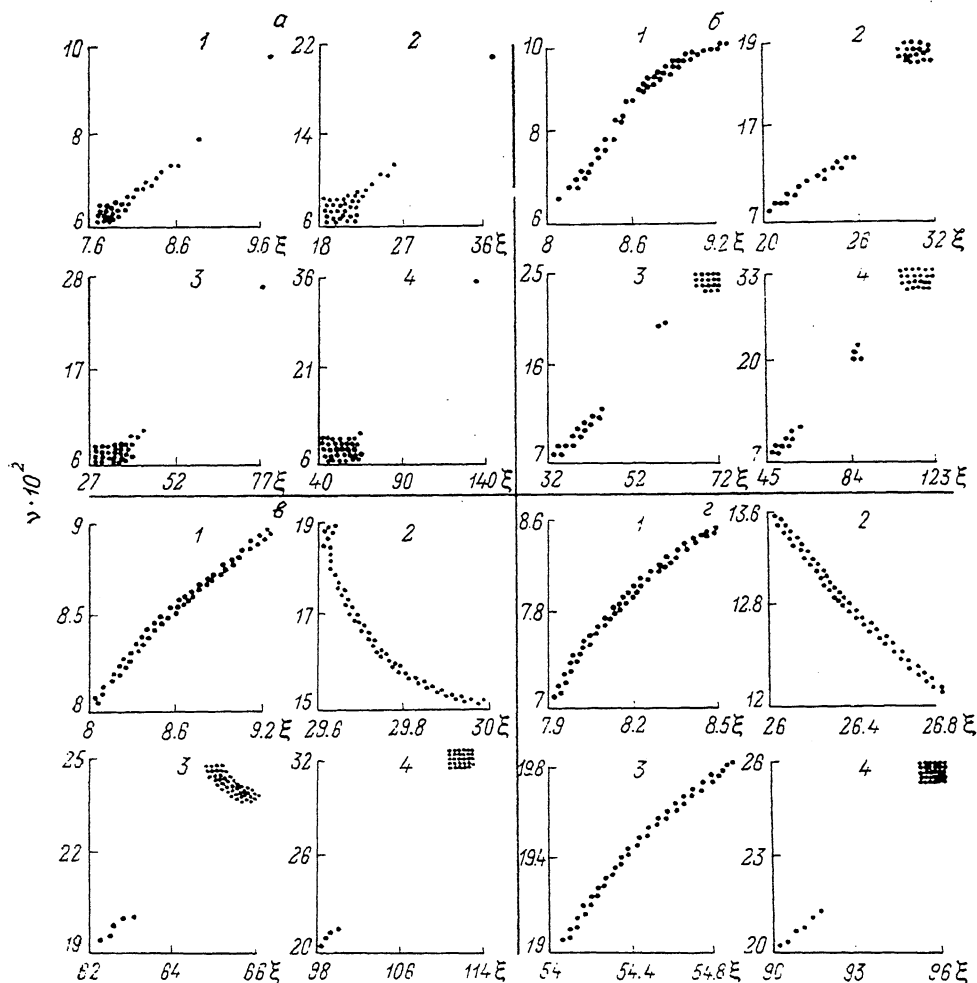


Рис. 2. Фазовые диаграммы ускоряемых пучков для различных времен и выборе синхронной частицы.

N_s : $a - 1$, $b - 25$, $c - 50$, $d - 100$ для максвелловской функции распределения, $d=0$; τ : $1 - 175$, $2 - 350$, $3 - 525$, $4 - 700$.

Соответствующие системы уравнений характеристик были решены методом Рунге—Куты для 100 частиц (протонов). Параметры пучка были следующие $J_b=100$ кА, радиус пучка 1 см, средняя энергия $\langle \gamma \rangle=3$. Время счета было выбрано из условия, что путь, проходимый протоном, составляет 10—20 см, т. е. примерно соответствует условиям эксперимента [8]. При выбранных параметрах соответствующее время составляло 700 плазменных электронных периодов. При всех расчетах V_0^s полагалась равной 0.01. Результаты расчетов приведены на рис. 2, 3. На рис. 2 приведены зависимости фазовых диаграмм ускоряемых частиц для различных моментов времени от координаты синхронной частицы при максвелловской функции распределения. Из рисунка видно, что по мере приближения координаты синхронной частицы к границе плазмы уменьшается

время формирования сгустка и увеличивается скорость. Кроме того, по мере удаления синхронной частицы от границы плазмы возрастает число частиц в сгустке, а максимальная скорость уменьшается. Уменьшение скорости для функций распределения типа (1) и (2) заметнее, чем для максвелловской. Однако при не слишком больших ξ ($\xi_0 < 0.5$) отличия в зависимости скорости ускоренных частиц и их числа от ξ_0 между моноэнергетическим и максвелловским распределениями электронов пучка невелики. Относительное число захваченных в сгусток частиц при малых координатах синхронной частицы невелико для всех трех типов функции распределения (рис. 3, а) и слабо зависит от выбора вида функции распределения. Вместе с тем зависимость максимальной энергии протонов от начальной координаты ξ_0 существенно зависит от выбора функции

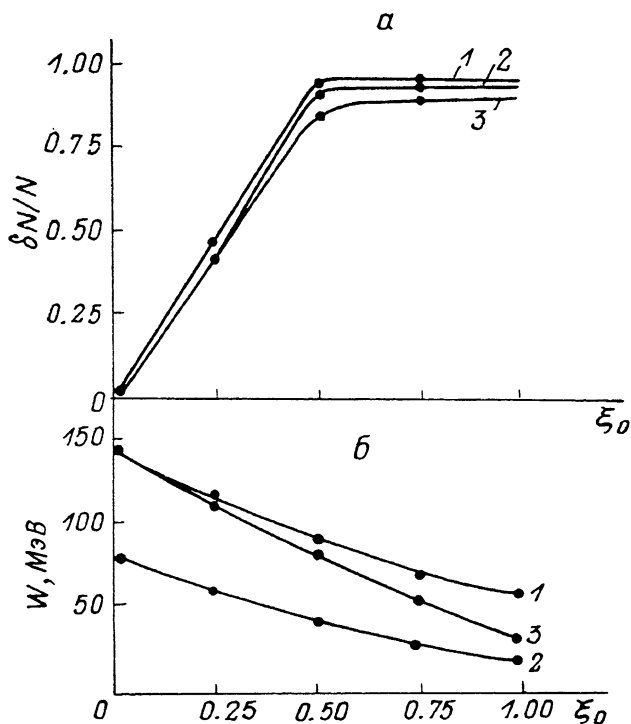


Рис. 3. Зависимость относительного числа ускоренных частиц (а) и энергии протонов (б) от начальной координаты ξ_0 .

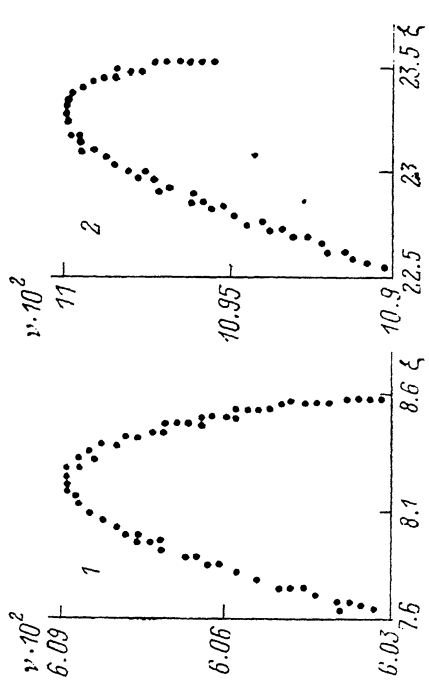
1 — максвелловская функция распределения, 2 — θ -функция, 3 — δ -функция.

распределения. При этом зависимость энергии от координаты синхронной частицы для моноэнергетического пучка оказывается более сильной, чем для пучка с максвелловской функцией распределения или с функцией распределения в виде ступеньки. Из рис. 3 также следует, что КПД ускорения, пропорциональный произведению относительного числа ускоренных ионов на их энергию W , оказывается наибольшим при $\xi_0 \approx 0.5$. При выбранных параметрах пучка длина ускорения составляет $\approx 10-20$ см, время ускорения ≤ 10 нс, максимальный темп ускорения для протонов 10 МэВ/см.

4. Влияние ширины фронта ионизации на динамику ускорения ионов

С увеличением ширины фронта ионизации, определяемой характерным размером фокуса источника ионизации D , уменьшаются как максимальное значение ускоряющего поля, так и его градиент. Так, из решения уравнения (7), описывающего ускоряющее поле для моноэнергетической функции распределения вида (1), следует, что значение отношения максимума ускоряющего поля

а



б

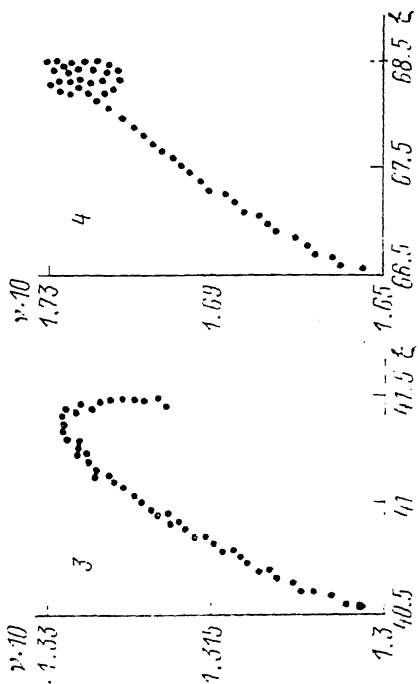
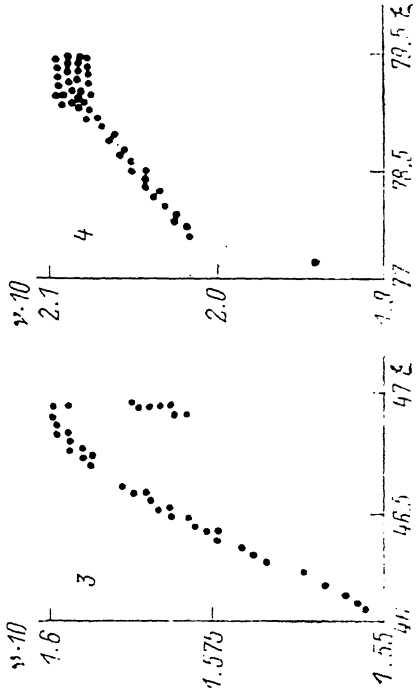
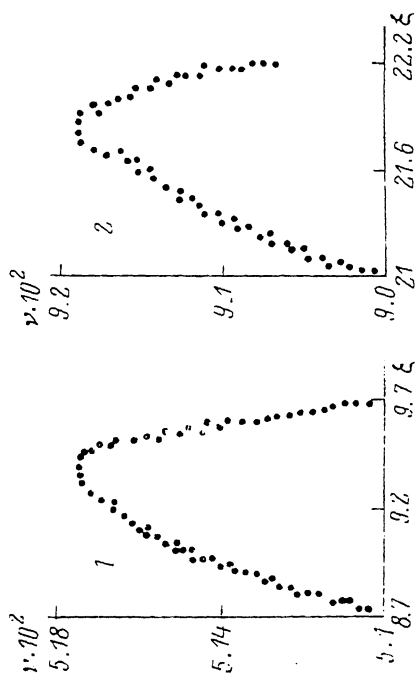


Рис. 4. Фазовые диаграммы ускоренных ионов для различных времен и значений параметра, d , для максвелловской функции распределения.

д: а — 3, б — 5; τ : 1 — 175, 2 — 350, 3 — 525, 4 — 700.

при $D=D_{\max}$, определяемым неравенством (8), к максимуму ускоряющего поля при $D=0$ составляет ≈ 0.6 . Уменьшение амплитудных значений ускоряющего поля и его градиента сказывается как на темпе ускорения, так и числе захваченных частиц. Ниже исследовано влияние конечной ширины источника ионизации на динамику ускорения при постоянном профиле мощности источника ($P(x)=\text{const}$) и функции распределения вида (9). Зависимость картины ускоряющего поля от D для этого случая подробно исследована в [7]. Подставляя вычисленное изложенным в [7] методом ускоряющее поле в уравнения характеристик (12), проведем их численное решение методом Рунге—Куты. При этом с целью достижения максимального темпа ускорения синхронная частица помещалась в область максимальной напряженности ускоряющего поля. Динамика ускорения исследована для 100 частиц, которые располагались равномерно в интервале $\xi_0^i - 0.5 \leq \xi_0^i \leq \xi_0^i + 0.5$, где ξ_0^i — начальные координаты син-

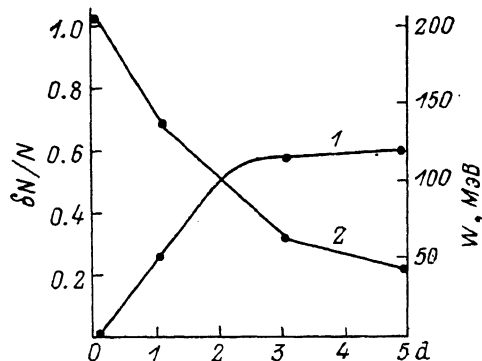


Рис. 5. Зависимость относительного числа ускоренных частиц (1) и их энергии (2) от параметра d при $\langle \gamma \rangle = 4$ для максвелловской функции распределения.

хронной и ускоряемых частиц. Время ускорения и параметры пучка выбирались такими же, как и при $D=0$. На рис. 4 приведены фазовые диаграммы ускоряемых ионов в различные моменты времени при $d=3$ и 5. Видно, что с увеличением ширины фронта ионизации, как и следовало ожидать, уменьшается темп ускорения и увеличивается время формирования сгустка. Так, при $d=3$ максимальная энергия ускоренных протонов в 1.5 раза меньше по сравнению со случаем крутого фронта ($d=0$) (рис. 2, 4). На рис. 5 показаны зависимости относительного числа частиц, захваченных в сгусток, а также максимальное значение энергии, приобретенной ионами за время $\tau=700$ при $d=0, 1, 3, 5$ и $\langle \gamma \rangle = 4$. Синхронная частица помещалась в область максимума ускоряющего поля. Видно, что с увеличением параметра d число захваченных в процесс ускорения частиц растет и достигает $\approx 60\%$ при $d \approx 3-5$. Однако максимальная энергия ускоренных частиц при этом падает из-за снижения темпа ускорения. Оптимальное значение КПД ускорителя достигается при $d=2-3$ для синхронной частицы, помещенной в область максимума поля, и имеет почти такое же значение, как и при $d=0$ (рис. 3). Этот результат обусловлен тем, что при $d=2-3$ пространственная область, в которой значения ускоряющего поля слабо отличаются от амплитудных, значительно превосходят соответствующую область при $d=0$. Это обстоятельство, с одной стороны, облегчает условия захвата, с другой стороны, ухудшает условия формирования сгустка и увеличивает его фазовую протяженность.

Выводы

Таким образом, в настоящей работе на основе кинетического рассмотрения изучена динамика ускорения ионов пучком электронов при ионизации газа внешним источником. Найденные в работе зависимости динамики ускорения от характерной ширины фронта ионизации показывают, что максимальная энергия ускоренных частиц падает из-за снижения темпа ускорения. По-видимому, именно этим эффектом обусловлено значительное уменьшение средней напряженности ускоряющего поля в эксперименте [8]. Действительно, в условиях эксперимента [8] значения параметра d составляют ≈ 25 , что в соответствии

с нашими оценками приводит к уменьшению амплитудных значений значений ускоряющего поля примерно на порядок. Кроме того, в условиях эксперимента [8] внешний источник ионизации не полностью обеспечивал требуемую для оптимального режима ускорения пространственно-временную зависимость интенсивности ионизации, что привело к выходу ионов из синхронизма с уединенной волной ускоряющего потенциала и ограничению длины области ускорения величиной ≈ 30 см. Вместе с тем, как следует из проведенного нами рассмотрения, дестабилизирующие факторы (энергетический разброс, конечный размер фронта в определенном диапазоне) несущественно снижают количество захваченных ионов и темп ускорения по сравнению с идеализированным рассмотрением [4]. Поэтому при уменьшении размера лазерного пятна до величины $\approx 6-8$ мм и обеспечении требуемой соотношениями (5) зависимости интенсивности излучения в пятне от времени в условиях эксперимента [8] возможно обеспечить ускорение протонов до энергии ≈ 50 МэВ на длине ≈ 100 см.

Список литературы

- [1] Агафонов А. В. // Атомная техника за рубежом. 1974. Вып. 4. С. 32—44.
- [2] Гапанович В. Г., Коломенский А. А. // Изв. вузов. Физика. 1979. № 10 (209). С. 59—82.
- [3] Курилко В. И., Кучеров В. И. // Тр. IV совещания по ускорителям заряженных частиц. М., 1974. Т. 2. С. 272.
- [4] Кучеров В. И. // Письма ЖТФ. 1975. Т. 1. Вып. 10. С. 488—492.
- [5] Olson C. L. // Particle Accel. 1975. Vol. 6. N 2. P. 106—116.
- [6] Агафонов А. В., Коломенский А. А., Логачев И. И. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. Вып. 9. С. 478—482.
- [7] Кучеров В. И. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. № 6. С. 963—969.
- [8] Olson C. L. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. Vol. NS-32. N 5. P. 3530—3532.
- [9] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 168 с.
- [10] Файнберг Я. Б. // Атомная энергия. 1961. Т. 11. № 4. С. 313—335.
- [11] Иванов А. А., Рудаков Л. И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. Вып. 5 (11). С. 1522—1533.

Харьковский
государственный университет
им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
22 июня 1989 г.

В окончательной редакции
10 апреля 1990 г.