



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«Особенности динамики электронов при взаимодействии
сверхкоротких электромагнитных импульсов высокой напряженности с
веществом»**

Дипломная работа

студент 4 курса

Бондарев Илья Игоревич

Научный руководитель:

д.ф.-м. н. Слепков А.И.

к.ф.-м. н. Кулагин В.В.

Допущен к защите:

__ июня 2015 г.

Заведующий кафедрой:

д.ф. – м. н. Салецкий А.М.

Москва

2015

Оглавление

Введение.....	3
1.Обзор литературы.	5
1.1 Дезинтеграция вещества с помощью коротких электромагнитных импульсов.....	5
1.2Генерация мощных электромагнитных импульсов рентгеновского диапазона с помощью релятивистских электронных зеркал.....	6
2.Исследование динамики плазменного слоя в зазоре.....	7
2.1Постановка задачи	7
2.2Результаты моделирования.....	8
3. Автоэлектронная эмиссия в зазоре.	14
3.1 Постановка задачи.	14
3.2 Результаты моделирования.....	16
4. Особенности формирования релятивистских электронных зеркал с помощью коротких лазерных импульсов.	21
4.1 Постановка задачи	21
4.2 Результаты моделирования.....	23
5. Результаты	26
Список литературы.	28

Введение

В настоящее время в России и за рубежом ведутся научные исследования по разработке нетрадиционных методов дезинтеграции руды, необходимой для повышения эффективности дальнейшей химической обработки. Если говорить о дорогостоящих металлах (золото, серебро), то даже незначительный прирост извлечения металла из руды (порядка 10%) при невысоких энергетических затратах значительно увеличивает эффективность металлодобычи, и оказывается экономически рентабельным.

Если поместить кусок руды в электрическое поле высокой напряженности, то в веществе образуются микротрещины из-за возникновения пондеромоторных сил. Образование трещин может сопровождаться появлением свободных электронов, которые затем ускоряются полем, вызывая вторичную эмиссию электронов. Процессы могут носить лавинообразный характер, что приводит к дальнейшей деструкции образца. Другим возможным механизмом образования свободных электронов может быть автоэлектронная эмиссия Фаулера-Нордгейма. При электрических полях высоких напряженностей изменяется форма потенциального барьера для электронов, из-за изменения формы барьера электроны получают возможность туннелировать сквозь него. Затем свободные электроны ускоряются и также могут вызвать вторичную ударную ионизацию у противоположной поверхности зазора. Первые две части дипломной работы посвящены исследованию этих двух механизмов.

Третья часть относится к разрабатываемой в последнее время тематике - получению когерентных электромагнитных импульсов рентгеновского диапазона при отражении импульсов более низкой частоты от быстро движущихся электронных зеркал. Изучается формирование и динамика релятивистских электронных зеркал. Идея формирования зеркал состоит в том, что электромагнитный импульс при нормальном падении на пленку из плазмы с плотностью, близкой к твердотельной, может полностью вытеснить электроны из пленки. При этом электроны приобретают релятивистские скорости за время, значительно меньшее периода поля. Если отразить от электронного зеркала встречный импульс, можно получить увеличение частоты этого импульса.

Для исследования использовались методы численного моделирования, и в частности программа ХООРІС. Программа ХООРІС построена на

физическом ядре ХООРІС и написана на объектно-ориентированном коде, с использованием метода частиц в ячейке (метод «облако в ячейке», particle-in-cell, PIC). Это моделирование первоначально было разработано в Калифорнийском университете в Беркли, начиная с 1995 года, членами группы Теории Плазмы и Моделирования (PTSG). С 1998 года Корпорация Tech-X работает в сотрудничестве с персоналом PTSG. В результате их совместной работы было улучшено физическое ядро ХООРІС, а также был добавлен кросс-платформенный графический интерфейс.

Работа в программе ХООРІС осуществляется с помощью создания входного файла, имеющего расширение `inp`. Входной файл состоит из нескольких текстовых блоков, которые задают нужную физическую модель. Первый блок называется описательным (Description block). В него помещается соответственно описание физической модели. Во втором блоке (Variables block) создаются все переменные, используемые в файле дальше. В третьем блоке (Region block) непосредственно осуществляется конструирование физической модели. В него входят блок управления (Control block), блок частиц (Species block) и другие блоки отвечающие, например, за проводник, диэлектрик, слой плазмы и др. В блоке управления задается временной шаг, определяющий, точность измерения. В блоке частиц задаются частицы, участвующие в физической модели.

Таким образом, в рамках моей дипломной работы численное моделирование использовалось для исследования особенностей динамики электронов при взаимодействии сверхкоротких электромагнитных импульсов высокой напряженности с веществом, в частности, наносекундных высоковольтных импульсов и фемтосекундных мультитераваттных лазерных импульсов.

1. Обзор литературы.

1.1 Дезинтеграция вещества с помощью коротких электромагнитных импульсов

Подробный анализ различных методов дезинтеграции руды и в частности электроимпульсных методов содержится в [1-3].

Для разрушения горных пород могут использоваться наносекундные импульсы высокого напряжения, которые при воздействии на твердый диэлектрик могут вызвать 2 эффекта: электродинамическую дезинтеграцию и электрогидравлическое измельчение материалов. Второй эффект связан с разрушением твердых тел ударными волнами жидкости, образующимися при прохождении электрического разряда через жидкую фазу.

Электродинамическая дезинтеграция руды протекает следующим образом. Электромагнитный импульс высокой напряженности при воздействии на твердый диэлектрик может вызвать в нем электрический пробой, в результате возникает электрический ток в материале. При этом, поскольку среда состоит из отдельных частиц, между ними существует воздушное пространство, ток пробоя может протекать как в материале, так и через воздушное пространство. Ток через воздушное пространство протекает не сразу, для этого требуется некоторое время, чтобы газ ионизировался. Причина, по которой используются короткие импульсы, состоит в том, что при длительном протекании тока через материал, выделяется большое количество теплоты, которое может привести к оплавлению материала, и, таким образом, препятствовать дальнейшей дезинтеграции. При протекании тока через внутренний объем частиц материала в диэлектрике выделяется теплота, которая приводит к испарению материала, как следствие, увеличению давления и в конечном итоге к разрушению материала. Наличие неоднородностей среды способствует более эффективной дезинтеграции по причине повышения напряженности электрического поля в областях локализации неоднородностей.

В [4] кратко изложен механизм автоэлектронной эмиссии, а в [5] приводится вывод формулы для плотности тока, исходя из квантовой теории. Поскольку в руде присутствуют металлические частицы, при воздействии полей высоких напряженностей на микроазоры, образуемые этими частицами и пространством между ними, с поверхности этих частиц может возникать автоэмиссия, способствующая дальнейшей дезинтеграции руды.

1.2 Генерация мощных электромагнитных импульсов рентгеновского диапазона с помощью релятивистских электронных зеркал.

В последние 10 лет активно исследуется проблема создания импульсов рентгеновского диапазона с помощью отражения импульсов более низкой частоты от «электронных зеркал». В статье [6] теоретически исследовалось формирование электронного зеркала, а также отражение встречного импульса от него. В частности, проанализировано обострение фронта фемтосекундных импульсов петаваттной мощности с помощью плазменных слоев. Показано, что для плотности электронов, превышающей критическую в несколько раз, оказывается возможным сформировать асимметричный (по времени) импульс с амплитудой первой полуволны, практически равной максимальной амплитуде импульса. Путем численного моделирования исследовано взаимодействие таких импульсов с пленками нанометровой толщины, в частности генерация релятивистских электронных зеркал и отражение от них встречного пробного импульса. Получающиеся в результате рентгеновские когерентные импульсы имеют длительность ~ 120 ас и мощность ~ 600 ГВт на длине волны ~ 13 нм. Показано, что коэффициент отражения релятивистского электронного зеркала, находящегося в поле ускоряющего импульса, не зависит от амплитуды пробного импульса при ее увеличении вплоть до амплитуды ускоряющего импульса.

В статье [7] были исследованы различные особенности формирования зеркала ультракороткими лазерными импульсами, например, величина амплитуды импульса, необходимая для формирования зеркала, в зависимости от плазменной частоты нанопленки.

2. Исследование динамики плазменного слоя в зазоре.

2.1 Постановка задачи

При воздействии мощных электромагнитных импульсов наносекундной длительности на естественные и искусственные диэлектрические среды с неоднородной структурой, в том числе с проводящими микро и наночастицами, возникает целый ряд эффектов, характеризующих развитие процесса пробоя таких сред. В первую очередь, это возникновение пондеромоторных сил, пропорциональных квадрату амплитуды поля. При этом существенное значение имеет неоднородность системы. Наличие неоднородности приводит к локальной концентрации поля и, следовательно, к увеличению пондеромоторных сил и диэлектрической проницаемости вблизи неоднородности. В результате около неоднородностей могут возникать разрывы в среде (микротрещины), внутри которых поле значительно увеличено по сравнению с окружающим диэлектриком (аналогично распределению напряжения на конденсаторах, включенных последовательно). В [8]-[10] рассматривался процесс пробоя и роль дефектов в кристаллах при его развитии. При этом в [9] было показано, что при повышении напряжения начинается интенсивная генерация дефектов в кристалле, и образуются целые области с дефектами решетки, в которых и начинается развитие пробоя. В некотором смысле такие области эквивалентны микрозазорам, исследуемым в настоящей работе. В твердых диэлектриках возможно образование тонких слоев ионизированной среды на границах микротрещин в результате разрывов.

В рамках исследуемой физической модели была поставлена следующая задача: уточнить результаты по динамике движения электронов в микрозазорах в присутствии высоковольтных импульсных полей, представленные в статье [8], и найти зависимости для максимальных скоростей электронов от координат в случае разных плотностей плазмы.

Для моделирования движение электронов в микрозазорах под действием нестационарного внешнего поля большой напряженности использовался численный двумерный код ХООРС, позволяющий задавать геометрию системы и электромагнитные поля, в том числе, зависящие от времени и пространства определенным образом. Слой плазмы, состоящий из электронов и ионов (однократно ионизованный кислород) имел начальную толщину 10 нм и располагался внизу окна моделирования, высота которого составляла 1 мкм, а ширина – 10 мкм (модель трещины в твердом

диэлектрике). Разность потенциалов между верхней и нижней границей составляла 100 В (поле 10^8 В/м). Для определения закона движения электронов и сравнения с аналитическим решением была выбрана модель поля с достаточно коротким фронтом, меньшим всех характерных временных масштабов в системе («ступенька»). Схема моделирования представлена на рис.1 При моделировании исследовались различные плотности плазмы, а также зависимость динамики электронов от напряженности поля в системе. Рассматривались плотности плазмы от $n=3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ до $n=3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$.

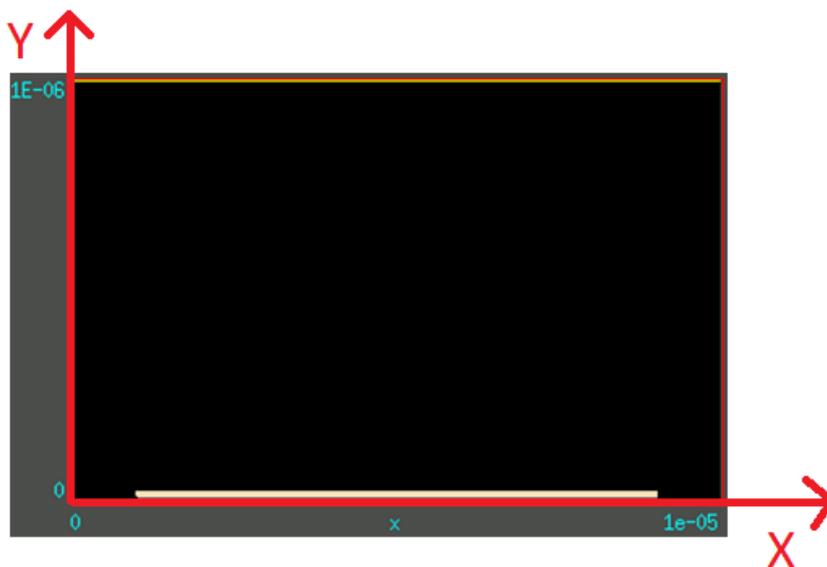
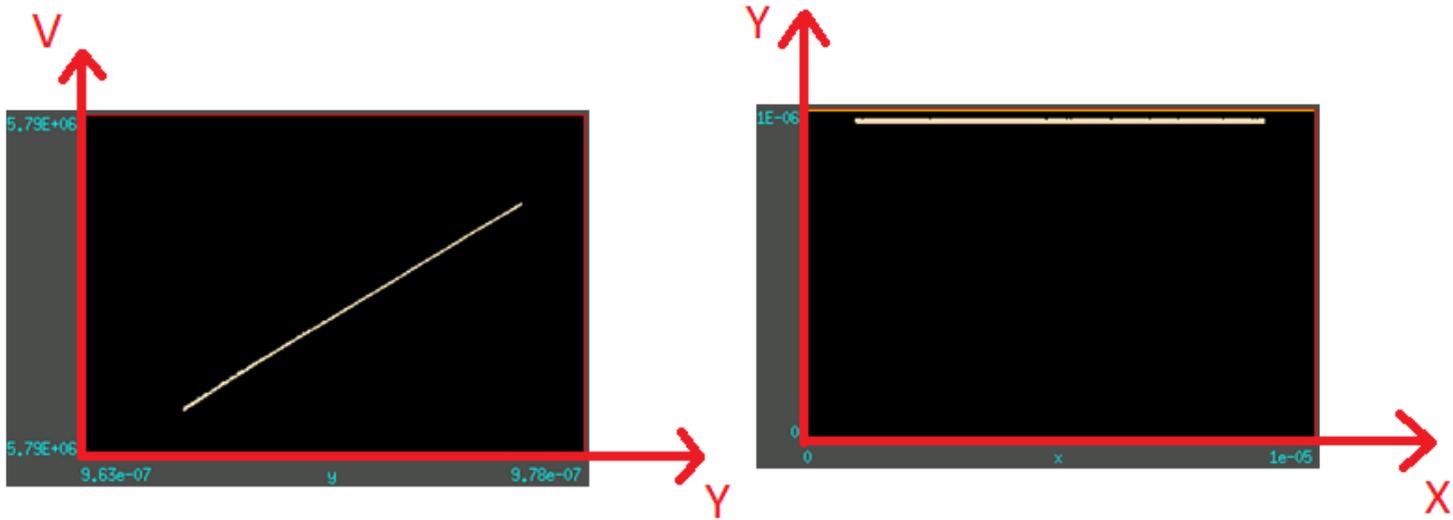


Рис.1 Схема моделирования динамики плазменного слоя.

Размер зазора по оси y – 1 мкм, по оси x – 10 мкм. В нижней части зазора слой плазмы толщиной 10 нм. Высоковольтный прямоугольный импульс электрического поля, направлен вдоль оси y . Разница потенциалов между верхней и нижней границей составляет 100 В.

2.2 Результаты моделирования

1. Результаты численного моделирования для плотности плазмы равной $n=3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ показаны на рис.2а,б. Зависимость скоростей электронов от их координаты y является линейной. В этом случае все электроны двигаются по одинаковым траекториям. В момент времени, непосредственно предшествующий попаданию электронов на верхнюю плоскость (анод) распределение электронов в зазоре показано на рис.2б. Таким образом, при такой плотности слой двигался как целое.



(а).

(б).

Рис2. (а) Распределение y компоненты скорости слоя электронов вдоль оси y в конце моделирования для плотности плазмы $n=3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (б) распределение электронного слоя в зазоре в конце моделирования для той же плотности.

2. Плотность плазмы равна $n=3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}=3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Распределение скоростей частиц в конце цикла ускорения представлено на рис. 3. Толщина слоя также практически не изменилась, по сравнению с начальной

3. Действие сил пространственного заряда начинает сказываться на характере движения электронов при плотности плазмы равной $n=3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Распределение скоростей (а) и координат (б) частиц в конце цикла ускорения представлено на рис. 4а,б. Здесь уже наблюдался значительный разброс скоростей электронов (порядка 11%). Утолщение слоя также существенно, причем заметно и нарушение его геометрии (большее ускорение электронов на концах слоя из-за влияния неоднородности собственного поля слоя).

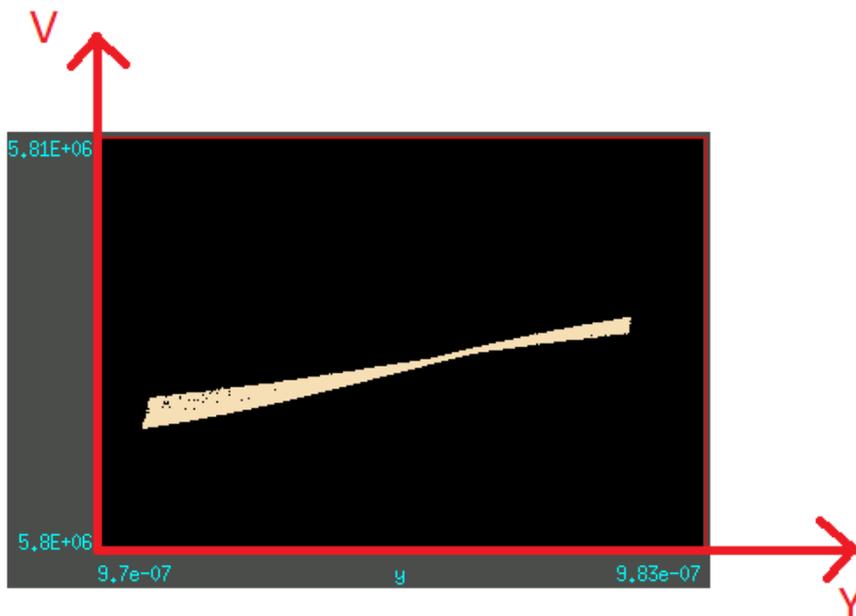
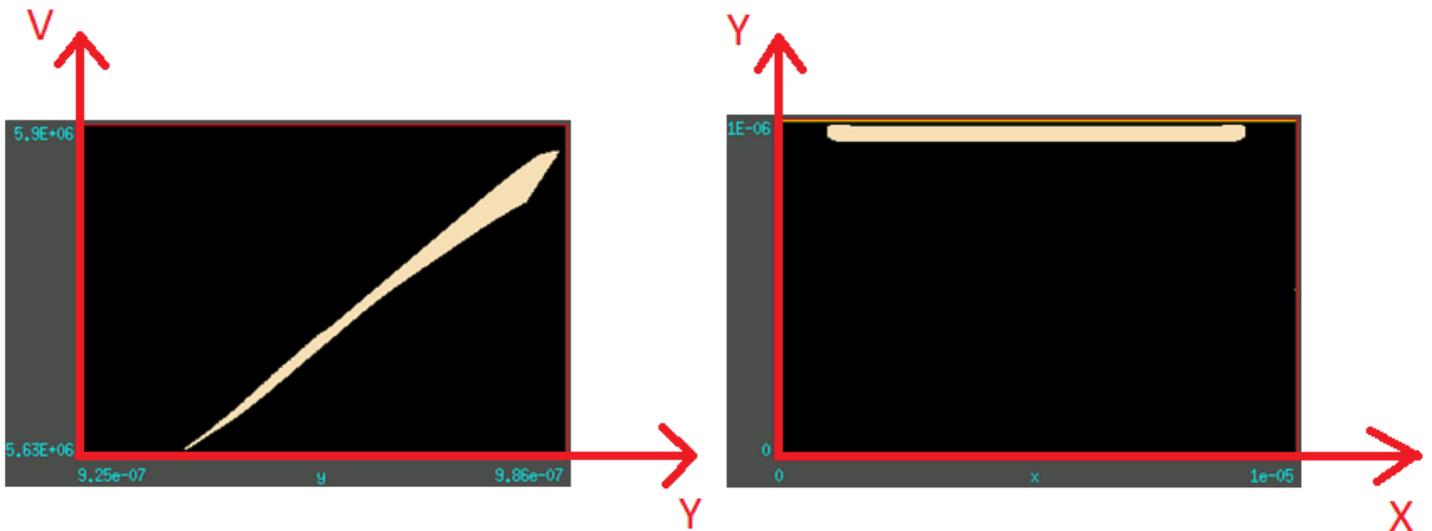


Рис.3. Распределение y -компоненты скорости слоя электронов вдоль оси y в конце моделирования для плотности плазмы $n=3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.



(a)

(б)

Рис.4(а). Распределение компоненты у скорости электронного слоя вдоль оси у в конце моделирования для плотности плазмы $n=3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, (б) распределение электронного слоя в зазоре в конце моделирования для той же плотности.

4. Существенным действие пространственного заряда оказывается при плотности плазмы равной $n=3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}=3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Распределение координат частиц для разных времен ускорения представлено на рис. 5-7. Здесь уже ускоряется только часть электронов, остальные остаются вблизи ионов из-за кулоновских сил притяжения, так что разброс скоростей электронов составляет 100 %. При этом электроны, находившиеся ближе к стенкам зазора, ускоряются быстрее, чем расположенные у центра. Это может быть связано с сильными неоднородностями электрического поля, создаваемыми зарядом слоя.

Для доказательства того, что этот эффект не связан с точностью моделирования были проведены дополнительные моделирования с большей точностью. Увеличено число ячеек в сетке, а также уменьшено отношение числа физических частиц к виртуальным (виртуальные частицы – частицы, для которых решаются дифференциальные уравнения движения, виртуальные частицы являются объединением физических частиц) . В результате были получены графики для напряженности электрического поля у компоненты и распределение координат электронов. Из графика напряженности электрического поля можно видеть, что напряженность поля у краев зазора больше в 2 раза, чем напряженность поля возле центра зазора. Таким образом, нарушение геометрии слоя плазмы связано с сильными неоднородностями электрического поля в зазоре. Также из рис. 6 можно заметить, что нарушение геометрической структуры не так сильно выражено,

как в случае на рис. 5. Таким образом, можно сделать вывод, что нарушение геометрии плазменного слоя определяется неоднородностью электрического поля, однако, на величину эффекта влияет точность моделирования.

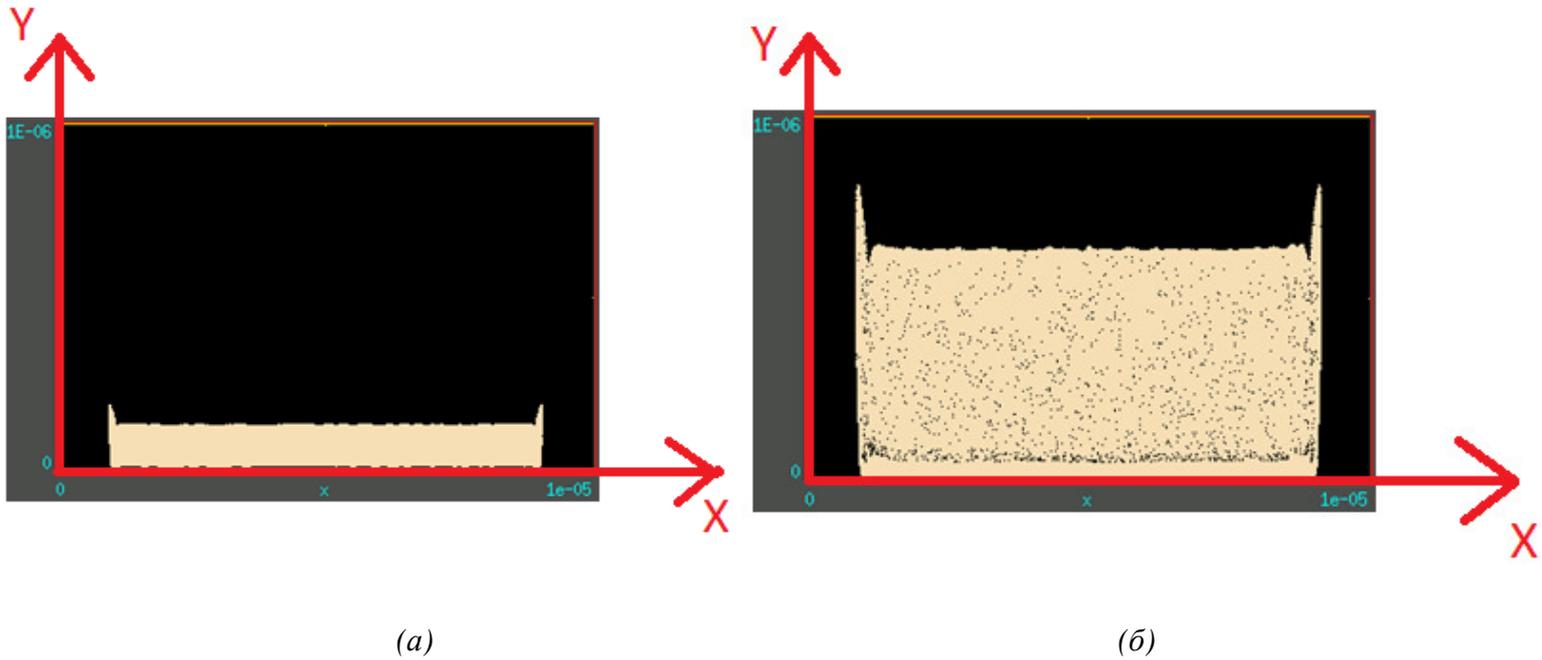


Рис.5. Распределение электронного слоя в зазоре в конце моделирования для плотности плазмы $n=3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ в момент времени (а) $t=1.5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ (б) $t=3 \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

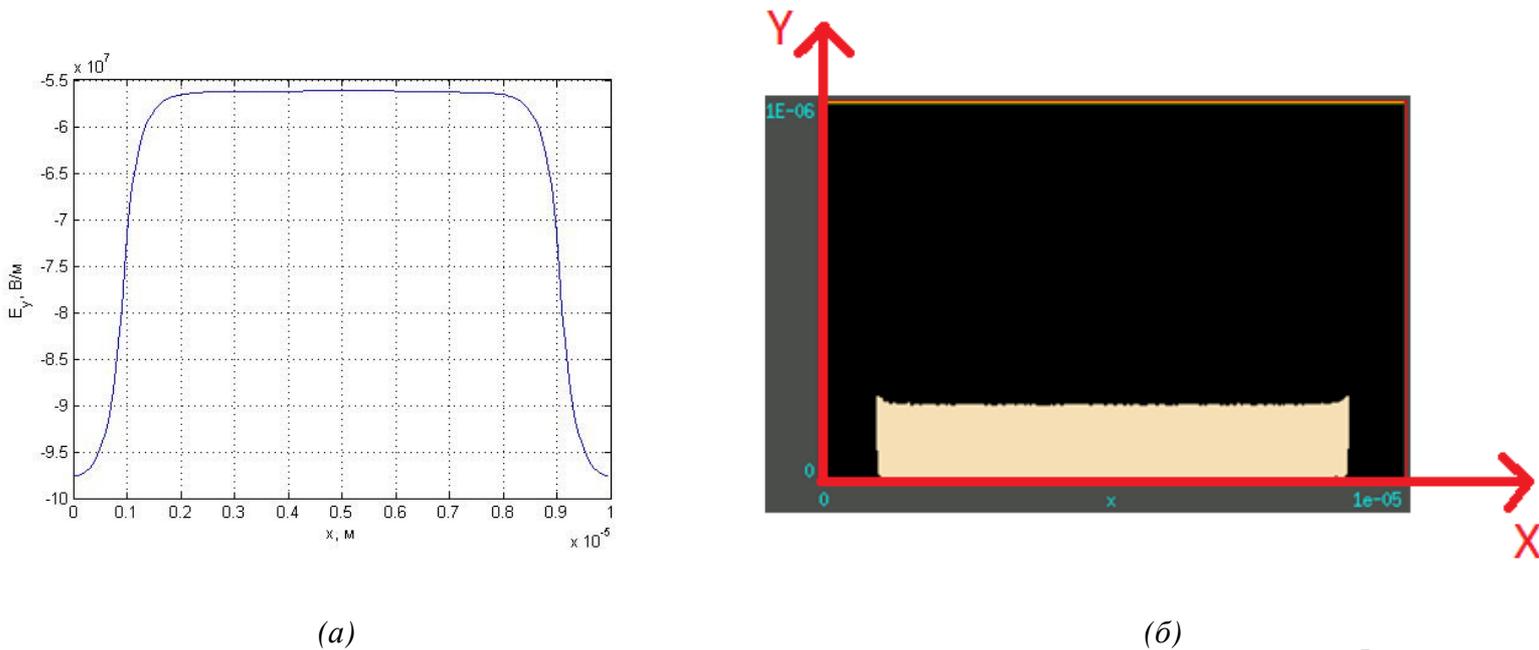


Рис. 6. (а). Распределение у-компоненты поля в разрезе вдоль оси x в точке $y=3.3 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ для плотности плазмы $n=3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ в момент времени $t=2.0 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ для большей точности. (б) Распределение электронов в зазоре для того же случая.

Зависимости максимальных скоростей электронов от времени для различных значений плотности слоя плазмы в зазоре (случаи 1-4 выше) представлены на рис. 7. Для первых двух значений плотности ($3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и

$3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) кривые увеличения скорости со временем практически совпадают и являются прямыми линиями; фактически это равноускоренное движения слоя как целого во внешнем электрическом поле, соответствующее по своей динамике движению одиночного электрона в зазоре плоского конденсатора. Численное значение ускорения электрона, посчитанное для внешнего поля, использованного при моделировании, здесь в точности совпадает с ускорением электронов в численном моделировании. В двух других случаях, и особенно для самой большой плотности, рассмотренной выше, влияние пространственного заряда электронов становится заметно, причем зависимость максимальной скорости электронов в слое от времени становится нелинейной, чего не должно быть при чисто одномерном характере движения электронов без пересечения траекторий.

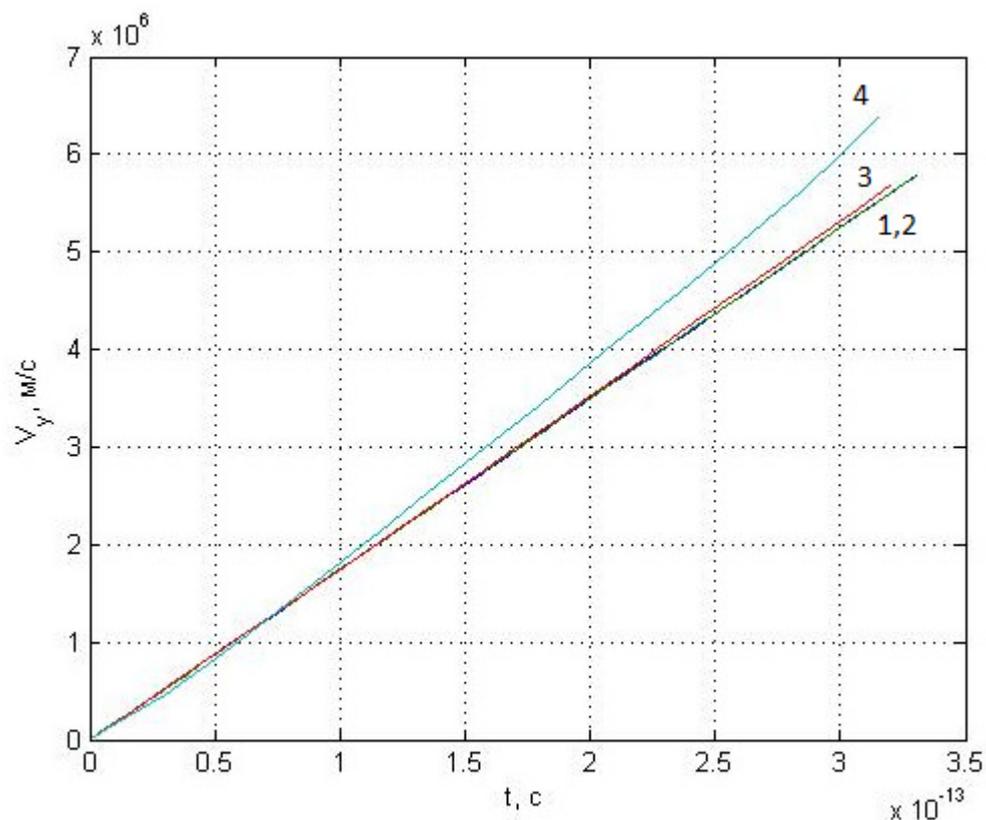


Рис.7. Зависимость максимума y -компоненты скорости от времени для плотности плазмы (1)- $n=3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$; (2)- $n=3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$; (3)- $n=3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$; (4)- $n=3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$.

Возникновение нелинейности в этом случае может быть связано с двумерностью задачи (конечная ширина слоя плазмы) и с возникновением пересечений траекторий электронов с течением времени. Для умеренных плотностей слоя плазмы (случаи 1-3 выше) динамика электронов может быть легко рассчитана аналитически для произвольной зависимости напряжения

на зазоре от времени и для различных величин зазоров. Кроме того, процесс ускорения, помимо внешнего приложенного напряжения, зависит также и от напряженности поля, создаваемого слоями электронов и ионов, т.е. от произведения плотности плазмы в слое на его толщину. Этот факт позволяет рассчитывать движение электронов для слоев плазмы различной начальной толщины.

В нерелятивистском приближении, предполагая, что кулоновским полем можно пренебречь, скорость электронов в конце зазора с разностью потенциалов U равна

$$V = \sqrt{\frac{2qU}{m}}, \quad (1)$$

где U – разность потенциалов, m - масса электрона, q - заряд электрона.

Для разности потенциалов 100В получаем $V=5.9 \cdot 10^6$ м/с, что соответствует случаям, показанным на рис.7.

Из сказанного выше следует, что для плотностей электронов в случаях 1-3 для расчета скорости допустимо использование формулы (1). В случае 4 влияние пространственного заряда на движение электронов становится заметным, то есть взаимодействием электронов пренебрегать нельзя.

3. Автоэлектронная эмиссия в зазоре.

3.1 Постановка задачи.

Одним из возможных физических механизмов, инициирующих начало электрического пробоя естественной или искусственной диэлектрической среды с неоднородной структурой, в том числе с проводящими микро и наночастицами, может быть автоэлектронная или полевая эмиссия. В этом случае под действием приложенного внешнего напряжения появляется эмиссия электронов с автоэмиттера (металлической частицы), причем плотность тока экспоненциально зависит от работы выхода и напряженности внешнего поля на поверхности автоэмиттера (закон Фаулера – Нордгейма) [4,5]. Для плотности тока Р.Фаулером и Л.Н.Нордгеймом была получена следующая формула:

$$j = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{F^2}{\varphi t^2(y)} \exp \left[-6,83 \cdot 10^7 \frac{\varphi^{\frac{2}{3}}}{F} \vartheta(y) \right] \quad (2)$$

где $y = 3,79 \cdot 10^{-4}(JF)/\varphi$. Функции $\vartheta(y)$ и $t(y)$ табулированы. Функция $t(y)$, стоящая в предэкспоненциальном множителе, близка к единице и слабо изменяется с изменением аргумента. Функция $\vartheta(y)$ называется функцией Нордгейма и учитывает понижение потенциального барьера.

Этот эффект является практически безинерционным, что определяет его потенциальную значимость для сверхкоротких импульсов внешнего поля наносекундной длительности.

Следует отметить, что в закон Фаулера – Нордгейма входит напряженность поля на поверхности автоэмиттера. В общем случае для микрочастицы с пространственно развитой поверхностью радиус закругления вершины автоэмиттера (его эмиттирующей части) может быть малым, что существенно увеличивает напряженность поля на его поверхности при одном и том же приложенном на микрозазоре напряжении. Так, для сферически-симметричной системы электродов автоэмиттер-анод формфактор (коэффициент пропорциональности между приложенным напряжением и напряженностью поля на поверхности автоэмиттера) оказывается приблизительно обратно пропорциональным радиусу закругления вершины автоэмиттера (см. приложенный файл). Для острейшего автоэмиттера в форме параболоида вращения формфактор

меньше на логарифм отношения расстояния между электродами (вершиной автоэммиттера и анодом) и радиусом закругления вершины автоэммиттера.

Еще одним фактором, увеличивающим напряженность поля в микрозазоре по сравнению с окружающим диэлектриком, является существенная разница величины диэлектрической проницаемости в среде и в микрозазоре, где диэлектрическая проницаемость практически равна единице. Здесь рост напряженности поля в микрозазоре может достигать одного порядка и более в зависимости от средней величины диэлектрической проницаемости среды. В результате автоэлектронная эмиссия может играть существенную роль в инициации пробоя микрозазора, начиная с напряженности внешнего поля в 10-30 кВ/см в зависимости от геометрической формы проводящих микрочастиц, при их микронных размерах и наносекундной длительности импульса. При этом среды, содержащие щелочные металлы, имеют в 2-3 раза меньшие пороги напряженности внешнего поля, необходимой для начала эмиссии, чем остальные металлы.

Одной из задач дипломной работы было исследование динамики электронов в микрозазоре при автоэлектронной эмиссии. Исследование осуществлялось с помощью численного моделирования с использованием программы ХООРІС. В ходе выполнения работы был смоделирован пробой микрозазоров при разной ширине автоэммиттера, а также при разной длительности фронта напряженности электрического поля.

Для моделирования была выбрана двумерная схема, представленная на рис. 8. Верхняя и нижняя части микрозазора представляли собой плоские проводящие поверхности, левая и правая части – плоские диэлектрики. Между зазором прикладывалось поле высокой напряженности (порядка 100 МВ/см). Задание полей столь сильной напряженности объяснялось необходимостью получить большую плотность электронов, чтобы иметь возможность визуально наблюдать поток электронов. Работа выхода с поверхности автоэммиттера составляла 4.53 эВ, что соответствует работе выхода меди.

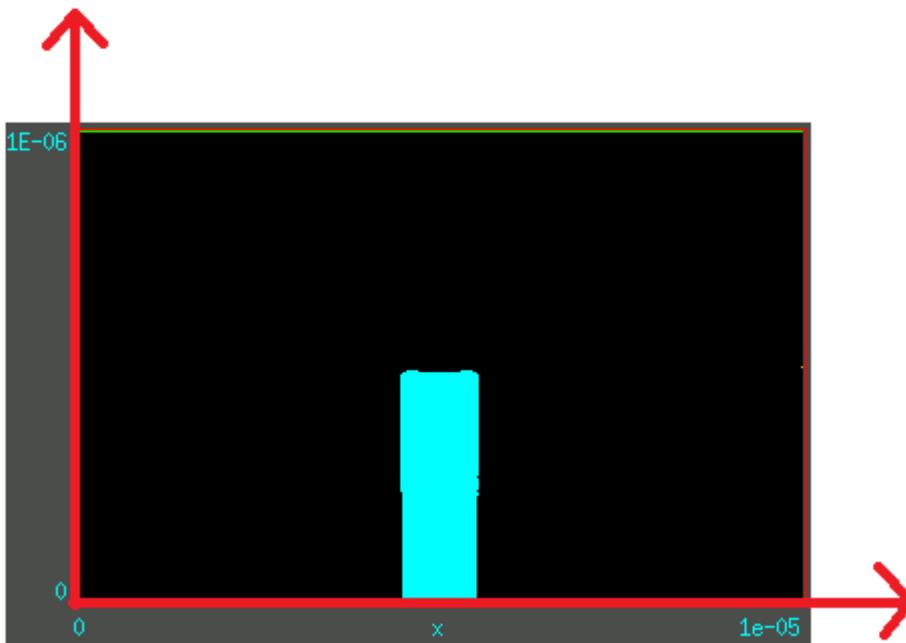


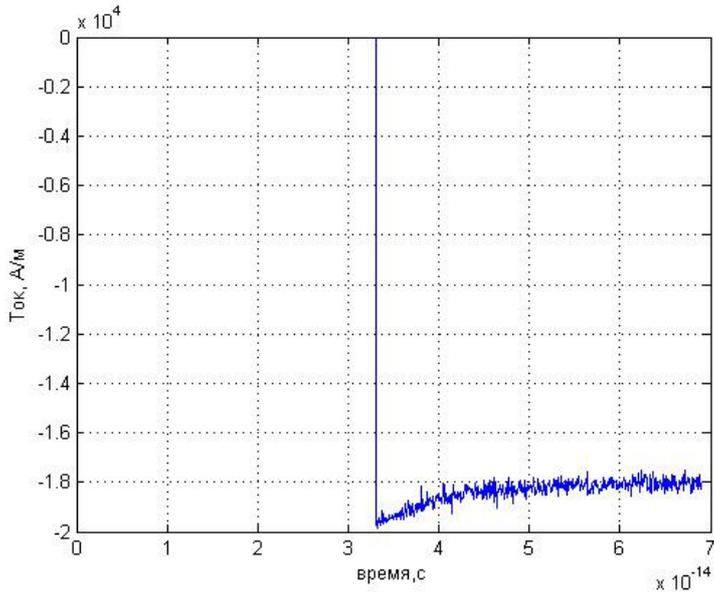
Рис.8. Схема для моделирования автоэлектронной эмиссии. В центре рисунка наблюдается эмиссия электронов.

3.2 Результаты моделирования.

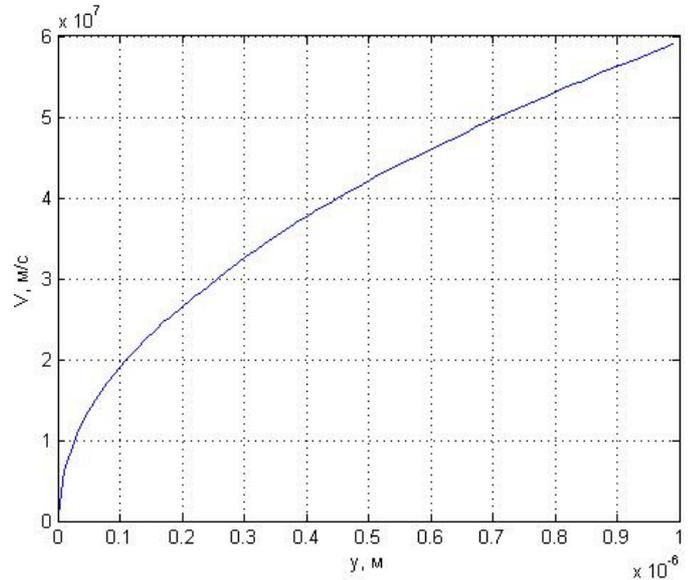
Для исследования динамики электронов при моделировании автоэлектронной эмиссии с разной шириной автоэмиттера в зазоре были построены графики линейной плотности тока от времени; плотности электронов в разных точках зазора в поперечном и продольном сечении, распределение максимума y -компоненты скорости электронов вдоль оси y в конце моделирования, а также распределение y -компоненты электрического поля в разных точках зазора в продольном и поперечном сечении (рис. 9-11).

Графики уширения электронного пучка по сравнению с его начальной шириной и отношения максимального значения автоэмиссионного тока к его стационарному значению в зависимости от ширины автоэмиттера приведены на рис. 12. Уширение пучка оказывается во всех исследованных случаях незначительным (порядка 3-4 процентов), так как плотность электронов вдоль пучка относительно невелика (исключая точку эмиссии). Отношение максимального значения автоэмиссионного тока к его стационарному значению растет с увеличением ширины автоэмиттера (до 12% на рис. 12) и при определенных значениях параметров, в частности, при дальнейшем увеличении напряженности внешнего поля, может достигать двух и более раз. Такое поведение тока связано с отсутствием пространственного заряда в начальный момент появления автоэмиссионных электронов; в то же время, при установлении стационарного значения тока плотность электронов около

поверхности автоэммитера достигает значительных величин, и роль пространственного заряда уже может быть существенной (см. рис. 10(б)).

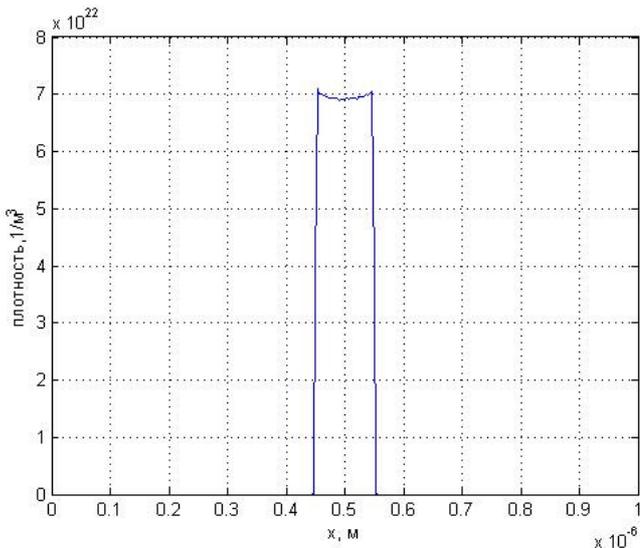


(а)

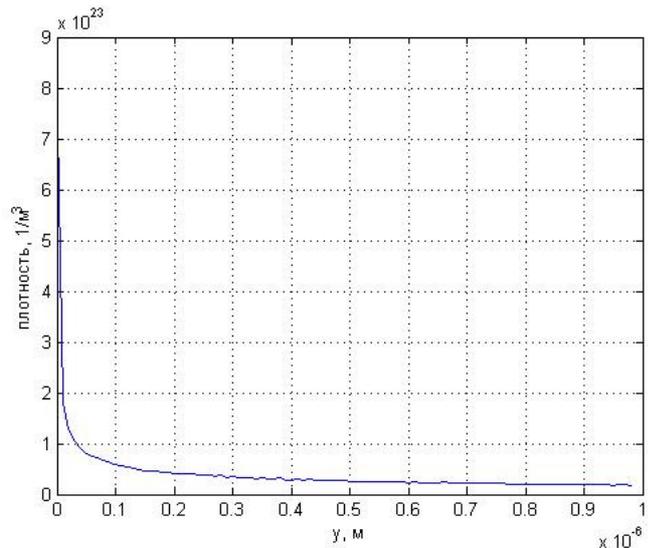


(б)

Рис. 9. (а). График линейной плотности тока от времени для размера автоэммитера $d=1 \cdot 10^{-7}$ м; (б) Распределение максимума у-компоненты скорости электронов вдоль оси у в конце моделирования.



(а)



(б)

Рис. 10. (а) График плотности электронов вдоль оси x в точке $y=0.25$ мкм для размера автоэммитера $d=1 \cdot 10^{-7}$ м; (б) График плотности электронов вдоль оси у в точке $x=0.5$ мкм для того же случая.

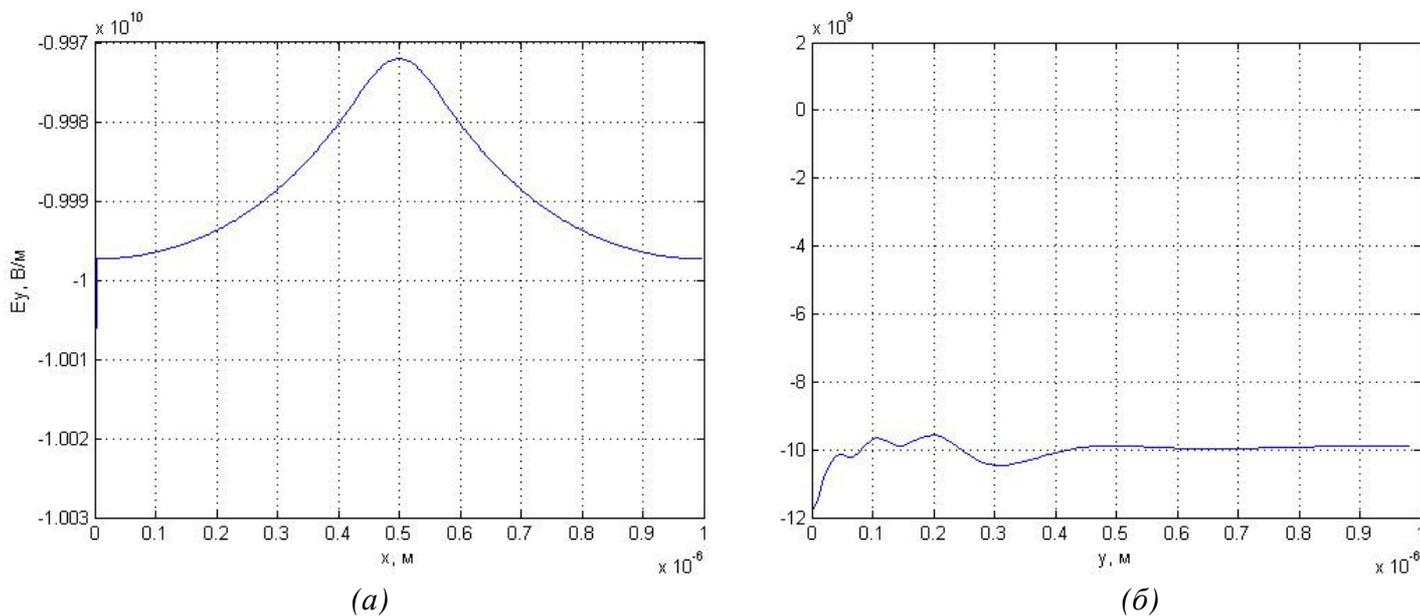


Рис.11. (а) График у-компоненты напряженности поля вдоль оси x в точке $y=0.25$ мкм для размера автоэммитера $d=1 \cdot 10^{-7}$ м; (б) График у-компоненты напряженности поля вдоль оси x в точке $x=0.5$ мкм для того же случая.

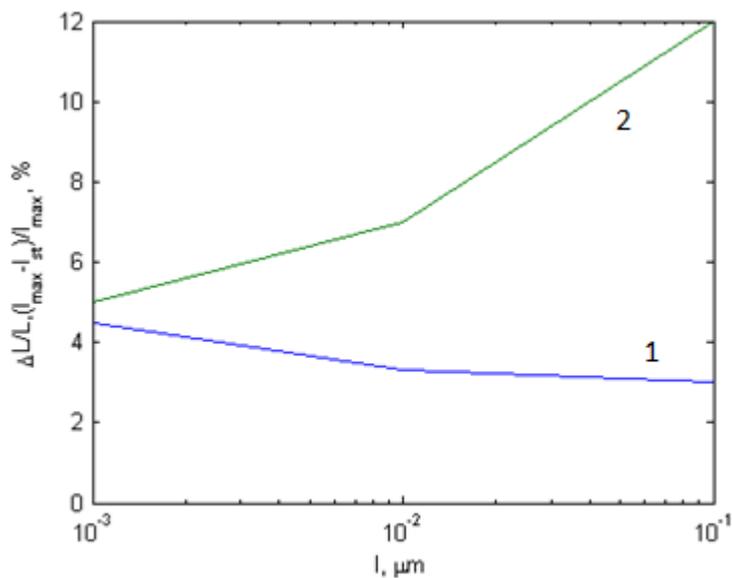


Рис. 12. Зависимости уширения электронного пучка по сравнению с его начальной шириной (1) и отношения максимального значения автоэмиссионного тока к его стационарному значению (2) от ширины автоэммитера.

Для исследования роли скорости нарастания напряженности электрического поля были проведены моделирования с использованием трапецевидной формы электрического поля с разными параметрами скорости роста напряженности (рис. 13, 14). Начальная напряженность полагалась равной 0. Время возрастания поля от 0 до максимума во всех моделированиях составляло от 10^{-15} с до 10^{-12} с. Более длительные фронты требовали значительного времени моделирования и по этой причине не исследовались. Но можно заметить, что при длительности нарастания фронта 10^{-15} с отношение максимального тока к стационарному составляет порядка 10 %. При увеличении длительности нарастания фронта это отношение уменьшается и для длительности 10^{-12} с можно заметить, что максимальный ток практически равен стационарному.

Проведенный анализ характеристик автоэмиссионного процесса показал, что при наличии микрочастиц с достаточно острыми выступами возможна инициация пробоя микрозазора при умеренных напряженностях внешнего поля, что приведет к дальнейшему развитию пробоя уже за счет вторичной ионизации среды.

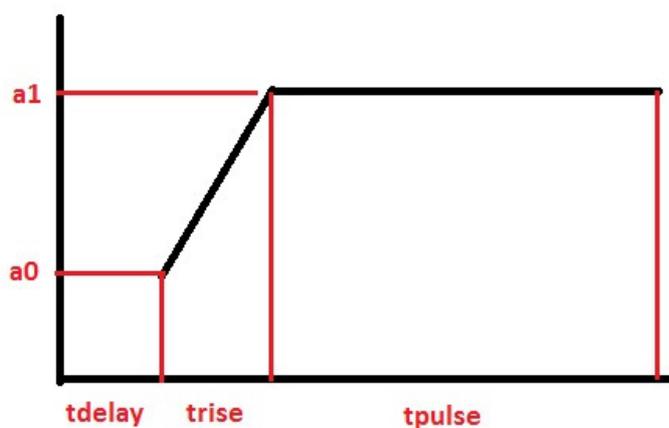
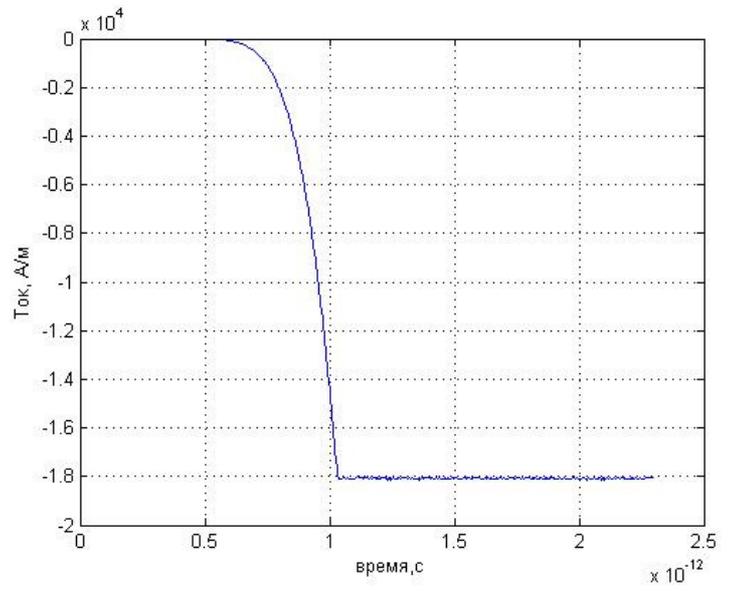
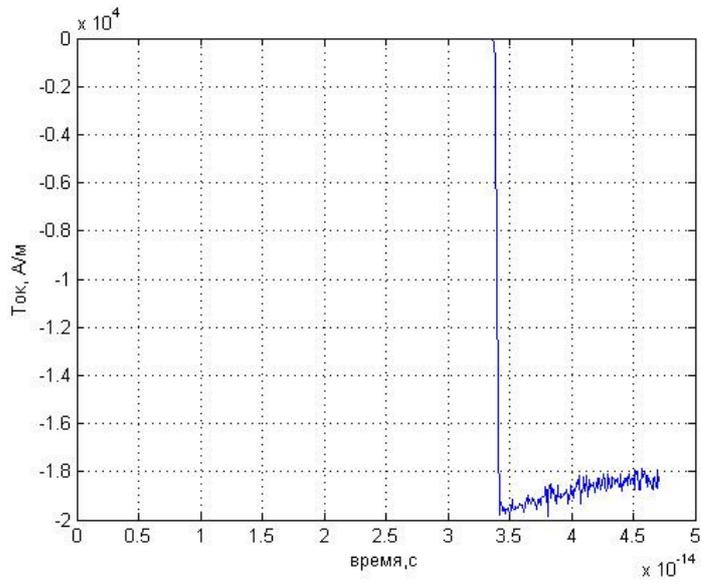


Рис.13. Форма импульса, задаваемого в зазоре: параметр t_{delay} взят равным 0, $t_{pulse}=10^4$ с, t_{rise} – варьируемый параметр



(a)

(б)

Рис.14. График линейной плотности тока от времени для времени возрастания импульса от 0 до максимума (a) $trise=1 \cdot 10^{-15}$ с, (б) $trise=1 \cdot 10^{-12}$ с.

4. Особенности формирования релятивистских электронных зеркал с помощью коротких лазерных импульсов.

4.1 Постановка задачи

Как показано в [6] при нормальном падении лазерного импульса неадиабатической формы (т. е. импульс должен иметь длительность фронта, меньшую периода волны) и с достаточно большой амплитудой, превышающей определенный порог, на пленку нанометровой толщины возможно полное вытеснение из нее электронов в направлении распространения импульса, при этом электроны приобретают релятивистские скорости за время, значительно меньшее периода лазерного поля. Пространственная длина сформированных электронных сгустков может составлять единицы нанометров, что при скорости, близкой к скорости света в вакууме, обеспечивает длительность пучка электронов, примерно равную нескольким десяткам аттосекунд. Диаметр сгустков оказывается порядка нескольких десятков микрон (диаметр пятна сфокусированного лазерного излучения), что значительно больше их толщины; в результате сформированные сгустки могут использоваться в качестве релятивистских электронных зеркал. Если от сформированного электронного зеркала отразить встречный импульс, то можно получить увеличение частоты импульса. Таким образом, электронное зеркало позволяет генерировать например импульсы рентгеновского диапазона.

В моделировании была выбрана следующая схема рис.15. Лазерный импульс имел линейную поляризацию и распространялся в положительном направлении оси x . Длина волны лазерного излучения в вакууме λ составляла 1 мкм, безразмерная амплитуда поля $a_0 = |E_0| / (mc)$ (c – скорость света в вакууме, ω и E_0 – частота и амплитуда поля в вакууме, e и m – заряд и масса электрона) была равна 100. Зависимость поперечной компоненты электрического поля E_x падающего импульса от поперечной координаты и времени в области перетяжки имеет вид

$$E_x(z, t) = a_0 \exp\left[-\left(\frac{z - z_0}{w_0}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{t - t_0}{\tau}\right)^2\right] \sin(2\pi c / \lambda t),$$

где z_0 – поперечная координата центра пучка; $w_0 = 20$ – радиус пучка в перетяжке (диаметр пучка в фокусе по уровню e^{-1} равен 40λ); t_0 – временная задержка; $\tau = 3\lambda/c$ – длительность импульса по уровню e^{-1} .

Таким образом, импульс до взаимодействия имел гауссовы огибающие как по пространству, так и по времени.

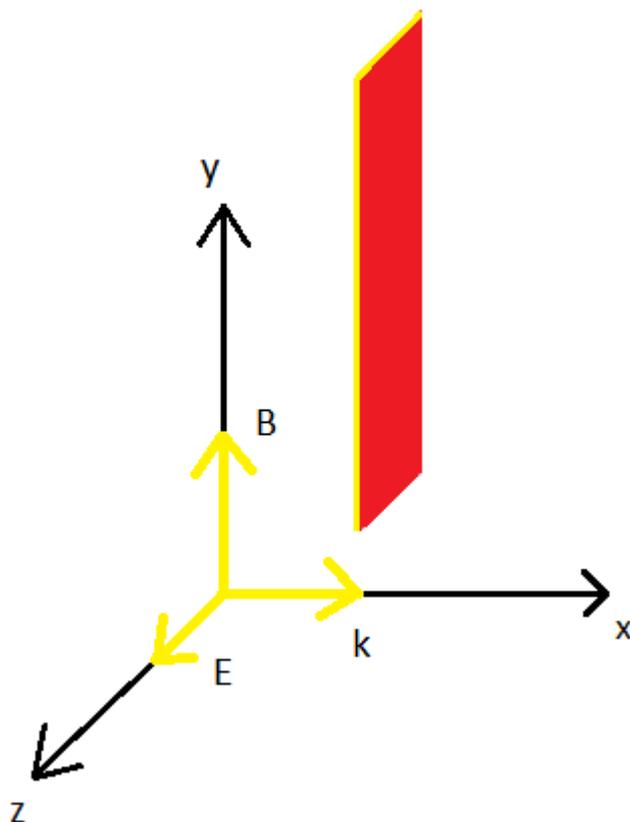


Рис.15.Схема моделирования электронного зеркала. Ускоряющий импульс распространяется вдоль оси x , красным цветом обозначено положение нанопленки относительно ускоряющего импульса. Вектор k распространения ускоряющего импульса направлен вдоль x , вектор напряженности E импульса направлен вдоль z , вектор магнитного поля B направлен вдоль y .

Для качественного формирования релятивистского электронного зеркала помимо формы и амплитуды лазерного импульса существенное значение имеют также и свойства нанопленки (толщина и плотность)[6]. А именно, формирование релятивистского электронного зеркала возможно при $\alpha_n \gg \alpha = (\omega_{pe}^2 / \omega^2) (l / \lambda)$, где ω_{pe} – плазменная частота; n_e – концентрация электронов в нанопленке; l – толщина нанопленки. Кроме того, от параметра α зависит также и относительный разброс энергий электронов в зеркале.

В данной работе была поставлена задача исследовать толщину релятивистского электронного зеркала в зависимости от начальной толщины

и плазменной частоты электронного нанослоя, посмотреть динамику геометрической формы нанопленки в процессе ускорения. Это необходимо для определения оптимальных начальных параметров нанослоя. Чем меньше будет толщина электронного зеркала, тем оно будет более пригодным для генерации электромагнитных импульсов. Для двумерного моделирования также использовался код ХООРІС.

4.2 Результаты моделирования

Для формирования релятивистского электронного зеркала были выбраны следующие параметры:

l – толщина пленки, нм	n_e – концентрация электронов, см^{-3}
30	$1.18 \cdot 10^{23}$
40	$8.84 \cdot 10^{22}$
45	$7.85 \cdot 10^{22}$
50	$7.07 \cdot 10^{22}$
60	$5.9 \cdot 10^{22}$

Выбор таких параметров обусловлен тем, что α в моделированиях была равна 10.

Были построены графики для распределения электронов в пространстве, а также распределение x-компоненты импульса, нормированной на mc , вдоль оси y (рис17). Графики позволяют определить важные параметры зеркала, такие как толщина и относительный разброс продольного импульса.

В начале моделирования(рис 16) наблюдалось уменьшение толщины электронной пленки на порядок по сравнению с начальной толщиной, объяснить эффект можно тем, что электрическая компонента поля ускоряла не сразу весь электронный слой, а постепенно, начиная с края, в котором внешнее поле было отлично от нуля. Затем толщина пленки увеличивалась вследствие кулоновских сил отталкивания, и при достижении релятивистских значений импульса, составляла 60 нм. Разброс импульса электронов также имеет важное значение при формировании электронного зеркала: чем он меньше, тем более качественным является зеркало, и тем лучше оно способно отразить встречный импульс. Из рис.18 можно ожидать, что при уменьшении начальной толщины пленки, разброс импульса электронов в момент достижения ими релятивистских импульсов также будет уменьшаться.

Для момента времени $t=5.84 \cdot 10^{-15}$ с от начала моделирования, когда часть электронов достигла релятивистских скоростей, были построены зависимости толщины пленки в этот момент времени от начальной (рис.18 а), а также зависимость относительного разброса x-компоненты импульса, нормированного на mc от начальной толщины пленки (рис.18 б).

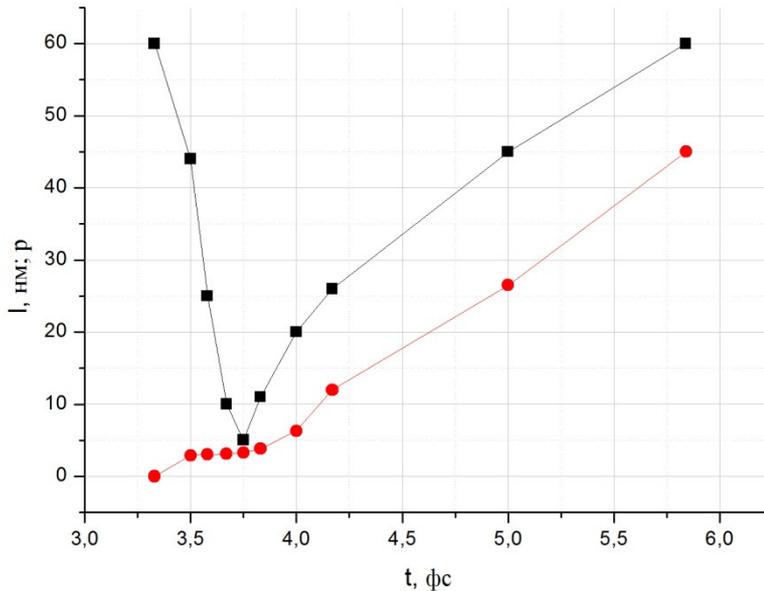
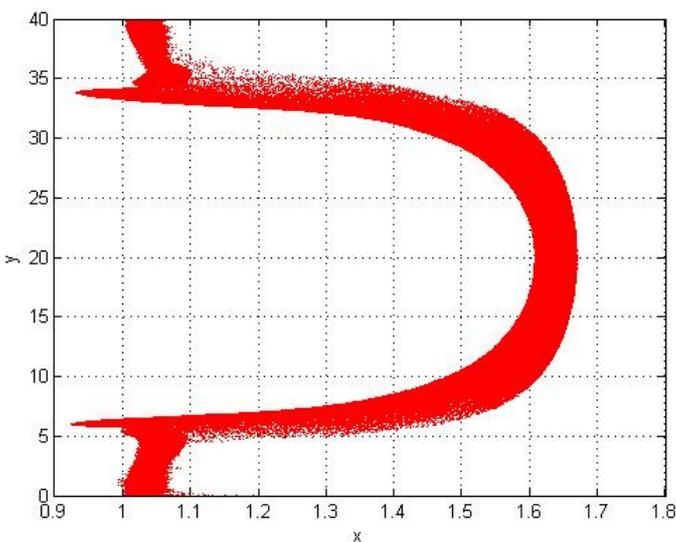
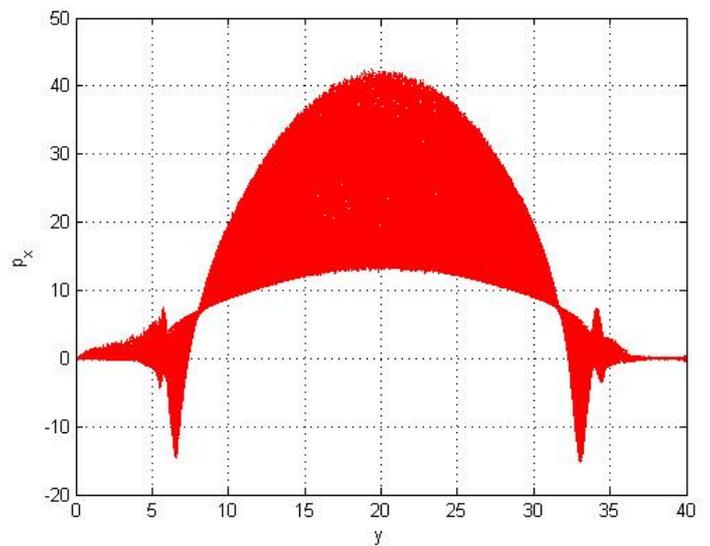


Рис.16. Для начальной толщины пленки $l=60$ нм: (квадратный маркер) зависимость толщины электронного слоя (нм) от времени (фс); (круглый маркер) зависимость максимального импульса нормированного на (mc) от времени (фс). Длина волны ускоряющего импульса $\lambda=1$ мкм

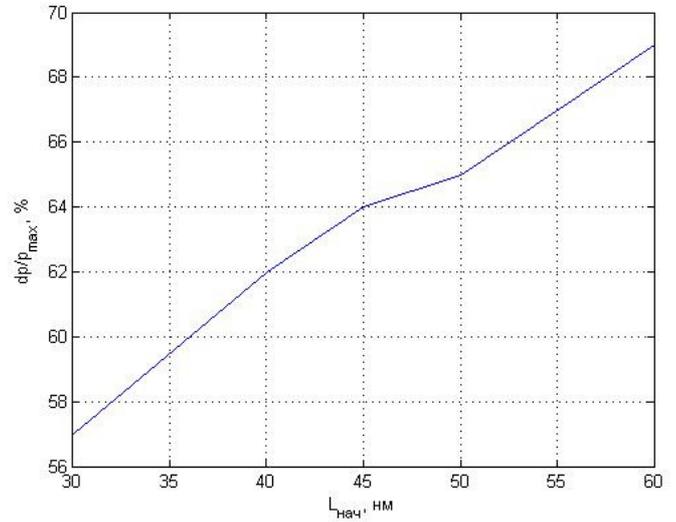
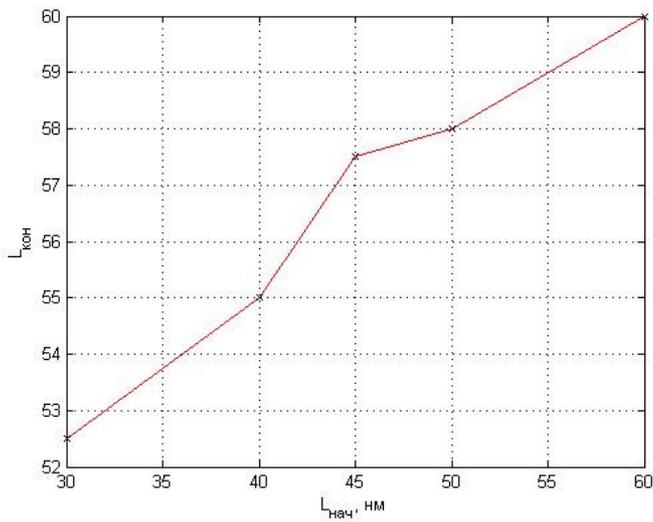


(а)



(б)

Рис.17 (а) Распределение электронов в пространстве x - y для начальной толщины пленки $l=60$ нм в момент времени $t=5.84 \cdot 10^{-15}$ с от начала моделирования; распределение x -компоненты импульса, нормированной на (mc) , вдоль оси y для того же случая. (Координаты нормированы на длину волны $\lambda=1$ мкм)



(а)

(б)

Рис.18(а) Зависимость конечной толщины электронного зеркала от начальной толщины пленки в момент времени $t=5.84 \cdot 10^{-15}$ с; (б) Относительный разброс x -компоненты импульса, нормированной на (mc) , вблизи середины слоя для того же случая.

5. Результаты

- Исследована динамика движения электронов в микрозазорах, образованных высоковольтными импульсами поля с наносекундными фронтами вблизи примесей в материалах с развитой примесной фазой, показано, что при плотностях плазмы $n=3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и более влияние пространственного заряда оказывается существенным, и разброс скоростей электронов может достигать 100%.
- Показано, что при автоэмиссии электронов, уширение пучка практически не зависит от размеров автоэммиттера, а отношение максимального тока к стационарному растет с увеличением размеров автоэммиттера. Показано, что время нарастания электрического импульса оказывает существенное влияние на линейную плотность тока в зазоре при характерных временах порядка 10^{-12} с.
- Изучена динамика формирования электронных зеркал из нанопленок мощным электромагнитным импульсом. Показано, что при определенных временах толщина электронного зеркала может быть в 10 и более раз меньше начальной толщины нанопленки, однако при достижении релятивистских скоростей ($\gamma=40$) толщина зеркала приблизительно равна толщине нанопленки, при этом разброс импульсов $\frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max}} \approx 75\%$

Список литературы.

- [1]. Бунин И. Ж. Теоретические основы воздействия наносекундных электромагнитных импульсов на процессы дезинтеграции и вскрытия тонкодисперсных минеральных комплексов и извлечения благородных металлов из руд. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук. Москва, 2009 г.
- [2]. Чантурия В.А., Бунин И.Ж., Лунин В.Д., Гуляев Ю.В., Бунина Н.С., Вдовин В.А., Воронов П.С., Корженевский А.В., Черепенин В.А. Использование мощных электромагнитных импульсов в процессах дезинтеграции и вскрытия упорного золотосодержащего сырья. // Физико-технические проблемы обогащения полезных ископаемых. – 2001.– № 4.– с. 95-106.
- [3]. Вдовин В.А., Гуляев Ю.В., Чантурия В.А., Черепенин В.А. Нетепловое воздействие мощных электромагнитных импульсов на золотосодержащую горную породу // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 9. С.1129.
- [4] Г. Н. Фурсей «Автоэлектронная эмиссия»
- [5] Л. Нордгейм журнал «Успехи физических наук» 1935 г, выпуск 6
- [6] В. В. Кулагин, В. Н. Корниенко, В. А.Черепенин, Х. Сак «Генерация мощных когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов с помощью релятивистских электронных зеркал»
- [7] Victor V. Kulagin, Vladimir A. Cherepenin, Yuri V. Gulyaev, Vladimir N. Kornienko, Ki Hong Pae, Victor V. Valuev, Jongmin Lee, Hyyong Suk «Characteristics of relativistic electron mirrors generated by an ultrashort nonadiabatic laser pulse from a nanofilm»
- [8] Бондарев И.И., Вдовин В.А., Кулагин В.В., Слепков А.И.«Численное моделирование динамики электронов в микрозазорах при приложении высоковольтных наносекундных импульсов напряжения»
- [9]. Г.А. Воробьев, С.Г. Неханин, Н.С. Несмелов. // ФТТ. 2005. Т. 47. С. 1048.
- [10]. В.А. Вдовин, В.Г. Андреев, В.В.Кулагин. Электрический пробой неоднородных твердых диэлектриков в полях наносекундной длительности // XIV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» памяти профессора А.П.Сухорукова. Труды школы-семинара «Волны-2014». Секция 5. стр. 6.