

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

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

«Формирование релятивистских электронных сгустков и импульсов
ультрафиолетового диапазона с помощью сверхинтенсивного лазерного излучения»

Выполнил студент
205м группы
Бондарев Илья Игоревич

Научный руководитель:
д.ф.-м. н. Слепков А.И.
к.ф.-м. н. Кулагин В.В.

Допущен к защите
Зав.кафедрой _____

Москва
2017

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	7
ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЗЕРКАЛА.....	9
1.1 Постановка задачи.....	9
1.2 Параметры пленок.....	13
1.3 Динамика плазменного слоя для большого нормированного поверхностного заряда.....	14
1.4 Динамика плазменного слоя для среднего нормированного поверхностного заряда.....	32
1.5 Динамика плазменного слоя для малого нормированного поверхностного заряда.....	36
1.6 Квазибесконечный слой.....	37
1.7 Обсуждение формирования бегущего скачка концентрации электронов	40
ГЛАВА 2. ИМПУЛЬСЫ ЭЛЕКТРОНОВ И ИХ РАЗБРОС.....	41
2.1 Максимальный импульс электронов слоя для большого поверхностного заряда.....	41
2.2 Относительный разброс импульса электронов слоя для большого поверхностного заряда.....	43
1.3 Выводы к главе 2.....	45
ГЛАВА 3. ОТРАЖЕНИЕ ВСТРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА.....	46
3.1 Постановка задачи.....	46
3.2 Отражение импульса различной амплитуды.....	49
3.3 Формирование двухволнового отраженного импульса.....	56

3.5 Отражение от квазибесконечного слоя.....	63
3.6 Выводы к главе 3.....	66
ВЫВОДЫ.....	67
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	69
Литература.....	70

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует острая проблема создания мощного компактного источника рентгеновского излучения. Рентгеновское излучение находит широкое применение как в прикладных областях, таких как медицинская диагностика, промышленная дефектоскопия, так и в фундаментальных, это, прежде всего рентгеновская спектроскопия. На данный момент наиболее мощным источником некогерентного рентгеновского излучения является синхротронное излучение при движении релятивистских электронов в электромагнитном поле. Недостатком таких источников являются громоздкие размеры установки. Лазеры на свободных электронах являются наиболее мощными источниками когерентного излучения. В них используются релятивистские электроны, создаваемые линейными ускорителями, и такие лазеры способны создавать рентгеновское излучение с яркостью на несколько порядков больше, чем излучение в синхротронных источниках. В Стэнфордской национальной ускорительной лаборатории работает линейный ускоритель, создающий энергию электронов порядка 14 ГэВ. Полученный пучок электронов попадает в ондулятор — периодическую систему отклоняющих (электрических или магнитных) полей. В результате на выходе можно получить когерентное рентгеновское излучение с энергией фотонов 8 кэВ, длительностью импульса от 1 до 200 фс и интенсивностью до 10^{20} Вт см⁻² [1]. Со временем энергия пучков частиц, а также энергия генерируемого излучения растет за счет увеличения размеров ускорителей. Таким образом, предел энергии излучения может быть достигнут при строительстве ускорителя с диаметром равным земному. Недостатком такого источника рентгеновского излучения также являются довольно большие размеры.

Как известно, при отражении встречной волны от движущегося с релятивистской скоростью зеркала частота отраженной волны может увеличиться, т.е. энергия импульса увеличивается за счет передачи энергии от зеркала. Из рис.1 можно видеть схематическое изображение

формирования отраженной волны с увеличенной частотой. Из лоренцевского формализма легко получается формула, которая связывает частоту отраженного импульса с частотой падающего:

$$\omega = \omega_0 \frac{(1 - 2\beta \cos\theta_0 + \beta^2)}{1 - \beta^2}, \quad (1)$$

где ω_0 частота падающего импульса, θ_0 - угол падения импульса в лабораторной системе, $\beta = V/c$ – безразмерная скорость.

Такой эффект получил название релятивистский эффект Доплера.

Одним из способов создания рентгеновского излучения может как раз являться использование релятивистского эффекта Доплера, в результате которого возможно увеличение частоты импульса на несколько порядков.

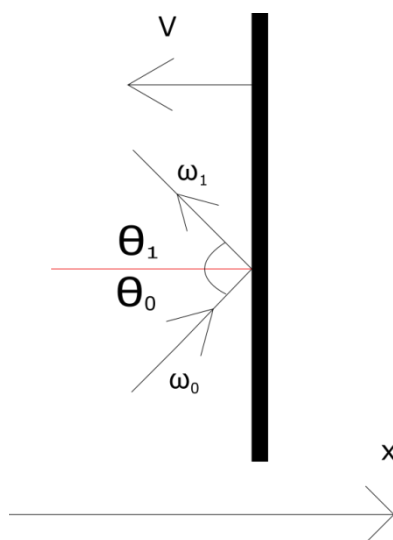


Рисунок 1 - Схематическое изображение падающей и отраженной волны с сопутствующим увеличением частоты.

Для генерации рентгеновских импульсов необходимо создание тонких релятивистских электронных пленок с толщиной порядка нескольких десятков нанометров с плотностью близкой к твердотельной, что в настоящий момент возможно с использованием лазерных установок петаваттной мощности с длительностью импульса в несколько десятков фемтосекунд. Например, в Ливерморской национальной лаборатории (США)

лазерная установка позволяет создавать импульсы с длительностью 440 фс и мощностью до 1ПВт [2]. Известно также, что сейчас активно используются тонкие графеновые пленки, толщина которых может достигать монослоя углерода [3]. При нормальном падении такого импульса на тонкую плазменную пленку электроны могут быть практически полностью вытеснены из нее в направлении распространения импульса. При этом электроны достигают релятивистских скоростей, за время, намного меньшее, чем период лазерного поля. Диаметр сгенерированных релятивистских электронных пленок может составлять порядка нескольких десятков микрон, что намного больше их толщины. Таким образом, сгенерированные релятивистские электронные пленки можно рассматривать как электронные зеркала.

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Достаточно много работ в последнее время посвящено теоретическим исследованиям по формированию релятивистских электронных зеркал мощными лазерными импульсами [4-7]. Также уже были проведены некоторые эксперименты по данной тематике [8-9].

В [10] было исследовано формирование релятивистских электронных зеркал с различными параметрами начальной концентрации и толщины, так, чтобы кулоновское взаимодействие внутри слоя при данном сочетании параметров сохранялось. Были построены зависимости γ фактора электронов от амплитуды ускоряющего импульса, а также изложена теория для одномерного формирования электронного зеркала.

В [11] было исследовано с помощью численного моделирования формирование релятивистского зеркала из тонкой пленки нанометровой толщины. Было показано, что в результате отражения от сформированного зеркала форма отраженного импульса практически не меняется при изменении амплитуды падающего импульса в диапазоне от малых значений до значений амплитуды ускоряющего импульса. Также была получена зависимость коэффициента отражения встречного импульса от его амплитуды в указанном выше диапазоне значений.

В [12] исследовалась с помощью численного моделирования возможность формировать релятивистские электронные зеркала с толщиной в несколько десятков нм из тонких плазменных слоев газовой концентрации. Было показано, что минимальная толщина сформированного электронного зеркала от безразмерной амплитуды ускоряющего импульса от 4 до 20 уменьшается с ростом амплитуды, при этом кривая достаточно точно согласуется с расчетами, полученными аналитическим путем. Исследовалось формирование релятивистских электронных зеркал как из однородных пленок, так и неоднородных и было показано, что из неоднородной пленки

тоже возможно формирование релятивистских электронных сгустков нанометровой толщины.

В [13] исследовалось отражение лазерного импульса большой амплитуды от релятивистского зеркала. В частности было показано, что большая амплитуда встречного импульса, соразмерная амплитуде ускоряющего импульса, способна затормаживать зеркало. В результате отражение встречного импульса будет сильно нелинейным, и, благодаря такому эффекту можно получать однополярные импульсы и импульсы, содержащие один период колебаний. Также было сказано несколько слов о возможной практической реализации идеи. В частности, для реализации отражения встречного импульса от релятивистского зеркала требуется, во-первых, лазер петаваттной мощности, что является осуществимым, так как на данный момент эта область значительно развивается. Во-вторых, необходимо создать мишень из электронов толщиной несколько нм, что также является реализуемым на данный момент.

В рамках данной работы с помощью численного моделирования исследовались физические процессы при формировании релятивистских электронных зеркал с толщиной в несколько десятков нм из плазменных слоев с концентрацией электронов от газовой до близкой к твердотельной. Одной из практических проблем реализации таких экспериментов является создание ускоряющих импульсов с крутым фронтом. А вторая проблема - это создание газовой пленки с толщиной в несколько микрометров. Но есть перспективы получения газовой пленки с помощью нагрева лазером тонкой твердотельной пленки. Из-за воздействия импульса пленка ионизируется, и частицы разлетаются с тепловой скоростью. В результате формируется более толстая пленка, чем исходная, но уже с газовой концентрацией [10,12].

ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЗЕРКАЛА

1.1 Постановка задачи.

Как было сказано выше, при воздействии мощного фемтосекундного импульса на плазменный слой, импульс способен вырвать электроны и затем сформировать тонкий электронный слой, увеличив скорость электронного пучка до релятивистских значений. Таким образом, может быть сформировано релятивистское электронное зеркало, которое уже можно использовать для отражения.

В моделировании выбрана следующая схема, представленная рис 2. Лазерный импульс имеет линейную поляризацию (вдоль оси x) и распространяется в положительном направлении оси z . В общем случае на каждый электрон слоя действуют силы Лоренца, образованные как самим ускоряющим импульсом, так и полем остальных электронов.

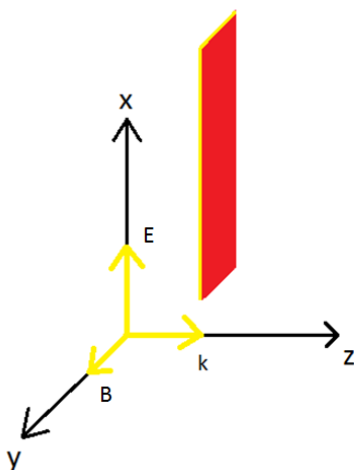


Рисунок 2 - Схема моделирования электронного зеркала. Ускоряющий импульс распространяется вдоль оси z , красным цветом обозначено положение нанопленки относительно ускоряющего импульса. Вектор k распространения ускоряющего импульса направлен вдоль z , вектор напряженности E импульса направлен вдоль x , вектор магнитного поля B направлен вдоль y .

Можно записать основные уравнения, описывающие динамику движения слоя:

$$N \text{ уравнений} \left\{ \begin{array}{l} \frac{dp_{xi}}{dt} = qE_x + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N F_{xij} \\ \frac{dp_{yi}}{dt} = qV_x B_y + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N F_{yij} \\ \frac{dp_{zi}}{dt} = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N F_{zij} \end{array} \right. \quad (2)$$

где N-число электронов, $dp_{xi}, dp_{yi}, dp_{zi}$ - дифференциалы компонент импульсов для i-го электрона, $F_{xij}, F_{yij}, F_{zij}$ - компоненты кулоновских сил, действующих на i-й электрон со стороны j-го электрона, q – заряд электрона, V_x – x компонента скорости i-го электрона, B_y – y компонента магнитного поля в точке i-го электрона.

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} D = qn_e \\ \operatorname{div} B = 0 \\ \operatorname{rot} E = -\frac{\partial B_y}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} H = \frac{\partial D}{\partial t} \end{array} \right. \quad (3)$$

где n_e – концентрация электронов в слое

Первая группа уравнений получается, если расписать проекции уравнения движения для каждого электрона. Вторая группа уравнений – уравнения Максвелла в предположении, что токов нет $j=0$.

Для численного моделирования были заданы следующие параметры ускоряющего импульса. Длина волны лазерного излучения в вакууме λ составляет 1 мкм.

Введена безразмерная амплитуда поля a_0 , и для ускоряющего импульса во всех моделированиях она равняется 10. По сути, она представляет собой работу поля на длине волны λ , нормированную на mc^2 . В

общем случае, безразмерная амплитуда определяет режим ускорения, если $a_0 > 1$, то режим ускорения релятивистский, если $a_0 < 1$ - нерелятивистский.

$$a_0 = \frac{|e|E_0}{mc\omega} = \frac{F\lambda}{2\pi mc^2}, \quad (4)$$

где c – скорость света в вакууме, ω и E_0 – частота и амплитуда поля в вакууме, e и m – заряд и масса электрона, F – сила, действующая на заряд. Зависимость поперечной компоненты электрического поля E_x падающего импульса от поперечной координаты и времени в области перетяжки имеет вид:

$$E_x(y, t) = a_0 \exp\left[-\left(\frac{x - x_0}{w_0}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{t - t_0}{\tau}\right)^2\right] \sin\left(2\pi \frac{c}{\lambda} t\right), \quad (5)$$

где x_0 – поперечная координата центра пучка; $w_0 = 20\lambda$ – радиус пучка в перетяжке (диаметр пучка в фокусе по уровню e^{-1} равен 40λ); $t_0 = \frac{6\lambda}{c}$ – 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.

Для качественного формирования релятивистского электронного зеркала помимо формы и амплитуды лазерного импульса существенное значение имеют также и свойства нанопленки (толщина и плотность). А именно, формирование релятивистского электронного зеркала возможно при $a_0 \gg \alpha$.

$$\alpha = \frac{\pi\omega_p^2 l}{\omega^2 \lambda}, \quad (6)$$

где $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m)^{1/2}$ плазменная частота; n_0 – концентрация электронов в нанопленке; l – толщина нанопленки. Кроме того, от параметра α зависит также и относительный разброс энергий электронов в зеркале.

Для реализации данной задачи была использована программа, разработанная нашей группой. В программе реализован метод частиц в ячейке. Суть метода заключается в том, что каждая группа частиц объединяются в одну квазичастицу с зарядом и массой, равной сумме

зарядов и масс всей группы. На область расчета наносится сетка, то есть пространственная область разбивается на ячейки. Затем уже в каждой ячейке решаются уравнения движения и уравнения максвелла для каждой квазичастицы.

На данный момент практически не известны исследования по формированию релятивистских электронных зеркал из газовых слоев с переходной концентрацией электронов ($n \sim 10^{20} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$), и было бы интересно посмотреть динамику формирования зеркал с такими концентрациями. По этой причине в данной части работы была поставлена задача сформировать электронное зеркало для различных параметров α в диапазоне от твердотельных концентраций электронов до газовых, посмотреть динамику геометрической формы нанопленки в процессе ускорения, и выявить особенности сформированных зеркал при разных параметрах. Это даст возможность не только определить такие параметры системы, при которых можно получить зеркало хорошего качества, но и выбирать такие параметры, для которых можно получить тот или другой отраженный импульс с заданными выходными характеристиками.

1.2 Параметры пленок.

Были промоделированы различные концентрации плазменных слоев, для набора значений параметра α , характеризующего величину нормированного поверхностного заряда. Под большим поверхностным зарядом понимается пленка, для которой $\alpha=1$, под средним - $\alpha=0.3$, малым - $\alpha=0.1$. В частности для $\alpha=0.3$, 1 были сформированы зеркала в диапазоне концентрации от газовых порядка $7.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ до близких к твердотельным $3.63 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Также были промоделированы несколько концентраций при $\alpha=0.1$. Общая длительность моделирования составляла до 7 периодов ускоряющего импульса. Выбор такой длительности обусловлен тем, что за это время при любых выбранных параметрах из вышеуказанных зеркала уже сформировывается, электроны достигают релятивистских скоростей, а в случаях с высокими концентрациями, возможно, даже ультрарелятивистских.

1.3 Динамика плазменного слоя для большого нормированного поверхностного заряда.

Случай толстых пленок.

При отражении встречного импульса от релятивистского зеркала очень важно, чтобы отражение происходило от одного уровня глубины. В противном случае если одна часть отраженного импульса отразится от ближней части зеркала, а другая от более глубокой, форма полученного отраженного импульса будет результатом интерференции этих двух частей, и не будет уже повторять форму встречного импульса. В ходе моделирования для параметра $\alpha=1$ при небольших концентрациях от $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ до $n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ внутри электронного слоя наблюдался «бегущий скачок концентрации». «Бегущий скачок концентрации» представлял собой пучок электронов, который обладал большей скоростью, чем остальной электронный слой, и двигался внутри слоя к правой границе. Возникающий бегущий скачок может сильно влиять на отражение встречного импульса. Здесь можно ожидать, что важен момент отражения импульса от электронного зеркала. Если отразить встречный импульс от этого «скачка», в этом случае частота отраженной волны может значительно превышать исходную за счет релятивистского эффекта Доплера, но при этом важен также вопрос, насколько отраженная волна будет повторять форму встречного импульса.

Результаты моделирования электронного зеркала с параметром $\alpha=1$ и концентрацией $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис 3- 10 для разных моментов времени взаимодействия ускоряющего импульса с плазменным слоем. В моделировании были заданы следующие параметры: размеры окна по $x - 40 \text{ мкм}$, $z - 7 \text{ мкм}$; число ячеек по $x - 2000$, $z - 12730$; размер ячейки по $x - 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, размер ячейки по $z - 5.5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, шаг по времени $- 1.6678 \cdot 10^{-18} \text{ с}$; число частиц в ячейке $- 1$. Так, из рис 5а, на котором представлен график концентрации электронов вдоль оси z вблизи оси ускоряющего импульса и

поле ускоряющего импульса, можно заметить, что через 3 периода взаимодействия импульса со слоем на левой границе образуется пик концентрации электронов, превосходящий начальное значение на 3 порядка. ($1.42 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$). При этом пик достаточно резкий, что является хорошим условием для отражения встречного импульса от этой части. γ фактор электронов для этого момента времени достигает значений до 25 и выше, что говорит о том, что электроны являются релятивистскими. Также можно заметить из рис. 5д, на котором представлено распределение z-компоненты импульсов электронов вдоль оси z, а также β_z , что на левой границе слоя кривая продольной компоненты импульса p_z принимает практически вертикальный вид. Далее из рис. 6д-10д для последующих моментов времени взаимодействия видно, что верх кривой p_z загибается вправо. Это означает, что часть электронов на левой границе начинает опережающее движение вправо, проникая через электронный слой. Это можно наблюдать также на рис. 6в-10в, на которых представлено распределение электронов в пространстве. Таким образом, эта часть электронов представляет собой «бегущий скачок концентрации электронов» внутри слоя. Концентрация этой части электронов превышает начальную приблизительно в 200 раз в момент начала движения внутри и по мере продвижения к правому краю слоя уменьшается, превышая на правой границе начальную концентрацию в 50 раз. Фронт этого «бегущего скачка концентрации» резкий, что может являться хорошим условием для отражения встречного импульса от этой части.

Для того чтобы узнать возможную причину формирования бегущего скачка в слое, необходимо рассмотреть динамику электрона вдоль оси z. На динамику электрона оказывает влияние сила Лоренца:

$$F_l = \frac{q}{c} [\vec{V}\vec{B}] + q\vec{E} \quad (7)$$

Поскольку $B_x = 0$, имеем вдоль z:

$$F_{л.z} = \frac{q}{c} V_x B_y + q E_z \quad (8)$$

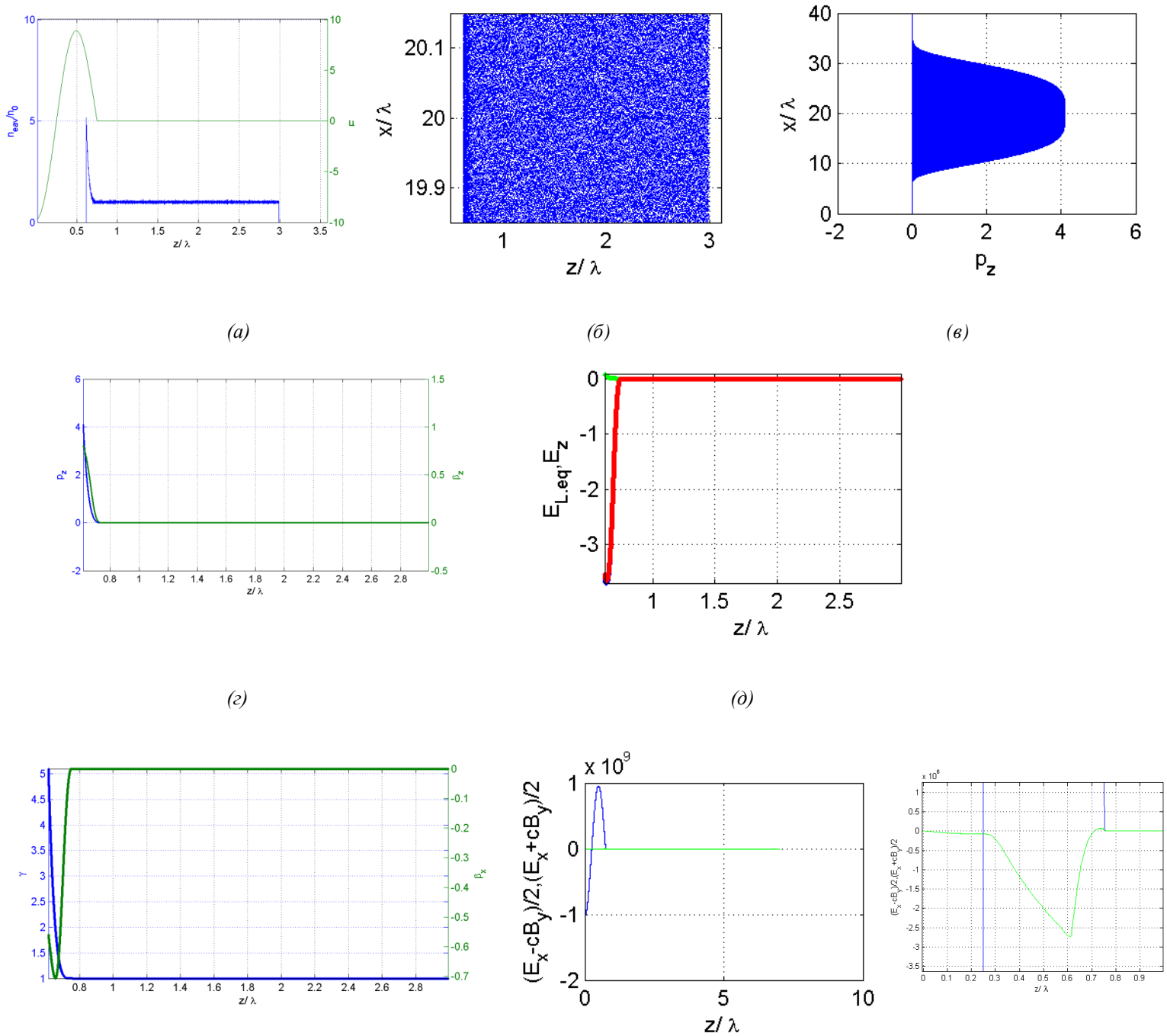
Тогда,
$$E_{сум.z} = \frac{F_{л.z}}{q} = \frac{V_x H_y}{c} + E_z, \quad (9)$$

где E_z – напряженность кулоновского поля вдоль z , $\frac{V_x H_y}{c}$ – эквивалентная напряженность магнитной составляющей силы Лоренца вдоль z . Таким образом, величина $E_{сум.z}$ определяет динамику электронов в пространстве.

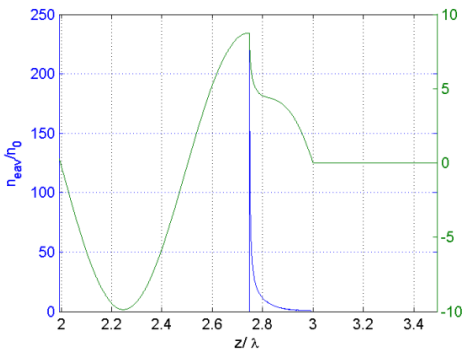
На рис.3д-4д представлены напряженность z -компоненты поля вдоль оси z (зеленый график), эквивалентная напряженность магнитной составляющей силы Лоренца вдоль z (синий график), суммарная напряженность вдоль z (красный график), которая определяется формулой 9. Из них можно видеть, что эквивалентная напряженность $E_{сум.z}$, а значит и суммарная сила вдоль z F_z уменьшается по модулю; также смещается вправо положение пика силы. Далее, когда «бегущий скачок концентрации» начинает движение вправо, кривая этой силы разделяется на две части. На бегущие электроны модуль силы воздействия меньше. Но их скорости достигают релятивистских значений, а, значит, воздействие ускоряющего поля практически не оказывает влияния на электроны «бегущего скачка». Здесь важно учесть, что время воздействия на левую границу электронного слоя намного больше, чем на правую, за счет того, что сам слой достаточно толстый. Поэтому, общая энергия, переданная электронам «бегущего скачка концентрации» больше. На рис. 5з,и представлены графики для падающей и отраженной волн ускоряющего импульса. Из рис.5и видно, что ускоряющее поле на левой границе в момент времени $T=2.5$ периода от начала моделирования спало (излом на графике). В результате электроны на левой границе уже не успевают за электронами расположенными правее, формируется бегущий электронный скачок концентрации.

Что касается толщины зеркала вблизи центра, то здесь можно видеть, что сначала, толщина зеркала уменьшается до значений порядка 15 нм

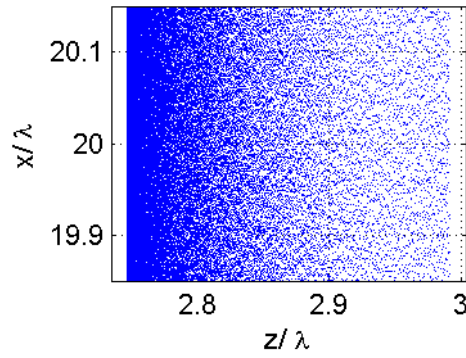
($L/L_0=0.006$). А затем, когда «бегущий скачок концентрации» электронов достиг правой границы, толщина начинает увеличиваться.



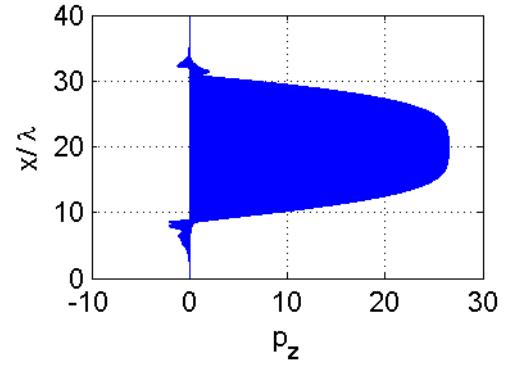
(a) (ж) (з)
 Рисунок 3 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для момента времени $T=0.25$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса в) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) г) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график) д) Напряженность z -компоненты поля вдоль оси z (зеленый график), эквивалентная напряженность магнитной составляющей силы Лоренца вдоль z (синий график), суммарная напряженность вдоль z (красный график) е) γ и β_x электронов вблизи оси пучка ж) бегущие вправо и влево волны з) бегущая влево волна в увеличенном масштабе



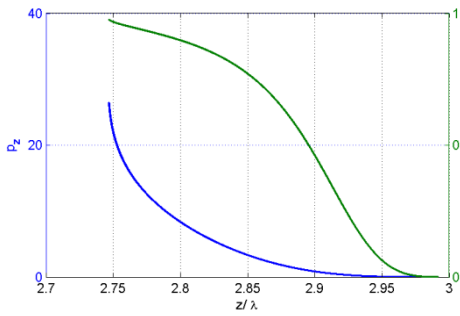
(a)



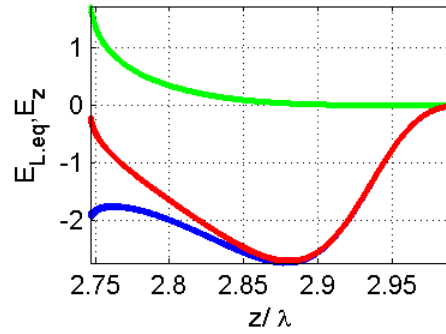
(б)



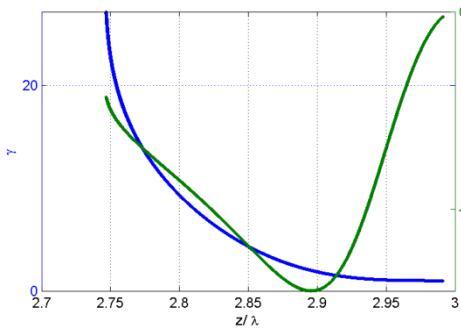
(в)



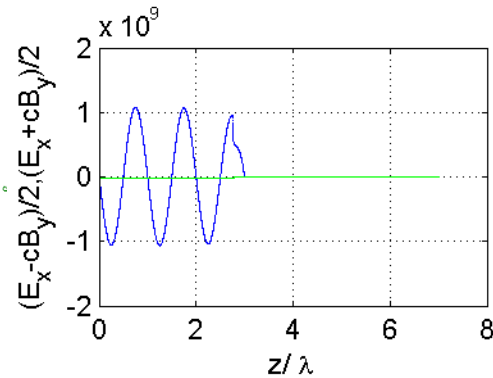
(г)



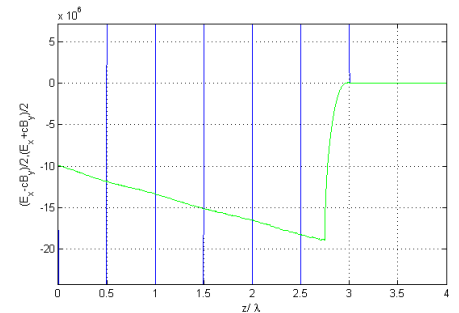
(д)



(e)

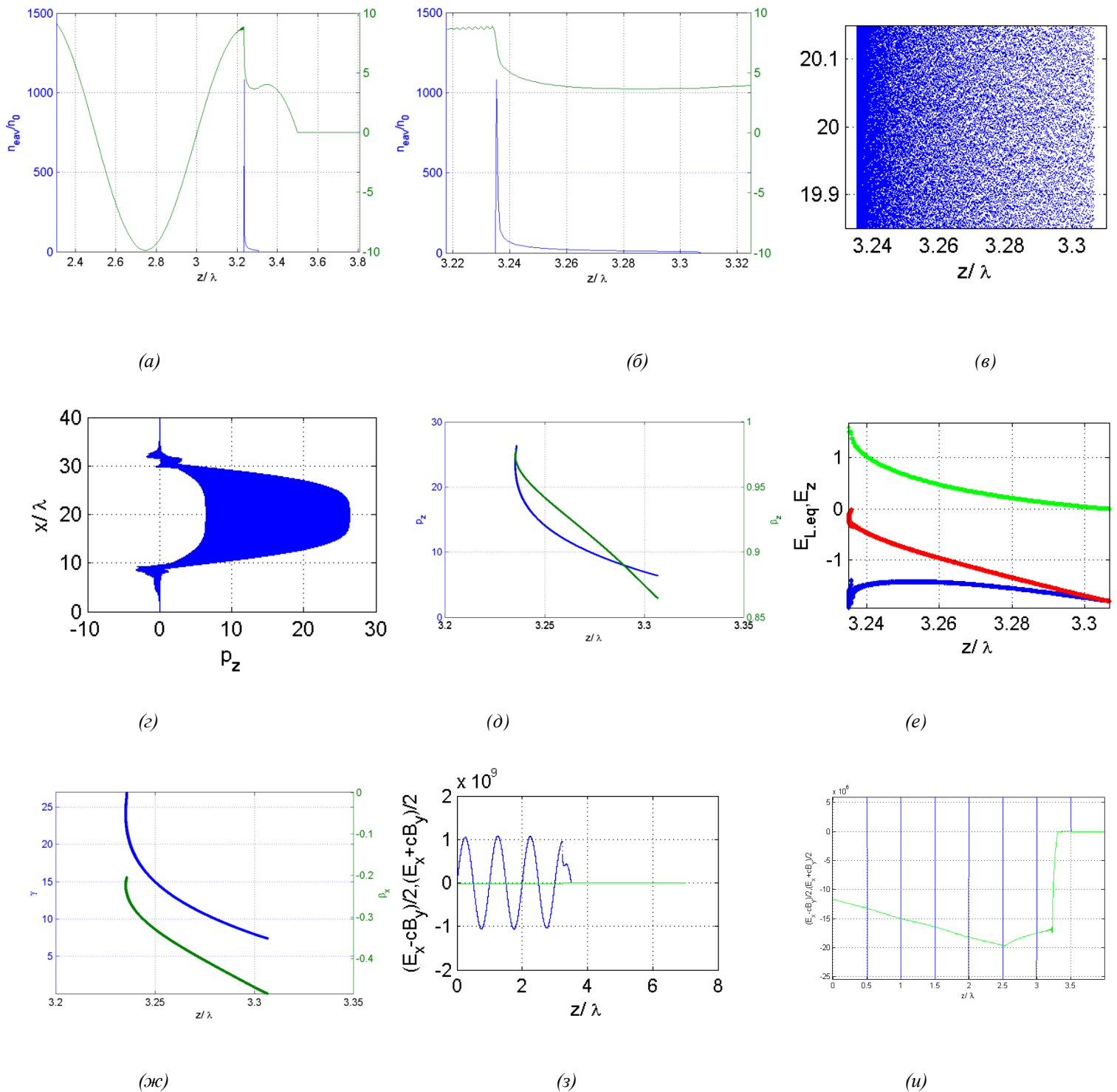


(ж)

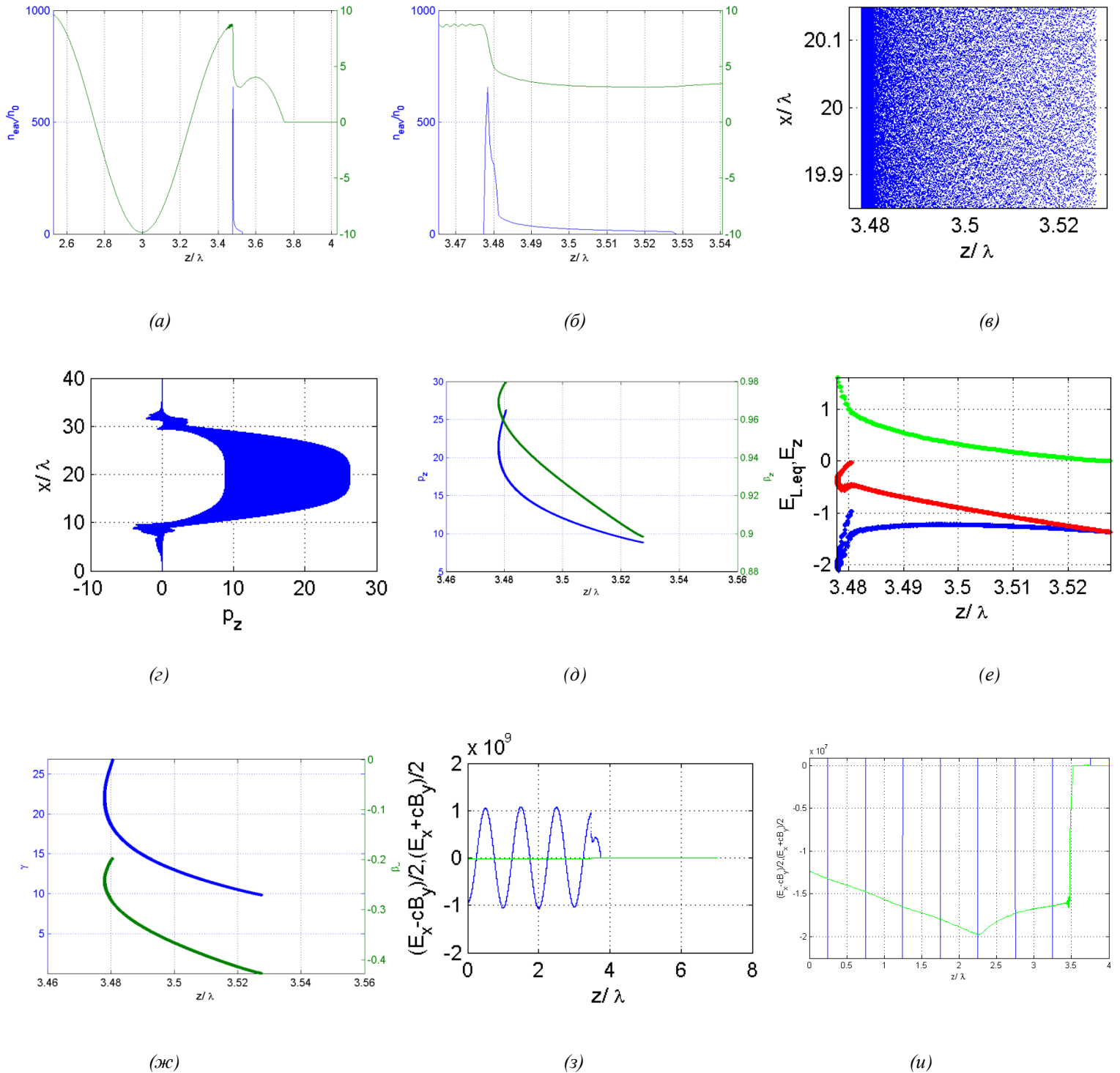


(з)

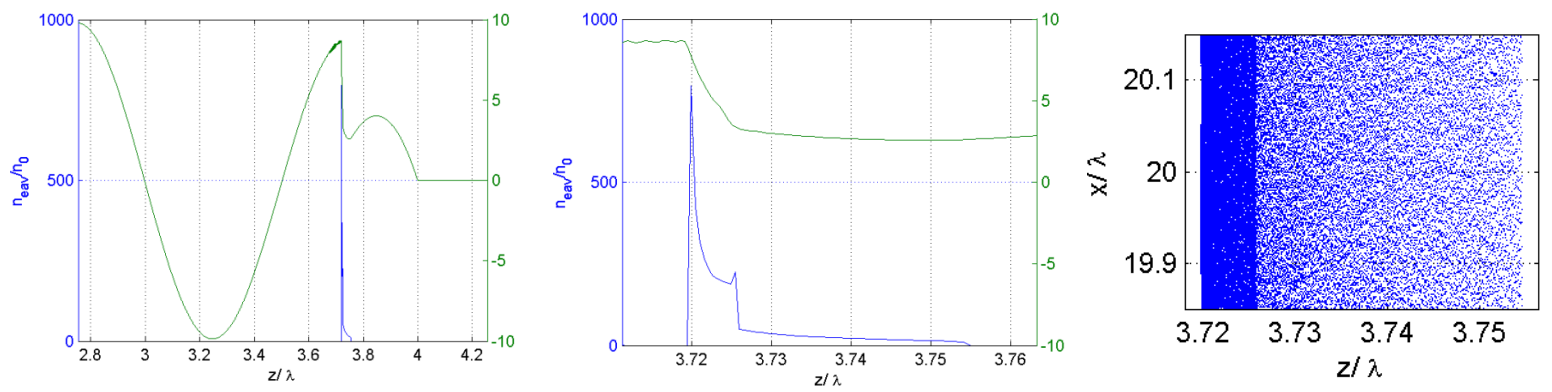
Рисунок 4 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для момента времени $T=2.5$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса в) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) г) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график) д) Напряженность z -компоненты поля вдоль оси z (зеленый график), эквивалентная напряженность магнитной составляющей силы Лоренца вдоль z (синий график), суммарная напряженность вдоль z (красный график) е) γ и β_x электронов вблизи оси пучка ж) бегущие вправо и влево волны з) бегущая влево волна в увеличенном масштабе



(ж) (з) (и)
 Рисунок 5 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для момента времени $T=3$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график) е) Напряженность z -компоненты поля вдоль оси z (зеленый график), эквивалентная напряженность магнитной составляющей силы Лоренца вдоль z (синий график), суммарная напряженность вдоль z (красный график) ж) γ и β_x электронов вблизи оси пучка з) бегущие вправо и влево волны и) бегущая влево волна в увеличенном масштабе



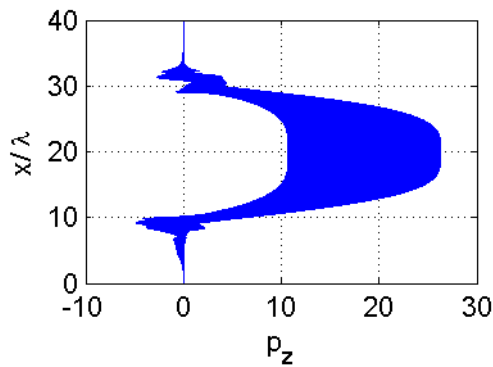
(ж) (з) (и)
 Рисунок 6 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для момента времени $T=3.25$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график) е) Напряженность z -компоненты поля вдоль оси z (зеленый график), эквивалентная напряженность магнитной составляющей силы Лоренца вдоль z (синий график), суммарная напряженность вдоль z (красный график) ж) γ и β_x электронов вблизи оси пучка з) бегущие вправо и влево волны и) бегущая влево волна в увеличенном масштабе



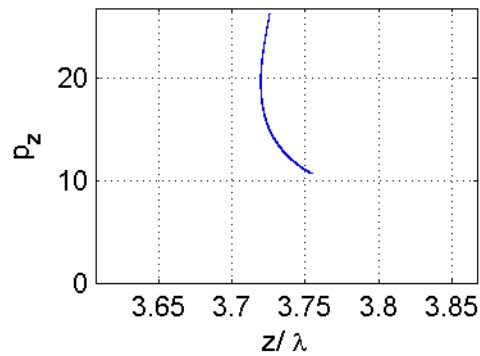
(a)

(б)

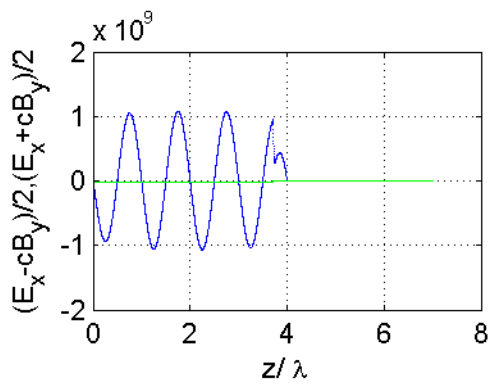
(в)



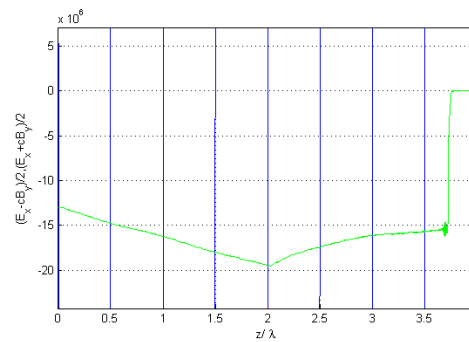
(г)



(д)

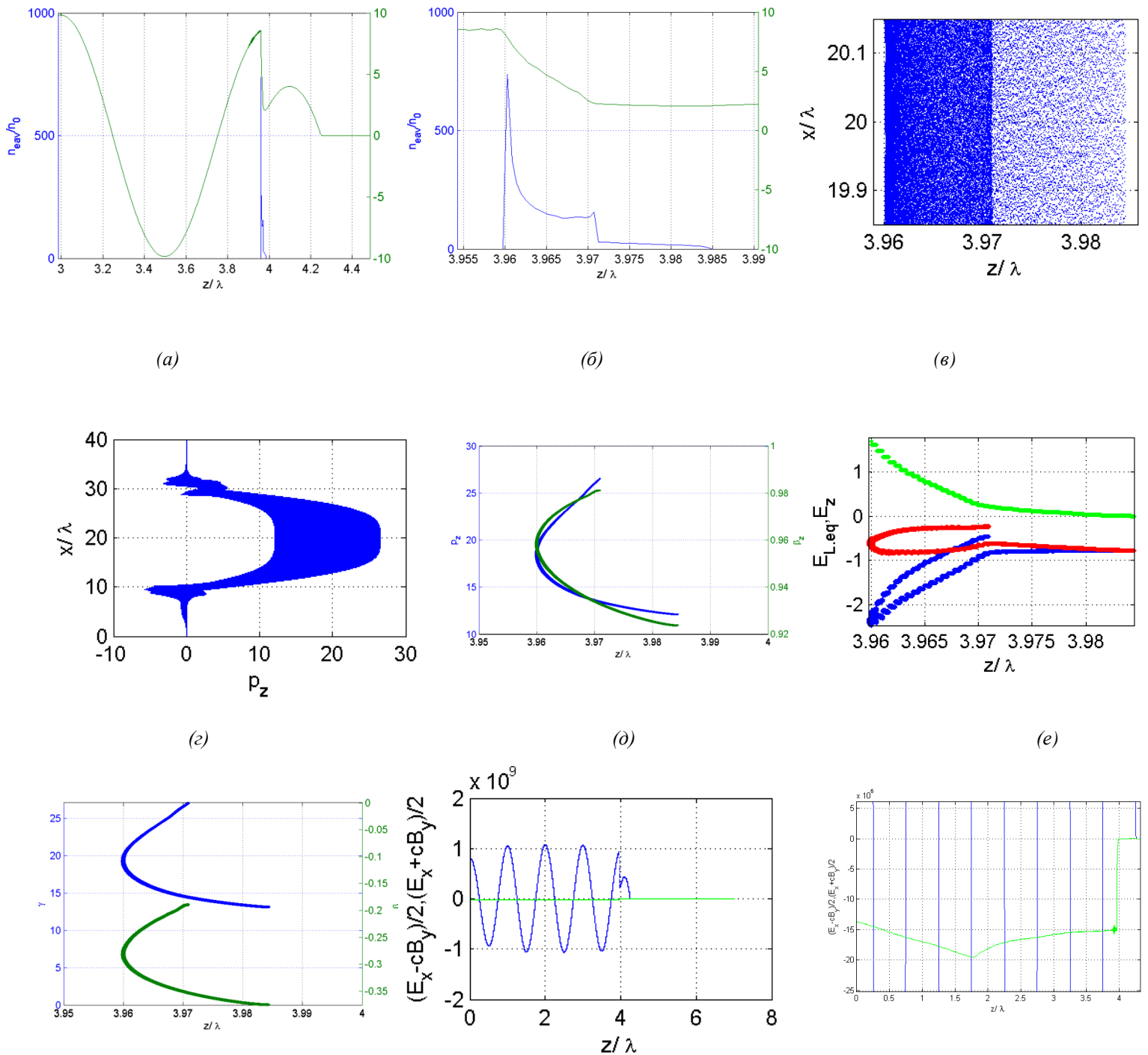


(е)

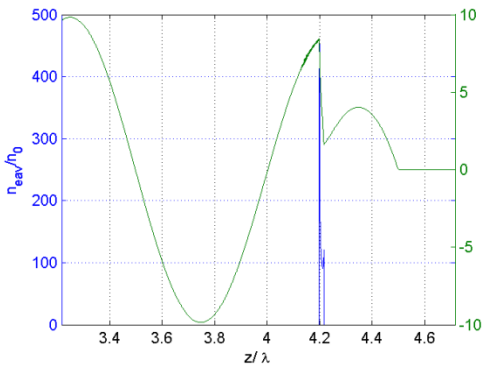


(ж)

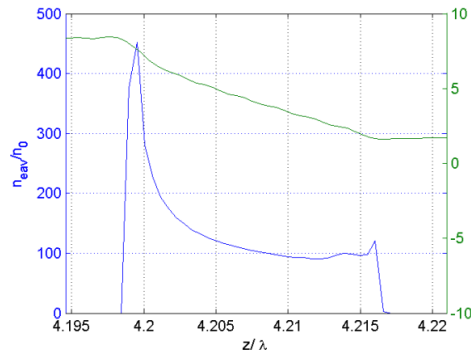
Рисунок 7 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для момента времени $T=3.5$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z е) бегущая влево волна в увеличенном масштабе ж) бегущая вправо волна в увеличенном масштабе



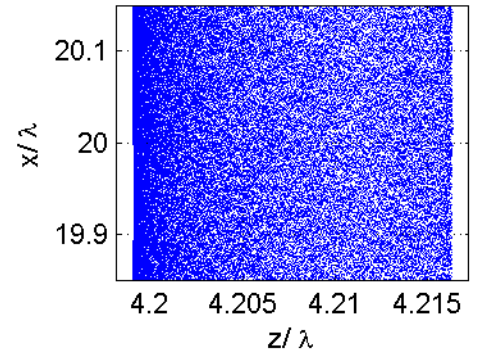
(ж) (з) (и)
 Рисунок 8 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для момента времени $T=3.75$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график) е) Напряженность z -компоненты поля вдоль оси z (зеленый график), эквивалентная напряженность магнитной составляющей силы Лоренца вдоль z (синий график), суммарная напряженность вдоль z (красный график) ж) y и β_x электронов вблизи оси пучка з) бегущие вправо и влево волны и) бегущая влево волна в увеличенном масштабе



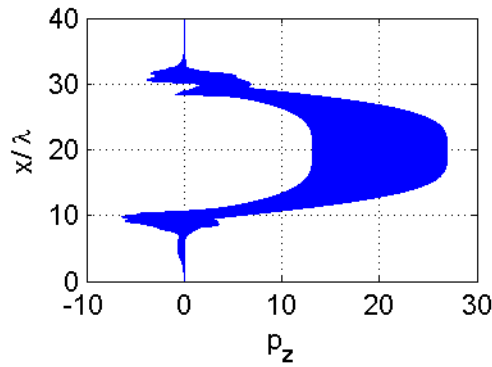
(a)



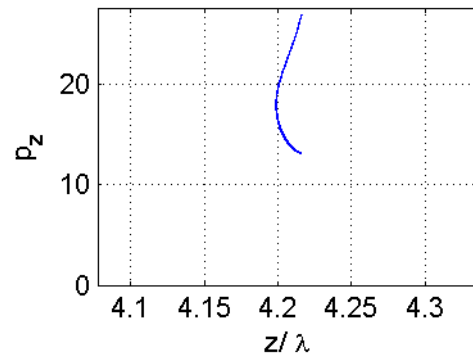
(б)



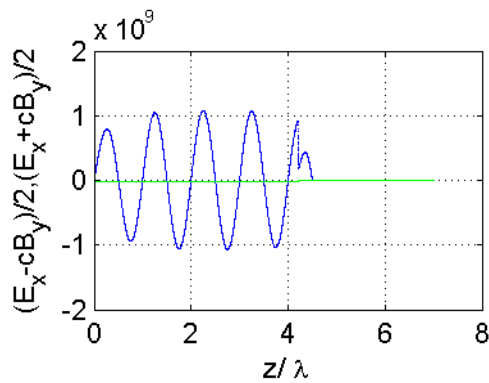
(e)



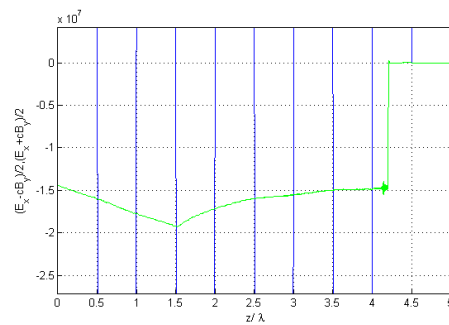
(e)



(d)

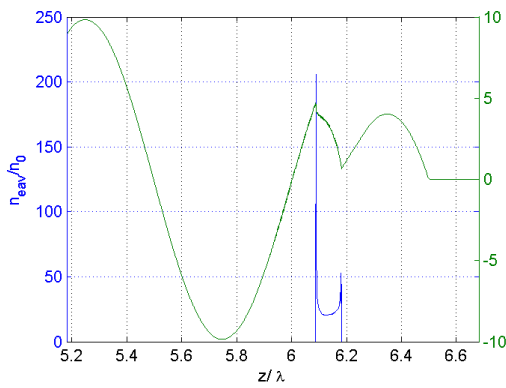


(e)

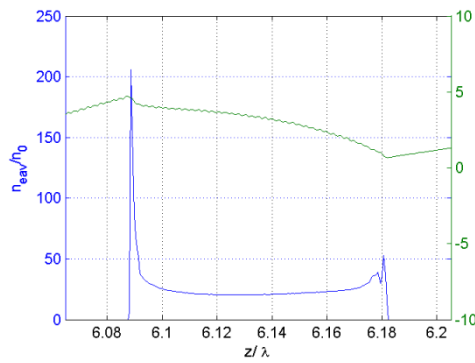


(ж)

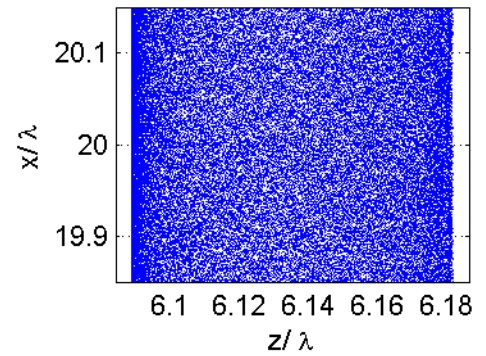
Рисунок 9 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для момента времени $T=4$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси центра ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z е) бегущие вправо и влево волны ж) бегущая влево волна в увеличенном масштабе



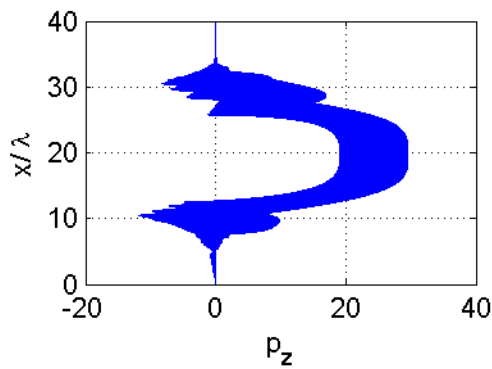
(a)



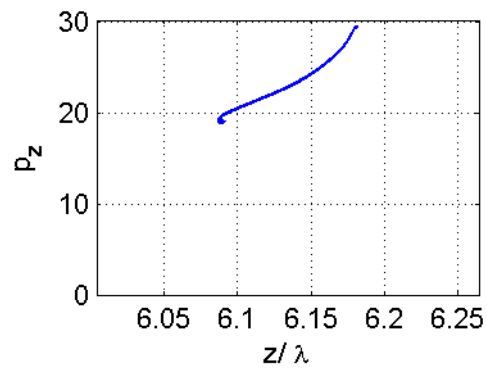
(б)



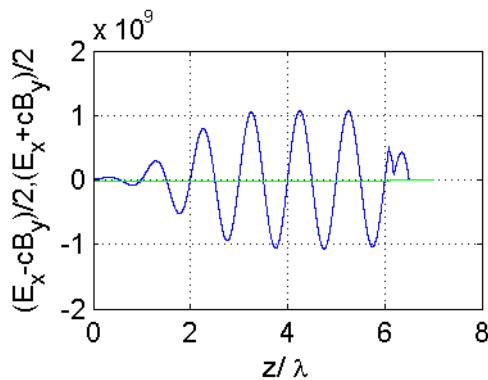
(в)



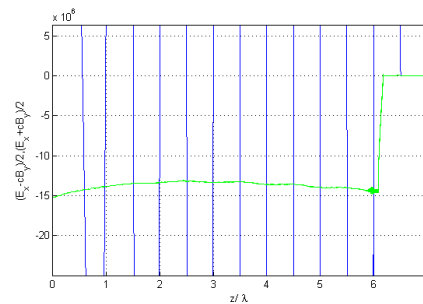
(г)



(д)

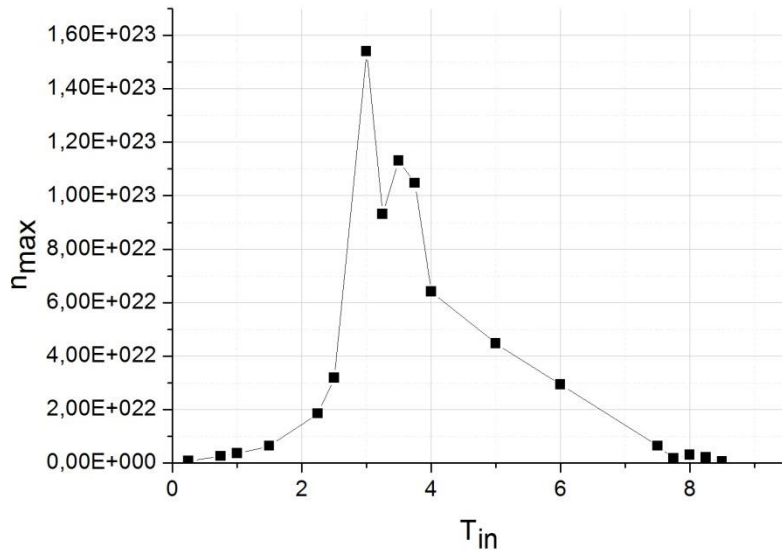


(е)

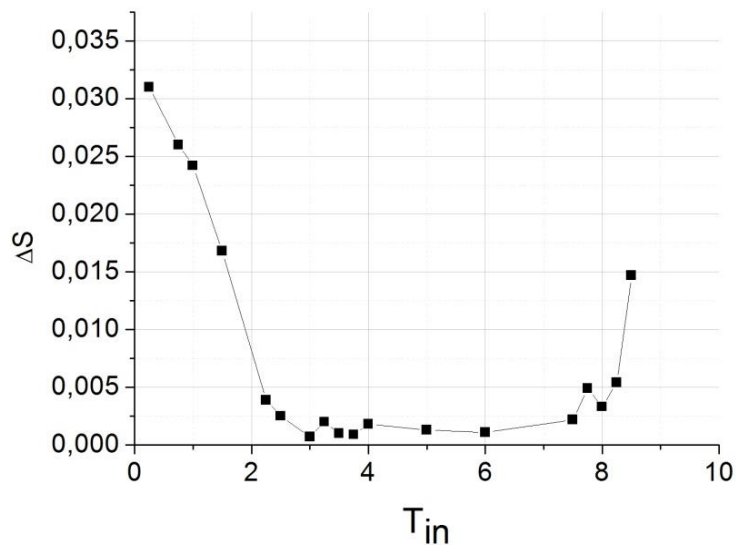


(ж)

Рисунок 10 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для момента времени $T=6$ периодов от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z е) бегущие вправо и влево волны ж) бегущая влево волна в увеличенном масштабе



(a)



(б)

Рисунок 11 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$ для разных моментов взаимодействия ускоряющего импульса с электронным слоем а) максимальная концентрация электронов на левом пике б) полуширина левого пика концентрации

Случай тонких пленок

Результаты моделирования электронного зеркала с параметром $\alpha=1$ и концентрацией $n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 12 для момента времени $T=3.5$ периода от начала взаимодействия ускоряющего импульса с плазменным слоем. В моделировании были заданы следующие параметры: размеры окна по x – 40 мкм, z – 7 мкм; число ячеек по x – 2000, z – 12730; размер ячейки по x – $2 \cdot 10^{-8}$ м, размер ячейки по z – $5.5 \cdot 10^{-10}$ м, шаг по времени – $1.6678 \cdot 10^{-18}$ с; число частиц в ячейке – 50.

Уже через 0.25 периода взаимодействия импульса со слоем на левой границе образуется пик концентрации электронов, также как и для случая меньшей концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, но превосходящий начальное значение в 8 раз. ($1.4 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$). При этом пик также достаточно резкий, но γ фактор для этого момента времени достигает значений около 4, что говорит о том, что электроны являются слабо релятивистскими. Это связано с тем, что сам слой тонкий, и ускоряющий импульс проходит этот слой быстрее, чем для случая меньшей концентрации. В момент времени $T=3$ периода от начала взаимодействия вблизи левой границы слоя кривая продольной компоненты импульса p_z имеет загиб в направлении оси z . Это означает, что в этот момент времени часть электронов на левой границе уже начала движение вправо, также проникая через электронный слой. Таким образом, эта часть электронов также представляет собой «бегущий скачок концентрации» внутри слоя. Концентрация этой части электронов превышает начальную приблизительно в 2.5-3 раза в момент начала движения внутри и по мере продвижения к правому краю слоя уменьшается. Важным отличием от случая с меньшей концентрацией $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ является то, что здесь скорость бегущего скачка относительно слоя существенно уменьшается приблизительно на середине слоя из-за его быстрого ускорения как целого, что можно видеть из рис. 12в. Концентрация электронов в этом «бегущем скачке» уменьшается до $n=1.4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что составляет 0.8 от начальной. Из

рис.12д, можно видеть также, что кривая импульса уже не имеет загиба, что также означает, что «бегущего скачка концентрации» в слое в данный момент уже нет.

Если говорить про толщину электронного слоя вблизи центра, то здесь толщина электронов уменьшается за короткий промежуток времени($t < 0.25T$), а затем толщина слоя растет.

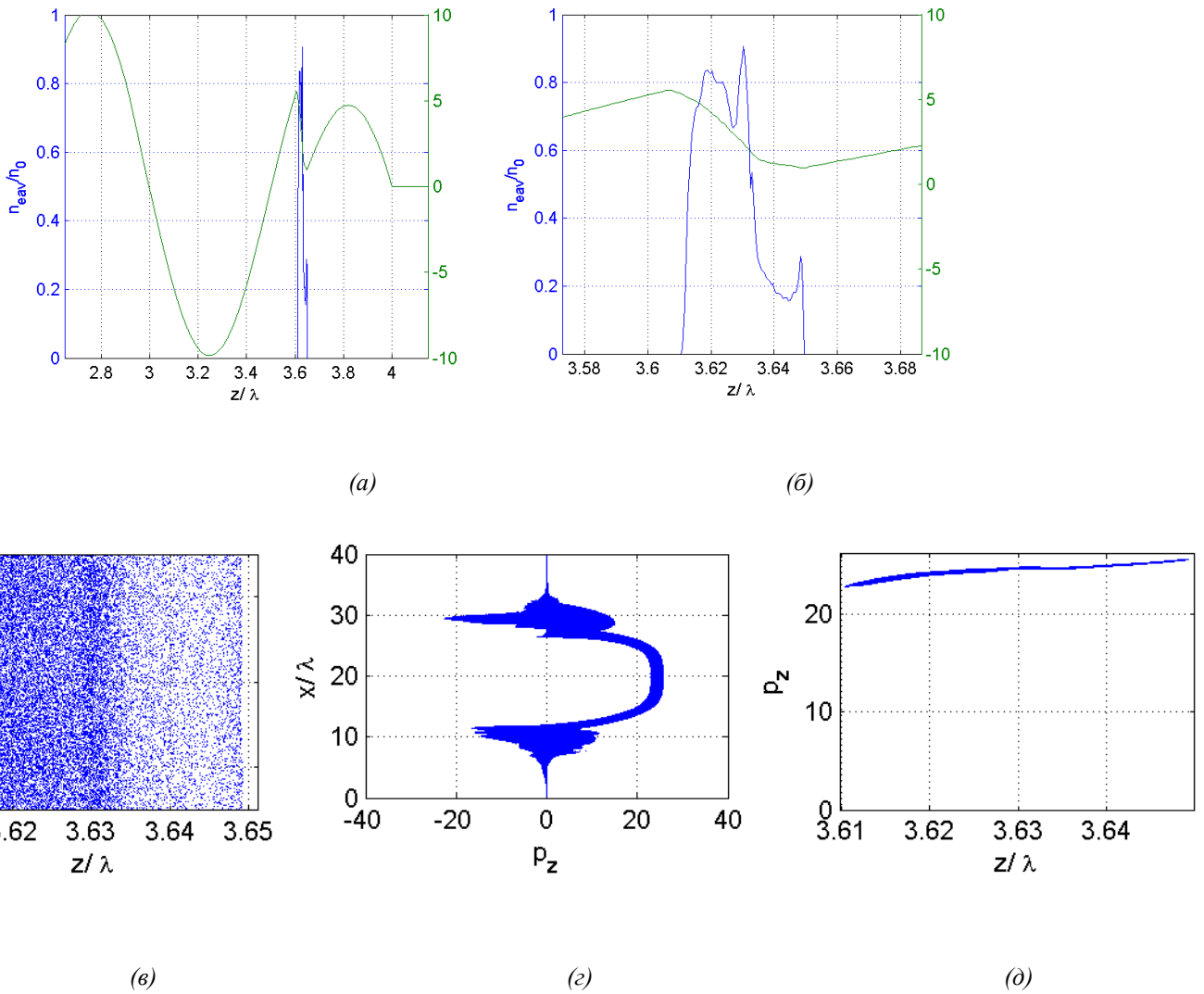


Рисунок 12 - Для концентрации $n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $l=19 \text{ нм}$ для момента времени $T=3.5$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z

Чтобы посмотреть динамику «бегущего скачка концентрации», строились распределения концентраций вдоль направления распространения ускоряющего импульса. При этом делалось усреднение вдоль оси y на ширину $1/20$ от общего поперечного размера рабочей области. Из этих данных была посчитана скорость движения бегущего скачка относительно левой границы с учетом релятивистских преобразований, а также скорость в лабораторной системе отсчета. Результаты представлены на рис.13. В целом наблюдалась следующая тенденция по формированию «бегущего слоя». С уменьшением толщины пленки, скорость бегущего скачка уменьшалась. Для совсем небольших значений толщины порядка $l=19$ нм, бегущий скачок не достигал правой границы, а останавливался в середине слоя. Также было замечено, что момент начала бегущего скачка уменьшался с уменьшением толщины.

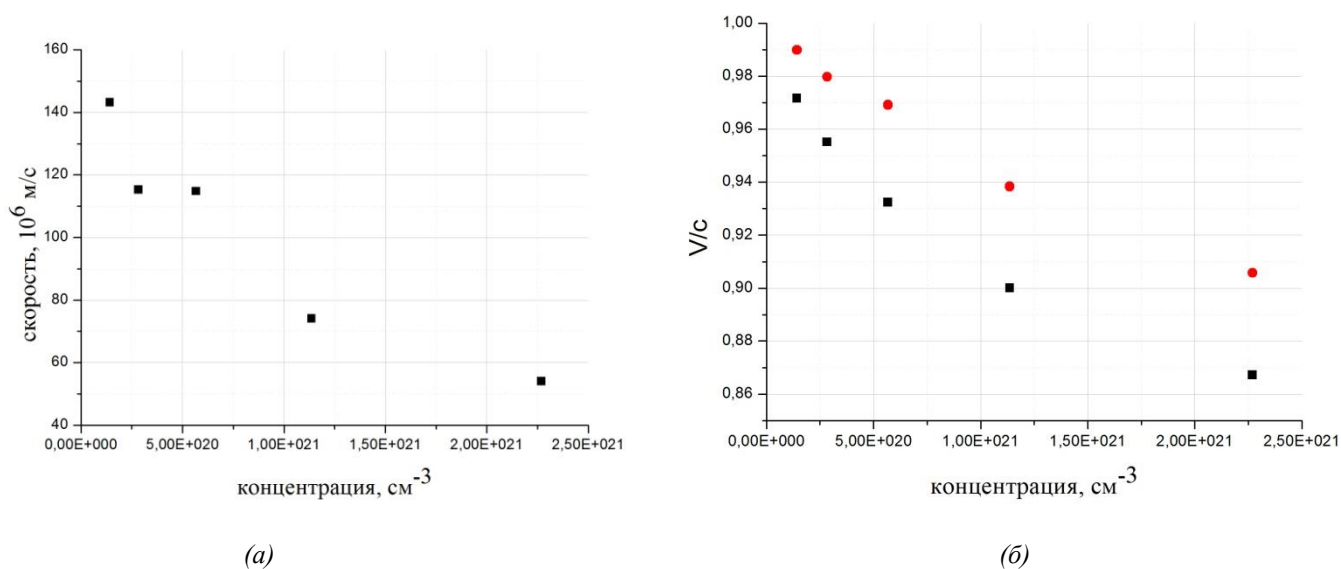


Рисунок 13 - а) График скорости бегущего скачка концентрации вдоль оси z относительно левой границы электронного слоя для различных концентраций электронного слоя б) график скорости в лабораторной системе для бегущего скачка концентрации вдоль оси z (красный кружок) и левой границы электронного слоя (черный квадрат) для различных концентраций электронного слоя

Выводы

В целом для каждого из сформированных электронных зеркал можно выделить три стадии. На первой стадии происходит взаимодействие ускоряющего импульса с левой границей электронного зеркала. В случае толстых пленок электроны у левой границы начинают ускоряться, в то время как электроны на правой границе еще находятся в состоянии покоя, поскольку ускоряющий импульс еще не достиг их. В тонких пленках правая граница уже движется, но импульс невысок. На этой стадии заметно увеличение концентрации электронов на 3 порядка относительно начального значения для небольших концентраций $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и до 5 раз для более высоких концентраций $n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. При этом можно заметить, что максимальное значение пика концентрации на левой границе монотонно уменьшается с уменьшением начальной толщины. На этой стадии электроны у левой границы набирают релятивистский импульс. Также, если посмотреть на продольную составляющую силы Лоренца, то можно заметить, что для начальных моментов взаимодействия поля с электронной пленкой максимум силы находится на левой границе. Затем максимум силы постепенно смещается в сторону правой границы. Абсолютное же его значение уменьшается со временем.

На второй стадии электроны на левой границе начинают движение внутри электронного слоя, формируя таким образом бегущий скачок концентрации. При этом можно заметить, что абсолютное значение силы Лоренца для бегущей волны меньше, чем для остальной части электронного слоя. Для этой стадии характерно уже уменьшение пика на левой границе, скорее всего за счет движения бегущей волны. Так для сравнения для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в момент времени $T=3.75$ периода ускоряющего импульса от начала взаимодействия, когда бегущий скачок находится уже в середине электронного слоя, пик на левой границе превышает начальное значение концентрации в 750 раз. А если посмотреть на более тонкую пленку с $l=19$ нм и соответствующей ей концентрацией

$n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ в $T=1.5$ периода от начала взаимодействия, то здесь пик на левой границе превышает начальное значение в 2-3 раза.

Можно также выделить третью стадию, на которой бегущий электронный сгусток достигнет правой границы, но это наблюдается не для всех электронных пленок. Так, для пленки с начальной концентрацией $n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и соответствующей толщиной $l=19 \text{ нм}$, движение бегущего скачка концентрации внутри электронного слоя останавливается примерно на середине слоя. Слой перестает быть разделенным на два пучка, продольная компонента импульса электронов становится более однородной. Пик концентрации полностью исчезает. Для толстой же пленки $l=2491 \text{ нм}$ и соответствующей концентрацией $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ бегущий скачок достигает правой границы, пик концентрации на левой границе превышает начальное значение в 200 раз.

Для концентрации $n=7.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и соответствующей ей толщины $l=4982 \text{ нм}$ бегущий скачок концентрации не появлялся для промежутка времени 6 периодов, далее сформированное зеркало может уже стать не пригодным для отражения по причине появления неровностей на правой границе, от которой предполагается отражение встречного импульса. Поэтому для меньших концентраций можно ожидать также появление такого бегущего скачка концентрации, но через больший промежуток времени.

Из всего вышесказанного можно сделать следующие выводы. При начальных концентрациях n порядка 10^{20} образуется электронное зеркало с двумя отражающими поверхностями, скорости которых сильно отличаются. Поэтому, можно ожидать получение при отражении импульса двух отраженных импульсов с разными частотами. При концентрациях порядка 10^{22} скорости поверхностей достаточно близкие. Здесь можно ожидать, что отраженных импульсов также может быть два, но частоты их могут быть одинаковыми, и импульсы будут наложены друг на друга.

1.4 Динамика плазменного слоя для среднего нормированного поверхностного заряда Случай толстых пленок

Для исследования динамики при параметре $\alpha = 0.3$ также были промоделированы концентрации от $7.1 \cdot 10^{19}$ до $1.82 \cdot 10^{22}$ см^{-3} , и соответствующие им толщины от 1494 до 47 нм.

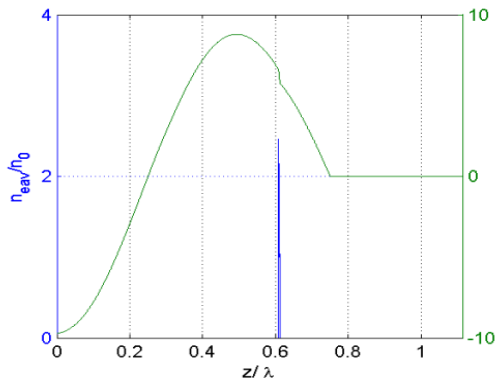
Далее представлены результаты для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20}$ см^{-3} . В моделировании были заданы следующие параметры: размеры окна по x – 40 мкм, z – 7 мкм; число ячеек по x – 2000, z – 12730; размер ячейки по x – $2 \cdot 10^{-8}$ м, размер ячейки по z – $5.5 \cdot 10^{-10}$ м, шаг по времени – $1.6678 \cdot 10^{-18}$ с; число частиц в ячейке – 1.

Через $T=3.5$ периода от начала взаимодействия импульса со слоем на левой границе образуется пик концентрации электронов, который больше начального значения на 3 порядка ($1.06 \cdot 10^{23}$ см^{-3}). При этом, как и при $\alpha=1$, пик достаточно резкий. γ фактор для этого момента времени достигает значений до 40 и выше, то есть электроны являются сильно релятивистскими. Кривая продольной компоненты импульса p_z по мере воздействия также, начиная с момента $T=3$ периода, образует загиб, что означает формирование двухпотокового пучка электронов, как и в случае с параметром $\alpha=1$. Концентрация также начинает уменьшаться на левой границе, после возникновения бегущего скачка концентрации. В момент времени $T=3.75$ периода от начала взаимодействия концентрация на левой границе уменьшилась до значений около ($5.68 \cdot 10^{22}$ см^{-3}), на правой границе, концентрация стала $n=2.84 \cdot 10^{22}$ см^{-3} . Толщина пленки уменьшается до 3 нм за время взаимодействия $T=3.5$ периода ускоряющего импульса.

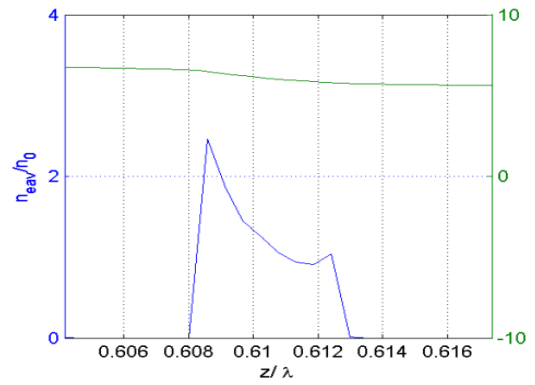
Случай тонких пленок

Если говорить про тонкие зеркала с параметром $\alpha=0.3$, то здесь в целом схожая картина, но есть и свои отличия. Результаты моделирования электронного зеркала с параметром $\alpha=0.3$ и концентрацией $n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 14- 15. В моделировании были заданы следующие параметры: размеры окна по $x - 40 \text{ мкм}$, $z - 7 \text{ мкм}$; число ячеек по $x - 2000$, $z - 12730$; шаг по времени $- 1.6678 \cdot 10^{-18} \text{ с}$; размер ячейки по $x - 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, размер ячейки по $z - 5.5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, число частиц в ячейке $- 50$.

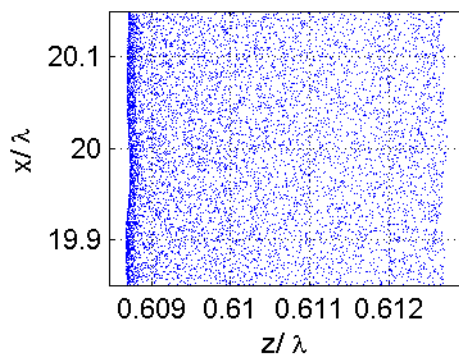
К моменту времени $T=0.5$ периода от начала взаимодействия на левой границе образуется максимум концентрации, но превышает начальное значение в 3.5 раза ($6.37 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Затем максимум на левой границе уменьшается до начальных значений концентрации. В отличие от толстых слоев, здесь не формируется двухпоточковый случай. Из рис. 14е видно образование этого бегущего скачка концентрации, но в последующие моменты времени загиб на графике исчезает. Толщина же пленки с начальными параметрами $n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $l=6 \text{ нм}$ уменьшается до 3 нм за время $T=0.25$ периода, а затем наблюдается увеличение толщины до 10 нм к моменту времени $T=3$ периода от начала взаимодействия.



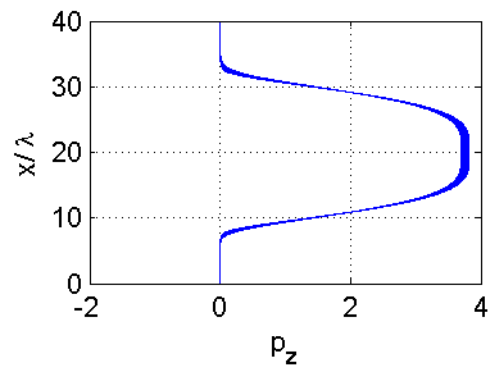
(a)



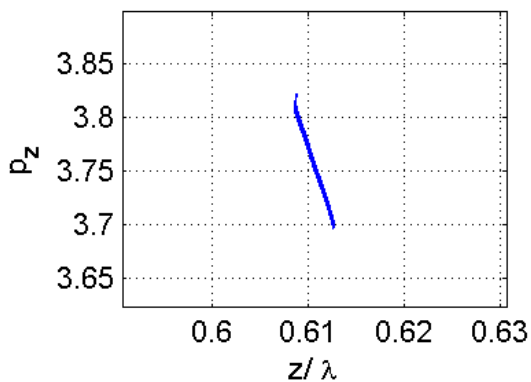
(б)



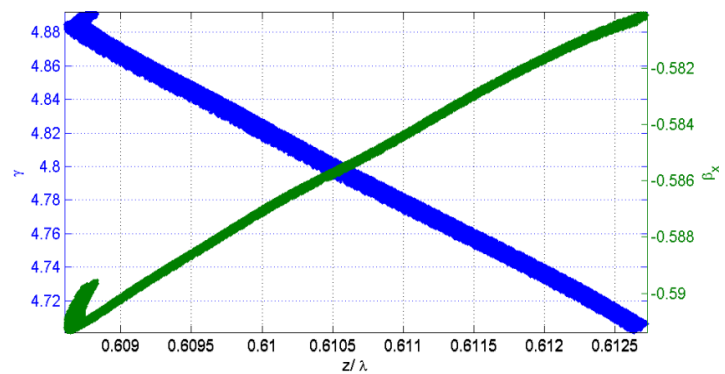
(в)



(г)

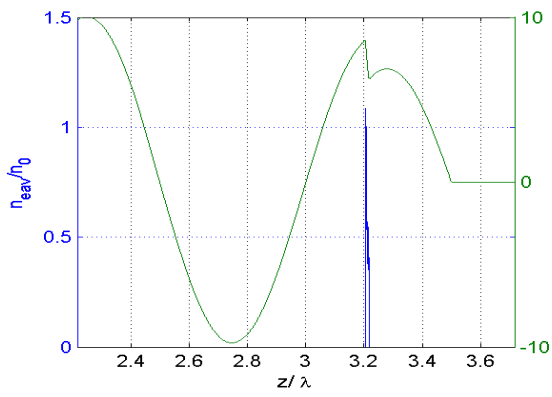


(д)

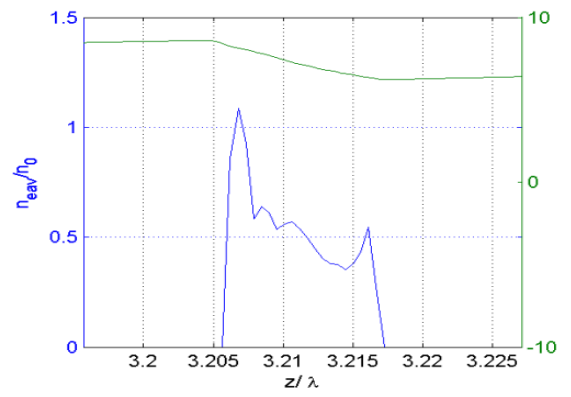


(е)

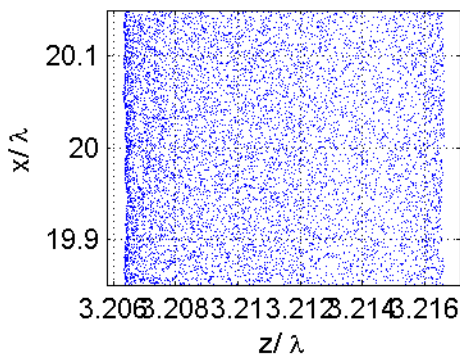
Рисунок 14 - Для концентрации $n=1.82 \cdot 10^{22}$ см⁻³, $l=6$ нм для момента времени $T=0.25$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z е) y и ϕ_x электронов вблизи оси пучка



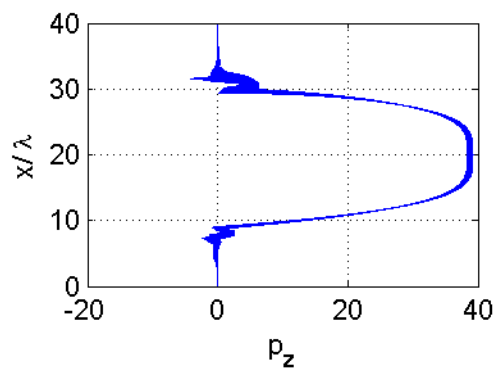
(a)



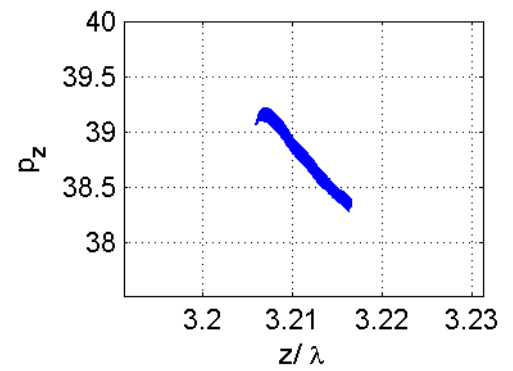
(б)



(в)



(г)



(д)

Рисунок 15 - Для концентрации $n=1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $l=6 \text{ нм}$ для момента времени $T=3$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) тоже, что график а, но в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z

1.5 Динамика плазменного слоя для малого нормированного поверхностного заряда

Далее представлены результаты моделирования по формированию электронного зеркала с начальной концентрацией $n = 1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $l = 249 \text{ нм}$. В моделировании были заданы следующие параметры: размеры окна по x – 40 мкм, z – 7 мкм. Число ячеек по x – 2000, z – 20004. Шаг по времени – $1.0000 \cdot 10^{-18} \text{ с}$. Число частиц в ячейке – 1. Размеры ячеек $dz = 0.35 \text{ нм}$, $dx = 20 \text{ нм}$.

Здесь также, как и для более толстых слоев, формируется максимум концентрации на левой границе. Максимальное значение концентрации в момент времени $T = 3.5$ периода превышает начальную концентрацию в 350 раз ($4.97 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Толщина зеркала составляет около 1.5 нм. К моменту времени $T = 3.5$ периода от начала взаимодействия на левой границе образуется бегущий скачок концентрации внутри электронного слоя. К моменту времени $T = 5$ периодов максимум концентрации на левой границе уменьшается и превышает начальное значение в 75 раз ($1.06 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Также на правой границе образуется небольшой максимум концентрации, который превышает начальное значение в 50 раз ($7.1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$).

1.6 Квазибесконечный слой

При параметре $\alpha=1$, как описано выше, возникал двухпоточковый электронный режим. Но были рассмотрены достаточно тонкие слои электронов. Интересно было посмотреть, что будет, если слой электронов будет приближен к бесконечному, как будет развиваться динамика бегущего электронного потока внутри слоя. Если не привязываться к параметру α , а рассматривать случай, когда зеркало является полубесконечным, то здесь важно учесть, что электронные пучки с плазменной частотой, которая больше, чем частота ускоряющего импульса, являются непрозрачными для такой волны. Ускоряющий импульс продавливает электронный слой. Электронное зеркало в этом случае не формируется. Также нужно помнить, чтобы получить тонкое зеркало из полубесконечного слоя, потребуются очень большие значения амплитуды поля. В противном случае, зеркало не получится тонким.

Результаты моделирования электронного зеркала с начальной толщиной $l=5$ мкм и концентрацией $n=1.42 \cdot 10^{20}$ см⁻³ представлены на рис.16 для момента времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия импульса со слоем. В моделировании были заданы следующие параметры: размеры окна по $x - 40$ мкм, $z - 7$ мкм; число ячеек по $x - 2000$, $z - 12730$; размер ячейки по $x - 2 \cdot 10^{-8}$ м, размер ячейки по $z - 5.5 \cdot 10^{-10}$ м, шаг по времени $- 1.6678 \cdot 10^{-18}$ с; число частиц в ячейке $- 1$.

Для промежутка времени от начала взаимодействия до момента $T=2.5$ периода общая динамика электронного слоя схожа с динамикой для случая $\alpha=1$ $n=1.42 \cdot 10^{20}$ см⁻³ $l=2491$ нм, так как ускоряющий импульс к концу данного промежутка времени находился внутри электронного слоя в обоих случаях. К моменту времени $T=3.5$ периода на левой границе также образуется максимум концентрации. Максимальное значение пика n превышает начальную концентрацию в 750 раз ($1.06 \cdot 10^{23}$ см⁻³). В данный момент

образуется загиб компоненты p_z импульса, то есть также формируется бегущий скачок концентрации электронов внутри слоя.

На рис. 16б можно видеть, что к моменту времени $T=6.5$ периода бегущий скачок концентрации электронов уже достиг правой границы слоя. При этом можно заметить из рис. 16в, что в центре слоя образуется минимум концентрации. Он обусловлен фазой ускоряющего импульса, фронт импульса в данной точке слоя находился на спаде, таким образом, часть электронов как бы затормаживалась им. На левой границе слоя пик концентрации сохранился, но превышает начальное значение только в 50 раз ($7.1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$). На правой границе слоя также сформировался максимум концентрации, но он превышает начальное значение в 80 раз ($1.14 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Также можно заметить при детальном рассмотрении, что пик на правой границе не один, а несколько, с приблизительно равными расстояниями между ними. Более точный расчет (уменьшение сетки) показал, что другие пики являются численным эффектом, а вот правый пик не связан с численными эффектами. Также можно видеть из рис. 16д, что $\beta_z = 0.994$ для правого пика.

В результате ускорения электронного слоя с такими параметрами формируется электронное зеркало с резким пиком концентрации на правой границе слоя, а также скоростью, близкой к скорости света. При отражении встречного импульса от зеркала такой формы можно ожидать, что форма отраженного импульса будет достаточно точно повторять форму падающего. Коэффициент увеличения частоты тоже может быть очень высоким из-за большого значения $\beta_z = 0.994$.

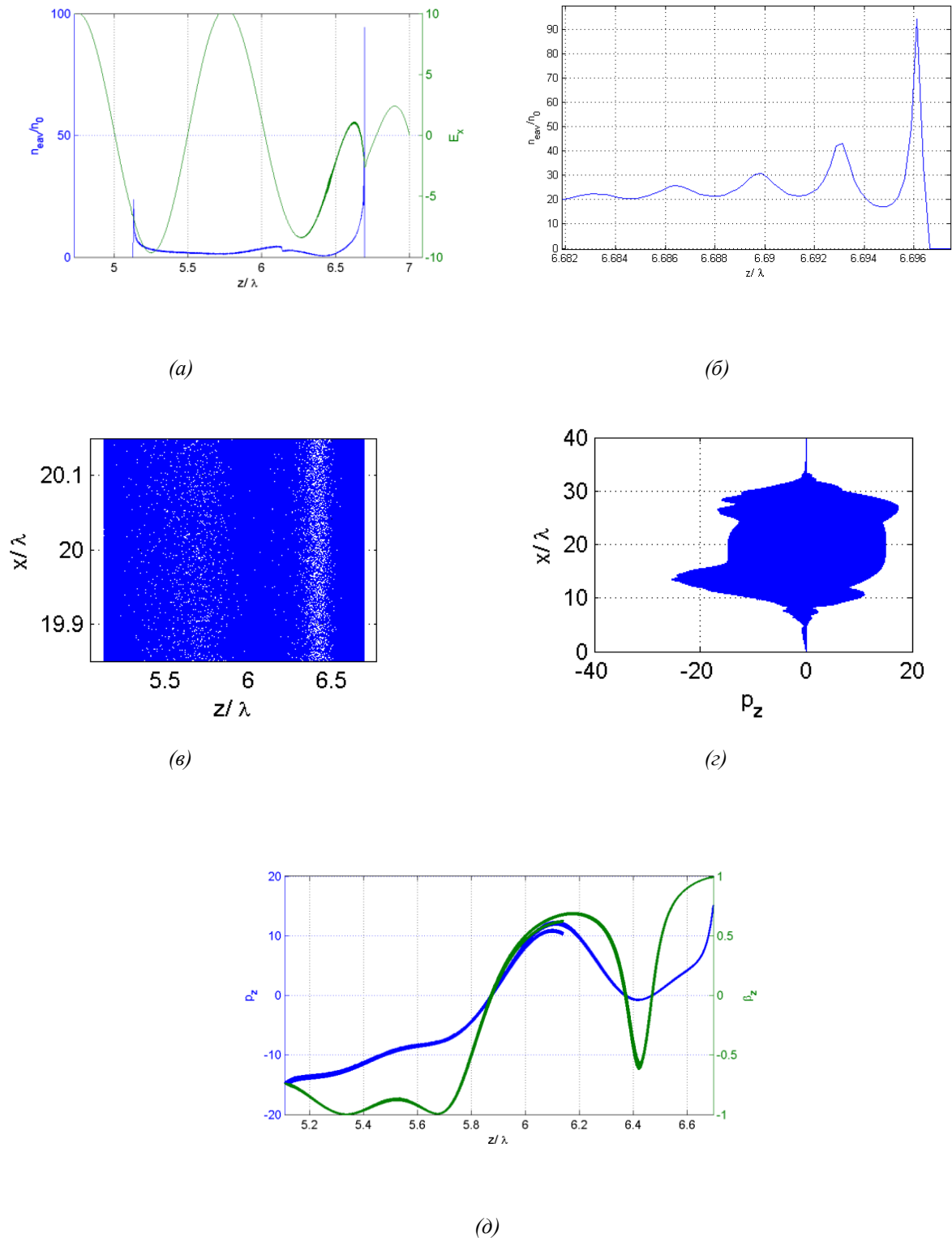


Рисунок 16 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=5000 \text{ нм}$ для момента времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия а) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) б) правый пик концентрации в увеличенном масштабе в) Распределение электронов в пространстве вблизи оси ускоряющего импульса г) Распределение импульсов электронов вдоль оси x (ось, перпендикулярная направлению распространения импульса) д) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график)

1.7 Обсуждение формирования бегущего скачка концентрации электронов

Показано, что при формировании релятивистских электронных зеркал из пленок с параметром $\alpha=1,0.3,0.1$ образуются две отражающие поверхности с резким профилем, одна на левой границе слоя, другая – на правой. На левой границе образуется пик концентрации с резкой границей. Чем больше начальная толщина пленки, тем меньше максимальное значение этого пика. При этом при параметре $\alpha=1,0.3$ и небольших концентрациях порядка 10^{20} см⁻³ в электронном слое может возникать бегущий скачок концентрации. Механизм образования бегущего скачка заключается в том, что в определенный момент времени поле на левой границе спадает, электроны левой границы не успевают за теми, что расположены правее и уже не могут их догнать. При достижении правой границы этот скачок образует отражающую стенку на правой границе со скоростью большей, чем на левой. Разность скоростей между левой и правой отражающими границами может быть достаточной, чтобы сформировать два отраженных импульса.

ГЛАВА 2. ИМПУЛЬСЫ ЭЛЕКТРОНОВ И ИХ РАЗБРОС

2.1 Максимальный импульс электронов слоя для большого поверхностного заряда

Для случая со значением $\alpha=1$ максимальное значение импульсов электронов растет со временем ускорения (что и следовало бы ожидать). Для момента времени 3 периода от начала моделирования для концентраций от $2.84 \cdot 10^{20}$ до $3.63 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ разброс максимальных значений импульса для одинаковых моментов времени составляет не более 15%. Для дальнейших моментов времени (4,5 периода от начала моделирования) наблюдается уменьшение разброса до 10%.

Для концентрации электронов $1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в промежутке времени от 3 до 5 периодов от начала моделирования максимальное значение импульса почти не изменяется (увеличение на 4%), но при этом превышает максимальные значения импульсов для больших концентраций (от $2.84 \cdot 10^{20}$ до $3.63 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$) на 13-30%. Что касается концентрации $n=7.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, то максимальные значения импульсов электронов для нее принимают еще большие значения по сравнению с другими концентрациями для соответствующих моментов времени (превышение от 43% до 65%). При этом для этой концентрации n μ_{max} увеличилось в интервале от 3 до 5 периодов на 20%. Также важно отметить, что импульс электронов в отличие от других случаев здесь принимает отрицательные значения. Это означает, что часть электронов под действием кулоновских сил отталкивания преодолевает силу ускоряющего поля и движется противоположно ему.

Из рис. 17, на котором представлен график максимального значения z компоненты импульса, нормированного на mc , для различных концентраций, можно видеть, что максимальные значения компоненты p_z импульса к моменту времени $T=5$ периодов практически не отличаются для диапазона концентраций от $1.84 \cdot 10^{20}$ до $3.63 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

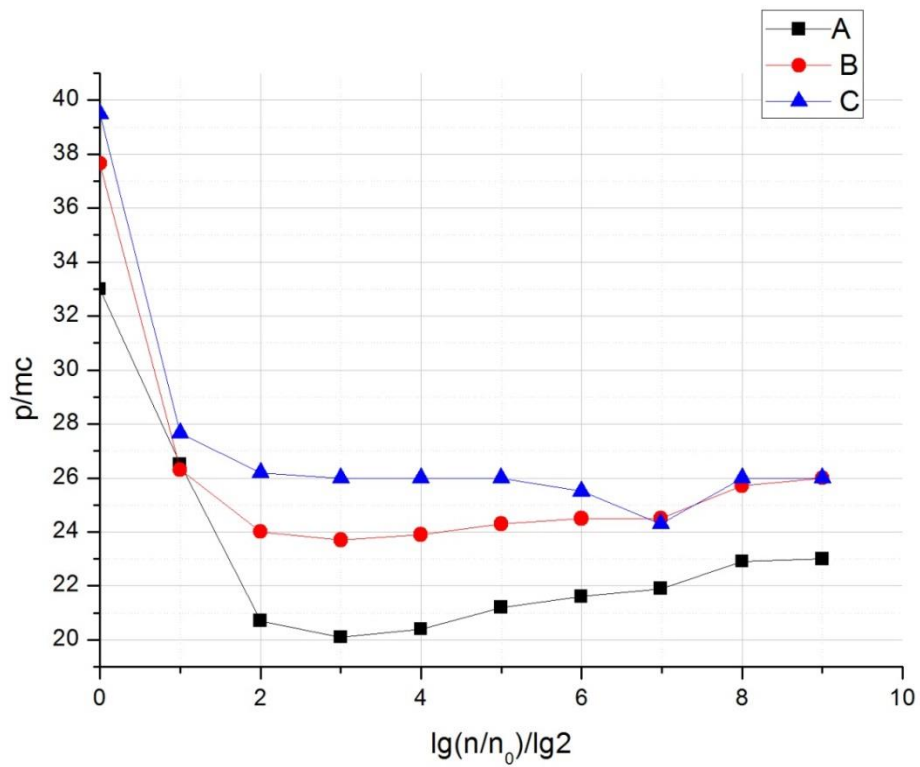


Рисунок 17 - График относительного импульса, нормированного на тс для различных концентраций, $n_0 = 7.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Момент времени от начала моделирования: А-3 периода, В-4 периода, С-5 периодов.

2.2 Относительный разброс импульса электронов слоя для большого поверхностного заряда

На рис.18 представлен график относительного разброса импульса (разница между максимальным и минимальным значением, нормированная на максимальное значение). Для случая со значением $\alpha=1$ для интервала концентраций от $1.42 \cdot 10^{20}$ до $3.63 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ относительный разброс импульсов увеличивается в интервале времени от 3 до 5 периодов. Иными словами, когда электроны достигают релятивистских скоростей, распределение электронов по скоростям расширяется. Также можно заметить, что минимальное значение импульса при этом может как увеличиваться, так и уменьшаться. Уменьшение минимального значения импульса характерно для больших концентраций. Связано это с тем, что при больших концентрациях кулоновские силы велики, они, как бы притормаживают часть электронов. Для небольших концентраций ($1.42 \cdot 10^{20} - 2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) минимальное значение импульса в промежутке времени 3-5 периодов увеличивается.

Для концентрации $n=7.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ относительный разброс за время 3-5 периодов увеличивается. При этом он составляет больше 100%. Связано это с тем, что слой получается при таких параметрах очень толстым, и часть электронов к моменту времени $T=5$ периодов не успевает ускориться.

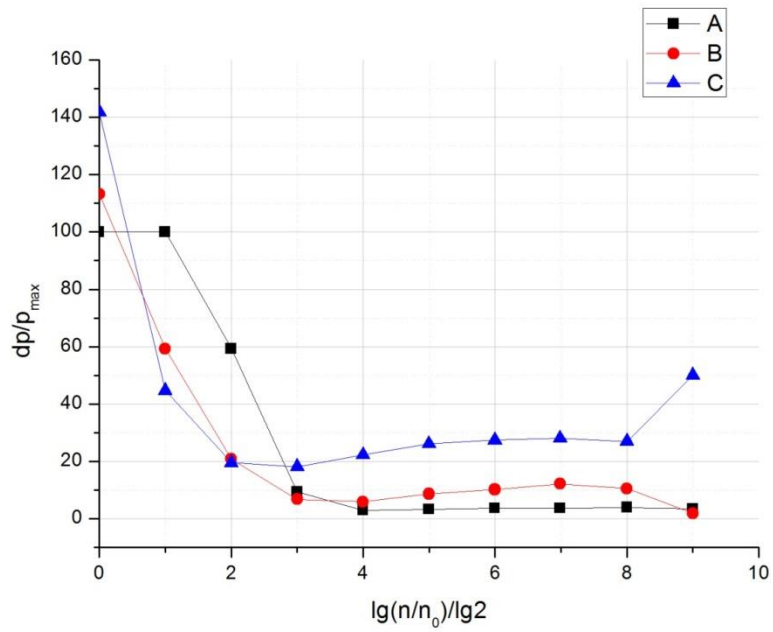


Рисунок 18 - График относительного разброса импульса (разница между максимальным и минимальным значением, нормированная на максимальное значение) для различных концентраций, $n_0 = 7.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Момент времени от начала моделирования: А-3 периода, В-4 периода, С-5 периодов.

(а)

(б)

1.3 Выводы к главе 2

Было показано, что для электронных релятивистских зеркал, сформированных из слоев с параметром $\alpha=1$ и толщиной от 1200 нм до 20 нм, максимальные значения продольной компоненты импульса для электронов близки. Нормированные на mc значения продольных импульсов составляют порядка 26 через 5 периодов от начала моделирования. Разброс продольных компонент импульса электронов в данном диапазоне остается в пределах 30%. Для очень толстых слоев порядка 5 мкм максимальные значения нормированных компонент импульса достигают значений 40, разброс импульсов при этом больше 100%, поскольку часть электронов движется в обратном направлении. Для электронных слоев с начальной толщиной 10 нм и меньше разброс импульсов достигает значений 50% за 5 периодов от начала моделирования.

В целом можно видеть, что электроны движутся не хаотично, как при тепловом движении, а формируют ровное распределение по импульсам. И в этом смысле такие параметры начальных значений электронных слоев подходят для формирования релятивистских зеркал.

ГЛАВА 3. ОТРАЖЕНИЕ ВСТРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА

3.1 Постановка задачи

Как было сказано выше, при падении встречного импульса на электронный слой, ускоренный до релятивистских значений, образуется отраженный импульс с частотой, большей чем частота исходного импульса.

В данной задаче была выбрана следующая схема рис.19.

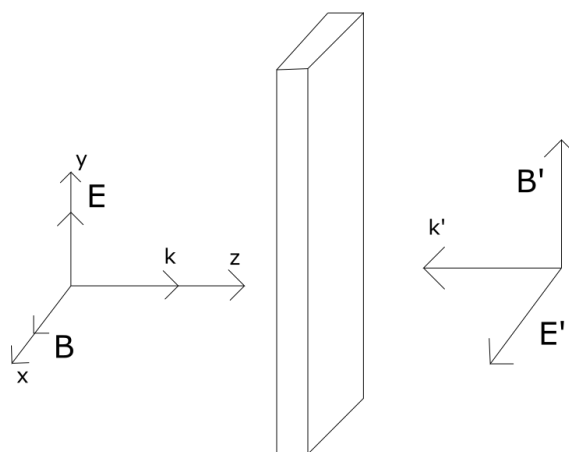


Рисунок 19 - Схема моделирования отраженного импульса. Вектора B, E, k для ускоряющей волны, B', E', k' для падающей волны. В центре рисунка электронный слой.

Ускоряющий импульс распространяется вдоль оси z со стороны левой границы. Падающий импульс распространяется против оси z с правой стороны. Когда ускоряющий импульс ускоряет слой до релятивистских значений, падающий импульс достигает электронного слоя к этому моменту. Часть падающего импульса проходит, а часть отражается с уже увеличенной частотой.

Рассмотрим процесс отражения импульса. Для упрощения будем считать, что падающий импульс отражается от левой и правой границ слоя. Используя формулы Френеля, учитывая формулу диэлектрической проницаемости для металлов [15], преобразование частоты при отражении, а также релятивистское сжатие электронного слоя, можно получить формулу для амплитуды отраженного импульса R_1 :

$$\begin{cases} R_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1} A \\ \varepsilon = 1 - \frac{w_{p0}^2 \gamma}{w^2} \\ w = \frac{1-\beta}{1+\beta} w_0 \\ w_{p0} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \end{cases}, \quad (10)$$

где A и w_0 – амплитуда и частота падающего импульса в системе покоя; n_e , e , m_e – концентрация слоя, заряд электрона и масса электрона соответственно, ε – диэлектрическая проницаемость, w_{p0} – плазменная частота слоя.

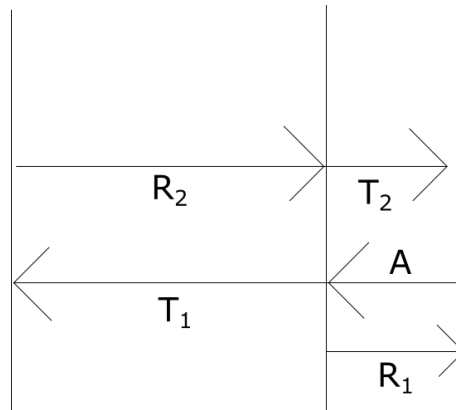


Рисунок 20 - Схематическое изображение отражения

Реализация отражения импульса осуществлялась в той же программе.

Параметры ускоряющего импульса соответствуют описанным в предыдущей задаче по формированию зеркала. Падающий импульс находится в другой поляризации относительно ускоряющего импульса. Длина волны падающего импульса в вакууме λ также составляет 1 мкм.

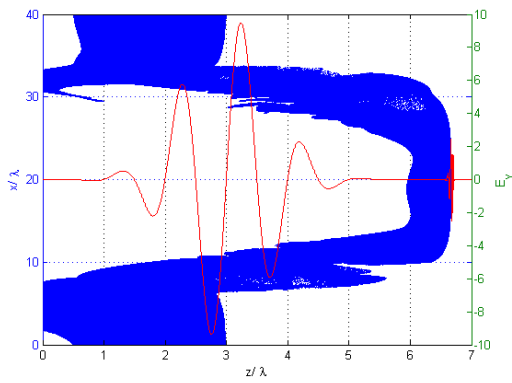
Зависимость поперечной компоненты электрического поля E_y падающего импульса от поперечной координаты и времени в области перетяжки имеет такой же вид, как и поле E_x формулы 5.

В данной части работы была поставлена задача исследовать характеристики отраженного импульса (коэффициент отражения, коэффициент преобразования частоты) в зависимости от амплитуды падающего импульса, от начальных параметров электронного слоя (концентрация и толщина), а также от момента времени отражения импульса.

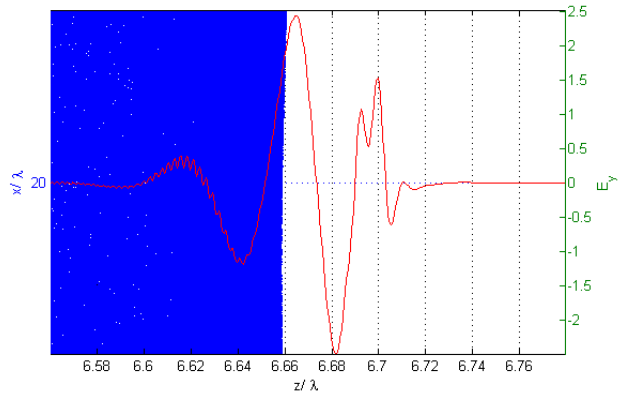
3.2 Отражение импульса различной амплитуды

Результаты моделирования отражения встречного импульса от электронного зеркала с параметром $\alpha=1$, концентрацией $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и различными амплитудами встречного импульса представлены на рис. 21-22. В моделировании были заданы следующие параметры: размеры окна по x – 40 мкм, y – 7 мкм; число ячеек по x – 2000, z – 12730; размер ячейки по x – $2 \cdot 10^{-8}$ м, размер ячейки по z – $5.5 \cdot 10^{-10}$ м, шаг по времени – $1.6678 \cdot 10^{-18}$ с; число частиц в ячейке – 1. Амплитуды встречного импульса брались $A=10$ ($1.07 \cdot 10^9$ Гц), $A=1$ и $A=0.1$. Форма встречного импульса имеет гауссовы огибающие как в пространственном, так и во временном масштабе. Длина волны встречного импульса 1 мкм.

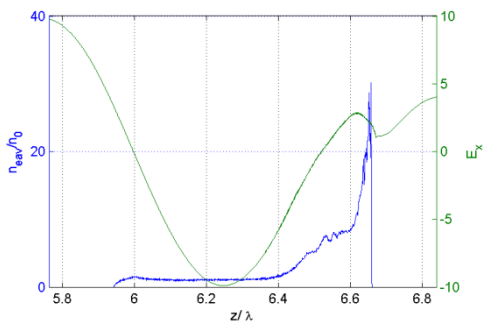
На рис. 21 представлены графики для отраженного импульса для случая, когда амплитуда встречного импульса составляла $A=10$. Из рис. 21б можно видеть, что форма отраженного импульса повторяет форму встречного импульса. При этом можно видеть, что на самом правом максимуме есть излом. Отношение $A_{\text{отр. макс.}}/A_0 = 25\%$. Частота отраженной волны в 26 раз превышает частоту падающего импульса и составляет $8 \cdot 10^{15}$ Гц.



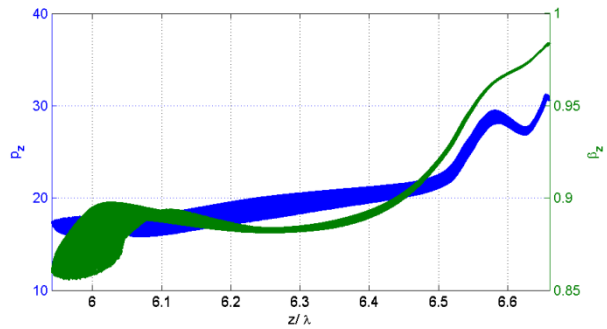
(a)



(б)



(в)

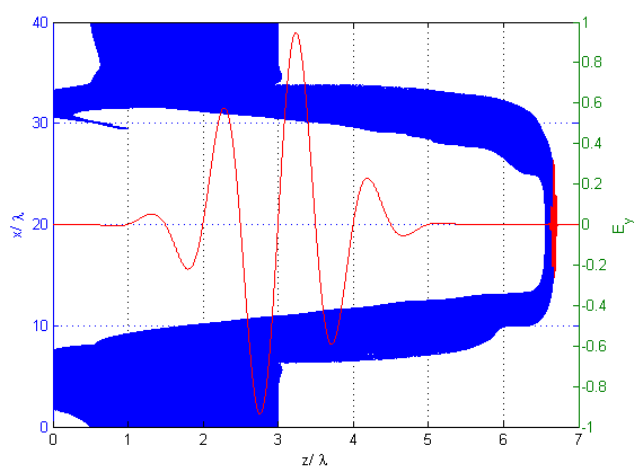


(г)

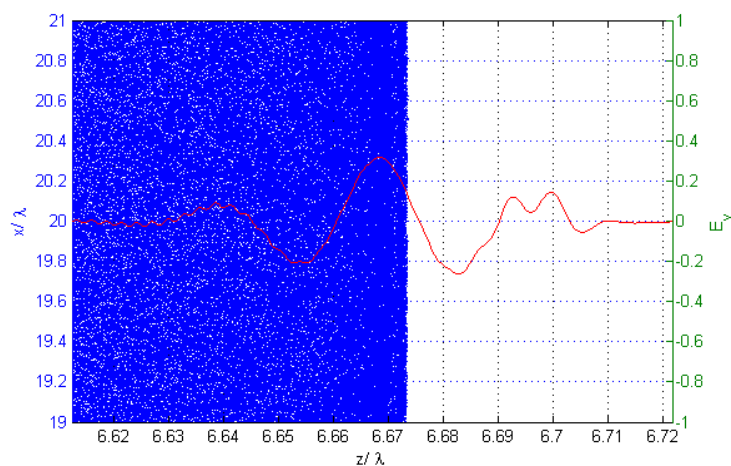
Рисунок 21 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$, $A=10$ для момента времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия а) Распределение электронов в пространстве (синий график) отраженный импульс (красный график) б) то же, что график а, но крупным планом (отраженный импульс) в) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) г) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график)

На рис. 22 представлены графики для случая, когда $A=1$. Из рис. 22б можно видеть, что форма отраженного импульса также почти повторяет форму падающего. Но при этом можно заметить, что относительные значения амплитуд импульсов в максимумах и минимумах больше, чем для случая $A=10$. Это связано с тем, что встречный импульс с большой амплитудой может изменять форму самого зеркала. Так, для случая $A=10$ на правой границе зеркала в момент времени $T=6.5$ периодов от начала взаимодействия ускоряющего импульса с электронами образуется, помимо максимума на левой границе, еще один максимум концентрации. Встречный импульс как бы затормаживает электроны, ближайšie к правой границе. Для случая $A=1$ такого не наблюдается, так как амплитуда невелика. Отношение $A_{\text{отр.макс.}}/A_0 = 32\%$, что выше чем в предыдущем случае. Частота отраженной волны превышает частоту падающей в 40 раз и составляет $1.2 \cdot 10^{16}$ Гц.

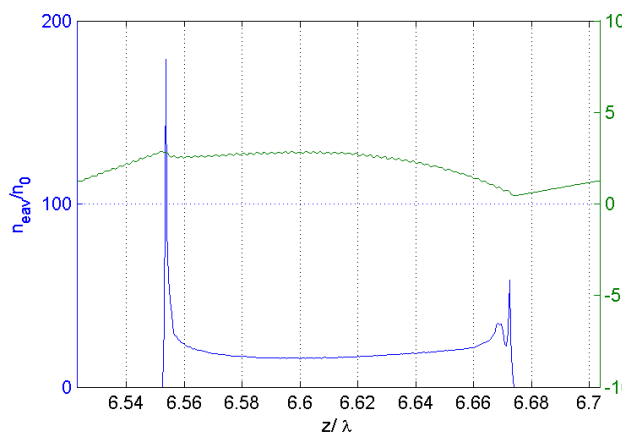
Далее описываются результаты, когда амплитуда встречного импульса $A=0.1$. Здесь можно также видеть, что форма отраженного импульса повторяет форму падающего, но она соответствует форме импульса в предыдущем случае. Поскольку амплитуда совсем невелика, форма зеркала практически не меняется. Значения амплитуд в точках максимумов и минимумов соответствуют случаю $A=1$ с поправкой на начальную амплитуду. Частота отраженного импульса превышает частоту падающего также в 40 раз и составляет $1.2 \cdot 10^{16}$ Гц. Отношение $A_{\text{отр.макс.}}/A_0 = 32\%$.



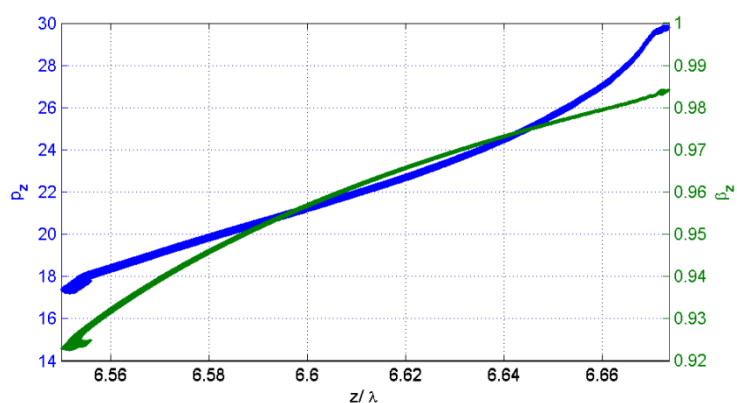
(a)



(б)



(в)

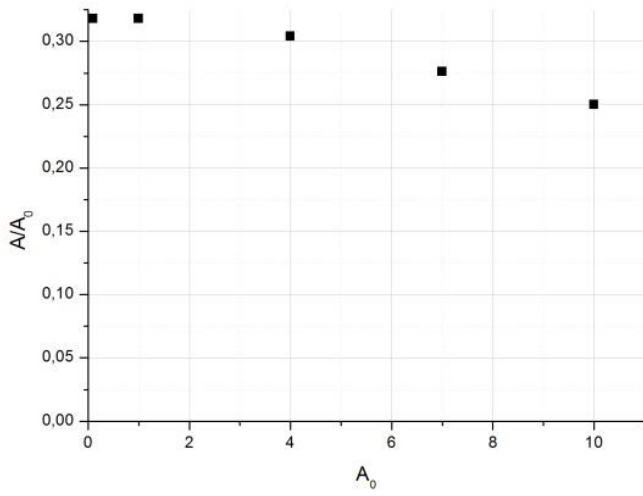


(г)

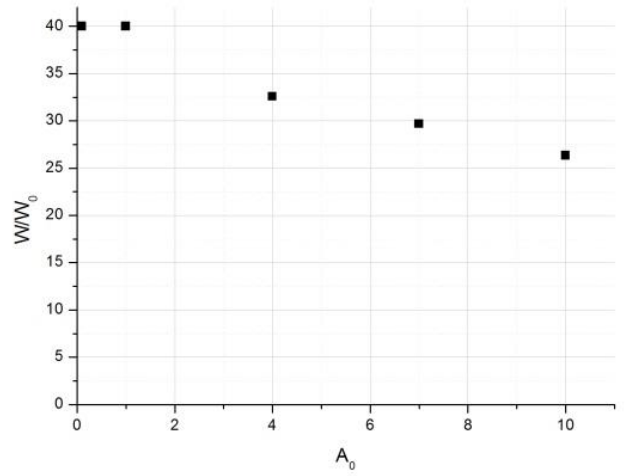
Рисунок 22 - Для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=249 \text{ нм}$, $A=1$ для момента времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия а) Распределение электронов в пространстве (синий график) отраженный импульс (красный график) б) то же, что график а, но крупным планом (отраженный импульс) в) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и поле ускоряющего импульса (зеленый цвет) г) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график)

Из рис. 23а можно видеть, что эффективность (кпд) для значений $A_0 < 1$ практически не изменяется. При значениях $A_0 > 1$ можно ожидать снижение эффективности отражения, что связано с воздействием падающего импульса на электронное зеркало, и дальнейшее его изменение. Чем больше будет амплитуда падающей волны, тем меньше будет эффективность отражения. Что касается частоты отраженной волны, то здесь также схожая картина. На рис. 23б, можно видеть, что коэффициент увеличения частоты для $A_0 < 1$ остается постоянным и составляет примерно 40. При значениях $A_0 > 1$ он начинает спадать.

Из всего вышесказанного следует, что при выборе амплитуды встречного импульса нужно руководствоваться такими соображениями. Если необходимо получить максимальный коэффициент отражения импульса, то лучше взять импульс с $A=1$ и меньше. Если же требуется максимальное абсолютное значение амплитуды импульса, то можно брать амплитуду больше, до значений порядка $A=10$, но в этом случае нельзя предугадать как точные положения максимумов и минимумов, так и частоту отраженного импульса. Для $A=1$ и меньше частота отраженного импульса не зависит от амплитуды, положения максимумов и минимумов можно предугадывать. Утверждения справедливы для электронных слоев с начальной толщиной порядка 2,5 мкм и концентрацией порядка $1.4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

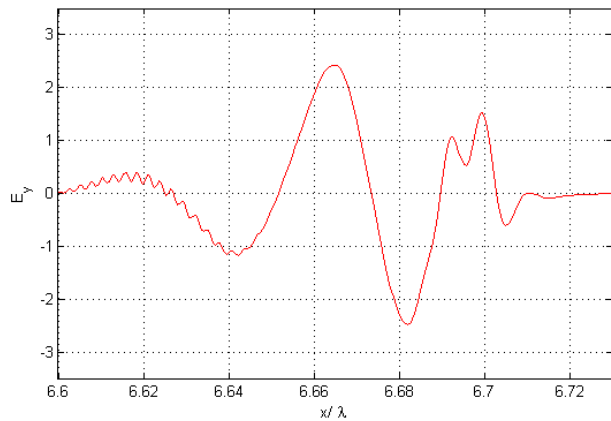


(a)

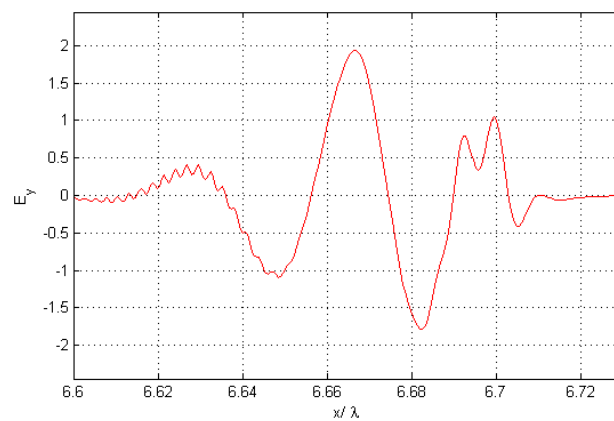


(b)

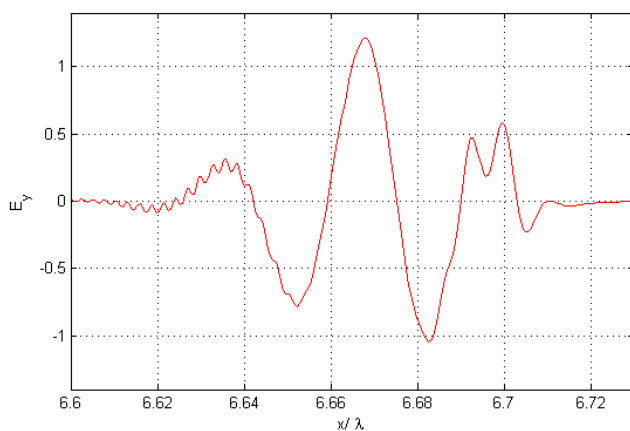
Рисунок 23 - а) относительная амплитуда отраженной волны для разных значений амплитуды падающей волны б) коэффициент увеличения частоты для разных значений амплитуды падающей волны



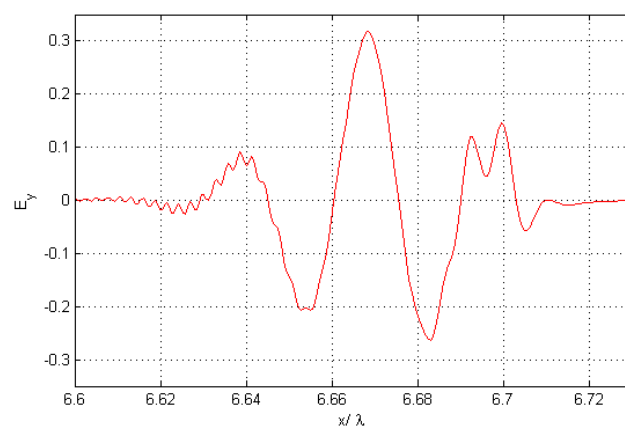
(a)



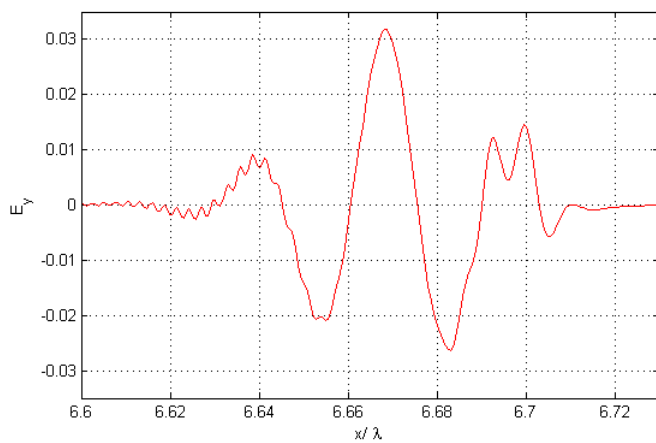
(б)



(в)



(г)



(д)

Рисунок 24 - Отраженный импульс на момент времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия для импульсов с различными амплитудами а) $A=10$ б) $A=7$ в) $A=4$ г) $A=1$ д) $A=0.1$

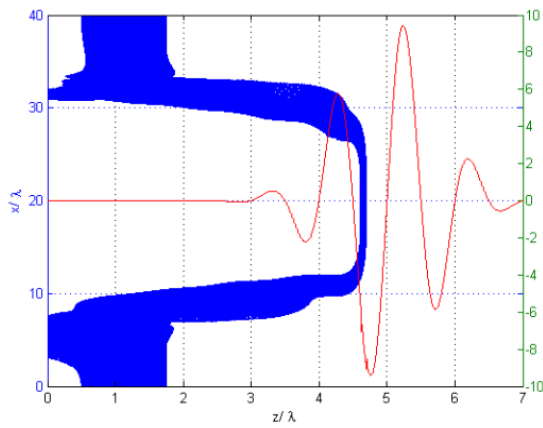
3.3 Формирование двухволнового отраженного импульса

При отражении импульса от электронного слоя с параметром $\alpha=1$ и концентрацией $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ наблюдался один отраженный импульс. При отражении от зеркала с $\alpha=1$ и концентрацией $n > 2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ наблюдалось 2 отраженных импульса.

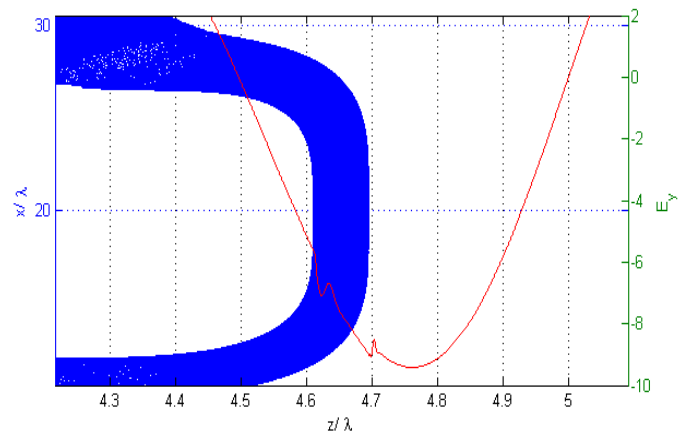
В моделированиях были заданы следующие параметры: размеры окна по $x - 40 \text{ мкм}$, $z - 7 \text{ мкм}$; число ячеек по $x - 2000$, $z - 12730$; размер ячейки по $x - 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, размер ячейки по $z - 5.5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, шаг по времени $- 1.6678 \cdot 10^{-18} \text{ с}$; число частиц в ячейке $- 1$. Амплитуда встречного импульса $A=10 (1.07 \cdot 10^9 \text{ Гс})$. Форма встречного импульса имеет гауссовы огибающие как в пространственном, так и во временном масштабе. Частота встречного импульса 1 мкм .

Результаты моделирования отражения встречного импульса от электронного зеркала с параметром $\alpha=1$ и концентрацией $n=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 25-26 для разных моментов времени от начала взаимодействия ускоряющего импульса с плазменным слоем. Из рис.25б видно, что на момент, когда падающий импульс достигает слоя, у электронного зеркала есть две отражающие границы, которые находятся на краях, и двигаются с разными скоростями. Видно, что левый отраженный импульс образуется от левой границы слоя, а правый импульс от правой.

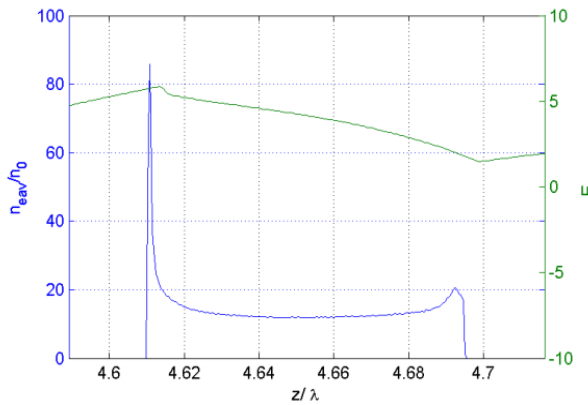
Для левой границы $\beta_z \approx 0.945$, для правой границы $\beta_z \approx 0.977$. На момент времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия из рис. 26б видно, что образовались два отраженных импульса с разной частотой. Максимальная амплитуда левого импульса составляет $A=0.96$, коэффициент увеличения частоты $k \approx 29$. Максимальная амплитуда правого импульса $A=0.42$, коэффициент увеличения частоты $k=80$.



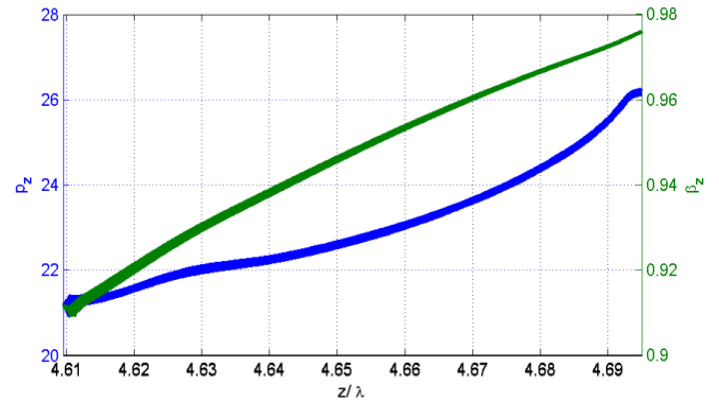
(a)



(б)

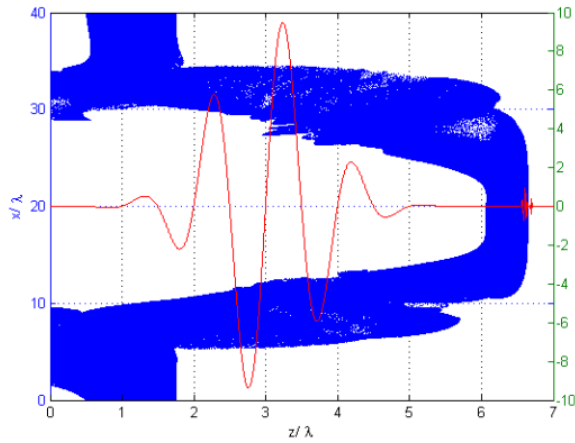


(в)

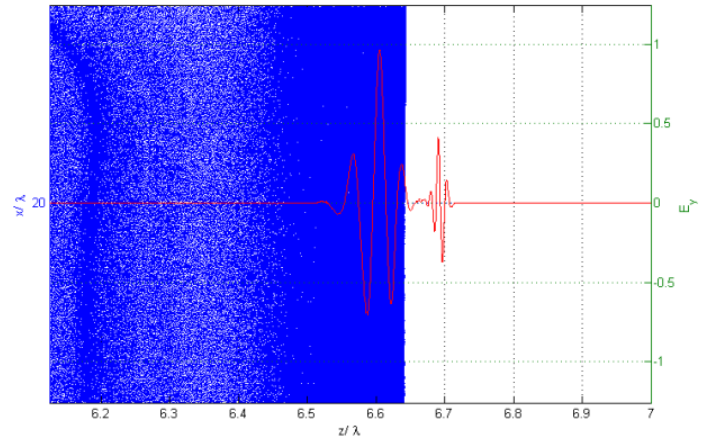


(г)

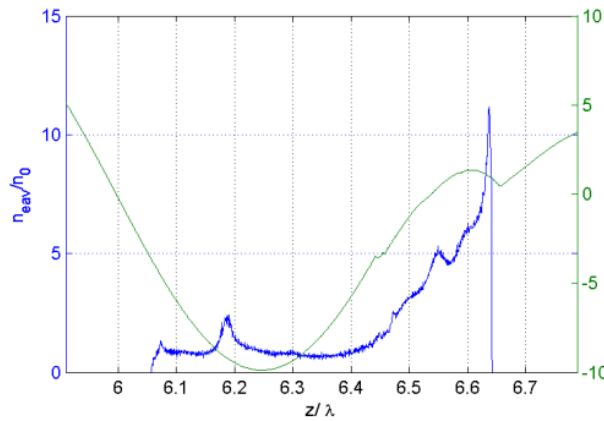
Рисунок 25 - Для концентрации $n=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=1245 \text{ нм}$ для момента времени $T=4.5$ периода от начала взаимодействия а) Распределение электронов в пространстве (синий график) отраженный импульс (красный график) б) то же, что график а, но крупным планом (отраженный импульс) в) концентрации электронов вдоль оси z (синий цвет) вблизи оси ускоряющего импульса и ускоряющий импульс (зеленый цвет) г) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график)



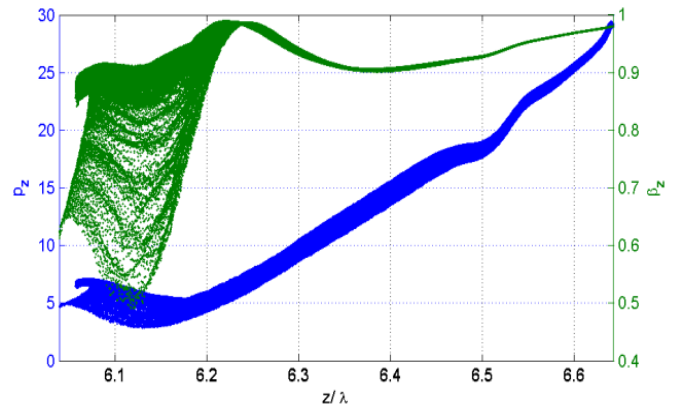
(a)



(б)



(в)



(г)

Рисунок 26 - Для концентрации $n=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=1245 \text{ нм}$ для момента времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия а) Распределение электронов в пространстве (синий график) отраженный импульс (красный график) б) то же, что график а, но крупным планом (отраженный импульс) в) концентрации электронов в направлении импульса (синий цвет) вблизи оси центра ускоряющего импульса и ускоряющий импульс (зеленый цвет) г) Распределение z -компоненты импульсов электронов вдоль оси z (синий график), β_z вдоль оси z (зеленый график)

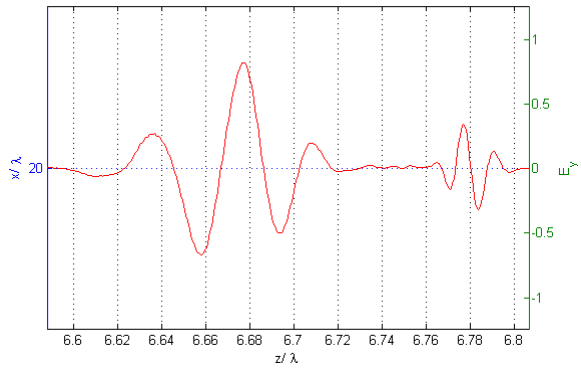
На рис. 27 представлены результаты отражения встречного импульса от зеркала с концентрацией $n=5.68 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и начальной толщиной $l=623 \text{ нм}$. Здесь максимальная амплитуда левого отраженного импульса составляет $A=0.82$, коэффициент увеличения частоты $k \approx 28$. Максимальная амплитуда правого отраженного импульса $A=0.35$, коэффициент увеличения частоты $k=68$. Расстояние между импульсами $L \approx 40 \text{ нм}$. В момент времени $T=3.5$ периода от начала взаимодействия ускоряющего поля с электронным слоем, когда встречный импульс только достиг слоя, на левой границе $\beta_z \approx 0.947$, для правой границы $\beta_z \approx 0.975$.

На рис. 27б уже представлены результаты отражения от зеркала с концентрацией $n=1.14 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и начальной толщиной $l=311 \text{ нм}$. Из рис. 27б видно, что максимальная амплитуда левого импульса составляет $A=0.87$, коэффициент увеличения частоты $k \approx 28$, что близко к предыдущей концентрации. А вот амплитуда правого импульса составляет уже $A=0.32$, коэффициент увеличения частоты $k \approx 62.5$. Расстояние между импульсами $L \approx 20 \text{ нм}$. Что касается скоростей границ в момент начала отражения импульса $T=3.5$ периода от начала взаимодействия, то на левой границе $\beta_z \approx 0.95$, для правой границы $\beta_z \approx 0.972$.

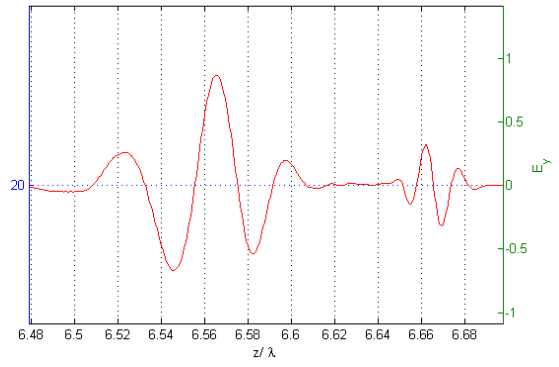
На рис. 27в можно видеть результаты отражения от слоя с концентрацией $n=2.27 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и начальной толщиной $l=156 \text{ нм}$. На рисунке можно заметить, что максимальная амплитуда левого импульса составляет $A=0.8$, коэффициент увеличения частоты $k \approx 27$. Амплитуда правого импульса $A=0.3$, коэффициент увеличения частоты $k \approx 55.5$. Расстояние между импульсами практически отсутствует, импульсы начинают сливаться в один. В момент начала отражения импульса $T=3.5$ периода на левой границе $\beta_z \approx 0.95$, на правой границе $\beta_z \approx 0.96$.

На рис. 27г представлены результаты отражения импульса от зеркала с концентрацией $n=3.98 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и начальной толщиной $l=89 \text{ нм}$. Из рисунка видно, что максимальная амплитуда левого импульса составляет $A=0.6$,

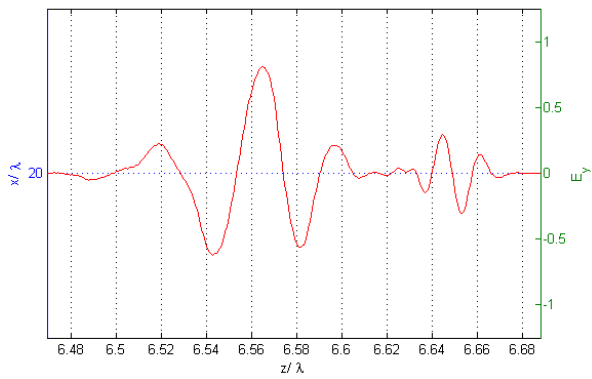
коэффициент увеличения частоты $k \cong 25.5$. Амплитуда правого импульса $A=0.36$, коэффициент увеличения частоты $k \cong 51.3$. При этом два импульса уже частично сливаются. Можно заметить, что в момент времени $T=3.5$ периода от начала взаимодействия на левой границе $\beta_z \cong 0.948$, на правой границе $\beta_z \cong 0.967$.



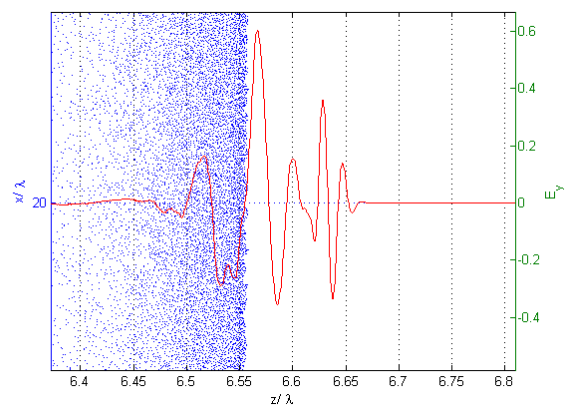
(a)



(б)



(в)



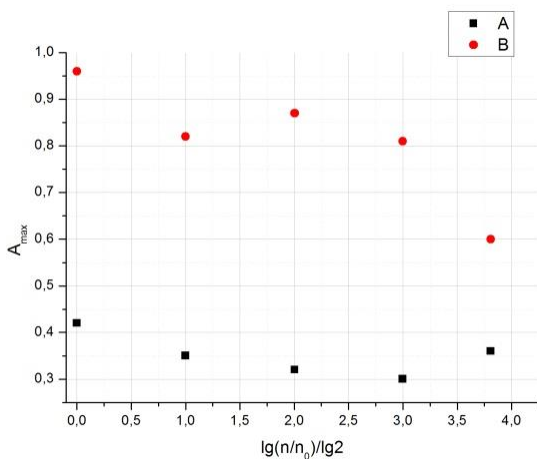
(г)

Рисунок 27 - Форма отраженных импульсов для момента времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия а) для концентрации $n=5.68 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=623 \text{ нм}$ б) $n=1.14 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $l=311 \text{ нм}$ в) $n=2.27 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $l=156 \text{ нм}$ г) $n=3.98 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $l=89 \text{ нм}$

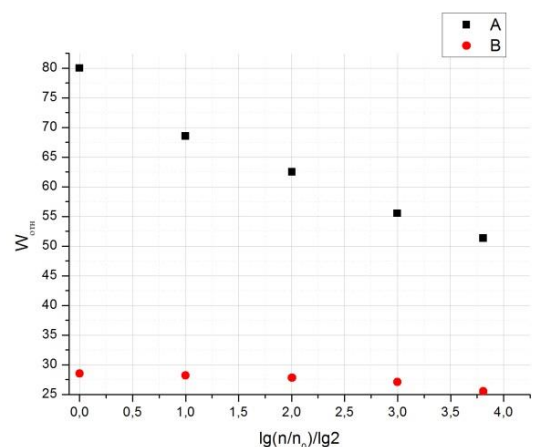
Из рис. 28 а видно, что максимальная амплитуда отраженного левого импульса наибольшая для случая $n=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $l=1245 \text{ нм}$. Нет монотонного спада при увеличении концентрации, но в целом видно, что при $n > 2.27 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, максимальная амплитуда отраженного импульса уменьшается. Что касается правой отраженной волны, то здесь амплитуда практически не меняется и сохраняется вблизи значений $A=0,35$.

Если говорить про частоты отраженных импульсов, то на рис. 28б можно видеть, что частота левой отраженной волны практически не меняется при изменении начальных параметров зеркала. Тогда как, частота правой отраженной волны максимальна опять же для случая $n=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $l=1245 \text{ нм}$. Наблюдается монотонное уменьшение частоты отраженного импульса при увеличении начальной концентрации слоя с сохранением параметра $\alpha=1$.

Из вышесказанного следует, что наибольший коэффициент отражения и частоту можно наблюдать при начальной $n=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и толщине $l=1245 \text{ нм}$. Но есть возможность регулировать частоту правого отраженного импульса в пределах значений от $n=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ до $n=2.27 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. При еще больших начальных концентрациях два импульса сливаются в один.



(а)



(б)

Рисунок 28 - а) График максимальной отраженной относительной амплитуды для разных концентраций ($n_0=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) левая отраженная волна – А, правая отраженная волна – В б) График относительного увеличения частоты для разных концентраций ($n_0=2.84 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) левая отраженная волна – А, правая отраженная волна – В

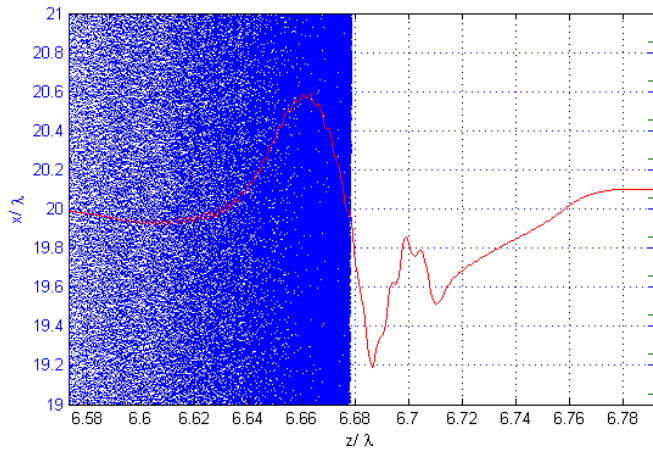
3.5 Отражение от квазибесконечного слоя

Результаты моделирования отражения встречного импульса от электронного зеркала, сформированного из полубесконечного слоя с толщиной $l=5$ мкм и концентрацией $n=1.42 \cdot 10^{20}$ см⁻³ и различной амплитудой встречного импульса, представлены на рис.29. В моделировании были заданы следующие параметры: размеры окна по $x - 40$ мкм, $z - 7$ мкм; число ячеек по $x - 2000$, $z - 12730$; размер ячейки по $x - 2 \cdot 10^{-8}$ м, размер ячейки по $z - 5.5 \cdot 10^{-10}$ м, шаг по времени $- 1.6678 \cdot 10^{-18}$ с; число частиц в ячейке $- 1$. Амплитуда встречного импульса брались $A=10$ ($1.07 \cdot 10^9$ Гц), $A=1$ и $A=0,1$.

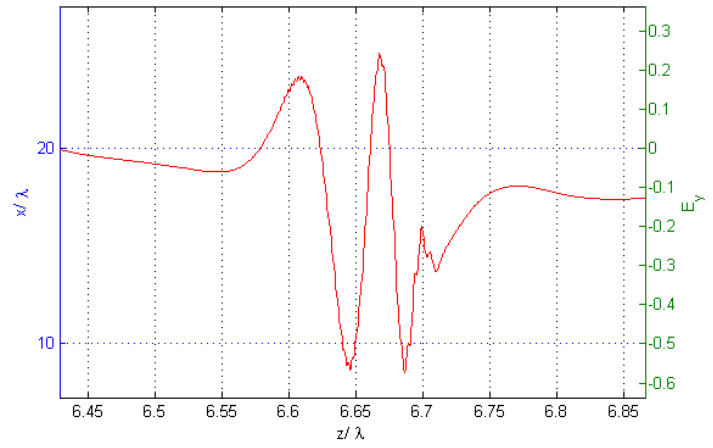
На рис.29а представлены результаты для отражения встречного импульса с амплитудой $A=10$. Из него можно видеть, что отраженный импульс оказался сильно искаженным по отношению к падающему. При этом можно заметить, что отношение $A_{\text{отр.макс.}}/A_0 = 43\%$, что является хорошим результатом. Частота же отраженного импульса превышает частоту падающего в 8 раз и составляет $2.4 \cdot 10^{15}$ Гц.

На рис. 29б показаны результаты отражения встречного импульса с амплитудой $A=1$. Здесь отраженный импульс искажен менее сильно, чем в предыдущем случае, но форму падающего импульса все же не повторяет. В этом случае отношение $A_{\text{отр.макс.}}/A_0 = 47\%$, что еще более хороший результат, чем в предыдущем случае. Частота отраженного импульса превышает частоту падающего в 20 раз и составляет $6.1 \cdot 10^{15}$ Гц.

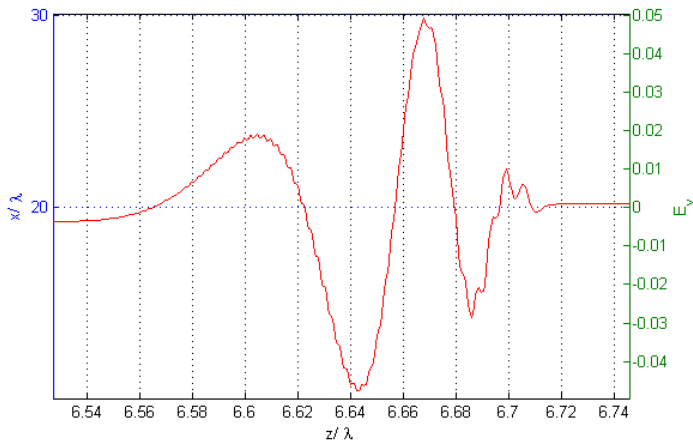
На рис. 29в уже показаны результаты отражения встречного импульса с амплитудой $A=0,1$. Форма отраженного импульса довольно близка к форме импульса в предыдущем случае. Отношение $A_{\text{отр.макс.}}/A_0 = 49\%$, что является очень хорошим результатом. Частота отраженного импульса превышает частоту падающего в 17.5 раз и составляет $5.3 \cdot 10^{15}$ Гц.



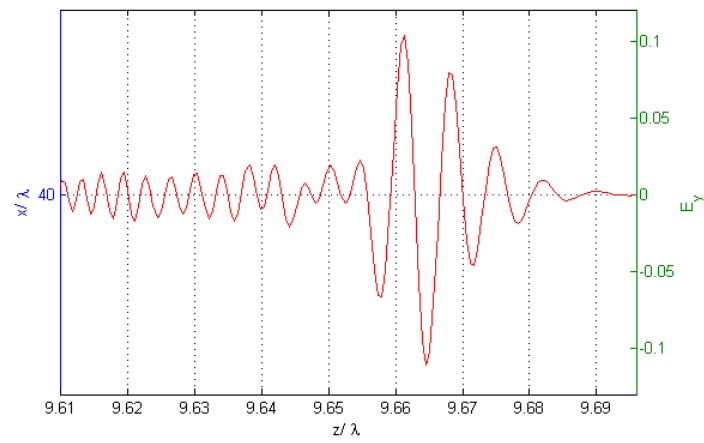
(a)



(б)



(e)



(e)

Рисунок 29 - Форма отраженного импульса для концентрации $n=1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l=5000$ нм для момента времени $T=6.5$ периода от начала взаимодействия а) $A=10$ б) $A=1$ в) $A=0,1$ г) при тех же параметрах поля и электронного слоя, но при более позднем моменте отражения для момента времени $T=9.5$ периода от начала взаимодействия отраженный импульс

Из вышесказанного следует, что при амплитудах падающего импульса в пределах $A=1-0,1$ можно получить очень высокий коэффициент отражения, практически около 0.5, а также довольно неплохое увеличение частоты в 17-20 раз. При высоких амплитудах падающего импульса, можно ожидать, что как коэффициент отражения так и увеличение частоты будут менее высокими. Но в целом, при отражении встречного импульса от квазибесконечного слоя при условии, что падающий импульс попадает в момент времени $T=2.5$ периода от начала ускорения слоя, можно получить очень высокий коэффициент отражения.

Интересен результат при отражении импульса в более поздний момент времени, когда электронный слой изменится таким образом, что на его правой границе образуется очень тонкий пик концентрации с ультрарелятивистской скоростью ($\beta \approx 0.997$). Так на рис. 29г представлены результаты отражения падающего импульса от электронного слоя в этот момент времени. Из него можно видеть, что в этом случае коэффициент отражения $A_{\text{отр. макс.}}/A_0 = 11\%$, что все же неплохой результат. Также можно видеть, что форма отраженного импульса близка к форме падающего, но на левом краю импульса образуются модуляции, что может являться численным эффектом. А вот увеличение частоты достигает 140 раз и частота отраженной волны составляет $4.2 \cdot 10^{16}$ Гц. Скорее всего, такое большое увеличение частоты можно объяснить тем, что как раз на правой границе скорость электронного слоя достигает очень высоких значений.

Таким образом, отражение встречного импульса от квазибесконечного слоя может представлять интерес, поскольку в результате мы имеем два режима отражения импульса, в зависимости от момента отражения. Первый режим дает очень высокий коэффициент отражения, а второй – высокий коэффициент преобразования частоты.

3.6 Выводы к главе 3

Было показано, что встречный импульс небольшой амплитуды ($A < 1$) не влияет на форму зеркала, и по этой причине форма отраженных импульсов не меняется при изменении амплитуды. При параметре $\alpha = 1$ и $n = 2.84 \cdot 10^{20} - 1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ на правой границе электронного слоя образовывается область сверхвысоких скоростей, при отражении от таких пленок образуются два отраженных импульса с различными частотами и амплитудами. Также было показано, что при отражении от полубесконечного слоя электронов, возможны два режима отражения в зависимости от момента отражения. Первый – отраженный импульс с высоким коэффициентом отражения (до 50%) но невысокий коэффициент преобразования частоты (8-20). Второй – отраженный импульс с высоким коэффициентом преобразования частоты (140), но невысоким коэффициентом отражения (11%).

ВЫВОДЫ

Было показано, что при параметре $\alpha = 1$ для электронных пленок с концентрациями порядка $n = 1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ образуются две отражающие поверхности – одна на левой границе с меньшей скоростью, другая на правой границе с большей скоростью; при отражении встречного импульса можно ожидать два импульса с разными частотами. При концентрациях $n = 1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, несмотря на то, что также образуются две отражающие поверхности, скорости их практически равны, и в результате возможного отражения встречного импульса отраженные импульсы могут наложиться друг на друга и будут неразличимы. При параметре $\alpha = 0.3$ разница в значениях импульсов на границах слоя даже при концентрациях порядка $n = 1.42 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ небольшая (до 10%), отраженные импульсы от таких зеркал могут также наложиться друг на друга. В целом при значениях $\alpha = 1, 0.3, 0.1$ в диапазоне концентраций от $n = 1.42 \cdot 10^{20}$ до $n = 1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ можно ожидать достаточно линейное отражение импульса, поскольку сформированные электронные пленки обладают двумя поверхностями отражения с резкими границами. При отражении от полубесконечного электронного слоя образуется несколько областей отражения внутри слоя, отдельные области электронов могут двигаться в обратном направлении. Все это может быть причиной для сильного искажения отраженного импульса.

Также было показано, что встречный импульс небольшой амплитуды ($A < 1$) не влияет на форму зеркала, и по этой причине форма отраженных импульсов не меняется при изменении амплитуды. При параметре $\alpha = 1$ и $n = 2.84 \cdot 10^{20} - 1.82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ возможно возникновение «бегущего скачка концентрации» электронов внутри электронного слоя, за счет чего при $n = 2.84 \cdot 10^{20} - 2.27 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ на правой границе электронного слоя образовывается область сверхвысоких скоростей. По этой причине возможно возникновение двух отраженных импульсов с различными частотами и амплитудами. Также было показано, что при отражении от полубесконечного

слоя электронов, возможны два режима отражения в зависимости от момента отражения. Первый – отраженный импульс с высоким коэффициентом отражения (до 50%) но невысокий коэффициент преобразования частоты (8-20). Второй – отраженный импульс с высоким коэффициентом преобразования частоты (140), но невысоким коэффициентом отражения (11%).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненной работы была исследована динамика сформированных релятивистских электронных зеркал из плазменных слоев с концентрациями от газовой до близкой к твердотельной. Также были исследованы полученные отраженные импульсы от сформированных зеркал при падении импульса с длиной волны 1 мкм. При некоторых параметрах моделирования удалось получить увеличение частоты до рентгеновского диапазона. Практическая реализация идеи, то есть создание компактного мощного источника рентгеновского излучения, нашло бы широкое применение как в биомедицинской диагностике, так и в различных химических, физических, биологических исследованиях. Рентгеновское излучение также находит применение в дефектоскопии.

Литература

1. Буланов С. В. и др. Релятивистские зеркала в плазме—новые результаты и перспективы //Успехи физических наук. – 2013. – Т. 183. – №. 5. – С. 449-486.
2. Sung J. H. et al. 0.1 Hz 1.0 PW Ti: sapphire laser //Optics letters. – 2010. – Т. 35. – №. 18. – С. 3021-3023. Novoselov K. S. et al. Electric field effect in atomically thin carbon films //science. – 2004. – Т. 306. – №. 5696. – С. 666-669.
3. Kulagin V. V. et al. Theoretical investigation of controlled generation of a dense attosecond relativistic electron bunch from the interaction of an ultrashort laser pulse with a nanofilm //Physical review letters. – 2007. – Т. 99. – №. 12. – С. 124801.
4. Wu H. C. et al. Nonlinear coherent Thomson scattering from relativistic electron sheets as a means to produce isolated ultrabright attosecond x-ray pulses //Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams. – 2011. – Т. 14. – №. 7. – С. 070702.
5. Habs D. et al. Dense laser-driven electron sheets as relativistic mirrors for coherent production of brilliant X-ray and γ -ray beams //Applied Physics B: Lasers and Optics. – 2008. – Т. 93. – №. 2. – С. 349-354.
6. Qiao B. et al. Coherent x-ray production via pulse reflection from laser-driven dense electron sheets //New Journal of Physics. – 2009. – Т. 11. – №. 10. – С. 103042.
7. Kiefer D. et al. First observation of quasi-monoenergetic electron bunches driven out of ultra-thin diamond-like carbon (DLC) foils //The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics. – 2009. – Т. 55. – №. 2. – С. 427-432.
8. Paz A. et al. Thomson backscattering from laser-generated, relativistically moving high-density electron layers //New Journal of Physics. – 2012. – Т. 14. – №. 9. – С. 093018.

9. Kulagin V. V. et al. Characteristics of relativistic electron mirrors generated by an ultrashort nonadiabatic laser pulse from a nanofilm //Physical Review E. – 2009. – Т. 80. – №. 1. – С. 016404.
10. Кулагин В. В. и др. Генерация мощных когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов с помощью релятивистских электронных зеркал //Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43. – №. 5. – С. 443-448.
11. Кулагин В. В., Корниенко В. Н., Черепенин В. А. Лазерное формирование релятивистских электронных сгустков субмикронной длительности из плазменных слоев //Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. – 2014. – №. 12.
12. Кулагин В. В., Корниенко В. Н., Черепенин В. А. Нелинейное отражение лазерных импульсов большой амплитуды от релятивистских электронных зеркал //Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №. 4. – С. 315-320.
13. Nam I. et al. Generating nearly single-cycle pulses with increased intensity and strongly asymmetric pulses of petawatt level //Physical Review E. – 2012. – Т. 85. – №. 2. – С. 026405.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – 1973.