

# ВЛИЯНИЕ СИЛ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ И ПОЗИТРОННЫХ СГУСТКОВ

В.И. Канавец<sup>1</sup>, Ю.Д. Мозговой<sup>2</sup>, С.А. Хриткин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова;  
<sup>2</sup>МИЭМ НИУ ВШЭ

1. Рассматривается влияние пространственного заряда на нелинейное обменное взаимодействие электронных и позитронных волн в задачах гамма-электроники, посвященных исследованию взаимодействия потоков заряженных частиц с электромагнитными полями в  $\gamma$  - диапазоне длин волн. В гамма-электронике, как и в микроволновой электронике больших мощностей, оптимизация процессов взаимодействия в большой степени определяется ролью сил пространственного заряда [1].

В теории используются уравнения макроскопической квантовой теории. Предполагается, что заряженные частицы отличаются упорядоченным взаимодействием и могут описываться с помощью одночастичных волновых функций электронов  $\Psi_e$  и позитронов  $\Psi_p$ . Решается нелинейная нестационарная задача для уравнений Шредингера и Пуассона [1]. Основное внимание уделяется системе двух потоков, находящихся на оптимальном расстоянии.

Потоки могут сходиться в области фокуса электронно-оптической системы с образованием активного объема нейтрализованной среды. Плазма легких носителей считается бесстолкновительной с коллективным взаимодействием. В рамках теории плазмы возникают задачи о взаимодействии нескольких групп зарядов разного знака, связанные с возможностями эксперимента. Оптимизация процессов взаимодействия определяется ролью сил пространственного заряда в режиме большого сигнала [1-6]. В микроволновой электронике влияние этих процессов оценивается по величине провисания потенциала кулоновского поля. В режиме большого сигнала при большом провисании потенциала учет нелинейных эффектов требует перехода к модели крупных частиц. Следует переходить от рассмотрения модели крупных частиц к рассмотрению макроскопических волновых функций заряженных частиц.

2. Ограничимся рассмотрением многолучевых потоков с чередующимися знаками зарядов лучей. В первом приближении влияние кулоновских полей может быть оценено по величине провисания потенциала. В свою очередь, провисание потенциала зависит от плотности заряда (концентрации частиц) и радиуса действия кулоновских сил с расстоянием. Область взаимодействия однородна в продольном направлении (ось  $Z$ ). Теория такой системы может строиться в двумерном приближении с начальными условиями в виде задания возбуждающих областей заряда.

В рамках волнового подхода квантовой теории потоки заряженных частиц отличаются упорядоченным взаимодействием и могут описываться с помощью одночастичных волновых функций электронов  $\Psi_e(t, x, y, z)$  и позитронов  $\Psi_p(t, x, y, z)$ . Уравнения Шредингера переходят в уравнения волн, возбуждаемых внешним источником в виде кулоновского поля заряженных частиц. В свою очередь, с течением времени в результате самосогласованного взаимодействия кулоновское поле изменяется и следует говорить о поле пространственного заряда

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \Psi_e}{\partial t} &= H_e \Psi_e, & H_e &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_e, \\ i\hbar \frac{\partial \Psi_p}{\partial t} &= H_p \Psi_p, & H_p &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_p, \end{aligned}$$

где  $U_e, U_p$  – потенциальные энергии электронов и позитронов в кулоновском поле с потенциалом  $\Phi$ ,  $U_e = -|e| \Phi$ ,  $U_p = |e| \Phi$ .

Частицы имеют одинаковую массу  $m$  и отличаются знаком заряда. Берется заряд  $-|e|$  для электронов и  $+|e|$  для позитронов ( $|e| = 1,6 \cdot 10^{-19}$  К). Потенциал общего кулоновского поля электронов и позитронов  $\Phi$  удовлетворяет уравнению Пуассона, в правой части которого стоят плотности заряда  $\rho_{e,p}$ , пропорциональные плотностям частиц  $n_{e,p}$ , последние, в свою очередь, равны квадратам модулей волновых функций

$$\begin{aligned} \Delta \Phi &= -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad \rho = \rho_e + \rho_p, \quad \rho_e = -|e| n_e = -|e| |\Psi_e|^2, \quad \rho_p = |e| n_p = |e| |\Psi_p|^2, \\ \Delta \Phi &= \frac{|e|}{\varepsilon} \left( |\Psi_e|^2 - |\Psi_p|^2 \right), \end{aligned}$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды.

Уравнения Шредингера являются кинематическими уравнениями. Поле пространственного заряда является внешним полем. В результате самосогласованного взаимодействия возникает электронно-позитронная структура в виде квантового плазмоида. Тем самым плотность заряда должна быть достаточно велика, чтобы проявилось влияние провисания кулоновского поля. В процессе взаимодействия плотности могут меняться в широких пределах. Необходимо только так поставить задачу, чтобы все время выполнялось условие наличия большого числа частиц в системе.

Динамическая компенсация с выделением моды плазмоида может происходить с использованием стоячих волн электронов и позитронов, сдвинутых по фазе на  $\pi$ . Оценку роли потенциальной энергии кулоновского поля  $U = e \Phi$  проведем с использованием волновых функций объемных стоячих волн с чередованием знака заряда [1]

$$\Psi_e = \sqrt{2} A \cos kr \exp(-i\omega t), \quad \Psi_p = \sqrt{2} A \sin kr \exp(-i\omega t),$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число волны де Бройля, связанное с ускоряющими потенциалами потоков электронов и позитронов. Даются выражения для потенциала  $\Phi(r)$  и потенциальной энергии  $U = |e| \Phi$

$$U = |e| \Phi = -\frac{e^2}{\varepsilon r} A^2 \frac{\cos 2kr}{4k^2}. \text{ Приводится соотношение для параметра}$$

пространственного заряда,  $\xi = 2U_w \frac{2m}{\hbar^2} \frac{A^2}{k^4}$ , где  $A^2 = n [1/\text{м}^3]$  – объемная плотность частиц,  $U_w = e^2/8\varepsilon = 3,5 \cdot 10^{-28} \text{ Дж} \cdot \text{м} [1]$ .

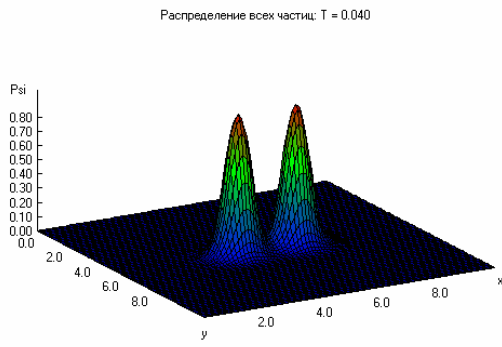
Оптимизация нелинейного обменного процесса происходит при значениях параметра  $\xi \ll 1$ . Если параметр  $\xi \approx 1$ , то велика нелинейность и могут появиться пики и воронки. Величина максимума модуля потенциала  $|\Phi_m|$  зависит от параметра пространственного заряда  $\xi_m$ . В области изменения относительных значений параметра  $\xi/\xi_m = 0,1-1-10$  максимум провисания изменяется в таких же пределах  $|\Phi_m| = 0,1-1-10$ . При  $|\Phi_m| = 1$  провисание потенциала равно ускоряющему напряжению.

3. Детализация процесса коллективного обмена требует проведения расчетов при различных значениях параметра пространственного заряда. Используется сеточный метод. Размеры ячеек даются гораздо меньше радиуса распределения  $R$  кулоновских сил. В каждой ячейке находится большое число частиц, позволяющее одновременно вычислять амплитуды и фазы волновых функций, усредненных по ячейкам.

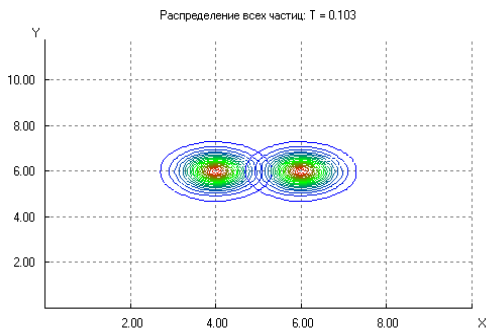
Для получения возбужденных упорядоченных состояний плазмоида в виде стоячих волн желательно иметь чередующиеся сгустки электронов и позитронов, расположенные в определенном порядке. Рассматривается шаровой плазмод с радиусом, в общем случае много большим длины волны де Бройля. Плазмод может находиться в одном макроскопическом квантовом состоянии и резонировать на частоте  $\omega$ .

Оптимизация нелинейного обменного процесса происходит при  $\xi \ll 1$ . Если  $\xi \approx 1$ , то велика нелинейность и могут появиться пики и воронки. Примеры распределений профилей и уровней волновой функции электронов и позитронов в различные моменты времени показаны на рис. 1. Примеры распределений профилей и уровней потенциала в различные моменты времени показаны на рис. 2-4.

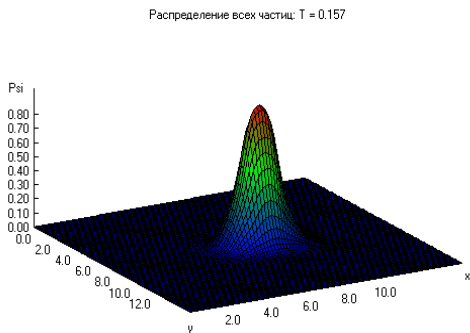
Для анализа процессов в электронно-позитронном плазмоиде необходим учет взаимодействия зарядов разного знака при условии равенства начальных плотностей электронов и позитронов. В этом случае происходит выравнивание провисания потенциала в кулоновских полях и наблюдается одинаковое начальное движение зарядов к общему центру. Расчеты были проведены при больших значениях начальной плотности заряда. Кулоновское взаимодействие частиц изменяет картину концентрических линий уровней амплитуд волновых функций и общего скалярного потенциала. В начальные моменты времени в области сближения зарядов разного знака, линии уровней потенциала сгущаются и идут почти параллельно.



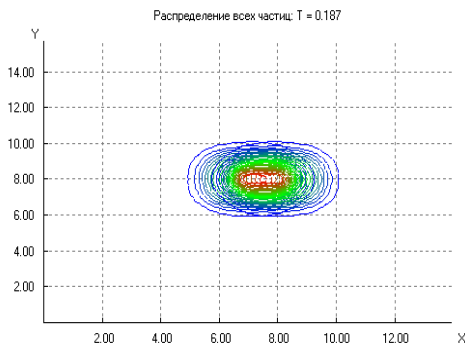
Профиль волновой функции (а),



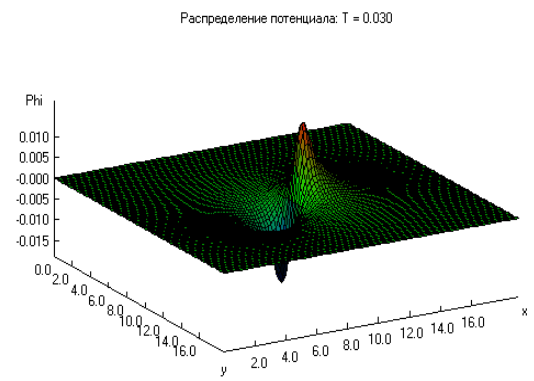
Уровни волновой функции (б)



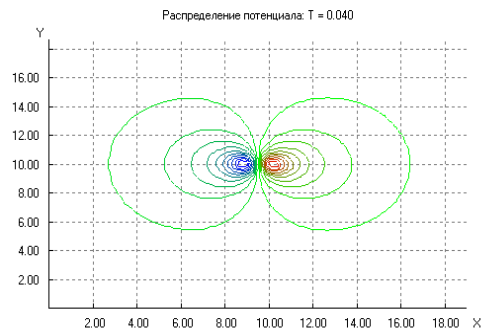
Профиль волновой функции (в)



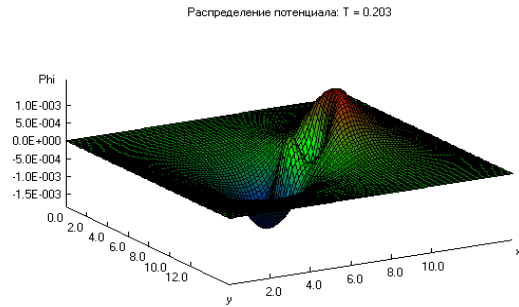
Уровни волновой функции (г)



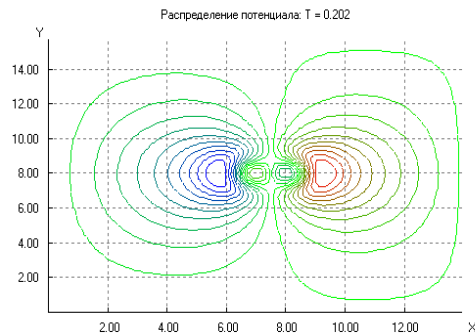
Профиль потенциала (а)



Уровни потенциала (б)



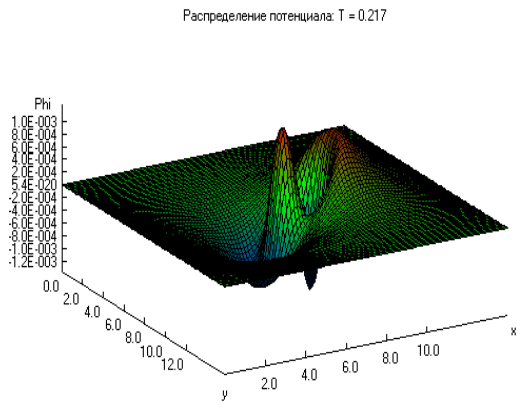
Профиль потенциала (в)



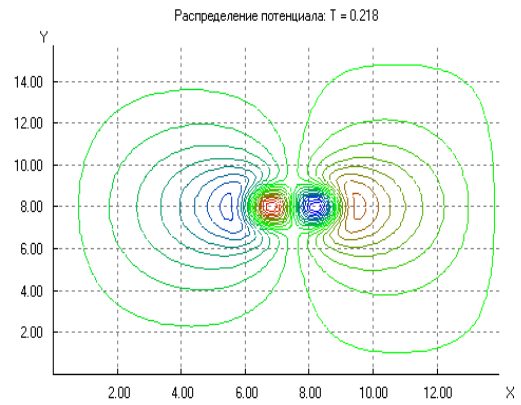
Уровни потенциала (г)

Рис.1. Распределения профилей и уровней волновой функции электронов и позитронов в различные моменты времени (а-г)

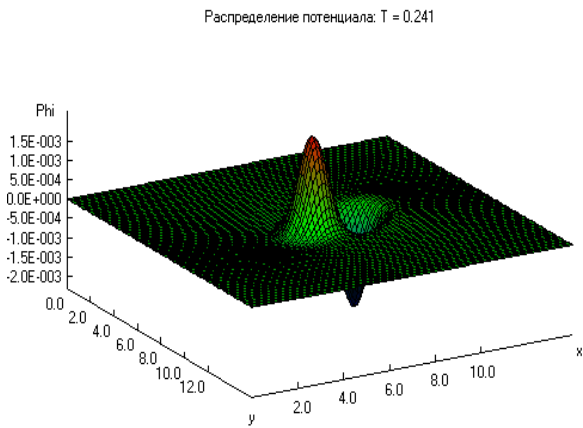
Рис.2. Распределения профилей и уровней потенциала сгустков электронов и позитронов в различные моменты времени (а-г)



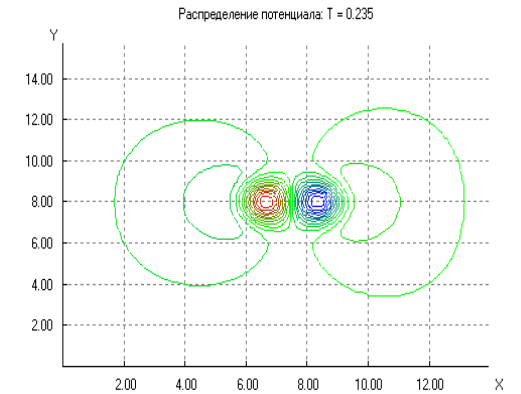
Профиль потенциала (а)



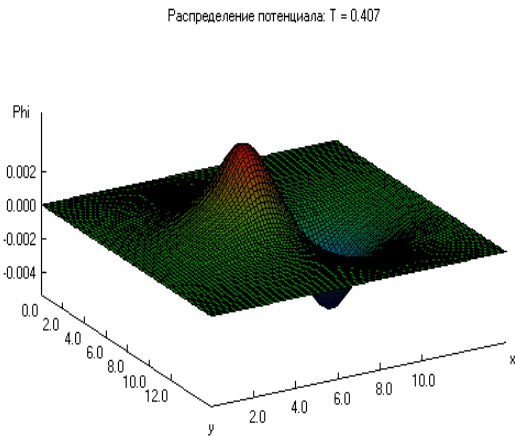
Уровни потенциала (а)



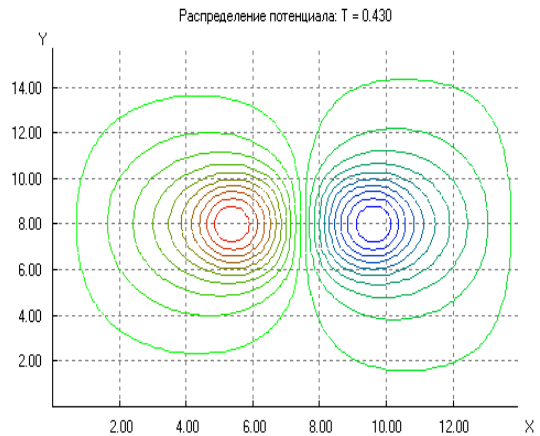
Профиль потенциала (б)



Уровни потенциала (б)



Профиль потенциала (в)



Уровни потенциала (в)

Рис.3. Распределения профилей потенциала (а-в) в различные моменты времени

Рис.4. Распределения уровней потенциала (а-в) в различные моменты времени

Из рассмотрения приведенных зависимостей на рис. 1-4 следует, что вид профилей и уровней потенциала  $\Phi$  зависит от распределений профилей и уровней волновых функций электронов и позитронов. На картинах волновых полей электронов и позитронов вначале разделенные центральные пятна линий уровней медленно сближаются, амплитуда поля в центральных пятнах увеличивается и постепенно возникает аксиально-симметричная центральная электронно-позитронная область, рис. 1. Взаимодействие зарядов приобретает вид кооперации мод с увеличением роли низшей аксиально-симметричной моды.

Исследуются условия перехода несимметричных волновых полей электронов и позитронов к общему волновому аксиально-симметричному полю. Возникающее квантовое состояние плазмоида соответствует возбуждению S-волн. В этом случае электронно-позитронный плазмоид может иметь в трехмерном приближении форму шара [1], а в двухмерном — форму цилиндра. Особенности возбуждения связаны с конкуренцией и кооперацией мод электронно-позитронных волновых полей.

С течением времени взаимодействие зарядов приводит к появлению двух углублений в линиях уровней потенциала в области сближения зарядов. В углублениях зарождаются центры новых кулоновских полей частиц противоположного знака, рис.2-4. Новые области концентрических линий уровней расширяются, число линий увеличивается, пока не прекращается процесс перетекания заряда из старых областей в новые области. Прежние области формируются в дугообразные пятна, образуя внешнюю оболочку. Пятна расширяются, распадаются на части и постепенно исчезают.

В более поздние моменты времени процессы конкуренции и кооперации сосуществуют и приводят к характерному убыстрению изменения картины полей. Наблюдается взрывная неустойчивость, ведущая к внезапному исчезновению картины потенциала. Экран компьютера остается чистым, пока не проявляется влияние стенок.

1. В.И. Канавец. Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии. М.: Изд-во «Педагогическое общество России». 2009.
2. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе. Лекции по электродинамике плазмopodobных сред. М.: Изд-во МГУ. 1999.
3. В.Е. Фортов. Экстремальные состояния вещества. М.: Физматлит. 2008.
4. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Наука. 1991.
5. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.И. Слепков. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: МГУ. 1993.
6. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин. Обменное взаимодействие электронных и позитронных сгустков. //Радиотехника и электроника. Т. 55. №4. 2010. С. 500.