

## К ВОПРОСУ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОТОКОВ НЕЙТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ<sup>1)</sup>

© 2021 г. С. Л. Гинзбург, В. Ф. Дьяченко, Л. И. Михайлова<sup>1</sup>,  
В. М. Чечеткин<sup>1,2,\*</sup>, Н. Н. Фимин<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup> 125047 Москва, Миусская пл., 4, ИПМ РАН, Россия

<sup>2</sup> 123056 Москва, 2-я Брестская ул., 19/18, ИАП РАН, Россия

\*e-mail: chechetv@gmail.com

\*\*e-mail: oberon@kiam.ru

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.

Переработанный вариант 26.09.2020 г.

Принята к публикации 18.11.2020 г.

Трехмерная компьютерная модель взаимодействия плазмы с электромагнитным полем в рамках уравнений Власова–Максвелла применена для расчета движения в вакууме встречных релятивистских электронейтральных потоков плотной плазмы, состоящей из электронов и протонов. Исследуется влияние начальной скорости частиц плазмы и их концентрации на процесс взаимодействия потоков. Библ. 12. Фиг. 29.

**Ключевые слова:** уравнение Власова, уравнения Максвелла, нейтральная плазма, электромагнитное поле, релятивистские электроны.

**DOI:** 10.31857/S004446692103008X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Метод встречных пучков на ускорителях заряженных частиц (коллайдерах) на долгие десятилетия стал одним из основных инструментов изучения фундаментальных свойств материи, обеспечив колоссальный прогресс в экспериментальных исследованиях физики элементарных частиц и в физике высоких энергий для получения сверхвысоких энергий. Наибольшее распространение получили ускорители на встречных электрон–электронных, электрон–позитронных и протон–протонных пучках.

Настоящая работа является продолжением работ [1]–[5] и содержит описание полученных на 3D-модели результатов расчета встречного однопролетного движения в вакууме с релятивистской скоростью двух нейтрализованных потоков плотной плазмы (плазмOIDов), состоящих из электронов и протонов равной концентрации. На конкретных примерах проиллюстрирована зависимость процесса взаимодействия частиц плазмOIDов через электромагнитное поле от начальной скорости частиц и их концентрации.

Полученные результаты могут быть применены, например, для построения моделей взаимодействующих газопылевых туманностей или сталкивающихся галактик, а также для моделирования процессов в коллайдерах.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Взаимодействие бесстолкновительной плазмы с электромагнитным полем описывается 3-мерной системой уравнений Власова–Максвелла [9]–[12]. При указанном ниже выборе единиц измерения эта система имеет вид

$$\frac{\partial f_{e,p}}{\partial t} + \mathbf{v}_{e,p} \cdot \frac{\partial f_{e,p}}{\partial \mathbf{x}} + q_{e,p}(\mathbf{E} + \mathbf{v}_{e,p} \times \mathbf{H}) \cdot \frac{\partial f_{e,p}}{\partial \mathbf{p}} = 0,$$

<sup>1)</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант 20-11-20165.

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \nabla \times \mathbf{H} + \mathbf{j} = \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho,$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{H} = 0,$$

где  $\mathbf{E}(t, \mathbf{x})$ ,  $\mathbf{H}(t, \mathbf{x})$  – соответственно векторы электрической и магнитной напряженности само-согласованного электромагнитного поля;  $f_{e,p}(t, \mathbf{x}, p)$  – функции распределения электронов ( $e$ ) и протонов ( $p$ );  $\mathbf{v}_{e,p} = \partial w_{e,p} / \partial \mathbf{p}_{e,p}$  – скорости электронов и протонов;  $w_{e,p} = [(m_{e,p})^2 + (\mathbf{p}_{e,p})^2]^{1/2} - m_{e,p}$  – их кинетические энергии;  $m_{e,p}$  – массы покоя и  $q_{e,p}$  – заряды, соответственно, электронов и протонов плазмы.

Плотности заряда и тока:

$$\rho = \sum q_{e,p} \int f_{e,p} d^3 p, \quad \mathbf{j} = \sum q_{e,p} \int \mathbf{v}_{e,p} f_{e,p} d^3 p$$

с суммированием по сортам частиц.

Здесь и далее используется следующая система единиц: длина  $L$  – произвольный размер; скорость  $c (=1)$  – скорость света; время –  $L/c$ ; масса частицы  $m$  – масса покоя электрона; импульс и энергия частицы –  $mc$  и  $mc^2$  соответственно; напряженность поля –  $mc^2/eL$ , где  $e$  – элементарный заряд; концентрация частиц –  $mc^2/4\pi e^2 L^2$ ; функция распределения по энергии –  $L/4\pi e^2$ . В этих единицах масса электрона  $m_e = 1$ , протона  $m_p = 1836$  и  $q_{e,p}$  – заряды, соответственно, электронов  $q_e = (-1)$  и протонов  $q_p = 1$ .

Задача решалась численным методом, основные принципы алгоритма которого (метод макрочастиц для уравнения Власова и разностная схема для уравнений Максвелла с учетом запаздывающих потенциалов) изложены в [6]–[8]. Траектории частиц определяются силовым взаимодействием, обусловленным электромагнитным полем не как одномоментной суперпозицией влияния остальных частиц системы, а как интегральные величины по предшествующему данному моменту промежутку времени, т.е. являются локально-ковариантными функциями 4-потенциалов Льенара–Вихерта системы частиц, так что применение “усредняющих” преобразований Лоренца даже для небольшой группы (кластера), близких в некоторый момент частиц неправомерно (таким образом, в результате возникающей “эффективной рассинхронизации” многочастичных кластеров динамика системы хаотизируется).

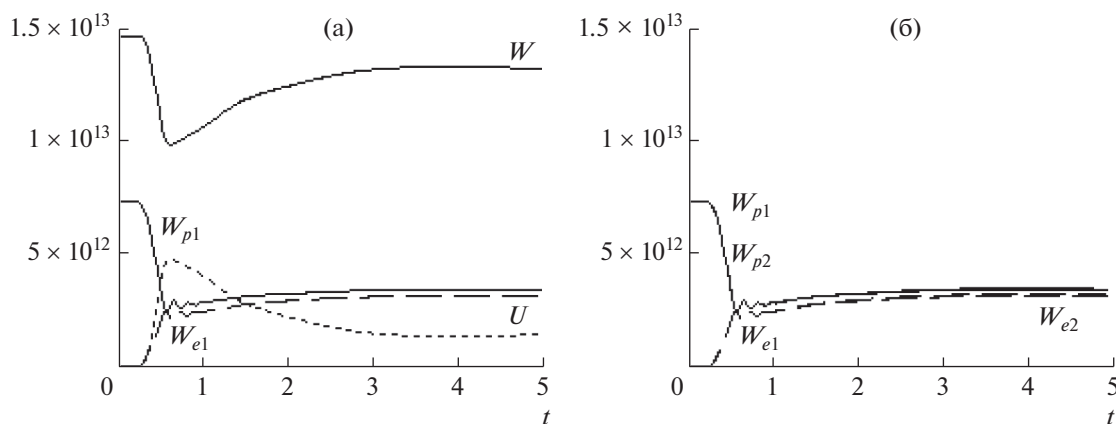
Область расчета определяется параметрами  $0 < x < X$ ,  $0 < y < Y$ ,  $0 < z < Z$ . По осям  $x$  и  $y$  заданы периодические граничные условия для компонент электромагнитного поля и координат частиц (выход частицы через границу области расчета влечет за собой ее проникновение в данную область с противоположной границы). Внешние границы закрыты для входа извне частиц и любых видов энергии.

В лабораторной системе координат использована следующая стандартная модель. В начальный момент  $t = 0$  электромагнитное поле отсутствует. Электронейтральная плазма, состоящая из электронов и протонов равной концентрации  $n_e = n_p$  частиц каждого типа, равномерно заполняет два прямоугольных параллелепипеда (плазмоида) единичной длины вдоль оси  $z$  и на расстоянии единица друг от друга вдоль той же оси  $z$ , движущихся вдоль этой оси в противоположных направлениях с заданной скоростью  $|v_z|$ :  $0 < x < 0.3$ ,  $0 < y < 0.3$ ,  $3 < z < 4$  и  $0 < x < 0.3$ ,  $0 < y < 0.3$ ,  $5 < z < 6$  (граничные значения  $X = Y = 0.3$ ,  $Z = 9$ ). Шаг по пространственным переменным равен 0.005. В расчетах движения любого плазмоида участвуют по 5760000 частиц каждого типа, если не оговорено иное (по 8 частиц электронов и протонов в расчетной ячейке).

Вдоль оси  $z$  задана начальная релятивистская скорость частиц. Длительность рассчитываемого процесса ограничена по времени, как правило, пятью (безразмерными) единицами.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Далее приводятся результаты моделирования встречного движения потоков плотной плазмы для трех вариантов начальной скорости электронов и протонов:  $|v_z| = 0.99999$ , 0.999 или 0.95 с концентрацией частиц  $n_e = n_p = 2 \times 10^8$  и варианта  $|v_z| = 0.999$  с концентрацией частиц  $n_e = n_p = 2 \times 10^7$ .



**Фиг. 1.** (а)  $W$  – суммарная кинетическая энергия всех частиц в расчетной области,  $W_{e1}$  и  $W_{p1}$  – кинетические энергии электронов и протонов первого плазмоида,  $U$  – энергия электромагнитного поля; (б) кинетические энергии  $W_{ei}$  и  $W_{pi}$  электронов и протонов каждого из плазмоидов как функции времени (здесь  $i = 1, 2$  – номера плазмоидов).

**Вариант 1.** Начальная скорость всех частиц плазмоида 1 вдоль оси  $z$ :  $v_{z1} = 0.99999$ , плазмоида 2:  $v_{z1} = (-0.99999)$ . Кинетическая энергия электрона в этом случае равна  $222.6$  ( $\gamma_e = 223.6$ ), кинетическая энергия протона равна  $408\,707$ .

На фиг. 1а представлено поведение во времени суммарной кинетической энергии электронов и протонов обоих плазмоидов  $W$ , кинетической энергии электронов  $W_{e1}$  и протонов  $W_{p1}$  первого плазмоида и энергии возникающего электромагнитного поля  $U$ . Энергии поля и частиц, ушедших из расчетной области через границы  $z = 0$  и  $z = Z$ , по величине на несколько порядков меньше значений, изображенных на этом графике. На фиг. 1б дается сравнение кинетических энергий электронов и протонов обоих плазмоидов как функций времени.

Симметричность начальных данных для плазмоидов 1 и 2 приводит практически к совпадению в поведении кинетических энергий их однотипных частиц (см. фиг. 1б). Похожая ситуация наблюдается и в других, рассмотренных ниже, вариантах расчета.

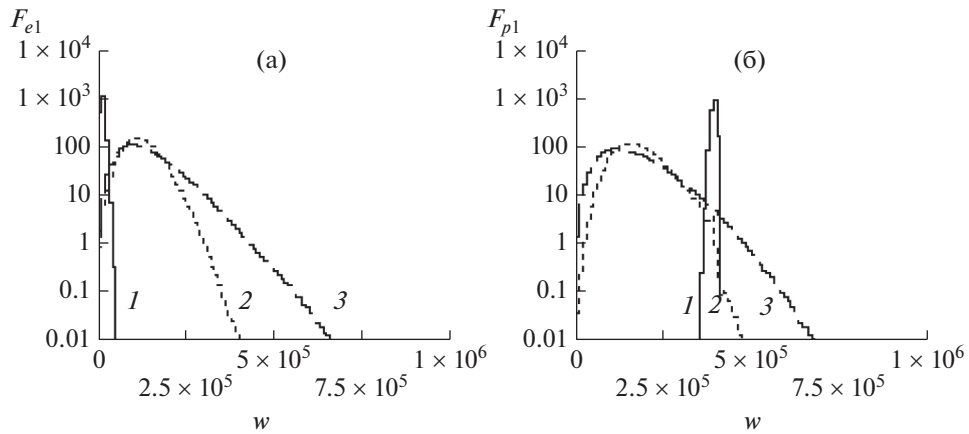
К моменту времени  $t_0 = 0.54$  первоначальная суммарная кинетическая энергия протонов обоих плазмоидов распределилась между протонами, электронами и электромагнитным полем таким образом, что все суммарные энергии как электронов, так и протонов каждого из плазмоидов равны между собой. Энергия электромагнитного поля  $U$  близка к сумме кинетических энергий электронов и протонов плазмоида.

На фиг. 2 показаны функции распределения по кинетической энергии всего ансамбля электронов  $F_{e1}$  и протонов  $F_{p1}$  плазмоида 1 на три момента времени. Для каждого типа частиц эти функции заметно отличаются от первоначальных дельта-функций. Очевидно наличие двух процессов: заметное торможение протонов и столь же заметное ускорение электронов. Появляются значительно “убегающие” вперед по энергии частицы обоих типов. Аналогичная картина наблюдается в поведении функций распределения по энергии и для частиц второго плазмоида.

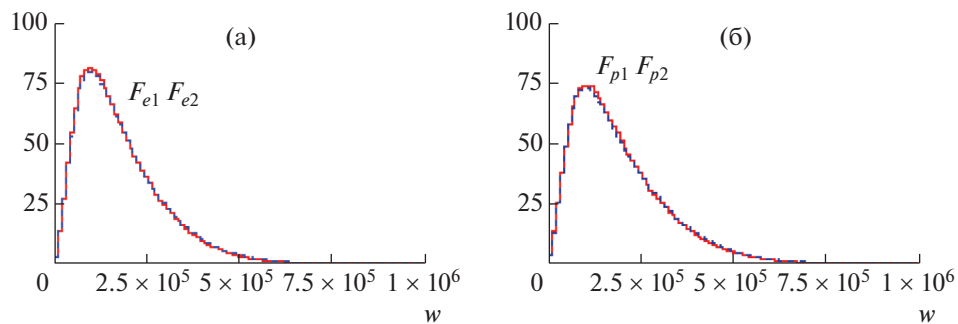
На фиг. 3 изображены функции распределения электронов  $F_{ei}$  и протонов  $F_{pi}$  плазмоидов 1 и 2 по кинетической энергии  $w$  при  $t = 5$ . Практически распределения по энергии однотипных частиц разных плазмоидов совпадают.

Далее на фиг. 4–10 показана эволюция во времени проекций фазовых портретов  $(p_x, z)$  (аналогичных  $(p_y, z)$ ) и  $(p_z, z)$  электронов и протонов обоих плазмоидов ( $t = 0, 1, 3, 5$ ), рассчитанная при участии  $720\,000$  частиц каждого типа в любом плазмоиде (по одной частице электрона и протона на расчетную ячейку). На фиг. 4 даны проекции фазовых портретов  $(p_z, z)$  электронов и протонов обоих плазмоидов при  $t = 0$  ( $(p_x, z) = (p_y, z) = 0$ ).

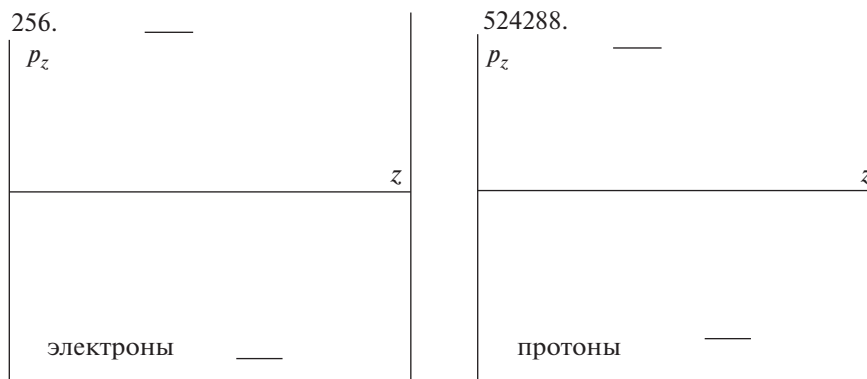
На фиг. 5 показаны проекции фазовых портретов  $(p_x, z)$  всех частиц обоих плазмоидов на момент времени  $t = 1$ .



Фиг. 2. Функции распределения электронов  $F_{e1}$  и протонов  $F_{p1}$  плазмоида 1 по энергии  $w$  на моменты времени 1)  $t = 0.3$ , 2)  $t = 0.5$ , 3)  $t = 1$  (в логарифмическом масштабе).



Фиг. 3. Функции распределения по энергии  $w$  электронов  $F_{ei}$  (а) и протонов  $F_{pi}$  (б) плазмоидов 1 и 2 при  $t = 5$ .

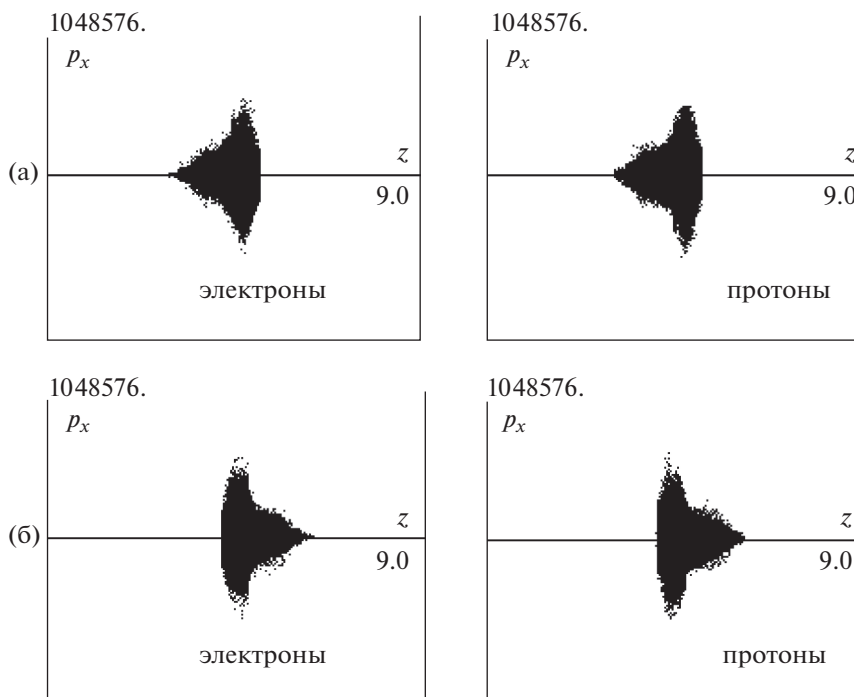


Фиг. 4. Проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  электронов и протонов при  $t = 0$ .

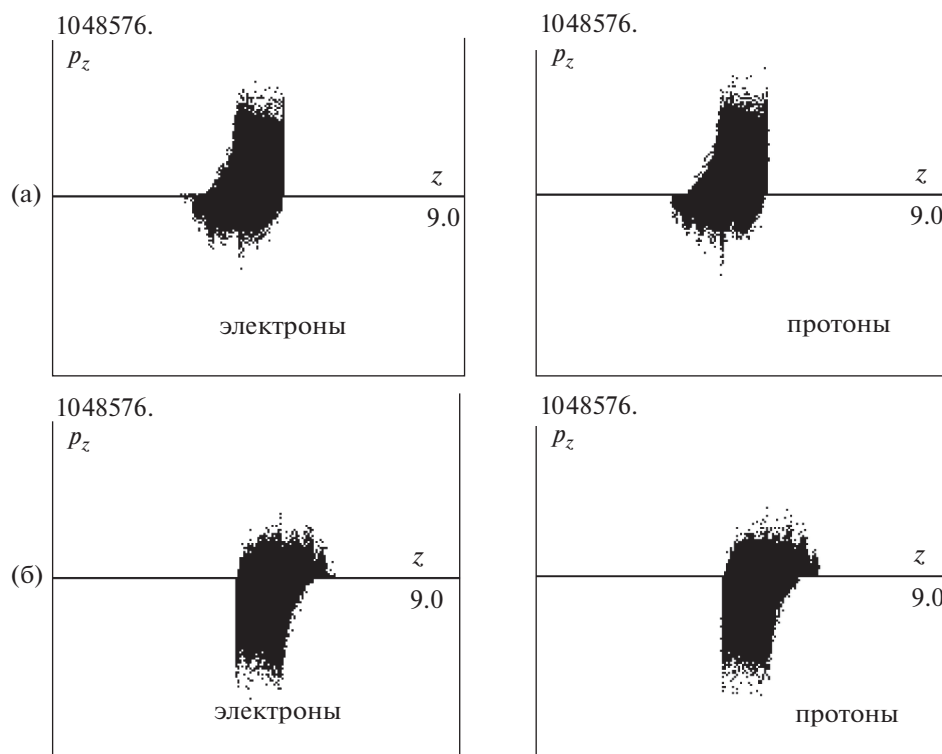
На фиг. 6 представлены проекции фазовых портретов  $(p_z, z)$  всех частиц обоих плазмоидов на момент времени  $t = 1$ .

На фиг. 7 даны проекции фазовых портретов  $(p_x, z)$  всех частиц обоих плазмоидов на момент времени  $t = 3$ .

На фиг. 8 изображены проекции фазовых портретов  $(p_z, z)$  всех частиц обоих плазмоидов на время  $t = 3$ .



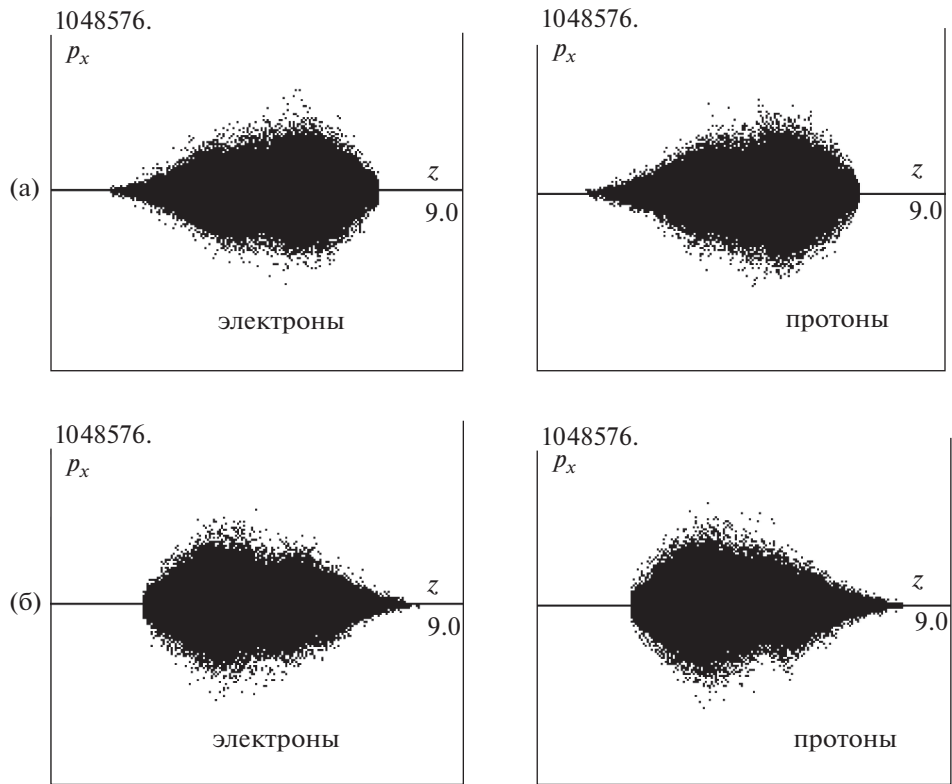
Фиг. 5. Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  электронов и протонов плазмоида 1 (а) и плазмоида 2 (б).



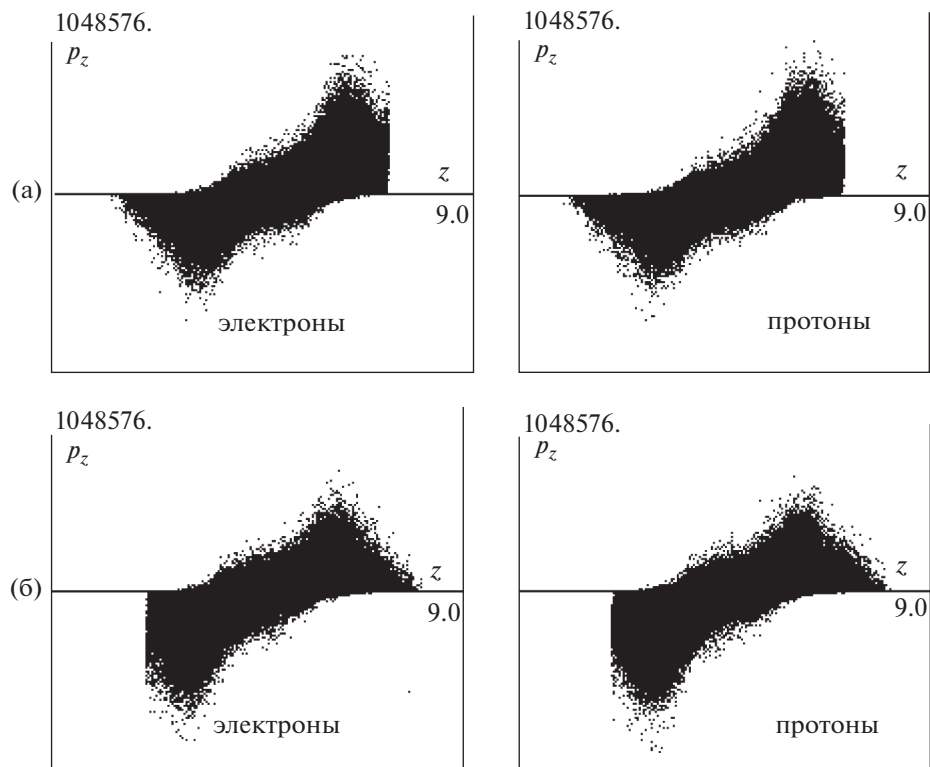
Фиг. 6. Проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  электронов и протонов плазмоида 1 (а) и плазмоида 2 (б).

На фиг. 9 показаны проекции фазовых портретов  $(p_x, z)$  всех частиц обоих плазмоидов на момент времени  $t = 5$ .

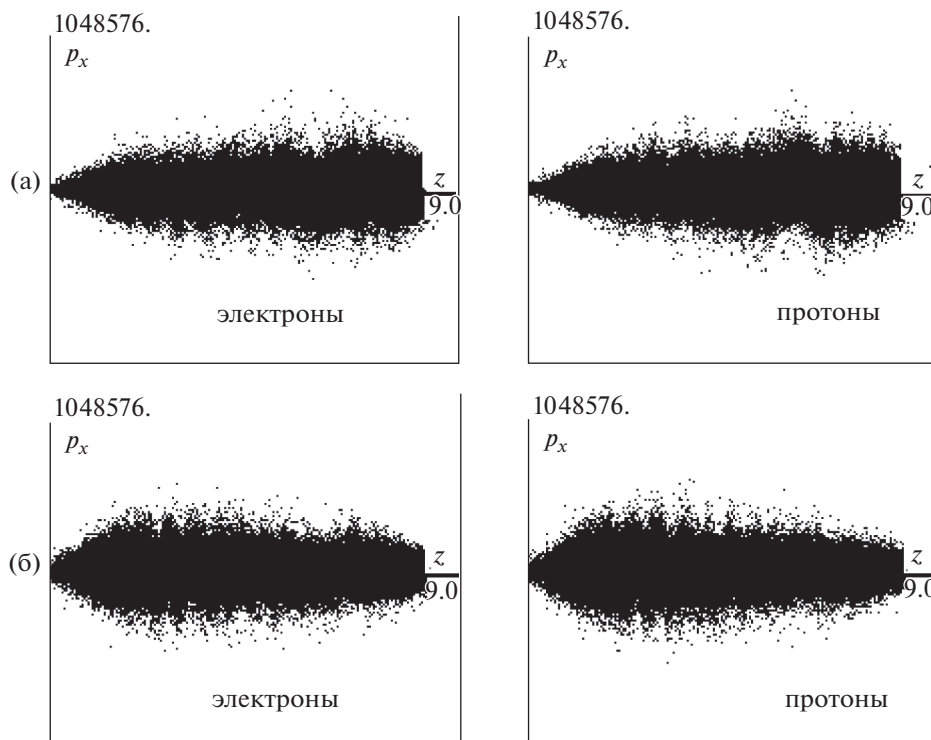
На фиг. 10 представлены проекции фазовых портретов  $(p_z, z)$  электронов и протонов обоих плазмоидов на время  $t = 5$ .



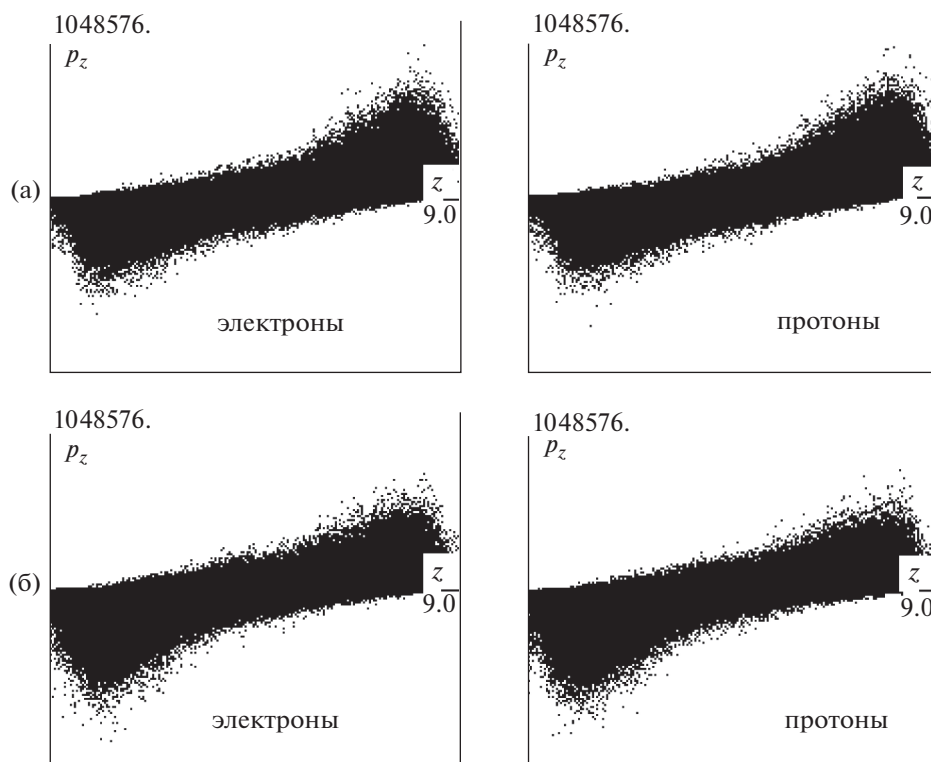
Фиг. 7. Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  электронов и протонов плазмоида 1 (а) и плазмоида 2 (б).



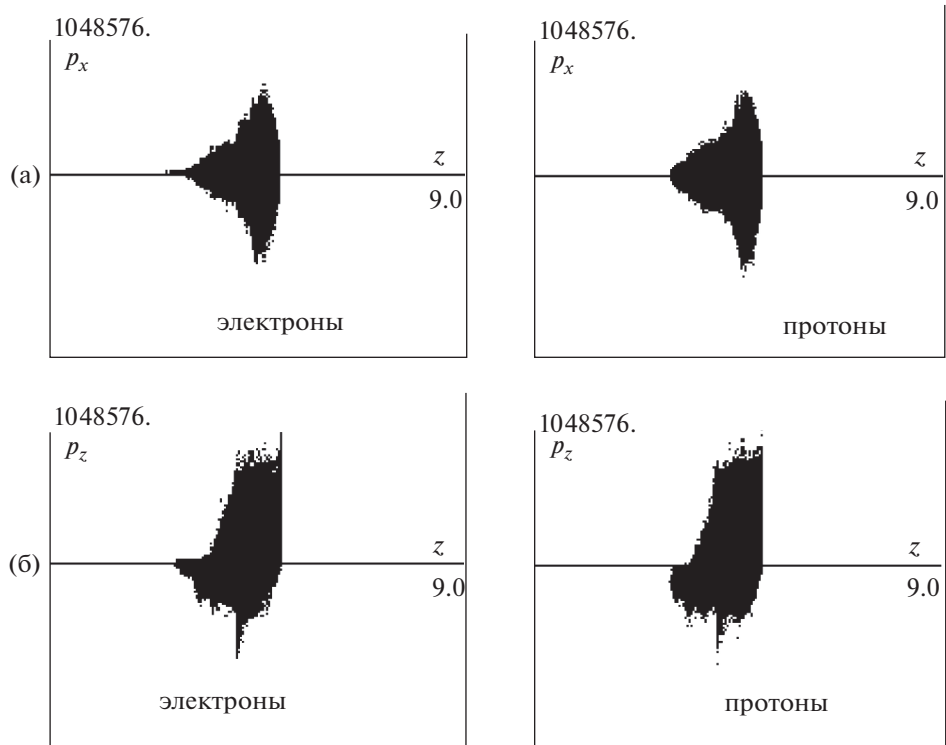
Фиг. 8. Проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  электронов и протонов плазмоида 1 (а) плазмоида 2 (б).



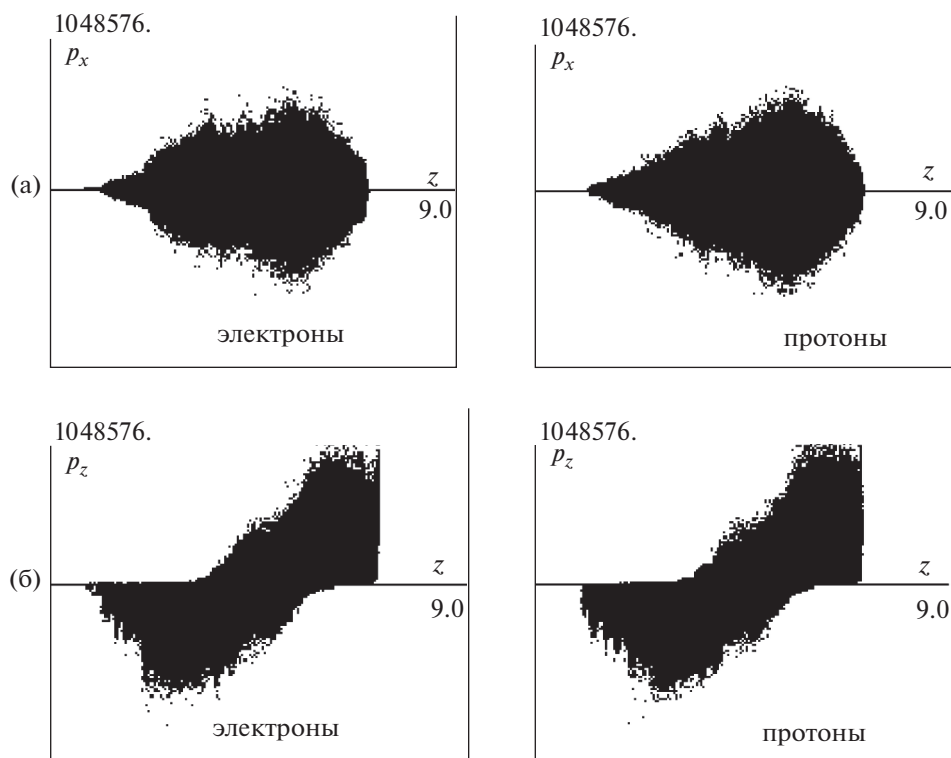
Фиг. 9. Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  электронов и протонов плазмоида 1 (а) и плазмоида 2 (б).



Фиг. 10. Проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  частиц плазмоида 1 (а) и плазмоида 2 (б).

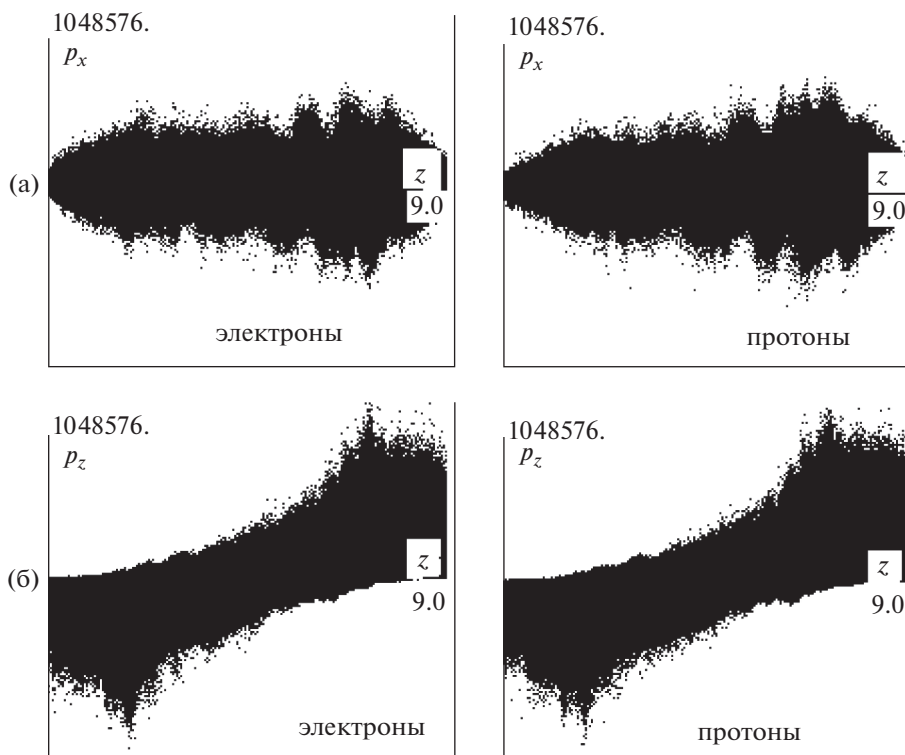


Фиг. 11. Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  (а) и фазовых портретов  $(p_z, z)$  (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 1$ .

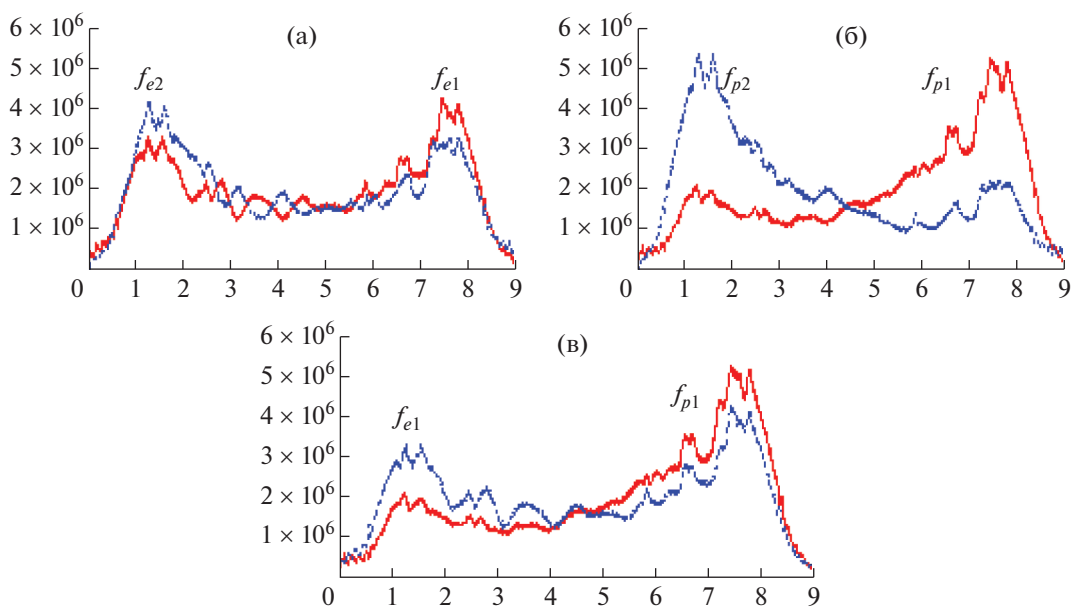


Фиг. 12. Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  (а) и фазовых портретов  $(p_z, z)$  (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 3$ .



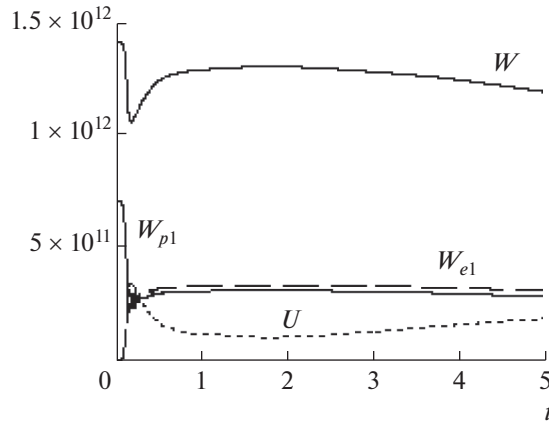


Фиг. 13. Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  (а) и фазовых портретов  $(p_z, z)$  (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 5$ .

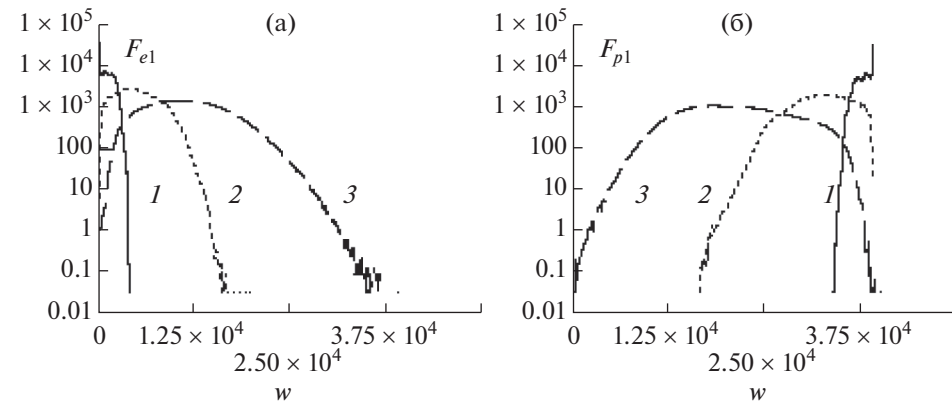


Фиг. 14. Распределения погонной концентрации  $f_{ei}$ ,  $f_{pi}$  (на фиг. 14а и 14б соответственно) макрочастиц обоих плазмоидов ( $i = 1, 2$ ); на фиг. 14в приводятся распределения погонной концентрации  $f_{e1}$ ,  $f_{p1}$  электронов и протонов первого плазмоида при  $t = 5$ .

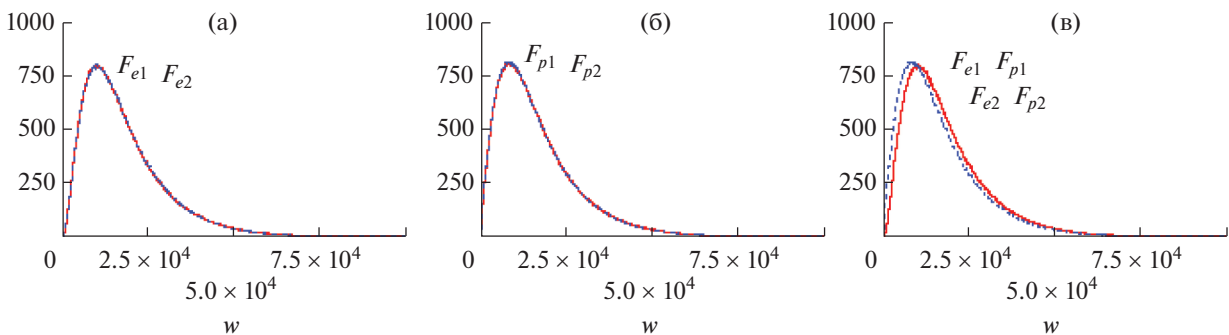
Проекция фазовых портретов на фиг. 11–13 для первого плазмоида и погонные концентрации на фиг. 14 получены при расчетах с 5760000 частицами каждого типа в плазмоиде (т.е. частиц в 8 раз больше, чем для получения фиг. 4–10, так как в расчетной ячейке по 8 частиц каждого типа вместо одной).



Фиг. 15.  $W$  – суммарная кинетическая энергия всех частиц в расчетной области,  $W_{e1}$  и  $W_{p1}$  – кинетические энергии электронов и протонов первого плазмоида,  $U$  – энергия электромагнитного поля.

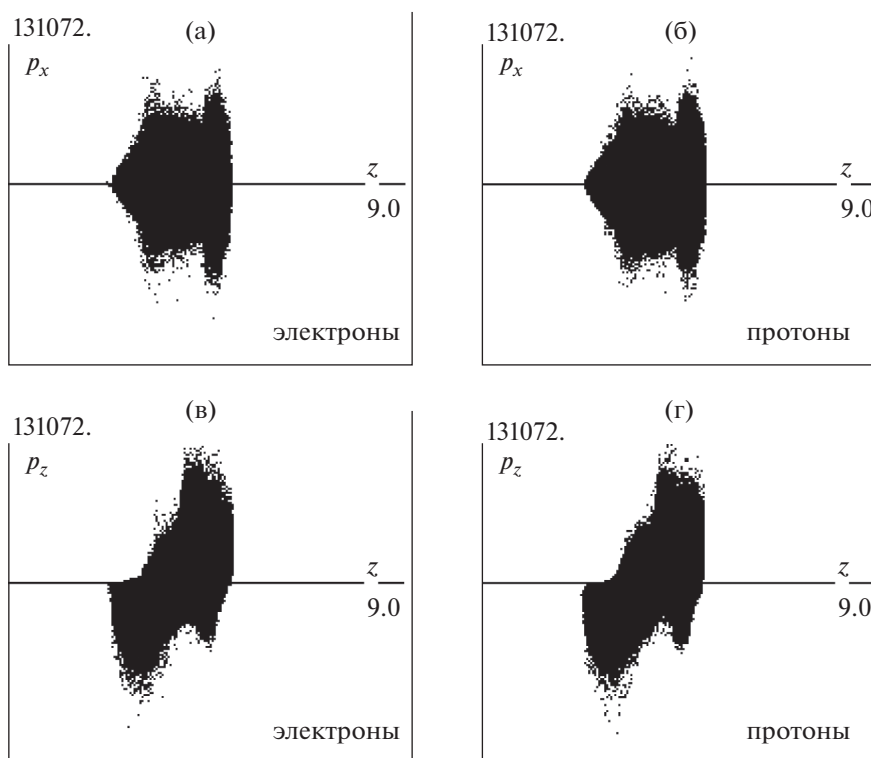


Фиг. 16. Функции распределения электронов  $F_{e1}$  (а) и протонов  $F_{p1}$  (б) плазмоида 1 по кинетической энергии  $w$  на моменты времени 1)  $t = 0.075$ , 2)  $t = 0.1$ , 3)  $t = 0.125$  (в логарифмическом масштабе).



Фиг. 17. Функции распределения электронов  $F_{ei}$  (а), протонов  $F_{pi}$  (б) плазмоидов  $i = 1$  и  $i = 2$  по кинетической энергии  $w$  на момент времени  $t = 5$ ; на фиг. 17в показаны сравнительные величины  $F_{ei}$  и  $F_{pi}$ .

Как показывает сравнение приведенных выше графиков проекций фазовых портретов частиц первого плазмоида на один и тот же момент времени, рассчитанных с разным количеством частиц в расчетной ячейке, их качественные отличия несущественны, что отнюдь не очевидно для других вариантов расчета.



**Фиг. 18.** Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  для электронов (а) и протонов (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 1$ ; проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  электронов (в) и протонов (г) частиц этого же плазмоида в этот же момент времени.

На фиг. 14а–б представлена погонная концентрация электронов  $f_{ei}$  (где  $i = 1, 2$  – номера плазмоидов) и протонов  $f_{pi}$  обоих плазмоидов, на фиг. 14в – погонная концентрация электронов и протонов плазмоида 1 вдоль оси  $z$  на момент времени  $t = 5$ .

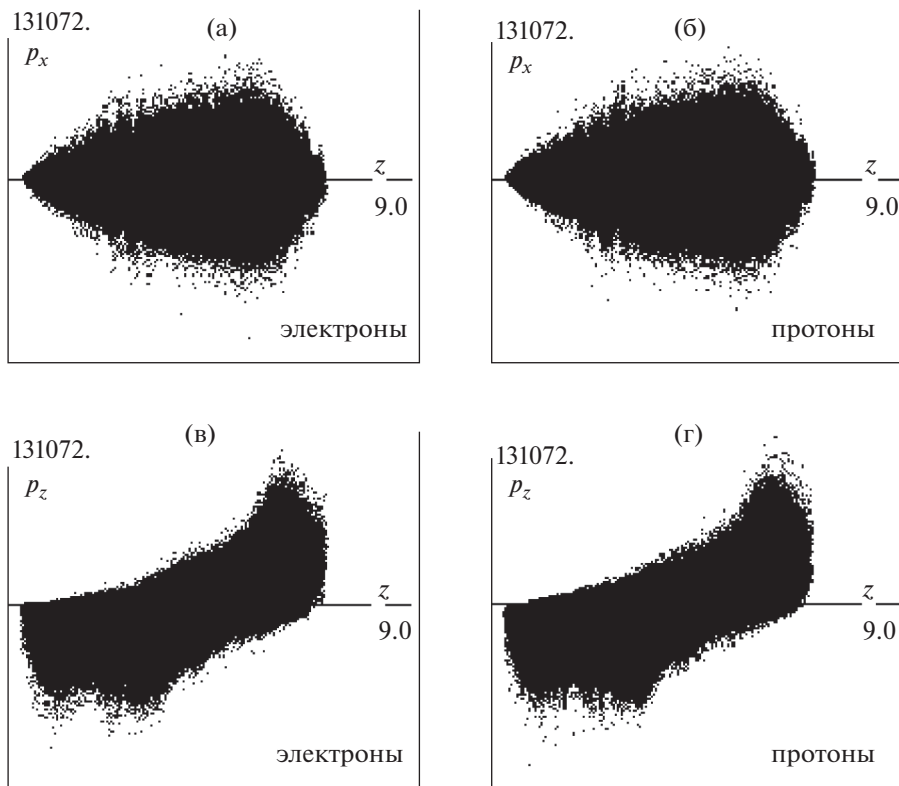
Фигуры проекций фазовых портретов и фиг. 14 демонстрируют взаимопроникновение и смешение частиц обоих плазмоидов. Электроны и протоны плазмы заполняют практически всю расчетную область, причем если электроны со сравнительно близкой концентрацией частиц разных плазмоидов вдоль оси  $z$ , то у протонов при одной и той же координате  $z$  погонные концентрации прямой частиц разных плазмоидов заметно различаются и примерно симметричны относительно  $z = 4.5$ . Нечто похожее на симметрию концентраций имеет место и для электронов разных плазмоидов относительно той же прямой  $z = 4.5$ .

Минимальное время до столкновения пучков в данном варианте расчета и всех следующих можно считать равным  $0.5/|v_z|$ .

Изменение начальной скорости движения частиц, при прочих равных условиях основного варианта расчета, заметно влияет на картину их поведения в расчетной области, что демонстрируют варианты расчета 2 с  $|V_z| = 0.999$  ( $\gamma_e = 22.37$ ) и 3 с  $|V_z| = 0.95$  ( $\gamma_e = 3.2$ ). Полная кинетическая энергия системы в начальный момент  $t = 0$  существенно уменьшается (примерно в 10 и 100 раз соответственно) по сравнению с аналогичной энергией первого варианта расчета.

**Вариант 2.** Начальная скорость частиц плазмоидов  $|V_z| = 0.999$  (кинетическая энергия электронов равна 21.37, протонов – 39228), начальная концентрация частиц  $n_e = n_p = 2 \times 10^8$ .

В любом из двух плазмоидов по 5760000 частиц каждого типа, т.е. по 8 частиц электронов и протонов в расчетной ячейке. На фиг. 15 дана зависимость от времени суммарной кинетической энергии электронов и протонов обоих плазмоидов, кинетической энергии электронов и протонов первого плазмоида и энергии возникающего электромагнитного поля. Аналогично первому варианту расчета к моменту времени  $t_0 \sim 0.14$  первоначальная кинетическая энергия протонов



**Фиг. 19.** Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  для электронов (а) и протонов (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 3$ ; проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  для электронов (в) и протонов (г) частиц этого же плазмоида в этот же момент времени.

перераспределяется между протонами, электронами и электромагнитным полем. Все суммарные энергии протонов или электронов каждого из плазмоидов равны между собой и примерно на 10% меньше энергии электромагнитного поля  $U$ . Однако затем электроны в общей сложности получают от протонов небольшую дополнительную кинетическую энергию.

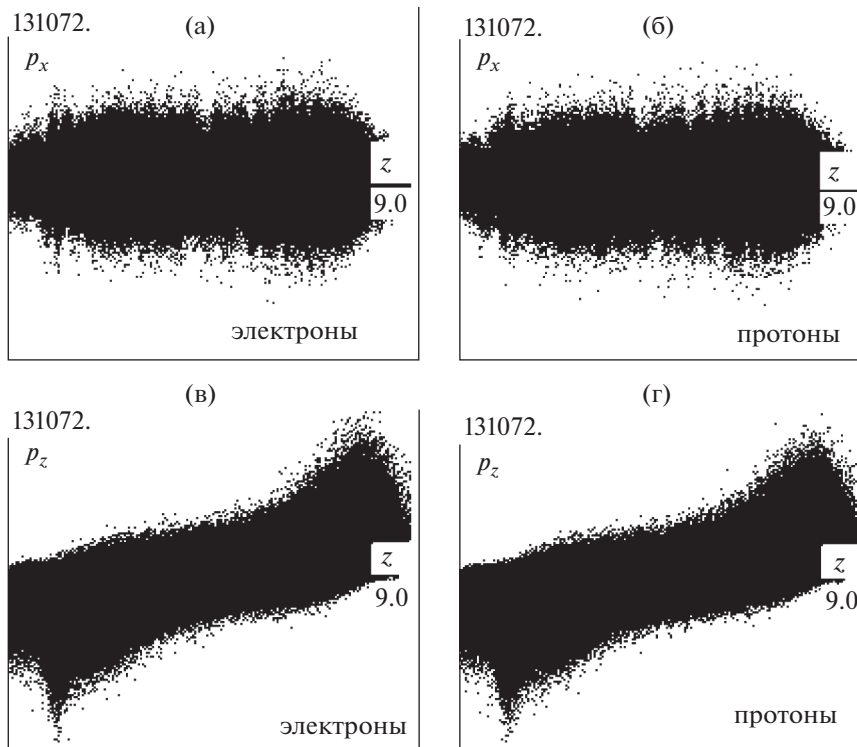
Как показывают дальнейшие расчеты, с уменьшением начальной скорости частиц плазмы это отличие суммарной энергии всех электронов от суммарной энергии всех протонов для  $t > t_0$  увеличивается.

На фиг. 16 изображены функции распределения по кинетической энергии  $w$  электронов  $F_{e1}$  и протонов  $F_{p1}$  плазмоида 1 на три момента времени, на фиг. 17 — эти же функции распределения по энергии  $w$  для частиц плазмоидов 1 и 2 при  $t = 5$ . В этом варианте также наблюдается процесс заметного ускорения электронов и торможения протонов, и есть “убегающие” вперед по энергии частицы обоих типов, как электроны, так и протоны.

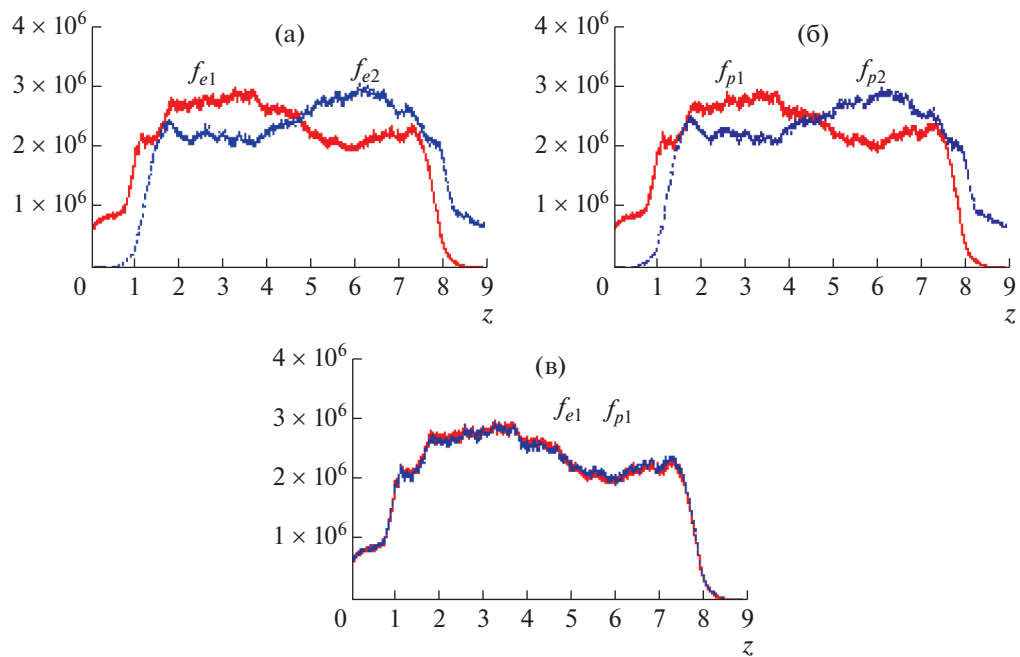
На фиг. 18–20 представлены на три момента времени проекции фазовых портретов  $(p_x, z)$  и  $(p_z, z)$  электронов и протонов первого плазмоида. Эволюцию проекций фазовых портретов частиц второго плазмоида можно представить как симметричное отражение относительно плоскости  $z = 4.5$  соответствующих портретов частиц первого плазмоида.

На фиг. 21а представлена погонная концентрация электронов  $f_{e1}$  и протонов  $f_{p1}$  обоих плазмоидов вдоль оси  $z$ , на фиг. 21б — погонные концентрации  $f_{e1}$  и  $f_{p1}$  (обе фигуры в момент времени  $t = 5$ ).

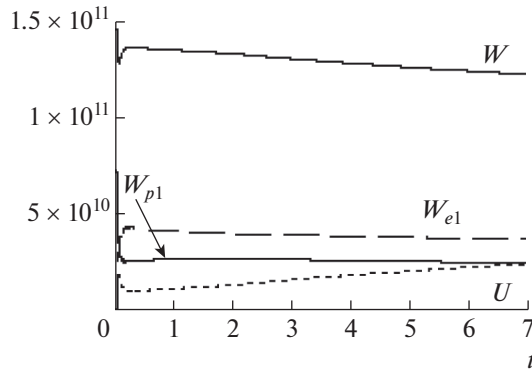
При внешнем сходстве проекций фазовых портретов одноподобных частиц на один и тот же момент времени в вариантах расчета 2 и 1 (например, фиг. 20 и фиг. 13) это лишь качественная характеристика распределения частиц, но не количественная, так как распределения погонных



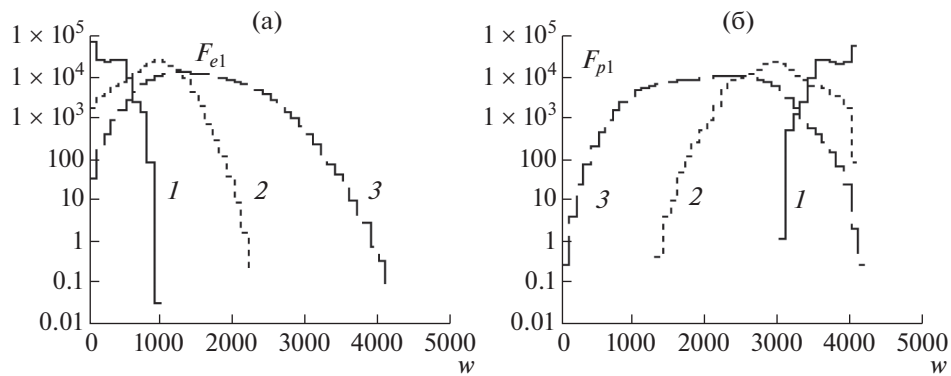
**Фиг. 20.** Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  для электронов (а) и протонов (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 5$ ; проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  для электронов (в) и протонов (г) частиц этого же плазмоида в этот же момент времени.



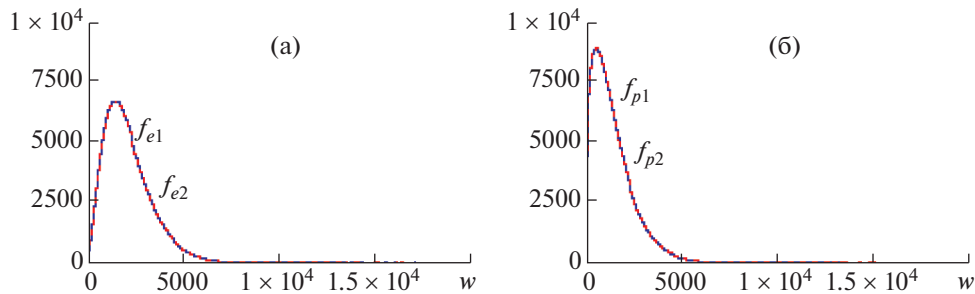
**Фиг. 21.** Распределение  $f_{ei}$  (а) и  $f_{pi}$  (б) погонной концентрации частиц обоих плазмоидов при  $t = 5$ ; на фиг. 21в — сравнение распределений погонной концентрации  $f_{ei}$  и  $f_{pi}$  частиц первого (аналогично второго) плазмоида в этот же момент времени.



**Фиг. 22.**  $W$  – суммарная кинетическая энергия всех частиц в расчетной области,  $W_{e1}$  и  $W_{p1}$  – кинетические энергии электронов и протонов первого плазмоида,  $U$  – энергия электромагнитного поля.

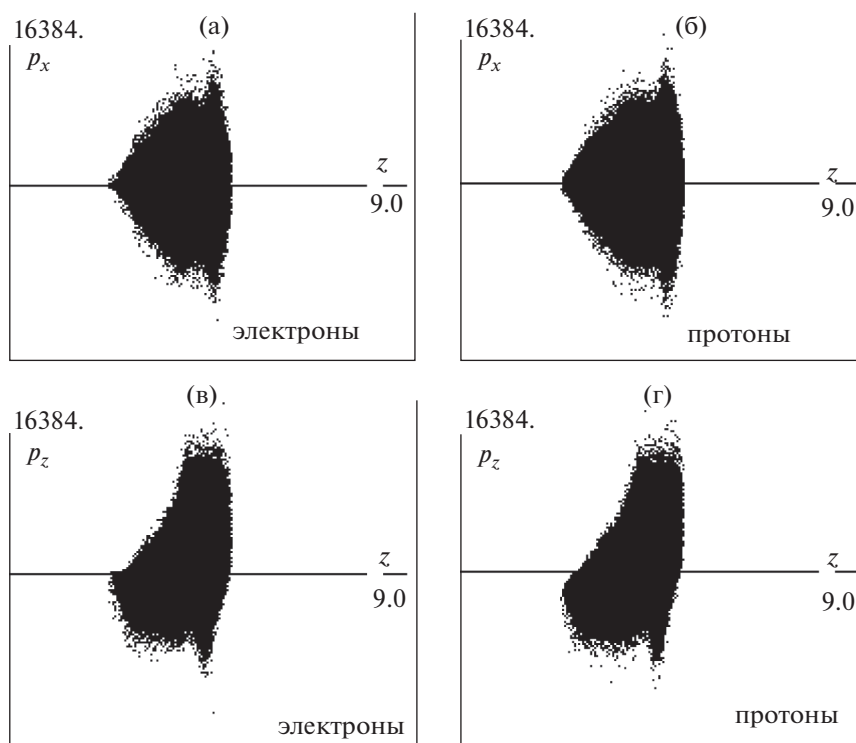


**Фиг. 23.** Функции распределения электронов  $F_{e1}$  (а) и протонов  $F_{p1}$  (б) плазмоида 1 по кинетической энергии  $w$  на моменты времени 1)  $t = 0.0375$ , 2)  $t = 0.05$ , 3)  $t = 0.0625$  в логарифмическом масштабе.

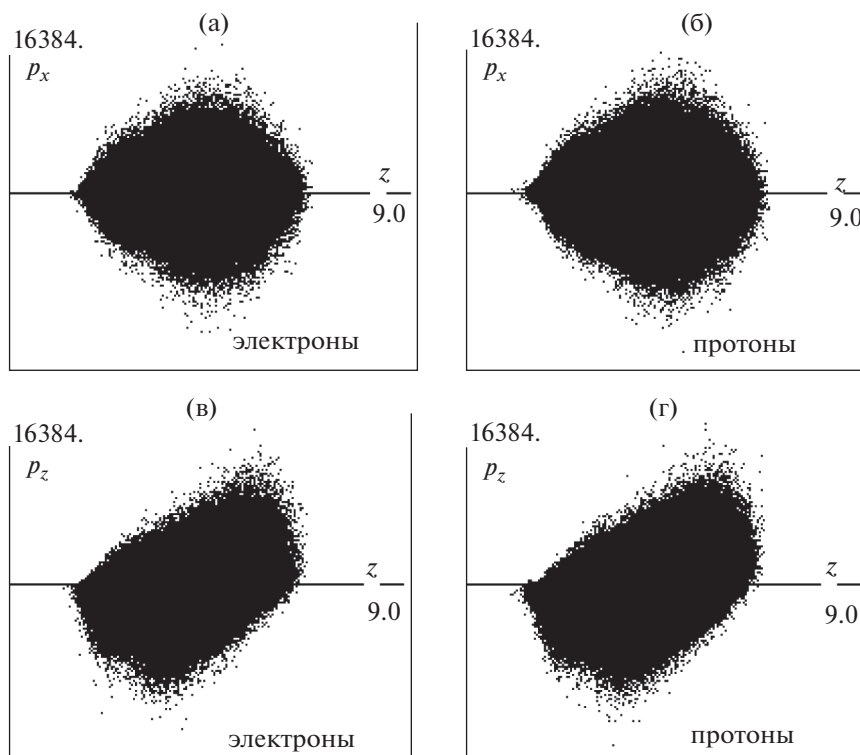


**Фиг. 24.** Функции распределения электронов  $f_{ei}$  (а) и протонов  $f_{pi}$  (б) плазмOIDов  $i = 1$  и  $i = 2$  по кинетической энергии на момент времени  $t = 5$ .

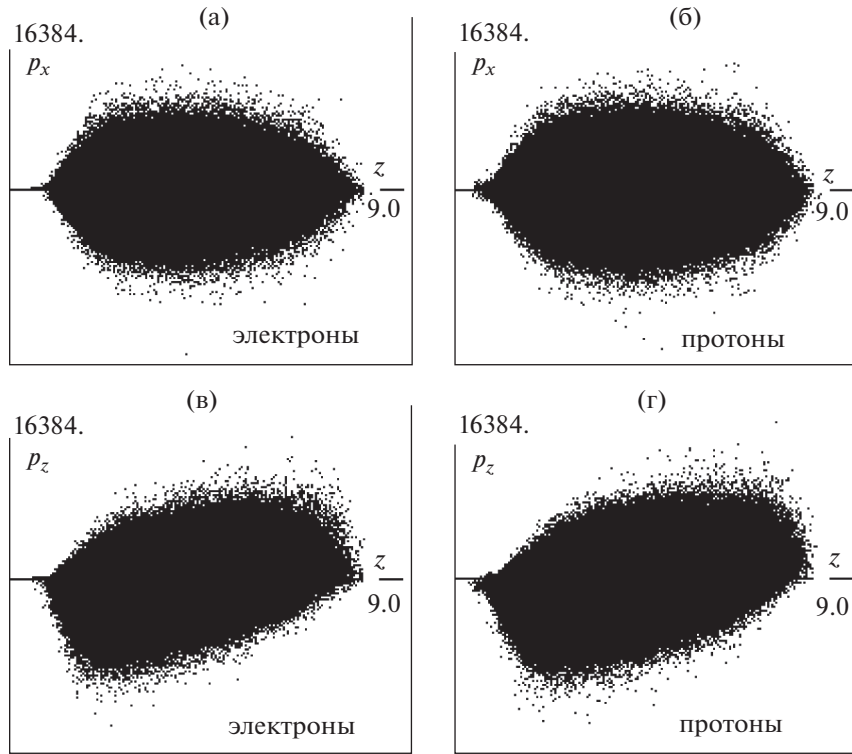
концентраций частиц вдоль оси  $z$  на один и тот же момент времени заметно различаются (фиг. 21а и фиг. 14а). К моменту времени  $t = 5$  основная масса частиц обоих плазмOIDов сосредоточена на интервале  $1.5 \leq z \leq 7.5$  (см. фиг. 21а). Кривые погонных концентраций однотипных частиц разных плазмOIDов симметричны относительно  $z \approx 4.5$ . Заметен выход частиц из расчетной области в направлении, обратном изначально заданному направлению скорости частиц, но в этом направлении граница по  $z$  для частиц заметно ближе.



**Фиг. 25.** Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  для электронов (а) и протонов (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 1$ ; проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  для электронов (в) и протонов (г) частиц плазмоида 1 в тот же момент времени.



**Фиг. 26.** Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  для электронов (а) и протонов (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 3$ ; проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  для электронов (в) и протонов (г) частиц плазмоида 1 в тот же момент времени.



**Фиг. 27.** Проекция фазовых портретов  $(p_x, z)$  для электронов (а) и протонов (б) частиц плазмоида 1 при  $t = 5$ ; проекция фазовых портретов  $(p_z, z)$  для электронов (в) и протонов (г) частиц плазмоида 1 в тот же момент времени.

В варианте 2 электроны и протоны любого плазмоида в расчетной области вдоль оси  $z$  распределены примерно одинаково (фиг. 21б).

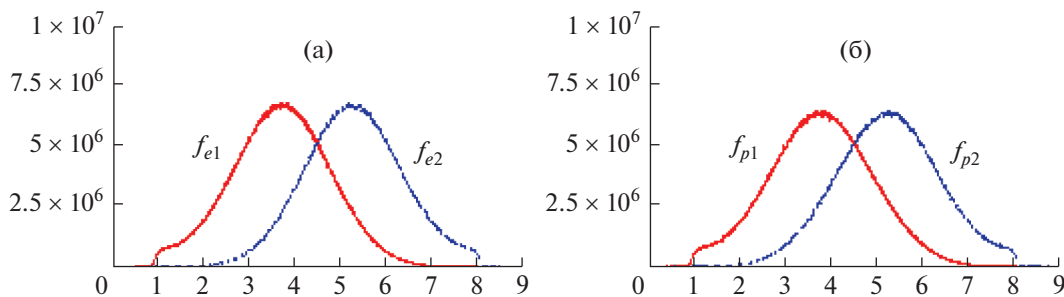
**Вариант 3.** Далее представлен стандартный для настоящей работы набор графиков по результатам расчета варианта при тех же, что и в варианте 1, значениях основных параметров задачи, включая по 8 электронов и протонов в расчетной ячейке, но с начальной скоростью частиц  $|V_z| = 0.95$  и конечным временем расчета  $t = 7$ . При  $t = 0$  кинетическая энергия электронов равна 2.2, протонов – 4039.

К моменту  $t_0 = 0.08$  (см. фиг. 22) суммарные кинетические энергии как электронов, так и протонов каждого из плазмоидов сравнялись между собой, а энергия электромагнитного поля  $U$  равна примерно половине этой энергии. В дальнейшем электроны приобрели заметно большую суммарную кинетическую энергию, чем осталась у протонов (см. фиг. 22). Как и в других вариантах расчета, электроны заметно ускоряются, протоны заметно тормозятся (см. фиг. 23). На фиг. 24 представлены функции распределения электронов и протонов каждого из плазмоидов по энергии  $w$  на момент времени  $t = 5$ .

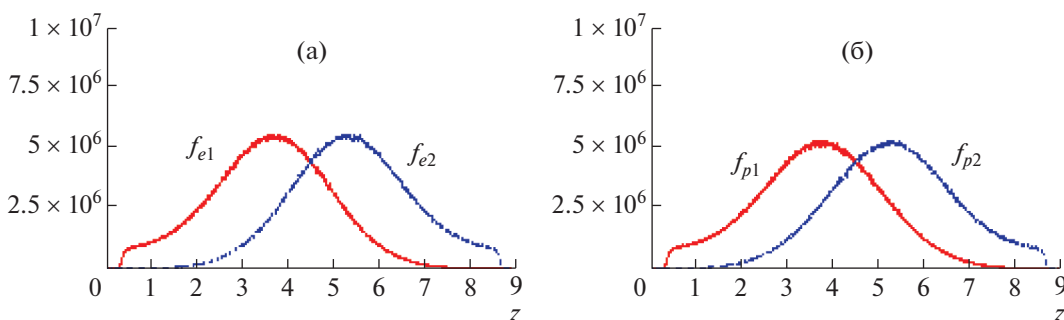
На фиг. 25–27 представлена эволюция во времени проекций фазовых портретов  $(p_x, z)$  (аналогичных  $(p_y, z)$ ) и  $(p_z, z)$  электронов и протонов первого плазмоида.

На фиг. 28, 29 представлено распределение погонной концентрации частиц обоих плазмоидов при  $t = 5$  и  $t = 7$ . Они существенно отличаются от аналогичных распределений в предыдущих вариантах расчета с 8 частицами каждого типа в расчетной ячейке. Основная масса частиц сконцентрирована в ограниченной области, довольно близкой к области их первоначального распределения. Важную роль играет взаимодействие частиц через электромагнитное поле, которое определяет структуру распределения заряженных частиц.





Фиг. 28. Распределение погонной концентрации электронов (а) и протонов (б) обоих плазмоидов при  $t = 5$ .



Фиг. 29. Распределение погонной концентрации электронов (а) и протонов (б) обоих плазмоидов при  $t = 7$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе приведены результаты моделирования встречного движения в вакууме электронейтральных потоков плотной ( $n_e = n_p = 2 \times 10^8$ ) плазмы, состоящей из электронов и протонов равной концентрации, с релятивистскими скоростями  $|V_z| = 0.99999, 0.999$  и  $0.95$  и варианта с  $|V_z| = 0.999$  и концентрацией частиц  $n_e = n_p = 2 \times 10^7$ .

Для всех вариантов: 1) характерно практическое отсутствие различия в поведении кинетических энергий однотипных частиц (электронов и протонов) обоих плазмоидов в силу симметричности начальных данных; 2) перераспределение ко времени  $t_0$  начальной суммарной кинетической энергии протонов между протонами, электронами и возникающим электромагнитным полем, суммарные энергии как протонов, так и электронов разных плазмоидов практически совпадают между собой; 3) установлено, что, чем меньше начальная скорость частиц  $|V_z|$ , при одной и той же начальной концентрации частиц, тем меньше время  $t_0$  и тем большую по сравнению с протонами суммарную кинетическую энергию приобретают электроны в дальнейшем; 4) с уменьшением начальной скорости частиц уменьшается по сравнению с энергией частиц максимальная энергия электромагнитного поля; 5) во всех просчитанных до момента времени  $t = 5$  вариантах имеет место различная степень взаимопроникновения потоков.

В первом и втором вариантах расчета частицы обоих плазмоидов ко времени  $t = 5$  практически заполнили всю расчетную область; в третьем за то же время  $t = 5$  частицы занимают лишь некоторую ограниченную область в окрестности первоначального распределения частиц (это связано с существенной разницей в первоначальной скорости частиц первого/второго и третьего вариантов), и только к моменту  $t = 7$  почти заполнили расчетную область.

В силу симметричности начальных данных часть графиков построена по информации только для одного первого плазмоида.

Отметим, что во всех расчетах закон сохранения энергии выполняется с большой точностью (погрешность не более 1%).

Интересным представляется сравнить результаты проведенных расчетов по взаимодействию плазмоидов с использованием формализма самосогласованного поля Власова с возможными

расчетами, основанными на применении уравнений Ландау–Максвелла для электронейтральной системы протонов и электронов. Наиболее вероятными различиями в данном случае, по-видимому, будут следующие: существенное увеличение анизотропии функций распределения частиц при столкновении плазмоидов (что связано с фактическим отсутствием коллективного взаимодействия через электромагнитное поле в плазме на расстояниях больше эффективного радиуса рассеяния частиц друг на друге); значительная перестройка энергетического спектра процесса (это связано с дискретным характером рассеяния системы заряженных частиц данного плазмоида на аналогичной системе встречного плазмоида); электромагнитное поле при расчете взаимодействия плазмоидов с помощью уравнений Ландау будет проявляться в основном в виде тормозного излучения в узком конусе с осью вдоль линии движения встречных пучков.

Относительно интерпретации полученных результатов в астрофизических приложениях можно предварительно отметить следующее: взаимопроникновение релятивистских плазменных образований приводит к возникновению нелинейных эффектов ускорения электронов и перекачки существенной доли кинетической энергии частиц плазмоидов в электромагнитное излучение. Изучение этих эффектов, безусловно, даст толчок к объяснению до сих пор неясных астрофизических феноменов, связанных, среди прочего, с синхротронным излучением, эволюцией газопылевых структур, в частности, в окрестностях сверхновых и активных черных дыр. Другим перспективным направлением моделирования взаимодействия встречных плазмоидов заряженных частиц является физика процессов в коллайдерах при больших плотностях пучков.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург С.Л., Дьяченко В.Ф. Численное исследование неустойчивости релятивистского потока плазмы: Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2009. № 20. 8 с.  
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2009-20>
2. Дьяченко В.Ф., Гинзбург С.Л. Численное исследование неустойчивости потока плазмы // Матем. моделирование. 2011. Т. 23. № 12. С. 151–155.
3. Четкин В.М., Дьяченко В.Ф., Гинзбург С.Л., Палейчик В.В., Фимин Н.Н., Судариков А.Л. К вопросу о механизме возникновения жесткого космического гамма-излучения джетов активных ядер галактик // Астрономический ж. 2009. Т. 86. № 6. С. 546–554.
4. Vereshchagin G., Chechetkin V.M., Dyachenko V.F., Ginzburg S.L., Fimin N.N., Ruffini R., Siutsou I. On kinetic instabilities in collisionless ultrarelativistic streaming cold electron-proton plasma // American Physical Society, 2009, APS April Meeting, May 2–5.
5. Гинзбург С.Л., Дьяченко В.Ф., Четкин В.М. Численное исследование неустойчивости нейтрального потока плотной плазмы: Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2014. № 87. 13 с.  
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2014-87>
6. Дьяченко В.Ф. О расчетах задач бесстолкновительной плазмы // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1985. № 4. С. 611–627.
7. Дьяченко В.Ф. Десять лекций по физической математике. М.: Факториал, 1997.
8. Четкин В.М., Дьяченко В.Ф., Гинзбург С.Л., Орлов Ю.Н., Фимин Н.Н. Моделирование динамики бесстолкновительной ультрарелятивистской электрон-протонной плазмы в самосогласованном электромагнитном поле: Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2016. № 87. 13 с.  
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2016-87>
9. Веденяпин В.В., Фимин Н.Н., Четкин В.М. К вопросу о выводе уравнения Власова–Максвелла–Эйнштейна и его связь с космологическим лямбда-членом // Вестн. МГОУ. Сер. Физика–математика. 2019. № 2. С. 24–48.
10. Vedenyapin V.V., Fimin N.N., Pershin I.S. The Vlasov–Maxwell–Einstein equations and its cosmological applications // Global J. Sci. Front. Res. A. 2019. V. 4A. P. 11–22.
11. Веденяпин В.В., Фимин Н.Н., Негматов М.А. Уравнения типа Власова и Лиувилля, их микроскопические, энергетические и гидродинамические следствия // Изв. РАН. Сер. матем. 2017. Т. 81. № 3. С. 45–82.
12. Веденяпин В.В., Фимин Н.Н., Негматов М.А. Уравнения Лиувилля и Власова. Их микроскопические и гидродинамические следствия. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2016.