

ренные пороговые плотности мощности излучения составили для алюминированной пленки $3 \cdot 10^8$ Вт/см², для полированного бруска алюминия $3 \cdot 10^8$ Вт/см², для неполированного бруска латуни $4 \cdot 10^8$ Вт/см².

Оптическая регистрация акустических и ударных волн не является единственно возможной. Существенное упрощение метода может быть достигнуто при использовании пьезодатчиков, помещенных в кювету вблизи образца.

Таким образом, настоящий способ позволяет достаточно просто определять энергетический порог разрушения различных материалов. Важнейшим его преимуществом является возможность исследования образцов любой толщины. Кроме того, вследствие сильной (экспоненциальной) зависимости скорости испарения материала, а следовательно, и интенсивности ударной волны от плотности мощности лазерного излучения возможно достижение более высокой, чем в других методах, точности измерения порога разрушения.

Список литературы

- [1] Вейко В. П., Банков В. Н., Либенсон М. Н., Юркевич Б. М. Способ определения энергетического порога разрушения материала под действием концентрированного потока энергии. А. С. 635414. БИ. 1978. № 44.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
21 марта 1989 г.

В окончательной редакции
23 июня 1989 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

Ю. Г. Безродный, О. В. Мануйленко

Интерес к интенсивным потокам заряженных частиц связан с широким применением их в различных областях науки и техники: в ускорителях, ионно-плазменной технологии, управляемом термоядерном синтезе и др.

Учет пространственного заряда пучка и сложная конфигурация ускоряюще-фокусирующих систем реальных приборов приводит к необходимости использования численных методов при расчете характеристик пучка. Распространенными методами численного решения задач данного класса являются методы «крупных частиц» и «трубок тока». При использовании метода «крупных частиц» плотности пространственного заряда и тока определяются траекториями частиц, а распределение плотности заряда в «крупной частице» задается априорно [1]. В методе «трубок тока» траектории частиц, покидающие одну точку эмиттера в различные моменты времени, объединяются в трубку тока, полный ток в которой считают постоянным. Это приводит к более простым алгоритмам определения плотности пространственного заряда [2].

В данной работе предложен метод вычисления плотности пространственного заряда непосредственно по кинематическим характеристикам аксиально-симметричного потока заряженных частиц. Метод применим в стационарном и в нестационарном случаях. Приводятся алгоритмы решения стационарной задачи и результаты расчета движения заряженных частиц в инжекторе линейного ускорителя многозарядных ионов (ЛУМЗИ).

Рассмотрим задачу о расчете характеристик пучка заряженных частиц во внешнем электромагнитном поле. Исходная система состоит из уравнений Максвелла и уравнения движения заряженных частиц в электрическом и магнитном полях [3]

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{j} + \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t), \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

$$m d\mathbf{V} / dt = e (\mathbf{E} + [\mathbf{V}, \mathbf{B}]), \quad (5)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля; \mathbf{B} — магнитная индукция; \mathbf{j} , ρ — плотности тока и заряда; ϵ_0 , μ_0 — диэлектрическая и магнитная постоянные вакуума; e , m — заряд и масса частиц пучка; $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{V}$ — скорость.

К (1)–(5) необходимо добавить граничные условия для полей \mathbf{E} и \mathbf{B} , начальные координаты, скорости частиц \mathbf{r}_0 , \mathbf{V}_0 и связь плотности тока и заряда с кинематическими характеристиками пучка \mathbf{r} , \mathbf{V} .

Уравнение (5) представим в виде

$$m [\partial \mathbf{V} / \partial t + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V}] = e (\mathbf{E} + [\mathbf{V}, \mathbf{B}]). \quad (6)$$

Подставив в (6) известное тождество $(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \nabla (V^2/2) - [\mathbf{V}, \nabla \times \mathbf{V}]$, с учетом (1) получим

$$\partial \mathbf{S} / \partial t = \nabla \times [\mathbf{V}, \mathbf{S}], \quad (7)$$

где $\mathbf{S} = \nabla \times \mathbf{P}$, $\mathbf{P} = m\mathbf{V} + e\mathbf{A}$, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, \mathbf{P} — обобщенный импульс, \mathbf{A} — векторный потенциал электромагнитного поля.

В частности, в стационарном случае из (7) следует $[\mathbf{V}, \mathbf{S}] = \nabla W$, где $W = mV^2/2 + e\varphi$, φ — скалярный потенциал электростатического поля. Этот случай рассмотрен в [4].

Из уравнения (7) с учетом (4) и тождества $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{V} = 0$ получим соотношение

$$\partial \mathbf{S} / \partial t + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{S} = -\nabla \mathbf{V} \cdot \mathbf{V} + (\mathbf{S} \cdot \nabla) \mathbf{V},$$

которое в переменных Лагранжа имеет вид

$$d\mathbf{S}/dt = -\nabla \mathbf{V} \cdot \mathbf{V} + (\mathbf{S} \cdot \nabla) \mathbf{V}. \quad (8)$$

При $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$, $\mathbf{B} = 0$ (8) совпадает с уравнением Гельмгольца [5]. В аксиально-симметричном случае (8) упрощается

$$dS_\varphi/dt = -S_\varphi \nabla \cdot \mathbf{V}, \quad (9)$$

где S_φ — угловая компонента вектора \mathbf{S} .

Интегрируя (9), получим

$$S_\varphi(t) = S_\varphi(t_0) \exp \left(- \int_{t_0}^t \nabla \cdot \mathbf{V} dt \right). \quad (10)$$

Аналогично из уравнения непрерывности $\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0$ имеем

$$\rho(t) = \rho(t_0) \exp \left(- \int_{t_0}^t \nabla \cdot \mathbf{V} dt \right). \quad (11)$$

Исключив из (10) и (11) $\exp \left(- \int \nabla \cdot \mathbf{V} dt \right)$, получим

$$\rho(t) = \rho(t_0) S_\varphi(t) / S_\varphi(t_0). \quad (12)$$

Соотношение (12) представляет собой явную связь между кинематическими характеристиками аксиально-симметричного пучка заряженных частиц и плотностью пространственного заряда. Оно применимо как в стационарном, так и в нестационарном случаях.

Итерационный алгоритм решения стационарной задачи состоит в следующем: вычисляются внешние ускоряюще-фокусирующие поля, затем решается уравнение движения заряженных частиц во внешних полях (5), определяется плотность пространственного заряда (12), вычисляются собственные поля пучка, снова решается уравнение (5), но с учетом как внешних, так и собственных полей пучка, и т. д. Итерации продолжаются до тех пор, пока характеристики пучка не будут вычислены с требуемой точностью. Алгоритм реализован в виде программы для ЭВМ БЭСМ-6.

Для определения внешних полей решается задача Дирихле для уравнения Лапласа методом конечных разностей по пятиточечной схеме. Решение уравнения движения (5) проводится методом рядов Тейлора. Собственные поля пучка определяются интегралами

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = (4\pi\epsilon_0)^{-1} \nabla \cdot \int_{V'} \rho(\mathbf{r}', t) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1} dV',$$

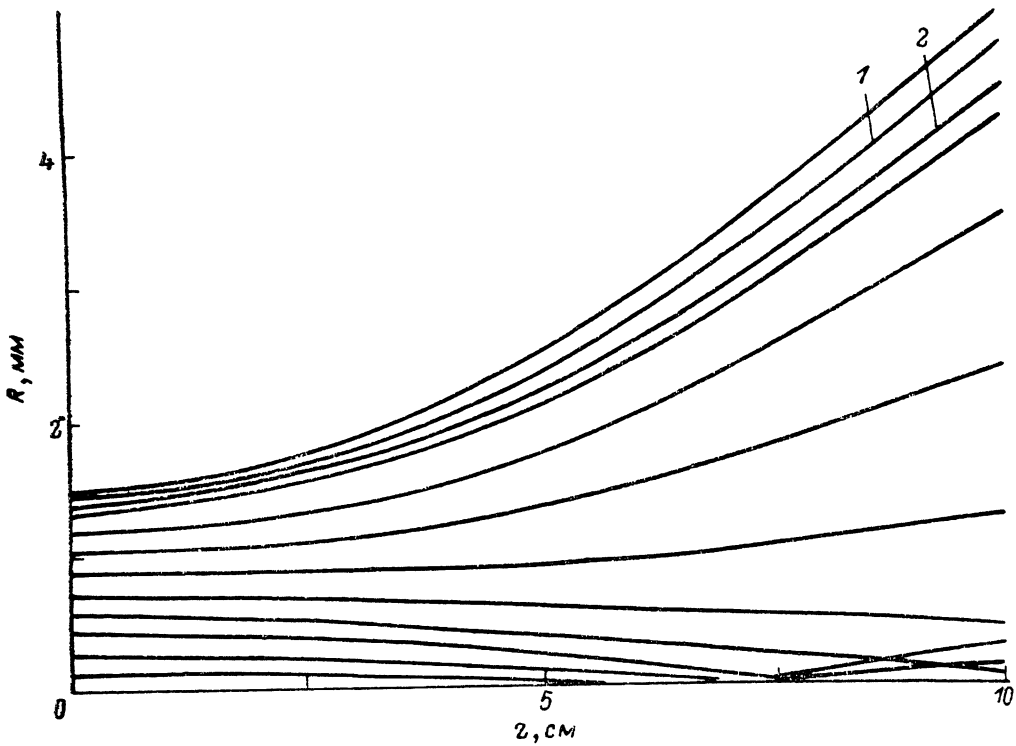


Рис. 1.

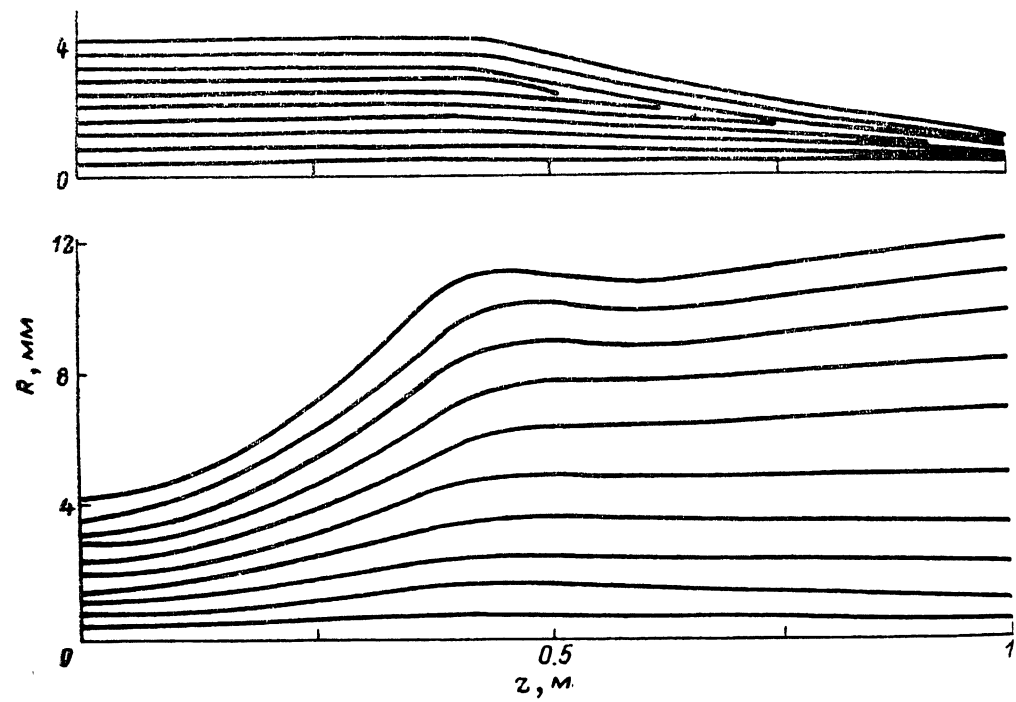


Рис. 2.

$$\mathbf{B}_0(\mathbf{r}, t) = \mu_0 (4\pi)^{-1} \nabla \times \int_V \mathbf{j}(\mathbf{r}', t) \mathbf{V}(\mathbf{r}', t) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1} dV',$$

где интегрирование ведется по объему пучка методом Симпсона.

Проведен расчет характеристик расплывающегося пучка протонов цилиндрической формы в пространстве без внешних полей со следующими параметрами: ток 100 мА, начальный радиус 0.15 см, энергия инжекции 150 кэВ с нулевой начальной расходимостью. На рис. 1 приведены семейство траекторий $R(r_0, z_0, z)$ с различными начальными радиусами r_0 ($z_0=0$), а также огибающие, рассчитанные методами равномерно заряженных эллипсоидов (кривая 2) и огибающих (кривая 1) [8]. В данной работе вычисления проводились на сетке (r, z) , имеющей 10×20 узлов. Исследование точности вычисления характеристик пучка от числа опорных траекторий показало, что при учете даже небольшого числа таких траекторий (5-6) огибающие не отличаются от приведенных на рис. 1 больше чем на 2% по координатам. Кроме того, после уже четырех итераций результаты расчетов в соседних итерациях отличаются меньше чем на 1%.

С помощью предложенного метода проведено исследование параметров пучка ионов углерода при различ-

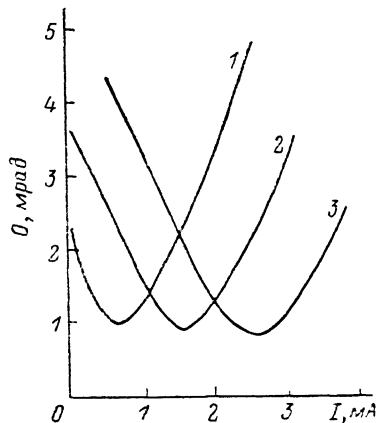


Рис. 3. Расходимость пучка ионов углерода на расстоянии 1 м от источника в зависимости от его тока при различных значениях потенциала на фокусирующем электроде.

1 — 300, 2 — 315, 3 — 330 кВ.

ных начальных токах (от 0 до 5 мА) и фокусирующих напряжениях в трубке инжектора ЛУМЗИ, описанного в [7, 8]. На рис. 2 представлены семейства траекторий частиц без учета объемного заряда (вверху) и с учетом действия объемного заряда (внизу) при потенциале 300 кВ на фокусирующем электроде и токе 1.5 мА. Форма траекторий отражает действие внешнего ускоряюще-фокусирующего поля и объемного заряда. Из рис. 2 видно, что при токе 1.5 мА пучок становится слабосходящимся. С ростом тока угол расходимости пучка изменяется, причем существует оптимальное значение тока, при котором угол расходимости минимальный (рис. 3). Изменяя потенциал на фокусирующем электроде, можно управлять значением оптимального тока.

Таким образом, приведенное выражение для плотности пространственного заряда (12) позволяет построить на редкой координатной сетке быстросходящийся алгоритм решения задачи о движении интенсивного пучка заряженных частиц во внешних электромагнитных полях.

Список литературы

- [1] Хокни Р., Истауд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 638 с.
- [2] Ильин В. П. Численные методы решения задач электрофизики. М.: Наука, 1984. 334 с.
- [3] Федорченко А. М. Классическая электродинамика. Киев: Вища школа, 1988. 280 с.
- [4] Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. Л.: Энергия, 1972. 279 с.
- [5] Зоммерфельд А. Механика деформируемых сред. М.: ИЛ, 1954. 486 с.
- [6] Велей А. С., Каплин С. С., Шестопал С. А., Шулика Н. Г. // УФЖ. 1986. Т. 31. № 7. С. 972—975.
- [7] Божко В. А., Рудяк Б. И., Кобец А. Ф. // ВАНТ. Техника физического эксперимента. Харьков, 1987. № 3 (34). С. 8—13.
- [8] Мелешков С. И., Скоромный Г. М., Ревуцкий Е. И. и др. // ВАНТ. Физика высоких энергий и атомного ядра. Харьков, 1973. № 3 (5). С. 7—10.

Харьковский
физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
23 марта 1989 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1989 г.