

## Об изотраекторной динамике импульсных потоков ионов

© А.А. Матышев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 30 декабря 1995 г.)

Описан класс переменных электромагнитных полей, в которых траектории ионов из пакета малой длительности не зависят от начальной энергии (скорости) ионов. Динамику частиц в таких полях предложено назвать изотраекторной. В качестве примера исследованы отклоняющие свойства плоского конденсатора с изотраекторной зависимостью напряжения от времени.

Методы анализа потоков заряженных и нейтральных частиц по энергиям, массам, угловым и зарядовым спектрам давно стали важной частью физики и техники. При этом развитие новых методов и совершенствование приборов является ответом на возникающие задачи и потребности, среди которых укажем на потребность извлечения максимально доступной информации в одном приборе (например, одновременное определение энергетического и масс-спектров). Однако создание энерго-масс-анализаторов на базе статических электромагнитных полей наталкивается на принципиальную невозможность определения удельного заряда (массы) частицы по местоположению детектора в чисто электрическом поле. С другой стороны, в статических магнитных полях, как правило, требуется либо фокусировка ионов по энергии, либо монокинетизация потока, что делает невозможным определение начальной энергии иона. Именно поэтому эффективно ставить вопрос об одновременном анализе потока ионов по энергиям, массам и углам вылета можно при переходе к использованию нестационарных полей с применением времяпролетной методики.

Однако за исключением приборов на базе переменных гармонических полей (радиочастотный и квадрупольный масс-спектрометры) известны немногочисленные работы, посвященные безмагнитным методам анализа заряженных частиц в переменных электрических полях [1]. Характерным для подобных работ является отсутствие указаний на принцип выбора временной зависимости исследуемого переменного поля. Другими словами, до сих пор не предпринимались попытки поиска классов переменных электромагнитных полей, обладающих какими-либо заданными корпускулярно-оптическими свойствами для анализа потоков заряженных частиц.

В данной работе предлагается физический принцип, позволяющий найти уникальный по свойствам класс нестационарных электромагнитных полей, весьма интересных для дальнейшего их исследования. Новым принципом является требование независимости пространственной траектории ионов, движущихся в электромагнитном поле, от их начальной кинетической энергии (изотраекторный принцип).

Изотраекторный принцип позволяет выбирать для исследования поля, энергетическая дисперсия в которых тождественно равна нулю. Это означает, что ионы разных

энергий должны двигаться в таких полях по "стационарным" траекториям последовательно друг за другом, что дает возможность определять их энергию времяпролетным методом. В то же время наличие дисперсии по массе и возможность фокусировки потока по углам вылета дадут способ измерять массу ионов.

В [2,3] на основе решения соответствующей обратной задачи было установлено, что в нерелятивистском приближении изотраекторному принципу удовлетворяет единственный класс переменных электромагнитных полей, электрическая часть которых изменяется как  $t^{-2}$ , а магнитная — как  $t^{-1}$ . При этом источник частиц должен быть импульсным и находиться в бесполовой (дрейфовой) области.

Покажем, что это действительно так. Пусть в некоторой области пространства (см. в качестве примера рисунок) существует переменное электромагнитное поле, действие которого на заряженную частицу описывается силой Лоренца

$$\mathbf{F} = q \left[ \frac{\mathbf{E}(x, y, z)}{t^2} + \mathbf{v} \frac{\mathbf{B}(x, y, z)}{t} \right], \quad (1)$$

где время  $t \geq t_{\min} > 0$ .

Пусть, далее, в момент времени  $t = 0$  из точечного источника  $I$  вылетают во всевозможных направлениях заряженные частицы разных масс и скоростей  $v$ . Введем вместо  $t$  новую независимую переменную

$$\xi = \ln [vt/D(\vartheta, \varphi)], \quad (2)$$

где  $D(\vartheta, \varphi)$  — расстояние от точечного источника до границы поля вдоль прямой, определяемой начальными углами вылета  $\vartheta, \varphi$ .

Преобразование уравнений движения Ньютона к независимой переменной  $\xi$  дает следующие уравнения движения и начальные данные:

$$m \left( \frac{d^2 \mathbf{r}}{d\xi^2} - \frac{d\mathbf{r}}{d\xi} \right) = q \left[ \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{d\mathbf{r}}{d\xi} \mathbf{B}(\mathbf{r}) \right], \quad (3)$$

$$\xi_0 = 0: \quad \mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_0(\vartheta, \varphi), \quad \left( \frac{d\mathbf{r}}{d\xi} \right)_0 = D(\vartheta, \varphi) \mathbf{n}(\vartheta, \varphi), \quad (4)$$

где  $\mathbf{n}(\vartheta, \varphi)$  — единичный вектор в направлении вылета частицы.

Из (3), (4) следует, что в полях семейства (1) траектории движения частиц, эмиттированных из источника в момент времени  $t = 0$ , не будут зависеть от их начальной скорости (кинетической энергии), а будут зависеть от удельного заряда. Частицы одного вида, вылетающие из источника в определенном направлении, будут двигаться по одной пространственной траектории последовательно — сначала более медленные, а затем более быстрые. Физически это легко объяснимо: для класса полей (1) неизменным остается баланс между кинетической и потенциальной энергиями частиц, а именно баланс в конечном счете и определяет форму траектории в каждом конкретном случае. Этим же объясняется и особенность полей (1) в момент времени  $t = 0$ , так как в пределе  $v \rightarrow +\infty$  для удержания частицы на траектории требуется бесконечно большое поле.

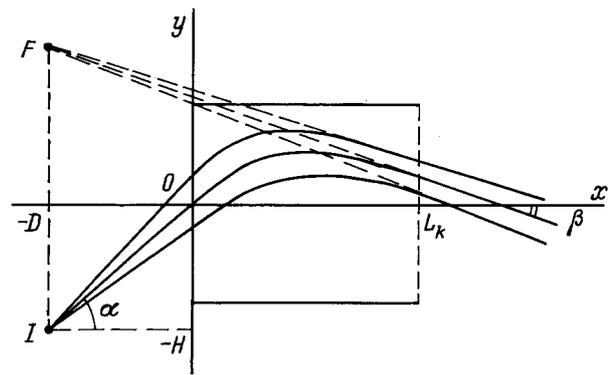
На практике, конечно, поле должно меняться во времени по закону (1), начиная лишь с некоторого положительного момента времени  $t_{\min} > 0$ , когда первые частицы из источника достигнут границы поля.

Поскольку в основе класса нестационарных полей (1) лежит принцип независимости (инвариантности) траекторий частиц от их начальной энергии, то динамику частиц в таких полях назовем изотраекторной.

В консервативных системах все решения динамических задач зависят от разности  $(t - t_0)$ , в изотраекторной динамике произвольная константа входит в решения в виде  $t/t_0$ . Это следует из уравнений (3), (4), не содержащих  $\xi$  в явном виде и, следовательно, дающих одну из констант в комбинации  $\xi - \xi_0$ . В свою очередь, соотношение (2) преобразует  $\xi - \xi_0$  в  $t/t_0$ . Таким образом, с математической точки зрения изотраекторность позволила преобразовать нестационарную задачу для класса полей (1) в стационарную задачу, не содержащую независимой переменной в явном виде, если старт частиц происходит в момент времени  $t = 0$ .

Анализ работы простейших электродных конфигураций с изотраекторной зависимостью потенциала от времени указывает на существенные привлекательные особенности изотраекторной динамики по сравнению с динамикой консервативных полей. Так, электрический квадрупольный конденсатор с переменным как  $t^{-2}$  полем осуществляет фокусировку, не зависящую от угла вылета частицы (в пренебрежении влиянием полей рассеяния), тогда как статическое поле дает лишь фокусировку первого порядка по углу вылета [4].

Другим замечательным примером является работа плоского конденсатора как отклоняющей системы для импульсных потоков ионов. В статическом режиме плоский конденсатор впервые был использован для отклонения заряженных частиц в 1898 г. [5]. Идеальное отклонение в этом случае возможно только для монокинетического пучка в параксиальном приближении в модели с прямоугольной границей поля [6], при этом идеальным принято считать такое отклонение, при котором оно строго пропорционально приложенному напряжению, а искажения пятна отсутствуют. В общем же случае от-



Отклонение импульсного потока ионов в плоском конденсаторе с электрическим полем (5).  $I$  — точечный источник частиц,  $F$  — идеальное мнимое изображение.

клонение зависит как от энергии частицы, так и от угла вылета частиц в конденсатор.

В изотраекторном варианте в той же модели с прямоугольными границами поля отклонение оказывается идеальным в только что указанном смысле. Докажем последнее утверждение.

Пусть напряженность  $E$  электрического поля имеет вид

$$E(t) = E_0 \left( \frac{t_{\min}}{t} \right)^2 \tag{5}$$

и в момент времени  $t = 0$  из точки  $(x_i, y_i) = (-D, -H)$  испускается импульсный поток частиц (рис. 1). В случае симметричного питания пластин пучок попадает в область нулевого потенциала на входе в конденсатор, под нулевым потенциалом находится и сам источник. При этом, как известно, наклонное падение пучка на конденсатор уменьшает влияние краевого поля на траектории в дрейфовом пространстве [6]. Впрочем, в модели с прямоугольной границей поля это влияние не учитывается вовсе.

Простота уравнений Ньютона в данном случае позволяет не делать замены переменной (2), а интегрировать их непосредственно

$$m\ddot{x} = 0, \quad m\ddot{y} = qE_0 \left( \frac{t_{\min}}{t} \right)^2. \tag{6}, (7)$$

Введем параметр  $L$ , имеющий размерность длины,

$$L = \frac{|qE_0|}{m} t_{\min}^2, \tag{8}$$

учтем начальные данные

$$t_0 = \frac{D}{v \cos \alpha} : \begin{cases} x_0 = 0, & y_0 = D \operatorname{tg} \alpha - H, \\ \dot{x}_0 = v \cos \alpha, & \dot{y}_0 = v \sin \alpha, \end{cases} \tag{9}$$

после чего решения уравнений движения можно записать в виде

$$x = (t - t_0) v \cos \alpha, \tag{10}$$

$$y = L \ln(t/t_0) + (v \sin \alpha - L/t_0)(t - t_0) + D \operatorname{tg} \alpha - H. \tag{11}$$

Исключение времени из (10), (11) дает геометризованное уравнение траектории

$$y = L \left[ \ln(1 + x/D) - x/D \right] + (x + D) \operatorname{tg} \alpha - H \quad (12)$$

и тангенс угла наклона траектории

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{L}{D} \frac{x}{(D+x)} + \operatorname{tg} \alpha. \quad (13)$$

Определим положение мнимого изображения  $F$  источника  $I$ . Для этого выпишем уравнение траектории частицы после вылета из конденсатора

$$Y - y_k = \left( \frac{dy}{dx} \right)_k (X - L_k), \quad (14)$$

где

$$y_k = L \left[ \ln(1 + L_k/D) - L_k/D \right] + (L_k + D) \operatorname{tg} \alpha - H, \quad (15)$$

$$\left( \frac{dy}{dx} \right)_k = \operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \gamma + \operatorname{tg} \alpha, \quad (16)$$

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{L \cdot L_k}{D(D + L_k)}. \quad (17)$$

Чтобы определить положение мнимого изображения, продифференцируем (14) по  $\alpha$

$$-\frac{(D + L_k)}{\cos^2 \alpha} = \frac{(X - L_k)}{\cos^2 \alpha}. \quad (18)$$

Из (18) и (14) окончательно имеем координаты изображения

$$X_f = -D, \quad Y_f = L \ln(1 + L_k/D) - H. \quad (19)$$

Отметим, что в статическом режиме в случае больших отклонений возникают дополнительные искажения, связанные с преломлением пучка на выходе, поскольку частицы вылетают из конденсатора в местах с отличным от нуля потенциалом. В изотраекторном варианте эта проблема также смягчается вследствие убывания потенциала во времени.

Как видно из (19), действие описываемого динамического конденсатора сводится к тому, что после прохождения пучка возникает идеальное мнимое изображение точечного источника (в пренебрежении полями рассеяния). В итоге трансформацию пучка в геометризованном фазовом пространстве можно представить как линейное неоднородное преобразование

$$\begin{pmatrix} y_k \\ \operatorname{tg} \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_c \\ \operatorname{tg} \gamma \end{pmatrix} + A \begin{pmatrix} y_0 \\ \operatorname{tg} \alpha \end{pmatrix}, \quad (20)$$

где  $A$  — матрица преобразования дрейфового пространства

$$A = \begin{pmatrix} 1 & (L_k + D) \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

$$y_0 = -H, \quad y_c = L \left[ \ln(1 + L_k/D) - L_k/D \right], \quad (22)$$

а  $\operatorname{tg} \gamma$  определяется формулой (17) и является углом вылета (поворота) частиц, влетающих в конденсатор вдоль оси  $Ox$ .

Одновременно из (16) следует, что параллельный пучок ионов будет преобразован также в параллельный, а угол отклонения будет зависеть от удельного заряда частицы. Таким образом, описываемый динамический плоский конденсатор представляет собой призму, разворачивающую импульсный поток ионов по массе.

Следует помнить, что в нестационарных полях полная энергия частицы не сохраняется. Конечную скорость можно найти из соотношения

$$v \cos \alpha = v_k \cos \beta, \quad (23)$$

которое является следствием постоянства продольной компоненты скорости.

Остановимся еще на одном важном вопросе. Все изложенное верно только для импульса нулевой длительности. Реальную же длительность импульса источника  $\Delta T > 0$  можно учесть как некое пространственное уширение источника. Действительно, если источник частиц  $I$  не является точечным, а имеет размеры  $\Delta D$ ,  $\Delta H$ , то размер мнимого изображения можно найти из соотношений (19) и (24)

$$\Delta X_f = -\Delta D, \quad \Delta Y_f = -\frac{L \cdot L_k}{D(D + L_k)} \Delta D - \Delta H. \quad (24)$$

Из (24) следует, что размеры мнимого изображения примерно соответствуют размерам реального источника при  $\Delta T = 0$ . Теперь длительность импульса  $\Delta T > 0$  можно оценить сверху следующим образом: будем ассоциировать  $\Delta T > 0$  с некоторым уширением источника, примерно равным величине  $v_{\max} \Delta T$ , где  $v_{\max}$  — максимальная скорость, с которой стартуют частицы из источника. Тогда в зависимости от углового распределения частиц соотношения (24) позволяют определить точные размеры мнимого изображения в каждом конкретном случае.

Отметим, что уже более 20 лет известен электро-динамический энерго-масс-анализатор на базе плоского конденсатора с напряженностью поля (5) [8–13]. Работа такого анализатора напоминает работу статического плоского конденсатора в зеркальном режиме, работа же его как динамического отклоняющего устройства не была описана. Однако упомянутый прибор, несмотря на устойчивый к нему интерес, имеет весьма существенный недостаток — принципиальное отсутствие фокусировки по углам вылета, а лежащая в его основе временная зависимость, вероятно, не была осознана как универсальная, присущая любому пространственным распределениям электромагнитных полей.

Подводя краткий итог, укажем, что с теоретической точки зрения изотраекторная динамика — весьма интересный объект для исследования, а с практической — перспективное поле для синтеза динамических анализаторов нового типа.

## Список литературы

- [1] Арифов П.У., Аюпов Р.Х., Шевченко А.В. // Новые возможности корпускулярной спектрометрии. Ташкент, 1979. С. 144–158.
- [2] Матышев А.А. // Тез. докл. IX Всесоюз. семинара по методам расчета ЭОС. Ташкент, 1988. С. 76.
- [3] Матышев А.А. // Тр. ЛПИ. 1989. № 429. С. 67–69.
- [4] Матышев А.А. // Тр. ЛГТУ. 1991. № 436. С. 61–63.
- [5] Брюхе Е., Шерцер О. Геометрическая электронная оптика. Пер. с нем. Л.: Лен. газетно-журн. и книжн. изд-во, 1943. 496 с.
- [6] Глазер В. Основы электронной оптики. Пер. с нем. М.: ГТТИ, 1957. 746 с.
- [7] Матышев А.А. // Тез. докл. X Всесоюз. семинара по методам расчета ЭОС. Львов, 1990. С. 59.
- [8] Oron M., Paiss Y. // Rev. Sci. Instr. 1973. Vol. 44. N 9. P. 1293–1296.
- [9] Chowdhury S.S., Clement R.M., Miles H.T. // J. Phys. E. 1980. Vol. 13. P. 1099–1105.
- [10] Clement R.M., Miles H.T. // J. Phys. E. 1983. Vol. 16. N 5. P. 377–381.
- [11] Eicher J., Rohr K., Weber H. // J. Phys. E. 1983. Vol. 16. N 9. P. 903–908.
- [12] Быковский Ю.А., Грузинов А.Е., Лагода В.Б. // ПТЭ. 1989. N 4. С. 125–126.
- [13] Белов М.Е., Быковский Ю.А., Грузинов А.Е., Лагода В.Б. // ПТЭ. 1993. № 2. С. 113–119.