

a — вариант несовершенной технологии удаления пленки с подложки; *б* — вариант технологии полного удаления пленки

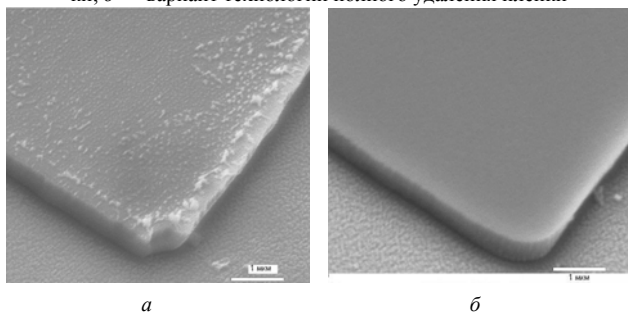


Рис. 4. Фрагменты приборных структур после снятия фоторезистивных масок:

a — вариант несовершенного удаления фоторезиста;
б — вариант полного удаления

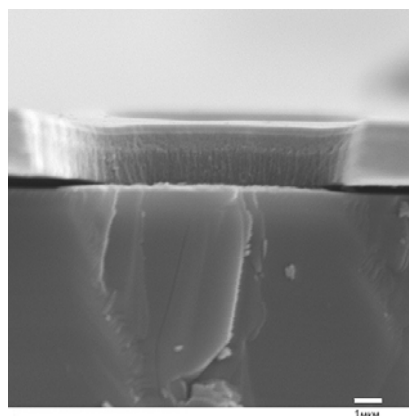


Рис. 5. Скол структуры кремний—лак по диаметру вытравленного в лаке окна

На основе полученной таким способом информации была разработана технология комбинированного плазмохимического травления для создания контактных окон с требуемым профилем наклона стенок, что обеспечило возможность напыления слоев металлизации без разрывов и, следовательно, формирования надежных контактов.

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2005 г.

Bridge structure control of microbolometer array using electron probe

N. B. Kagan, G. V. Liberova, S. N. Yakunin
ORION Research-and-Production Association, Moscow, Russia

The results of development and practical application of the methods to control technological processes involved in fabrication of microphotoelectronics devices using regular scanning electron microscope (SEM) are presented. The methods employ standard SEM protocols in the image-forming regime in the secondary and backscattered electron beams. These methods were successfully applied for the problems arising in technological optimization of the fabrication processes for bridge structures in the microbolometer arrays. Positive effect of SEM usage is demonstrated in a number of examples.

УДК 531.75

Зоны устойчивости квадрупольного масс-спектрометра в продольном магнитном поле

Ю. К. Голиков, Н. К. Краснова, К. В. Соловьев
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия

В. А. Елохин, В. И. Николаев
ОАО "Научные приборы", С.-Петербург, Россия

Рассмотрена методика построения зон устойчивости системы уравнений движения заряженной частицы в поле электрического квадруполя с периодическим питанием в постоянном магнитном поле.

Рассмотрение проводится в безразмерных единицах измерения. Предполагается, что размерные координаты $\bar{R} = (X, Y, Z)$ и время t связаны с соответствующими безразмерными координатами $\vec{r} = (x, y, z)$ и временем τ соотношениями

$$\bar{R} = l \vec{r}; \quad t = T \tau,$$

где l, T — выбранные линейный и временной масштабы; движение частицы заряда q и массы m происходит в электрическом поле

$$\Phi = (\Phi_0 + \Phi_1 f(\frac{t}{T})) \frac{X^2 - Y^2}{l^2}; \quad f(\frac{t}{T} + 1) = f(\frac{t}{T})$$

и магнитном поле

$$\vec{B} = B_0(b_1, b_2, b_3); \quad b_1^2 + b_2^2 + b_3^2 = 1.$$

Система уравнений движения в указанных полях в безразмерной форме имеет вид

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -(\mu + \nu f(\tau))x + \lambda(\dot{y}b_3 - \dot{z}b_2); \\ \ddot{y} &= (\mu + \nu f(\tau))y + \lambda(\dot{z}b_1 - \dot{x}b_3); \\ \ddot{z} &= \lambda(\dot{x}b_2 - \dot{y}b_1), \end{aligned} \quad (1)$$

где безразмерные коэффициенты μ, ν, λ определяются соотношениями

$$\mu = \frac{2q\Phi_0 T^2}{ml^2}; \quad \nu = \frac{2q\Phi_1 T^2}{ml^2}; \quad \lambda = \frac{qB_0 T}{m}, \quad (2)$$

а точки обозначают дифференцирование по τ .

Если магнитное поле направлено вдоль оси квадруполя, т. е. $\vec{B} = B_0(0, 0, 1)$, система (1) значительно упрощается и принимает вид

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -(\mu + \nu f(\tau))x + \lambda \dot{y}; \\ \ddot{y} &= (\mu + \nu f(\tau))y - \lambda \dot{x}; \\ \ddot{z} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Последнее уравнение системы (3) определяет дрейфовое движение по координате z . В случае отсутствия магнитного поля ($\lambda = 0$) два первых уравнения системы (3) изолированы друг от друга и решаются независимо. Если же $\lambda \neq 0$, то необходимо совместное решение этих уравнений.

Рассматривая указанную выше полевую комбинацию как основу для масс-сепаратора, нас интересует в первую очередь вопрос устойчивости либо неустойчивости траектории движения заряженной частицы по координатам x, y при заданных значениях параметров μ, ν, λ .

Под устойчивостью будем понимать ограниченность (при заданных μ, ν, λ (2)) решения системы (3) $x(\tau)$ и $y(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$ для любых начальных данных $x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0$; под неустойчивостью — ситуацию, когда $|x(\tau)|$ либо $|y(\tau)| \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} \infty$ для любых начальных данных, кроме, может быть, некоторых, связанных соотноше-

ниями вида $g(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0) = 0$, в том числе кроме нулевых начальных данных ($x_0 = 0, y_0 = 0, \dot{x}_0 = 0, \dot{y}_0 = 0$).

Как уже говорилось, изменение координат x и y частицы, определяющее устойчивость частицы в интересующем нас смысле, задается уравнениями системы (3).

В "классическом" квадруполье [1] устойчивость частицы достигается в области параметров, являющейся пересечением зон устойчивости двух не зависящих друг от друга дифференциальных уравнений (3) типа Хилла, теория которых хорошо разработана [2]. Поскольку в отличие от случая $\lambda = 0$ при наличии магнитного поля эти уравнения не расцепляются, задача становится значительно сложнее. Ее решение облегчает теория Флоке, позволяющая определенным образом представить решение нормальной системы линейных дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами произвольного порядка. Рассмотрим такую систему, записанную в наиболее общем виде

$$\dot{\vec{x}} = A(\tau)\vec{x}, \quad \vec{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ \dots \\ x_n \end{pmatrix}, \quad A(\tau + 1) = A(\tau). \quad (4)$$

Пусть $X(1)$ — матрица монодромии [3] системы (4). Тогда "вековое" уравнение

$$\det(X(1) - \sigma E) = 0 \quad (5)$$

позволяет определить так называемые мультипликаторы σ_i (количество которых с учетом кратности будет в данном случае равно n). Имеет место также следующая теорема [3].

Теорема 1. Для всякого мультипликатора σ_i существует нетривиальное решение $\vec{x}_i(\tau) = \begin{pmatrix} x_{1i}(\tau) \\ \dots \\ x_{ni}(\tau) \end{pmatrix}$ системы (4) (нормальное решение), удовлетворяющее условию

$$\vec{x}_i(\tau + 1) = \sigma_i \vec{x}_i(\tau).$$

Любое решение (4) является, очевидно, линейной комбинацией нормальных решений.

Полагая $e^{\mu_i} = \sigma_i$, можно записать нормальное решение в форме

$$\vec{x}_i(\tau) = e^{\mu_i \tau} \vec{\varphi}_i(\tau); \quad \vec{\varphi}_i(\tau + 1) = \vec{\varphi}_i(\tau).$$

Понятно, что устойчивость системы (4) определяется значениями характеристических показателей или, что эквивалентно, значениями мультипликаторов. Теорема, определяющая условия устойчивости системы (4), формулируется следующим образом [3].

Теорема 2. Линейная однородная периодическая система с непрерывной матрицей (4) устойчива тогда и только тогда, когда все ее мультипликаторы расположены внутри замкнутого единичного круга $|\sigma| \leq 1$, причем мультипликаторы, лежащие на окружности

$|\sigma| = 1$, не являются кратными корнями характеристического уравнения (5).

Указанная теорема позволяет построить алгоритм определения зон устойчивости системы (3). Предварительно отметим, что система (3) может быть записана в виде (4) с учетом обозначений

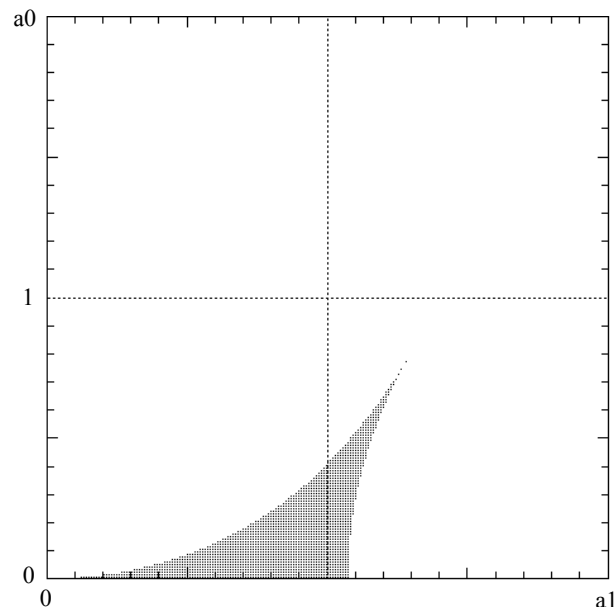
$$\bar{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ \dot{x} \\ y \\ \dot{y} \end{pmatrix},$$

$$A(\tau) = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -(\mu + \nu f(\tau)) & 0 & 0 & \lambda \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & \lambda & (\mu + \nu f(\tau)) & 0 \end{pmatrix},$$

а потому на нее полностью распространяется действие теорем, сформулированных выше. След матрицы A равен нулю, что влечет за собой равенство единице произведения мультипликаторов. Если предположить, что корни уравнения (5) не являются кратными, устойчивость системы реализуется при комплексных корнях, лежащих на окружности $|\sigma| = 1$. Заметим также, что поскольку устойчивость определяется в зависимости от трех параметров μ , ν , λ , рассчитываемые зоны – трехмерны, но могут быть представлены графически в виде двухмерных диаграмм в координатах μ , ν при постоянных значениях λ .

Компьютерное построение зон устойчивости осуществляется перебором точек (μ, ν, λ) в некотором параллелепипеде $[\mu_1, \mu_2] \times [\nu_1, \nu_2] \times [\lambda_1, \lambda_2] \subset \mathbb{R}^3$ с определенным шагом по каждой из координат ($\Delta\mu$, $\Delta\nu$, $\Delta\lambda$) и проверкой для каждой точки факта устойчивости. Таким образом, зоны устойчивости системы (3) в общем случае трехмерны. При $\lambda = 0$ параллелепипед вырождается в прямоугольник $[\mu_1, \mu_2] \times [\nu_1, \nu_2]$ на плоскости (μ, ν) , и мы имеем привычные двухмерные диаграммы устойчивости [1].

Пример диаграммы устойчивости системы (3), построенной в соответствии с указанным алгоритмом, приведен на рисунке. Очевидно, что наличие магнитного поля ($\lambda \neq 0$) существенно трансформирует структуру проекций зон на плоскость (μ, ν) .



Пример рассчитанной зоны устойчивости в квадрупольном масс-спектрометре с постоянным продольным магнитным полем ($\vec{B} = B_0(0, 0, 1)$) и $\lambda = 2$

Отметим одно практическое обстоятельство. Так как в соответствии с (1) все параметры, характеризующие устойчивость системы (3), пропорционально меняются с изменением массы частицы m , нагрузочная прямая, определяющая диапазон пропускаемых прибором масс, должна строиться в трехмерном пространстве параметров μ , ν , λ . Иными словами, каждой точке на прямой $\mu = kv$ соответствует свой лист $\lambda = \text{const}$.

Заметим, что указанная методика построения областей устойчивости может быть применена и для случая произвольно направленного постоянного магнитного поля, поскольку система уравнений движения (1) в таком поле также линейна. В этом случае речь пойдет о зонах устойчивости размерности пять, визуальное представление которых представляется несколько более сложным.

Таким образом, в данной работе впервые указан способ построения областей устойчивости системы дифференциальных уравнений, описывающих движение заряженной частицы в квадрупольном масс-анализаторе, помещенном в постоянное магнитное поле. Данные результаты позволяют построить масс-анализирующий прибор с существенно улучшенными характеристиками по сравнению с "классическим" квадрупольным масс-спектрометром.

Литература

1. Слободенюк Г. И. Квадрупольные масс-спектрометры. — М.: Атомиздат, 1974.
2. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1976.
3. Демидович Б. П. Лекции по математической теории устойчивости. — М.: Наука, 1967.

Stability zones of quadrupole mass spectrometer in longitudinal magnetic field

Yu. K. Golikov, N. K. Krasnova, K. V. Solovyev
St.-Petersburg State Polytechnic University, St.-Petersburg, Russia

V. A. Elokhin, V. I. Nikolayev
Scientific instruments Plc, St.-Petersburg, Russia

The method to build stability zones of the charged particle motion equation system for the of electric quadrupole field and the constant magnetic field is considered.

УДК 621.385.001

Адекватность теории сферического диода

В. М. Белкин, М. А. Завьялов, В. А. Сыровой, А. С. Чихачев
ГУП "ВЭИ им. Ленина", Москва, Россия

Рассмотрены пределы справедливости теории сферического диода при нерелятивистских и релятивистских скоростях в качестве инструмента математического и физического тестирования программ траекторного анализа, предназначенных для расчета существенно разномасштабных потоков. Исследовано влияние собственного магнитного поля и тепловых скоростей, определяющих эти пределы.

В последнее время опубликованы работы, посвященные расчету интенсивных пучков с высокой компрессией. Так, в работе [1] обсуждается формирование пучка с компрессией по площади 1000, в [2], где используется пакет траекторного анализа SAM [3—5], называются почти вдвое более высокие цифры.

При описании пучка с линейной компрессией L модель должна уверенно отслеживать величины порядка L^{-1} , что при названных выше компрессиях требует, чтобы уровень ошибки составлял десятые доли процента. Ни одна из существующих программ траекторного анализа открыто не декларирует такой точности, хотя, как было сказано, некоторые из них использованы для решения подобных задач.

В работе [5] проведены тестовые расчеты для сходящегося нерелятивистского конического пучка с углом раствора $\theta = 40^\circ$ и компрессией $L = 5$ (r, θ, ψ — сферические координаты). Следует отметить, что эта задача относится к числу простейших, так как имеет дело с одномерным течением по радиальным лучам при однородной плотности тока эмиссии $J = \text{const}$. Многие блоки программы по этой причине работают в шаблонном режиме. Указанные обстоятельства и невысокая компрессия не позволяют говорить о надежных расчетах с использованием комплекса SAM [2], когда речь идет о системах с $L \cong 40\text{—}60$ при $J \neq \text{const}$.

Подчеркнем, что необходимо различать математическое и физическое тестирование численных моделей. Так, нерелятивистский сферический диод может быть

эффективно использован в первом из них при сколь угодно высокой компрессии, когда скорость превышает скорость света, а потенциал ϕ стремится к бесконечности при пренебрежении действием собственного магнитного поля H_ψ , в то время как физическое тестирование должно проходить при учете соответствующих ограничений.

Известно [6], что теория плоского диода внутренне противоречива: бесконечно широкий поток имеет бесконечное собственное магнитное поле при прямолинейных траекториях. Противоречие разрешается введением ограничений на относительные размеры цилиндрической вырезки радиуса R (R, ψ, z — цилиндрические координаты) из плоского диода, для которой справедливо неравенство, означающее малость силы Лоренца по сравнению с силой со стороны электрического поля. В релятивистском случае эти ограничения оказываются более жесткими.

Цель данной работы — оценка влияния собственного магнитного поля H_ψ пучка при высоких компрессиях (а также декомпрессиях) или, другими словами, в установлении предельной компрессии при заданных параметрах потока, когда влиянием H_ψ можно пренебречь. Задача о сферическом диоде представляется более интересной по сравнению с течением между параллельными плоскостями благодаря изменению геометрии потока. Влияние тепловых скоростей на компрессию пучка и распределение потенциала в сферическом дио