

$$\eta_0 = \left\{ 1 + 2 \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{2kT}\right) \operatorname{ch} \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_f}{kT} \right\}^{-1},$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ и $\varepsilon_0 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$.

Если пренебречь вкладом заряженных форм примеси в дислокационную диффузию, то эффективный коэффициент диффузии будет равен $D_{ef} = D_0 \eta_0$, где D_0 — коэффициент дислокационной диффузии нейтрального атома. Значения D_{ef} сильно зависят от положения уровня Ферми. Как видно из рисунка, даже при высоких температурах смещение уровня Ферми на несколько десятых электронвольта способно изменить порядок величины D_{ef} . Поэтому диффузией примесей по дислокациям можно управлять путем контролируемого изменения положения ε_f при введении примесей, облучения кристалла светом, наложения электрического поля и т. п.

Автор благодарен М. В. Гольдфарбу за помощь при проведении численных расчетов на ЭВМ.

Литература

- [1] Болтакс Б. И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л.: Наука, 1972. 384 с.
- [2] Le Claire A. D., Rabinovith A. J. Phys. C: Solid State Phys., 1981, v. 14, N 27, p. 3863—3879.
- [3] Молоцкий М. И., Малюгин В. Б. ЖТФ, 1985, т. 55, № 11, с. 2275—2277.
- [4] Винецкий В. Л., Холодарь Г. А. Радиационная физика полупроводников. Киев: Наукова думка, 1979, с. 210.
- [5] Ossipyan Yu. A. Crystal Res. and Technol., 1981, v. 16, N 2, p. 239—246.
- [6] Loudon R. Am. J. Phys., 1959, v. 27, N 9, p. 649—655.
- [7] Стоунгэм А. М. Теория дефектов в твердых телах. М.: Мир, 1978, т. 2. 358 с.

Воронежский государственный университет
им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
26 июня 1987 г.

К ВОПРОСУ О РАСЧЕТЕ ПОЛОЖЕНИЯ ВЕРШИН ОБЩИХ ЗОН СТАБИЛЬНОСТИ ДЛЯ ГИПЕРБОЛОИДНЫХ МАСС-АНАЛИЗАТОРОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПИТАНИИ

Э. П. Шеретов, А. П. Борисовский, В. И. Банин

Гиперболоидные масс-спектрометры в настоящее время получили широкое распространение в самых разнообразных областях науки и техники [1, 2]. Недавно на базе гиперболоидного масс-спектрометра типа трехмерной ловушки был создан инструмент для космических исследований при реализации проекта «Вега» [3]. Широкое распространение сейчас получает метод импульсного питания анализаторов таких приборов [4, 5], что связано с возможностью при его использовании существенно снизить потребляемую мощность и улучшить массогабаритные показатели приборов.

В настоящей работе показана возможность получения простых соотношений, определяющих конфигурацию границ общих зон стабильности для всех известных гиперболоидных масс-анализаторов при импульсном питании. В линейном случае задача определения траектории заряженной частицы в гиперболоидном масс-спектрометре сводится к решению трех независимых уравнений Хилла. Можно показать, что при импульсном питающем напряжении прямоугольной формы уравнения преобразования проекций координаты и скорости на избранную ось после воздействия n -го периода высокочастотного поля могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} y(n+1) &= y(n) \psi_1(\Delta) + \dot{y}(n) \psi_2(\Delta), \\ \dot{y}(n+1) &= y(n) \psi_3(\Delta) + \dot{y}(n) \psi_4(\Delta), \end{aligned} \quad (1)$$

где $y(n)$ и $\dot{y}(n)$ — координата и составляющая скорости частицы до «воздействия» n -го импульса, $y(n+1)$ и $\dot{y}(n+1)$ — соответствующие величины после «воздействия», Δ — фаза определения $y(n)$ и $y(n+1)$. Для $\psi_j(\Delta)$ имеют место два фундаментальных соотношения

$$\beta = \frac{1}{2} [\psi_1(\Delta) + \psi_4(\Delta)],$$

$$\psi_1(\Delta) \psi_4(\Delta) - \psi_2(\Delta) \psi_3(\Delta) = 1. \quad (2)$$

Здесь β — величина, однозначно определяющая известный параметр стабильности Ляпунова. На границах зон стабильности β принимает значения ± 1 . Оказывается, что для импульсного сигнала можно подобрать такую фазу $\Delta = \Delta_1$, при которой $\psi_1(\Delta_1) = \psi_4(\Delta_1)$, и в силу справедливости второго уравнения системы (2) на границах зон стабильности должно выполняться условие

$$\psi_2(\Delta_1) \cdot \psi_3(\Delta_1) = 0. \quad (3)$$

Таким образом, полученное выражение определяет конфигурацию границ зон стабильности гиперболоидных масс-анализаторов при импульсном питании. Оказывается, фаза Δ_1 соответствует середине либо положительного, либо отрицательного импульсов, составляющих период высокочастотного сигнала. Можно легко показать, что условиям $\psi_2(\Delta_1) = 0$ и $\psi_3(\Delta_1) = 0$ соответствует пара уравнений, каждое из которых определяет конфигурацию соответствующих зон стабильности

$$a^{1/2} \operatorname{th} \frac{1}{2} a^{1/2} = -\lambda q^{1/2} \operatorname{th} \frac{1}{2} q^{1/2},$$

$$a^{1/2} \operatorname{th} \frac{1}{2} a^{1/2} = -\frac{\lambda q^{1/2}}{\operatorname{th} \frac{1}{2} q^{1/2}},$$

$$\frac{\operatorname{th} \frac{1}{2} a^{1/2}}{a^{1/2}} = -\frac{\operatorname{th} \frac{1}{2} q^{1/2}}{\lambda q^{1/2}},$$

$$\frac{\operatorname{th} \frac{1}{2} a^{1/2}}{a^{1/2}} = -\frac{1}{\lambda q^{1/2} \operatorname{th} \frac{1}{2} q^{1/2}}, \quad (4)$$

где $a = \sigma u_1 t_1^2$; $q = \sigma u_2 t_2^2$; σ — удельный заряд иона; κ — геометрический фактор электродной системы анализатора; u_1 и u_2 — амплитуды импульсов, подаваемых на электроды; t_1 и t_2 — соответствующие длительности этих импульсов; $\lambda = t_1/t_2$. Поскольку всегда имеет смысл только случай разнополярных импульсов, то a и q всегда имеют противоположные знаки. Для одного анализатора a и q в общем случае имеют различные значения для различных координат. Так, для гиперболоидного анализатора с эллиптическими электродами [6] связь между значениями a и q для r и z координатных осей имеет вид

$$a_z = -(1 + p_0) a_r, \quad q_z = -(1 + p_0) q_r.$$

Для осесимметричного анализатора $p_0 = 1$, а для фильтра масс $p_0 = 0$.

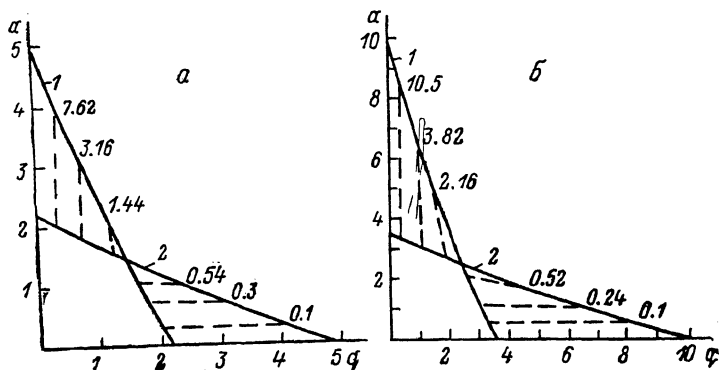
Границы зон стабильности можно строить на координатной плоскости $a \div q$. В таком случае рабочие точки ионов будут лежать на рабочей прямой $a = \lambda_0 q$, где $\lambda_0 = (u_1/u_2) \lambda^2$. Поскольку a и q имеют противоположные знаки, то система (4) описывает бесчисленное множество зон стабильности. Чаще всего пока используются первые общие зоны стабильности, которые формируются двумя границами, проходящими через начало координат, и двумя соседними границами.

Большое преимущество полученных соотношений системы (4) заключается не только в том, что они позволяют без значительных затрат машинного времени при расчетах на ЭВМ определять конфигурацию границ, но и в том, что с помощью них удается получить простые соотношения, определяющие кривые, на которых лежат первая и вторая вершины общих зон стабильности при любых значениях p_0 и λ

$$\frac{\operatorname{th} \frac{1}{2} a^{1/2}}{\operatorname{tg} \frac{1}{2} (1 + p_0)^{1/2} a^{1/2}} = \operatorname{tg} \frac{1}{2} q^{1/2} \operatorname{th} \frac{1}{2} (1 + p_0)^{1/2} q^{1/2},$$

$$\operatorname{th} \frac{1}{2} (1 + p_0)^{1/2} a^{1/2} \operatorname{tg} \frac{1}{2} a^{1/2} = \frac{\operatorname{th} \frac{1}{2} q^{1/2}}{\operatorname{tg} \frac{1}{2} (1 + p_0)^{1/2} q^{1/2}}. \quad (5)$$

В соотношениях (5) a и q берутся по модулю. На рисунке приведены рассчитанные по соотношениям (5) «линии вершин» общих зон стабильности для осесимметричного анализатора (а) и для фильтра масс (б). Кривые 1 рассчитаны по первому соотношению системы (5), кривые 2 — по второму. $p_0=1$ (а) и 0 (б).



Линии вершин общих зон стабильности для осесимметричного анализатора (а) и фильтра масс (б).

На рисунке вершины общей зоны стабильности при различных скважностях импульсного сигнала соединены штриховыми линиями и вблизи них приведены соответствующие значения параметра λ .

Заключение

В работе получены простые выражения, описывающие конфигурацию границ зон стабильности для любых типов гиперболических анализаторов при импульсном питании. Приведены соотношения, описывающие «линии вершин» общих зон стабильности для любых геометрических особенностей электродной системы и при любых скважностях импульсного сигнала.

Литература

- [1] Шеретов Э. П. Измерения, контроль, автоматизация. 1980, № 11—12, с. 29—43.
- [2] Stafford G. C., Jr. Kelly P. E., Syka J. E. P. et al. Int. J. Mass Spectr. and Ion Proc., 1984, N 60 p. 85—98.
- [3] Сурков Ю. А., Иванова В. Ф., Пудов А. Н. и др. Письма в астроф. журн., 1986, т. 12, № 2, с. 110—113.
- [4] Шеретов Э. П., Терентьев В. И. ЖТФ, 1972, т. 42, № 5, с. 953—962.
- [5] Шеретов Э. П., Веселкин Н. В., Сафонов М. П. А. С. 1088090. Оpubл. в БИ, 1984, № 15.
- [6] Шеретов Э. П. ЖТФ, 1978, т. 48, № 7, с. 1360—1365.

Рязанский
радиотехнический институт

Поступило в Редакцию
28 июля 1987 г.

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ В СИЛЬНОМ ИМПУЛЬСНОМ НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. А. Мишин, Е. Г. Рудашевский

В последнее время появился ряд работ [1—3], в которых исследуется процесс перемагничивания тонких магнитных пленок на основе ИЖГ. Пленки перед приложением импульсного поля ~ 1 кЭ однородно намагничиваются в слабом поле, а после включения импульса магнитного поля противоположной полярности наблюдается ряд явлений, зависящих от амплитуды и формы импульса, в частности, так называемая волна опрокидывания магнитного момента, распространяющаяся со сверхвысокими скоростями. В указанных работах обнаружена также сильная зависимость характера этой волны от степени неоднородности поля. В данной работе