

вания функции раздельного усиления U_x (выход M_3) и $U_{ост}$ (сигнал на R_k) и применения первоначального вычитания — усиления — повторного двухкратного вычитания и усиления, повышена точность компенсации $U_{ост}$ и расширен динамический диапазон магнитометра. Уровень U_x намного увеличен по сравнению с уровнем собственных шумов операционного усилителя (микросхемы $M_4—M_{13}$) и СД. Коэффициент нелинейных гармоник и температурная нестабильность магнитометра определяются в основном характеристиками ПХ, что дополнительно уменьшено использованием калибровочных таблиц и термостабилизацией ПХ.

При использовании ПХ с чувствительной зоной размером 10×10 мкм² [3] и достижении более высокой чувствительности откроются серьёзные перспективы применения холловского магнитометра и созданного на его основе микроскопа в различных областях науки и техники.

Л и т е р а т у р а

1. Rostami Kh. R. Physical Processes Near and on a Twin Boundary in High-Temperature Superconductors and an

Oscillatory Differential Method for Investigating These Processes // J. Low Temp. Phys. 2014. V. 177. N. 3/4. P. 99–114.

2. Ростами Х. Р. Поля размагничивания кристаллитов и способ измерения термодинамического поля квазимонокристаллических и поликристаллических тонких дисков $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. С. 716—725.

3. Cambel V. e. a. Large — scale high — resolution scanning Hall probe microscope used for MgB_2 filament characterization Supercond // Sci. Technol. 2005. N. 18. P. 417—421.

4. Ростами Х. Р. Локальный метод анализа физических процессов в высокотемпературных сверхпроводниках на вихревом фронте // Измерительная техника. 2013. № 11. С. 50—55.

5. Ростами Х. Р. Пространственно-временные характеристики высокотемпературных сверхпроводников и холловский микроскоп для их исследования // Измерительная техника. 2014. № 12. С. 51—56.

6. Кучис Е. В. Гальвано-магнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990.

Дата принятия: 15.09.2015.

621.317.33

Расчёт силы тока в измерительной цепи детектора высокоскоростных микрочастиц

Н. Д. СЁМКИН, А. М. ТЕЛЕГИН

Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С. П. Королева (национальный исследовательский университет)
Самара, Россия, e-mail: semkin@ssau.ru

Показана зависимость силы тока в измерительной цепи детектора высокоскоростных микрочастиц от параметров данных частиц. На основе теоремы Рамо—Шокли получены аналитические выражения для расчёта силы тока в последовательной RC-цепи.

Ключевые слова: высокоскоростной удар, микрометеороид, ион.

The dependence of the current in the measuring circuit of the detector of high-speed particles from microparticles of these parameters. On the analytical expressions for the calculation of the current in a series RC-circuit based theorem Ramo-Shockley received.

Key words: high-speed impact, micrometeoroids ion.

В [1, 2] приведены расчёты силы тока, наведённого пролётом внешнего точечного заряда через плоский вакуумный конденсатор, включенный в состав последовательной RCL-цепи, в отсутствии источника напряжения.

Согласно теореме Рамо—Шокли заряд Q , движущийся между пластинами плоского конденсатора, наводит в его внешней цепи электрический ток i_a [1, 2]:

$$i_a = QV/h,$$

где V — проекция вектора скорости на направление перпендикулярное к пластинам плоского конденсатора; h — расстояние между пластинами.

Результаты этих исследований для создания полупроводниковых детекторов микрочастиц предполагают использовать в [3, 4, 5]. Однако если такой детектор, например детектор микрометеороидов, содержит приёмник в виде конденсатора с плоскими параллельными пластинами, то необходимо подключать к ним источник напряжения [4—7] и в этом случае использовать выражения из [1, 2] невозможно.

Цель данной работы — обобщение соотношения Рамо—Шокли для случая последовательной RC-цепи с источником напряжения.

Рассмотрим образование тока в измерительной цепи детектора микрометеороидов (рис. 1). Микрочастица 3 с высокой скоростью ударяется в мишень 1, при этом в зоне

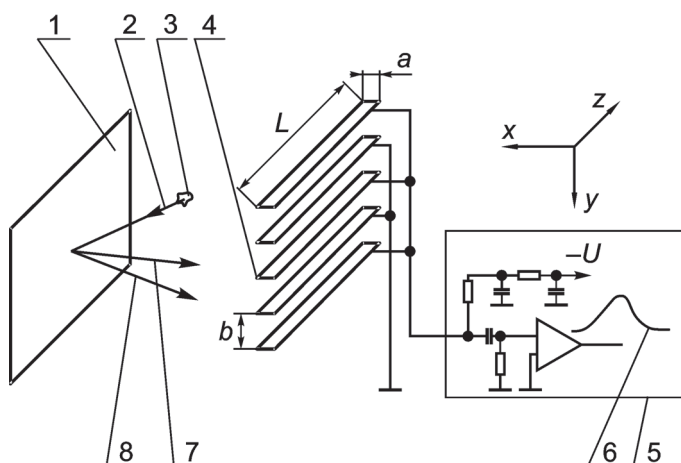


Рис. 1. Блок-схема детектора микрометеороидов ионизационного типа:

1 — мишень; 2 — траектория движения высокоскоростной микрочастицы; 3 — высокоскоростная микрочастица; 4 — измерительные электроды (двухфазная штыревая решётка); 5 — схема входной цепи приёма сигнала с измерительных электродов; 6 — форма импульса; 7, 8 — направление разлёта ионов

контакта происходит образование положительно заряженных ионов и электронов. Мишень подключена к нулевому потенциалу, а на измерительные электроды 4 через фильтр подаётся напряжение U . В результате влияния электрического поля положительно заряженные ионы движутся от мишени к электродам, с которых можно считывать полезный сигнал 6, усиленный зарядочувствительным усилителем.

При косом ударе в электрод, находящийся под нулевым потенциалом, микрочастица может преобразоваться в низкотемпературную плазму. Плазма под действием электрического поля конденсатора будет двигаться в сторону измерительных электродов, находящихся под отрицательным потенциалом. При этом влиянием электрического поля нельзя пренебречь.

Модель расчёта ионизационного тока в измерительной цепи детектора высокоскоростных микрочастиц. Рассмотрим случай, когда на конденсатор подаётся напряжение порядка 300 В. Пренебрежём сопротивлением цепи подачи питания, так как номиналы резисторов в ней составляют порядка 10 МОм.

Эквивалентная схема для расчёта силы тока в измерительной цепи представлена на рис. 2. При этом сделано следующее допущение — размеры плоских параллельных пластин бесконечно большие, т. е. неоднородностью электрического поля, а также пространственным распределением заряда между обкладками конденсатора C можно пренебречь.

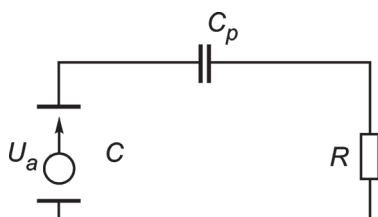


Рис. 2. Эквивалентная схема входной цепи измерительного тракта в процессе пролёта заряженной частицы (иона) в поле плоского конденсатора

Рассмотрим электрический импульс, который образуется в измерительной цепи при пролёте одиночного заряда [2]. Пусть частица движется от

одной обкладки конденсатора C к другой, тогда, сила тока в измерительной цепи определяется по формуле

$$i_a(t) = [QV(t)/d] - C(dU_a/dt) = U_a/R,$$

где t — текущее время; C , d — ёмкость и расстояние между мишенью и электродами, соответственно; R — входное сопротивление усилителя; U_a — напряжение между обкладками.

Полученные линейные однородные уравнения первого порядка описывают ток в цепи во время пролёта заряженной частицы между обкладками и в момент времени, когда движение частицы закончено:

$$\frac{d}{dt} i_a(t) + \frac{1}{RC} i_a(t) = \frac{QV(t)}{RCd}, \quad 0 < t < T_C; \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} i_a(t) + \frac{1}{RC} i_a(t) = 0, \quad t > T_C, \quad (2)$$

где $T_C = md \left[\sqrt{V_0^2 + (2QU_a/m)} - V \right] / (QU_a)$ — время движения частицы между двумя обкладками конденсатора; V_0 , m — начальная скорость и масса заряженной частицы, соответственно.

Частное решение (1), (2) получим из условия непрерывности $i_a(t = T_C - 0) = i_a(t = T_C + 0)$ токов.

Тогда функция тока измерительной цепи (1), (2) будет иметь следующий вид:

$$i_a(t) = \{A - B - (A - B - Dt) \exp[t/(RC)]\} \exp[-t/(RC)]$$

для $0 < t < T_C$;

$$i_a(t) = \{A - B - (A - B - DT_C) \exp[T_C/(RC)]\} \exp[-(T_C + t)/RC]$$

для $t \geq T_C$,

$$\text{где } A = (Q^2 U_a RC) / (d^2 m), \quad B = dm Q V_0 / (d^2 m RC), \\ D = Q^2 U_a / (d^2 m).$$

Энергия электрического поля больше кинетической энергии частицы, поэтому формулу для силы тока в измерительной цепи можно упростить:

$$i_a(t) = A \left[1 - \left(1 - \frac{t}{RC} \right) \exp\left(\frac{t}{RC}\right) \right] \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \text{ для } 0 < t < T_C; \quad (3)$$

$$i_a(t) = A \left\{ 1 - \left(1 - \frac{T_C}{RC} \right) \exp\left(\frac{T_C}{RC}\right) \right\} \exp\left(-\frac{T_C + t}{RC}\right) \text{ для } t \geq T_C. \quad (4)$$

Из (3), (4) следует, что от параметров частицы (массы и скорости) зависит амплитуда тока в измерительной цепи, а также момент прилёта частицы на электроды (см. рис.1). Форма электрического импульса в измерительной цепи от единичного заряда представлена на рис. 3.

Зависимости (3), (4) применимы для одиночного заряда. Обобщим их для множества заряженных частиц.

Модель расчёта электрического импульса от плазменного сгустка в измерительной цепи детектора высокоскоростных микрочастиц. Модель ионизационного преобразователя предназначена для получения электрического импульса как функции конструктивных параметров преобразователя, параметров частицы и шумовых характеристик, являющихся результатом воздействия на преобразователь внешних факторов космической среды.

Пусть в момент времени t_0 в некоторой области пространства существует плазменный сгусток радиуса R_0 с числом заряженных частиц (ионов) N_0 . Состояние сгустка описывает функция распределения f [6]:

$$\iint f(R_0, W_0, P) dR_0 dW_0 = N_0,$$

где W_0 — скорость частиц плазменного сгустка; P — параметры, характеризующие свойства сгустка: скорость расширения и т.д. При $t = t_0$ частицы разлетаются в вакууме из точек R_0 с начальными скоростями W_0 . Частицы поглощаются поверхностью электродов, вторичных частиц не возникает.

Для расчёта конструкции детектора микрометеороидов ионизационного типа и полученных с его помощью сигналов, используем модель образного источника с функцией распределения Максвелла по скоростям. Условие квазинейтральности плазменных сгустков, выполняется, если все электроны и ионы описываются одинаковой функцией распределения. Для плазменного сгустка микрочастицы

$$f_{ci} = \frac{N_{0i}}{\pi^{3/2} V_{m.c}^3} \exp\left(-\frac{(W_0 - W_c)^2}{V_{m.c}^2}\right),$$

где N_{0i} — число частиц i -го вида; $V_{m.c} = W/(1 + a)$; W — скорость микрочастицы; $a = \sqrt{\rho_c/\rho_m}$; ρ_c, ρ_m — плотности частицы и мишени, соответственно; W_0 — скорость частицы; $W_c = -[aW/(1 + a)]$ (ось z совмещена с направлением удара). Для плазменного сгустка,двигающегося от мишени

$$f_{mi} = \frac{N_{mi}}{\pi^{3/2} V_{m.m}^3} \exp\left(-\frac{W_0^2}{V_{m.m}^2}\right),$$

где N_{mi} — число частиц i -го вида вещества мишени; $V_{m.m} = (aW)/(1 + a)$.

Импульс измеряемого тока

$$J(t) = J_c(t) + J_m(t),$$

где $J_c(t)$, $J_m(t)$ — токи, обусловленные вторичными заряженными частицами и заряженными частицами вещества мишени, соответственно.

В зависимости от конструкции электродов сбор ионов на них происходит по-разному.

Рассмотрим простой одномерный случай — все образовавшиеся ионы собираются измерительным электродом. Так как ионов множество, то суммарный ток можно вычислить по формуле

$$I_\Sigma(t) = \iint f(W_0) i_a(W_0, m, t) dW_0 dm.$$

При обработке информации влияние электрического поля на параметры частицы можно не рассматривать. Существенным недостатком конструкции преобразователя является низкая чувствительность в диапазоне субмикронных частиц и низких скоростей (менее 5 км/с) из-за использования приёмников в виде сетки, плоскопараллельных пластин, штыря и т. д. Для увеличения чувствительности необходимо применять в качестве приёмника вторично-электронный умножитель или микроканальную пластину.

Исследования ионизационных импульсов, возникающих при высокоскоростном соударении микрочастицы с мишенью, описаны в [6, 8].

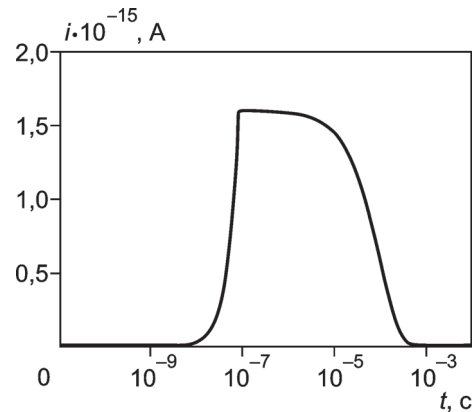


Рис. 3. Форма электрического импульса в измерительной цепи от единичного заряда при $R = 10$ МОм, $C = 100$ пФ, $d = 2$ см

Модель расчёта ионизационного тока пластин без учёта влияния электрического поля. Модель работы детектора высокоскоростных микрочастиц основана на использовании выражения для силы тока в цепи приёмника, выполненного по схеме двухфазной решётки в виде системы плоскопараллельных пластин (см. рис. 1) или системы тонких проводников [4, 6]. В такой схеме электрическое поле между мишенью и приёмником практически отсутствует и сбор ионов происходит независимо от места соударения микрочастицы.

Нечётные пластины имеют положительный потенциал, чётные — отрицательный. Мишень находится на расстоянии d от приёмника ионов (измерительных электродов). Процент попадания ионов на него зависит от многих параметров, которые необходимо учитывать. Это скорость ионов, ширина пластин a и длина L электродов приёмника ионов, расстояние b между элементами, напряжение U_0 между ними и т. д. (см. рис. 1).

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ в точке с координатами (x_0, y_0, z_0) находится N_0 ионов (общее количество ионов в облаке плазмы), имеющих максвелловское распределение по скоростям. Определим количество ионов $N = N(t)$ и dn/dt в приёмнике ионов.

Введём безразмерные скорости $Vbx = Vx / W$; $Vby = Vy / W$; $Vbz = Vz / W$ и $T_{ii} = d / Vbx$ — характерное время пролёта ионов от мишени до измерительных электродов.

При переходе к безразмерным величинам введём новые обозначения:

$$\Omega = d / b; \lambda = a / b; x = x / b; y = y / b; y_0 = Nb / 2; \beta_0 = y_0 / b.$$

Сделаем допущение о максвелловском распределении ионов по скоростям у поверхности мишени в момент соударения. Тогда выражение для количества ионов в приёмнике будет иметь вид:

$$dN = N_0 \exp\left(\frac{-Vx^2 - Vy^2 - Vz^2}{V^2}\right) dVxdVydVz / (\pi^{3/2} W^3).$$

Для рассматриваемой системы $0 \leq Vbx \leq \infty$; $-\infty \leq Vby \leq \infty$; $-\infty \leq Vbz \leq \infty$.

От составляющей скорости иона z зависит вероятность его попадания на приёмник ионов, однако не зависит время такого попадания. Учтём это, и проинтегрируем функцию распределения по z составляющей скорости. После преобразования получим

$$\frac{dN}{N_0} = \exp(-Vbx^2 - Vby^2) \times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{z-z_0}{d} Vbx\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{d} Vbx\right) \right] dVx dVy.$$

Время прилёта ионов на электроды определим из следующего выражения:

$$t_{\Sigma} = T_{\text{и}} + \tau,$$

где τ — время взаимодействия иона с электрическим полем. Время взаимодействия τ определим как

$$\tau = \frac{-\Omega Vbx + \sqrt{(\Omega Vbx)^2 - (\beta_0 + \Omega Vbx/Vby - K) \operatorname{sign} \Omega^2}}{\operatorname{sign}(\Omega^2 Vbx/2)},$$

где $Vbx = 2eU_0/mW^2$, $K = \operatorname{ent}\left[\Omega \frac{Vbx}{Vby} + \beta_0\right]$.

Уравнения для заряда и времени запишем в виде

$$Q = \frac{1}{2\pi} \iint \exp(-Vbx^2 - Vby^2) \times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{z-z_0}{d} Vbx\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{d} Vbx\right) \right] dVx dVy.$$

Тогда ток определим как $i = dQ/dt$.

Выводы. Получены аналитические выражения для силы тока в последовательной RC -цепи в зависимости от параметров высокоскоростной микрочастицы, а также зарядов в приёмнике ионов и времени их разлёта в пространстве мишень — приёмник ионов (измерительных электродов). Представленные материалы могут быть использованы для про-

ектирования ионизационных детекторов высокоскоростных микрочастиц, а также пылеударных масс-спектрометров [4, 5].

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 14.575.21.0107).

Литература

1. **Shocley W.** Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge // J. Appl. Phys. 1938. V. 9 P. 635—636.
2. **Ионовенков А. Н., Константинов О. В., Пирогов В. И.** Обобщение теоремы Рамо — Шокли на случай высокоимпедансного внешнего включения // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 9. С. 1—5.
3. **Поклонский Н. А., Вырко С. А., Кочерженко А. А.** Соотношение Рамо — Шокли для последовательной RCL -цепочки // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 11. С. 75—78.
4. **Изюмов М. В., Сёмкин Н. Д.** Преобразователь высокоскоростных частиц плоской конструкции // Вестник СГАУ. 2009. № 4 (20) С. 148—160.
5. **Semkin, N. D., Telegin A. M.** Shock-compressed metal-insulator-metal structures under the action of fast dust particles // Tech. Phys. 2011. V. 56. I. 7. P. 986—991.
6. **Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е., Новиков Л. С.** Регистрация пылевых и газовых частиц в лабораторных и космических условиях. Самара: Изд-во СГАУ, 2005.
7. **Rodin D. V., Semkin N. D., Piyakov I. V., Pomelnikov R. A.** Analytical Method for Computing the Electrostatic Field Distribution in the Reflector of the Time-of-Flight Mass Spectrometer // Tech. Phys. 2012. V. 57. N. 10. P. 1400—1405.
8. **Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е., Пияков И. В., Пияков А. В.** Имитация микрометеороидов с помощью электродинамического ускорителя // ПТЭ. 2009. № 4. С. 159—165.

Дата принятия: 11.12.2015.