

**ЭЛЕКТРОНИКА**

УДК 621.384.83

**А.П. Борисовский, А.А. Трубицын****ПОВЫШЕНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ КВАДРУПОЛЬНЫХ МАСС-АНАЛИЗАТОРОВ ПУТЕМ ОПТИМИЗАЦИИ ФОРМЫ ИМПУЛЬСНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ПИТАНИЯ**

*Представлены результаты исследований по разработке генератора высокочастотного напряжения для питания электродов квадрупольного масс-анализатора. Приведена методика расчёта траекторий движения заряженных частиц в трёхмерной ионной ловушке при использовании напряжения с изменяющейся скважностью с применением пакета программ «Фокус-ПРО». Преимущество методики заключается в том, что она позволяет без значительных затрат машинного времени определять параметры питающего напряжения (амплитуду, частоту и скважность), а также прогнозировать и корректировать основные параметры анализатора.*

**Ключевые слова:** *высокочастотные электрические поля, диаграмма стабильности, траектории движения заряженных частиц, пакет программ «Фокус-ПРО», трёхмерная ионная ловушка, фильтр масс.*

**Введение.** Известные методы развертки спектров масс изменением амплитуды переменного и величины постоянного напряжений, подаваемых на электроды масс-анализатора [1], и изменения частоты высокочастотного (ВЧ) напряжения [2] имеют существенные недостатки. При работе масс-спектрометра по первому способу основная трудность – это поддержание неизменным отношения  $a/q=2U/V$ , где  $a$  и  $q$  – безразмерные параметры в уравнениях движения заряженных частиц,  $U$  – величина постоянного напряжения,  $V$  – амплитуда переменного. При работе по второму способу сказывается влияние отношения  $\tau/T$ , где  $\tau$  – длительность фронтов импульсного ВЧ напряжения, прикладываемого к электродам масс-анализатора,  $T$  – период повторения импульсов. Если величина  $\tau$  остается постоянной ( $\approx 50$  нс) во время развертки, то  $T$  изменяется от 0,8 мкс до 12 мкс при развертке спектра в диапазоне массовых чисел от 2 а.е.м. до 200 а.е.м. При этом вершина первой зоны общей диаграммы стабильности смещается, и разрешающая способность масс-анализатора существенно (в 4 раза) снижается.

**Цель работы** заключается в анализе воз-

можностей новых способов развертки спектров масс в квадрупольных масс-анализаторах, построенных на основе трёхмерной ионной ловушки и монополярных фильтров масс.

**Методика расчёта.** Из физических соображений следует, что при развертке спектров масс путем изменения скважности импульсного ВЧ напряжения питания  $S=T/t_1$  возможно добиться устранения указанных недостатков ( $t_1$  – длительность положительной части ВЧ напряжения импульсной формы, подаваемой на электроды масс-анализатора). При этом существенным является получение аналитического выражения для закона изменения скважности как функции массового числа  $S=f(M)$ . На ранних этапах развития масс-спектрометрии для решения дифференциальных уравнений, описывающих движение заряженных частиц в электрических полях сложной формы, использовались численные методы решения с применением алгоритмических языков программирования (**Фортран, Паскаль, Делфи**). На рисунке 1 показан результат расчёта смещения вершины общей диаграммы стабильности, приведённый в [3]. В настоящее время этот процесс как и многие задачи САПР, автоматизирован. Создан ряд

специализированных программ (*SIMION*, *CPO* и другие), которые позволяют сделать процесс расчёта более понятным и прозрачным для разработчиков масс-спектрометрической аппаратуры. Нами был разработан пакет прикладных программ для моделирования систем электронной и ионной оптики «*Фокус-ПРО*» [4,5]. Программа организована как совокупность нескольких модулей: *Design* (создание конструкции электронно- или ионно-оптической системы (ЭОС) и формы  $f(t)$  питающего напряжения, подаваемого на электроды динамической ЭОС), *Field\_E* (расчет электростатического поля методом граничных элементов), *Field\_M* (расчет магнитного поля), *Path\_S* (траекторный анализ статических систем), *Path\_D* (траекторный анализ систем с переменным электрическим и постоянным магнитным полями).

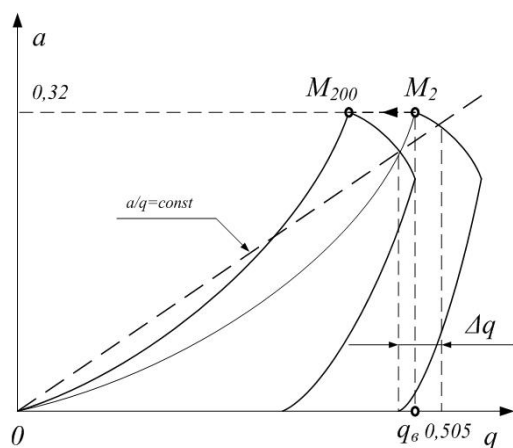


Рисунок 1 - Смещение вершины первой зоны общей диаграммы стабильности при питании электродов масс-анализатора напряжением импульсной формы

Использование программы «*Фокус-ПРО*» обеспечивает проведение траекторного анализа систем с практически произвольной конфигурацией электродов и с точностью, в предельном случае ограниченной только ошибками округления.

Дополнительно подчеркнем, что потенциал в каждой точке динамической ЭОС имеет величину  $U = U_s(x,y) \cdot [U_0 + V \cdot \sin(\omega t)]$  при синусоидальном напряжении питания,  $U = U_s(x,y) \cdot [U_0 \pm V]$  – при импульсном напряжении любой скважности и  $U = U_s(x,y) \cdot [U_0 + V \cdot f(t)]$  – при напряжении произвольной заданной формы  $f(t)$ , где  $U_0$  – масштабирующий множитель постоянной составляющей электрического поля,  $V$  – масштабирующий множитель (амплитуда) переменной составляющей электрического поля,  $U_s(x,y)$  – распределение статического поля, рассчитанного с помощью процедуры *Field\_E*.

**Результаты расчёта.** На рисунке 2 в качестве примера представлены результаты численного решения (средствами программного комплекса «*Фокус-ПРО*») дифференциальных уравнений, описывающих движение заряженных частиц в трёхмерной ионной ловушке, для значений массового числа  $M_{\min} = 5$  а.е.м., а на рисунке 3 – трёхмерный графический формат результатов расчётов.

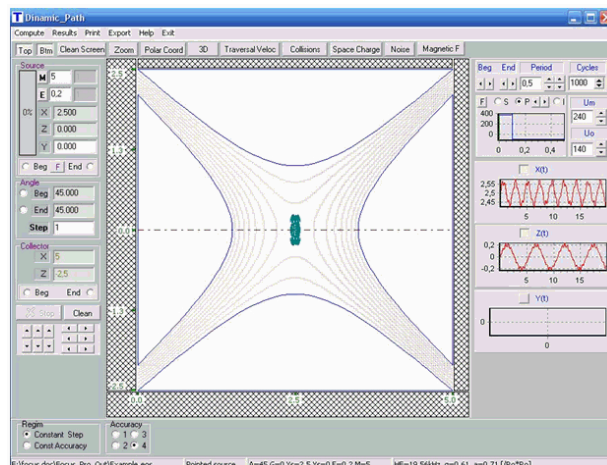


Рисунок 2 - Результаты решения дифференциальных уравнений движения заряженных частиц в трёхмерной ионной ловушке для  $M=5$  а.е.м.,  $S=5$

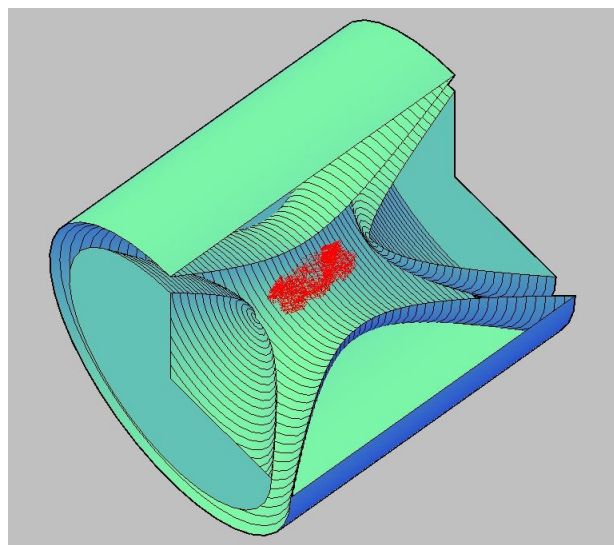


Рисунок 3 – Трёхмерное представление траекторий движения заряженных частиц в ионной ловушке

Подробный расчет значений координат заряженной частицы с целью установления стабильности или нестабильности ее траектории в диапазоне массовых чисел 2 – 200 а.е.м. позволил получить необходимую для построения генератора развёртки графическую зависимость  $S=f(M)$ . Полученную зависимость с погрешностью не хуже  $\pm 0.1\%$

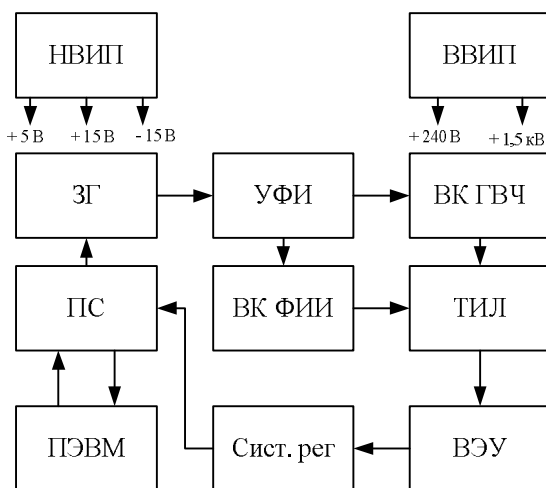
можно аппроксимировать аналитическим выражением:

$$S(M) = S_0 - \alpha t h M, \quad (1)$$

где  $\alpha$  - численный коэффициент, зависящий от значения разрешающей способности  $\rho = M/\Delta M$ .

**Структурная схема генератора развёртки спектров масс.** Приведена на рисунке 4. Аналог схемы был разработан, опробован и использован при создании хромато-масс-анализатора по проекту «Сток» [7]. Прибор предназначен для контроля параметров окружающей среды в условиях подвижных лабораторий.

В структурную схему входят: квадрупольный масс-анализатор типа «трёхмерная ионная ловушка» ТИЛ, задающий генератор ЗГ (построен на основе цифрового вычислительного синтезатора частот СЧ), управляемый от ПЭВМ через плату сопряжения ПС. На торцевые электроды ловушки подается переменное ВЧ напряжение, которое усиливается до необходимого значения  $V=240$  В с помощью выходных каскадов ВК ГВЧ. На центральный кольцевой электрод подается постоянное напряжение величиной  $U=109.1$  В. Источник электронов управляется устройством формирования импульсов ионизации, которые и поступают на электронный источник через выходной каскад формирователя импульсов ионизации ВК ФИИ. Для питания генератора ВЧ используются низковольтный и высоковольтный источники питания НВИП и ВВИП. Задающий генератор работает в циклическом режиме [6].



**Рисунок 4 - Структурная схема генератора ВЧ для питания электродов гиперболического масс-спектрометра, построенного на основе трёхмерной ионной ловушки**

Преимущества цифровых вычислительных СЧ при создании задающих генераторов для импульсного ВЧ питания электродов квадрупольных масс-анализаторов заключаются в следующем.

1. Высокая скорость перестройки синтезатора по частоте. Минимальное время переключения составляет 50 нс.

2. Малый шаг по частоте. При тактовой частоте 400 МГц, ёмкости накапливающего сумматора  $n=32$  бит шаг по частоте составит величину 0,0931 Гц, что обеспечивает на частоте 1.26 МГц ( $M=2$  а.е.м.) не менее 100 точек на массовый пик.

3. Возможность программным способом осуществлять различные режимы сканирования спектров масс: а) с постоянной относительной разрешающей способностью  $\rho = q/\Delta q = \text{const}$ ; б) с постоянной абсолютной разрешающей способностью  $\Delta M = \text{const}$ ; в) с постоянной скоростью развёртки  $\gamma = \text{const}$ ; в) в режиме слежения за отдельными компонентами пробы.

4. Возможность изменения скважности питающего импульсного ВЧ напряжения программным способом.

Теоретическое значение относительной разрешающей способности при использовании цифрового вычислительного синтезатора частот AD9954 ( $f_0=400$  МГц,  $N=14$  бит - число разрядов цифроаналогового преобразователя,  $n=32$  бит - число разрядов накапливающего сумматора,  $\Delta T_{\text{вых}}=1$  нс - нестабильность временного положения фронта импульсного ВЧ питающего напряжения) может быть оценено следующим образом:

$$\rho = q_v/\Delta q = (T_{\text{вых}}/\Delta T_{\text{вых}})^2 = 8 \cdot 10^2,$$

где  $q_v$  - значение параметра Матье в вершине общей диаграммы стабильности (рисунок 1),  $\Delta q$  - ширина «полосы удержания» заряженных частиц  $T_{\text{вых}}=1/F_{\text{вых}}=0,8$  мкс.

#### Основные результаты работы

► Показано, что задающий генератор ВЧ для питания электродов квадрупольных масс-анализаторов, работающих с импульсной формой напряжения, целесообразно строить на основе цифрового вычислительного синтезатора частот, что обеспечивает существенное (в несколько раз) увеличение разрешающей способности прибора.

► На примере пакета программ «Фокус-ПРО» показана эффективность компьютерного моделирования ионно-оптических систем с целью оптимизации параметров обеспечивающего радиоэлектронного оборудования, которая позволила определить оптимальную зависимость скважности импульсного напряжения от массового числа и достичь высокого (до  $10^3$ ) уровня разрешающей способности.

► Получено необходимое для практики аналитическое выражение, связывающее опти-

мальное значение скважности импульсного питающего напряжения с массовым числом.

► Разработан и успешно испытан генератор развёртки спектров масс для квадрупольного масс-анализатора при импульсной форме ВЧ напряжения питания, в котором использован цифровой вычислительный синтезатор частот, управляемый компьютером.

#### **Библиографический список**

1. Слободенюк Г.И. Квадрупольные масс-спектрометры. – М.: Атомиздат, 1974. – 272 с.

2. Гуров В.С., Колотилин Б.И., Мамонтов Е.В., Весёлкин Н.В., Дубков М.В., Борисовский А.П. Система импульсного высокочастотного питания для гиперболоидных масс-анализаторов космических аппаратов // Приборы и техника эксперимента. 2008. – № 3. – С. 102–105.

3. Борисовский А.П. Влияние фронтов питающего импульсного напряжения на параметры гиперболоидных масс-спектрометров для космических исследований // Научное приборостроение: межвуз.

сб. науч. тр.– Рязань. 1986. – С. 29–33.

4. Трубицын А.А. Программа «Фокус» моделирования аксиально-симметричных электронно-оптических систем: Алгоритмы и характеристики // Прикладная физика. 2008. – № 2. – С. 56–62.

5. Трубицын А.А. (Focus\_pro). Моделирование электронно-оптических систем с произвольной конфигурацией электродов // Свидетельство об официальной регистрации программ для ЭВМ № 2007610875. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 22.02.2007.

6. Рожков О.В., Борисовский А.П. Использование перебора рабочей точки в зоне стабильности в режиме масс-селективного накопления // Научное приборостроение: межвуз. сб. науч. тр.– Рязань. 1998. – С. 27–32.

7. А.с. № 1660075 СССР, МКИ Н 01 J 49/42. Способ развёртки спектра масс в гиперболоидном масс-спектрометре / Э.П. Шертов, А.П. Борисовский, В.И. Банин, С.П. Овчинников и В.С. Гуров// Оpubл. в б.и. № 24 от 30.06.91.

УДК 621.315.592

**В.В. Гудзев, М.В. Зубков, В.Г. Литвинов**

## **ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ИОНИЗАЦИИ РАВНОМЕРНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ**

*Рассмотрен физический механизм перезарядки дефектов с глубокими уровнями – глубоких центров (ГЦ) при равномерном распределении их концентрации в базе диодной структуры. Получено выражение для вычисления энергии ионизации ГЦ в полупроводниковых барьерных структурах по данным измерений двух спектров релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ), зарегистрированных при одной и той же постоянной времени релаксации для различных амплитуд импульсов напряжения опустошения. Приведен анализ экспериментальных результатов по апробации разработанной методики определения энергии ионизации ГЦ на примере диодов Шоттки Al/n-Si.*

**Ключевые слова:** энергия ионизации, глубокий центр, полупроводниковая структура.

**Введение.** Среди методов исследования дефектов с глубокими уровнями (ГУ) в полупроводниках в настоящее время наиболее распространен метод РСГУ, известный также в англоязычной литературе как DLTS [1], имеющий максимальную чувствительность по концентрации  $N_t$  и высокую разрешающую способность по энергии ионизации ГЦ. Существующие способы определения энергии ионизации и концентрации ГЦ по спектрам DLTS основаны на следующих основных допущениях [1, 2]:

– время релаксации заряда ГЦ не зависит от напряженности электрического поля в области пространственного заряда (ОПЗ) барьерных слоев;

– после окончания релаксационного процесса перезарядки ГЦ барьерный слой представляет собой область с однородной плотностью объемного заряда глубоких и мелких центров, ионизированных в пределах всей ОПЗ;

– концентрация ГЦ не превышает концентрации основной легирующей примеси во

всех рассматриваемых случаях.

В методе DLTS энергию ионизации ГЦ традиционно определяют по наклону графика Аррениуса, для построения которого требуется изучать температурную зависимость времени релаксации емкости полупроводниковой барьерной (диодной) структуры или тока через нее. Температурное сканирование образца увеличивает время проведения измерений [1]. Кроме того, график Аррениуса строится при различных температурах в допущении, что сечение захвата ГЦ  $\sigma$  не зависит от температуры. На самом деле  $\sigma$  может зависеть от температуры, что вносит дополнительную погрешность в определение энергии ионизации ГЦ.

Снижение временных издержек на проведение анализа и контроля дефектов в процессе производства полупроводниковых приборов является актуальной задачей. В связи с этим **целью данной** работы является разработка оригинальной методики определения энергии ионизации глубоких центров в полупроводниковых барьерных структурах с повышенной точностью анализа и меньшим временем проведения эксперимента. Для этого необходима экспериментальная апробация полученных расчетных соотношений при изучении реальных полупроводниковых структур, отвечающих приведенным выше основным допущениям РСГУ.

**Теория.** В качестве примера рассмотрим диод Шоттки с базой n-типа, содержащий один донорный ГУ с равномерным распределением концентрации  $N_t$  в базе и характеризуемый энергией ионизации  $\Delta E_t$ . Предположим, что в равновесии (рисунок 1, а) ГУ  $E_t$  целиком располагается под уровнем Ферми  $E_F$  и полностью заполнен электронами, в том числе на поверхности. Это означает, что мы не учитываем область начального истощения глубокого уровня и толщина ОПЗ приблизительно совпадает с толщиной слоя неполной ионизации  $\lambda$  [3]:

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(E_F - E_t)}{e^2 n_0}}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;  $n_0$  – равновесная концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника;  $e$  – элементарный заряд. Такое допущение будет вносить определенную ошибку в расчет концентрации ГЦ, образующих энергетические зоны ближе к краю зоны проводимости, но этой ошибкой обычно пренебрегают [2]. Кроме того, выдвинутое выше предположение вполне обосновано для энергетических

уровней, полностью находящихся ниже уровня Ферми, т.е. вблизи середины запрещенной зоны [1].

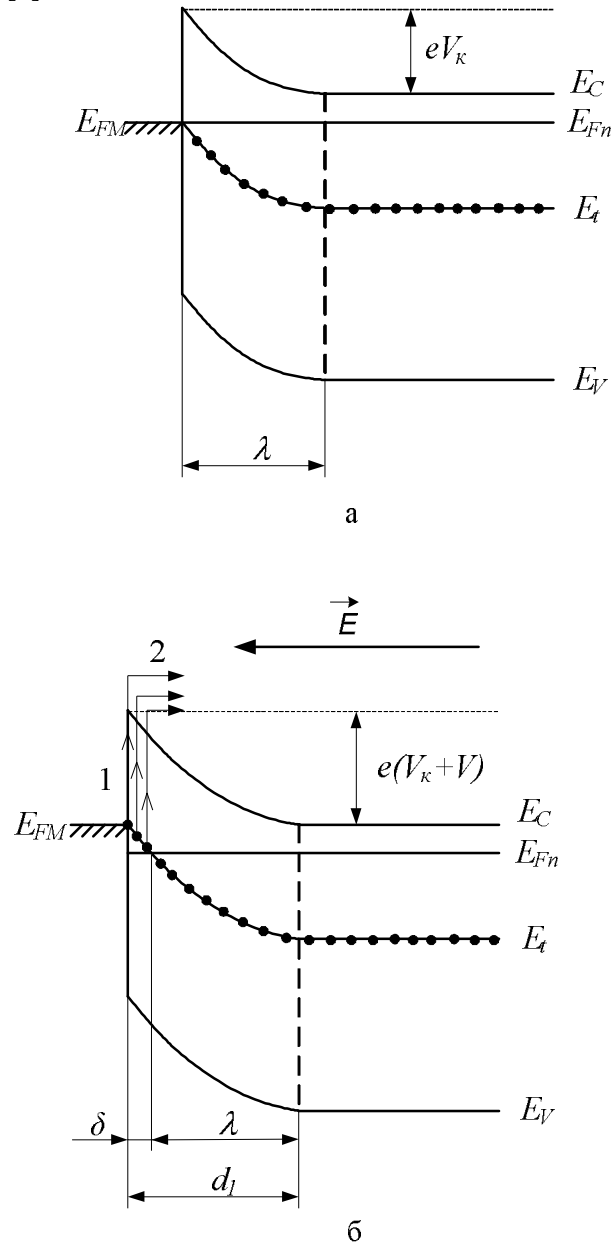


Рисунок 1 – Диаграмма диода Шоттки с базой n-типа

На рисунке 1, б приведена зонная диаграмма диода Шоттки после приложения напряжения обратного смещения  $V$ . После приложения напряжения обратного смещения к диоду наблюдаются следующие процессы: 1) эмиссия электронов с ГУ из той части базы, в которой энергетический уровень  $E_t$  находится выше уровня Ферми (появляется ток генерации); 2) смещение границы ОПЗ, вызванное релаксацией тока [1].

В соответствии с рисунком 1, б получаем, что область эмиссии носителей с ГУ имеет толщину  $\delta = d_1 - \lambda$ .

В этом случае полный ток через полу-

проводниковую барьерную структуру, равный сумме токов генерации и смещения, может быть вычислен из соотношения:

$$i(t) = \frac{eN_t \delta S \theta}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2)$$

где  $\theta = \frac{1}{2} \left[ 1 + \left( \frac{E_{F_n} - E_t}{V - V_K} \right)^{1/2} \right]$  – множитель, учиты-

вающий эффект смещения границы ОПЗ в процессе релаксации тока [4];  $S$  – площадь барьерного контакта Шоттки;  $t$  – время переходного процесса;  $\delta$  – толщина слоя ионизации ГЦ;  $V_K$  – контактная разность потенциалов;  $\tau$  – время релаксации [4]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_C - E_t}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $\tau_0 = 2\tau_M = \varepsilon\varepsilon_0\rho$  согласно активационно-дрейфовой модели перезарядки ГЦ [4] либо  $\tau_0 = (\sigma_n <v_T> N_C)^{-1}$  согласно модели Шокли-Рида [1], где  $\tau_M$  – максвелловское время релаксации в электронейтральной части базы диода,  $\rho$  – удельное сопротивление базы диода,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $\sigma_n$  – сечение захвата электронов на ГУ,  $<v_T>$  – средняя тепловая скорость электронов,  $N_C$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Если указанный релаксационный процесс повторяется периодически с периодом  $T_0$ , то выходное напряжение  $\Delta U$  токового варианта РСГУ-спектрометра:

$$\Delta U = \frac{meN_t \delta S \theta}{\tau} \int_0^{T_0} F(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt, \quad (4)$$

где  $m$  – коэффициент передачи сквозного тракта РСГУ-спектрометра;  $F(t)$  – взвешивающая функция спектрометра.

В результате температурного сканирования полупроводниковой барьерной структуры, содержащей один ГУ, наблюдается характерный максимум (пик) выходного напряжения РСГУ-спектрометра (рисунок 2).

Амплитуда указанного пика зависит от амплитуды импульса напряжения обратного смещения. Очевидно, что с ростом напряжения обратного смещения возрастает толщина ОПЗ и, как следствие, – толщина слоя ионизации глубокого уровня  $\delta$ . Как следует из формулы (4), при этом увеличивается амплитуда пика на спектре РСГУ.

Определение концентрации ГЦ в токовом варианте метода РСГУ производится по ампли-

туде пика  $\Delta U$  из соотношения [4]:

$$N_t = \frac{\Delta U}{meS\delta\theta}. \quad (5)$$

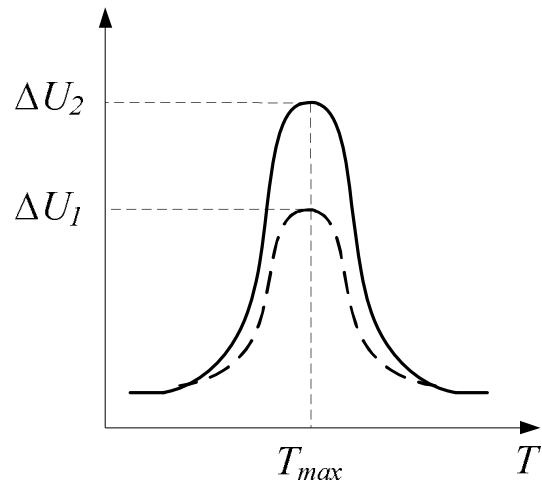


Рисунок 2 – Зависимость выходного напряжения РСГУ-спектрометра от температуры

Запишем формулу (5) для двух случаев амплитуды напряжения импульсов обратного смещения  $V_1$  и  $V_2$  при  $b = 1$  и  $\theta = 1$  [4]:

$$N_t(V_1) = \frac{\Delta U_1}{meS(d_1(V_1) - \lambda)};$$

$$N_t(V_2) = \frac{\Delta U_2}{meS(d_2(V_2) - \lambda)}.$$

При условии однородного распределения объемного заряда глубоких и мелких центров в ОПЗ:

$$\frac{\Delta U_1}{meS(d_1(V_1) - \lambda)} = \frac{\Delta U_2}{meS(d_2(V_2) - \lambda)},$$

откуда после преобразований имеем:

$$\lambda = \frac{\Delta U_2 \cdot d_1(V_1) - \Delta U_1 \cdot d_2(V_2)}{\Delta U_2 - \Delta U_1}, \quad (6)$$

где  $d_1(V_1)$  и  $d_2(V_2)$  – толщины ОПЗ соответственно для амплитуды напряжения импульсов обратного смещения  $V_1$  и  $V_2$ .

Из рисунка 1 находим, что:

$$E_F - E_t = (E_C - E_t) - (E_C - E_F) = \Delta E_t - (E_C - E_F). \quad (7)$$

Используем известное из литературы соотношение для расчета уровня Ферми [3]:

$$E_C - E_F = kT \ln \frac{N_C}{N_{\text{дм}}}, \quad (8)$$

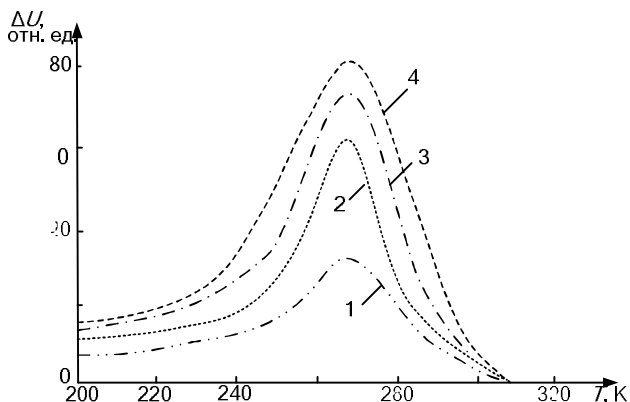
где  $N_{\text{дм}}$  – концентрация мелких доноров.

Из формул (6), (7), (8) с учетом того, что все мелкие доноры ионизированы, т.е.  $n_0 = N_{\text{дм}}$ , получаем:

$$\Delta E_t = \frac{e^2 N_{\text{дм}}}{2\varepsilon\varepsilon_0} \left( \frac{\Delta U_2 d_1 - \Delta U_1 d_2}{\Delta U_2 - \Delta U_1} \right) + kT_{\text{max}} \ln \frac{N_C}{N_{\text{дм}}}. \quad (9)$$

При расчете  $\Delta E_i$  величина  $T_{\max}$  соответствует температуре максимума пика на РСГУ-спектре (рисунок 2). При наличии в образце нескольких глубоких уровней всю информацию об их энергиях ионизации получаем в результате одного температурного сканирования при фиксированной постоянной времени настройки дискриминатора. Более подробно процедура вычисления энергии ионизации будет описана ниже. Для расчета плотности состояний в зоне проводимости  $N_C$  применяют стандартную методику. Так, для кремния  $N_C = 5,5 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2}$  [3]. Величины  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $N_{dm}$  могут быть легко найдены из вольт-фарадных характеристик (ВФХ) диода.

**Эксперимент.** Для экспериментальной апробации разработанной методики определения энергии ионизации ГЦ проводились исследования методом токовой РСГУ [5]. Для РСГУ-измерений использовали диод Шоттки Al/n-Si, содержащий моноэнергетический ГУ вблизи середины запрещенной зоны. На рисунке 3 приведен РСГУ-спектр, полученный при постоянной времени дискриминатора 22,4 мс для различных значений напряжения опустошения.



**Рисунок 3 – Спектры токовой РСГУ диода Шоттки, соответствующие разным значениям напряжения опустошения: 1 – 0,5 В, 2 – 1,0 В, 3 – 1,2 В, 4 – 1,5 В**

По наклону графика Аррениуса определили энергию ионизации донорного ГУ, которая составила 0,56 эВ. Результаты измерений ВФХ указанной структуры были следующие. Зависимость  $1/C^2 = F(V)$  аппроксимировалась прямой линией с коэффициентом корреляции 0,99, что свидетельствует об однородном распределении концентрации “мелкой” легирующей примеси. Основные параметры образца по данным измерений ВФХ составляли:  $N_{dm} = 6,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  при нулевом обратном смещении на диоде.

Для проверки предположения об однородном характере распределения плотности объемного заряда ГЦ были проведены измерения

профиля концентрации. Для этого к образцу диода Шоттки прикладывали медленно изменяющееся напряжение обратного смещения и измеряли амплитуду пика РСГУ-спектра. Основные результаты указанных измерений приведены в таблице. Рассчитанный профиль концентрации для уровня  $E_C - 0,56 \text{ эВ}$  свидетельствовал в пользу выбранной однородной модели распределения объемного заряда ГЦ. Разрешающая способность измерений профиля концентрации по координате определяется дебаевской длиной экранирования и составляет для указанной структуры около 80 нм. Погрешность измерения выходного напряжения РСГУ-спектрометра не превышала 10 % в процессе всех экспериментов. Для оценки применимости формулы (6) проведем расчет энергии ионизации ГЦ. Используя данные строк 1 и 3 таблицы, получаем:  $\Delta U_1 = 82$  отн. ед.;  $\Delta U_2 = 62$  отн. ед.;  $d_1 = 6,1 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ ;  $d_2 = 7,0 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ ;  $T = 271 \text{ К}$ ; из (6) получим  $E_C - E_i = 0,58 \text{ эВ}$ , что согласуется с найденным выше значением  $0,56 \pm 0,02 \text{ эВ}$  из графика Аррениуса.

#### Экспериментальные результаты РСГУ измерений диода Шоттки Al/n-Si

№	1	2	3	4
$U$ , В	1,5	1,2	1,0	0,5
$T_{\max}$ , К	271	271	271	268
$\Delta U$ , отн. ед.	82	75	62	31
$\lambda \cdot 10^5$ , см	2,96	2,96	2,96	2,97
$d \cdot 10^5$ , см	6,98	6,44	6,06	4,96
$\theta$	0,71	0,73	0,75	0,80
$N_i \cdot 10^{-14}$ , см <sup>-3</sup>	7,71	7,58	7,62	6,29

Таким образом, формула (6) позволяет определять энергию ионизации ГУ по данным РСГУ-измерений без построения графика Аррениуса. Методика заключается в следующем. В известный метод Лэнга [1] вводят дополнительный импульс напряжения обратного смещения с амплитудой  $V_2 > V_1$ , причем  $|V_2 - V_1| \gg kT_{\max}/e$ . На исследуемую полупроводниковую структуру поочередно подают импульсы напряжения обратного смещения  $V_1$  и  $V_2$  (рисунок 4, а). После каждого импульса получают токовый релаксационный процесс (рисунок 4, б). Сигнал, пропорциональный этим процессам, умножают на опорный сигнал – взвешивающую функцию  $F_1(t)$  (рисунок 4, в) и  $F_2(t)$  (рисунок 4, г), причем  $F_1(t) = F_2(t)$ , где время  $t$  отсчитывается от начала соответствующего импульса напряжения опустошения. В результате производят селекцию по времени релаксации и определяют два значения амплитуды пиков РСГУ-спектра  $\Delta U_1$  и  $\Delta U_2$ , соответствующих одной и той же постоянной времени релаксации и различной амплитуде

импульсов напряжения обратного смещения  $V_1$  и  $V_2$ .

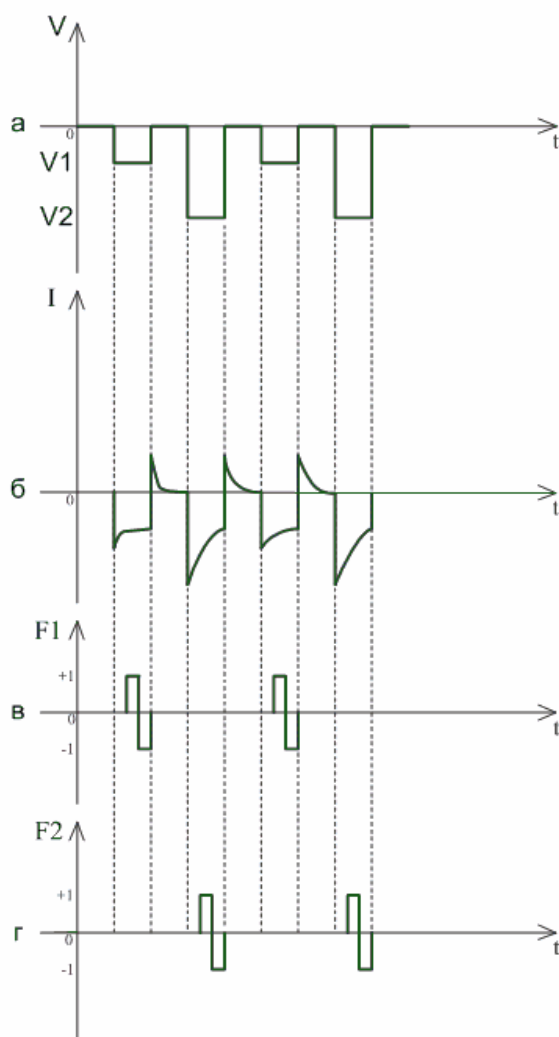


Рисунок 4 – Временные диаграммы модифицированного метода Лэнга [5]

Формулу (6) можно также использовать в качестве алгоритма расчета энергии ионизации в автоматизированных установках DDLTS [6].

**Выводы.** Разработана методика определения энергии ионизации равномерно распределенных дефектов в полупроводниковых барьерных структурах. Методика отличается повышенной

экспрессностью измерений и точностью на уровне существующих аналогов. Применение рассмотренного способа определения энергии ионизации ГЦ позволяет сократить время проведения исследований в два раза и более. Погрешность измерения энергии ионизации ГЦ не превышает 0,03 эВ. Проведена экспериментальная апробация разработанной методики на диоде Шоттки Al/n-Si с равномерным распределением в базе диода концентрации дефекта с глубоким уровнем  $E_C - 0,56$  эВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, с использованием оборудования регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) при ФГБОУ ВПО «РГРТУ».

#### Библиографический список

1. Lang D.V. Space charge spectroscopy in semiconductors // Thermally Stimulated Relaxation Processes in Solids. – New York, 1979. – P. 93 – 133.
2. Thurzo I., Gmukova K. On the theory of current DLTS // Acta Phys. Slov. – 1984. Vol. 4. № 1.–P. 217 – 223.
3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1. – М.: Мир, 1984.–456 с.
4. Зубков М.В. Определение концентрации глубоких центров с учетом полевой зависимости времени релаксации тока // Электронная техника. Сер.10. Микроэлектронные устройства. Вып. 6(78), 1989. – С. 42-45.
5. Вишняков Н.В., Гудзев В.В., Зубков М.В., Литвинов В.Г. Патент на изобретение № 2431216 «Способ определения энергии ионизации глубоких уровней в полупроводниковых барьерных структурах и устройство для его осуществления» Заявка № 2010124341. Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 10 октября 2011 г.
6. Денисов А.А., Лактюшкин В.Н., Садофьев Ю.Г. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней // Обзоры по электронной технике. Сер.7. Вып. 15 (1141).-М.: ЦНИИ «Электроника», 1985. 52 с.



УДК 531.781+681.586

*И.Е. Сырмолов, М.А. Агапова*

## РАСЧЕТ СКОРОСТИ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

*Предложен алгоритм расчета скорости акустической волны в свободной и механически возмущенной среде с учетом физической нелинейности. Приведена блок-схема программы расчета изменения скорости ПАВ при воздействии компонентов однородной деформации для произвольного расположения геометрических и кристаллографических осей. Показаны графические зависимости изменения скорости ПАВ. Решение волнового уравнения ПАВ, распространяющейся в возмущенной среде, получено на основе нового подхода к решению с отдельным преобразованием модулей упругости второго и третьего порядков для идеализированного случая воздействия отдельных компонентов деформации на ПАВ.*

**Ключевые слова:** *поверхностные акустические волны (ПАВ), скорость акустической волны, встречно-штыревые преобразователи.*

**Введение.** Теория релеевских (поверхностных акустических) волн в свободных анизотропных средах подробно и полно рассмотрена зарубежными и отечественными авторами. Полный список литературы приведен в работе [1].

Способность поверхностной акустической волны (ПАВ) изменять скорость под действием механической деформации вызывает растущий практический интерес. В настоящее время данный эффект деформационной чувствительности скорости ПАВ используется в стабильных генераторах, а также в датчиках давления, деформации, силы, ускорения. В этой связи особую важность приобретает исследование потенциального изменения скорости ПАВ в зависимости от любой деформации: растяжения-сжатия или кручения.

Важным при разработке устройств на ПАВ является обоснованный выбор допусков на размеры и ориентацию звукопровода из монокристаллов, поэтому представляет практический интерес определение точного значения скорости ПАВ для разных срезов и направлений распространения. Решить эту задачу целесообразно аналитическим путем, поскольку экспериментальные исследования связаны с большими материальными затратами вследствие высокой стоимости кристаллов.

В работе приведена полностью отработанная методика (алгоритм) расчета скорости ПАВ в кристаллах в свободном и деформированном

состояниях на основе итерационного метода.

Основным элементом систем управления и регулирования является первичный измерительный преобразователь – датчик, который определяет точность, разрешающую способность, быстродействие всей системы. Особый интерес представляют датчики с частотным выходным сигналом, которые позволяют передавать информацию дистанционно по радиоканалу. Они представляют собой линию задержки или резонатор поверхностных акустических волн в электрической схеме генератора с частотой 100 - 1000 МГц.

*Цель работы* – рассмотреть алгоритм расчета скорости акустической волны в деформированных кристаллах, выявить, чем обусловлено изменение скорости ПАВ, выбрать ряд оптимальных срезов кварца, кремния и ниобата лития с целью применения их в датчиках давления, ускорения, силы.

**Теоретические исследования.** Поверхностные акустические волны в пьезокристаллах описываются уравнениями теории упругости и уравнениями Максвелла с учетом тензорного характера модулей упругости второго и третьего порядков, пьезомодулей и анизотропии акустических и механических свойств кристалла.

Направление распространения волны, задаваемое положением встречно-штыревых преобразователей (ВШП) относительно кристаллографических осей (КГО) кристалла, принимаем за

ось  $X_1$ ; ось  $X_3$  образует внешнюю нормаль к плоскости пластины и направлена от поверхности упругого чувствительного элемента (УЧЭ) в свободное пространство; оси  $X_1, X_2, X_3$  образуют правую тройку векторов. Начало системы координат находится на поверхности, где располагаются ВШП ПАВ, плоскость  $X_1OX_3$  перпендикулярна к этой поверхности.

Матрицы направляющих косинусов и взаимное положение осей координат ВШП и КГО кристалла получены в работе [1]. Там же приведена подробная методика решения волновых уравнений для ПАВ в возмущенной анизотропной среде.

Волновое уравнение и уравнение для граничных условий ПАВ в возмущенной среде представим в виде (1), (2). В уравнения введены эффективные модули упругости второго порядка, учитывающие нелинейность среды. Разворачивая по индексам суммирования тензорную форму записи в обычную, преобразуем волновые уравнения (1) для возмущенной среды к виду (3). Выражения для эффективных модулей упругости приведены в распечатке программы [1]. Решение для волновых уравнений ПАВ в возмущенной среде записывается в таком же виде, что и для свободной среды.

$$\left. \begin{aligned} (C_{ijkl})_3 \frac{\partial^2 U_k}{\partial X_i \partial X_l} + (e_{kij})_3 \frac{\partial^2 \psi}{\partial X_i \partial X_k} &= \rho^0 \frac{\partial^2 U_j}{\partial t^2} \\ (e_{kij})_3 \frac{\partial U_v}{\partial X_i \partial X_k} - \varepsilon'_{ik} \frac{\partial^2 \psi}{\partial X_i \partial X_k} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$(C_{ijkl})_3 = C_{ijkl} + (C_{ikrs} \varepsilon_{rs} + e_{rik} E_k) \delta_{jl} + C_{ijklmn} \varepsilon_{mn} + C_{ijik} \varepsilon_{ii} + C_{iikl} \varepsilon_{ji};$$

$$(e_{kij})_3 = e_{kij} - e_{kii} \varepsilon_{ji},$$

где  $i, k, l, m, n, r, s, t, v$  – индекс суммирования;  $j = 1, 2, 3$  – свободный индекс;  $U$  – смещение механическое, связанное с упругой деформацией при распространении ПАВ;  $\psi$  – электрический потенциал;  $\rho$  – плотность материала;  $e_{kij}$  – матрица (тензор) пьезомодулей;  $C_{ijkl}, C_{ijklmn}$  – тензоры модулей упругости второго и третьего порядков соответственно;  $\varepsilon_{ik}$  – деформации шести видов (тензор деформаций);  $E_k$  – электрическое поле;  $\delta_{jl}$  – единичный тензор.

$$\left. \begin{aligned} (C_{3jkl})_3 \frac{\partial U_k}{\partial X_l} + (e_{k3j})_3 \frac{\partial \psi}{\partial X_k} &= 0 \\ (e_{3kl})_3 \frac{\partial U_k}{\partial X_l} - \varepsilon'_{3k} \frac{\partial \psi}{\partial X_k} &= \varepsilon_0 \nabla \psi \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$(C_{3jkl})_3 = C_{3jkl} + (C_{3krs} \varepsilon_{rs} + e_{r3k} E_k) \delta_{jl} + C_{3jklmn} \varepsilon_{mn} + C_{3jik} \varepsilon_{ii} + C_{3tkl} \varepsilon_{jt}$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 U_2}{\partial t^2} &= n'_{11} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_1^2} + a_{11} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{11} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_3^2} + \\ &+ n_{12} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_1^2} + a_{12} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{12} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_3^2} + \\ &+ n_{13} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_1^2} + a_{13} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{13} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_3^2}, \\ \rho \frac{\partial^2 U_2}{\partial t^2} &= n_{21} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_1^2} + a_{21} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{21} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_3^2} + \\ &+ n'_{22} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_1^2} + a_{22} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{22} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_3^2} + \\ &+ n_{23} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_1^2} + a_{23} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{23} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_3^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 U_3}{\partial t^2} &= n_{31} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_1^2} + a_{31} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{31} \frac{\partial^2 U_1}{\partial X_3^2} + \\ &+ n_{32} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_1^2} + a_{32} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{32} \frac{\partial^2 U_2}{\partial X_3^2} + \\ &+ n'_{33} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_1^2} + a_{33} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_1 \partial X_3} + d_{33} \frac{\partial^2 U_3}{\partial X_3^2}. \end{aligned}$$

Здесь  $\alpha_{1k}, \alpha_{2k}, \alpha_{3k}$  – составляющие собственного вектора корней волнового уравнения;  $d_{11}, d_{12}, d_{13}, \dots, d_{33}$ ;  $a_{11}, \dots, a_{33}$ ;  $n_{11}, \dots, n_{33}$  – элементы матрицы направляющих косинусов, полученные в работе [1].

Уравнение для граничных условий с учетом нелинейности можно записать в виде (4). Коэффициенты уравнения  $p_{ij}, q_{ij}$  также содержат линейные и нелинейные члены.

$$\left. \begin{aligned} p_{11} \frac{\partial U_1}{\partial X_1} + q_{11} \frac{\partial U_1}{\partial X_3} + p_{12} \frac{\partial U_2}{\partial X_1} + q_{12} \frac{\partial U_2}{\partial X_3} + \\ + p_{13} \frac{\partial U_3}{\partial X_1} + q_{13} \frac{\partial U_3}{\partial X_3} &= 0 \\ p_{21} \frac{\partial U_1}{\partial X_1} + q_{21} \frac{\partial U_1}{\partial X_3} + p_{22} \frac{\partial U_2}{\partial X_1} + q_{22} \frac{\partial U_2}{\partial X_3} + \\ + p_{23} \frac{\partial U_3}{\partial X_1} + q_{23} \frac{\partial U_3}{\partial X_3} &= 0 \\ p_{31} \frac{\partial U_1}{\partial X_1} + q_{31} \frac{\partial U_1}{\partial X_3} + p_{32} \frac{\partial U_2}{\partial X_1} + q_{32} \frac{\partial U_2}{\partial X_3} + \\ + p_{33} \frac{\partial U_3}{\partial X_1} + q_{33} \frac{\partial U_3}{\partial X_3} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Блок-схема программы расчета изменения скорости ПАВ при воздействии компонентов однородной деформации для произвольного расположения геометрических и кристаллографических осей представлена на рисунке 1.

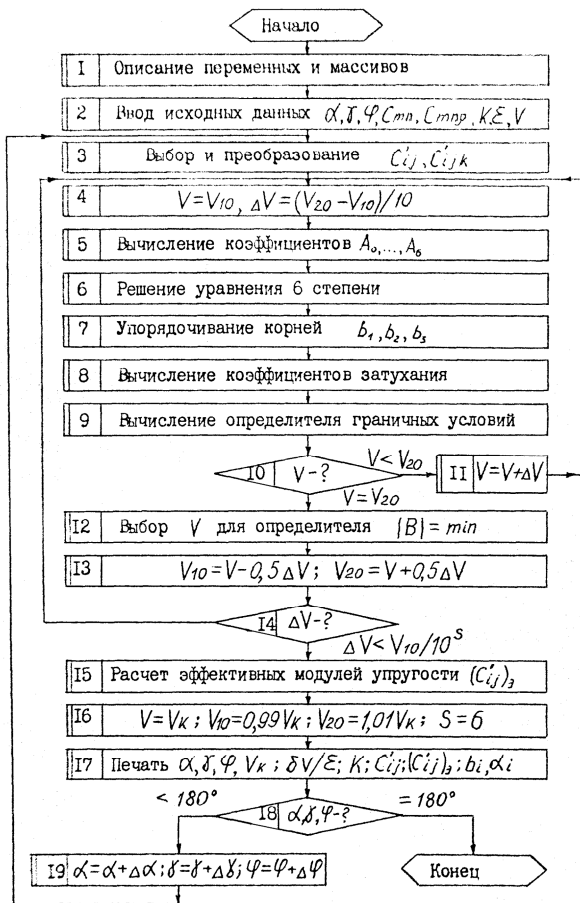


Рисунок 1 – Блок-схема программы расчета скорости ПАВ в механически возмущенной среде

Положение КГО определяется классом и группой симметрии кристалла, а геометрических – расположением ВПП ПАВ, то есть углами  $\alpha, \gamma$  и  $\varphi$  относительно основной системы координат.

Для работы программы заданы (блоки 1, 2):  $\alpha, \gamma, \varphi, \Delta\alpha, \Delta\gamma, \Delta\varphi$  – углы, определяющие срез кристалла, направление распространения волны и шаг их изменения;  $\rho$  – плотность исследуемого материала; модули упругости второго и третьего порядков для основной системы координат в виде массивов  $C_{mn}[6,6], C_{mnp}[6,6,6]$ ; матрица направляющих косинусов  $Q[6,6]$ ; начальное и конечное значения скорости  $V_{10}$  и  $V_{20}$ ; величина относительной деформации  $\varepsilon_k$ ; индексы  $K, S$ . При расчете температурной стабильности необходимо задать температурные коэффициенты модулей упругости  $TC_{mn}^{(1)}[6], TC_{mn}^{(2)}[6], TC_{mn}^{(3)}[6]$  и

$TS_{mn}^{(1)}[6], TS_{mn}^{(2)}[6], TS_{mn}^{(3)}[6]$ , температурные коэффициенты расширения  $\alpha_T$  и диапазон температур  $\Delta T$ . Блок 3 – выбор тех модулей упругости второго порядка, которые определяют величину скорости ПАВ, и приведение элементов матрицы констант упругости к новой системе координат.

Блоки 4-14 – цикл поиска значения скорости ПАВ с точностью  $\Delta V/V = 10^{-5}$ . Блок 4 – начальное значение скорости и шаг ее изменения для итерационной процедуры. Блок 5 формирует элементы определителя волновых уравнений для начального значения скорости и элементов преобразованной матрицы констант  $C'_{ij}$ . Однородная система уравнений (3) имеет нетривиальное решение, если определитель, составленный из коэффициентов, образующих собственный вектор  $\alpha$ , компоненты которого определяют амплитуды парциальных волн, равен нулю. Преобразование определителя приводит к уравнению 6-го порядка относительно фактора упругого затухания  $b$ . Блок 5 – вычисление коэффициентов указанного уравнения, блок 6 – его решение. Решением уравнения являются 6 корней, которые в общем случае являются либо чисто действительными, либо комплексно-сопряженными. Для ПАВ рассматриваются лишь те корни, которые находятся в нижней части комплексной плоскости, т.е. корни с отрицательной мнимой частью, т.к. только в этом случае парциальные волны  $V_1, V_2, V_3$  затухают с ростом расстояния от границы раздела твердой среды и свободного пространства. Таких корней в общем случае имеется три, и для каждого из них существуют три составляющие коэффициентов затухания, образующие собственный вектор  $\alpha$ .

Блок 7 – упорядочивание корней по возрастанию мнимой составляющей. Блок 8 – коэффициенты затухания  $\alpha_1^{(l)}, \alpha_2^{(l)}, \alpha_3^{(l)}$  для каждого значения фактора упругого затухания  $b: b_1, b_2, b_3$ . Коэффициенты  $\alpha_i^{(l)} (i, j = 1, 2, 3)$ , образующие собственный вектор  $\vec{\alpha}$ , определяют соотношение амплитуд парциальных волн.

Блок 9 – вычисление определителя граничных условий, блоки 10 и 11 – изменение значения скорости на шаг и окончание цикла расчета для первого приближения скорости, блок 12 – выбор минимального по абсолютной величине значения определителя граничных условий для набора на 10 значений скоростей и соответствующих  $10 \times 3$  значений  $b$  и  $\alpha$ . В блоке 13 сужается интервал значений скорости с

целью последовательного увеличения точности (в 10 раз). Блок 14 определяет момент окончания итерационной процедуры при достижении требуемой точности расчета скорости ПАВ в свободной от механических напряжений среде.

Блок 15 – выбор модулей упругости и расчет эффективных модулей упругости второго порядка. Блок 17 – вывод на печать значений скорости и ПАВ в свободной среде. Отладка программы проведена для варианта расчета скорости с учетом физической нелинейности.

Блоки 19, 20 – изменение индекса деформации  $K$  от 0 до 6 и окончание процедуры расчета. Блок 21 – изменение величины модулей упругости 2-го порядка с учетом нелинейного члена  $C_{ijk} \cdot \epsilon_k$  для данного индекса деформации  $K$  и величины  $\epsilon_k = 10^{-4}$ . В блоке 22 присваиваются новые начальные значения с целью сокращения процедуры поиска скорости ПАВ в нагруженной среде и увеличения точности ( $S=6 \rightarrow \Delta V/V = 10^{-6}$ ). Блок 23 – печать новых значений модулей упругости  $C'_{ij}$ , фактора  $b$  и скоростей  $V_k$ , а также коэффициентов деформационной чувствительности скорости (ДЧС) ПАВ. Блок 25 – изменение среза кристалла или ориентации ВШП.

При расчете составляющей температурной стабильности скорости ПАВ, связанной с величиной температурных коэффициентов модулей упругости 1-го, 2-го, 3-го порядков ( $TC_{mn}^{(i)}$ ), в блоке 3 осуществляется преобразование модулей упругости основной системы координат по формуле

$$(C_{mn})_T = C_{mn} [1 + TC_{mn}^{(1)} \Delta T + TC_{mn}^{(2)} \Delta T^2 + TC_{mn}^{(3)} \Delta T^3], \quad (5)$$

где  $\Delta T$  – диапазон температур.

Поиск скорости по вышеописанной процедуре осуществляется для двух наборов констант упругости  $C'_{ij}$  и  $(C'_{ij})_T$ . Относительная разность скоростей определяет составляющую температурного коэффициента (ТК) скорости, связанную с температурным изменением модулей второго порядка. Для сложного напряженно-деформированного состояния анизотропного УЧЭ необходимо учитывать все компоненты деформации и их изменение в диапазоне температур. Программная реализация алгоритма (рисунок 2) выполнена на языке ПЛ-1, приведена в работе [1]. В результате исследования выбран ряд оптимальных срезов кварца, кремния и ниобата лития с целью применения их в датчиках дав-

ления, ускорения, силы. Расчет скорости ПАВ проведен в свободной и механически возмущенной среде с учетом физической нелинейности.

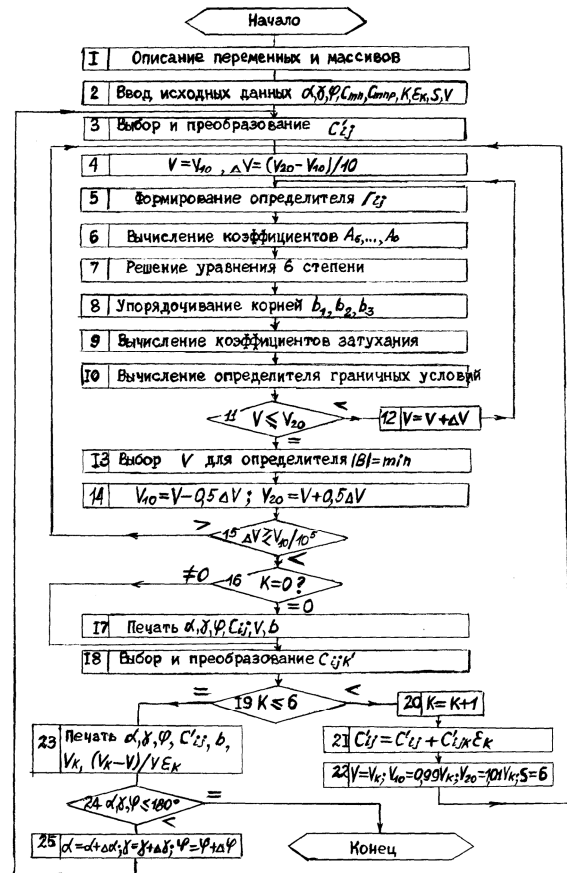


Рисунок 2 – Блок-схема программы расчета скорости ПАВ в механически возмущенной среде с учетом физической нелинейности

Для проверки корректности итерационной процедуры рассчитаны значения скорости ПАВ в свободной среде для срезов кварца. Получено хорошее совпадение результатов расчета (рисунок 3, таблица 1). Погрешность, не превышающая 5 %, объясняется влиянием пьезоэффекта, который не учитывался в расчетах, и разбросом значений модулей упругости второго порядка.

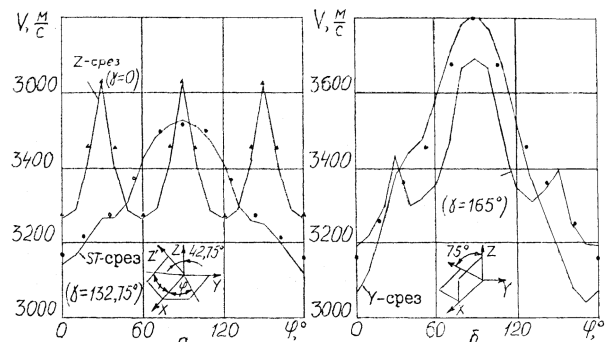
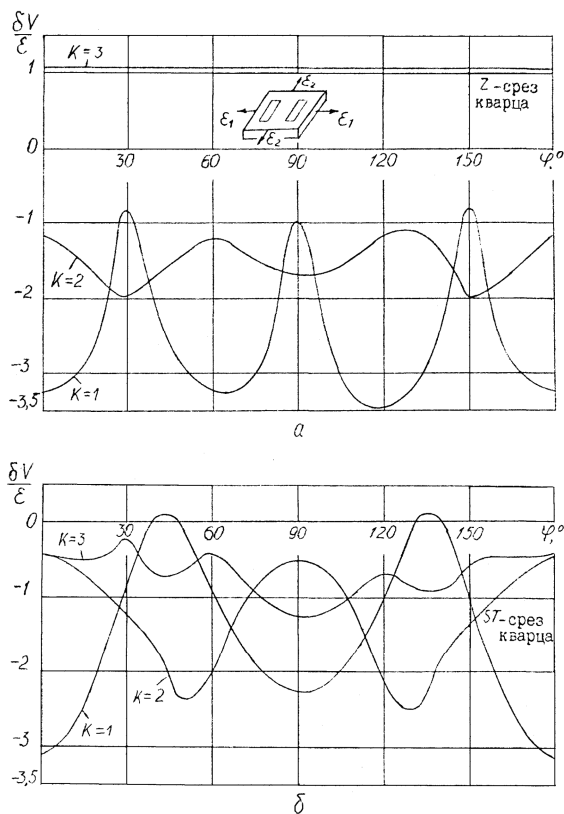


Рисунок 3 – Скорость ПАВ в пьезокварце по результатам расчета (сплошные линии) и по данным других авторов (значения помечены • и ▲)

**Таблица 1 – Значения скоростей ПАВ для некоторых срезов кварца по результатам расчета на ЭВМ (размерность –  $\frac{M}{c}$ )**

Направление ПАВ \ Ориентация	0°	20°	40°	60°	80°
Z – срез ( $\alpha = 0, \gamma = 0$ )	3261,5	3410,2	3409,6	3260,9	3410,2
Z' – срез ( $\alpha = 0, \gamma = 30^\circ$ )	–	3697,9	3558,1	3391,3	3347,2
Y – срез ( $\alpha = 0, \gamma = 90$ )	3065,6	3249,8	3439,9	3575,9	3778,0
ST – срез ( $\alpha = 0, \gamma = 132,75$ )	3145,8	3217,0	3260,9	3416,2	3516,2
Y' – срез ( $\alpha = 0, \gamma = 150^\circ$ )	3121,2	3254,8	3343,0	–	3653,9

На рисунке 4 показаны графические зависимости изменения скорости ПАВ в Z – срезе (а) и ST – срезе (б) кварца при воздействии на пластину однородных деформаций растяжения.

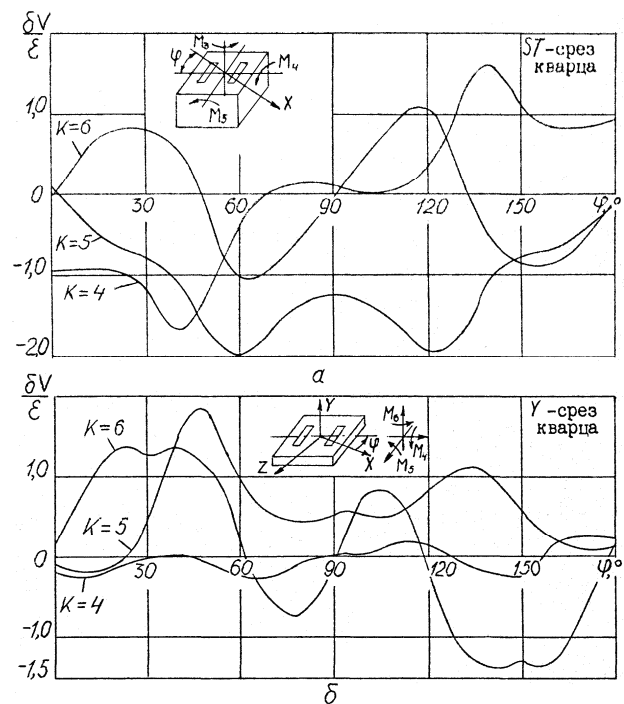


**Рисунок 4 – Влияние положения ВШП в плоскости Z – среза (а) и ST – среза (б) кварца на ТЧС ПАВ к нормальным компонентам однородной деформации: продольной (K = 1), поперечной (K = 2) и вертикальной (K = 3)**

Направление приложения деформации: продольное (K = 1), поперечное (K = 2) и вертикальное (K = 3) относительно плоскости расположения ВШП. Положение ВШП в основной плоскости среза изменяется в интервале углов от 0 до 180° с шагом 10°. Изменение скорости ПАВ обусловлено только изменением модулей упру-

гости, т.е. физической нелинейностью. Другие факторы в модели не учитывались. Как следует из полученных данных, изменение скорости ПАВ происходит в широких пределах. В Z – и ST – срезе более резко изменяется ДЧС ПАВ к продольной компоненте. В меньшей степени изменение положения ВШП влияет на ДЧС ПАВ к нормальной компоненте деформации.

На рисунке 5 представлены результаты расчета изменения скорости ПАВ в зависимости от влияния составляющих сдвиговых деформаций для ST – среза (а) и Y – среза (б) кварца.



**Рисунок 5 – Влияние направления распространения волны в плоскости ST – среза (а) и Y – среза (б) кварца на ТЧС ПАВ к составляющим деформации кручения вокруг продольной (K = 4), поперечной (K = 5) и вертикальной (K = 6) осей**

На рисунках 6, 7 показаны аналогичные зависимости для Y + 128 – среза и Y + 40 – среза ниобата лития. Следует отметить большие изменения скорости в ниобате лития по сравнению с пьезокварцем при воздействии нормальных составляющих деформации (K = 1,2 в Y + 40 – срезе и K = 1,3 в Y + 128 – срезе). Данные, полученные для других срезов кварца, ниобата лития и кремния, приведены в [1].

Для срезов кварца, определяемых следующими углами  $\gamma = 90, \varphi = 0, \alpha = 0..90/10^\circ$ , ДЧС ПАВ к продольной компоненте деформации  $\left(\frac{\delta V}{\epsilon_1}\right)$  – отрицательна, а к поперечной

$\left(\frac{\delta V}{\varepsilon_2}\right)$  – положительна.

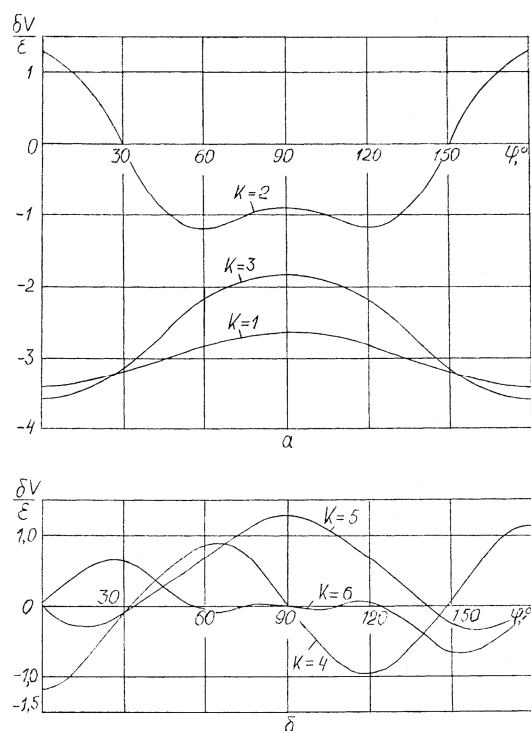


Рисунок 6 – Тензочувствительность скорости ПАВ к нормальным (а) и сдвиговым (б) компонентам деформации в  $Y + 128^\circ$  – срезе ниобата лития

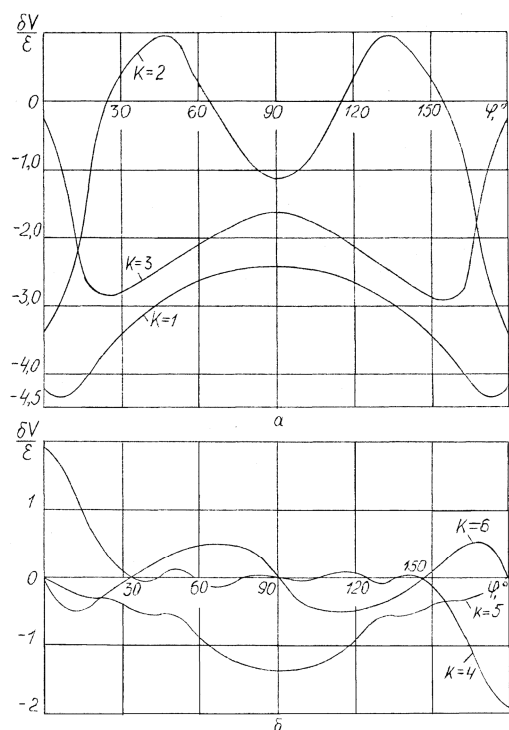


Рисунок 7 – Тензочувствительность скорости ПАВ к нормальным (а) и сдвиговым (б) компонентам деформации в  $Y + 40^\circ$  – срезе ниобата лития

Это позволяет применять указанные срезы кварца в дифференциальных датчиках механических величин. В  $X$  – срезе кварца изменение

скорости резко зависит от положения ВШП на плоскости  $ZOY$ . ДЧС ПАВ в различных срезах кварца как к нормальным, так и к сдвиговым деформациям одного порядка и не превышает по абсолютной величине 2,5 величин деформации. Выбор одноповоротных  $Y'$  – срезов кварца проводим по критерию максимальной разности ДЧС к продольной и поперечной компонентам деформации. Наиболее интересным является срез с углом поворота  $\gamma = 60 \dots 105^\circ$  и положением ВШП вдоль оси  $X$  ( $\varphi = 0$ ).

Общее решение волнового уравнения ПАВ, распространяющейся в возмущенной среде, получено на основе нового подхода к решению с отдельным преобразованием модулей упругости второго и третьего порядков для идеализированного случая воздействия отдельных компонентов деформации на ПАВ. Это придает универсальный характер полученным результатам в отличие от работ, в которых анализировался конкретный способ нагружения с наиболее простой картиной распределения нагрузок: однородное растяжение – сжатие, чистый изгиб.

**Экспериментальные исследования.** Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов позволило разработать ряд конструкций ПАВ-датчиков, которые защищены авторскими свидетельствами №№ 830166, 922556, 938069, 951089, 1161881, 1164565, 1170851, 1270709, 1322817, 1360379, 1379656, 1388717, 1400289, 1517548, 1528151, 1556343 и др. [2-4].

Исследования данного направления акустоэлектроники продолжены и опубликованы в работах [5, 6], а также в диссертациях, патентах и статьях Баженова В.И., Богословского С.В., Лукьянова Д.П., Шевченко С.Ю., Карасевой Т.В., Труфановой Г.В. и др. в 2005-2010 гг., что является подтверждением актуальности и перспективности датчиков на основе ПАВ [7-11].

### Выводы

1. Предложенный в алгоритме вариант преобразования координат удобен для анализа ПАВ-устройств. Третий поворот осей координат (блок 3) связан только с изменением положения ВШП в основной плоскости.

2. Получены практические матрицы направляющих косинусов  $3 \times 3$  и  $6 \times 6$  (блоки 3 и 15 на рисунке 1).

3. Получено общее решение численным методом волнового уравнения ПАВ, распространяющейся в возмущенной анизотропной среде, на основе нового подхода к решению с преобразованием модулей упругости второго и

третьего порядков отдельно, что придает универсальный характер полученным результатам. Точное решение волнового уравнения получено с учетом физической нелинейности – изменением модулей упругости второго порядка в деформированной среде.

4. Полученные значения скорости ПАВ в свободной среде хорошо согласуются с экспериментальными данными.

5. Для ST – среза кварца экстремальные значения чувствительности скорости к продольным деформациям соответствуют углам  $\varphi = \pm 40...50^\circ$ ;  $\pm 130...140^\circ$ , а минимальные  $\varphi = 0$ ;  $\pm 85...95^\circ$ .

Для поперечных деформаций соответственно  $\varphi = \pm 0...5^\circ$ ;  $\pm 85...95^\circ$ ;  $\pm 45...55^\circ$ ;  $125...135^\circ$ .

6. Для сдвиговых компонентов (кручение) деформации наиболее предпочтительными являются направления распространения ПАВ (положение ВПП в основной плоскости) –  $\varphi = 30...40^\circ$  (ST – срез) и  $\varphi = 10...20^\circ$  (Y – срез).

#### **Библиографический список**

1. Сырмолотнов И.Е. Исследование акустоэлектронных тензопреобразователей и разработка датчиков механических величин на их основе: Дис. канд. техн. наук. Защищена, Рязань, 1988. – 250 с.

2. Авт. свид. СССР № 1270709. Заявл. 19.02.1985. Акселерометр / И.Е. Сырмолотнов.

3. Авт. свид. СССР № 1164565. Заявл. 6.06.1983. Датчик давления / И.Е. Сырмолотнов.

4. Авт.свид. СССР № 1517548. Заявл.7.08.1987. Акселерометр на поверхностных акустических волнах / И.Е. Сырмолотнов.

5. Сырмолотнов И.Е. Способ крепления ПАВ-резонаторов / И.Е. Сырмолотнов // Методы и средства измерений физических величин: тезисы докладов Всероссийской науч.-техн. конф. В 10 ч. Ч.6. – Нижний Новгород, 1998. – С. 30.

6. Сырмолотнов И.Е. Расчет упругих элементов и несущих конструкций приборов / И.Е. Сырмолотнов // Тезисы докладов науч.-техн. конф. – Рязань, 2000. – С. 52-53.

7. Вавилов В.Д. Интегральные датчики. – Ниж. Новгород: НГТУ, 2003. – 504 с.

8. Шубарев В. Микросхемотехника. Инновационное направление развития электроники // Электроника: НТБ, 2010. – № 5. – С. 98-109.

9. Вавилов В.Д. Защита микросистемных чувствительных элементов от вибрационной и ударной нагрузки // Sensors & Systems, 2011. – № 12. – С. 20-22.

10. Труфанова Г.В. Энергонезависимые дистанционные датчики на поверхностных акустических волнах с внешними чувствительными элементами. – Нижн. Новгород, 2005. – 130 с.

11. Шевченко С.Ю. Разработка микроакселерометра на поверхностных акустических волнах. – СПб: Государственный электротехнический университет "ЛЭТИ". – Автореферат. – 17с.