

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 538.958

В.В. Трегулов, М.В. Афонин, Ю.В. Воробьев, Н.М. Толкач**ОСОБЕННОСТИ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ, СФОРМИРОВАННЫХ НА ТЕКСТУРИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКЕ**

Представлены результаты исследования особенностей оптических и структурных характеристик пленок пористого кремния, сформированных на поверхности текстурированной кремниевой монокристаллической подложки, полученные методами оптической и атомно-силовой микроскопии, лазерной гониофотометрии, упругого и комбинационного рассеяния света, фотолюминесценции. Установлено, что оптические свойства исследуемых пленок определяются микронеоднородностями рельефа, возникающими как при текстурирующем травлении подложки, так и в ходе формирования пленки пористого кремния.

Ключевые слова: атомно-силовая микроскопия, пористый кремний, комбинационное рассеяние света, фотолюминесценция, фотоэлектрический преобразователь.

Введение. В настоящее время пористый кремний (*por-Si*) является перспективным материалом для современной микроэлектроники. На его основе могут быть изготовлены антиотражающие покрытия фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии, светоизлучающие диоды видимого и ближнего инфракрасного диапазонов, генераторы второй и третьей гармоник лазерного излучения, химические датчики. В ряде случаев желательно, чтобы пленки *por-Si* имели развитую поверхность. В частности, это повышает эффективность фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии за счет снижения отражательной способности поверхности [1]. При этом целесообразно формировать пленки *por-Si* на поверхности текстурированных кремниевых подложек. Таким образом, изучение свойств пленок *por-Si*, сформированных на поверхности текстурированных кремниевых пластин, является актуальной задачей. *Целью работы* является определение влияния текстурированного рельефа подложки на оптические свойства пленок *por-Si*, сформированных на ее поверхности.

Экспериментальная часть. Исследовались пленки *por-Si*, сформированные на текстурированной поверхности монокристаллического кремния (*c-Si*) р-типа проводимости с ориента-

цией (100) и удельным сопротивлением 1 Ом·см. Такой кремний обычно используют для изготовления фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии.

Текстурированная поверхность *c-Si* подложки формировалась травлением в водном растворе *KOH* при температуре 90°C в течение 10 минут. В результате *c-Si* подложки имеют поверхность, состоящую из пирамидальных образований. На рисунке 1, а показано изображение поверхности *c-Si* пластины после текстурирующего травления, полученное с помощью оптического микроскопа Olympus-OPTEM. Видно, что рельеф *c-Si* подложки имеет значительный перепад высот.

Пленки *por-Si* формировались на поверхности текстурированных подложек *c-Si* традиционным методом анодного электрохимического окисления в гальваностатическом режиме. В качестве катода использовался спектрально чистый графит. Процесс производился в электролите, состоящем из концентрированных *HF* и *C₂H₅OH* (соотношение компонентов 1:1) при плотности тока 18 мА/см², в течение 10 минут. Толщина пленки *por-Si* в разных областях меняется в пределах 3–5 мкм. Такой разброс объясняется тем, что в разных областях поверхности текстурированной подложки условия формиро-

вания пленки *por-Si* существенно различаются. Толщина слоя *por-Si* определялась с помощью оптического микроскопа на поперечном срезе образца.

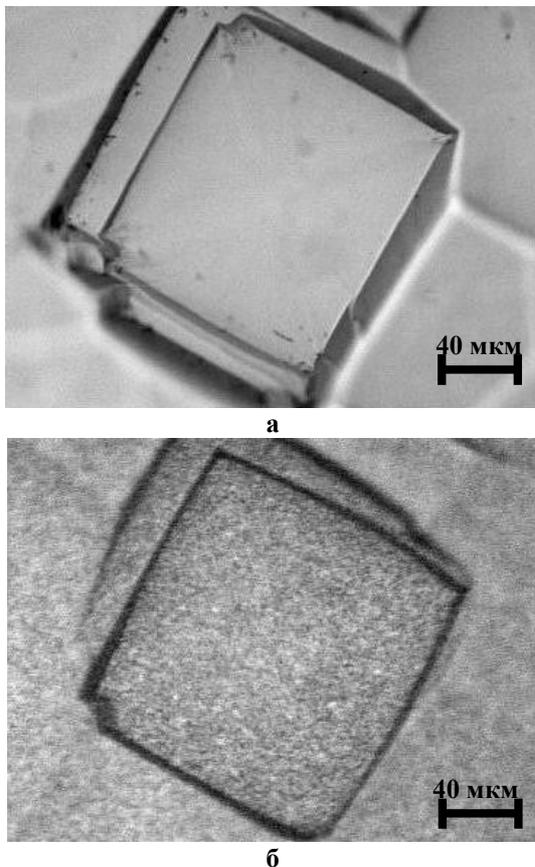


Рисунок 1 – Изображение поверхности исходной кремниевой пластины после: а – текстурирующего травления; б – пленки *por-Si* (б)

В ходе роста пленки *por-Si* поверхность кремниевой пластины освещалась с помощью галогенной лампы. Изготовленные таким образом пленки *por-Si* проявляют интенсивную фотолюминесценцию в видимой области спектра. Образцы, изготовленные без освещения, не обладают фотолюминесценцией в видимой области.

Изображение поверхности пленки *por-Si*, полученное с помощью оптического микроскопа, представлено на рисунке 1, б.

Сравнивая изображения на рисунке 1, можно отметить, что процесс формирования тонкой пленки *por-Si* не приводит к существенному сглаживанию рельефа *c-Si* подложки. В то же время образуется зернистый микрорельеф (рисунок 1, б) вследствие неравномерного распределения кластеров кремниевых кристаллитов с разными размерами по поверхности. В результате существенно меняется картина рассеяния света поверхностью.

Топография поверхности образцов исследовалась методом лазерной гониофотометрии рас-

сеянного света. Проводилось измерение рефлектограмм – зависимостей интенсивности рассеянного света от угла падения лазерного луча при фиксированном угле регистрации рассеянного света, отсчитываемом от направления лазерного луча. Подробное описание методики измерений и обработки результатов представлено в работах [2, 3]. Измерения проводились на поверхности исходной *c-Si* пластины после текстурирующего травления и пленки *por-Si*, сформированной на текстурированной *c-Si* подложке. Рефлектограммы представлены на рисунке 2 в виде зависимостей функции распределения локальных углов наклона микрорельефа поверхности $f(\beta)$ (где β – локальный угол наклона микроплощадки поверхности относительно базовой плоскости образца).

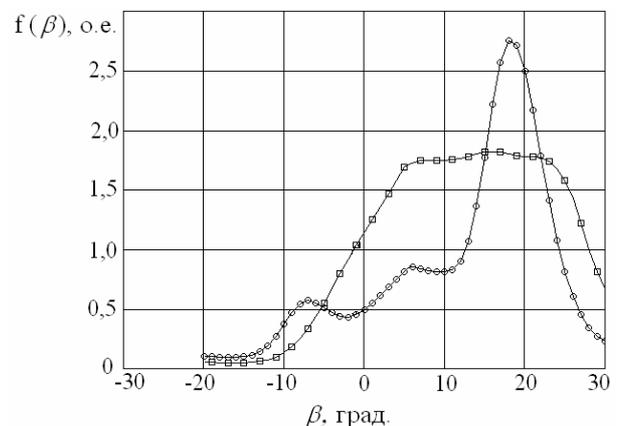


Рисунок 2 – Рефлектограммы поверхностей исходной кремниевой пластины (\circ) и пленки *por-Si* (\square)

Зависимости $f(\beta)$, представленные на рисунке 2, характерны для шероховатых поверхностей с диффузным рассеянием света. Максимумы распределения $f(\beta)$ соответствуют различным топографическим элементам рельефа поверхности. Положения максимумов характеризуют преобладающие углы наклона микроплощадок рельефа [2]. Для текстурированной *c-Si* подложки в рассеяние света наибольший вклад дают микроплощадки с углами наклона боковой грани к базовой поверхности пластины, равными 18° , $7,0^\circ$ и $5,5^\circ$, ориентированные в разных плоскостях относительно нормали к базовой поверхности пластины. Размеры этих микроплощадок существенно превышают длину волны зондирующего света (650 нм).

Кривая распределения $f(\beta)$ для пленки *por-Si*, сформированной на текстурированной подложке, состоит из нескольких перекрывающихся максимумов (рисунок 2). Такая ситуация характерна для отражения света от микрограней с размерами, соизмеримыми с длиной волны падающего света. Вследствие дифракции происхо-

дит уширение отраженного пучка, которое тем больше, чем меньше размер микрограниц [4]. Следовательно, микроплощадки рельефа, определяющие рассеяние света в пленке *por-Si*, сформированной на текстурированной подложке, распределены в широком диапазоне углов β и имеют размеры порядка или менее длины волны падающего света. В то же время в распределение $f(\beta)$ для пленки *por-Si* заметный вклад вносят микроплощадки с $\beta = 18^\circ$ и $\beta = 7,0^\circ$, размеры которых превышают длину волны. Однако вследствие дифракции вклад этих особенностей рельефа не проявляется на кривой $f(\beta)$ в виде локальных максимумов. Крупные неоднородности рельефа пленки *por-Si* являются результатом текстурирующего травления *c-Si* подложки. Неоднородности с размерами порядка или менее длины волны возникают в ходе электрохимического процесса формирования пленки *por-Si*.

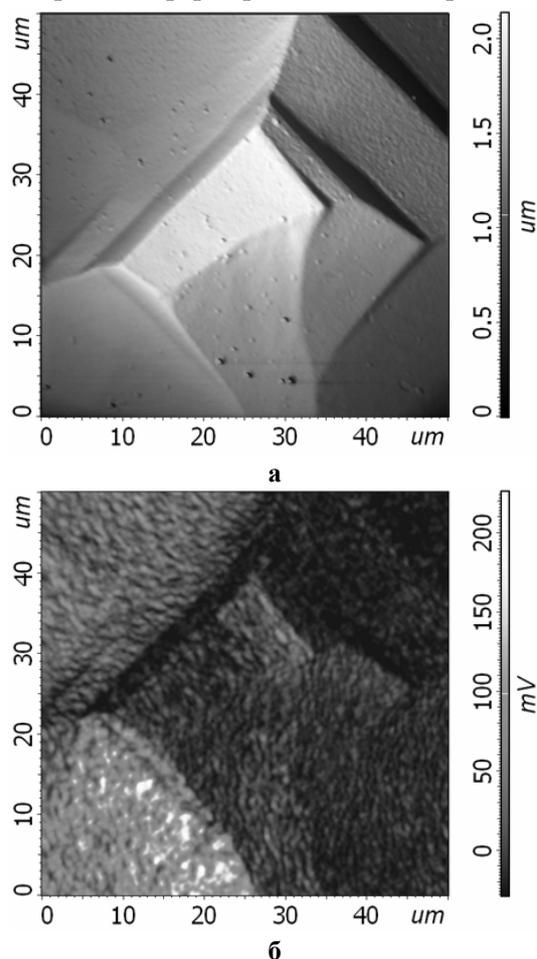


Рисунок 3 – Изображение поверхности тонкой пленки пористого кремния, полученное различными методами: а – атомно-силовая микроскопия; б – карта упругого рассеяния света

На рисунке 3, а показано изображение фрагмента поверхности пленки *por-Si*, сформированной на текстурированной подложке *c-Si*, полу-

ченное методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Шероховатость поверхности данного фрагмента пленки *por-Si* более заметна на рисунке 3, б, где показана карта распределения интенсивности первой гармоники спектра упругого рассеяния света. Интенсивность упругого рассеяния возрастает на гранях неровностей микро-рельефа (рисунок 3, б). Упругое рассеяние происходит без изменения длины волны. При этом изменяются направление распространения и поляризация излучения [5]. Таким образом, амплитуда первой гармоники спектра упругого рассеяния зависит от размеров и ориентации микро-неровностей рельефа поверхности. Так как в исследуемой структуре одновременно присутствуют микро-неоднородности с размерами как меньше, так и больше длины волны, то упругое рассеяние одновременно определяется механизмами Рэля и Ми [5].

Результаты, представленные на рисунке 3, получены на установке «Интегра Спектра Апрайт» в режиме «Focus track». Упругое рассеяние света возбуждалось излучением лазера с длиной волны 473 нм и мощностью 10 мВт.

В силу того, что поверхность исследуемых структур имеет большие перепады высот вследствие текстурированного рельефа подложки, дефокусировка лазерного пятна влияет на контраст оптического изображения. В результате возникают артефакты изображения, связанные с изменениями высоты. При работе в режиме «Focus track» перепады высоты компенсируются использованием АСМ в качестве обратной связи для постоянного поддержания образца в фокусе лазерного луча. При этом изображения не содержат артефактов, связанных со значительным перепадом высот.

Для исследования структуры экспериментальных образцов в данной работе также использовалась спектрометрия комбинационного рассеяния света (КРС). Этот метод дает информацию о микроструктуре материала и характерных размерах кремниевых кристаллитов в пленках *por-Si*. Спектры КРС регистрировались спектрометром U-1000 (Jobin Ivon), возбуждение осуществлялось аргоновым лазером на длине волны 488 нм. Наблюдение КРС осуществлялось в стандартной геометрии, когда лазерный луч и рассеянный свет направлены вдоль нормали к поверхности образца.

На рисунке 4 представлены спектры КРС исходной *c-Si* подложки и сформированной на ней тонкой пленки *por-Si*.

На спектрах КРС пленки *por-Si* и подложки *c-Si* наблюдаются линии первого и второго порядка в областях частот 521 см^{-1} и 960 см^{-1} соот-

ветственно. Спектральная линия первого порядка $\nu = 521 \text{ см}^{-1}$ связана с фундаментальными оптическими колебаниями кремния и определяется рассеянием на LO-фононе [6]. Для *por-Si* по сравнению с *c-Si* эта линия, как правило, смещена в область низких частот, имеет большую полуширину и обладает ярко выраженной асимметрией [6]. Свойства спектральной линии КРС первого порядка объясняются в рамках модели пространственного ограничения фононов в *por-Si* [6].

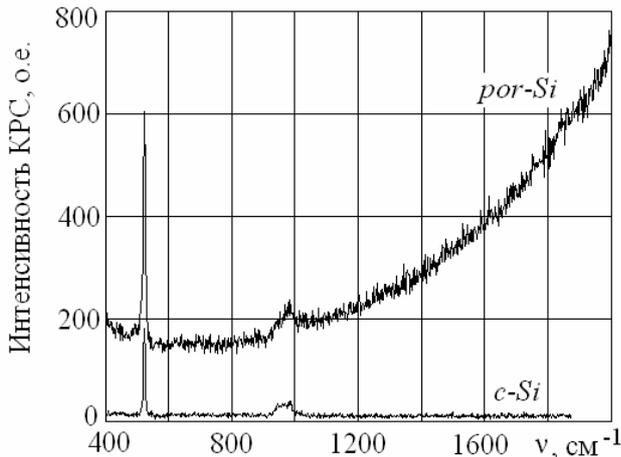


Рисунок 4 – Спектры комбинационного рассеяния света в тонкой пленке *por-Si* и монокристаллической подложке

Спектральные максимумы линий первого порядка КРС тонкой пленки *por-Si* и *c-Si* подложки практически совпадают (рисунок 4). Эти линии имеют практически одинаковую полуширину и симметричны относительно положения максимума. В то же время интенсивность данной линии для пленки *por-Si* заметно выше, чем для *c-Si*. Наблюдаемый на рисунке 4 рост сигнала КРС для *por-Si* в области частот $800\text{--}1200 \text{ см}^{-1}$ связан с наложением спектра фотолюминесценции. В *c-Si* фотолюминесценция в видимой области спектра отсутствует, что объясняет постоянство сигнала КРС в данной области частот.

Наблюдаемая ситуация объясняется следующим образом. Излучение с длиной волны 488 нм , возбуждающее КРС, поглощается в тонкой пленке *por-Si* достаточно слабо, поэтому в рассеяние света существенный вклад вносит *c-Si* подложка. Таким образом, форма линии первого порядка спектра КРС образца с тонкой пленкой *por-Si* определяется особенностями монокристаллической подложки. Увеличение интенсивности сигнала КРС на частоте 521 см^{-1} в образце с тонкой пленкой *por-Si*, по мнению авторов [7], может быть связано с локальным ростом напряженности электрического поля вблизи сильно искривленных участков поверхности. Этот эффект может быть существенным, так как интен-

сивность сигнала КРС пропорциональна четвертой степени напряженности поверхностного электрического поля. Другой причиной усиления КРС может быть возрастание локального электрического поля вблизи шероховатой поверхности, связанное с возбуждением дифрагированных волн, аналогичных поверхностным электромагнитным волнам. При больших шероховатостях поверхности такое усиление значительно и может приводить к существенному снижению отражательной способности [7].

На рисунке 5, а показано распределение интенсивности сигнала КРС вблизи спектральной линии первого порядка (диапазон $490\text{--}530 \text{ см}^{-1}$) по поверхности тонкой пленки *por-Si*, сформированной на текстурированной подложке *c-Si*. Эти результаты получены на установке «Интегра Спектра Апрайт» в режиме «Focus track». Возбуждение КРС осуществлялось лазером с длиной волны 473 нм и мощностью 10 мВт .

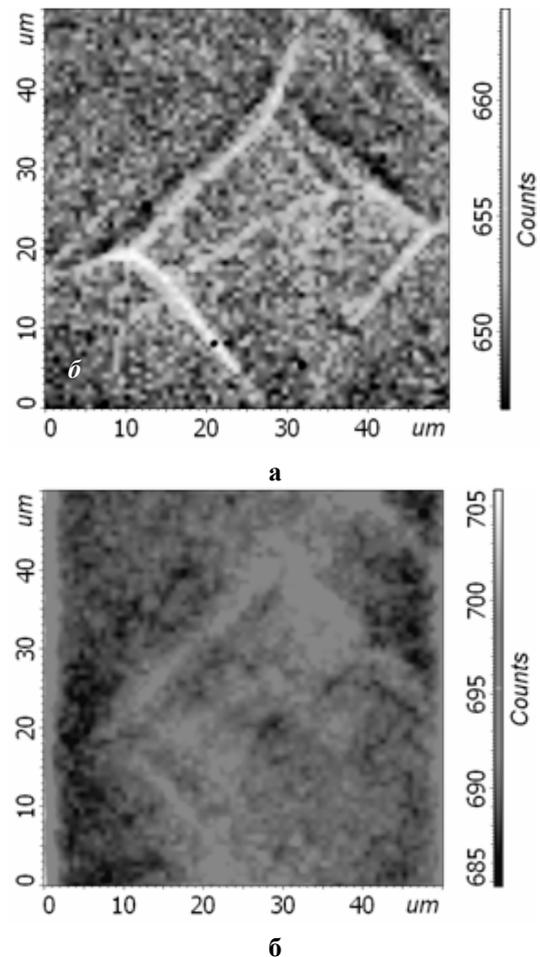


Рисунок 5 – Изображение поверхности тонкой пленки пористого кремния, полученное различными методами: а – карта комбинационного рассеяния света; б – карта фотолюминесценции

Из рисунка 5, а видно, что интенсивность КРС модулируется шероховатой структурой по-

верхности пленки *por-Si*. Наблюдается усиление сигнала КРС на гранях неровностей микрорельефа пленки *por-Si*, а также на гранях пирамидальных фигур, образованных текстурирующим травлением подложки *c-Si*. Таким образом, рисунок 5, а подтверждает приведенный выше вывод об усилении КРС на неоднородностях рельефа поверхности пленки *por-Si*.

На рисунке 5, б представлено распределение интенсивности фотолюминесценции по поверхности исследуемого фрагмента пленки *por-Si* в спектральном диапазоне 550–800 нм. Фотолюминесценция возбуждалась тем же источником, что и КРС. Наблюдаемое распределение интенсивности фотолюминесценции можно объяснить усилением поглощения возбуждающего излучения вблизи неоднородностей рельефа пленки *por-Si*.

Выводы. На основе экспериментальных результатов, полученных различными независимыми методами, показано, что рассеяние света в видимом оптическом диапазоне усиливается вблизи неоднородностей рельефа пленки *por-Si*. Пленка *por-Si* заметно меняет характер рассеяния света текстурированной поверхностью *c-Si* подложки. Наблюдаемое усиление комбинационного и упругого рассеяния света в пленке *por-Si* может быть объяснено возрастанием напряженности электрического поля вблизи локальных неоднородностей шероховатой границы раздела *por-Si/c-Si*. Аналогичный эффект наблюдался авторами работы [7] в пленках *por-Si*, сформированных на *c-Si* подложках n-типа проводимости.

Таким образом, оптические свойства пленок *por-Si*, сформированных на поверхности текстурированной подложки, определяются микронеровностями рельефа с размерами как меньшими, так и большими длины волны света. Причем крупные неоднородности возникают при текстурирующем травлении *c-Si*, а наиболее мелкие являются результатом электрохимического процесса формирования *por-Si*.

Работа выполнена с использованием оборудования Регионального Центра зондовой микро-

скопии (РЦЗМкп) РГРТУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Авторы выражают благодарность ведущему научному сотруднику лаборатории физики неоднородных систем ФИАН им. П.Н. Лебедева (г. Москва) Н.Н. Мельнику за измерение спектров КРС и фотолюминесценции и сотрудникам РЦЗМкп РГРТУ (г. Рязань) за измерения характеристик поверхности на электронном и атомно-силовом микроскопах.

Библиографический список

1. Panek P. Porous silicon layer as antireflection coating in solar cells [Text] / P. Panek, M. Lipinski, H. Czernastek // Opto-electronics review. – 2000. – 8(1). – P. 57–59.
2. Борисов А.М. Влияние ионно-индуцированного рельефа на высокодозное распыление графита [Текст] / А.М. Борисов, Е.С. Машкова, А.С. Немов, С.А. Камнева, В.А. Курнаев, Н.Н. Трифионов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. – 2004. – Вып. 2. – С. 65–72.
3. Трегулов В.В. Рассеяние света в антиотражающем покрытии фотоэлектрического преобразователя солнечной энергии на основе кремния [Текст] / В.В. Трегулов, В.А. Степанов, Г.Н. Скопцова // Научно-технический вестник Поволжья. – 2013. – № 1. – С. 46–49.
4. Топорец А.С. Оптика шероховатой поверхности [Текст] / А.С. Топорец. – Л.: Машиностроение, 1988. – 191 с.
5. Гапоненко С.В. Оптика наноструктур / под ред. А.В. Федорова [Текст] / С.В. Гапоненко, Н.Н. Розанов, Е.Л. Ивченко, А.В. Федоров, А.В. Баранов, А.М. Бонч-Бруевич, Т.А. Вартамян, С.Г. Пржибельский. – СПб.: Недра, 2005. – 326 с.
6. Образцов А.Н. Поглощение света и фотолюминесценция пористого кремния [Текст] / А.Н. Образцов, В.А. Караванский, Х. Окуши, Х. Ватанабе // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т. 32. – № 8. – С. 1001–1005.
7. Андрианов А.В. Усиленное комбинационное рассеяние света в пористом кремнии [Текст] / А.В. Андрианов, Л.В. Беляков, Д.Н. Горячев, Д.И. Ковалев, О.М. Сресели, И.Д. Ярошецкий, Б.Я. Авербух // Физика и техника полупроводников. – 1994. – Т. 28. – № 12. – С. 2202–2207.

УДК 621.384.8

М.В. Дубков, В.В. Иванов

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ТРАНСМИССИИ ИОНОВ ОТ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА КРАЕВОЙ ОБЛАСТИ АНАЛИЗАТОРА

Проведено численное моделирование траекторий движения ионов, вводимых в объем анализаторов гиперболоидных масс-спектрометров (монополярный анализатор и фильтр масс), с учетом входного краевого поля при питании анализаторов импульсным радиочастотным напряжением типа «меандр». Показано, что существуют оптимальные значения времени пролета ионами входного краевого поля анализатора, при котором их амплитуды колебаний минимальны. Для фильтра масс оптимум времени пролета приходится на величину, равную 3,5 периодам радиочастотного напряжения, питающего электроды анализатора. Для монополярного анализатора это значение зависит от угла наклона рабочей прямой. Учет этого при проектировании анализаторов и выборе режима работы позволяет значительно (в 2–3 раза по отношению к неискаженному полю) повысить коэффициенты трансмиссии ионов.

Ключевые слова: гиперболоидный масс-спектрометр пролетного типа, монополярный анализатор, фильтр масс, краевое поле, коэффициент трансмиссии ионов.

Введение. В гиперболоидных масс-спектрометрах (ГМС) пролетного типа ввод ионов в объем анализатора осуществляют, как правило, через входную диафрагму, расположенную на некотором расстоянии от торцевых поверхностей гиперболических электродов. В такой конструкции формируется область краевого поля, оказывающая значительное влияние на параметры ионного потока, вводимого в анализатор. Как правило, считается, что это влияние негативно сказывается на чувствительности ГМС. Объясняется это следующим образом.

Ионы, вводимые в анализатор, проходя через краевую область, движутся в поле с возрастающим по модулю потенциалом. Это можно интерпретировать как перемещение рабочих точек ионов на совмещенной диаграмме стабильности из начала координат в точки, характерные для неискаженной области поля. В частности, в системе, состоящей из диафрагмы и анализатора, к электродам которого приложено радиочастотное напряжение с постоянной составляющей, такое перемещение будет осуществляться вдоль рабочей прямой. Таким образом, по одной из координат (x-координата) рабочая точка будет все время находиться в стабильной области, а по другой (y-координата) в течение какого-то времени в нестабильной [1]. Из этого следует, что вероятность захвата ионов в объеме анализатора должна снижаться вследствие роста амплитуд

колебаний ионов по y-координате. И чем медленнее ионы движутся в переходном поле, тем ниже должна быть чувствительность.

К настоящему времени предложен ряд способов, призванных снизить негативное влияние краевых полей. Первый – использование пред- и постфильтров [2], представляющих собой укороченные по длине анализаторы, к которым приложено радиочастотное напряжение без постоянной составляющей. В этом случае предполагается, что рабочие точки ионов, проходящих через данную систему, перемещаются на совмещенной диаграмме стабильности по кривой, лежащей только в стабильной области. Второй – ввод ионов в анализатор через канал, выполняемый из диэлектрического материала [3]. Использование диэлектрика позволяет убрать постоянную составляющую поля в области ввода. В этом данный способ подобен первому. Третий основан на уменьшении времени пролета ионами переходного поля либо путем изменения протяженности поля в этой области [4, 5], либо за счет изменения их продольной составляющей скорости [6]. Можно выделить еще и четвертый способ: увод ионного потока за пределы входного краевого поля [7, 8].

Однако существует вопрос: всегда ли наличие входного краевого поля приводит к снижению чувствительности? В работе [9] на примере ГМС типа «трехмерная ловушка» показано, что

при перемещении рабочей точки на совмещенной диаграмме стабильности от границы стабильной области в сторону ее центра наблюдается снижение амплитуд колебаний ионов. Отсюда следует, что если за основу взять приведенную выше модель взаимодействия краевого поля с ионами, то в этом случае при определенных условиях чувствительность может и возрастать. Подтверждением этого в какой-то мере являются результаты расчетов, приведенные в работах [10–12]. В них показано, что для фильтра масс в случае питания его электродов радиочастотным гармоническим напряжением при определенных значениях времени пролета ионами краевого поля значения аксептансов имеют максимумы. В работе [12] приведена расчетная зависимость коэффициента пропускания (трансмиссии) ионов от времени пролета краевого поля, также имеющая максимум. Данное явление требует подробного изучения.

Цель работы: путем численного моделирования исследовать зависимость коэффициента трансмиссии ионов, вводимых в объем анализаторов ГМС пролетного типа при питании их электродов импульсным радиочастотным напряжением, от времени пролета ионами краевых полей и поперечных составляющих их скорости.

Метод расчета траекторий движения ионов в краевом поле ГМС пролетного типа. Для расчета траекторий движения ионов в объеме анализатора можно использовать специальные программы, позволяющие находить распределения потенциалов электрических полей в заданных электродных системах и на основе полученных данных производить расчет траекторий движения заряженных частиц. Такие программы являются наиболее универсальными и приближенными к реальности. С помощью универсальных программ можно проводить исследования конфигурации полей, формируемых электродными системами, оценивать их воздействие на заряженные частицы и осуществлять выборочный контроль адекватности результатов расчетов. Но их использование требует значительных временных затрат из-за необходимости обработки значительных массивов данных. Поэтому их проблематично использовать при проведении расчетов с большим числом входных параметров.

В данной работе в качестве основного средства для расчета траекторий движения ионов, вводимых в объем анализатора, использовалась программа, основанная на аналитических функциях, полученных для неискаженного поля анализатора. При этом в основе расчета траекторий ионов в переходном поле была положена идея,

описанная во введении. Пролет ионов в переходной области рассматривается как перемещение рабочей точки этих ионов на совмещенной диаграмме стабильности вдоль рабочей прямой. Исходя из этого, вводимые в анализатор ионы движутся в поле, создаваемом возрастающим по амплитуде радиочастотным напряжением. Зная распределение потенциала в переходном поле, можно задать для области движения ионного потока функцию изменения амплитуды радиочастотного напряжения, питающего электроды анализатора, от z -координаты, и на ее основе произвести расчет координат рабочих точек ионов. При этом время, затрачиваемое на расчет и обработку результатов, уменьшается более чем на порядок по сравнению с аналогичными расчетами, проводимыми с помощью большинства универсальных программ.

В таком случае функцию, описывающую распределение потенциала в анализаторе, можно записать в виде:

$$\Phi = U_i f(z) \frac{x^2 - y^2}{y_a^2}, \quad (1)$$

где U_i – амплитуды импульсов радиочастотного напряжения, прикладываемого к электродам анализатора; $f(z) = 1 - \exp(-az / y_a - bz^2 / y_a^2)$ – функция, определяющая закон изменения потенциала во входном переходном поле [13]; a и b – параметры, задающие скорость нарастания поля. Для выбранной в работе системы они имеют значения «–2,13» и «–1,55» соответственно.

Используя формулу (1), можно задавать координаты рабочих точек a_1 и a_2 анализируемых ионов при их движении в области краевого поля.

$$a_1^2 = \frac{2eU_1 T^2}{m y_a^2} f(z); \quad a_2^2 = \frac{2eU_2 T^2}{m y_a^2} f(z), \quad (2)$$

где U_1 и U_2 – амплитуды разнополярных импульсов; T – период радиочастотного напряжения; e и m – заряд и масса иона соответственно. При этом, используя соотношение (1), можно учитывать изменение продольной составляющей скорости ионов, что является достаточно важным для области малых начальных энергий ионов. Например, в данной работе при значении начальной энергии вводимых в анализатор ионов 5 эВ разброс после прохождения переходного поля достигал величины 0,7 эВ (14 % от первоначальной энергии).

Для контроля результатов использовалась программа SIMION 3D Version 8 [Scientific Instrument Services, Inc.//www.simion.com]. С ее помощью было проверено соответствие распределения поля, полученного на основе аналитиче-

ского выражения (1), распределению поля в выбранной электродной системе. Для этого был проведен расчет поля в краевой области анализатора и определено распределение потенциала вдоль z-координаты на оси анализатора ($x=0$) в области движения ионного потока. Сравнение результатов показало хорошее соответствие. В большей части данной области расхождение не превышает 0,2 %. При этом максимальное отклонение наблюдается вблизи диафрагмы, где поле слабое и его воздействие на ионы незначительно. Также с помощью программы SIMION в работе был проведен контроль полученных зависимостей путем проведения расчетов в выборочных точках при аналогичных условиях. Расхождения не превышали 1 %, что подтверждает правильность выбора описанной модели.

Результаты численного моделирования.

Численное моделирование проводилось при следующих условиях. Были рассмотрены электродные системы двух видов: монополярный анализатор и фильтр масс. Напряжение, прикладываемое к электродам анализаторов, – импульсное радиочастотное напряжение типа «меандр» размахом 200 В. Характерный размер электродной системы – $y_a = 6(\text{мм})$. Расстояние от входной диафрагмы до торцов гиперболических электродов – 1 мм. Уголкового электрода в монополярном анализаторе соприкасается с диафрагмой. Протяженность переходной области выбрана, равной $z_f = 2y_a = 12(\text{мм})$ (на таком расстоянии отклонение потенциала поля от значения, характерного для неискаженного поля, менее 0,01 %).

На первом этапе данного исследования были проведены расчеты амплитудно-фазовых характеристик первого и второго рода (АФХ I-го и II-го рода) по x- и y-координатам для разных времен пролета ионами краевого поля. АФХ I-го рода представляет собой зависимость амплитуды колебаний иона по выбранной координате от фазы его ввода в поле анализатора при начальной координате равной единице и начальной скорости равной нулю. АФХ II-го рода является аналогичной зависимостью, но получаемой при начальной координате, равной нулю, и начальной скорости, равной единице. При этом время расчета выбирается равным периоду НЧ колебаний иона, определяемого из значения параметра стабильности для заданной рабочей точки на диаграмме стабильности.

Для анализа фильтра масс была выбрана рабочая точка с координатами $a_1 = 3,6402003263$ и $a_2 = 2,9259308621$. Она соответствует середине стабильной области, отсекаемой рабочей прямой, проведенной таким образом, что разре-

шающая способность, определяемая по точкам пересечения данной прямой с границами зоны стабильности, равна 500.

Для монополярного анализатора была взята точка с координатами $a_1 = 3,0129500391$ и $a_2 = 2,56840969$. При этом разрешающая способность, определяемая по точке пересечения рабочей прямой с границей стабильной области с одной стороны и выбранной точкой с другой, также равна 500. Для обеих выбранных рабочих точек параметр стабильности по y-координате имеет одинаковое значение и составляет величину 0,9986756.

В результате проведенного расчета получено следующее. Общим для всех АФХ является то, что учет краевого поля вызывает фазовый сдвиг характеристик. В то же время для фильтра масс увеличение времени пролета ионами переходной области от нуля до значений порядка 3–4 периодов радиочастотного напряжения вызывает в среднем снижение амплитуд колебаний ионов в АФХ I-го рода по y-координате. В АФХ II-го рода по y-координате при этом наблюдается незначительный рост амплитуд колебаний. Дальнейшее увеличение времени пролета ионов в обоих случаях ведет только к росту амплитуд колебаний.

По x-координате наблюдается несколько иная картина. В АФХ I-го рода уменьшение времени пролета приводит к снижению амплитуд колебаний и сглаживанию фазовой зависимости. При этом в пределе амплитуда стремится к 1. В АФХ II-го рода увеличение времен пролета ионов сначала приводит к росту амплитуд колебаний, но не более чем на 10 % (при временах пролета равных 1–1,5 периода), а затем к сглаживанию и стремлению к некоей величине, близкой к усредненному значению АФХ II-го рода для неискаженного поля. Примеры АФХ приведены на рисунке 1.

Полученные результаты можно объяснить следующим образом. Перемещение рабочей точки на диаграмме стабильности от границы стабильной области к ее центру приводит к снижению амплитуд колебаний ионов [9]. Причем, как показывают расчеты, чем медленнее изменяется координата рабочей точки, тем в большей степени проявляется данный эффект. Поэтому по x-координате при увеличении времени пролета ионов наблюдается снижение АФХ I-го рода. Сглаживание данной характеристики объясняется тем, что в начале краевого поля рабочие точки ионов находятся в области, близкой к началу координат диаграммы стабильности. А в этом случае x-координаты вводимых ионов в течение периода, питающего электроды напряжения, из-

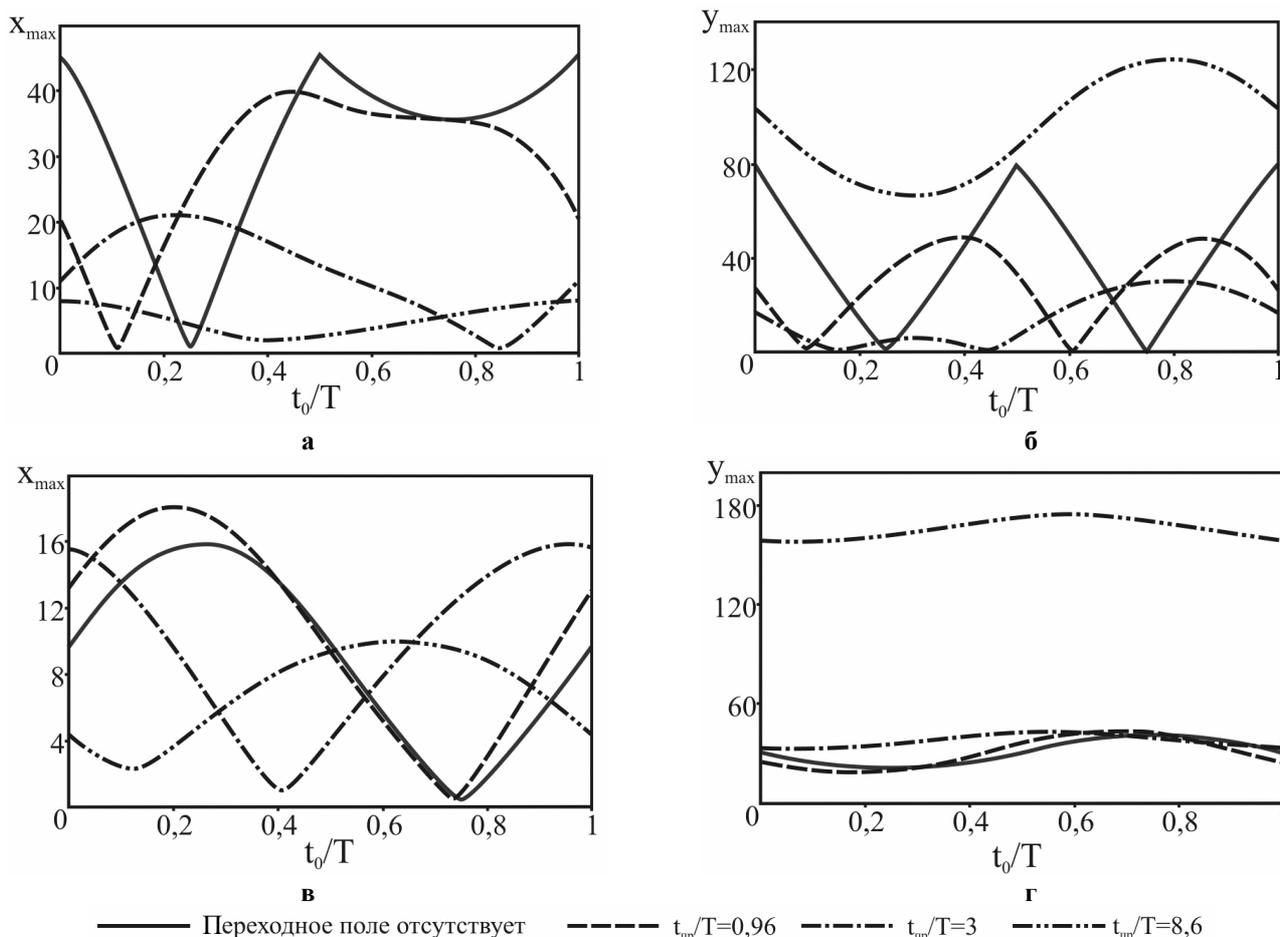


Рисунок 1 – АФХ при различных временах пролета переходной области ($a_1=3,6402003263$, $a_2=2,9259308621$): а, б – АФХ I-го рода; в, г – АФХ II-го рода

меняются очень медленно. Поэтому чем медленнее будут смещаться рабочие точки на диаграмме стабильности из начала координат, тем слабее будет зависеть АФХ от начальной фазы. Аналогично объясняется сглаживание АФХ II-рода.

По u -координате ситуация оказывается несколько сложнее. При перемещении рабочих точек ионы большую часть времени находятся в нестабильной области. Из-за этого наблюдается конкуренция двух противоположных процессов: рост амплитуды колебаний иона, характерных для нестабильной области, и стремление к снижению этой амплитуды из-за перемещения рабочей точки в стабильную область. В результате появляется точка перегиба, соответствующая оптимальному времени пролета ионами краевого поля, при котором в среднем по фазам амплитуды колебаний ионов минимальны.

В монополярном анализаторе наблюдается аналогичная картина. Небольшим исключением является только АФХ II-го рода по x -координате, для которой увеличение времени пролета ионов приводит только к росту амплитуд колебаний, хотя и не очень существенному.

Примеры расчета АФХ для монополярного анализатора представлены на рисунке 2.

Расчеты АФХ при других значениях углов наклона рабочей прямой показывают аналогичные результаты.

На основе приведенных данных можно сделать следующий вывод. Для ионов, проходящих через входное краевое поле, существует оптимальное время (или временной диапазон) пролета этой области, при котором коэффициент трансмиссии (K_T) должен быть максимальным. Под коэффициентом трансмиссии в данном случае понимается выражаемое в процентах отношение числа ионов с амплитудами колебаний меньших геометрических размеров анализатора к общему числу вводимых ионов.

На втором этапе исследования осуществлялся расчет зависимостей коэффициентов трансмиссии ионов от времени пролета краевого поля монополярного анализатора и фильтра масс. При этом ввод производился преимущественно в направлении оси z . Диаметр ионного потока, вводимого в объем фильтра масс, был равен 1 мм. В монополярный анализатор ввод ионов осуществлялся через сектор с радиусом 0,5 мм. Вво-

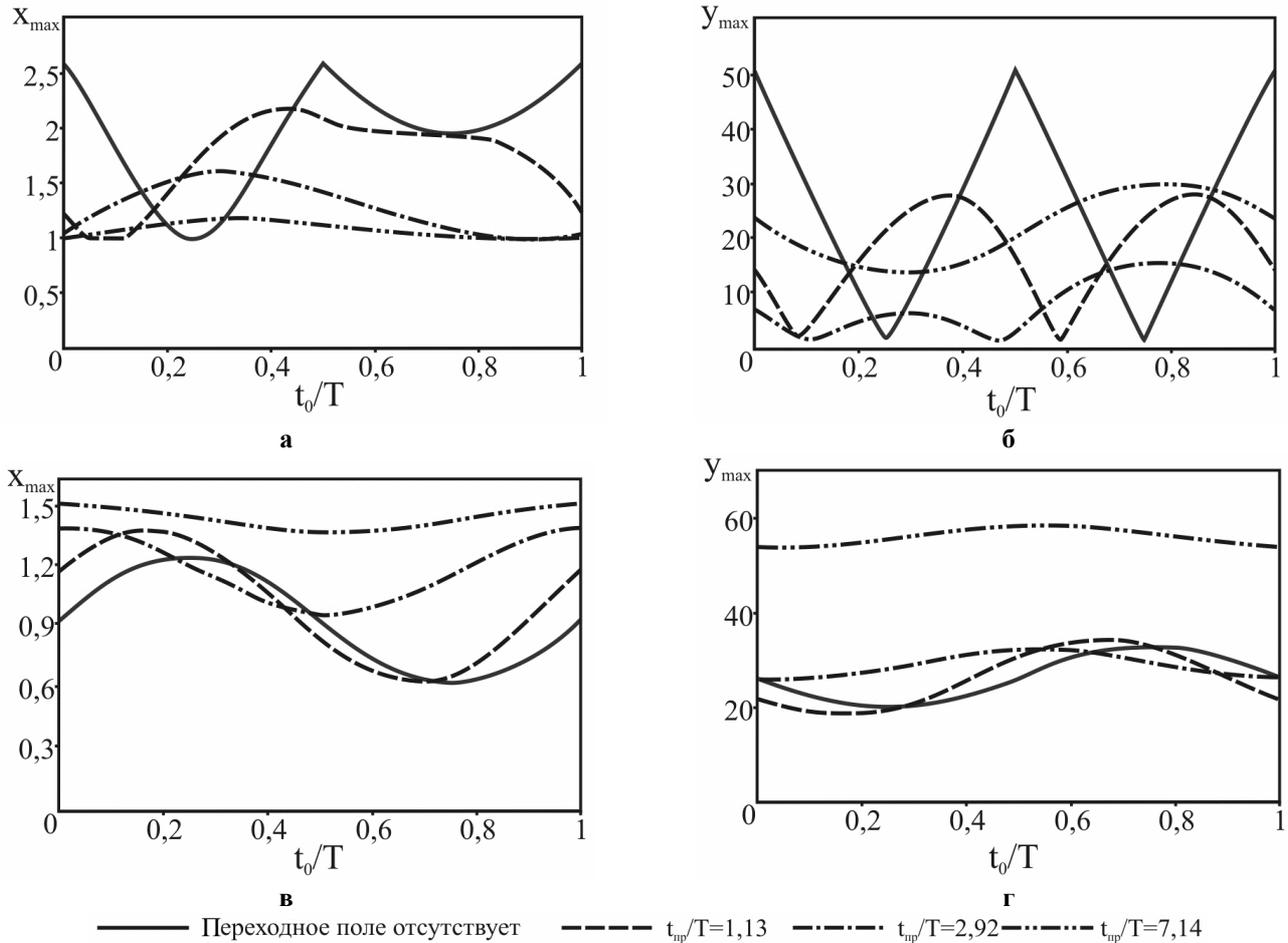


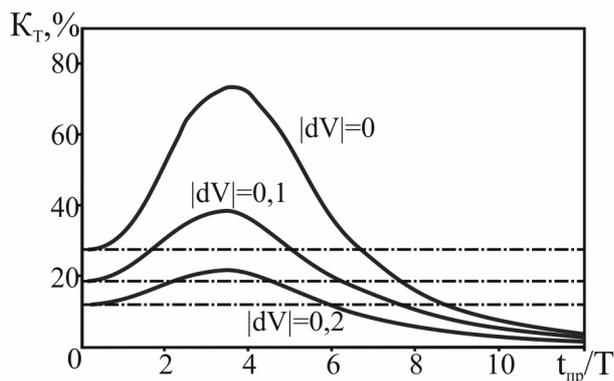
Рисунок 2 – АФХ при различных временах пролета переходной области ($a_1=3,0129500391$, $a_2=2,56840969$): а, б – АФХ I-го рода; в, г – АФХ II-го рода

димые ионы равномерно распределялись по начальным координатам, начальным фазам, составляющим скоростей в плоскости x – y и их направлениям (при наличии разброса по скоростям в поперечном направлении). Общее время расчета траекторий соответствовало 80 % от полупериода НЧ колебания иона (для выбранных рабочих точек эта величина составляла 50 периодов радиочастотного напряжения). Указанный период времени выбран исходя из условия, что все ионы в течение этого времени достигнут своего максимального значения амплитуд колебаний по y -координате, перейдут его, но не достигнут нуля (это важно для монополярного анализатора).

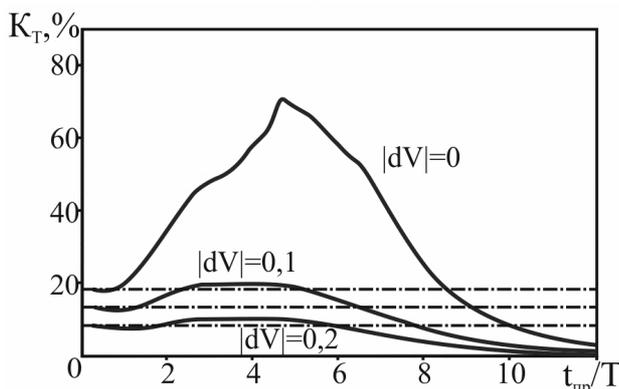
Результаты расчетов представлены на рисунке 3. Сплошными линиями показаны зависимости коэффициентов трансмиссии ионов от времени пролета ими краевого поля. Пунктиром – коэффициенты трансмиссии при вводе ионов в неискаженное поле. Расчеты проведены для трех случаев: 1 – в поперечном направлении начальные скорости отсутствуют; 2 – име-

ют равномерный разброс от нуля до 0,1 отн.ед.; 3 – равномерный разброс от нуля до 0,2 отн.ед.

Из рисунка видно, что все представленные зависимости имеют диапазоны времен пролета, в пределах которых коэффициенты трансмиссии ионов превышают значения, характерные для неискаженного поля. Для фильтра масс на зависимостях наблюдается явно выраженный максимум, положение которого, в отличие от величины, практически не зависит от поперечных составляющих скоростей. В рассматриваемом случае оптимум времени пролета ионов соответствует значению порядка 3,5 T . Для монополярного анализатора положение максимума смещается в сторону больших времен пролета. При отсутствии поперечных составляющих скоростей это положение соответствует 4,5 T , при их наличии примерно 4 T . Причем в последнем случае максимум расплывается и становится нечетким. Смещение оптимума в сторону больших времен пролета ионов объясняется снижением воздействия нестабильной области при уменьшении угла наклона рабочей прямой.



а

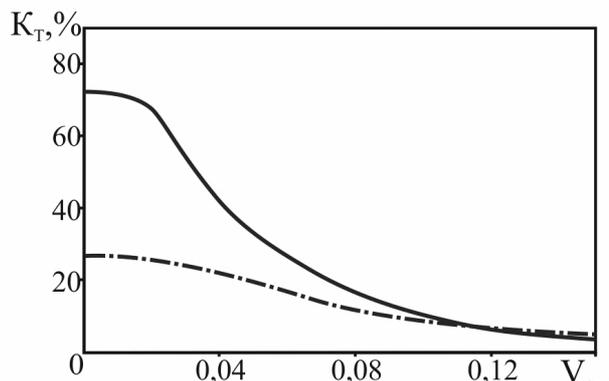


б

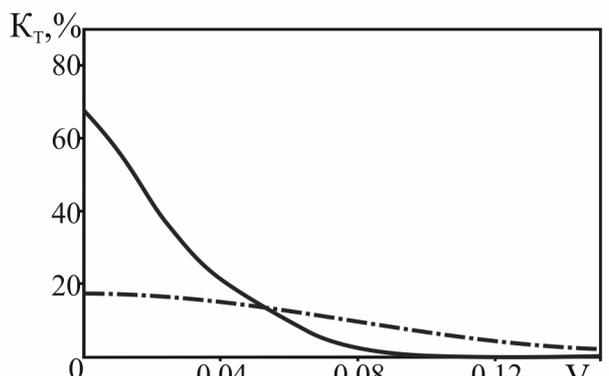
— С учетом переходного поля
 - - - - - Переходное поле отсутствует

Рисунок 3 – Зависимость коэффициента трансмиссии ионов в объеме анализатора от времени пролета ионами переходного поля: а – фильтр масс; б – монополярный анализатор

Наличие составляющих начальных скоростей в поперечном направлении уменьшает протяженность указанных выше диапазонов времени пролета и снижает отношение коэффициента трансмиссии при наличии краевого поля и коэффициента в его отсутствии. При этом для монополярного анализатора негативное влияние составляющих скоростей в поперечном направлении проявляется в большей степени, чем для фильтра масс. Это подтверждают данные, представленные на рисунке 4. Здесь приведены зависимости коэффициентов трансмиссии от величины составляющей скорости в поперечном направлении. Сплошной линией показаны максимальные значения данного коэффициента в диапазоне времен пролета ионами краевой области от 1 до 10 периодов радиочастотного напряжения. Пунктиром обозначены зависимости, полученные в отсутствии данных областей. Из рисунка видно, что для фильтра масс отношение коэффициентов трансмиссии ионов при наличии краевого поля и в его отсутствии больше единицы при поперечных составляющих скорости, не превышающих 0,11 отн.ед. Для монополярного анализатора данное условие выполняется, если



а



б

— С учетом переходного поля
 - - - - - Переходное поле отсутствует

Рисунок 4 – Зависимость максимального коэффициента трансмиссии ионов от составляющей скорости в поперечном направлении: а – фильтр масс; б – монополярный анализатор

составляющие скорости в поперечном направлении не превышают 0,055 отн.ед.

Проведем оценку полученных результатов. Относительную скорость ионов можно пересчитать в реальную по следующей формуле:

$$V = \frac{V_{отн} y_a}{T},$$

где $V_{отн}$ – относительная скорость ионов.

Энергия иона в эВ определяется как

$$W = \frac{mV^2}{2e} = \frac{my_a^2 V_{отн}^2}{2eT_0^2}. \quad (3)$$

С учетом (2) соотношение (3) принимает вид:

$$W = \frac{U_{разм} V_{отн}^2}{(a_1^2 + a_2^2)}, \quad (4)$$

где $U_{разм} = U_1 + U_2$ – напряжение размаха.

Теперь используя формулу (4), можно оценить энергию ионов в поперечном направлении. Например, если $V_{отн} = 0,11$ (отн.ед), то для

фильтра масс в выбранной нами точке получаем энергию $W \approx 0,11 \text{ эВ}$, что более чем в два раза превышает значение средней тепловой энергии частиц при температуре порядка $100 \text{ }^\circ\text{C}$. Аналогично для монополярного анализатора при $V_{\text{омн}} = 0,055$ получаем $W \approx 0,04 \text{ эВ}$. Данное значение уже сопоставимо с тепловой энергией.

Определим энергии ионов в продольном направлении, при которых коэффициент захвата близок к своему максимальному значению. Пусть в этом случае оптимальное время пролета краевого поля, выраженное в периодах питающего электрода напряжения, – $t_{\text{омн}}$, а ее протяженность – $2y_a$. Тогда скорость вводимых ионов:

$$V = \frac{2y_a}{t_{\text{омн}}T}$$

Энергия:

$$W = \frac{4my_a^2}{(t_{\text{омн}})^2 2eT^2}$$

С учетом (2), получаем

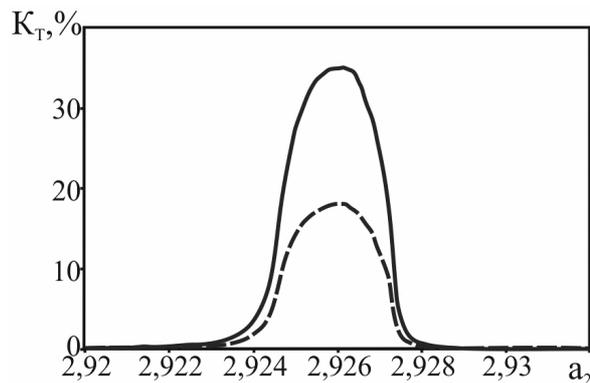
$$W = \frac{4U_{\text{разм}}}{(t_{\text{омн}})^2 (a_1^2 + a_2^2)}$$

Пусть $t_{\text{омн}} = 3,5$. Тогда для фильтра масс $W \approx 3 \text{ эВ}$, а для монополярного анализатора $W \approx 4,16 \text{ эВ}$.

Оценим ориентировочные значения допустимого разброса по углам ввода. Для фильтра масс получаем $\pm 10,84^\circ$, для монополярного анализатора $\pm 6,56^\circ$. Полученные числовые значения являются реально достижимыми и могут быть реализованы на практике.

Помимо указанных рабочих точек были проведены аналогичные расчеты для рабочих точек с другими значениями параметров стабильности и углов наклона рабочей прямой. Характер зависимостей сохраняется. Изменяются лишь числовые значения коэффициентов трансмиссии ионов.

В качестве примера для фильтра масс был произведен расчет зависимости коэффициентов трансмиссии ионов от координаты a_2 при наличии краевого поля (сплошная линия) и в его отсутствии (пунктирная). Они представлены на рисунке 5. Энергия вводимых ионов – 5 эВ , разброс в поперечном направлении – $0,1 \text{ эВ}$, тангенс угла наклона рабочей прямой соответствует значению, применяемому в вышеописанных расчетах. Обе зависимости по форме близки друг к другу и отличаются только величиной. Если их



— С учетом переходного поля
 - - - - - Переходное поле отсутствует

Рисунок 5 – Зависимость коэффициентов трансмиссии ионов в объеме фильтра масс от координаты a_2 (тангенс угла наклона рабочей прямой 1,24411)

наложить друг на друга с использованием масштабирования, то они практически сливаются.

Заключение. В данной работе путем численного моделирования были исследованы зависимости коэффициента трансмиссии ионов, вводимых в объем анализаторов ГМС пролетного типа (монополярный анализатор и фильтр масс) при питании его электродов импульсным радиочастотным напряжением типа «меандр», от времени пролета ионами краевого поля.

Получено, что для ионов, вводимых в анализатор, существует оптимальное время (или диапазон времен) пролета краевого поля, при котором коэффициент трансмиссии ионов максимален. При этом данный коэффициент в отсутствии поперечных составляющих начальных скоростей ионов превышает коэффициент трансмиссии, характерный для неискаженного поля, в 2,5–3 раза. Наличие поперечных составляющих скоростей снижает это отношение. Фильтр масс имеет ярко выраженную зависимость коэффициента трансмиссии от времени пролета. Для него оптимум соответствует величине порядка 3,5 периодов питающего электрода анализатора напряжения. Для монополярного анализатора зависимость сглаживается, и среднее значение оптимального времени пролета краевого поля возрастает с уменьшением угла наклона рабочей прямой. В выбранном для расчета случае это значение составляло 4 периода питающего напряжения. Указанные данные приведены для краевого поля с выбранной протяженностью $2y_a$.

Наличие данного эффекта необходимо учитывать для получения максимально возможной чувствительности при проектировании анализаторов пролетного типа и выборе их рабочего режима.

Библиографический список

1. Dawson P.H. Quadrupole mass spectrometry and its application// Elsevier. Amsterdam, 1976. – 376 p.
2. Brubaker W.M. An improved quadrupole mass analyser// Advances in Mass Spectrometry. – London: Institute of Petroleum, 1968. – Vol. 4. – P. 293–299.
3. Fite W.L. Methods and apparition for spatial separation of AC and DC electrical fields with application to fringe fields in quadrupole mass filters// Patent US 3867632. – 1975.
4. Дубков М.В. Исследование особенностей работы квадрупольного фильтра масс и разработка анализаторов с тонкостенными гиперболическими электродами: дис. канд. техн. наук: 05.11.09: защищена 16.12.97: утв. 13.03.98./ РГРТИ. – Рязань, 1997. – 223 с.
5. Дубков М.В., Иванов В.В Система ввода и вывода ионов в гиперболических масс-спектрометрах на основе квадрупольных ячеек с продольным квадрупольным полем// Вестник РГРТУ. – Рязань, 2012 – № 3 (Выпуск 41). – С. 104–107.
6. Кузьмин А.Ф. Улучшение характеристик аналитического квадрупольного масс-анализатора при работе с ионами низких энергий без применения префильтров// Научное приборостроение. – 2011. – Т. 21. №4. – С. 60–64.
7. Berry C.L. Multipole mass filter with pulsed ionizing electron beam: Patent US 3371205. – 1968.
8. Шеретов Э.П., Викулов В.В., Карнав Т.Б., Иванов В.В., Петров В.В. Новые возможности и перспективы развития квадрупольных пролетных масс-спектрометров (монополь, триполь, фильтр масс)// Масс-спектрометрия: журнал ВМСО. Том 6. № 4, Москва, 2009. С. 295–301.
9. Иванов В.В. Особенности движения ионов в динамически изменяющихся ВЧ полях гиперболических масс-спектрометров типа «трехмерная ловушка»// Вестник РГРТА. – Рязань, 2006. – С. 94–99.
10. Коненков Н.В. Influence of fringing fields on the acceptance of a quadrupole mass filter in the separation mode of the intermediate stability region// Int. J. Mass Spectrom. Ion Process. – 1993. – Vol. 123. – P. 101–105.
11. Коненков Н.В. Влияние краевого поля на акцептанс квадрупольного фильтра масс в режиме работы нижней вершины прямоугольника стабильности// Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67. № 10. – С. 121–124.
12. Коненков Н.В., Махмудов М.Н., Страшинов Ю.В. Динамические характеристики фильтра масс при амплитудной модуляции высокочастотного// Вестник РГУ. – Рязань, 2013. – № 1(38). – С. 155–167.
13. Hunter K.L., McIntosh B.J. An improved model of the fringing fields of a quadrupole mass filter//Int. J. Mass Spectr. Ion Process. – 1989. – Vol. 87. – P. 157–164.

УДК 621.315.592

А.А. Корнилович, В.Г. Литвинов**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК САМОПОДОБИЯ
КВАЗИКРИСТАЛЛОВ**

Предложен метод определения коэффициентов рекуррентных соотношений, последовательностей элементарных структурных единиц и уравнений самоподобия квазикристаллов при малом числе переменных периодов, основанный на измерении расстояний между брэгговскими рефлексами, полученными при наблюдении дифракции электронов от квазикристаллической структуры.

Ключевые слова: самоподобие, квазикристалл.

Введение. К настоящему времени в большинстве синтезированных квазикристаллов обнаружены ориентационные симметрии 5, 7, 8, 10, 12-го порядков, запрещенные для идеальных кристаллов. Периодические решетки кристаллов допускают поворотные оси симметрии только 2, 3, 4 и 6-го порядков и обладают трансляционной симметрией [1]. У квазикристаллов нет трансляционной симметрии, поскольку они обладают аперриодическим дальним атомным порядком. Аперриодический дальний атомный порядок с симметрией 5-го порядка впервые обнаружил Даниэль Шехтман в 1982 г., наблюдая необыч-

ную картину дифракции электронов в быстро охлажденном сплаве $Al_{13}Mn_{14}$ [2]. В 2011 г. Даниэлю Шехтману за открытие квазикристаллов присуждена Нобелевская премия по химии. При двухфрагментном росте структуры с увеличением переменного периода отношение числа фрагментов (атомных остовов) стремится к предельному значению, называемому коэффициентом самоподобия

$$K = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{f_{n+1}}{f_n}, \quad (1)$$

где n – порядковый номер переменного периода,

f_n и f_{n+1} – числа атомных остовов (элементарных структурных единиц).

При больших n $f_n = \frac{K^n}{\sqrt{q}}$, где q – порядок

симметрии. Переменный период d_n пропорционален разности $f_{n+1} - f_n$ и изменяется по закону геометрической прогрессии

$$d_n = d_1 K^{n-1}, \quad (2)$$

где d_1 – начальный период.

Коэффициенты самоподобия K для различных квазикристаллов определяются измерением расстояний l_n между брэгговскими рефлексами в дальнем порядке при $n \gg 1$, в то время как экспериментально часто наблюдаются дифракционные рефлексы при малых n , когда отношение расстояний между рефлексами l_{n+1}/l_n , пропорциональное f_{n+1}/f_n , не равно коэффициенту самоподобия K . Поэтому возникает необходимость определять характеристики квазикристаллов в случае наблюдения лишь нескольких периодов n .

Целью работы является разработка метода определения основных параметров квазикристаллов – коэффициентов рекуррентных соотношений, последовательностей элементарных структурных единиц и уравнений самоподобия квазикристаллов.

Теория метода определения характеристик самоподобия квазикристаллов. Квазикристаллы с осями симметрии 5, 8, 12 и других порядков характеризуются рекуррентным соотношением самоподобия

$$f_{n+2} = -a_1 f_{n+1} - a_0 f_n, \quad (3)$$

где a_1 и a_0 – целые числа, $a_1 < 0$, a_0 может принимать значения $\pm 1, \pm 2, \dots$.

Соотношение (3) порождает последовательности целых чисел f_n и справедливо при любых значениях переменного периода n . Зная $f_n, f_{n+1}, f_{n+2}, f_{n+3}$, можно найти a_0 из выражений:

$$\Delta_n = \frac{f_{n+1}}{f_n} - \frac{f_{n+2}}{f_{n+1}} = \frac{a_0^n}{f_n f_{n+1}}, \quad (4)$$

$$\Delta_{n+1} = \frac{f_{n+2}}{f_{n+1}} - \frac{f_{n+3}}{f_{n+2}} = \frac{a_0^{n+1}}{f_{n+1} f_{n+2}}.$$

При $a_0 < 0$ Δ_n периодически изменяет знак, Δ_n не изменяет знака при $a_0 > 0$. Коэффициент a_1 отрицателен. Из (3) следует:

$$a_1 = -\left(\frac{f_{n+2}}{f_{n+1}} + \frac{f_n a_0}{f_{n+1}} \right). \quad (5)$$

Алгебраические уравнения для квазикристаллов при $n \rightarrow \infty$ имеют вид:

$$x^i + a_{i-1} x^{i-1} + \dots + a_0 = 0, \quad (6)$$

где $x = f_{n+1}/f_n$, a_i – целые числа.

Для квазикристаллов с осями симметрии 5, 8, 10, 12-го порядков $i = 2$. Действительные корни уравнения (6) являются коэффициентами растяжения самоподобия K – важными характеристиками квазиструктур. Тогда уравнение (6) имеет простую форму:

$$x^2 + a_1 x + a_0 = 0. \quad (7)$$

Для нахождения коэффициента самоподобия K , рекуррентного соотношения (3) и соответственно последовательности чисел f_n достаточно найти a_0 и a_1 .

Самоподобие квазикристаллов – это своеобразная симметрия системы (масштабная инвариантность – скейлинг), которая состоит в том, что есть такие точки в структуре (в решетке), относительно которых при однородном растяжении до любой другой точки в K раз попадаем опять в точку решетки. При однородном растяжении либо «сжатии» системы в K раз коэффициент самоподобия изменяется и принимает значение K^m , где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$. Соответственно изменяется a_0 и равняется a_0^m , коэффициент a_1 равен:

$$a_m = -\left(K^m + \frac{a_0^m}{K^m} \right). \quad (8)$$

Соотношение (3) принимает вид:

$$f_{n+2} = -a_m f_{n+1} - a_0^m f_n. \quad (9)$$

Все члены последовательности целых чисел, порождаемых (9), совпадают с членами f_m последовательности, определяемой соотношением (3).

При однородном «сжатии» системы в K раз $m = 0, K = 1, a_0^0 = 1, a_1 = -2$.

Получается рекуррентное соотношение:

$$f_{n+2} = 2f_{n+1} - f_n \quad (10)$$

и соответствующее уравнение:

$$x^2 - 2x + 1 = 0. \quad (11)$$

Последовательность f_n при начальных условиях $f_0 = 0, f_1 = 1$ составляет последовательность натуральных чисел $0, 1, 2, 3, 4, \dots$. Разность $f_{n+1} - f_n = 1$. Период решетки равен d_1 .

Такая структура при «сжатии» превращается из квазикристаллической в кристаллическую.

Для исследования зависимости f_n от номера периода n введем параметр A_n , характеризующий отклонение f_{n+1}/f_n от K :

$$A_n = \frac{f_{n+1}}{f_n} - K. \quad (12)$$

Из (12) и (4) при $a_0 > 0$ и $n \gg 1$ получается:

$$\frac{A_n}{A_{n+1}} = \frac{K^2}{a_0}. \quad (13)$$

При $a_0 < 0$ A_n меняет знак. Тогда

$$\frac{A_n^+}{A_{n+2}^+} = \frac{A_{n+1}^-}{A_{n+3}^-} = \frac{K^4}{a_0^2}. \quad (14)$$

Из выражений (13) и (14) видно, что отношение отклонений постоянно, а значение A_n убывает по закону геометрической прогрессии.

В начальной стадии роста структуры возбуждаются различные моды и происходит конкуренция мод [3]. Практически с увеличением n реализуется устойчивая мода, определяемая рекуррентным соотношением (3) и при $n \gg 1$ уравнением (6). Процесс роста управляется рекуррентным соотношением (3), которое, в свою очередь, формируется на основе различных физических принципов, таких как убыль свободной энергии $F = U - TS$, возрастание энтропии $\Delta S > 0$ и принципа наименьшего действия. Нарастание каждой структурной единицы происходит по одной из траекторий за минимальное время, т.е. когда действие минимально.

Применение метода определения характеристик самоподобия квазикристаллов к структурам с осями симметрии 5, 8, 10 и 12 порядков. При наблюдении дифракционной картины от квазикристаллов расстояния l_n между симметрично расположенными брэгговскими рефлексами, измеренными в направлении через центр картины, пропорциональны числу структурных единиц f_n . Коэффициент a_0 можно определить из (4):

$$a_0 = \frac{l_{n+2}^2 - l_{n+1}l_{n+3}}{l_{n+1}^2 - l_n l_{n+2}}. \quad (15)$$

В случае большой погрешности определения l_n , определив знак a_0 из (4), выбираем сначала значение a_0 , равным минимальному целому числу. Далее находим a_1 :

$$a_1 = -\left(\frac{l_{n+2}}{l_{n+1}} + \frac{a_0 l_n}{l_{n+1}}\right). \quad (16)$$

Экспериментальные значения l_{n+1}/l_n отличаются от f_{n+1}/f_n определяемым рекуррентным соотношением (3). Поскольку a_1 - целое число, результат следует округлить до целого числа. Зная a_0 и a_1 , из рекуррентного соотношения (3) определяют последовательность f_n и из уравнения (7) находят коэффициент K .

Приведем примеры применения полученных результатов значений a_0 и a_1 для квазикристаллов с осями симметрии 5, 8, 10, 12-го порядков.

В случае симметрии 5-го порядка Δ_n изменяет знак и $a_0 = -1$, $a_1 = -1$. Рекуррентное соотношение (3) при начальных условиях $f_0 = 1$, $f_1 = 1$ порождает ряд Фибоначчи: 1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, ...

Коэффициент $K = \tau = \frac{1+\sqrt{5}}{2} \approx 1,618$ - золотое сечение. Представим τ в тригонометрической форме

$$\tau = 2 \cos \frac{2\pi}{10} = 1 + 2 \cos \frac{2\pi}{5}. \quad (17)$$

Заметим, что дифракционные картины для квазикристаллов с осями симметрии 5 и 10-го порядков неразличимы в экспериментах.

При «сжатии» системы $m = 0$, $\tau^0 = 1$, $a_0 = +1$, $a_1 = -2$.

$$\tau^0 = 2 \cos \frac{2\pi}{6} = 1 + 2 \cos \frac{2\pi}{4}. \quad (18)$$

Тогда в модели ромбоэдров [4] широкие ромбоэдры превращаются в кубы, а узкие - имеют острые углы 60° .

Можно предположить, что при изменении внешних условий может произойти «сжатие» системы и структура превратится из квазикристаллической в кристаллическую. При однородном растяжении системы при $m = 3$, $K = \tau^3$ (τ^3 - скейлинг). Рекуррентное соотношение (9) принимает вид:

$$f_{n+2} = 4f_{n+1} + f_n \quad (19)$$

и порождает последовательность, состоящую из членов f_{3n} ряда Фибоначчи, и уравнение $x^2 - 6x + 1 = 0$.

Для квазикристаллов с симметрией 8-го порядка Δ_n изменяет знак, $a_0 = -1$, $a_1 = -2$, рекуррентное соотношение

$$f_{n+2} = 2f_{n+1} + f_n. \quad (20)$$

При $n \rightarrow \infty$ уравнение:

$$x^2 - 2x - 1 = 0. \quad (20')$$

Действительный корень уравнения (20') является коэффициентом растяжения самоподобия системы $K = 1 + \sqrt{2}$. В тригонометрической форме:

$$K = 1 + 2 \cos \frac{2\pi}{8}. \quad (21)$$

При «сжатии» системы в K раз $a_0 = +1$, $a_1 = -2$, $K = 1$.

Соотношение

$$f_{n+2} = 2f_{n+1} - f_n \quad (22)$$

порождает последовательность натуральных чисел 1, 2, 3, 4, ..., и квазикристаллическая структура переходит в кристаллическую.

Коэффициент самоподобия полученного кристалла $K = 1 + 2 \cos \frac{2\pi}{4} = 1$. Можно предположить, что такой кристалл характеризуется осью симметрии 2-го или 4-го порядка.

При растяжении системы в $K = 1 + \sqrt{2}$ раз:

$$K^2 = (1 + \sqrt{2})^2, \quad a_0 = +1, \quad a_1 = 6.$$

Соотношение

$$f_{n+2} = 6f_{n+1} - f_n \quad (23)$$

порождает последовательность членов, совпа-

дающую с четными членами f_{2n} последовательности, порождаемой соотношением (20).

Для квазикристаллов с симметрией 12-го порядка Δ_n не изменяет знака $a_0 = +1$, $a_1 = -4$.

Соотношение

$$f_{n+2} = 4f_{n+1} - f_n \quad (24)$$

при $n \rightarrow \infty$ порождает уравнение:

$$x^2 - 4x + 1 = 0. \quad (24')$$

Из (24') коэффициент самоподобия:

$$K = 2 + \sqrt{3} \text{ или } K = 2 + 2 \cos \frac{2\pi}{12}.$$

При $m=2$ $K = (2 + \sqrt{3})^2$, $a_0 = 1$, $a_1 = -14$.

Соотношение

$$f_{n+2} = 14f_{n+1} - f_n \quad (25)$$

порождает последовательность целых чисел, все члены которой совпадают с четными членами последовательности, порождаемой соотношением (24). При однородном «сжатии» системы в

$2 + \sqrt{3}$ раз $K = 1$ или $K = 2 + 2 \cos \frac{2\pi}{3}$. Можно

предположить, что при «сжатии» системы возможно превращение квазикристаллической фазы структуры в кристаллическую с осью симметрии третьего порядка.

Следует заметить, что при $n \gg 1$ из соотношений (3), (20) и (24) следуют приближенные выражения для квазикристаллов с симметрией 5, 8 и 12-го порядков:

$$f_n = \frac{\tau^n}{\sqrt{5}}, \quad f_n = \frac{(1 + \sqrt{2})^n}{\sqrt{8}} \text{ и } f_n = \frac{(2 + \sqrt{3})^n}{\sqrt{12}}. \quad (26)$$

При малых n отношения отклонений (13) и (14) имеют вид:

$$\frac{A_n^+}{A_{n+2}^+} = \frac{l_{n+2} l_{n+3}}{l_{n+1} l_n a_0^2} \text{ и } \frac{A_n}{A_{n+1}} = \frac{l_{n+2}}{l_n a_0^2}. \quad (27)$$

На рисунке 1 приведена картина брэгговских рефлексов, полученная при дифракции электронов вдоль оси симметрии 5-го порядка для квазикристаллического сплава $Al_{69,5}Pd_{21}Mn_{9,5}$ [5]. Расстояния между рефлексами $l_5 = 15$ мм, $l_6 = 25$ мм, $l_7 = 40$ мм, $l_8 = 64$ мм, Δ_n изменяет знак, $a_0 = -1$. Из (16) $a_1 = -1$ и $K = \tau$. Отношение отклонений, определенное из (27):

$$\frac{A_n^+}{A_{n+2}^+} = \frac{2560}{375} = 6,83. \quad (28)$$

Для сравнения приведем значение, полученное при $n \rightarrow \infty$ из (14):

$$\frac{A_n^+}{A_{n+2}^+} = \left(\frac{1 + \sqrt{5}}{2} \right)^4 = 6,854. \quad (29)$$

На рисунке 2 приведена картина дифракции

электронов квазикристаллической фазы $Al-Ni-Co$ вдоль оси симметрии 10-го порядка (по данным работы [5]). Подставляя значения l_n , равные 13, 21, 34, 55 мм в (16) и (27), получаем: $a_0 = -1$, $a_1 = -1$, $K = \tau$,

$$\frac{A_n^+}{A_{n+2}^+} = \frac{1870}{273} = 6,85. \quad (30)$$



Рисунок 1 – Картина дифракции электронов икосаэдрической фазы $Al_{69,5}Pd_{21}Mn_{9,5}$ вдоль оси симметрии 5-го порядка по данным К. Эдагавы [5]

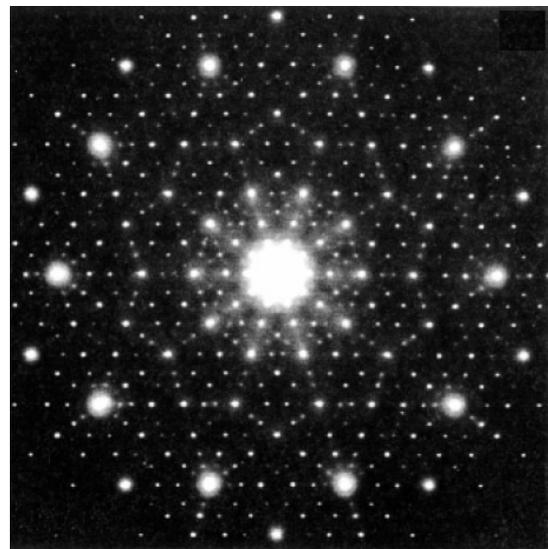


Рисунок 2 – Картина дифракции электронов декагональной фазы $AlNiCo$ с высоким содержанием кобальта вдоль оси симметрии 5-го порядка [5]

Из (28), (29) и (30) видно, что квазикристаллические структуры с осями симметрии 5 и 10-го порядков имеют одинаковый коэффициент самоподобия, равный золотому сечению $\tau = 1,6180339$, и неразличимы в дифракционных экспериментах. Для структуры с осью симмет-

рии 12-го порядка $\frac{A_n^+}{A_{n+2}^+} = 13,92$, для структуры с осью симметрии 8-го порядка $\frac{A_n}{A_{n+1}} = 33,9$.

Метод, рассмотренный в работе, позволяет определять коэффициенты рекуррентных соотношений (3) и (9) при малых значениях переменного периода, получать последовательности для f_n при любых значениях переменного периода n и вычислять коэффициенты самоподобия не только при однородном растяжении, но и при «сжатии» системы, когда возможен переход структуры из квазикристаллической в кристаллическую фазу.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Государственный контракт № 14.513.11.0138)

в НОЦ неупорядоченных и наноструктурированных материалов и устройств на их основе (НОЦ «ННМУ») при ФГБОУ ВПО «РГРТУ».

Библиографический список

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Статистическая физика. Часть 1. Т.5. – М.: Наука., 1976. – 584 с.
2. Shechtman D., Blech I., Gratias D., Cahn J.W. Metallic phase with long-range orientational order and no translational symmetry // Phys. Rev. Lett. – 1984. V. 53. – P. 1951–1953.
3. Рабинович М.И., Езерский А.Б. Динамическая теория формообразования. – М.: Янус-К, 1998. – 192 с.
4. Векилов Ю.Х., Черников М.А. Квазикристаллы // УФН. – 2010. Т. 180. № 6. – С. 561–586.
5. Ritsch S. Electron quasicrystallography of decagonal Al-Ni-Co: Ph. D. thesis. Eidgenossische Technische Hochschule Ziirich, 1996. – 149 p.

УДК 621.385.6

Т.С. Ремизова

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПРИБОРОВ КЛИСТРОННОГО ТИПА НА ДВУХЗАЗОРНЫХ РЕЗОНАТОРАХ В САМОСОГЛАСОВАННОМ РЕЖИМЕ

В одномерном приближении на базе численно-аналитической модели электронного потока из крупных частиц получены уравнения, описывающие процесс установления колебаний СВЧ напряжения на двухззорных резонаторах в генераторных и генераторно-усилительных пролетных клистронах. Уравнения положены в основу методики и программы расчета приборов клистронного типа в самосогласованном режиме.

Ключевые слова: *двухззорный резонатор, автогенератор СВЧ, генераторно-усилительный клистрон, режим самовозбуждения.*

Введение. Двухззорные резонаторы широко используются в многорезонаторных усилительных клистронах [1]. В работах последнего времени показана возможность использования двухззорных резонаторов в качестве эффективных автогенераторов [2]. Для расчета выходных характеристик многорезонаторных клистронов традиционно используется хорошо разработанный метод заданного поля на основе одномерных [3], двумерных [4] и трехмерных [5] моделей потоков из крупных частиц. В этом методе необходимо задать значения амплитуд и фаз переменных напряжений на зазорах всех резонаторов. С использованием этих значений аналитическим или математическим моделированием можно определить электрические поля зазоров и в этих полях решать уравнения движения элект-

тронов или крупных частиц. Полученные величины амплитуд и фаз напряжений, необходимых, например, для обеспечения максимальных значений КПД, затем используются для определения требуемых добротностей, характеристических сопротивлений и расстроек резонаторов, что не всегда может быть реализовано на практике.

В случае если имеются резонаторы с известными параметрами, то более предпочтительным является моделирование процессов в клистроне в самосогласованном режиме. При этом известные значения эквивалентного сопротивления и расстройки резонаторов используются для определения амплитуд и фаз напряжений по результатам вычислений тока, наведенного в стенках резонатора. Этот метод более трудоемок, так как

наведенный ток в нелинейном режиме, в свою очередь, зависит от переменного напряжения на зазоре. Расчет проводится путем последовательных приближений до установления амплитуд и фаз СВЧ напряжений.

Метод заданного поля приемлемо использовать для усилительных клистронов, когда амплитуда напряжения на зазорах первого резонатора может быть обеспечена изменением уровня входной мощности, а амплитуды на промежуточных резонаторах могут быть обеспечены их расстройкой.

В случае автогенераторов предпочтительным является метод самосогласованного поля, поскольку он моделирует процессы, когда первоначально небольшие СВЧ колебания, наведенные во внешнем контуре переменной составляющей плотности электронного потока, постепенно нарастают и устанавливаются за счет взаимодействия потока с СВЧ полем.

Цель работы – разработка и реализация методики расчета пролетных клистронов на двухззорных резонаторах в самосогласованном режиме. Методика основана на нелинейной теории приборов СВЧ О-типа с использованием дискретной кинематической численно-аналитической модели нелинейных электронных процессов.

Теоретическая часть. Математическая модель для расчета клистронов на двухззорных резонаторах (рисунок 1) методом самосогласованного поля содержит два основных уравнения:

- уравнение возбуждения резонаторов;
- уравнение наведенного тока.

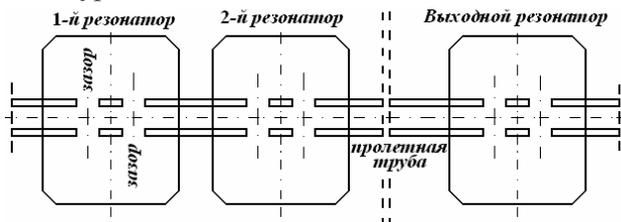


Рисунок 1 – Схематическое изображение пространства взаимодействия клистрона на двухззорных резонаторах

Уравнение возбуждения

Для упрощения процесса определения амплитуды СВЧ напряжения на резонаторах таких приборов используем процедуру математического поиска условия возбуждения применительно к эквивалентной схеме одноззорного резонатора (рисунок 2).

Зазор между сетками, через который проходит модулированный по плотности электронный поток, эквивалентен источнику энергии СВЧ колебаний, а колебательный контур – нагрузке, где эта энергия расходуется. Зазор можно рас-

сматривать как генератор наведенного тока $I_{нав}$, величина которого определяется конвекционным током $I_{кон}$ и коэффициентом связи электронного потока с СВЧ полем зазора. Цепью для наведенного тока можно считать внутреннюю поверхность тороида. Резонатор заменяем эквивалентным контуром с емкостью C и индуктивностью L . Емкость определяется зазором между сетками резонатора, а индуктивность – полостью тороида, так как практически электрическое поле сосредоточено в зазоре, а магнитное – внутри тороида (рисунок 3).

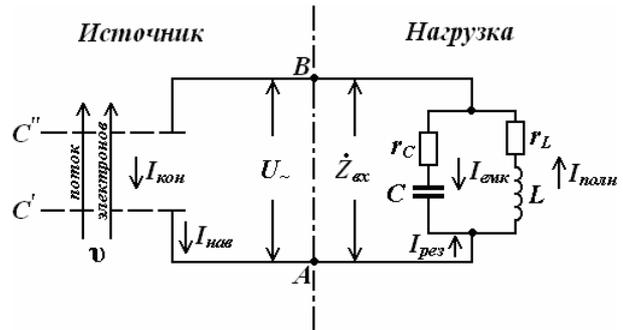


Рисунок 2 – Эквивалентная схема зазора резонатора

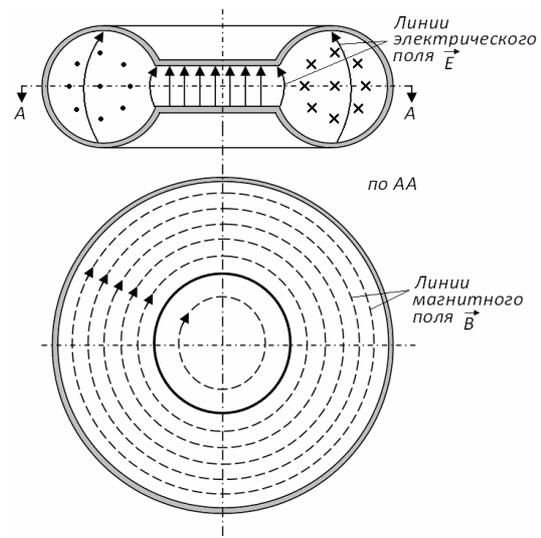


Рисунок 3 – Линии электрического и магнитного полей в тороидальном резонаторе

Следовательно, наведенный ток в эквивалентном контуре проходит через индуктивность. Так как емкостный ток $I_{емк}$ должен замыкаться через индуктивность L , во внешней цепи зазора (индуктивности) течет полный ток $I_{полн}$, состоящий из наведенного и емкостного токов. Сетки C' и C'' на рисунке 2 условны и изображают зазор, через который пролетают сгруппированные электроны со скоростью v .

Таким образом, возбуждение резонатора модулированным по плотности электронным потоком можно рассматривать как прохождение наведенного тока $I_{нав}$ через параллельный колебательный контур с переменным напряжением $U_{~}$.

Также можно считать, что $I_{нав}$ – ток, создаваемый источником энергии, а $I_{рез}$ – тот же по величине ток, но в нагрузке, потребляющей энергию источника.

Перейдем к непосредственному определению уравнения возбуждения контура. Для этого запишем комплексное входное сопротивление колебательного контура следующим образом [6]:

$$\dot{Z}_{ex} = \frac{(r_L + j\omega L) \left(r_C - j \frac{1}{\omega C} \right)}{r_L + r_C + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)}, \quad (1)$$

где r_L, r_C – активные сопротивления индуктивности L и емкости C ; ω – частота генерируемого сигнала.

Полагая, что контур составлен из деталей с высокой добротностью, т. е. $r_L \ll \omega L$ и $r_C \ll 1/\omega C$, упростим соотношение (1):

$$\dot{Z}_{ex} = \frac{L/C}{r + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)}, \quad (2)$$

здесь $r = r_L + r_C$ – активная составляющая входного сопротивления.

Учитывая то, что $L/C = \rho^2$ и $(LC)^{-1/2} = \omega_0$, где ρ – характеристическое сопротивление и ω_0 – резонансная частота резонатора, получим:

$$\dot{Z}_{ex} = \frac{\rho^2}{r + j\rho \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)}. \quad (3)$$

Преобразуем равенство (3) через параметры резонатора к экспоненциальному виду:

$$\dot{Z}_{ex} = \frac{R_\Omega}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}} e^{j \arctg \left(-Q \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right)}, \quad (4)$$

где $R_\Omega = \rho^2/r = \rho Q$ – эквивалентное сопротивление контура при резонансе, Q – добротность контура.

Тогда отношение амплитуды напряжения на расстроенном контуре, т.е. когда собственная частота контура не совпадает с частотой наведенного тока, $U = I_{нав} |\dot{Z}_{ex}|$ к амплитуде напряжения в случае настройки контура в резонанс $U_p = I_{нав} R_\Omega$ будет:

$$\frac{U}{U_p} = \frac{|\dot{Z}_{ex}|}{R_\Omega} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}} = \cos \psi, \quad (5)$$

$$\psi = \arctg \left(-Q \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right), \quad (6)$$

где ψ – фазовый угол расстройки резонатора.

Отсюда следует, что амплитуда напряжения на расстроенном контуре при условии питания его током, наведенным в контуре движущимися зарядами, равна:

$$U = \frac{U_R}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}} = I_{нав} R_\Omega \cos \psi. \quad (7)$$

Выражение (7) может использоваться при определении амплитуды напряжения на зазорах двухзазорного резонатора. В этом случае эквивалентное сопротивление будет находиться из конструктивных параметров резонаторного блока либо определяться параметрами, полученными методом заданного поля.

Уравнение наведенного тока

С помощью численного анализа Фурье выделим первую гармонику наведенного тока, рассчитываемого на основе теоремы Шокли-Рамо, и определим ее амплитуду подобным образом, как и для однозазорного резонатора [3]:

$$I_{1нав} = \frac{4\pi}{NM} I_0 \sqrt{(I_{1нав}^A)^2 + (I_{1нав}^P)^2}, \quad (8)$$

$$I_{1нав}^A = \frac{1}{d_1} \sum_{n=1}^N \sum_{m=M_1}^{M_2} (V_{1n_m} \cos m\theta_m) + \frac{1}{d_2} \sum_{n=1}^N \sum_{m=M_3}^{M_4} (V_{2n_m} \cos m\theta_m), \quad (9)$$

$$I_{1нав}^P = \frac{1}{d_1} \sum_{n=1}^N \sum_{m=M_1}^{M_2} (V_{1n_m} \sin m\theta_m) + \frac{1}{d_2} \sum_{n=1}^N \sum_{m=M_3}^{M_4} (V_{2n_m} \sin m\theta_m), \quad (10)$$

где $I_{1нав}^A$ и $I_{1нав}^P$ – активная и реактивная составляющие амплитуды первой гармоники наведенного тока, I_0 – ток луча; d_1, d_2 – углы пролета первого и второго зазоров резонатора; n – номер крупной частицы, N – число частиц на периоде; m – номер шага интегрирования уравнений движения частиц, $\theta_m = 2\pi/M$ – текущая фаза частицы на шаге m , M – число разбиений периода на дискретные шаги, M_1, M_3 и M_2, M_4 – число дискретных шагов частицы до пересечения входной и соответственно выходной плоскостей первого и второго зазоров. Нормированные по постоянной составляющей v_0 скорости крупных частиц в первом V_1 и во втором V_2 зазорах находятся в результате решения уравнения движения при некотором значении амплитуды и фазы напряжения на зазорах резонатора без учета релятивистских эффектов [7].

Методика расчета. С использованием полученных соотношений в нормированном виде алгоритм расчета двухзазорных резонаторов для

приборов клистронного типа в самосогласованном режиме сводится к следующим уравнениям [8]:

$$\xi^{(k+1)} = I_{нав,пор}^{(k)} R_{Э,пор} \cos \varphi_{I \wedge U}^{(k)}, \quad (11)$$

$$\varphi_{I \wedge U}^{(k)} = \varphi_{\xi}^{(k)} - \varphi_I^{(k)} - \pi, \quad (12)$$

$$\varphi_{\xi}^{(k+1)} = \varphi_{\xi}^{(k)} + (\psi - \varphi_{I \wedge U}^{(k)}), \quad (13)$$

где $\xi = U/U_0$, U_0 – ускоряющее напряжение, k – номер итерации, $I_{нав,пор} = I_{нав}/I_0$, $R_{Э,пор} = R_{Э}/R_0$, $R_0 = U_0/I_0$ – сопротивление потока по постоянному току, φ_{ξ} – начальная фаза напряжения, $\varphi_I = \arctg(I_{нав}^A/I_{нав}^P)$ – начальная фаза первой гармоники наведенного тока.

При некотором начальном значении амплитуды $\xi^{(k)}$ и фазы $\varphi_{\xi}^{(k)}$ напряжения по формулам (8)–(10) определяется амплитуда наведенного тока $I_{нав}^{(k)}$ и фазовый сдвиг между напряжением и наведенным током $\varphi_{I \wedge U}$ по формуле (12). Далее по соотношению (11) при заданных параметрах резонатора определяется амплитуда и по соотношению (13) фаза СВЧ напряжения на $(k+1)$ -й итерации. Фаза напряжения φ_{ξ} на резонаторе при итерационном процессе изменяется таким образом, чтобы получить сдвиг фаз между током и напряжением $\varphi_{I \wedge U}$, равный фазовому углу расстройки резонатора ψ .

Поскольку процесс установления напряжения имеет колебательный характер, для увеличения скорости сходимости метода вводится коэффициент нижней релаксации ω_H :

$$\bar{\xi}^{(k+1)} = \xi^{(k)} + \omega_H (\xi^{(k+1)} - \xi^{(k)}), \quad (14)$$

$$\varphi_{\xi}^{(k+1)} = \varphi_{\xi}^{(k)} + \omega_H (\psi - \varphi_{I \wedge U}^{(k)}). \quad (15)$$

Установление СВЧ процессов определяется согласно условиям:

$$\frac{\bar{\xi}^{(k+1)} - \bar{\xi}^{(k)}}{\bar{\xi}^{(k+1)}} \leq \varepsilon_{\xi}, \quad (16)$$

$$|\psi - \varphi_{I \wedge U}^{(k)}| \leq \varepsilon_{\varphi}, \quad (17)$$

где ε_{ξ} и ε_{φ} – допустимые погрешности расчета.

Если условия (16) – (17) выполняются, то СВЧ колебания устанавливаются, иначе продолжается расчет наведенного тока в течение следующего периода, но уже при новых значениях амплитуды $\xi^{(k+1)}$ и фазы $\varphi_{\xi}^{(k+1)}$.

Принцип действия и эквивалентные схемы двухззорного резонатора. Резонаторы с двойными зазорами могут возбуждаться на синфазном 0-виде колебаний, когда переменные напряжения на зазорах находятся в одинаковой фазе, и на противофазном π -виде колебаний.

Принцип работы двухззорного резонатора на 0- и π -виде колебаний поясняется его схематическими изображениями (рисунок 4) в момент

тормозящей фазы напряжения на втором зазоре, обеспечивающей отрицательную электронную проводимость, компенсирующую потери в резонаторе, т. е.:

$$-\frac{G_e}{G_0} = \frac{R_0}{R_{Э}}, \quad (18)$$

где $G_0 = I_0/U_0$ – проводимость потока по постоянному току.

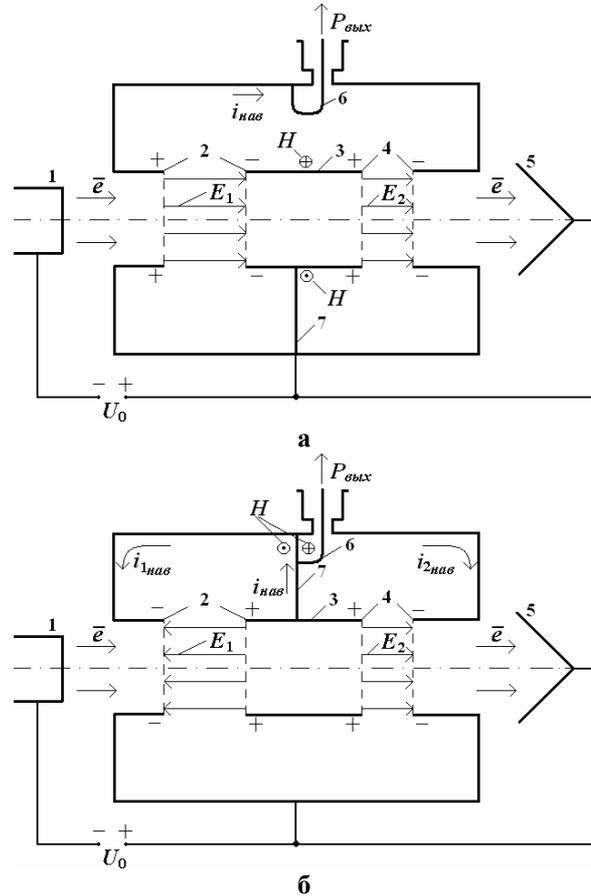


Рисунок 4 – Двухззорный резонатор:
 а – с 0-видом колебаний; б – с π -видом колебаний;
 1 – катод; 2, 4 – зазоры резонатора;
 3 – труба дрейфа; 5 – коллектор;
 6 – петля связи; 7 – держатель трубы дрейфа

В случае синфазного вида колебаний (рисунок 4, а) через зазоры протекает общий наведенный ток $i_{нав}$. Положение стержня 7, поддерживающего трубу дрейфа 3, должно быть строго определенным. В идеальном случае он должен повторять нулевую эквипотенциаль. Силовые линии магнитного поля H – это концентрические окружности вокруг трубы дрейфа. При индуктивном выводе энергии петлю связи можно располагать со стороны, противоположной стержню крепления трубы [9].

На противофазном виде колебаний стенки резонатора и трубы дрейфа эквипотенциальны. Расположение стержня 7, поддерживающего трубу дрейфа, на цилиндрической поверхности

трубы может быть произвольным. Через стержень протекает суммарный наведенный ток $i_{нав} = i_{нав1} + i_{нав2}$ и около него сосредоточена наибольшая концентрация магнитных силовых линий H . Поэтому в случае индуктивного вывода энергии часть стержня следует делать частью петли связи, как показано на рисунке 4, б.

Таким образом, в самосогласованном режиме амплитуда напряжения должна определяться общим наведенным током, протекающим через зазоры резонатора на 0-виде и через стержень, поддерживающий трубу дрейфа, на π -виде колебаний, и эквивалентным сопротивлением.

Если методом заданного поля предварительно рассчитать КПД взаимодействия электронного потока с приложенным полем двухзазорного резонатора, то активную составляющую электронной проводимости можно найти по формуле:

$$\frac{G_e}{G_0} = -\frac{2\eta_e}{\xi^2}, \quad (19)$$

где η_e и ξ – соответственно вычисленные значения электронного КПД и нормированной амплитуды напряжения.

Знак «минус» в выражении (19) показывает, что отбору энергии от электронного потока соответствует положительное значение КПД.

Подставляя соотношение (19) в равенство (18) и выражая из последнего величину $R_{\mathcal{E}ноp}$, получаем:

$$R_{\mathcal{E}ноp} = \frac{\xi^2}{2\eta_e}. \quad (20)$$

Следовательно, $R_{\mathcal{E}ноp}$ может находиться экспериментально, либо из расчета через параметры «холодного» резонатора ρ и Q или определяться параметрами «горячего» резонатора, нагруженного электронным потоком по формуле (20).

Для двухзазорного резонатора, работающего на 0-виде колебаний, соотношение (20) примет вид:

$$R_{\mathcal{E}ноp} = a \frac{\xi_1^2}{2\eta_{e1}} + b \frac{\xi_2^2}{2\eta_{e2}}, \quad (21)$$

$$a = \frac{2\eta_{e1}}{\xi_1 I_{1нав,ноp} \cos \varphi_{I_1 \wedge U}}, \quad b = \frac{2\eta_{e2}}{\xi_2 I_{1нав,ноp} \cos \varphi_{I_2 \wedge U}}. \quad (22)$$

Здесь a и b – коэффициенты пропорциональности для первого и второго зазоров, η_{e1} , η_{e2} – электронные КПД и ξ_1 , ξ_2 – амплитуды нормированного напряжения соответственно на первом и втором зазорах.

В частном случае, при равных зазорах, $\xi_1 = \xi_2 = \xi$, $a = b = 1$ и соотношение (21) сводится к виду:

$$R_{\mathcal{E}ноp} = \frac{\xi^2}{\eta_{e1} + \eta_{e2}}. \quad (23)$$

Для π -вида колебаний при $\xi_1 = \xi_2 = \xi$ соотношение (20) представим как:

$$R_{\mathcal{E}ноp} = \frac{a}{c-1} \cdot \frac{\xi^2}{2\eta_{e1}} = \frac{bc}{c-1} \cdot \frac{\xi^2}{2\eta_{e2}}, \quad (24)$$

$$a = \frac{2\eta_{e1}}{\xi I_{1нав1} \cos \varphi_{I_1 \wedge U}}, \quad b = \frac{2\eta_{e2}}{\xi I_{1нав2} \cos \varphi_{I_2 \wedge U}},$$

$$c = \frac{I_{1нав2} \cos \varphi_{I_2 \wedge U}}{I_{1нав1} \cos \varphi_{I_1 \wedge U}}, \quad (25)$$

где c – коэффициент пропорциональности для π -вида колебаний, $I_{1нав1}$, $I_{1нав2}$ – наведенные токи и $\varphi_{I_1 \wedge U}$, $\varphi_{I_2 \wedge U}$ – фазовые сдвиги в первом и во втором зазорах, определяемые в заданном режиме.

При равных зазорах $a = b = 1$, $\bar{I}_{1нав1} = \bar{I}_{1нав2} = \bar{I}_{1нав}$ и соотношение (24) упрощается к виду:

$$R_{\mathcal{E}ноp} = \frac{\xi^2}{2(\eta_{e1} + \eta_{e2})}. \quad (26)$$

На рисунке 5 приведены эквивалентные схемы двухзазорного резонатора, работающего на 0- и π -виде колебаний.

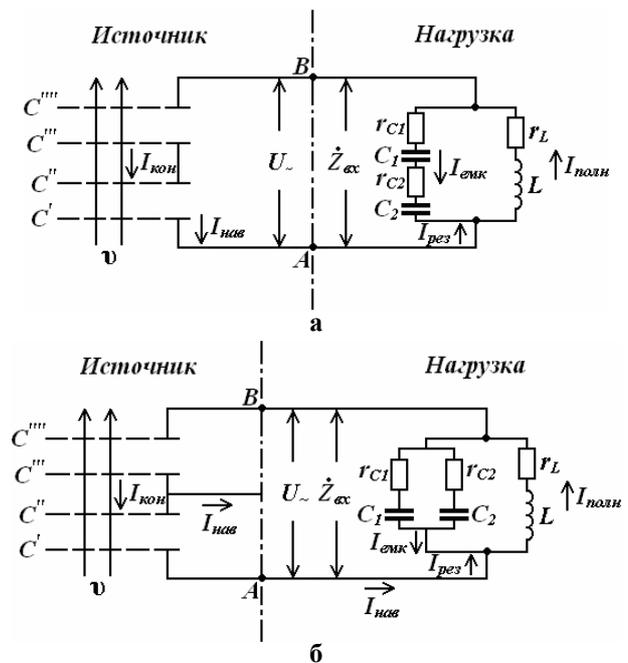


Рисунок 5 – Эквивалентные схемы двухзазорных резонаторов: а – на 0-виде колебаний; б – на π -виде колебаний

Эквивалентная схема двухзазорного резонатора на синфазном виде колебаний (рисунок 5, а) представляет собой параллельное включение индуктивности резонатора L с последовательно соединенными емкостями зазоров C_1, C_2 . По второму закону Кирхгофа наведенный ток, питающий параллельный колебательный контур, будет создавать падение напряжения на нем, равное сумме падений напряжений на отдельных ветвях, содержащих реактивные элементы.

Эквивалентная схема на противофазном виде колебаний (рисунок 5, б) представляет собой параллельное включение индуктивности резонатора L и емкостей зазоров C_1, C_2 . По первому закону Кирхгофа наведенный ток создаст падение напряжения на контуре, равное падениям напряжения на отдельных его ветвях.

Пример расчета. При расчете двухзазорного двухрезонаторного генераторно-усилительного клистрона (рисунок 6) методом самосогласованного поля задавались следующие параметры:

– длины зазоров входного резонатора $d_1 = d_2 = 1.5$ рад и выходного $d_3 = d_4 = 1.8$ рад, труба дрейфа входного резонатора $l_1 = 4.2$ рад и выходного $l_2 = 1.8$ рад, расстояние между центрами резонаторов $l_c = 8.1$ рад, ширина входного $h_1 = 8.9$ рад и выходного $h_2 = 7.3$ рад резонаторов, радиус канала $r_a = 0.7$ рад;

– число лучей $N_n = 4$, первеанс $P_m = 0.3$ мкА/В^{3/2}, частота сигнала $f = 530$ МГц, ускоряющее напряжение $U_0 = 5.5$ кВ, эквивалентные сопротивления первого и второго резонаторов $R_{Энор1} = 2.65$ и $R_{Энор2} = 1.37$, фазовый угол расстройки первого и второго резонаторов $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = 1.55$ рад.

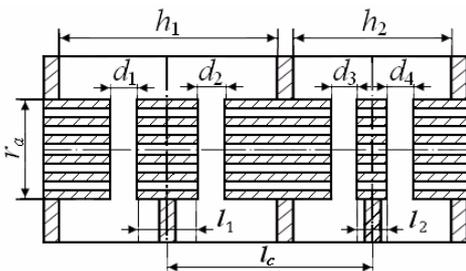


Рисунок 6 – Схематическое изображение генераторно-усилительного клистрона

В результате моделирования входной резонатор работает в совмещенном режиме генерации колебаний и скоростной модуляции электронов в фазе, обеспечивающей дальнейшую догруппировку электронных сгустков. Возбуждаются резонаторы на 1 и 0 зонах 0-вида колебаний. Нормированная амплитуда напряжения ξ на зазорах входного резонатора установилась на уровне 0.3, на зазорах выходного 1.2, электрон-

ный КПД η_e входного резонатора составил около 2 %, выходного резонатора – 55 %.

Процесс установления амплитуд напряжений при $\omega_H = 0.9$ показан на рисунке 7.

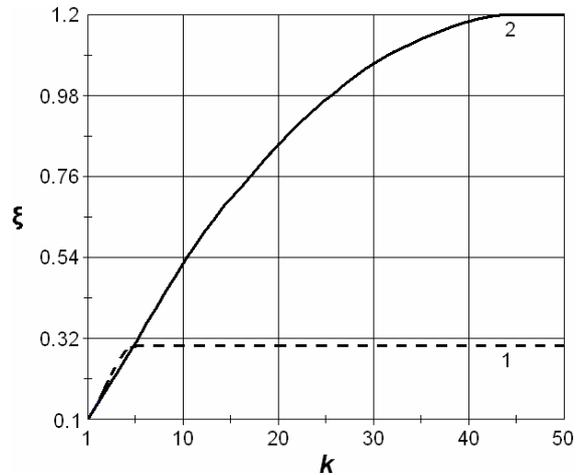


Рисунок 7 – Установление значения нормированной амплитуды напряжения на зазорах первого (1) и второго (2) резонаторов

Заключение. В данной работе предложена методика расчета процессов взаимодействия электронов с полями СВЧ зазоров в самосогласованном режиме. Разработанная методика положена в основу программы расчета приборов клистронного типа на двухзазорных резонаторах. Программа позволяет на основе соотношений, содержащих нелинейные нерелятивистские уравнения движения крупных частиц (одномерное приближение), уравнения наведенного тока и возбуждения резонаторов с учетом электронной проводимости зазоров резонаторов при произвольных амплитудах СВЧ напряжений, рассчитывать выходные характеристики приборов в полосе частот при заданной конструкции и параметрах резонаторов.

Библиографический список

1. Бесов Ю.П. Усилительные клистроны Объединения “Светлана” / И.И. Зильберман, Г.С.Петров, А.А. Тув и др. // Радиотехника. 2000. – № 2. – С. 4–8.
2. Горлин О.А. Проектирование многолучевого автогенератора СВЧ на двухзазорном резонаторе / В.Ю. Мишин, А.А. Шишков, В.К. Федяев // Вестник РГРТУ. – № 1 (вып. 31). – Рязань, 2010. – С. 69–72.
3. Федяев В.К., Пашков А.А. Электронная проводимость и КПД плоского СВЧ зазора в нелинейном режиме // Радиотехника и электроника. 2005. – № 3. – Т. 50. – С. 361–365.
4. Федяев В.К. Двумерная модель электронного потока из деформируемых элементов // Вакуумная и плазменная электроника: межвуз. сб. науч. тр. Рязань: РРТИ, 1986. – С. 96–100.
5. Leshtchinskay A.A., Rybachek V.P., Fedyaev V.K. Computer simulation of forming and transportation of electron beam with discount 3D magnetic field // Proc.

XIII th International Conference on high-power particle BEAMS-2000. Japan. 2000. – P. 881–884.

6. *Зернов Н.В., Карпов В.Г.* Теория радиотехнических цепей. – М.,Л.: Энергия, 1965. – 892 с.

7. *Акимова Т.С.* Решение уравнений движения электронов в СВЧ зазоре методом Ньютона // Электроника: межвуз. сб. науч. тр. Рязань: РГРТУ. 2010. – С. 3–7.

8. *Remizova T.S., Fedyaev V.K., Yurkin V.I.* Methodology calculation of devices of klystron type in self-consistent regime // Proc. 23rd International Conference on Microwave & Telecommunication Technology. Sevastopol. 2013. – P. 213–214.

9. *Федяев В.К., Акимова Т.С., Горлин О.А.* Условия самовозбуждения питрона // Вестник РГРТУ. – №3 (вып. 33). – Рязань, 2010. – С. 64–69.