

## ЭЛЕКТРОНИКА

---

---

### ВРЕМЯ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ПРИМЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ОПТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ

К.А.Ковалевский, В.В.Цыпленков

*Нижегородский госуниверситет*

Данная задача возникла из анализа результатов эксперимента по измерению порогов генерации при внутрицентральной накачке на различные уровни. Накачка производилась из основного в возбужденные состояния  $2p_0$  и  $2p_{\pm}$ . Использовался образец кремния, легированного атомами висмута. При этом происходила генерация в дальнем ИК диапазоне при переходе с этих уровней в отщепленную группу состояний  $1S(E,T)$ . Зная время жизни состояния  $2p_{\pm}$  (время спонтанного излучения фонона), можно вычислить из сравнения порогов генерации время жизни состояния  $2p_0$ . Это время оказывается примерно на порядок больше чем время, рассчитанное обычным способом по “золотому” правилу Ферми. Но ширина спектральной линии поглощения соответствует расчетному времени, хотя форма линии нелоренцева, что, по нашему мнению, свидетельствует об особенностях электрон-фононного взаимодействия в данной системе.

Далее предлагается способ разрешения сложившихся противоречий. Рассматриваемый переход  $2p_0 - 1S(A)$  находится в резонансе с оптической ветвью фононного спектра. Поскольку групповая скорость оптических фононов мала, что означает большую плотность конечных состояний, то взаимодействие фононов с электронной подсистемой является, по-видимому, достаточно сильным для образования связанного электрон-фононного состояния (аналог полярона в ионных кристаллах). Говоря простым языком, фонон многократно излучается и перепоглощается, что приводит к эффективному увеличению времени жизни состояния  $2p_0$ . Разумеется, при такой сильной связи “золотое” правило Ферми неприменимо, т.к. оно получено в первом порядке теории возмущений, где взаимодействие считается слабым.

Мы считаем, что теоретическое описание поведения данной системы можно провести в рамках двухуровневой модели, взаимодействующей с фононным термостатом. Отвлечься от других уровней примесного центра можно вследствие резонансности взаимодействия. Термической заселенностью фононных мод можно пренебречь, т.к. эксперименты проводились при низкой температуре. Волновую функцию будем искать в виде суперпозиции волновых функций системы, когда отсутствует взаимодействие между электронной и фононной подсистемами:

$$\psi = B(t)\varphi_b e^{-i\frac{\varepsilon}{\hbar}t} + \sum_q A_q(t)\varphi_a e^{-i\omega_q t} \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  и  $\hbar\omega_q$  - энергии верхнего (атом в возбужденном состоянии, фононов нет) и нижнего уровней (атом в основном состоянии и один фотон),  $\varphi_a$  и  $\varphi_b$  - волновые функции нижнего и верхнего состояний,  $B(t)$ ,  $A_q(t)$  - коэффициенты разложения, зависящие от времени.

Подставляя данный вид волновой функции в нестационарное уравнение Шредингера, после несложных математических преобразований получим систему уравнений относительно коэффициентов  $B(t)$  и  $A_q(t)$ :

$$i\hbar \frac{\partial B}{\partial t} e^{-i\frac{\varepsilon}{\hbar}t} - \sum_q V_q A_q e^{-i\omega_q t} = 0 \quad (2)$$

$$i\hbar \frac{\partial A_q}{\partial t} - \hbar\omega_q A_q - V_q^* B = 0, \quad (3)$$

где  $V_q$  - матричный элемент электрон-фононного взаимодействия.

Решая данную систему методом преобразования Лапласа, получим выражения для коэффициентов  $B(t)$  и  $A_q(t)$ , квадраты модулей которых имеют смысл населенностей соответствующих уровней. В частности, для  $B(t)$  :

$$B(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{\frac{\varepsilon}{\hbar} + \omega - \frac{1}{\hbar^2} \sum_q \frac{|V_q|^2}{\omega + \omega_q}} d\omega \quad (4)$$

Как видно из этого выражения, всю динамику системы определяет сумма по  $q$  в знаменателе. Обычно в теории излучения с ней поступают следующим образом. Электрон-фононное взаимодействие считают слабым, следовательно, эта сумма мала, и ее можно учесть лишь в одной точке  $\omega = -\varepsilon/\hbar$ . Так как зависимость матричного элемента от  $q$  - достаточно плавная функция по сравнению с  $1/(\omega q - \varepsilon/\hbar)$ , его просто выносят за знак суммы, взятый в точке  $\omega q = \varepsilon/\hbar$ . В результате,  $B(t)$  получается функцией, экспоненциально затухающей во времени. В нашем случае такие рассуждения непригодны, т.к. вследствие "большой силы" электрон-фононного взаимодействия вышеупомянутую сумму нельзя считать малой, следовательно, нельзя пренебрегать ее зависимостью от  $\omega$ . Кроме того, матричный элемент здесь не плавная функция  $q$ . Все это приводит к зависимости  $B(t)$ , которую можно представить как затухающие осцилляции во времени. В рамках этой модели легко можно показать, что такому решению будет соответствовать фононная спектральная линия более широкая чем линия, соответствующая экспоненциально затухающему решению. Таким образом, следуя данной модели, можно добиться согласия эксперимента с теорией.

[1] Бертен Ф. Основы квантовой электроники. -М.: Мир, 1971, с.37.

## **АНАЛИЗ РАБОТЫ ВЫСОКОВОЛЬТНОЙ ЛБВ С УЧЁТОМ ВЫСШИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК**

**В.В.Арайс<sup>1)</sup>, Н.В.Соколова<sup>2)</sup>, А.В.Суховерхий<sup>2)</sup>**

*<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет, <sup>2)</sup>ФГУП «НПП Салют»*

Наиболее распространённым в СВЧ-технике широкополосным усилителем мощности является ЛБВ со спиральной замедляющей системой (ЗС). Широкополосность ЛБВ определяется свойствами спиральной ЗС, её малой дисперсией в значительной области диапазона частот.

Для получения высокого уровня выходной мощности в коротковолновой части частотного диапазона приходится работать с малыми замедлениями при максимально возможном диаметре канала.

Однако, в ряде случаев, при разработке высоковольтных широкополосных ЛБВ в эксперименте обнаружился следующий эффект: при подаче определённого уровня входной мощности или значительном улучшении токопрохождения наблюдалось резкое падение уровня выходной мощности и изменение уровня входной мощности. При исследовании формы импульса выходного сигнала было установлено, что форма прямоугольного импульса выходного сигнала резко искажается: проваливается середина и сильно поднимается передний фронт. С уменьшением уровня входного сигнала (или с уменьшением тока) импульс восстанавливает свою форму. При снятии входного сигнала, сигнал на входе и выходе отсутствует, следовательно, отсутствует самовозбуждение на “-1-ой” гармонике. Соответствующие расчёты устойчивости системы к возбуждению (т.е. проверка условий на стартовый ток и стартовую длину) показали, что лампа находится далеко от условий генерации. Описанный выше эффект присутствовал в лампах с напряжением около 10кВ (замедление~5) как в сантиметровом, так и в миллиметровом диапазоне. В низковольтных приборах с напряжением менее 5кВ данный эффект не проявлялся.

Анализ причин подобного поведения прибора позволяет сделать вывод о возможном механизме возбуждения на “-1-ой” пространственной гармонике: из рассмотрения дисперсионной характеристики спиральной ЗС для ветвей, соответствующих “0” и “-1” пространственным гармоникам, можно выделить область, где наблюдается двойная кратность частот при одинаковом замедлении, соответствующая этим ветвям. Таким образом, 2-я временная гармоника, которая неизменно будет присутствовать в спектре выходного сигнала при определённом сигнале на входе, будет инициировать механизм возбуждения на “-1-ой” пространственной гармонике.

В целях борьбы с данным механизмом жёсткого режима возбуждения на обратной волне предлагаются следующие способы:

- Сужение канала (уменьшение параметра  $\gamma a$  относительно оптимального и соответствующее уменьшение рабочего напряжения).
- Введение скачков фазовой скорости для нарушения оптимальных фазовых соотношений на обратной волне.

- Введение анизотропной проводимости экрана для получения участков на д.х., где не имеет места двойная кратность частот синхронизма для “0” и “-1” пространственных гармоник.

Следует отметить, что для реализации всех этих методов необходимо знать точный ход д.х. с учётом высших пространственных гармоник. Данная работа предполагает получение дисперсионной характеристики спирали в присутствии экрана и диэлектрических опор. Подобная задача решалась только в приближении спирально-проводящего цилиндра (СПЦ) [2,3], который не учитывает пространственных гармоник и является, по сути, нулевым приближением.

При использовании метода векторного потенциала, который изложен в [1], получено дисперсионное уравнение для спирали (с гармониками) в присутствии экрана:

$$\frac{2\sum_m T_m I_m K_m \sum_m A_m^1}{ctg^2 \psi \sum_m A_m \sum_m (A_m^2 - A_m^1)} + \frac{\sum_m T_m I_m^e K_m}{\sum_m (T_m I_m K_m^e - T_m I_m^e K_m)} = 0$$

Здесь  $I_m$  и  $K_m$  – модифицированные функции Бесселя I и II рода  $m$ -го порядка аргумента  $(\gamma_m a)$ , где  $m$  – номер гармоники,  $a$  – радиус спирали. Индекс “e” означает, что аргументом функции Бесселя является  $(\gamma_m b)$ , где  $b$  – радиус экрана.  $T_m = 1 - \frac{\beta \beta_m}{k^2}$ ,  $\beta$  и  $k$  – постоянные распространения в спирали и в свободном пространстве, соответственно,  $\beta_m a = \beta a - mctg\psi$ ,  $\gamma_m^2 = \beta_m^2 - k^2$ ,  $ctg\psi = 2\pi a/d$ , где  $d$  – шаг спирали,

$$A_m^1 = R_m I_m^e K_m^{(e)} + I_{m-1}^e K_{m-1}^{(e)} + I_{m+1}^e K_{m+1}^{(e)}, \quad A_m^2 = R_m I_m K_m^e + I_{m-1} K_{m-1}^e + I_{m+1} K_{m+1}^e,$$

$$A_m = -\frac{2\beta tg\psi m}{k^2 a} I_m K_m + I_{m-1} K_{m-1} + I_{m+1} K_{m+1}, \quad R_m = -\frac{2\beta tg\psi m}{k^2 b}.$$

Это дисперсионное уравнение совпадает как предельный случай с уравнениями спирально-проводящего цилиндра с экраном ( $m=0$ ) и спирали без экрана с учётом пространственных гармоник ( $b \rightarrow \infty$ ) [1].

- [1] Кацман Ю.А. Приборы СВЧ –М.: Высшая школа, 1983, с.215.
- [2] Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы –М.: Сов. радио, 1966, с.104.
- [3] Тараненко З.И., Трохименко Я.К. Замедляющие системы –Киев: Техніка, 1965, с.39.
- [4] Безменов Б.А., Ильина Е.М., Кац А.М., Кудряшов В.П., Цветков В.А. //Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1972. №10. С.27.
- [5] Азов Г.А. //В кн.: Перспективы развития электроники и вакуумной техники на период 2001-2006 г.г. –Саратов: Саратовский ун-т, 2001, с.67.

## РАЗРАБОТКА И ТЕСТИРОВАНИЕ ВВОДА МОЩНОСТИ В РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ГИРОКЛИСТРОН

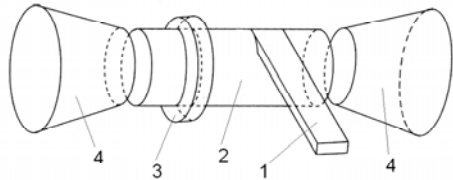
В.А.Брызгалов<sup>1,2)</sup>, Н.И.Зайцев<sup>2)</sup>, С.В.Кузиков<sup>2)</sup>,  
И.С.Кулагин<sup>2)</sup>, М.А.Моисеев<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет, <sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН

В настоящее время весьма актуальна задача создания гироклистронов миллиметрового диапазона длин волн с выходной мощностью в десятки мегаватт при длительности импульсов в сотни наносекунд для питания электронных ускорителей нового поколения. В данной работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования входного узла для гироклистрона на длине волны 1 см. Однако рецепты, выработанные при создании релятивистских клистронов [1] и гироклистронов [2] с необходимой мощностью в сантиметровом диапазоне волн, оказываются неприменимыми в диапазоне миллиметровых волн. Дело в том, что для обеспечения необходимых энергетических характеристик винтового электронного пучка при сохранении его качества приходится отказываться от уменьшения его диаметра и, соответственно, увеличивать в масштабах длины волн поперечное сечение пространства взаимодействия, что ведёт к сгущению спектра мод электродинамической системы. В этой связи представляется перспективным создание гироклистрона на объемных модах круглого волновода, которые давно используются в мощных промышленных гиротронах [3]. Спектр таких мод существенно реже, чем у симметричных мод магнитного типа [2], и, хотя они имеют электрический компонент СВЧ поля на стенке резонатора, его величина существенно ниже порогового пробойного значения [4].

Одним из основных узлов гироклистрона является ввод мощности, который для всех релятивистских СВЧ усилителей должен удовлетворять следующим требованиям: 1) высокая эффективность преобразования стандартной моды прямоугольного волновода  $H_{10}$  в одну из мод круглого волновода; 2) достаточная электропрочность; 3) совместимость конструкции преобразователя с электронным пучком; 4) малая продольная длина преобразователя.

Указанным требованиям в значительной степени удовлетворяет разработанная система, трансформирующая волну  $H_{10}$  прямоугольного волновода во вращающуюся моду круглого волновода  $H_{51}$  на частоте 30 ГГц. На рисунке: 1 – прямоугольный волновод, 2 – круглый волновод, 3 – дроссельная канавка, 4 – согласующие конусы.



За основу конструкции была взята система, ранее разработанная в ИПФ для релятивистских усилителей черенковского типа [5]. С точки зрения геометрической оптики для эффективной трансформации необходимо, чтобы пространственный период рабочей моды в

направлении вдоль оси круглого волновода совпадал с пространственным периодом волны прямоугольного волновода в том же направлении. Длина окружности каустической поверхности моды  $H51$  кратна пространственному периоду волны прямоугольного волновода в направлении, перпендикулярном оси круглого волновода. Ширина  $b$  узкой стенки прямоугольного волновода определяется радиальной структурой моды, а именно, расстоянием от стенки круглого волновода до каустической поверхности.

Особенностью этого варианта преобразователя является использование вместо закритического сужения дроссельной канавки резонатора на моде  $H52$ , обеспечивающей полное отражение волны при резонансе. Таким способом реализуется максимальный просвет канала для транспортировки электронного пучка.

На начальном этапе конструирования размеры преобразователя выбирались из указанных выше соображений, а затем система оптимизировалась путём численного моделирования по программе HFSS.

Характеристики преобразователя исследовались на панорамном измерителе P2-65. Измерение коэффициента передачи преобразователя проводилось при двукратной трансформации мод: из прямоугольного волновода в круглый и обратно. Для этого использовались два идентичных преобразователя. Измерения показали, что коэффициент передачи волны  $H10$  в моду  $H51$  в диапазоне частот 29,85-30,35 ГГц близок к единице, а коэффициент отражения не превышает 0,1 (по мощности).

На следующем этапе исследовалась возможность эффективного возбуждения входного резонатора гироклистрона с помощью описанного выше преобразователя, измерялось отражение волны от резонатора, определялась добротность рабочей моды. Резонатор представлял собой отрезок круглого волновода, ограниченный с одной стороны резким конусом, а с другой – канавкой, частично отражающей рабочую моду  $H51$ . Рабочая частота резонатора равнялась 30 ГГц. Измеренная добротность (35) была близка к теоретической. Коэффициент отражения рабочей волны от резонатора составлял менее 0,1 по мощности в диапазоне 29,9 – 30,25 ГГц.

Проведённые исследования показали перспективность разработанной системы входного узла гироклистрона.

- [1] Caryotakis G. //Phys. Plasmas. 1998. V.5, №5. Pt.2. P.1590.
- [2] Cheng J., Xu X., Lawson W.J. et al. //IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V.27, №4. P.1175.
- [3] Goldenberg A.L., Litvak A.G. //Phys. Plasmas. 1995. V.2, №6. Pt.2. P.2562.
- [4] Pyakov E.V., Korablyov G.S., Kulagin I.S. et al. //IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V.26, №3, P.332.
- [5] Абубакиров Э.Б., Иляков Е.В., Ковалев Н.Ф., Кулагин И.С. А.с. №1395065, з. №4044668/24-09 - полож. реш. от 25.02.87.

**АНАЛИЗ И СИНТЕЗ ТРАНСВЕРСАЛЬНЫХ ФИЛЬТРОВ НА ПАВ****М.Ю.Двошерстов, В.И.Чередник, А.П.Шитвов***Нижегородский госуниверситет*

При разработке и реализации фильтра на поверхностных акустических волнах (ПАВ) с заданными рабочими характеристиками необходимо предварительно рассчитать топологию встречно-штыревой системы (ВШП), при помощи которой возбуждается и принимается ПАВ. Как правило, предварительный расчет топологии ПАВ фильтра производится вручную, используя при этом приближенные аналитические формулы, поэтому предварительно рассчитанная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) фильтра не совпадает с экспериментально измеренной. Для оптимального решения поставленной задачи необходимо использовать более точные математические модели ПАВ фильтров. Кроме анализа фильтра, необходимо осуществлять его синтез, что позволит автоматизировать процесс поиска конкретной топологии фильтра, а значит конкретной АЧХ (средняя частота ( $f_0$ ), полоса пропускания ( $\Delta f$ ) на уровне  $-3$ дБ, неравномерность АЧХ в полосе пропускания ( $\Delta a$ ), коэффициент прямоугольности ( $K_n$ ), гарантированное затухание в полосе режекции ( $a$ ), температурный коэффициент частоты (ТКЧ) и т.д.).

При расчете топологии фильтра сначала необходимо: выбрать пьезоподложку, выбрать рабочий тип акустической волны (поверхностная либо псевдоповерхностная), осуществить поиск оптимальной для ПАВ ориентации в пьезоподложке и рассчитать характеристики волны в выбранном направлении: фазовая и групповая скорость волны ( $V$ ), угол потока энергии (PFA), коэффициент электромеханической связи ( $K^2$ ), температурный коэффициент частоты 1-го и 2-го порядков (TCF), параметр анизотропии ( $\gamma$ ), коэффициент линейного расширения ( $\alpha$ ), диэлектрическая проницаемость ( $\epsilon$ ) и т.д.).

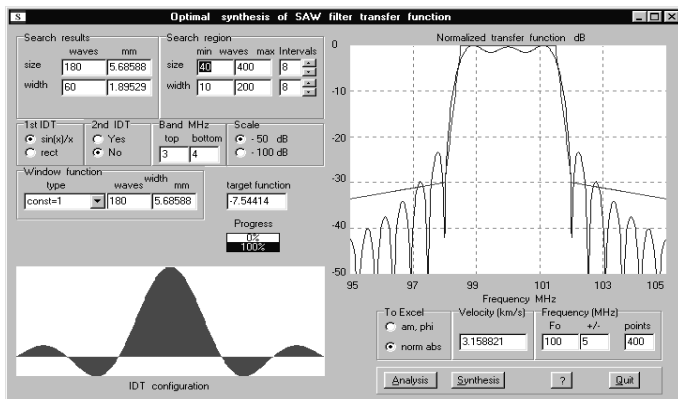
В работе был создан универсальный пакет прикладных программ, позволяющий производить структурно-параметрический синтез трансверсальных фильтров на ПАВ с амплитудной и фазовой аподизацией ВШП, основанный на модели  $\delta$ -источников [1], реализованный в среде визуального программирования на языке Borland C++ Builder4 для персонального PC IBM. В основном алгоритме использовалась специально разработанная численная процедура многомерного глобального дискретного поиска экстремума функции цели [2], необходимой при синтезе ПАВ фильтра. Для каждой конкретной структуры ВШП определялся метод взвешивания передаточной функции  $H(f)$  [1]:

$$H(f) = \sum_n \sum_m C_{nm} I_n I_m \exp\left[i \frac{2\pi f}{V} (y_m - x_n)\right].$$

Здесь  $I_n, I_m$  равны  $+1$  или  $-1$  в соответствии со знаком источника,  $X_n$  – положение  $n$ -го источника передающего ВШП,  $y_m$  – положение  $m$ -го источника приемного ВШП,  $C_{nm}$  – функция аподизации электродов. Каждый источник представляет из себя отдельный электрод ВШП и описывается  $\delta$ -функцией.

На рисунке показано окно программы анализа и синтеза симметричного фильтра на ПАВ с амплитудной аподизацией электродов ВШП.

В правом нижнем углу вводится требуемая центральная частота фильтра ( $F_0$ ), а также его полоса (+/-). Вводится также пьезоподложка, которая характеризуется скоростью распространения ПАВ (velocity). В левом нижнем углу окна программы вводится закон перекрытия электродов ВШП (в данном случае  $\sin X/X$ ). В правом углу показан результат автоматизированного анализа и синтеза ПАВ фильтра, а именно, получившаяся конкретная АЧХ, которая практически совпадает с требуемой. В левом верхнем углу задаются интервалы для поиска размеров ВШП, а также приводится результат синтеза, а именно топология ВШП. В данном случае в конструкции ВШП оставлены по 2 боковых лепестка с каждой стороны. Общая ширина ВШП: 180 длин волн  $\lambda$  (size), а ширина центрального лепестка  $60\lambda$  (width). В АЧХ наблюдаются боковые полосы и волнистость на вершине центральной полосы пропускания, что обусловлено ограничением размера ВШП.



Используя различные законы перекрытия электродов можно добиться хорошей прямоугольности АЧХ, а также достаточно плоской вершины в центре полосы пропускания. Подобные пакеты программ разработаны также для структурно-параметрического синтеза ПАВ фильтров с фазовой аподизацией электродов ВШП, которые позволяют получать очень высокие затухания в полосе режекции.

Таким образом, созданный пакет программ может автоматически рассчитывать топологию ВШП и соответствующую этой топологии АЧХ фильтра. Это позволит существенно уменьшить материальные и временные затраты при разработке ПАВ фильтров с конкретными рабочими характеристиками.

- [1] Олинер А. Поверхностные акустические волны. –М.: Мир, 1981.
- [2] Dvoesherstov M.Yu., Cherednick V.I., Chirimanov A.P., Petrov S.G. //SPIE. 1999. V.3900. P.283.



## ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ППАВ В ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ $\text{LiTaO}_3$ В ПРИСУТСТВИИ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДОВ

М.Ю. Двошерстов, В.И. Чередник, А.П. Шитвов

*Нижегородский госуниверситет*

Важнейшая задача анализа дисперсионных кривых поверхностных акустических волн (ПАВ) в периодических структурах, полученных с помощью численного расчёта, состоит в оценке параметров СОМ-модели устройства на ПАВ [1]. На практике эта задача решается путём составления альбомов СОМ-параметров для различных материалов, срезов и направлений распространения того или иного типа ПАВ.

В последнее время для численного расчёта дисперсионных характеристик ПАВ, распространяющихся в пьезокристаллах в присутствии бесконечной системы периодических электродов, в основном, применяют методику Хашимото, известную как FEMSDA-анализ [1]. Данная методика использует метод конечных треугольных элементов для решения уравнения упругости в области электрода и метод дисперсионных уравнений для решения системы уравнений пьезоакустики в области пьезокристалла.

В настоящей работе был разработан усовершенствованный алгоритм, основанный на данной методике, однако решение в области электрода конечной толщины искалось методом четырехугольных конечных элементов, который позволил увеличить скорость сходимости процесса, а также рассчитывать не только прямоугольную форму электрода, но и любую другую, например, треугольную либо трапециевидную.

В качестве примера в работе были рассчитаны полосы непрозрачности, а также коэффициент отражения для псевдоповерхностной акустической волны (ППАВ) при различных толщинах алюминиевых электродов, нанесенных на поверхность танталата лития ( $42\text{-LiTaO}_3$ ) ориентации  $(0^0, -48^0, 0^0)$ . Данная ориентация в  $\text{LiTaO}_3$  является оптимальной для ППАВ, поскольку в этом направлении ППАВ имеет высокую скорость ( $V_s, V_0$ ,  $s$ -закороченная,  $0$  – открытая поверхность, малые потери ( $\alpha_s, \alpha_0$ ) вдоль направления распространения, высокий коэффициент электромеханической связи ( $K^2$ ), нулевой угол потока энергии (pfa): ( $V_s=4,115\text{км/с}$ ,  $V_0=4,226\text{км/с}$ ,  $\alpha_s=0,01\text{дБ/}\lambda$ ,  $\alpha_0=0,00075\text{дБ/}\lambda$ ,  $K^2=5,27\%$ , pfa=0 град). Поэтому эта ориентация обычно используется при разработке высокочастотных ПАВ фильтров. На рис.1 показаны рассчитанные полосы непрозрачности для различных нормированных толщин электрода ( $h/p = 0,001 \div 0,07$ ,  $h$  – толщина электрода,  $p=\lambda/2$  – период электродов,  $\lambda$  – длина волны, коэффициент металлизации  $w/p = 0,6$ ) в зависимости от относительной частоты ( $F=fp/V_B$ ,  $V_B=4,226$  км/с – быстрая сдвиговая объемная скорость). Из рисунка видно, что при увеличении относительной толщины электрода  $h/p$  полоса непрозрачности несколько расширяется, центр полосы смещается влево по частоте, а сами потери внутри полосы (Alpha) увеличиваются. Это связано с тем, что с ростом толщины электрода происходит более интенсивное взаимодействие волны с электродом, поскольку кроме чисто электрического механизма отра-

жения в полосе Брэгговского синхронизма появляются также чисто механические отражения волны от электрода. Анализируя полосу непрозрачности можно также рассчитать нормированный на длину волны  $\lambda$  коэффициент отражения волны [3]:

$$R = \pi \cdot (F_+ - F_-) / (F_+ + F_-),$$

где  $F_+$ ,  $F_-$  – правый и левый край полосы непрозрачности. На рис.2 показаны рассчитанные коэффициенты отражения  $R_0$ ,  $R_s$  для свободных и закороченных электродов в зависимости от коэффициента металлизации  $w/p$  при  $h/p=0,2$ . Из рис.2 видно, что максимум коэффициента отражения наблюдается при коэффициенте металлизации  $w/p \approx 0,5$ .

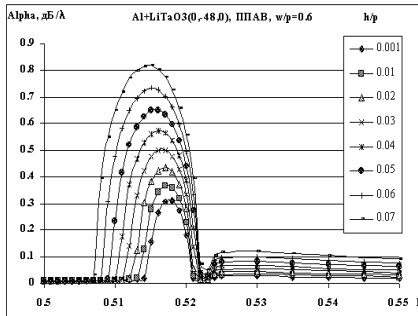


Рис. 1

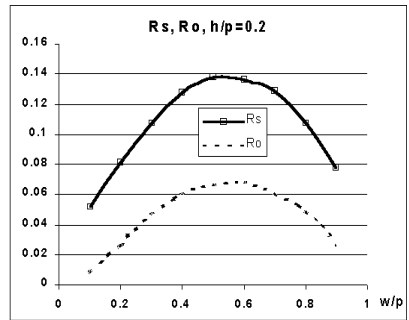


Рис. 2

Был рассчитан также коэффициент отражения  $R$  от системы электродов при различных величинах  $h/p$  и показано, что величина  $R$  линейно увеличивается с ростом  $h/p$ .

- [1] Milsom R., Reilly H., Redwood M. //Proc. IEEE Trans. Son. and Ultrason. 1977. V.Su-24. P.147.
- [2] Plessky V., Thorvaldsson T. // Proc. IEEE Trans. on Ultrason., Ferroell. and Freq. Contr. 1995. V.42, №2. P.280.
- [3] Sato T., Abe H. //Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1995. P.305.
- [4] Sato T., Abe H. //Proc. IEEE Trans. on Ultrason., Ferroell. and Freq. Contr. 1998. V.45, №2. P.394.
- [5] Hashimoto K., Endon G., Ohmaru M. //Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V.35. Pt.1, №5B. P.3006.
- [6] Hashimoto K., Yamaguchi M. //Proc. IEEE Inter. Freq. Contr. Symp. 1996. P.300.

## **БРЭГГОВСКИЕ СТРУКТУРЫ С ПРОФИЛИРОВАННОЙ ГОФРИРОВКОЙ ДЛЯ МОЩНЫХ МСЭ**

**А.В.Ганичев<sup>1)</sup>, Н.Ю.Песков<sup>2)</sup>**

*<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет, <sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН*

Брэгговские резонаторы в виде отрезков гофрированных волноводов [1, 2] в настоящее время являются основными электродинамическими системами мазеров на свободных электронах (МСЭ). Эти резонаторы обладают высокими селективными свойствами (брэгговские структуры обеспечивают высокий коэффициент отражения для рабочей быстрой волны только в узком частотном интервале, что позволяет осуществить дискриминацию возбуждения паразитных мод) и представляют собой удобный канал для транспортировки сильнооточных магнитоуправляемых релятивистских электронных пучков. Высокоэффективная работа МСЭ с брэгговским резонатором была продемонстрирована в совместных экспериментах ИПФ РАН (Н.Новгород) и ОИЯИ (Дубна), где в 8-мм диапазоне был достигнут рекордный для данного класса приборов КПД на уровне 20 – 30% при высокой стабильности режима одномодовой одночастотной генерации [3]. Однако для перехода к более коротковолновым диапазонам (что является перспективой развития этих экспериментов) необходим поиск дополнительных возможностей увеличения селективности электродинамической системы МСЭ.

Одним из возможных путей увеличения селективности брэгговских резонаторов является использование гофрировки с профилированными параметрами, в частности, переменной глубиной гофрировки. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнений связанных волн, исследовались структуры с различными законами изменения глубины гофрировки по длине волновода. На рисунке для сравнения приведены частотные зависимости коэффициента отражения для двух брэгговских структур: структуры с постоянной глубиной гофрировки (левая колонка) и структуры, профилированной по самому простому с технологической точки зрения закону, т.е. когда глубина гофрировки линейно уменьшалась к одному из краев структуры до нуля (правая колонка). Видно, что при таком профилировании коэффициент отражения имеет зависимость от частоты, близкую к гауссовой, а собственные моды структуры, расположенные вне полосы эффективного брэгговского отражения, практически полностью дискриминированы. Из двух таких рефлекторов можно составить высокоселективный двухзеркальный резонатор, который будет иметь единственную собственную моду с частотой вблизи точного брэгговского резонанса.

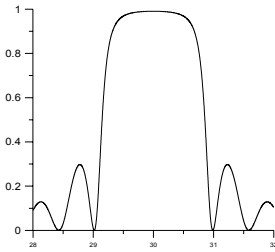
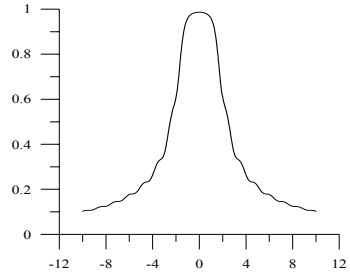
На основе проведенных расчетов были изготовлены брэгговские структуры, которые в дальнейшем предполагается использовать в совместных экспериментах ИПФ РАН и ОИЯИ. Параметры этих структур приведены в таблице. Результаты “холодных” электродинамических измерений показаны на рисунке, и демонстрируют хорошее соответствие с расчетами.

## Параметры брэгговских структур

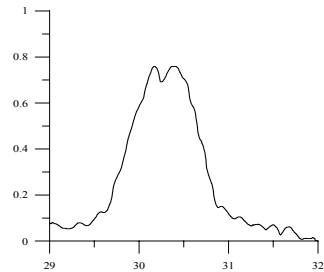
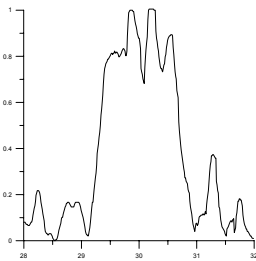
	регулярная гофрировка	профилированная гофрировка
цепь обратной связи	$H_{1,1} \leftrightarrow H_{1,1}$	
длина структуры	17,4 см	21,6 см
средний радиус в-вода	0,7 см	
период гофрировки	0,544 см	
глубина гофрировки	0,06 см	линейно от 0 до 0,06 см

Таким образом, проведенные теоретические и экспериментальные исследования брэгговских структур подтверждают перспективность их использования в МСЭ миллиметрового диапазона и продвижения в более коротковолновую область.

регулярная гофрировка

профилированная гофрировка  
расчет

измерения



- [1] Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г. Резонатор: Авт. свид. №720592. Бюл. №9, 1980.
- [2] Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. //IEEE J. Quant. Electr. 1983. V.QE-19, №3. P.282.
- [3] Песков Н.Ю., Гинзбург Н.С., Каминский А.А., Каминский А.К., Седых С.Н., Сергеев А.П., Сергеев А.С. //Письма в ЖТФ. 1999. Т.25, №11. С.19.

## **ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕШЕТОК РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК GaAs ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ ШОТТКИ**

**С.В.Оболенский, Е.В.Киселева**

*Нижегородский госуниверситет*

Известно [1], что увеличение средней скорости носителей заряда в полупроводниковых приборах приводит к повышению их предельной рабочей частоты. Существенного увеличения скорости электронов можно достичь в структурах с характерными длинами менее 50-100 нм, где реализуется бесстолкновительное движение электронов, обуславливающее эффект всплеска скорости [1]. Существенным недостатком подобных приборов является большие (подчас непреодолимые сложности) при их практической реализации. Кроме того, низкие значения напряжений питания (ограниченные явлением пробоя) обуславливают низкую выходную мощность приборов.

В работе [2] предложено использовать специальную эпитаксиальную структуру. За счет чередования слоев из легированного и нелегированного материалов в активной области прибора вертикальной конструкции реализуется периодический сброс энергии частиц, препятствующий их переходу в долину с большей эффективной массой электронов. Следовательно, повышается средняя скорость движения электронов. Иными словами, область проявления эффекта всплеска скорости искусственно удлиняется.

Известно, что качественные многослойные структуры с характерными толщинами слоев около 10 нм могут быть получены с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии, причем для реализации “растянутого в пространстве всплеска скорости” конструкция транзисторов или диодов должна быть вертикальной. К сожалению, несмотря на целый ряд предложенных конструкций [3], изготовление вертикальных полевых транзисторов (ПТ) сопряжено со значительными технологическими трудностями.

В данной работе рассматривается возможность увеличения скорости носителей заряда в структуре планарного ПТ с затвором специальной конструкции за счет формирования ионным облучением “решетки” из слоев дефектного и бездефектного материалов в канале транзистора. Предлагается технология формирования решетки дефектных слоев методом самосовмещения с помощью ионно-лучевого легирования с использованием нижнего слоя металлизации затвора в качестве маски. Современные технологии микроэлектроники позволяют формировать дискретные структуры с характерным латеральным шагом “решетки” 50-150 нм. При этом положительный эффект достигается как за счет неоднородного распределения ионов легирующей примеси, так и за счет неоднородного распределения радиационных дефектов.

На рисунке качественно изображена предлагаемая структура GaAs ПТШ с “решеткой” примесных (дефектных) слоев. Здесь I – бездефектная область GaAs; II – модифицированная область.



## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ НЕЙТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ GaAs**

**Е.В.Киселева, С.В.Оболенский**

*Нижегородский госуниверситет*

Известно, что при нейтронном облучении в полупроводниковом материале образуются кластеры радиационных дефектов (КРД) [1,2]. Теоретические и экспериментальные исследования показывают наличие внутренней структуры КРД – субкластеров радиационных дефектов (СКРД) [2], непосредственное наблюдение которых затруднено. В [3] проведено моделирование структуры КРД и достоверно рассчитано среднее число СКРД в одном кластере, но оценка размеров СКРД требует дополнительных экспериментальных исследований, т.к. во многом определяется параметрами конкретной полупроводниковой структуры. В [2] описан метод определения размеров КРД на основе анализа проводимости объемных полупроводниковых структур, существенным недостатком которого является отсутствие возможности “заглянуть внутрь” кластера.

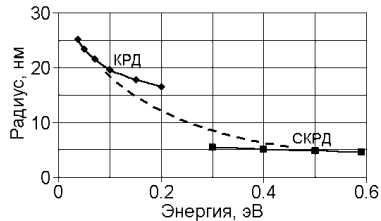
В данной работе предложен неразрушающий экспериментальный метод исследования внутренней структуры КРД, основанный на анализе проводимости коротких полупроводниковых структур, в которых реализуется квазибаллистический транспорт носителей заряда. Поскольку напряженность поля в таких структурах может достигать 100-200 кВ/см, то средняя энергия электронов имеет значения  $\sim 1$  эВ, что позволяет носителем проникать “сквозь” кластер, рассеиваясь на более мелких образованиях – СКРД. Таким образом, полученная из вольтамперных и вольт-фарадных характеристик (ВАХ и ВФХ) информация о рассеянии носителей заряда в полупроводниковой структуре позволяет наблюдать не только сам КРД (режим холодных электронов), как это предложено в [2], но и его субкластеры (режим горячих электронов).

В баллистических приборах поле локализовано в короткой области, где электроны движутся бесстолкновительно от источника к приемнику носителей заряда. При введении КРД в область большого поля, движение электронов прерывается рассеянием на СКРД, т.е. становится квазибаллистическим. Таким образом, предлагаемый метод во многом аналогичен электронной микроскопии “на просвет”, но свободен от одного из ее основных недостатков – модификации кластера высокоэнергичными электронами. Другим важным преимуществом является возможность анализа распределения потенциала в области СКРД, который имеет значения  $\leq 1V$  и не может быть зарегистрирован обычными методами.

Для определения средних размеров КРД удобно использовать трехэлектродные (транзисторные) структуры. Изменение ускоряющего напряжения между электродом-источником и приемником носителей изменяет среднюю энергию частиц и позволяет измерить распределение потенциала в области СКРД; варьирование напряжения управляющего электрода, формирующего поперечное поле, обеспечивает сканирование электронным пучком структуры по глубине.

В предлагаемой работе теоретически и экспериментально исследовался процесс дефектообразования в транзисторной GaAs структуре при облучении быстрыми нейтронами спектра деления. Измерялись ВАХ и ВФХ полевых транзисторов с затвором Шоттки, длиной 0,1, 1 и 10 мкм, до, непосредственно в момент и после нейтронного облучения ( $E = 0,1-5$  МэВ), что позволяло различать стадии возникновения и стабилизации КРД. При расчетах был выбран спектр нейтронов, аппроксимирующий реальный спектр деления. В таких условиях первичные ионы Ga и As получали энергию от 30 до 200 кэВ. Размеры СКРД анализировались согласно модели, представленной в [3].

В работе показано, что в длиннотатворных транзисторах энергии электронов малы, и рассеяние частиц осуществляется на КРД, как целом. В этом случае из ВФХ стандартным образом находилась подвижность носителей, после чего размер КРД оценивался, исходя из известной связи между частотой рассеяния электронов, подвижностью и размером рассеивающих областей [4]. В случае квазибаллистического движения рассеяние электронов на СКРД характеризуется временем релаксации импульса носителей заряда, которое оценивается по измерениям тока стока транзистора до и после радиационного облучения. Зависимость сечения рассеяния носителей заряда на КРД и СКРД от энергии электронов приведена на рисунке.



Здесь верхняя сплошная линия – оценка в приближении, что число рассеивающих областей равно числу кластеров, а нижняя – субкластеров. На практике реализуется некий промежуточный вариант: при увеличении энергии носителей СКРД постепенно “проявляются” из кластеров (штриховая линия на рисунке). Полученные значения размеров КРД и СКРД согласуются с результатами расчета по методу Монте-Карло [3] и литературными данными [2].

- [1] Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П., Смирнов Л.С. Действие излучений на полупроводники. –М.: Наука, 1988, 192 с.
- [2] Аствацатурьян Е.Р., Громов Д.В., Ломако В.М. Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия. –Минск: Университетское, 1992, 219 с.
- [3] Киселева Е.В., Оболенский С.В. //В кн: Тр. VI всерос. сем. «Физические и физико-химические основы ионной имплантации». 15-17 октября 2002 г. –Н.Новгород: ННГУ, 2002 (в печати).
- [4] Коноплева Р.Ф., Остроумов В.Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. –М.: Атомиздат, 1975, 128 с.



## ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

В.А.Козлов<sup>1)</sup>, А.В.Николаев<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт физики микроструктур, <sup>2)</sup>Нижегородский госуниверситет

В работе рассматривается механизм генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона, основанный на бунчировке электронов при баллистическом пролете барьера полупроводниковой гетероструктуры [1,2]. Рассматриваемая гетероструктура представляет из себя одномерный барьер из нелегированного материала толщины  $L$  с примыкающими к нему областями сильно легированного, менее широкозонного материала. К барьеру приложено постоянное напряжение  $Vd$  и переменное напряжение  $Va$  на частоте  $\omega$ . Инжекция электронов в барьер происходит с левой стороны с постоянным во времени потоком с нулевой начальной скоростью, то есть считается, что тепловая энергия электронов  $kT \ll eVd$ . Для простоты рассматривается баллистический пролет электронами барьера без рассеяния. Для расчета проводимости на заданной частоте  $\omega$  будем считать, что к барьеру приложено напряжение  $V(t) = Vd + Va \cos \omega t = EdL + EaL \cos \omega t$ . Отношение  $Va/Vd$  берется не более 0,1 для предотвращения появления в системе большого пространственного заряда. Рассматривается терагерцовый диапазон частот, в котором длина волны излучения существенно превосходит  $L$ . Благодаря этому можно воспользоваться приближением квазиэлектростатики для зависимости электрического поля внутри барьера от координаты. Зависимость энергии электрона от квазимпульса параболическая:  $\varepsilon(p) = p^2 / (2m^*)$ . Сильное легирование прилегающих областей позволяет пренебречь влиянием электронов, вылетевших за пределы барьера, на величину проводимости. Движение внутри барьера описывается уравнением:  $dp/dt = qE(t)$ ,  $p = m^*v$  ( $q$  – заряд,  $p$  – квазимпульс,  $v$  – скорость электрона,  $E(t)$  – электрическое поле в барьере,  $m^*$  – эффективная масса электрона). Выходной и усредненный по объему токи вычисляются по формулам:

$$J_{out}(t) = \sum_i q v_i(t),$$

$$J_{vol}(t) = \sum_{i=1}^N q v_i(t),$$

Далее представив их в виде:

$$J_{vol}(t) = J_{vol}^d + J_{vol}^c \cos \omega t + J_{vol}^s \sin \omega t,$$

$$J_{out}(t) = J_{out}^d + J_{out}^c \cos \omega t + J_{out}^s \sin \omega t,$$

вычисляем выходную и усредненную по объему проводимость  $\sigma$  на разных частотах по формуле  $\sigma = J/E$  ( $J$  – плотность тока,  $E$  – электрическое поле).

Получены следующие результаты:

- траектории движения электронов внутри барьера;
- зависимости выходного и усредненного по объему тока от времени в диапазоне частот [1;10] ТГц;
- зависимость полного числа электронов внутри барьера от времени в диапазоне частот [1;10] ТГц;
- зависимость усредненной по объему (рис.1,2) и выходной проводимости от частоты в диапазоне частот [1;10] ТГц.

Из полученных данных видно, что существуют диапазоны частот, в которых реальная часть усредненной по объему проводимости отрицательна. Контролировать положение экстремума отрицательной дифференциальной проводимости можно путем изменения толщины барьера и приложенного постоянного напряжения. Например, на рис.1. показана частотная зависимость реальной части усредненной по объему дифференциальной проводимости  $\sigma_r(\omega)$  для значений  $L=1000$  ангстрем,  $V_d=75$  мВ. При этом время пролета барьера  $\tau=(2m^*L/(eE_d))^{1/2}$  составляло 0,577 пикосекунды. На рис.2 приведен график  $\sigma_r(\omega)$  для значения  $L=500$  ангстрем,  $V_d=75$  мВ. В обоих случаях угол пролета  $\varphi=\omega\tau$  на частоте экстремума приблизительно равен  $2,5\pi$ . Результаты расчетов хорошо совпадают с данными, полученными другими методами. Созданная программа позволяет рассчитывать проводимость многослойных структур с учетом сложных зависимостей энергии от квазиимпульса и с учетом встроенного электрического поля. При расчетах использовалась явная разностная схема решения дифференциальных уравнений.

Рассмотренный механизм генерации представляет интерес для продвижения генерирующих устройств в терагерцовый диапазон.

[1] Андронов А.А., Козлов В.А. //Письма в ЖЭТФ. 1973. Т.17. С.124.

[2] Kozlov V.A., et. al. //Materials Science Forum. 2002. V.384-385. P.139.

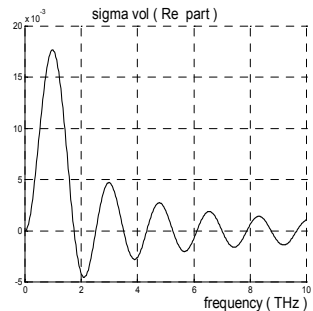


Рис.1

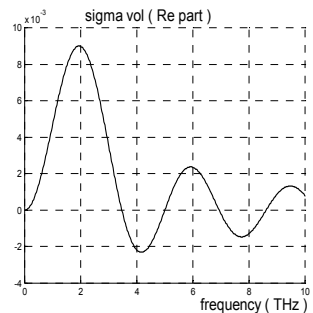


Рис. 2

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МОЩНЫХ МСЭ ГЕНЕРАТОРОВ С ГИБРИДНЫМИ БРЭГГОВСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Н.С.Гинзбург<sup>1)</sup>, В.Ю.Заславский<sup>2)</sup>, Н.Ю.Песков<sup>1)</sup>,  
Р.М.Розенталь<sup>1)</sup>, А.С.Сергеев<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Институт прикладной физики РАН, <sup>2)</sup>Нижегородский госуниверситет

### Введение

Для получения пространственно-когерентного излучения от ленточных релятивистских пучков с поперечными размерами, значительно превышающими длину волны, перспективно использование двумерной распределенной обратной связи, реализуемой с помощью двумерных двоякопериодических брэгговских зеркал. Возникающие в таких зеркалах поперечные потоки электромагнитной энергии синхронизуют излучение от различных частей электронного потока. Экспериментальные исследования новой разновидности МСЭ на основе двумерной распределенной обратной связи проводятся в настоящее время в ИЯФ СО РАН (Новосибирск). С точки зрения синхронизации излучения оптимальными являются системы, открытые для вывода поперечных электромагнитных потоков. Однако, ввиду ряда конструктивных ограничений, необходимо использование закрытых в поперечном направлении электродинамических систем. В этом случае перспективно использование гибридных брэгговских резонаторов, составленных из двумерного входного и одномерного выходного брэгговских зеркал (рис.1). Двумерное зеркало обеспечивает синхронизацию излучения ленточного электронного потока. Далее излучение усиливается электронным потоком в области регулярного планарного волновода. В конце пространства взаимодействия излучение частично отражается от одномерного брэгговского зеркала, чем замыкается кольцо обратной связи.

В данной работе на основе двумерных нестационарных уравнений, полученных в [1], проведено моделирование планарного МСЭ-генератора с комбинированным двухзеркальным брэгговским резонатором, запитываемого ленточным электронным пучком.

### Основные результаты моделирования

На рис.2 представлены результаты моделирования указанной схемы генератора для параметров, близких к условиям экспериментов с МСЭ 4-х миллиметрового диапазона, которые проводились в ИЯФ СО РАН на базе ускорителей У-3 и У-2. В варианте, представленном на рис.2, ширина системы составляла  $l_x=10\text{см}=25\lambda$ , длина входного (“двумерного”) зеркала равнялась 18см, длина выходного (“одномерного”) – 10см, регулярная часть резонатора составляла 30см. Погонный ток пучка составлял 1 кА/см, энергия частиц – 1 МэВ, период ондулятора – 4см. При расчетах ширина ленточного РЭП составляла примерно 80% ширины МСЭ.

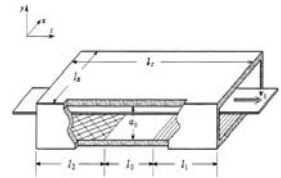


Рис. 1

На рис.2а изображены зависимости электронного КПД и амплитуды синхронной волны  $A_+$  от времени при различных расстройках синхронизма. Первый режим при  $\Delta = -1,5$ , второй – при  $\Delta = -0,5$ . Из рисунка видно, что для первого режима характерны осцилляции амплитуды волны  $A_+$  на начальной стадии процесса установления стационарной генерации. Уменьшение величины расстройки приводит к значительному снижению данного эффекта (режим (2)), но влечет за собой уменьшение уровня КПД. Пространственное распределение амплитуды поля синхронной волны в стационарном режиме генерации для  $\Delta = -1,5$  показано на рис.2б. Видно, что в области, занятой электронным пучком, амплитуда поля волны  $A_+$  является практически постоянной по всей поперечной координате. Это обеспечивает одинаковую энергоотдачу всех фракций электронного потока и, соответственно, достаточно высокий КПД (до 20%). Выходная мощность генератора может достигать 1 ГВт.

Далее схема гибридного МСЭ исследовалась при большой ширине пучка и пространства взаимодействия  $l_x = 140 \text{ см} = 350\lambda$  (рис.3). Рис.3а демонстрирует зависимости электронного КПД и амплитуды волны  $A_+$  от времени при различных коэффициентах связи волн, из которых следует возможность установления стационарного режима генерации. Кривая 1 соответствует генерации вблизи порога по величине коэффициентов связи. Кривая 2 отвечает случаю более высоких значений этих коэффициентов. Пространственное распределение поля, соответствующее кривой 1, показано на рис.3б, из которого видно, что аналогично случаю относительно малых ширин пучков ( $l_x = 10 \text{ см}$  рис.2б) амплитуда синхронной волны слабо зависит от поперечной координаты.

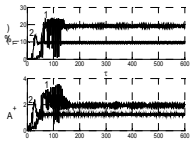


Рис. 2а

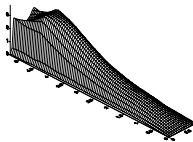


Рис. 2б

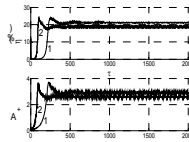


Рис. 3а

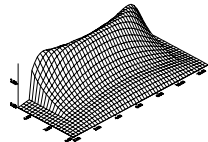


Рис. 3б

### Выводы

Проведенный анализ показывает возможность получения пространственно-когерентного излучения от РЭП ленточной геометрии с поперечными размерами, на несколько порядков превышающими длину волны, при использовании в МСЭ комбинированных резонаторов, составленных из одномерного и двумерного планарных брэгговских зеркал. При этом резонатор является закрытым в поперечном направлении, что обеспечивает однонаправленный вывод излучения в сторону коллектора.

- [1] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Песков Н.Ю., Аржанников А.В., Сеницкий С.Л.  
//Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, вып. 16. С.8-16.

**РАСЧЕТ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ  
МЕЖДУ НИЖНИМИ ВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ  
МЕЛКИХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ P И Bi В КРЕМНИИ**

**К.А.Ковалевский, В.В.Цыпленков**

*Нижегородский госуниверситет*

Интерес к расчету вероятностей переходов между нижними возбужденными состояниями мелких доноров в кремнии возник после того, как были получены эффекты усиления и генерации в дальнейшем инфракрасном диапазоне длин волн (~50мкм) на примесных переходах фосфора и висмута [1].

Полная вероятность спонтанного испускания фона на при переходе из состояния 1 в состояние 2 равна [2]:

$$W_{12} = \sum_{\nu} \frac{1}{8\pi^2 \Delta E \rho} \int \frac{|M_{21}(\nu, \mathbf{q})|^2}{u_{\nu}(\mathbf{q})} dS_{\mathbf{q}}, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность кристалла,  $\Delta E$  – энергия перехода,  $\mathbf{q}$  – волновой вектор фона,  $u_{\nu}(\mathbf{q})$  – групповая скорость фона  $\nu$ -й моды,  $M_{12}(\nu, \mathbf{q})$  – матричный элемент перехода:

$$M_{12}(\nu, \mathbf{q}) \sim F_{1i, 2j}(\mathbf{q}) = \int F_{2j}^*(\mathbf{r}) F_{1i}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \quad (2)$$

где  $F_{1i}(\mathbf{r})$  – огибающая  $i$ -ой долины волновой функции электрона метода эффективной массы. Интегрирование ведется на поверхности постоянной частоты фона  $\hbar\omega(\mathbf{q}) = \Delta E$ .

Поскольку  $\mathbf{q}$  порядка области локализации в.ф. в  $k$ -пространстве, асимптотические формулы неприменимы, и для нахождения  $F_{ij}(\mathbf{q})$  необходимо использовать вариационные в.ф. [2]. Вычисление интеграла (2) в достаточной степени затруднено сложным видом в.ф. Интегрирование можно существенно упростить, если использовать вместо вариационных в.ф. водородоподобные в.ф. Тогда интеграл (2) легко берется аналитически:

$$F_{i, 1s \rightarrow j, 1s} = C_{1s} C_{1s} 8\pi / (1 + (cq/2)^2)^2;$$

$$F_{i, 2p_0 \rightarrow j, 1s} = C_{2p_0} C_{1s} i\pi c^5 q / (1 + (cq/2)^2)^3 \cos(\Theta_{2p_0});$$

$$F_{i, 2s \rightarrow j, 2p_0} = C_{2p_0} C_{2s} i\pi c^5 q / (1 + (cq/2)^2)^3 [2 - c(5 - (cq/2)^2) / 2a_{2s} (1 + (cq/2)^2)] \cos(\Theta_{2p_0});$$

$$F_{i, 2p_{+/-} \rightarrow j, 2s} = C_{2p_{+/-}} C_{2s} i\pi c^5 q / (1 + (cq/2)^2)^3 [2 - c(5 - (cq/2)^2) / a_{2s} (1 + (cq/2)^2)] \sin(\Theta_{2p_{+/-}}) \cos(\Phi_{2p_{+/-}}),$$

где индекс  $(i, 1S)$  означает  $i$ -ю долину состояния  $1S$ , а  $c$  определяется как:  $2/c = 1/a + 1/b$ ,  $a$  и  $b$  – радиусы локализации состояний.

Тогда в приближении изотропного кристалла вычисление вероятностей переходов (1) сводится к взятию простых интегралов вида:  $\int \cos^n \Theta \sin^m \Theta d\Theta$  ( $n, m$  – целые числа), и аналитические выражения не приводятся. Результаты расчетов с использованием справочных материалов [4] представлены в таблице. Переходы  $2P_{\pm} \rightarrow 2S$ ,  $2S \rightarrow 2P_0$  рассчитывались по внутримолекулярному механизму, они слабо отличаются

друг от друга, поскольку матричные элементы переходов имеют практически одинаковую форму, а структура уровней слабо меняется с изменением примеси. Последнее относится и к переходам  $2Po \rightarrow 1S(E)$ ,  $2Po \rightarrow 1S(T)$ , которые рассчитывались по междолинному механизму. Но вследствие другого механизма релаксации вероятности переходов оказываются более чувствительными к положению примесных уровней. В частности, вероятность перехода  $2Po \rightarrow 1S(E)$  в висмуте пренебрежимо мала по сравнению с  $W=10^9$  1/с.

<i>переход</i>	$W, 1/c (P)$	$W, 1/c (Bi)$
$2P_{\pm} \rightarrow 2S$	$1,9 \times 10^{10}$	$1,6 \times 10^{10}$
$2S \rightarrow 2Po$	$2 \times 10^{10}$	$2,2 \times 10^{10}$
$2Po \rightarrow 1S(E)$	$0,3 \times 10^9$	
$2Po \rightarrow 1S(T)$	$1,4 \times 10^9$	$0,6 \times 10^9$

- [1] Pavlov S.G., Zhukavin R.Kh., Orlova E.E., Shastin V.N., Kirsanov A.V., Huebers H.W., Auen K., Riemann H. //Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. P.5220.  
 [2] Мешков С.В. //ФТТ. 1979. Т.21. с.1114.  
 [3] Kohn W., Luttinger J.M. //Phys. Rev. 1954. V.96, P.1488.  
 [4] Dargys A., Kundrotas J. Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP. –Vilnius: Science and Encyclopedia Publishers, 1994.