

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКИЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
профессор А.Ф.Александров, профессор А.П.Сухоруков,
профессор А.И. Коробов

ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЗАРЯДОВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНЗИСТОРА ИЗ ВЫСОКОДОПИРОВАННОГО КРЕМНИЯ НА ИЗОЛЯТОРЕ

Ст. науч. сотр. *Крупенин В.А.*¹, науч. сотр. *Преснов Д.Е.*²,
аспирант *Власенко В.С.*¹, студент *Амитонов С.В.*¹

¹ Лаборатория Кристоэлектроники, Физический факультет, МГУ им. М.В.Ломоносова,
² НИИЯФ, Московский МГУ им. М.В.Ломоносова

Введение

Разработана технология и изготовлен одноэлектронный транзистор на основе высокодопированного кремния на изоляторе (КНИ). Преимущества одноэлектронного транзистора из КНИ по сравнению с ранее продемонстрированными устройствами [1-2]: более простая технология изготовления, механическая прочность, устойчивость к электрическим перегрузкам, возможность увеличения рабочей температуры при том же разрешении литографии, возможность изготовления подвешенных структур. Транзистор на основе высокодопированного КНИ может быть использован в качестве высокочувствительного полевого и зарядового сенсора с рабочей температурой от 4.2 К до 300 К.

Экспериментальная технология

Экспериментальные структуры были изготовлены из высокодопированного (до концентраций носителей порядка 10^{20} см^{-3}) кремния на изоляторе с толщиной верхнего «рабочего» слоя кремния ~ 50 нм. Толщина оксида SiO_2 между верхним слоем и кремниевой подложкой составляла 150 нм. Технологический процесс включал следующие этапы:

- допирование верхнего слоя кремния ионами P^+ методом ионной имплантации;
- электроннолучевая литография структуры транзистора в фоторезисте;
- формирование металлической маски напылением алюминия через резистивную двухслойную маску, полученную методами электроннолучевой и фотолитографии;

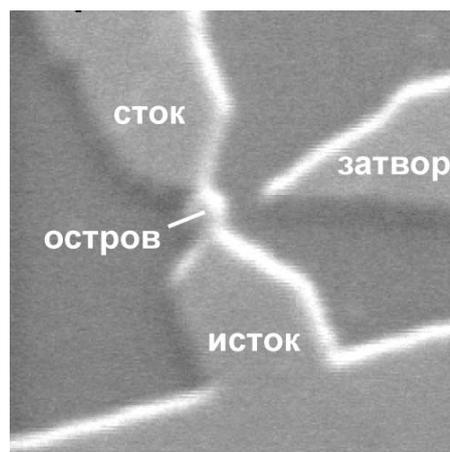


Рис.1. Сформированные структуры одноэлектронных транзисторов. (Фотография Р(острового) ЭМ)

- формирование предварительной структуры тела транзистора и подводющих электродов ионно-реактивным травлением кремния через металлическую маску;
- изотропное травление предварительной структуры транзистора с целью формирования «туннельных» барьеров в местах сужений между островом транзистора и подводщими электродами.

В данной работе не ставилась цель изготовления предельно малых высокотемпературных устройств. Для корректного сравнения с аналогичными [1] металлическими одноэлектронными транзисторами был изготовлен ряд кремниевых образцов с характерной для классических структур величиной зарядовой энергии порядка 10-20 К. Размер острова транзистора составлял величину порядка 100 нм (рис. 1), что, разумеется, не является пределом предложенного метода изготовления.

Обсуждение результатов

Вольтамперные характеристики (ВАХ) одноэлектронных транзисторов из высокодопированного КНИ измерялись в широком диапазоне напряжений на затворе при температурах от 30 мК до 1 К. Граничное напряжение порога Кулоновской блокады туннелирования ($V_{\text{блок}}$) равнялось примерно 1 - 1.5 мВ. Вид вольтамперных характеристик и их поведение в зависимости от приложенного к затвору напряжения близки к поведению ВАХ традиционных Al/AIO_x одноэлектронных транзисторов. Одноэлектронные транзисторы из высокодопированного КНИ демонстрируют переход из состояния с Кулоновской блокадой при $V < V_{\text{блок}}$ в полностью проводящее состояние в зависимости от напряжения на управляющем затворе.

На модуляционных кривых транзистора из КНИ видно, что зависимость тока от управляющего напряжения на затворе носит характер периодических осцилляций. Глубина модуляции увеличивается с увеличением напряжения приложенного к стоку и истоку транзистора, ее максимум приходится на напряжение близкое к напряжению кулоновской блокады. Такое поведение модуляционных характеристик также характерно для «традиционных» металлических одноэлектронных транзисторов.

Максимальная зарядовая чувствительность транзистора на основе высокодопированного КНИ достигается при напряжении сток-исток 1 мВ в точке максимального наклона модуляционной кривой и составляет величину 15 нА/е, что в 3-4 раза лучше, чем типичная чувствительность металлического одноэлектронного транзистора.

Зарядовый шум в транзисторе на основе высокодопированного КНИ на частоте 10 Гц составил величину $2,7 \times 10^{-4} e/\Gamma\mu^{1/2}$ при напряжении сток-исток 1 мВ и $2,3 \times 10^{-4} e/\Gamma\mu^{1/2}$ при 0.15 мВ и температуре 30 мК (Рис. 2.). Форма спектра зарядового шума близка к $1/f$ в диапазоне частот 0,1 – 100 Гц. Увеличение тока протекающего через транзистор ведет к увеличе-

нию зарядового шума в нем. Такая же зависимость зарядового шума от тока через транзистор наблюдается и в металлическом одноэлектронном транзисторе, где источники зарядового шума расположены в диэлектрической подложке. Технология позволяет изготовить подвешенные структуры, полностью изолированные от контакта с подложкой, что, вероятно, должно понизить уровень этого шума [1].

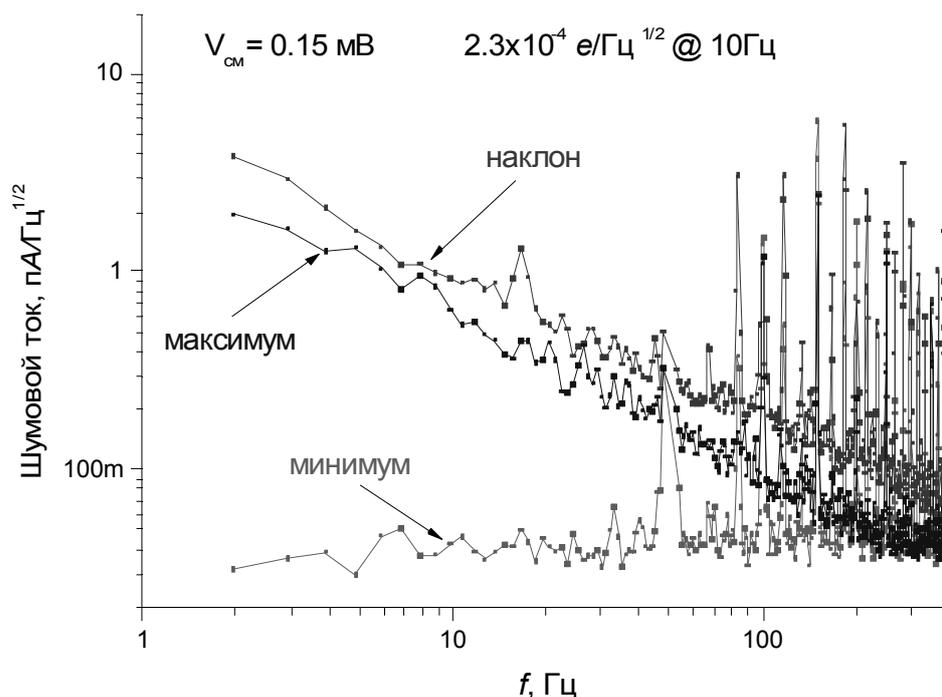


Рис.2. Типичная шумовая характеристика одноэлектронного транзистора из высокодопированного КНИ

Выводы

Изготовлен и исследован одноэлектронный транзистор на основе высокодопированного кремния на изоляторе, электрические и шумовые характеристики которого очень близки к характеристикам металлического одноэлектронного транзистора [1], а токовая чувствительность (15 nA/e) - в 3-4 раза выше. Предложенная технология наряду со своей относительной простотой дает еще одно неоспоримое преимущество, а именно, изготовление структур меньших размеров, чем рассматриваемые в данной работе, что в свою очередь приведет к повышению рабочих температур подобных устройств. Все это позволяет рассчитывать на одноэлектронный транзистор на основе высокодопированного КНИ как на очень перспективное устройство для будущих микро- и нанoeлектронных исследований, в частности, для изготовления сверхчувствительного электрометра для создания нового вида сканирующей микроскопии.

—*—

Авторы выражают свою благодарность профессору М.Ю.Куприянову за плодотворные обсуждения результатов в процессе данной работы. Данный проект поддерживался грантами от РФФИ 06-07-08045-офи и МНТЦ3457.

1. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.V. Savvateev, H.Scherer, A.B. Zorin, J. Niemeyer, “Noise in Al single-electron transistor of stacked design”, *J. App. Phys.* **84** 6 (1998), 3212-3215

2. Yukinori Ono, Kenji Yamakazi, Masao Nagase, Seiji Horiguchi, Kenji Shiraishi, Yasuo Takahashi, “Single-electron and quantum SOI devices”, *MEE* **59** (2001), 435-442

ПОВЕРХНОСТНЫЙ СВЧ РАЗРЯД КАК СРЕДСТВО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПОТОКОВ

Профессор Александров А.Ф., профессор Шибков В.М.,
доцент Шибкова Л.В.

В работе влияние неравновесной плазмы на период индукции газообразного и жидкого углеводородного топлива изучается на примере воспламенения с помощью поверхностного СВЧ разряда сверхзвукового пропан-воздушного потока с числом Маха $M=2$ и воспламенения спирта и керосина в условиях до- и сверхзвукового воздушного потока.

Для исследования возможности поджига с помощью поверхностного газового разряда высокоскоростных углеводородных потоков использовалась экспериментальная установка, включающая в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, ресивер высокого давления пропана, систему для смешивания пропана с воздухом, систему для создания сверхзвукового потока, магнетронный генератор, систему для ввода СВЧ энергии в камеру, прямоугольный аэродинамический канал, высоковольтный

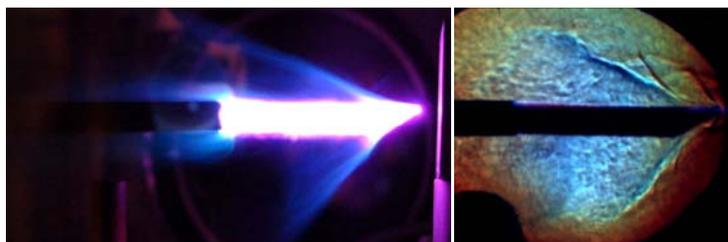


Рис. 1

источник питания, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Источником СВЧ излучения служит импульсный магнетронный генератор сантиметрового диапазона длин волн. Магнетронный генератор

имеет следующие характеристики: длина волны $\lambda = 2,4$ см; импульсная СВЧ мощность $W < 200$ кВт; длительность импульса $\tau = 1-200$ мкс.

Воспламенение пропан-воздушного сверхзвукового потока исследовалось в зависимости от импульсной мощности ($W_{\text{им}} = 30\text{--}70$ кВт), длительности СВЧ импульса ($\tau_{\text{им}} = 5\text{--}200$ мкс), массового расхода воздуха ($dm_{\text{воздух}}/dt = 25\text{--}120$ г/с), массового расхода пропана ($dm_{\text{пропан}}/dt = 1\text{--}7$ г/с), при этом эквивалентное отношение для пропана изменялось от 0,3 до 2,0. В частности, на рис. 1 приведены интегральная фотография общего вида горения сверхзвукового пропан-воздушного потока при давлении в барокамере $p_0 = 40$ Тор, $W_{\text{им}} = 70$ кВт, $\tau_{\text{им}} = 120$ мкс, $dm_{\text{воздух}}/dt = 55,5$ г/с, $dm_{\text{пропан}}/dt = 3,6$ г/с, эквивалентное отношение для пропана $\phi = 1$ и мгновенная теневая фотография этого процесса, соответствующая моменту времени 120 мкс от начала СВЧ импульса. На теневой фотографии зафиксирована передняя граница области горения, совпадающая по конфигурации с границей области сверхзвукового горения, которую мы наблюдаем на интегральной фотографии. Такое пространственное распределение фронта горения сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси подтверждает наше предположение о возможном вкладе собственного ультрафиолетового излучения поверхностного СВЧ разряда на кинетику воспламенения углеводородного горючего. Экспериментально показано, что воспламенение происходит уже при импульсной мощности 35 кВт на расстоянии 1,5 см от переднего торца антенны. С увеличением подводимой энергии интенсивность горения сверхзвукового пропан-воздушного потока возрастает, при этом при мощности 70 кВт горение начинается приблизительно на расстоянии 0,5 см от переднего края антенны. Поперечная скорость распространения фронта горения определялась по известной скорости сверхзвукового потока и измеренному тангенсу угла наклона резкой передней границы характерного свечения, наблюдаемого при воспламенении сверхзвукового пропан-воздушного потока, по формуле $v_{\text{ф}} = v_{\text{пот}} \text{tg } \alpha$.

Важным параметром при воспламенении и горении воздушно-углеводородного топлива является состав смеси. В экспериментах эквивалентное отношение для пропана изменялось либо изменением расхода воздуха при постоянном секундном расходе пропана, либо изменением секундного расхода пропана, при неизменном секундном расходе воздуха. Проведенные исследования позволили установить, что поверхностный СВЧ разряд приводит к воспламенению, как бедных, так и богатых смесей, задержка воспламенения сверхзвукового пропан-воздушного потока изменяется в зависимости от условий эксперимента от 5 до 20 мкс. Скорость распространения передней границы области горения зависит от подводимой СВЧ мощности, эквивалентного отношения, максимальна в стехиометрической смеси и достигает в этих условиях величины порядка 200 м/с. Факт воспламенения фиксировался также с помощью двойного зонда, помещенного в область горения, при этом интенсивность сигнала при вос-

пламенении пропан-воздушного потока на порядок величины превышала интенсивность сигнала, соответствующего поверхностному СВЧ разряду в воздушном потоке. Температура пламени в процессе горения сверхзвукового стехиометрического пропан-воздушного потока в условиях импульсно-периодического поверхностного СВЧ разряда, измеренная по относительным интенсивностям полос циана, порядка 3000 К.

При помещении жидкости в вакуумную камеру происходит ее интенсивное испарение, что не позволяет исследовать процесс воспламенения с помощью поверхностного СВЧ разряда углеводородного топлива в жидкой фазе при давлениях воздуха в барокамере меньше атмосферного. Система подвода электромагнитной энергии к антенне, разработанная нами, позволяет создать поверхностный СВЧ разряд в широком диапазоне давлений воздуха, в том числе и при атмосферном давлении воздуха при подводимой импульсной СВЧ мощности 20-100 кВт. А это позволяет исследовать процесс воспламенения жидких углеводородов при атмосферном давлении воздуха с помощью поверхностного СВЧ разряда в условиях высокоскоростного воздушного потока.

Воспламенение с помощью поверхностного СВЧ разряда жидкого углеводорода в условиях высокоскоростных воздушных потоков изучалось на примере спирта и керосина, которые наносились тонким слоем на верхнюю и нижнюю поверхности кварцевой антенны. Компрессор позволял

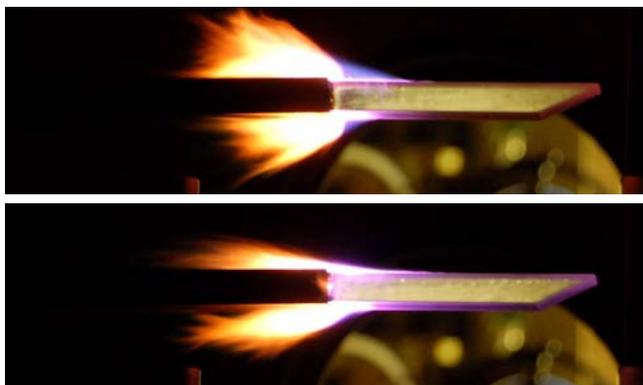
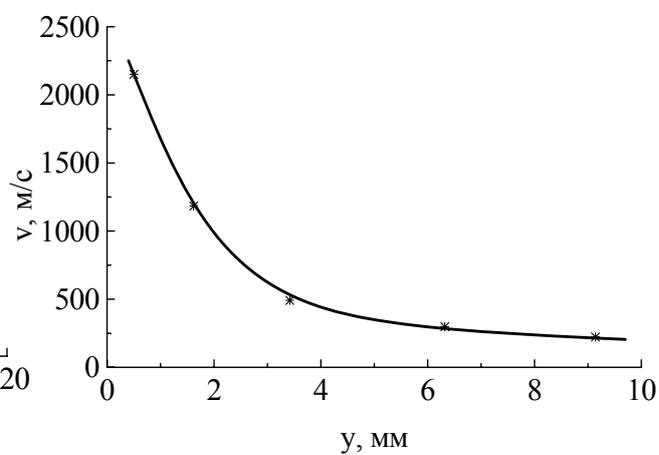
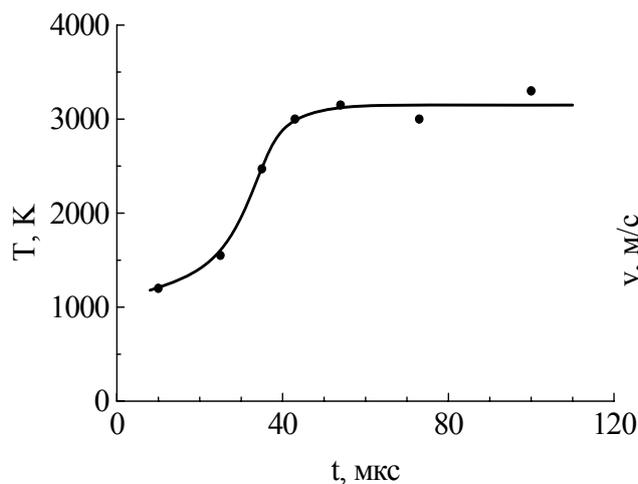


Рис. 2

нагнетать в ресивер высокого давления воздух до давления 6 атмосфер, что позволяло создавать высокоскоростные воздушные потоки с заданной скоростью при атмосферном давлении в барокамере. На рис. 2 представлены фотографии горения спирта в дозвуковом (верхняя фотография, скорость потока $v_{\text{пот}} \sim 200$ м/с) и сверхзвуковом (нижняя фотография, $v_{\text{пот}} \sim 400$ м/с) потоках. При

подводимой импульсной СВЧ мощности 70 кВт период индукции в керосине составляет величину порядка 10 мкс, а скорость распространения передней границы области горения в этих условиях достигает 100 м/с. Измеренный за время СВЧ импульса временной ход температуры (см. рис. 3) показывает, что воспламенение керосина происходит при 1200 К и температура быстро увеличивается до 3200 К. У поверхности антенны наблюдается развитие режима близкого к детонационному горению (рис. 4), который, однако, быстро затухает, так как активная среда в условиях данного эксперимента находится только около антенны.



Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-02-16532, № 08-02-01251) и программы П-09 Президиума РАН.

ВЕКТОРНО-ФАЗОВЫЕ МЕТОДЫ И СОЗДАНИЕ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЙ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ В ГИДРОАКУСТИКЕ

Вед. науч. сотр. *Гордиенко В.А.*

Точное измерение параметров гидроакустического поля локализованного источника звука в морских условиях представляет собой исключительно сложную задачу. Гидроакустическое поле, создаваемое современными малозумными движущимися источниками имеет в водной среде сложную нестационарную структуру, в результате чего уровень звукового давления в двух точках, разнесенных всего на десяток метров, может различаться в одно и то же время на 30 – 40 дБ. В таких условиях большое значение приобретают алгоритмы обработки сигналов, позволяющие по измерениям в ограниченной (контрольной) области пространства (обычно малой по сравнению с длиной волны) определять свойства источника, его координаты и элементы движения с последующей их идентификацией (классификацией). Это, в свою очередь, требует все большего совершенствования методов и алгоритмов обработки сигналов.

В другой постановке похожая задача обозначена в книге В. Бурдика [1]: создание атомных подводных лодок с баллистическими ракетами на борту существенно изменило роль и конструкции гидроакустических систем. Обязательным требованием к ним стало обнаружение и классификация подвод-

ных целей на больших дальностях. Требования к увеличению дальности действия обусловили переход на более низкие частоты, чтобы уменьшить потери из-за поглощения звука. Это, в свою очередь, привело к увеличению габаритов антенн в целях обеспечения заданной точности определения направления на цель. Решение этих задач оказалось довольно сложным. В то время как обнаружение и обработка узкополосных тональных составляющих сигналов цели были улучшены благодаря использованию преимуществ высокоскоростной цифровой техники, не прекращалась деятельность разработчиков и конструкторов кораблей по уменьшению излучаемой морскими объектами акустической энергии. Поэтому уже сегодня требуется решение перспективной задачи – создания нового поколения средств измерений.

Наличие акустических помех (окружающего шума) требует для обеспечения задаваемой метрологически обеспеченной надежности измерений необходимости увеличения объема акустической информации, а также применения специальных помехоустойчивых методов ее приема. Для уверенной оценки характеристики полезного сигнала, необходимо, чтобы его величина *«не утонула» в остаточных флуктуациях* после системы обработки. Для этого алгоритм обработки должен обеспечивать ситуацию, когда отношение *сигнал/помеха* на выходе хотя бы на 6 дБ превышает флуктуационную помеху [2].

В настоящее время, как в России, так и за рубежом ведутся интенсивные работы в направлении повышения эффективности акустических систем за счет усовершенствования алгоритмов обработки сигналов. Однако существуют серьезные опасения, что с помощью этих методов весьма не просто (или даже невозможно) будет решать задачи выделения слабых сигналов на фоне собственных шумов акватории при относительно небольших возможных размерах самой гидроакустической системы. Сегодня, по мнению многих специалистов в этой области, известные методы, основанные на использовании информации, регистрируемой приемниками давления, фактически достигли предельных возможностей [3].

Однако есть и *другой путь* (не исключаящий первый), основанный на увеличении объема акустической информации о поле при заданных пространственно-временных объемах выборок за счет более полного извлечения информации из каждой точки поля.

При попытках сохранить габариты приемных систем, увеличение объема информации о волновых полях может быть обеспечено за счет одновременной со звуковым давлением регистрации в тех же точках пространства амплитуды и фазы колебательной скорости (КС) частиц среды или градиента акустического давления (ГД) в волне посредством размещения в ней специальной приемной системы малых волновых размеров, которую в дальнейшем мы будем называть комбинированным приемным модулем (КПМ). Приемник, регистрирующий проекции КС или ГД на выделенные направления в про-

странстве обычно называют векторным приемником (ВП).

В нашей стране по предложению С.Н. Ржевкина, стоявшего у истоков данного направления, все методы, основанные на таком подходе, называют *векторно-фазовыми* (ВФМ). Некоторые авторы иногда используют термин *скалярно-векторные* методы.

Преимущества ВФМ, особенно в гидроакустике, проявляются, прежде всего, при существенном ограничении области пространства для размещения приемников в среде («контролируемое» пространство). В случае размещения одиночного КПМ имеет место качественный скачок, который заключается в появлении нового «качества» у точечной приемной системы – возможности определения местоположения источника звука.

Другая особенность использования КПМ – *возможность применения принципиально новых* (по отношению к системам на базе гидрофонов) *алгоритмов обработки информации, основанных на прямом измерении потока акустической энергии* (мощности), т.е. выделении той ее части, которая обусловлена анизотропией поля или наличием в среде сосредоточенных источников.

Еще Н.А. Умов в своей докторской диссертации (1905 г.) указывал на важность характеристики акустического поля, получаемой путем перемножения мгновенных значений давления в волне и КС частиц среды, известной сегодня как вектор Умова (введен в 1874 г.). Долгое время при решении практических задач акустики эта характеристика не была востребована из-за неясности самих физических аспектов формирования поля потоков акустической энергии в «сложной» волне, хотя некоторые методы, основанные на измерениях вектора Умова используются в воздушной акустике. Например, фирма «Брюль и Кьер» уже более 25 лет выпускает интенсиметр для локализации источников шума в атмосфере [4]. Аналогичный многоэлементный прибор (фактически антенную решетку) для этих же целей выпускает французская фирма «Метравиб».

Максимум зарубежных публикаций в научных журналах по вопросам применения векторно-фазовых методов приходится на 1980-е годы, когда ВП начали активно использоваться при решении прикладных задач. Были описаны принципы построения систем обнаружения на базе ВП для использования их в радиогидроакустических буюх, для локализации движущихся объектов. ВП используются в условиях морских полигонов [5].

Тем не менее, активного распространения эти методы пока не получили. Одна из важнейших проблем, мешающих эффективному использованию ВФМ в гидроакустике, по нашему мнению, связана с тем, что ВП более дорогие в изготовлении, требуют хорошо налаженных технологических процессов для их изготовления и специальных установок для акустической калибровки. Поэтому их использование должно быть оправдано, например, возможностями принципиального улучшения характеристик акустических систем. Однако

до настоящего времени отсутствовала сколько-нибудь серьезная теоретическая база для обоснования возможностей применения ВФМ. Поэтому в научной литературе регулярно появляются статьи, в которых предпринимаются попытки доказать, что ВФМ не могут обладать серьезными преимуществами в плане возможного повышения соотношения *сигнал/помеха* (S/N) и лишь позволяют несколько упростить решение акустических задач, не приводя к существенным последствиям (см. напр., [6]).

Аргументы, как правило, содержат в своей основе используемую в классической акустике фундаментальную связь между акустическим давлением и КС:

$$P(\mathbf{r}, t) = \rho \, d\Phi/dt; \quad \mathbf{V} = \mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{grad} \, \Phi(\mathbf{r}, t); \quad (1)$$

Это означает, что для решения любой задачи достаточно измерить пространственно-временное распределение поля давления. Поэтому, измеряя $P(\mathbf{r}, t)$ легко восстановить потенциал $\Phi(\mathbf{r}, t)$ и далее рассчитать любые параметры сигнала. Что касается приемников звукового давления в гидроакустике (гидрофонов), то их изготовить намного проще и дешевле, чем приемники ГД или КС.

Направленные свойства каналов КПМ так же выражены слабо (в лучшем случае косинусная характеристика направленности), поэтому существуют попытки доказать, что с помощью ВП нельзя получить выигрыша в соотношении S/N по отношению к гидрофону более чем 3-4 дБ [6].

Существованию такой точки зрения способствует и малое количество убедительных и достоверных экспериментальных данных по исследованию поля шумов океана с помощью КПМ, которое во многом связано с отсутствием необходимого числа качественно изготовленных ВП. Кроме того, публикации на эту тему имеют разрозненный характер, а выпускаемые различными издательствами книги и монографии, к сожалению, не отвечают в полной мере решаемым научным задачам.

Вместе с тем, до сих пор ни в отечественной, ни в зарубежной литературе не было серьезных публикаций, в которых последовательно с позиций акустики обосновывалась бы правомерность существования векторно-фазовых методов, как *нового подхода к решению акустических задач*.

Серьезные работы по обоснованию потенциальных возможностей ВФМ при решении различных прикладных задач акустики, начатые С.Н. Ржевкиным, была продолжены на кафедре акустики физического факультета МГУ в период 1986-2006 гг., сначала при весьма значимой поддержке академика В.И. Ильичева, возглавлявшего ТОИ ДВО РАН, а затем коллектива ГМЦГИ ФГУП ВНИИФТРИ под руководством В.Н. Некрасова. В результате был получен уникальный экспериментальный материал при выполнении натурных работ на акваториях Тихого океана, Балтийского, Черного и Белого морей.

Результатом этой работы явилась изданная в конце 2007 г. издательством «Физматлит» при поддержке РФФИ монография «Векторно-фазовые методы в акустике» [7]. На сегодняшний день данная монография фактически является единственным изданием, подводющим итог результатам использования ВП для решения широкого круга задач гидроакустики за последние 15-20 лет.

Одна из важнейших, обсуждаемых в монографии проблем – существование фундаментальных связей между скалярными, векторными и фазовыми (разностно-фазовыми) характеристиками полей локализованных и шумовых источников в реальном океане, позволяющих высказать определенные суждения об адекватности совместных измерений полей различными типами звукоприемников. Последнее не очевидно, так как конкретные соотношения между скалярными и векторными параметрами акустического поля существенно зависят от механизмов и условий его формирования.

Показывается, что при практической реализации классического метода теоретической трактовки свойств акустического поля, базирующегося на соотношениях (1) возникает ряд серьезных трудностей.

Во-первых, восстановление \mathbf{V} по формуле (1) требует измерения P в пространственной области, т.е. приемная система должна быть протяженной, а при приеме широкополосных сигналов – квазинепрерывной в некоторой области пространства.

Во-вторых, введение потенциала скоростей $\Phi(\mathbf{r},t)$ в виде (1) позволяет из бесконечного множества решений волнового уравнения рассматривать только те, которые соответствуют безвихревым движениям жидкости (т.е. для которых $\text{rot } \mathbf{V} = \text{rot}(\text{grad } \Phi) = 0$). Но это не всегда справедливо для низких звуковых частот, инфразвука, а также при проведении акустических измерений звукоприемниками конечных размеров в движущихся средах (ветер, приливно-отливные течения, буксируемые акустические системы).

В-третьих, остается неоднозначность восстановления потенциала Φ по результатам измерения только поля давления в точке, связанная с наличием двух равнозначных решений одного и того же волнового уравнения для Φ , одно из которых соответствует так называемой «простой» (локально плоской) волне, другое – волне с *эллиптическим движением частиц* среды.

Общее решение для вектора \mathbf{V} , в соответствии с теоремой Гельмгольца, можно выразить через скалярный Φ и векторный Ψ потенциалы:

$$\mathbf{V} = -\text{grad } \Phi + \text{rot } \Psi. \quad (2)$$

Таким образом, при восстановлении поля необходимо ориентироваться на одновременное независимое измерение минимум двух (по числу восстанавливаемых параметров) характеристик акустического поля {в данном случае давления $P(t)$ и вектора КС $\mathbf{V}(t) = \mathbf{i} V_x(t) + \mathbf{j} V_y(t) + \mathbf{k} V_z(t)$ }.

Подход к решению акустических задач, не накладывающий обязатель-

ных условий потенциальности на поле, основанный на одновременной регистрации в фиксированных точках пространства поля давления и его градиента (или колебательной скорости), мы называем *концепцией векторно-фазовых методов*.

В рамках такого подхода для полного описания акустического поля необходимо располагать знанием о 16 характеризующих его в некоторой точке пространства величинах, которые можно получить путем регистрации зависимости от времени поля давления и вектора КС.

При решении широкого круга относительно простых задач акустики (например, при больших соотношениях *сигнал/помеха* на входе приемной системы, или в области относительно высоких частот анализа) действительно можно ограничиться измерением лишь поля давления и использованием протяженных антенн.

При изучении структуры шумовых полей океана в низкочастотной области или попытках выделить слабые низкочастотные сигналы на фоне шумов океана информации только о поле давления, как правило, оказывается недостаточно. Данный вывод обосновывается в рамках развитого нами подхода к акустике как частного случаю гидродинамики. Упомянутые 16 величин легко получить, если для описания параметров поля ввести четырехмерный вектор-столбец $\mathbf{P} = \{\rho c V_x, \rho c V_y, \rho c V_z, P\}$. Очевидно, что для любой частоты f отличным от нуля за время t , кратное или существенно большее периода является второй момент компонентов \mathbf{P} , или среднее значение измеряемой величины на выходе квадратичного детектора, выражение для которого можно записать стандартным образом в матричном представлении вида

$$\mathbf{R} = (\mathbf{P} \cdot (\mathbf{P})^T)^* / 2\rho c ,$$

где символ «т» означает транспонирование, а «*» – комплексно сопряженную величину. Тогда, для элементов матрицы «мгновенных» отсчетов получаем выражение

$$R_{nm} = (P_n \cdot P_m) / (2\rho c^2) = \text{Re}(R_{nm}) + j \text{Im}(R_{nm}). \quad (3)$$

Матрица \mathbf{R} является эрмитовым тензором, элементы которого представляют собой математическое ожидание (ковариацию) произведения двух центрированных величин. Элементы \mathbf{R} имеют размерность плотности энергии, а $c \cdot \mathbf{R}$ – плотности потока акустической мощности. Разумно назвать \mathbf{R} тензором плотности энергии акустического поля. Переопределяя его так, чтобы среднеквадратичные значения были вещественны, введем два действительных тензора

$$S^{(k)} = (\mathbf{R} + \mathbf{R}^*) / 2 \text{ и } S^{(a)} = -j \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}^*) / 2 ,$$

так что $\mathbf{R} = (S^{(k)} + j S^{(a)})$.

Симметричные члены $S^{(k)}$ определяют когерентную (активную), а анти-

симметричные $S^{(a)}$ – некогерентную (реактивную) составляющие функции плотности энергии соответствующих пар компонентов акустического поля. Элементы матрицы $S_{4m}^{(k)} = W_{Rm}$ ($m \neq 4$) носят название проекций плотности потока акустической мощности на направление m . Элементы $S_{4m}^{(a)} = W_{Im}$ соответствуют компонентам x , y и z реактивной плотности акустической энергии.

При анализе различных сигнально-помеховых ситуаций более удобно бывает пользоваться нормированными значениями элементов матрицы S , а именно, коэффициентами взаимной корреляции $\rho_{nm} \sim S^{(k)}$, $\rho_{nm}^* \sim S^{(a)}$ и функцией когерентности γ (модуль безразмерного взаимного спектра), которые легко определяются через введенные выше элементы матрицы.

Располагая данными о численных значениях этих характеристик поля в точке можно практически сразу произвести классификацию акустических полей. Например, для акустического поля в дальней зоне, имеем:

- диффузное поле $R_{n4} = 0$; $\langle \rho_{ij} \rangle = \langle \rho_{ij}^* \rangle = \gamma_{ij} \approx 0$;
- поле стоячих волн: $\rho_{n4} = 0$; $\rho_{n4}^* = \pm 1$; $\gamma_{n4} = 1$;
- анизотропное (когерентное) поле: $\rho_{n4} = \pm 1$; $\rho_{n4}^* = 0$; $\gamma_{n4} = 1$.

В ближнем поле излучателя всегда существует реактивная плотность акустической энергии, а разность фаз φ_{PV} между P и V отличается от нуля и зависит от типа источника. Появление реактивных составляющих КС или потока акустической мощности свидетельствует о наличии в среде нескольких источников или, как минимум, одного сложного, который можно представить набором точечных разнесенных в пространстве источников звука.

Анализ векторно-фазовой структуры поля сигнала локализованного источника в океане, позволил сделать ряд интересных выводов, касающихся наличия фундаментальных связей между параметрами акустического поля для некоторых важных частных сигнально-помеховых ситуаций. В частности, показано, что при наличии на акватории удаленного в направлении \mathbf{r} локализованного источника, горизонтальный компонент КС порождаемого им поля в дальней зоне, выраженный в единицах давления плоской звуковой волны путем формального домножения значения КС на волновое сопротивление среды ρc , в целом, по амплитуде и фазе идентичен звуковому давлению. Справедливость данного утверждений доказана теоретически, а также проверена экспериментально при проведении большой серии экспериментов в различных районах Мирового океана и акваторий закрытых морей.

Далее в работе анализируются теоретически и экспериментально полученные закономерности формирования векторно-фазовой структуры поля шумовых источников в океане. Для теоретического описания шумового поля используются три акустические модели, известные как модели *объемного шума*, *поверхностного шума* и *береговой линии*. В последних двух случаях каждый источник обладает характеристикой направленности вида

$g(\alpha) = \cos^n \alpha$ в вертикальной (поверхностный шум) или горизонтальной (береговой прибой) плоскостях. Во всех перечисленных случаях выполняется условие

$$P^2/(V_x^2 + V_y^2 + V_z^2) = (\rho c)^2. \quad (4)$$

Невыполнение условия (4) свидетельствует либо о наличии полей неволнового происхождения (шумы обтекания, турбулентные пульсации и пр.), либо о работе в ближнем поле источников.

Наиболее важным результатом расчетов шумового поля, генерируемого взволнованной поверхностью, в описанных выше модельных представлениях следует считать, что при наличии дна с произвольным коэффициентом отражения $V(f, \vartheta)$, или/и вертикальной стратификации, при выполнении условия $kh > 3$, зависимости отношений P^2/V^2 от частоты не наблюдается, так что $P^2/(\rho c V_x)^2 \approx P^2/(\rho c V_y)^2 = 5...7$ дБ, $P^2/(\rho c V_z)^2 = 2...3$ дБ.

Существенно, что около 90 % энергии поля, генерируемой взволнованной поверхностью, определяется ограниченным участком близлежащей поверхности. Шумы дальнего судоходства приходят преимущественно с горизонтальных направлений (для них обычно $P^2/(\rho c V_z)^2 > 15...30$ дБ). Вертикальный канал ВП оказывается защищенным от шумов дальнего судоходства, так что в случае отсутствия мощных источников в непосредственной близости от приемной системы, канал V_z дает информацию об истинном значении уровня поверхностных шумов. Если обозначить через P_N^2 усредненный уровень звукового давления, генерируемого взволнованной поверхностью, а через P_r^2 – аналогичный уровень шумов, приходящих из дальней зоны, тогда их относительный вклад можно оценить, исходя из измеренных значений P^2/V_z^2 :

$$P_r^2 / P_N^2 = \left[P^2 / (\rho c V_z)^2 \right] \cdot n / (n - 1) - 1, \quad (5)$$

где с большой степенью точности можно полагать $n \approx 1$.

Характерно, что в большинстве районов океана существует отличная от нуля доля шумов, приходящих из дальней зоны и имеющих относительно устойчивые направления в пространстве. Относительный вклад таких шумов, определяемый коэффициентом $\alpha = \langle W_{Rr} \rangle / \langle P^2 \rangle$, для различных акваторий колеблется от $-30...-40$ дБ для глубоководных удаленных от судоходных трасс районов, до $-5...-8$ дБ для береговых зон и районов с интенсивным судоходством. Отметим, что $\alpha \approx P_r^2 / P_N^2$, если шумы существенно анизотропны. В противном случае обычно $\alpha < P_r^2 / P_N^2$.

В рамках этого же направления решена *метрологическая задача обеспечения единства гидроакустических измерений* при использовании векторно-фазовых методов.

Второе направление исследований – выявить факторы, определяющие

потенциальные возможности КПМ в плане расширения их функциональных возможностей, повышения помехоустойчивости и точностных характеристик. Показывается, что для правильной оценки возможностей работы КПМ необходимо ввести два понятия – *шум* и *помеха* на выходе приемника.

Под *шумом* мы подразумеваем неустранимую усреднением составляющую потока акустической мощности, определяемую анизотропностью шумового поля; под *помехой*, – как обычно, флуктуации потока, обусловленные статистическим характером формируемого поля шумов.

Показывается, что реальная помехоустойчивость одиночного КПМ при аддитивной обработке сигналов, в зависимости от типа шумового поля и используемых комбинаций каналов ВП и ПД лежит в пределах 3...13 дБ и определяется, прежде всего, наличием «косинусной» характеристики направленности у ВП.

Переход на регистрацию проекций потока акустической мощности позволяет с учетом его векторного характера (за счет пространственной фильтрации сигналов) значительно снизить порог обнаружения устройства вплоть до значений $S/N = -20... -25$ дБ на входе одиночного гидрофона. Эту величину следует, по-видимому, рассматривать как предельную для помехоустойчивости КПМ, регистрирующего поток акустической мощности, по отношению к одиночному гидрофону. Однако для широкополосного локализованного источника теоретически предел выделения его на фоне шумов может быть существенно выше и значения $S/N = -30...-40$ дБ вполне допустимы.

Третье направление – использование полученных результатов для решения широкого круга прикладных задач. Одновременная регистрация нескольких компонентов поля без амплитудно-фазовых искажений позволяет анализировать характер движения частиц среды в волне (поляризационный анализ) с целью их дальнейшей классификации. Последнее особенно актуально при размещении векторных приемников вблизи фронтальных зон, в дне водоемов или земной коре (использование векторных приемников в качестве геофонов). Выделяются два основных направления:

– использование КПМ для исследования структуры акустических полей;

– применение КПМ для решения прикладных задач гидроакустики.

Среди прикладных задач, которые можно решить проще, если использовать векторно-фазовые методы, следует выделить:

– Способ классификации источников звука по типу (в дальнем поле – *диффузное поле*, *поле стоячих волн*, *анизотропное поле*, в ближнем поле – *монополь*, *диполь*, *квадруполь* и т.п.).

– Помехоустойчивый способ определения характеристик направленности сложных излучателей, локализованных внутри некоторого объема, ограниченного замкнутой поверхностью S , по измерениям в ближней зоне, использующий интегральную теорему Гельмгольца

$P(M) = \oint_S \left\{ P(N) \frac{dG(N)}{dn} - G(N) \frac{dP(N)}{dn} \right\}$, и позволяющий не прибегать к прибли-

жениям, связанным с необходимостью вычисления члена, содержащего комплексную величину dP/dn (G – функция Грина).

– Способы оценки акустических параметров грунта, в том числе возможность прямого определения комплексного значения входного импеданса в одной точке на границе «вода-грунт» $Z = (P/V_z)|_{z=H}$.

– Измерение шумов океана с борта свободно дрейфующего судна, не имеющего режима тишины;

– Разделение вкладов в шумы океана источников различного типа по измерениям, выполненным одиночным КПМ с использованием выражения (5).

– Оценка анизотропии шумов, или определение уровней шумов, приходящих из дальней зоны и имеющих относительно устойчивые направления в пространстве.

Однако круг решаемых задач, в которых в той или иной мере используется информация о векторных характеристиках полей, гораздо шире, чем собственно проблемы гидро- и сейсмоакустики. В частности, изучение характеристик звуковых полей в замкнутых объемах представляет важную проблему, являющуюся основой решения задач *архитектурной акустики и экологии*, обеспечивающих необходимое качество восприятия звука в закрытых помещениях и защиты человека от вредного физиологического воздействия звука, в частности при нахождении в замкнутых объемах салонов автомобилей, поездов метро и т.п.

Литература

1. Бурдик В.С. Анализ гидроакустических систем. – Л.: Судостроение, 1988. – 392 с.
2. Сухаревский Ю.М. Статистика основных акустических параметров// Акуст. журн. Т. 41, № 5. 1995. С.853-861.
3. Маслов В.К., Трохан А.М. Метод динамических синхронных измерений параметров гидроакустических полей и обработка информации// Тр. ВНИИФТРИ. Вып.47. 2004. С.84-131.
4. Gade S. Sound Intensity (Theory)// Technical Rewiew, N 3. B&K, 1982.
5. Roy Jean-Alain. Centre Technique des Systèmes Navals, Toulon, France. Measurement of ships' underwater radiated noise on ranges// UDT Pacific 98. February, 1998. – Sydney, Australia. – P.290-295.
6. Смаришев М.Д. О помехозащищенности гидроакустического комбинированного приемника// Акуст. журн. 2005. Т.51, N 3. С.357-358.
7. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. – М.: Физматлит, 2007, 480 с.

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ СТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Физик *Калиш А.Н.*, ст.науч.сотр. *Белотелов В.И.*,
профессор *Звездин А.К.* (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН)

В последние годы развитие технологии привело к переходу от микроэлектроники к нанoeлектронике, в которой начинают существенно проявляться законы квантовой физики. Это приводит к тому, что носителем информации является уже не сам электрон, а его волновая функция. Одним из способов влияния на волновую функцию электрона является использование периодического потенциала, который обычно создается периодическими полупроводниковыми структурами.

В связи с этим возникает задача диагностики периодически наноструктурированных материалов, в частности, определения особенностей их геометрической структуры и значений геометрических параметров. Для ее решения разрабатывается метод, основанный на исследовании оптического отклика материала. Оптическим откликом могут быть спектры отражения, пропускания или рассеяния.

Разрабатываемый метод является развитием известного метода связанных волн (МСВ) для расчета оптических свойств дифракционных решеток [1]. Необходимость его развития связана с тем, что указанный метод применим для расчета многослойных сред, в которых каждый слой представляет собой одно- или двумерную дифракционную решетку с вертикальными стенками. При наличии у среды иного профиля требуется ее разбиение на большое количество слоев, что приводит к сильному возрастанию времени счета.

В разрабатываемом методе отклонение профиля среды от прямоугольного (бинарного) рассматривается как малое возмущение, что и позволяет развить приближенный быстрый метод связанных волн (БМСВ). При этом диэлектрическая проницаемость среды представляется в виде $\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_0(x, y, z) + \Delta\varepsilon(x, y, z)$, где $\varepsilon_0(x, y, z)$ соответствует бинарной решетке. Условием применимости метода является требование, чтобы набег фазы на тех областях, где $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ отлично от нуля, был малым. Иными словами, объем области возмущения должен быть много меньше куба длины волны. Для применения такого подхода необходимо, чтобы погрешность БМСВ была значительно меньше влияния наличия возмущения на оптический отклик. При выполнении этого условия задача оптической диагностики решается следующим образом.

Пусть имеется набор образцов дифракционных решеток, изготовленных одним и тем же технологическим способом. Исследование нескольких

образцов, например, методами электронной сканирующей микроскопии, показало, что решетки не являются строго бинарными, а в результате технологического процесса приобрели какой-либо геометрический дефект – скошенные стенки, неровное дно щелей и так далее, причем характерный размер дефекта является случайной величиной. Заранее рассчитывается отклик соответствующей бинарной решетки. Экспериментально определяется отклик одного образца. Затем при помощи БМСВ (используя результаты расчета отклика идеальной решетки) рассчитывается отклик для разных значений размеров геометрического дефекта, и выбирается то значение, которое дает отклик, наиболее близкий к полученному экспериментально. Такой подход дает возможность поочередно быстро диагностировать разные образцы. Именно быстрый расчет отклика нескольких неидеальных образцов и позволяет говорить о диагностике в реальном масштабе времени.

Следует отметить, что под возмущением может пониматься не только неидеальность профиля материала, но и различие в материальных параметрах. Примерами могут являться, во-первых, случаи наличия в среде веществ с близкими значениями диэлектрической проницаемости, а во-вторых, магнитооптические задачи, представляющие в последние годы большой практический интерес в связи с широкими возможностями их применения в интегральной оптике. Последний случай обусловлен тем, что в магнитных веществах компоненты тензора диэлектрической проницаемости, обусловленные намагниченностью и приводящие к магнитооптическим эффектам, являются малыми по сравнению с остальными компонентами. Применение описанного подхода позволяет быстро и эффективно изучать влияние намагниченности на оптический отклик среды. Аналогично может исследоваться влияние слабой анизотропии, оптического магнитоэлектрического эффекта, магнитного упорядочения и так далее.

Стандартный метод связанных волн сводится к решению матричного уравнения вида:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{J} \\ \mathbf{R} \end{pmatrix} = \mathbf{C}^{-1}(z_0) \left(\prod_{k=0}^{S-1} \mathbf{P}_k e^{-d_k \mathbf{D}_k} \mathbf{P}_k^{-1} \right) \mathbf{C}(z_S) \begin{pmatrix} \mathbf{T} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix},$$

где S – число слоев в решетке (d_k – толщина k -го слоя), а неизвестными являются столбцы \mathbf{R} и \mathbf{T} [1]. Здесь существенным обстоятельством является то, что в пределах каждого k -го слоя материальные параметры не зависят от вертикальной координаты. В БМСВ матрица $e^{-d_k \mathbf{D}_k}$ заменяется на

$$\mathbf{\Omega}_k = \int_{z_k}^{z_{k+1}} e^{-(z-z_k) \mathbf{D}_k} \mathbf{P}_k^{-1} \left(\frac{1}{d_k} \mathbf{I} - \mathbf{M}_k^{(1)}(z) \right) \mathbf{P}_k e^{-(z_{k+1}-z) \mathbf{D}_k} dz, \quad \text{где матрица}$$

$\mathbf{M}_k^{(1)}(z)$ определяется возмущением $\Delta \varepsilon(x, y, z)$.

БМСВ опробован на задаче расчета спектра отражения в нулевом дифракционном порядке для одномерной решетки, изготовленной из кремния, имеющей закругленную форму дна щелей, наличие которой и представляет собой малое

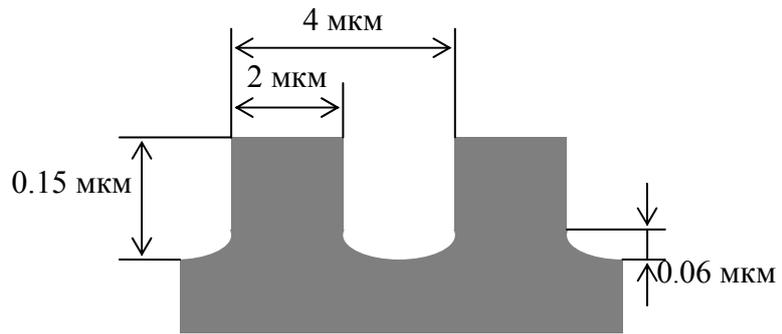
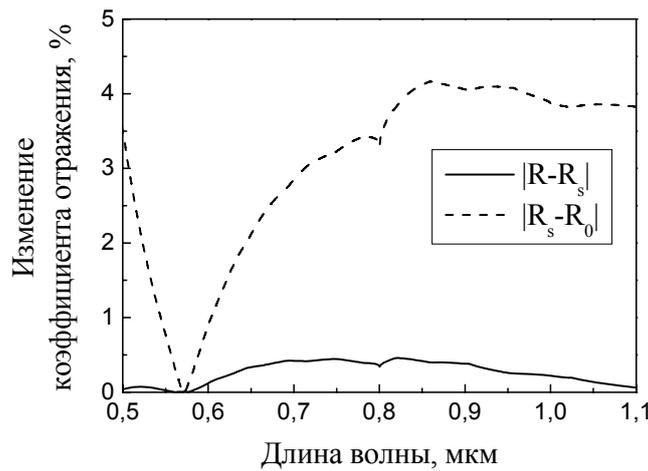
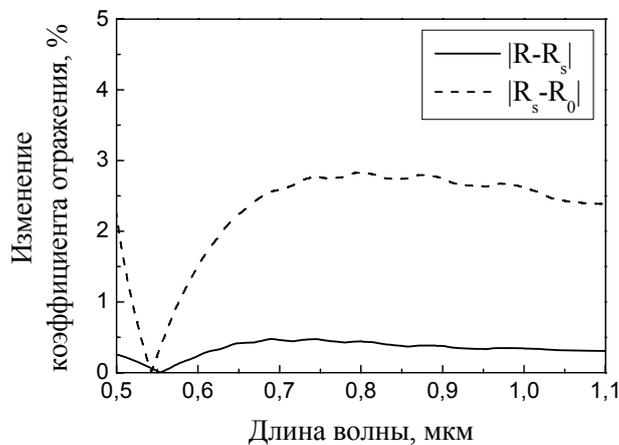


Рис.1. Геометрический профиль рассматриваемой неидеальной дифракционной решетки

возмущение (рис.1). Спектр, полученный с помощью БМСВ $R(\lambda)$ сравнивался со спектром, полученным с помощью стандартного МСВ $R_s(\lambda)$, а также со спектром бинарной решетки тех же размеров $R_0(\lambda)$.



а



б

Рис.2. Спектры величин $|R - R_s|$ и $|R_s - R_0|$ для p -волны (а) и s -волны (б) (пояснения см. в тексте).

На рис.2 показаны спектры величин $|R - R_s|$ и $|R_s - R_0|$, первая из которых определяет погрешность разрабатываемого приближенного метода, а вторая – влияние закругленной формы дна щелей на спектр отражения. Рис.2 показывает, что в широком диапазоне спектра погрешность метода оказывается значительно меньше влияния дефекта. Это обстоятельство доказывает возможность применения БМСВ в задачах оптической диагностики нанометровых объектов.

Работа поддержана РФФИ: 07-02-01445-а, 07-02-91588-АСП_а, 06-02-17507-а, 06-02-16801-а и фондом “Династия”.

Литература

1. N. Chateau, J.-P. Hugonin, J. Opt. Soc. Am. A Vol. 11 No. 4, 1321 (1994).

ИМПУЛЬСНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ

Аспирант *Ваулин Д.Н.*, доцент *Ершов А.П.*, физик *Каменщиков С.А.*,
доцент *Черников В.А.*

Приводятся результаты экспериментальных исследований режимов реализации импульсного разряда над поверхностью воды.

В качестве импульсного источника питания электрической схемы использовался импульсный модулятор, позволяющий получать импульсы длительностью от 10 мкс до 1 мс. Выходное напряжение источника питания в импульсе изменялось от 7 кВ до 25 кВ. Для ограничения разрядного тока использовалось балластное сопротивление, величина которого изменялась в пределах (1-10) кОм. Падение напряжения на разряде определялось при помощи омического делителя напряжения с коэффициентом деления 1000, а разрядный ток измерялся при помощи шунта ($R_{sh} = 0,5$ Ом), включенного последовательно в цепь разряда. Киносъемка разряда проводилась при помощи цифровой кинокамеры. При проведении экспериментов изменялись начальные условия создания разряда, а именно: варьировались расстояние между электродами по горизонтали (L) и высота подъема катода над жидкостью (H), изменялись начальное напряжение источника (U_0) и длительность импульса разряда (τ). Кроме того, изменялась величина балластного сопротивления. На рис.1 приведены типичная фотография разряда и соответствующие ей осциллограммы тока и напряжения.

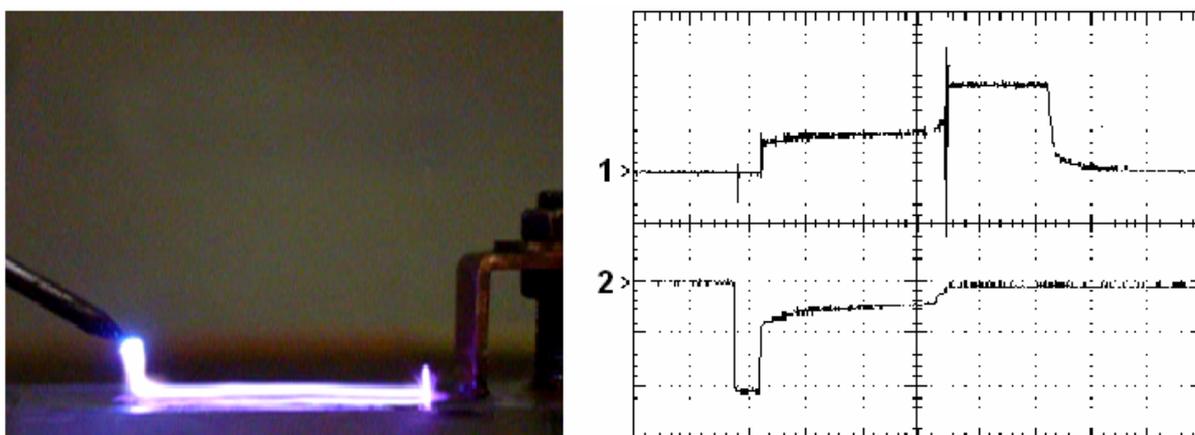


Рис. 1. $L = 50$ mm, $H = 8,6$ mm, $U_0 = 22,2$ kV, 1-ток, 2-напряжение, время импульса – 300 мкс., развертка – 50 мкс/дел, чувствительность по току 5 в/дел, по напряжению 10 в/дел

Анализ осциллограмм и фотографий показал, что исследуемый тип разряда имеет три характерные стадии развития. После подачи напряжения на электроды через некоторое время запаздывания происходит пробой воздуха между верхним электродом и поверхностью воды, возникает разрядный ток, сопровождающийся падением напряжения на электродах. В дальнейшем наблюдается слабое нарастание разрядного тока, сопровождающееся уменьшением напряжения на электродах разряда. При этом разрядный канал вытягивается вдоль поверхности воды в сторону металлического анода, что демонстрируют фотографии разряда, полученные последовательным увеличением длительности импульса. Такой скользящий разряд развивается вдоль поверхности воды до тех пор, пока не достигнет металлического анода. Начиная с этого момента реализуется токовый канал над поверхностью воды, что приводит к скачку тока и падению напряжения на разряде. После этого величина разрядного тока определяется балластным сопротивлением внешней цепи, а напряжение на разряде малым сопротивлением разрядного канала, которые и остаются постоянными до конца импульса независимо от его длительности.

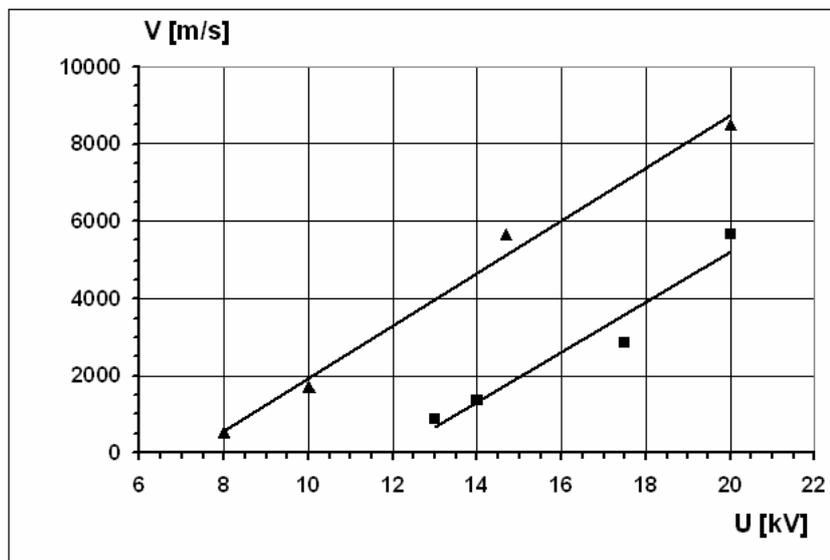
Приведенные осциллограммы позволяют оценить среднюю скорость распространения волны поверхностной ионизации. Так, рис. 1 соответствует скорости $v \sim 300$ м/с.

Из полученных экспериментальных результатов следует, что скорость распространения плазменного канала над поверхностью воды является одной из основных характеристик развития разряда. В связи с этим представляет интерес выяснение ее зависимости от начальных условий организации разряда. Определялось среднее значение скорости движения волны ионизации от катода к аноду как отношение расстояния между электродами ко времени переходной стадии развития разряда: $v_{cp} = L_0 / T$. На рис. 2 (а) представлены зависимости определенной таким образом

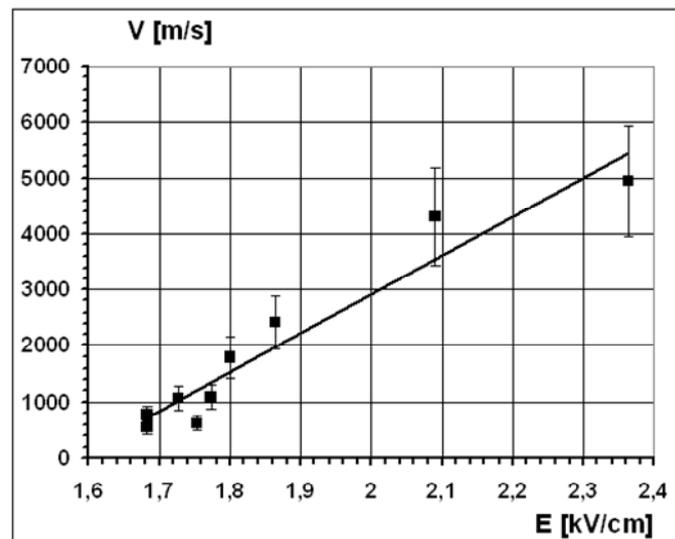
скорости от величины напряжения источника питания и среднего значения напряженности электрического поля: $E_{\text{cp}} = U_d / L_0$.

Как видно из приведенных графиков средняя скорость распространения волны поверхностной ионизации растет с ростом напряжения источника питания и, следовательно, с увеличением напряженности электрического поля, причем ее абсолютная величина тем больше, чем меньше величина балластного сопротивления.

Таким образом, изменяя начальные условия создания разряда над водой, можно в широких пределах варьировать скорость поверхностной



a



б

Рис. 2. Зависимость скорости от а) начального напряжения $L = 34$ mm, $H = 4,3$ mm, ■ - $R = 3$ kOhm, ▲ - $R = 1$ kOhm, б) средней напряженности электрического поля. $L = 50$ mm, $H = 5$ mm, $R = 2$ kOhm

волны ионизации и, следовательно, скорость распространения плазменного канала над поверхностью воды.

В целом полученные результаты подтверждают известный факт о том, что скорость распространения волны поверхностной ионизации полностью определяется значением напряженности электрического поля.

Из сопоставления полного числа экспериментальных данных можно сделать предположение, что основным фактором, влияющим на время движения волны поверхностной ионизации от катода к аноду, является начальное напряжение источника питания. Это напряжение, прежде всего, определяет падение напряжения на разрядном промежутке и как следствие величину напряженности электрического поля между катодом и анодом.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы научных исследований Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» Подпрограмма 2 «Фундаментальные аспекты магнитоплазменной аэродинамики».

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В НЕЗАМКНУТЫХ ПОТОКАХ: МИФЫ И РЕАЛЬНОСТЬ

Вед.науч.сотр. *Ланда П.С.*, науч.сотр. *Гусев В.А.*

Предложена теория развития турбулентности в незамкнутых потоках, в частности, в турбулентных струях. В основе теории лежат следующие положения: 1) в силу конвективного характера неустойчивости в незамкнутых потоках турбулентность не является автоколебаниями, и поэтому для возбуждения турбулентности необходим источник; 2) турбулентный характер струйных течений вызван сильным усилением случайных возмущений, всегда присутствующих на выходе из сопла; 3) на некотором расстоянии от сопла усиление становится существенно нелинейным и система переходит в качественно новое состояние, характеристики которого слабо зависят от источника возмущений; 4) переход к турбулентности в таких потоках можно трактовать как некоторый неравновесный фазовый переход. В отличие от обычного подхода исходные уравнения – уравнения Навье-Стокса – записываются для стационарной скорости и пульсаций, а не для средней скорости и отклонений от нее, что позволяет избежать проблемы замыкания уравнений. На небольшом расстоянии от сопла турбулентные пульсации малы, и для их расчета можно использовать квазилинейную теорию с применением асимптотического метода Крылова-Боголюбова для распределенных систем. Сравнение результатов теории с общепринятыми трактовками результатов экспериментов позволяет провести разделение этих трактовок на мифы и реальность и проанализировать возможности управления турбулентностью акустическим воздействием.

К широко распространенным мифам можно отнести интерпретации таких эффектов:

Миф 1. Причины сдвига максимумов спектров турбулентности в потоках. Обычно этот сдвиг объясняется существенно нелинейными эффектами – спариванием вихрей, уменьшением частоты вдвое при таком спаривании и обратной связью через акустическую волну, рождающуюся на сильных вихревых неоднородностях и распространяющуюся против потока. Присутствие такой волны вблизи сопла действительно подтверждается экспериментами многих авторов, в том числе и нашими. Оно проявляется в наличии в спектрах турбулентных пульсаций в слое смещения вблизи сопла боковых частот, отстоящих от максимума на величину, соответствующую частоте максимума в одном из мест спаривания. Из обычной интерпретации сдвига максимума спектра следует дискретный характер спектров, тогда как в эксперименте наблюдается непрерывный. Это различие авторы указанных работ объясняют статистическим разбросом мест спаривания. Но, как известно, всякий статистический разброс должен иметь свои причины. Однако этот вопрос авторами даже не обсуждается. На самом деле сдвиг максимума спектра следует из предложенной теории даже в линейном приближении, без учета акустической волны, являющейся в данном случае нелинейным эффектом, и сам спектр является непрерывным. Теория объясняет эти сдвиги спектров не дискретным спариванием вихрей, а плавным расширением струи.

Миф 2. Существенное изменение характера спектров турбулентности при наличии акустического воздействия. В спектре появляются дискретные составляющие (на второй и четвертой субгармониках) и области субгармонического резонанса, а также меняется общий уровень турбулентности, что позволяет использовать акустическое воздействие для управления турбулентностью. При низкочастотном воздействии вблизи сопла в спектрах содержатся дискретные составляющие на частоте воздействия и ее высших гармониках. Общий уровень турбулентности повышается. При высокочастотном воздействии спектры также содержат дискретные составляющие на частоте воздействия и ее высших гармониках, но только в непосредственной близости от сопла. Однако уже при небольшом удалении от сопла в спектре появляются максимумы на второй и четвертой субгармониках. Эти максимумы можно объяснить резонансом n -го рода между частотой акустического воздействия и частотами вблизи максимума спектра невозмущенной струи. При дальнейшем увеличении расстояния от сопла интенсивности этих максимумов и основной гармоники уменьшаются, и спектр становится практически монотонно спадающим. Экспериментальная зависимость максимумов спектра от расстояния от сопла имеет ступенчатый характер с ярко выраженными гистерезисными явлениями. Ступенчатый характер может быть интерпретирован как последовательное

появление с ростом расстояния субгармонических резонансов все более высокого порядка, причем переход от субгармонического резонанса одного порядка к субгармоническому резонансу другого порядка может сопровождаться гистерезисом, если в некотором диапазоне расстояний оба резонанса устойчивы. Описанная интерпретация никак не связана с широко распространенным объяснением описанного поведения спектров за счет локализации мест спаривания вихрей при акустическом воздействии.

Миф 3. Характер усиления гидродинамических волн, индуцированных акустическим воздействием. Турбулентные струи преобразуют подаваемые на вход слабые акустические возмущения в усиливающиеся гидродинамические волны, причем это преобразование происходит в основном на кромке сопла. В случае низкочастотного акустического возбуждения коэффициент усиления пульсаций давления изменяется немонотонно с увеличением расстояния от сопла. Как показывают эксперименты, вдоль оси струи зависимость коэффициента усиления от нормированного расстояния сильно зависит от частоты акустического воздействия, выраженной в числах Струхала. В то же время в середине пограничного слоя эта зависимость коэффициента усиления слабо зависит от частоты воздействия, и положения максимумов (в зависимости от расстояния) коэффициента усиления совпадают при различных числах Струхала, тогда как на оси струи они значительно отличаются. Наблюдаемая зависимость коэффициента усиления от расстояния от сопла с максимумом в некоторой точке, в принципе, является линейным эффектом и может быть объяснена изменением с расстоянием резонансной частоты струи, обусловленным сдвигом максимумов спектров, т.е. уширением струи. Такое объяснение соответствует модели струи в виде набора резонаторов, собственные частоты (соответствующие максимумам спектров) которых изменяются при изменении расстояния от сопла и от оси струи. Различие в поведении амплитуды на оси струи и в пограничном слое можно объяснить следующим. Поскольку, как следует из нашей теории, зависимость амплитуды возмущений от расстояния от оси является почти экспоненциальной, в описываемых экспериментах начальное возмущение на оси было довольно слабым. Поэтому оно начинало проявлять себя только на некотором расстоянии от сопла. Тем не менее, некоторые авторы делают мифический вывод о распространении возмущения от сдвигового слоя к оси струи.

Миф 4. Переход к турбулентности как рождение маломерного хаотического аттрактора. Ламинарное течение жидкости в струях почти всегда является неустойчивым к малым возмущениям. Эта неустойчивость является конвективной, т.е. сносковой, и поэтому не может привести к самовозбуждению турбулентности без глобальной обратной связи. Самовозбуждение турбулентности возможно только в потоках с глобальной обратной связью, например, в течении между вращающимися цилиндрами или сфе-

рами, в струе со спутным встречным потоком, в струях, на пути которых имеется некоторое препятствие (так называемые импактные струи) и т.п. Тем не менее, часто утверждается, что всякая турбулентность представляет собой хаотические автоколебания, соответствующие рождению в фазовом пространстве некоторого аттрактора. Это означает, что система, порождающая турбулентность, может рассматриваться как динамическая. Состояние динамической системы полностью определяется заданием начальных условий, а возможная случайность связана только с неустойчивостью. В линейном приближении гидродинамические и образующиеся на неоднородностях потока акустические волны не взаимодействуют и линейная обратная связь в струях, которая могла бы привести к самовозбуждению автоколебаний, отсутствует. Поэтому в свободных струях переход к турбулентности связан не с возбуждением автоколебаний, а с очень сильным усилением всегда присутствующих слабых входных возмущений. Следовательно, турбулентные струи, по крайней мере, не очень далеко от сопла, нельзя рассматривать в рамках динамической модели, и существование хаотического аттрактора в большом числе случаев является одним из мифов.

Миф 5. Возможность описания процессов в турбулентных струях в приближении невязкой жидкости. Собственные функции для уравнения Навье-Стокса при любом значении числа Рейнольдса представляют собой линейную комбинацию двух частных решений – быстрого и медленного. Собственные функции для уравнения Эйлера определяются только одним медленным решением. Даже поправка к решению уравнений Эйлера, определяемая числом Рейнольдса и найденная в ряде работ, по существу ничего не меняет, так как дает вклад только в медленную часть решения. Отсюда следует, что содержащееся во многих работах утверждение, что турбулентные процессы в струях могут быть рассчитаны исходя из уравнений Эйлера, является одним из мифов.

Литература

1. Landa P.S., Ginevsky A.S., Vlasov Ye.V., Zaikin A.A. Turbulence and Coherent Structures in Subsonic Submerged Jets. Control of the Turbulence. Int. J. Bifurcations and Chaos, vol. 9, 1999, pp. 397-414.
2. Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К. Акустическое управление турбулентными струями. М.: Физматлит, 2001.
3. Landa P.S., McClintock P.V.E. Development of turbulence in subsonic submerged jets. Phys. Rep., vol. 397 (2004), pp. 1-62.
4. Ланда П.С. Возникновение турбулентности в незамкнутых течениях жидкости как неравновесный шумоиндуцированный фазовый переход второго рода. ЖТФ, 1998, т. 68, № 1, 31-39.