

Можно ожидать, что усовершенствование компьютерного фазового микроскопа и укорочение длины волны позволят получить  $d < 0,1$  мкм,  $\Delta z \approx 0,1-0,5$  нм, что соизмеримо с разрешением растровых электронных микроскопов.

### Л и т е р а т у р а

- [1] W u a n t J.C., C r e a t h K. // Laser focus / electro-optics. 1985. N 11. P. 113-132.
- [2] B h u s h a n B., W u a n t J.C., K o l i o p o u l o s C.L. // Ap. Opt. 1985. T. 24. N 10. P. 1489-1497.
- [3] Евдокимов М.В., Козлов С.Н., Мазалов И.Н., Тычинский В.П. Тезисы XII конференции „Когерентная и нелинейная оптика“, М., 1985 с. 147.
- [4] S a s a k i O., O k a z a k i H. // Ap. Opt. 1986. T. 25. N 18. P. 3137-3140.
- [5] Тычинский В.П., Мазалов И.Н., Евдокимов М.В. Ernst-Abbe Conferenz. Тезисы докладов, Иена, 1987, с. 44.
- [6] Мазалов И.Н., Тычинский В.П., Самсонов К.Б. // Электронная промышленность. 1987. № 5. с. 54.
- [7] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
- [8] Каргашов А.И., Эцин И.Ш. // УФН, 1972. Т. 106. В. 4. С. 687.
- [9] Тычинский Е.П., Евтихийев Н.Н., Захаров В.П., Снежко Ю.А. // Измерительная техника. 1987. № 12. С. 39-42.

Московский институт  
радиотехники, электроники  
и автоматики

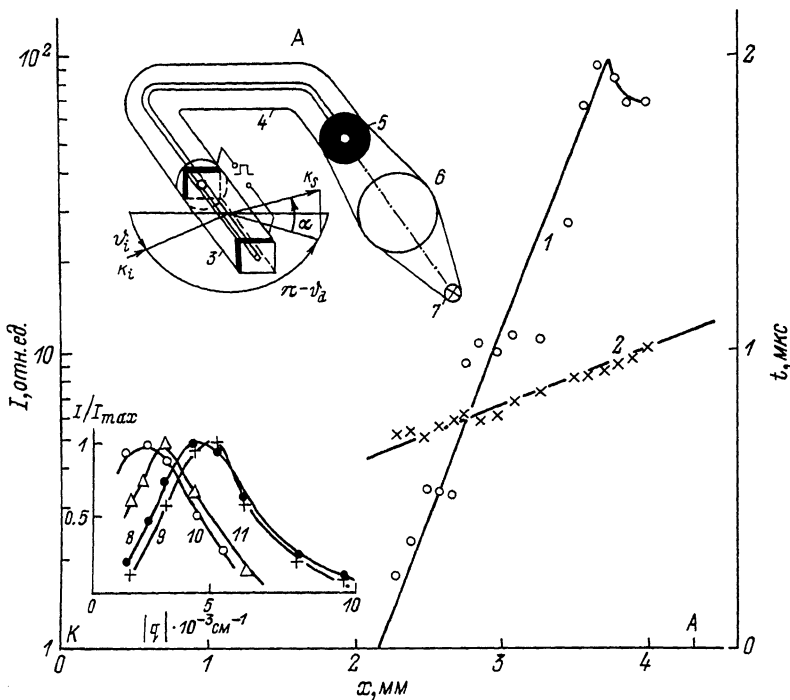
Поступило в Редакцию  
6 мая 1988 г.  
В окончательной редакции  
10 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3                      12 февраля 1989 г.  
05; 08

### ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ АКУСТОЭЛЕКТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ТОНКОМ АКТИВНОМ КАНАЛЕ ОБЪЕМНОГО ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКА

Ю.В. А р и с т о в, В.М. Р ы с а к о в

Аналізу процесса развития акустической неустойчивости (АН) в пьезополупроводниках, возникающей при движении электронов со сверхзвуковой скоростью, посвящено много работ (см., например, библиографию в [1]), однако ряд его особенностей не получил удовлетворительного объяснения. Одна из возможных причин этого -



Зависимость интенсивности (1 – левая шкала) и временного положения максимума (2 – правая шкала) рассеянного света от координаты  $x$  в канале. На врезке А: упрощенная схема эксперимента: 3 – образец, 4 – гибкий световод, 5 – диафрагма, 6 – линза, 7 – лампа. На врезке В: спектры домена на расстояниях 2.5, 3.2, 3.4 и 3.8 мм от катода (кривые 8–11 соответственно).

неучет поперечной структуры усиливаемого потока, имеющей конечный радиус когерентности. Теоретический анализ всегда проводился в одномерном приближении плоских волн, а эксперимент – на толстых кристаллах, сечение которых во много раз превосходило радиус когерентности. По-видимому, впервые на возможное влияние поперечной некогерентности потока, в частности на процесс преобразования спектра вниз в процессе усиления, было указано в [1]. В настоящем сообщении приводятся экспериментальные результаты исследования влияния поперечного размера на процесс развития акустической неустойчивости.

Использовался фоточувствительный монокристалл  $CdS$  размером  $2 \times 2 \times 7$  мм с осью  $C_6$  вдоль большей стороны. Проводящий канал регулируемого сечения (от 40 до 2000 мкм) с проводимостью до  $2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  создавался в нем продольной засветкой через торец кристалла, имевший оптический контакт с гибким регулярным световодом, второй конец которого через диафрагму освещался.

шался точечной ртутной лампой (см. рисунок). Поле к каналу при-  
 кладывалось через наварные кольцевые индиевые контакты с полу-  
 проводящими областями под ними, которые эквивалентны прозрач-  
 ным торцевым контактам (междуэлектродный промежуток — 4.3 мм).  
 Развивающийся акустический поток анализировался с помощью ма-  
 лоугловой дифракции излучения гелий-неонового лазера. Регистри-  
 рующая аппаратура имела существенные отличия от обычно приме-  
 няемой: обеспечивала измерение не только азимутальных углов  $\varphi_1$   
 и  $\varphi_2$ , но и угла возвышения  $\alpha$  дифрагированного пучка света,  
 позволяя определять как модуль волнового вектора рассеивающего  
 процесса, так и его ориентацию в пространстве; большой динамичес-  
 кий диапазон входных устройств и цифровое вычитание паразитного  
 рассеяния, позволяя работать не только в скрещенных, но и в па-  
 раллельных поляризациях входного и выходного пучков даже при  
 малых углах дифракции; многоканальную цифровую систему накопле-  
 ния, позволяющую существенно улучшить соотношение сигнал/шум  
 и обеспечить высокую точность и надежность результатов [2].

Эксперимент показал, что развитие АН качественно изменяется  
 при изменении сечения активной области. При возбуждении всего  
 образца наблюдалась обычная картина: временное и пространствен-  
 ное (как продольное, так и поперечное) распределение акустическо-  
 го потока было достаточно сложным и имело доменный характер.  
 Основной вклад в него давали Т2 волны, распространяющиеся под  
 углом, близким к  $30^\circ$ . В области экспоненциального нарастания  
 потока максимум его спектра плавно сдвигался к первой субгар-  
 монике.

При возбуждении в образце проводящего канала (диаметр свето-  
 вого пучка на входе 170 мкм, на выходе — 400 мкм) картина бы-  
 ла качественно другой. Акустический поток в виде движущегося  
 домена существовал только в канале, диаметр которого изменялся  
 от 150 до 300 мкм. Этот поток был образован  $\angle$  волнами, на  
 что указывает его наблюдаемость только в изотропных процессах  
 дифракции, а также скорость движения огибающей домена (см.  
 рисунок). По всей видимости, это — первое наблюдение АН на про-  
 дольных волнах в *CdS*. Обычно развивается АН на косых Т2 вол-  
 нах, имеющая более низкий порог и подавляющая из-за нелинейных  
 эффектов АН на продольных волнах. При использованном тонком  
 активном канале косые Т2 волны быстро выходят из него и не  
 могут достичь интенсивностей, достаточных для подавления продоль-  
 ных волн.

Характер изменения спектра домена при его распространении  
 также качественно отличается от обычного. В области экспоненциаль-  
 ного нарастания (см. рисунок), охватывающей диапазон около двух  
 порядков, не наблюдается плавного изменения спектра. Лишь в точ-  
 ке  $x = 3,3$  мм, в которой сигнал не регистрируется из-за какой-  
 то не видимой в микроскоп неоднородности, спектр скачком (на  
 длине менее 100 мкм) изменяется.

Измерение углового спектра акустического потока показало, что  
 его ширина ( $\sim 0,2$  рад) незначительно превосходит дифракционную,

и скорее всего это превышение вызвано не хаотичностью поперечной структуры, а сферичностью фронта волны. Таким образом, можно считать, что поток в канале полностью поперечно когерентен, что ближе всего соответствует обычно рассматриваемому одномерному случаю.

Далее, за счет расходимости пучка накачки и его поглощения теоретическая частота максимального усиления понижается в канале по мере удаления от катода, что должно было бы способствовать эффективному преобразованию спектра в область низких частот [3, 4]. Однако экспериментально не только не наблюдается смещения спектра вниз, но можно даже отметить тенденцию к смещению вверх.

Следовательно, общепринятая модель смещения спектра вниз за счет продольного параметрического пайерловского или непайерловского взаимодействия для поперечно когерентного потока, для которого эта модель и разрабатывалась, не подтверждается экспериментально. Весьма вероятно, что смещение спектра вниз связано с поперечной некогерентностью и змейковым движением электронов, механизмом, предложенным в [1]. Наблюдаемый в нашем случае сдвиг на локальной неоднородности, по всей видимости, связан с частотной зависимостью поглощения звука дефектами, например дислокациями решетки [5]. Аналогичным образом в объемном кристалле статистически распределенные дефекты за счет усреднения в процессе дифракции по толщине приводят к плавному сдвигу регистрируемого спектра.

Таким образом, проведенный эксперимент показал, что для поперечно когерентных потоков общепринятая модель смещения спектра вниз не работает, однако для окончательного установления механизма смещения требуются дальнейшие эксперименты.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Рысakov В.М. Когерентизация и доменизация акустических потоков в процессе развития акустической неустойчивости. Препринт ФТИ № 1222, Л., 1988. 60 с.
- [2] Аристов Ю.В., Рысakov В.М. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 4. С. 215.
- [3] Гуревич В.Л., Каган В.Д., Лайхтман Б.Д. // ЖЭТФ. 1967. Т. 54. № 1. С. 188.
- [4] Shapiro B. // Phys. Rev. 1975. V. B12. N 6. P. 2402.
- [5] Гранато А., Люкке К. В сб.: Физ. акустика. М.: Мир, 1969. Т. 4А. С. 261.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
8 декабря 1988 г.