

- [1] Владимирцев Ю.В., Голенищев-Кутузов А.В. - ФТТ, 1980, т. 22, № 1, с. 217-218.
- [2] Здебский А.П., Шейнкман М.К., Аннаниязов А.Н., Гарягдыев Г. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 18, с. 1134-1137.
- [3] Bryan D.A., Rice R.R., Lerson R., Tomaschke H.E., Sweeney K.L., Halibrerton. - Optical Engineering, 1985, v. 24, N 1, p. 138-143.
- [4] Ангерт Н.Б., Пашков В.А., Соловьева Н.М. - ЖЭТФ, 1972, т. 62, в. 5, с. 1666-1672.
- [5] Онищенко А.М., Пашков В.А., Топчий С.Б. - ФТТ, 1986, т. 28, в. 10, с. 3168-3170.
- [6] Здебский А.П., Остапенко С.С., Савчук А.У., Шейнкман М.К. - Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, в. 20, с. 1243-1247.
- [7] Здебский А.П., Шейнкман М.К., Аннаниязов А.Н., Гарягдыев Г. - ФТТ, 1987, т. 29, в. 4, с. 1135-1140.
- [8] Леванюк А.П. - Изв. АН СССР, сер. физич., 1975, т. 39, № 4, с. 686-689.
- [9] Акустические кристаллы / Под. ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.

Институт полупроводников
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
21 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ
ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
В $LiNbO_3$ ПРИ $T = 300-4.2$ К

К.В. Дьяконов, Ю.В. Илизавский,
Э.З. Яхкин

В работе [1] сообщалось о влиянии поверхностных акустических волн (ПАВ) большой интенсивности ($I \sim 10^4$ Вт/см²) на сверхпроводящее состояние тонких пленок свинца при $T = 6-8$ К. Некоторые особенности полученных результатов можно объяснить, если предположить, что воздействие поверхностной волны на сверхпроводящую пленку имеет ударный характер.

При $T = 300$ К преобразование мощной гармонической ПАВ в ударную экспериментально исследовалось в работах [2, 3]. Используя метод оптического зондирования, авторы [2] изучили спектраль-

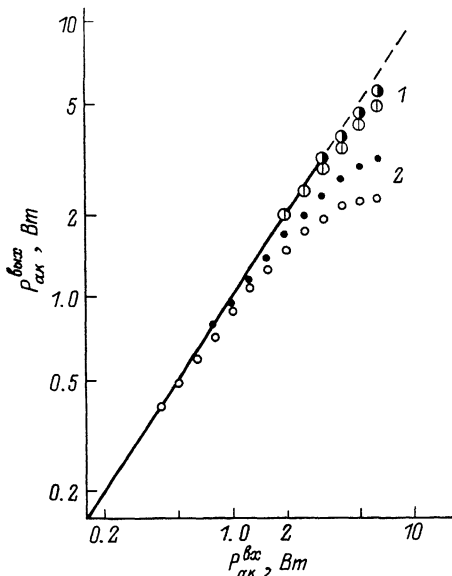


Рис. 1. Зависимость выходной акустической мощности в линии задержки от входной: 1 - $l = 13$ мм, 2 - $l = 26$ мм (нестрихованные обозначения - $T = 300$ К, штрихованные - $T = 4.2$ К, 77 К).

ный состав и определили профили смещений в поверхностной волне на разных расстояниях от излучателя. Полученные результаты свидетельствовали о том, что при распространении в ПАВ накапливаются нелинейные искажения, и на некотором расстоянии волна становится пилообразной с большими ($\sim 5 \cdot 10^{-3}$) значениями деформаций на фронте. Поскольку искажения профиля ПАВ возникают из-за нелинейности среды, которая описывается упругими модулями 3-го порядка, то исследование спектрального состава ударной волны в широком интервале температур дает возможность определить величину и температурную зависимость нелинейных упругих модулей.

В данной работе впервые исследована температурная зависимость в интервале $T = 300-4.2$ К нелинейных процессов, сопровождающих распространение ПАВ большой интенсивности в $YZ-LiNbO_3$.

Для возбуждения и приема поверхностной волны использовались три встречно-штыревых преобразователя (ВШП) с резонансной частотой 87 МГц, расположенные на расстоянии 13 мм друг от друга. Каждый ВШП имел 10 пар штырей и апертуру 3 мм. Потери на одно преобразование составляли 6-8 дБ. Максимальная интенсивность звука достигала значения 10^4 Вт/см². Исследование спектрального

состава и формы ПАВ проводилось с помощью электростатического зонда в виде полоски Al толщиной 0,5 мкм и шириной 5 мкм, расположенного на поверхности звукопровода на расстоянии 20 мм от входного преобразователя. Параллельность зонда относительно ВШП была не хуже 4° . При изучении формы волны сигнал с зонда поступал на осциллограф С1-75, а исследование генерации гармоник проводилось селективным ВЧ-приемником 80-900 МГц с полосой пропускания 1,5 МГц и чувствительностью не хуже 10^{-12} Вт. Входная интенсивность ПАВ изменялась с помощью ступенчатого аттенюатора 0-90 дБ с шагом 1 дБ. Уровень сигналов с зонда поддерживался постоянным аналогичным аттенюатором, включенным в выходной ВЧ-тракт. Это позволяло работать в одной точке рабочей характеристики приемных устройств. При низкотемпературных измерениях образец помещался в криостат типа „перевернутый“ сосуд Дьюара, который погружался в гелиевую ванну. Температура образца регулировалась нагревателем и контролировалась германиевым термометром.

На рис. 1 представлены результаты измерений выходной акустической мощности на основной частоте в зависимости от мощности ПАВ на входном преобразователе. Как видно, при низких уровнях входной мощности зависимость $\rho_{ак}^{вх}$ ($\rho_{ак}^{вх}$) имеет линейный характер. С увеличением входной интенсивности ПАВ выше некоторого значения наблюдается отклонение от линейности, объясняемое перекачиванием мощности основной частоты в гармоники, генерируемые за счет упругой нелинейности $LiNbO_3$. Значение этой интенсивности уменьшается с увеличением расстояния. Понижение температуры до 77 К приводит к некоторому ослаблению нелинейности, при дальнейшем понижении температуры нелинейные свойства среды не меняются.

Результаты исследования процесса генерации гармоник в поверхностной акустической волне приведены на рис. 2,а. При максимальной интенсивности звука мы наблюдали 10 гармоник основной частоты, что свидетельствует о высоком качестве обработки поверхности и отсутствии дисперсии (в случае нелинейных ПАВ количество регистрируемых гармоник определяется лишь чувствительностью приемных устройств). Из рисунка видно, что при увеличении входной акустической мощности происходит обогащение спектра исходной гармонической волны высшими гармониками. Скорость роста гармоник (наклон кривых на рис. 2,а) увеличивается с их номером и уменьшается с температурой. Дальнейшее увеличение входной мощности приводит к плавному уменьшению скорости роста. Полученные данные о спектральном составе ПАВ согласуются с прямым наблюдением формы акустической волны (рис. 2,б). При $P_{ак}^{вх} = 1$ мВт сигнал с зонда имел синусоидальный вид. Увеличение акустической мощности приводило к несимметричному искажению сигнала, при котором положительная полуволна уменьшалась по амплитуде и расширялась, а отрицательная росла и сужалась. При $P_{ак}^{вх} = 6$ Вт вид сигнала приближался к дельта-образному. Поскольку регистрируемый зондом сигнал связан с пьезополями, сопровождающими ПАВ, то форма сигнала отражает профиль деформаций в поверхностной волне.

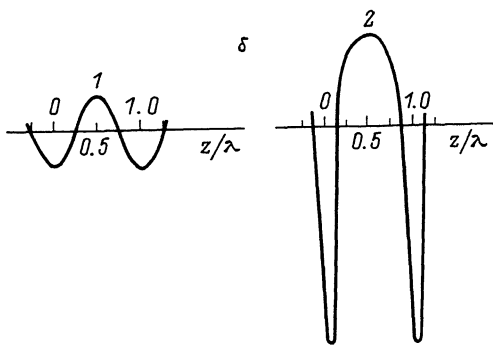
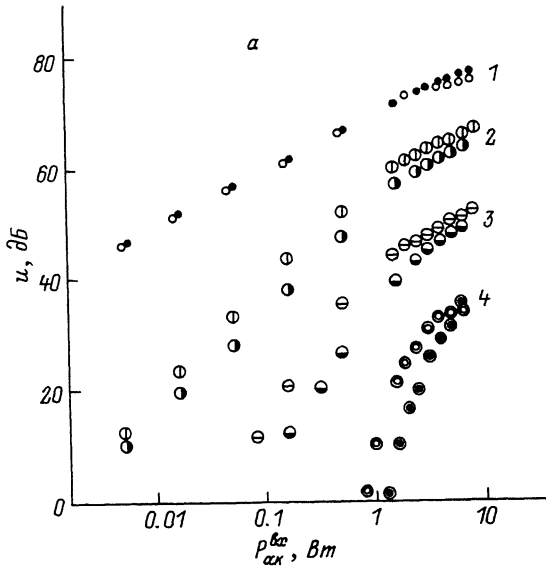


Рис. 2. а) Зависимость спектрального состава ПАВ от входной акустической мощности: 1 - основная частота f , 2 - $2f$, 3 - $3f$, 4 - $10f$ (нештрихованные обозначения - $T = 300$ К, штрихованные - $T = 4.2$ К). б) Вид сигнала с электростатического зонда для двух акустических мощностей: 1 - 1 мВт, 2 - 6 Вт.

Изменение профиля деформаций при увеличении P_{ax}^{BX} позволяет сделать вывод о том, что исходная гармоническая ПАВ при распространении трансформируется в пилообразную, т.е. образуется поверхностная волна ударного типа.

По результатам измерений амплитуд гармоник можно определить значение эффективного нелинейного параметра Γ , который характе-

ризуется нелинейными свойствами среды и является комбинацией упругих модулей 2-го и 3-го порядков [4]. Связь нелинейного параметра с амплитудами волны на основной частоте и на второй гармонике для ПАВ в приближении слабой нелинейности получена в работе [5]:

$$\Gamma = 4 \frac{u_2}{u_1} \cdot \frac{1}{k_1^2 u_1 l}, \quad (1)$$

где $u_{1,2}$ - амплитуды основной частоты и второй гармоники, k_1 - волновое число ПАВ на основной частоте, l - расстояние от входного ВШП. Отношение $\frac{u_2}{u_1}$ можно определить из рис. 2,а, величина u_1 рассчитывалась по формуле, приведенной в [6]. Для $P_{AK}^{BX} = 16$ мВт и $T = 300$ К $u_1 = (4 \pm 1) \text{ \AA}$, $\frac{u_2}{u_1} = (4.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$

Подставляя эти значения в (1), имеем:

$$\Gamma_{300} = 0.8 \pm 0.2.$$

Полученный результат в пределах погрешности измерений согласуется с величиной нелинейного параметра, измеренного в [7]. Аналогичные вычисления для $T = 4.2$ К дают:

$$\Gamma_{4.2} = 0.5 \pm 0.2.$$

Проведенные в работе исследования показывают, что мощная гармоническая ПАВ при распространении по свободной поверхности $LiNbO_3$ трансформируется в поверхностную волну ударного типа с пилообразным профилем смещений. Понижение температуры до 4.2 К не приводит к существенному изменению процесса искажений волны, а количественные отличия связаны с уменьшением упругой нелинейности среды, что подтверждается расчетом эффективного нелинейного параметра Γ .

Л и т е р а т у р а

- [1] Дуаконов К.В., Илизавский Ю.В., Леманов В.В., Яххинд Е.З. - Proc. of ISSWAS, Novosibirsk, 1986, v. 1, p. 247-250.
- [2] Балакирев М.К., Белостокский А.Л., Федюхин Л.А. - ФТТ, 1983, т. 25, в. 2, с. 339-342.
- [3] Наянов В.И., Васильев И.А. - ФТТ, 1983, т. 25, в. 8, с. 2490-2492.
- [4] Лямов В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во МГУ, 1983. 223 с.
- [5] Павлов В.И., Солодов И.Ю. - ФТТ, 1977, т. 19, в. 10, с. 2948-2954.

- [6] Фарнелл Дж. В кн.: Поверхностные акустические волны / Под ред. А. Олинера. М.: Мир, 1981, с. 26-81.
- [7] V e l l a P.J., S t e g e m a n G.I. - J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 1, p. 82-85.

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

Поступило в Редакцию
20 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23 12 декабря 1988 г.

ОБ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИССИПАТИВНЫХ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМ

В.В. Гуленко, В.И. Ткаченко

1. Взаимодействие электронных пучков малой плотности с плазмой неустойчиво относительно возбуждения собственных волн системы. Теоретический анализ процессов энергообмена между частицами пучка и волнами показал, что неустойчивость можно условно разделить на линейную и нелинейную части. Параметры линейной стадии могут быть вычислены обычными итерационными методами [1]. Для изучения нелинейной стадии, когда движение частиц пучка, вследствие их захвата волной, существенно сложнее, применение итерационных методов невозможно. В этом случае требуется привлечение численных расчетов [2] или использование асимптотических аналитических методов. Так, например, на возможность построения аналитических решений нелинейной стадии пучково-плазменного взаимодействия указано в [3], где отмечен автомодельный характер полученных решений, и с их помощью описана нелинейная динамика закритических пучков. В настоящей работе предложена приближенная аналитическая теория нелинейного взаимодействия пучков малой плотности с плазмой при наличии диссипативных эффектов в плазме и пучке.

2. Предполагая плазму линейной гидродинамической средой, запишем исходную нелинейную одномерную систему уравнений [4]

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\tau} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sin(2\pi \mathcal{Y}_i + \varphi) - \frac{\theta_{\mathcal{E}}}{2} \mathcal{E}, \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{N\mathcal{E}} \sum_{i=1}^N \cos(2\pi \mathcal{Y}_i + \varphi), \quad (2)$$

$$2\pi \frac{d\mathcal{Y}_i}{d\tau} = \omega_i. \quad (3)$$