малых значениях скорости и вследствие этого небольшого искажения формы сигнала возможна ошибка порядка 20% при определении амплитуд гармоник.

При переходе к более высоким частотам максимум акустического течения перемещается ближе к отверстию. Это видно на фиг. 3, где кривые *1* и *2* относятся к частоте 500 Гц (уровни звукового давления 147,6 и 145,7 дБ соответственно), а кривые *3–5* – к частоте 1600 Гц (уровни звукового давления 145,4, 143,2, 137,6 дБ). Последняя кривая лежит особняком, так как, согласно фазовым диаграммам Ингарда [1], еще не достигнут режим, при котором начинаются интенсивные нелинейные процессы.

Как и в случае звукового ветра в поле акустического диполя [5], подтверждается линейная зависимость скорости течения от амплитуды колебательной скорости в отверстии при $\mathrm{Re} \gg 1$. Пространственный масштаб течения для двух исследованных частот оказался пропорциональным $\sqrt{f}$. На фиг. 4 при такой нормировке представлены данные для частот 500 и 1600 Гц при приблизительно одинаковых уровнях звука в падающей волне (145,7 и 145,4 дБ, кривые *1* и *2* соответственно).

Появление акустического течения и генерация гармоник существенно влияют на величину акустического импеданса перфорированных облицовок. Как показывают измерения, активное сопротивление отверстий при высоких уровнях звукового давления многократно увеличивается и становится пропорциональным амплитуде колебательной скорости в отверстии [2, 6]. Прослеживается прямая взаимосвязь между увеличением скорости и протяженности акустического течения и возрастанием активного сопротивления отверстия. Не остается без изменения и реактивная компонента импеданса. Нелинейное искажение волны в отверстии может сопровождаться значительным уменьшением присоединенной массы отверстия.

Автор с признательностью отмечает участие в проведении трудоемких и тонких измерений с термоанемометром студентов-дипломников А. М. Поликарпова, В. И. Поповского, В. П. Виноградова.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ingard U., Labate S.* Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices. J. Acoust. Soc. America, 1950, *22*, 2, 211–218.
2. *Ingard U., Ising H.* Acoustic nonlinearity of an orifices. J. Acoust. Soc. America, 1967, *42*, 1, 6–17.
3. *Лебедева И. В.* Об измерении колебательной скорости в звуковых полях высокой интенсивности. Сб. докладов IX Всес. акустич. конф. OIV-1, М., 1977.
4. *Идельчик И. Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М., «Машиностроение», 1975.
5. *Вердин В. Г., Семенова Н. Г., Сушкова В. Н.* О звуковом ветре в поле акустического диполя. Акуст. ж., 1974, *20*, 4, 526–530.
6. *Лебедева И. В., Соловьева М. Н.* Нелинейность импеданса перфорированных панелей. Сб. докл. VIII Всес. акуст. конф., Т12, 1973.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова,
физический факультет,
кафедра акустики

Поступила
3 августа 1979 г.

УДК 534.23

РАСЧЕТ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ СЛОЖНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОТРАЖЕННЫХ СИГНАЛОВ

Н. Н. Нефедов

Диаграмма направленности излучающей системы является характеристикой дальнего поля, где ее можно определить путем непосредственных измерений. Однако в связи с понижением частот и с необходимостью калибровать все более крупные излучатели непосредственное измерение диаграммы наталкивается на серьезные трудности, так как для этих измерений нужны колоссальные пространства [1]. Поэтому в последнее время большое внимание уделяется развитию методов расчета диаграмм направленности по измерениям в ближнем поле. В основе этих методов лежит интегральная теорема Гельмгольца, устанавливающая связь между давлением и его нормальной производной на замкнутой поверхности S, внутри которой находится излучающая система, и давлением в любой точке пространства x, лежащей вне S:

$$p(x)=\frac{1}{4\pi}\oint\!\!\oint_S\left\{p(y)\frac{\partial(e^{ikr}/r)}{\partial n_y}-\frac{\partial p(y)}{\partial n_y}\frac{e^{ikr}}{r}\right\}ds, \tag{1}$$

где S — замкнутая достаточно гладкая поверхность, на которой проводятся измерения (контрольная поверхность), $r=|x-y|$, k — волновое число, $p(y)$ и $\partial p/\partial n_y$ — значение давления и его нормальной производной на S, $\partial/\partial n_y$ — производная по внешней к поверхности S нормали.

Таким образом, зная значения амплитуд и фаз давления и его нормальной производной на контрольной поверхности S, можно по результатам измерений в ближнем поле рассчитать диаграмму направленности. Использование метода, основанного на непосредственном измерении нормальной производной давления, стало возможным лишь после создания прибора, позволяющего с достаточной для практики точностью производить измерения колебательной скорости (и ее компонентов). Это так называемый векторный приемник, созданный на кафедре акустики МГУ (см., например, [2]). В работах [3, 4] предложен метод, основанный на замене нормальной производной ее приближенным значением, являющимся точным для плоских волн, что, естественно, ограничивает возможность применения этого метода. В работах [5, 6] предлагается метод, основанный на определении нормальной производной по давлению путем решения интегральных уравнений, которые можно получить, используя формулу (1) (см., например, [7]). Отметим, что все эти методы разработаны для идеальных условий свободного поля.

В настоящей работе предлагается метод расчета диаграмм направленности в случае, когда условия свободного поля не выполнены: наряду с прямым сигналом от излучателя на контрольной поверхности регистрируется другой сигнал, отраженный от границ или каких-либо тел, расположенных вне измерительной поверхности.

Пусть на контрольной поверхности S из эксперимента определены значения $p(y)$, $\partial p(y)/\partial n_y$ $(y\in S)$. Эти величины являются линейной суперпозицией прямого поля излучателя и отраженной от границ (обозначим их индексами «п» и «о» соответственно), т. е.

$$p=p_{\text{п}}+p_{\text{о}}, \qquad \frac{\partial p(y)}{\partial n_y}=\frac{\partial p_{\text{п}}(y)}{\partial n_y}+\frac{\partial p_{\text{о}}(y)}{\partial n_y}. \tag{2}$$

Будем считать, что выполнены условия, при которых дифракцией отраженного поля на излучателе можно пренебречь, и отраженный сигнал не влияет на работу излучателя.

Отраженное поле внутри замкнутой области, ограниченной поверхностью S, удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца, поэтому оно может быть представлено в виде поля фиктивных излучателей, расположенных в свободном пространстве вне поверхности S. Действительно, в силу интегральной теоремы Гельмгольца для внутренней области это может быть совокупность монопольных и дипольных излучателей, распределенных с плотностями $\partial p_0/\partial n_y$ и $-p_0$ на замкнутой поверхности S', внутри которой лежит S и которая отделяет излучатель от отражающих объектов.

Используя результаты работы Малюжинца [8], можно разделить поля внешней и внутренней по отношению к S систем излучателей, разделив таким образом прямое поле излучателя и отраженное поле. Получим

$$p_{\text{п}}(y_0)=\frac{1}{2}p(y_0)+L(p(y)), \tag{3}$$

$$\frac{\partial p_{\text{п}}(y_0)}{\partial n_{y_0}}=\frac{1}{2}\frac{\partial p(y_0)}{\partial n_{y_0}}+\frac{\partial}{\partial n_{y_0}}(L(p(y))), \tag{4}$$

где $p(y_0)$ и $\partial p(y_0)/\partial n_{y_0}$ — значения давления и его нормальной производной в точке y_0, $L(p(y))$ — интегральный оператор Гельмгольца

$$L(p(y))=\frac{1}{4\pi}\oint\!\!\oint_S\left\{p(y)\frac{\partial}{\partial n_y}\left(\frac{e^{ikr}}{r}\right)-\frac{\partial p}{\partial n_y}\frac{e^{ikr}}{r}\right\}ds, \quad r=|y-y_0|.$$

Таким образом, по значениям давления и его нормальной производной, измеренным на поверхности S, можно путем численного интегрирования на ЭВМ определить $L(p(y))$ и $\partial L(p(y))/\partial n_{y_0}$. Соотношения (3) и (4) позволяют нам определить давление и нормальную производную давления прямого поля на контрольной поверхности. Переходя затем в (1) к приближениям дальнего поля и подставляя найденное значение $p_{\text{п}}$ и $\partial p_{\text{п}}/\partial n_y$, можно обычным образом провести пересчет значений ближнего поля в характеристику дальнего поля — диаграмму направленности. Отметим, что методика проведения измерений здесь в точности такая же, как и при использовании метода непосредственного измерения градиента давления для расчета диаграмм направленности в условиях свободного поля. К достоинствам метода можно отнести также то, что он не требует значения акустических характеристик отражающих объектов. В частности, при проведении калибровки излучателей в водном слое не требуется знать акустические свойства грунта, что существенно облегчает как процедуру измерений, так и процедуру расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Подводная акустика. М., «Мир», 1970.
2. *Захаров Л. Н., Ржевкин С. Н.* Векторно-фазовые измерения в гидроакустических полях. Акуст. ж., 1974, *20*, 3, 393–401.
3. *Horton C. W., Innis G. S.* The Computation of Far-Field Radiation Patterns from Measurements Made near the Surface. J. Acoust. Soc. America, 1961, *33*, 7, 877–880.
4. *Baker D. D.* Determination of Far-Field Caracteristics of Large Underwater Transducers from Near-Field measurements. J. Acoust. Soc. America, 1962, *34*, 11, 1737–1744.
5. *Schenk H. A.* Improved Integral Formulation for Acoustic Radiation Problems. J. Acoust. Soc. America, 1968, *44*, 1, 41–58.
6. *Римский-Корсаков А. В., Цукерников И. Е.* О расчете диаграммы направленности по результатам измерения звукового давления в ближнем поле излучателя. Акуст. ж., 1977, *23*, 6, 919–928.
7. *Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К.* Теория дифракции. М., «Мир», 1964.
8. *Малюжинец Г. Д.* Об одной теореме для аналитических функций. В сб.: III Всес. симпоз. по дифракции волн. М., «Наука», 1964, 41–48.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра акустики

Поступила
3 августа 1979 г.

УДК 534.2

ПОГЛОЩЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК — ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ПЛЕНКА — МЕТАЛЛ

В. Н. Федорец

Монолитные слоистые структуры пьезоэлектрик — полупроводник являются, по-видимому, наиболее перспективными для создания различных устройств обработки сигналов на поверхностных акустических волнах, таких, как усилители, фазовые модуляторы, устройства свертки и др. [1–3]. Для устройств на поверхностных акустических волнах, основанных на «поперечных» [2, 3] акустоэлектронных эффектах, характерно наличие сплошного металлического контакта поверх полупроводниковой пленки. Если толщина пленки сравнима с длиной волны и (или) радиусом Дебая, то этот контакт вызывает экранирование переменных электрических полей, что существенно изменяет поглощение [3] и фазовую скорость волны. Однако ни экспериментально, ни теоретически влияние металлизации поверхности полупроводниковой пленки на параметры распространения поверхностных акустических волн в слоистых структурах исследовано не было. Нами проведен расчет коэффициента электронного поглощения и фазовой скорости волны методом поверхностного импеданса [4] при металлизации полупроводника. Результаты сравниваются с полученными экспериментальными данными для слоистой структуры $LiNbO_3$—CdSe и с теоретическими результатами [5, 6] для неметаллизированной пленки.

Экспериментальные исследования проводились на частотах 28 и 95 МГц стандартными методами [7] в структуре, представляющей собой фоточувствительную пленку CdSe, выращенную непосредственно на подложках из YZ—$LiNbO_3$ [3, 8]. Для измерения сопротивления пленки изготавливались две контактные полоски (фиг. 1). Проводимость пленок менялась регулировкой интенсивности подсветки, часть светового потока отводилась делителем на фотосопротивление СФЗ-1. Снимались зависимости величины проводимости пленки CdSe и поглощения поверхностной акустической волны от интенсивности света для свободной (неметаллизированной) поверхности пленки. После этого на всю поверхность пленки в вакууме напылялся слой алюминия и измерялось поглощение волны в зависимости от величины светового потока. Полученные данные представлены на фиг. 2. Величина проводимости пленки CdSe в случае ее металлизации восстанавливалась по интенсивности подсветки.

Коэффициент электронного поглощения и фазовая скорость волны рассчитывались методом, изложенным в работах [4, 5]. При произвольных соотношениях между толщиной пленки, длиной волны и дебаевским радиусом не удается получить аналитического выражения для поверхностного импеданса металлизированной пленки, поэтому расчет проводился численными методами на ЭВМ как для металлизированной, так и для свободной поверхности пленки. В качестве параметров полупроводника использовались экспериментальные данные для пленок CdSe.

Из анализа результатов расчета можно сделать следующие основные выводы. При металлизации полупроводниковой пленки коэффициент поглощения поверхностной акустической волны уменьшается, а его максимум сдвигается в сторону меньших проводимостей. Вид зависимости коэффициента поглощения от проводимости пленки зависит от подвижности электронов, что, вообще говоря, не позволяет при расчете пренебрегать диффузией электронов (приближение $qr_D \ll 1$, q — волновое число, r_D — дебаевский радиус). Уменьшение величины максимального поглощения и величина сдвига максимума тем больше, чем меньше толщина пленки по сравнению с длиной