

## ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В $n$ -InSb ОТРАЖАЮЩИМСЯ СВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Бразис Р. С., Мишкинис Р. А., Рутковский П. Ф.

Исследованию возбуждения акустических волн в твердых телах электромагнитным излучением посвящен целый ряд работ [1, 2]. Модулированное по амплитуде излучение оптического диапазона возбуждает акустические колебания как в результате теплового расширения кристаллической решетки, так и за счет взаимодействия фотогенерированных носителей заряда с решеткой через деформационный или пьезоэлектрический потенциал [1]. Эти эффекты относятся к классу фототермических и фотоакустических явлений, составляющих физическую основу ряда методов неразрушающего контроля полупроводниковых материалов. Длинноволновое электромагнитное излучение (субмиллиметрового, миллиметрового и СВЧ диапазонов) взаимодействует с полупроводниками в основном при посредничестве плазмы свободных носителей заряда, что должно отражаться на характере возбуждения акустических волн. Впервые о возбуждении акустических волн в полупроводниках импульсным миллиметро-

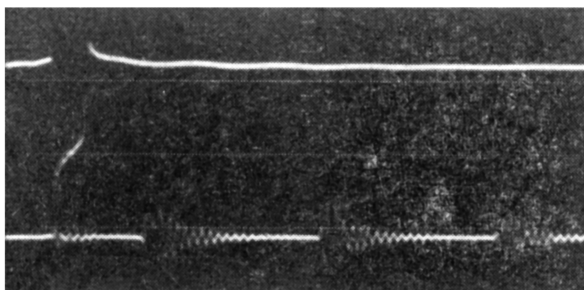


Рис. 1. Осциллограммы сигналов детектора (верхняя), регистрирующего падающее СВЧ излучение, и пьезоэлектрического преобразователя (нижняя), регистрирующего продольные акустические волны частотой 6 МГц.

Скорость развертки луча осциллографа 2 мкс/дел, коэффициент отклонения луча по вертикали 200 мВ/дел.

вым излучением сообщалось в работе [3]. В этой работе приводятся лишь некоторые закономерности наблюдаемой в  $n$ -GaAs генерации акустических волн частотой 14 МГц, соответствующей одной из частот спектральной составляющей амплитудной модуляции миллиметрового излучения с несущей частотой 35 ГГц.

Целью настоящей работы явилось изучение влияния плазменной системы свободных носителей заряда на возбуждение продольных акустических волн в полупроводниках при отражении импульсного СВЧ электромагнитного излучения миллиметрового диапазона. В качестве пробного материала выбран  $n$ -InSb, обладающий, во-первых, более сильной (по сравнению с  $n$ -GaAs) температурной зависимостью концентрации свободных электронов, во-вторых, яркими (особенно при низких температурах) плазменными свойствами системы свободных электронов  $n$ -InSb, проявляющимися при взаимодействии с миллиметровым излучением.

В настоящей работе исследовалось возбуждение продольных акустических волн частотой 6 МГц в  $n$ -InSb при отражении от него импульсного СВЧ излучения частотой 35 ГГц, вырабатываемого магнетронным генератором. Длительность СВЧ импульсов составляла 0,5—1 мкс, частота повторения 40—100 Гц и импульсная мощность 1—6 кВт. Кристалл InSb был вырезан таким образом, что две противоположные грани были ориентированы в плоскости (111). Эти грани были оптически полированными, и на одной из них был установлен пьезоэлектрический преобразователь (ПП) с резонансной частотой 6 МГц. Другая грань примыкала к открытому концу СВЧ волновода. Длина кристалла  $n$ -

InSb в направлении [111] составляла 9.4 мм. При 77 К концентрация свободных электронов составляла  $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , а их подвижность —  $73 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

На рис. 1 представлены осциллограммы сигнала, снимаемого с детектора, который регистрирует падающее СВЧ излучение, и сигнала пьезоэлектрического преобразователя, принимающего акустические волны частотой 6 МГц. Сигнал пьезоэлектрического преобразователя предварительно усиливался на 58 дБ. Таким образом, наблюдается затухающая последовательность радиоимпульсов с периодом следования 4.8 мкс. Время задержки первого радиоимпульса относительно переднего фронта СВЧ импульса составляет 2.4 мкс, что равно времени прохода продольной акустической волны вдоль кристалла антимолида индия. Следующие сигналы соответствуют акустическим эхо-импульсам, совершающим три, пять и более проходов через кристалл.

На рис. 2 представлена экспериментальная температурная зависимость сигнала на выходе пьезоэлектрического преобразователя (ПП) при мощности СВЧ излучения 5 кВт. С учетом потерь на преобразование акустического сигнала в электрический, которые во всем диапазоне температур находились в пределах 6—7 дБ, максимальная мощность акустической волны, достигаемая при температурах 150—160 К, составляет 9—11 нВт.

В исследуемом диапазоне температур электромагнитное излучение частоты

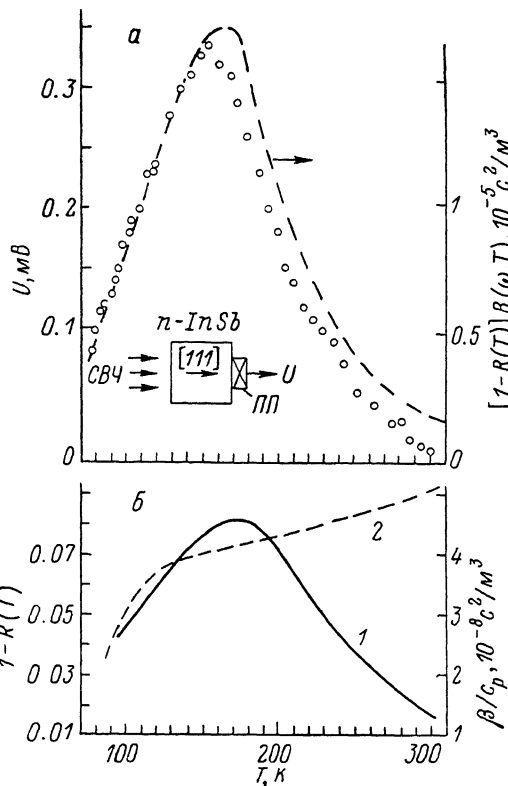


Рис. 2.

а — температурные зависимости амплитуды сигнала, снимаемого с пьезоэлектрического преобразователя, и расчетная зависимость произведения  $[1-R(T)]B(\omega, T)$  при частоте акустической волны  $\omega/2\pi$ , равной 6 МГц; б — расчетные температурные зависимости коэффициента прохождения  $1-R(T)$  СВЧ излучения в *n*-InSb (1) и отношения коэффициента теплового расширения к теплоемкости (2).

той 35 ГГц при взаимодействии с плазмой свободных носителей заряда *n*-InSb не возбуждает неравновесные носители. Поэтому наиболее вероятным механизмом возбуждения акустических волн является тепловое возбуждение. Закономерности теплового возбуждения акустических волн наряду с термоупругими свойствами среды определяются пространственным распределением источников тепла и спектром амплитудной модуляции электромагнитного излучения [4]. Акустическое давление *p* (амплитуда) возбуждающихся продольных акустических волн можно выразить как

$$p = A [1 - R(T)] B(\omega, T) S(\omega), \quad (1)$$

где *A* — множитель, определяемый геометрией образца и распределением интенсивности в луче электромагнитного излучения, *B*( $\omega, T$ ) — частотная зависимость эффективности теплового возбуждения акустических волн, *S*( $\omega$ ), *R*(*T*) — спектр амплитудной модуляции и коэффициент отражения электромагнитного излучения. Величина *B*( $\omega, T$ ) зависит от распределения источников тепла, которое, в свою очередь, определяется поглощением электромагнитного излучения в среде и термоупругими свойствами самой среды [5]:

$$B(\omega, T) = \frac{\beta(T)}{c_p(T)} \frac{k\alpha(T)}{k^2 + \alpha^2(T)}, \quad (2)$$

где  $\beta(T)$  — коэффициент теплового расширения,  $c_p(T)$  — удельная теплоемкость среды,  $\alpha(T)$  — коэффициент поглощения электромагнитного излучения,  $k = \omega/v_L$  — волновое число продольной акустической волны с фазовой скоростью  $v_L$ . Для полупроводника  $n$ -InSb коэффициенты поглощения  $\alpha(T)$  и отражения  $R(T)$  электромагнитного излучения частотой 35 ГГц определяются концентрацией и подвижностью свободных носителей заряда [6], которые являются функциями температуры, так же как и величины  $\beta(T)$  и  $c_p(T)$  [7, 8]. На рис. 2, а представлена расчетная температурная зависимость произведения  $[1-R(T)] \times \times B(\omega, T)$  для значения частоты акустической волны  $\omega/2\pi$ , равной 6 МГц. При этом учитывались температурные зависимости  $\beta(T)$ ,  $c_p(T)$  и экспериментальные значения концентрации и подвижности свободных электронов. Максимальная амплитуда возбуждающихся акустических волн соответствует максимальному значению коэффициента прохождения  $1-R(T)$  электромагнитного излучения в  $n$ -InSb. Резкое падение эффективности возбуждения акустических волн при температурах ниже 150 К обусловлено уменьшением как коэффициента линейного расширения  $\beta(T)$ , который при 56 К [7] меняет знак, так и коэффициента прохождения электромагнитного излучения (рис. 2, б). Уменьшение эффективности возбуждения в области высоких температур (выше 200 К) связано с существенным увеличением проводимости и коэффициента отражения  $R(T)$ . Хорошее качественное согласие температурных зависимостей произведения  $[1-R(T)]B(\omega, T)$  и экспериментальных значений напряжения на пьезоэлектрическом преобразователе свидетельствует о тепловом механизме возбуждения акустических волн. В диапазоне температур возбудения свидетельствует и наблюдаемая во всем диапазоне температур линейная зависимость амплитуды акустической волны от мощности падающего электромагнитного излучения, т. е. эффективность возбуждения акустической волны (отношение мощностей акустической к падающей электромагнитной) прямо пропорциональна мощности электромагнитной волны, как и в случае  $n$ -GaAs [3], что характерно для теплового механизма возбуждения акустических волн.

Принципиальное отличие исследуемого возбуждения акустических волн от традиционных фотоакустических явлений заключается в том, что электромагнитное излучение миллиметрового диапазона передает энергию кристаллической решетке через посредника — плазму свободных носителей заряда. При этом пространственное распределение источников тепла определяется характером взаимодействия электромагнитного излучения с полупроводниковой плазмой. При исследовании закономерности возбуждения акустических волн миллиметровым электромагнитным излучением это позволяет получать информацию о параметрах плазменной подсистемы свободных носителей заряда полупроводника.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Васильев А. Н., Сабликов В. А., Сандомирский В. Б. — Изв. вузов СССР, Физика, 1987, № 6, с. 119—131.
- [2] Бункин Ф. В., Комисаров В. М. — Акуст. журн., 1973, т. 19, в. 3, с. 305—320.
- [3] Мишкинис Р. А., Рутковский П. Ф. — В кн.: Тез. докл. VI Всес. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Вильнюс, 1986, с. 79.
- [4] Бурмистрова Л. В. и др. — Акуст. журн., 1978, т. 24, в. 5, с. 655—662.
- [5] Лямшев Л. М. — УФН, 1987, т. 151, в. 3, с. 479—527.
- [6] Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М., 1977. 367 с.
- [7] Kagaya H.-M., Soma T. — Phys. St. Sol. (b), 1986, v. B138, N 2, p. K91—K93.
- [8] Kagaya H.-M., Soma T. — Phys. St. Sol. (b), 1985, v. 132, N 1, p. K11—K14.

Институт физики полупроводников  
АН ЛитССР  
Вильнюс

Получено 12.02.1988  
Принято к печати 3.03.1988