

УДК 621.317

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ВБЛИЗИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

А. В. Герус, С. В. Аверин, Г. Н. Шкердин

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование взаимодействия электромагнитных волн со звуком в пьезополупроводниках при наличии магнитного поля в коллинеарной геометрии. Изучались эффекты позитивной и негативной амплитудной модуляции, а также сдвига частоты излучения, возникающие при распространении звука. Показано, что магнитное поле может существенно усиливать взаимодействие. Построенная теория оказалась в удовлетворительном согласии с экспериментами.

Акустооптическое взаимодействие характерно как для диэлектрических материалов, так и для полупроводниковых. Общий механизм этого взаимодействия обусловлен тем, что диэлектрическая проницаемость ϵ определяется всевозможными переходами между парами электронных состояний вещества, а сами состояния, их энергии, а также вероятности заполнения зависят от деформации кристаллической решетки. Особенности акустооптического взаимодействия в полупроводниках связаны с зависимостью от деформации состояния электронов (или дырок), участвующих в переносе заряда. Такие особенности наиболее сильно проявляются в низкочастотном (миллиметровом и субмиллиметровом) диапазоне электромагнитных волн (ЭМВ). В то же время в диэлектриках в этом диапазоне волн взаимодействие будет слабым, поскольку эффективность взаимодействия в них $\sim 1/\lambda_0^2$, где λ_0 — длина ЭМВ.

Механизм взаимодействия ЭМВ с акустическими волнами в полупроводниках в низкочастотном диапазоне следующий. Акустическая волна, распространяющаяся по образцу, при наличии пьезоэффекта сопровождается волной концентрации носителей.¹ Поскольку плазменная частота во многих полупроводниках может лежать в том же диапазоне длин волн, что и ЭМВ, наличие волны концентрации означает, что диэлектрическая проницаемость, а следовательно, и комплексный показатель преломления будут промодулированы в пространстве и во времени, т. е. в образце будет существовать движущаяся дифракционная решетка. С этой решеткой ЭМВ может взаимодействовать.

Этот механизм был теоретически впервые рассмотрен в работе [1]. Экспериментально коллинеарное взаимодействие линейно-поляризованной ЭМВ со звуком в *n*-InSb было исследовано в работе [2]. Взаимодействие циркулярно-поляризованной ЭМВ с плазмой носителей заряда при наличии магнитного поля отличается рядом интересных особенностей и представляет как физический, так и практический интерес.

¹ Следует отметить, что волна концентрации носителей будет образовываться и в отсутствие пьезоэффекта благодаря взаимодействию носителей со звуковой волной через потенциал деформации.

К настоящему времени таким экспериментальных работ выполнено не было. Теория [3, 4] построена для случая, трудно реализуемого на практике, и дает неверную асимптотику при малой интенсивности звуковой волны. В данной работе представляются результаты теоретического и экспериментального исследования акустооптического взаимодействия циркулярно-поляризованной ЭМВ с плазмой носителей заряда в присутствии электромагнитного поля.

1. Теория

Рассмотрим брэгговский режим дифракции света на звуке для коллинеарного случая, когда $\mathbf{q} \parallel \mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$, где \mathbf{q} , \mathbf{k} — волновые векторы звука и света соответственно; \mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля. Пусть в образце длиной d в направлении X распространяется звуковая волна с частотой Ω и на грань $X=0$ падает циркулярно-поляризованная ЭМВ с частотой ω , и предположим, что от координат Y, Z ничего в образце не зависит. Для расчета полей в образце, а также поля отраженной ЭМВ надо решать волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon E) = 0, \quad (1)$$

где E — электрическое поле ЭМВ, c — скорость света в вакууме, ε_{ik} — тензор диэлектрической проницаемости среды.

Запишем ε_{ik} при наличии звука в виде

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{1ik} + \varepsilon_{ik+}(t) e^{iqx} + \varepsilon_{ik-}(t) e^{-iqx},$$

где ε_{1ik} — диэлектрическая проницаемость в отсутствие звука, $\varepsilon_{ik\pm}(t) = \varepsilon_{ik\pm} \exp(\mp i\Omega t)$.

В данной геометрии удобно искать решение в виде круговых поляризаций $E_{\pm} = E_x \pm E_y$, при этом во все соответствующие выражения для амплитуд дифракционных порядков входят следующие комбинации $\varepsilon_{ik\pm} = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{yx}$. В расчете будем основываться на методике, предложенной в [3, 4]. Запишем поле в образце в виде

$$E = [V_0(x, t) \exp(iqx/2) + V_-(x, t) \exp(-iqx/2)] \exp(-i\omega t), \quad 0 \leq x \leq d, \quad (2)$$

где $V_0, -$ — круговая поляризация прямой и обратной волн.

Будем рассматривать ситуацию, близкую к синхронизму, т. е. считая $|\delta| \ll q^2$, где $\delta = q(\omega/c \cdot \sqrt{\varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{yx}} - q/2)$. Кроме того, будем считать $\Omega/\omega \ll 1$, $|\varepsilon_{\pm}/\varepsilon_1| \ll 1$ и функции $V_0, -(x, t)$ будем считать медленно меняющимися в сравнении с $\exp(-i\omega t)$ и $\exp(iqx/2)$. Тогда для V_0 и V_- получим систему уравнений

$$iq \cdot \partial V_0 / \partial x + \delta V_0 = \gamma_+(t) V_-, \quad iq \cdot \partial V_- / \partial x + \delta V_- = \gamma_-(t) V_0, \quad (3)$$

где $\gamma_{\pm}(t) = -\omega^2 c^2 \cdot [\varepsilon_{xx}(t) \pm i\varepsilon_{yx}(t)]$.

Для поля вне кристалла решение записывается в виде

$$x < 0, \quad E = E_0 \exp[i(k_0 x - \omega t)] + E_{\text{отр}} \exp[i(-k_0 x - \omega t)],$$

где $E_0, E_{\text{отр}}$ — амплитуды поля падающей и отраженной волн соответственно; $k_0 = \omega/c$. Будем считать, что задняя грань образца металлизированна и от нее происходит полное отражение ЭМВ. Сшивая тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей на границах $X=0, d$, получаем выражение для поля вне кристалла

$$\xi = \frac{E_{\text{отр}}}{E_0} = \frac{\exp(2id) [\beta_- + \exp(iqd)] (1 + R\beta_+) - [1 + \beta_+ \exp(iqd)] (R + \beta_-)}{\exp(2id) [\beta_- + \exp(iqd)] (\beta_+ + R) - [1 + \beta_+ \exp(iqd)] (1 + R\beta_-)}, \quad (4)$$

где $R = |(1 - \sqrt{\epsilon_1}) / (1 + \sqrt{\epsilon_1})|$ — коэффициент отражения ЭМВ от грани $X=0$ (при $d \rightarrow \infty$),

$$\lambda = \sqrt{\gamma_+ \gamma_- - \delta^2} / q, \quad \beta_{\pm}(t) = \gamma_{\pm}(t) / (\delta - i\lambda q).$$

При $\epsilon_{\pm} \rightarrow 0$ $\xi \rightarrow (e^{2ik_0 d} - R) / (Re^{2ik_0 d} - 1)$, что совпадает с известными формулами для отражения ЭМВ от резонатора. В магнитном поле выражения для компонент тензора следующие:

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_0 \left\{ 1 - \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega} \frac{\omega \tau + i}{(\omega \tau + i)^2 - \omega_c^2 \tau^2} \right\}, \quad \epsilon_{yx} = -i \epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega} \frac{\omega_c \tau}{(\omega \tau + i)^2 - \omega_c^2 \tau^2},$$

где $\omega_p = 4\pi e^2 N_0 / \epsilon_0 m$; n_0 , e , m — концентрация свободных электронов, заряд и эффективная масса электрона; τ — время релаксации импульса электронов; $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота. Таким образом, ϵ в (1) можно записать

$$\epsilon = \epsilon_0 \left\{ 1 - \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega} \frac{1}{(\omega - \omega_c) \tau + i} \left[1 + \frac{n_+(t)}{n_0} e^{iqx} + \frac{n_-(t)}{n_0} e^{-iqx} \right] \right\}, \quad (5)$$

где $n_{\pm} = \Delta N e^{\pm i t}$ — амплитуда модуляции концентрации носителей звуком. Магнитное поле H меняет взаимодействие следующим образом. В присутствии магнитного поля носители, увлекаемые звуком, вращаются вокруг вектора магнитного поля. Если направление этого вращения совпадает с направлением вращения полей циркулярно-поляризованной ЭМВ (случай, когда $\omega_c < 0$) и частоты вращения близки, то взаимодействие ЭМВ с носителями резко возрастает.² Таким образом, влияние магнитного поля сводится к следующему: увеличивается контраст дифракционной решетки; увеличивается поглощение ЭМВ, т. е. уменьшается длина взаимодействия; изменяется скорость ЭМВ, т. е. меняются условия интерференции непродифрагированной волны, отраженной от задней грани образца и отраженной от передней его грани.

Проанализировать выражение (4) аналитически довольно сложно, поэтому мы ограничились численным расчетом на ЭВМ основных закономерностей взаимодействия для случая точного синхронизма волн.

2. Методика эксперимента

Экспериментальное изучение взаимодействия ЭМВ со звуком проводилось на образце n -InSb размерами $10 \times 10 \times 15$ мм при $T=77$ К. Длинная сторона образца была ориентирована в направлении [110]. Концентрация электронов и их подвижность соответственно составляли $2.6 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и $3.5 \cdot 10^5$ см²/В·с.

На рис. 1 представлена блок-схема экспериментальной установки. Излучение с $\lambda_0 = 0.645$ мм и мощностью 15 мВт генерировалось лампой обратной волны 1 и, пройдя через поляризатор 2 и линзовую линзу, падало на делительный элемент 4, ориентированный так, что он полностью пропускал падающее излучение. Затем излучение направлялось на пластинку $\lambda/4$ из кристаллического кварца, просветленную с обеих сторон тефлоновой пленкой толщиной 100 мкм и ориентированную так, чтобы излучение после нее имело циркулярную поляризацию, соответствующую циклотронному резонансу. Это излучение с апертурой 5 мм падало по нормали на переднюю грань образца. Образец был размещен внутри соленоида, который в свою очередь размещался в кювете, охлаждаемой жидким азотом. К заднему торцу образца был приклеен жидкой акустической склейкой пьезопреобразователь 7 из LiNbO₃, который возбуждал в образце сдвиговую пьезоактивную волну. К передней грани образца могла приклеиваться просветляющая пластина 6 из плавленого кварца (часть

² Это справедливо при условии $\omega_c \tau > 1$, которое выполнимо в субмиллиметровом диапазоне для ряда полупроводников, например для n -InSb.

экспериментов выполняли без нее). На преобразователь 7 подавалось импульсное напряжение от ВЧ генератора, к выходу которого подключался усилитель мощности. С помощью импульсного генератора производился запуск системы генератор / усилитель, в результате чего в образце возбуждался звуковой импульс длительностью 0.1—10 мкс и ин-

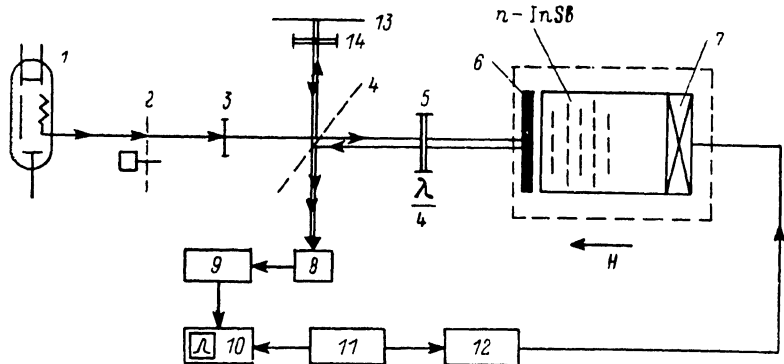


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — ЛОВ, 2 — механический модулятор, 3 — поляризатор, 4 — делительный элемент, 5 — пластина $\lambda/4$, 6 — просветляющая пластина, 7 — пьезообразователь, 8 — приемник излучения, 9 — усилитель, 10 — осциллограф, 11 — импульсный генератор, 12 — ВИ — генератор, 13 — зеркало, 14 — пластина $\lambda/4$.

тенсивностью $W=0 \div 20$ Вт/см². Частота ВЧ генератора в эксперименте менялась от 25 до 32 МГц, а магнитном поле от 0 до 2.7 кЭ. Для измерения коэффициента отражения ЭМВ от образца без звука использовался механический модулятор 2. ЭМВ, отраженная от кристалла, пройдя через пластинку $\lambda/4$, приобретала поляризацию, ортогональную исходной, и, полностью отразившись от делительного элемента 4, попадала в приемник излучения 8.

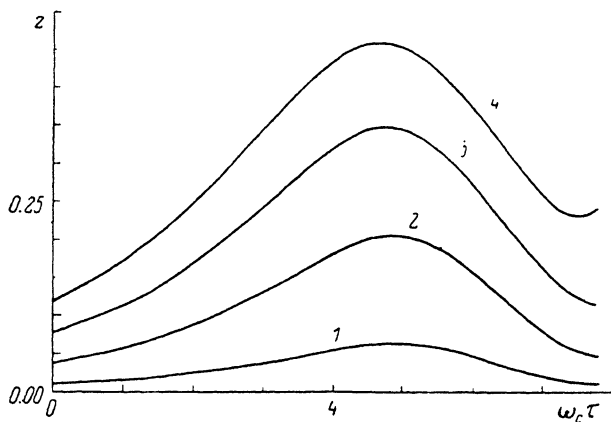


Рис. 2. Относительная интенсивность ЭМВ как функция магнитного поля $\omega_c \tau$ при различных глубинах модуляции концентрации электронов.

$\Delta N/N_0$: 1 — 0.2, 2 — 0.4, 3 — 0.6, 4 — 0.8.

В качестве приемника излучения использовался детектор на диоде с барьером Мотта [5]. В работе [6] было показано, что диоды с барьером Мотта обладают заметными преимуществами перед диодами Шоттки с точки зрения чувствительности в субмиллиметровом диапазоне волн. Диодные структуры с барьером Мотта были изготовлены на эпитаксиальном арсениде галлия. При этом концентрация основных носителей заряда и толщина эпитаксиального слоя выбирались из условия достижения его полного обеднения при рабочих условиях, а также с учетом ограничений на время переноса носителей заряда через область барьера [6] и составили

соответственно $N_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $b = 0.1 \text{ мкм}$. Расчетное значение для граничной частоты таких структур составило $f_{\text{гр}} = 5 \text{ ТГц}$. Измерение предельной чувствительности изготовленных диодов на сигнальной частоте 465 ГГц показало, что она находится на уровне $10^{-9} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}}$, а быстрое действие в цепи протектированного сигнала было достаточным для того, чтобы пропустить импульс с крутизной фронта 10 нс и менее.

Сигнал от приемника 8 подавался на усилитель 9 и регистрировался на осциллографе 10. Для осуществления возможности гетеродинного приема сигнала использовалась несколько измененная схема проведения эксперимента. Так, в качестве делительного элемента использовалась полупрозрачная тефлоновая пластинка; в схему вводилось металлическое зеркало 13, которое могло перемещаться вдоль луча. Для поворота плоскости поляризации опорного сигнала на 90° применялся элемент $\lambda/4$, аналогичный элементу 3. В качестве усилителя 9 использовался резонансный узкополосный усилитель, настроенный на частоту звука.

3. Результаты и обсуждение

Проводилось исследование спектрального состава отраженного от кристалла излучения (в режиме гетеродинирования), а также изучалась интенсивность излучения, зависящая от звука (в режиме детектирования) при изменении магнитного поля и интенсивности звука.

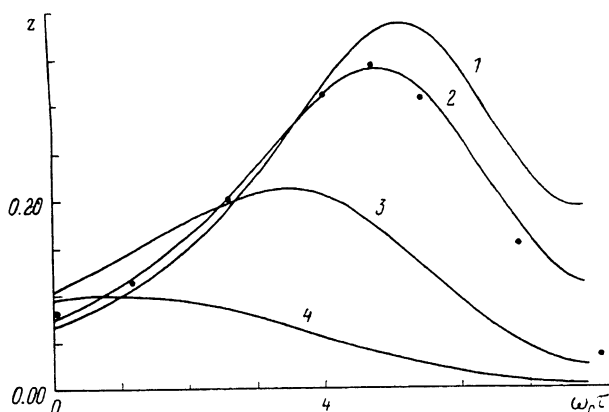


Рис. 3. Относительная интенсивность ЭМВ как функция магнитного поля $\omega_e \tau$ при различных концентрациях электронов.

$N_0, \text{ см}^{-3}$: 1 — $2 \cdot 10^{12}$, 2 — $6 \cdot 10^{12}$, 3 — $5.2 \cdot 10^{12}$, 4 — $1.3 \cdot 10^{13}$.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости относительной интенсивности отраженного от кристалла излучения от величины магнитного поля при различной глубине модуляции концентрации. Интересной особенностью этих кривых является то, что положение максимума и отношение максимального значения интенсивности к его величине без магнитного поля почти не зависят от интенсивности звука. В то же время вид кривых и соотношение вышеуказанных параметров сильно зависят от концентрации носителей и их подвижности. На рис. 3 представлены зависимости интенсивности обращенного сигнала от величины магнитного поля при различных концентрациях носителей, а также экспериментальные точки, соответствующие концентрации носителей $2.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и подвижности $3.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (измеренные с помощью эффекта Холла). Отметим хорошее совпадение расчетных (кривая 2) и экспериментальных значений, что позволяет применять данный эффект для измерения концентрации и подвижности носителей. Экспериментальное значение $\Delta N/N_0$, вычисленное по известному выражению

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{q\eta}{N_0 e} \sqrt{\frac{\epsilon_0 W}{2\pi V_s}}, \quad (6)$$

было близко к расчетному. Здесь η — константа электромеханической связи материала, e — заряд электрона, V_s — скорость звука, W — интенсивность звука.

Расчет зависимости амплитуд спектральных составляющих отраженного от кристалла сигнала от амплитуды звука приведен на рис. 4. На этом же рисунке даны экспериментальные точки для интенсивности отра-

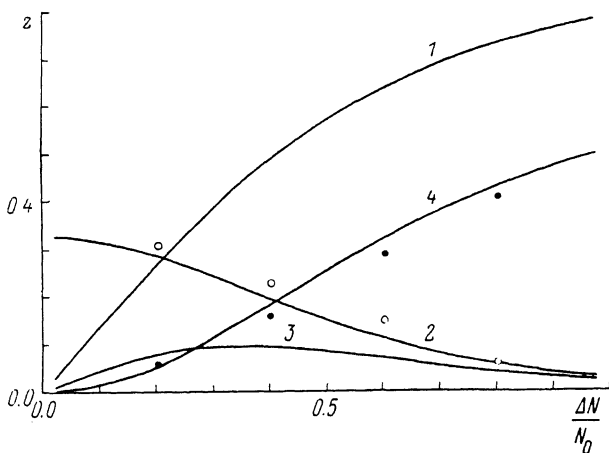


Рис. 4. Зависимость амплитуд спектральных составляющих от глубины модуляции концентрации электронов.

1, 2, 3 — компоненты с частотой $\omega + \Omega$, ω , $\omega - \Omega$ соответственно; 4 — интенсивность ЭМВ, зависящая от звука. Точки — эксперимент.

женного сигнала, а также для амплитуды компоненты с частотой ω . В последнем случае измерялся контраст сигнала, возникающего при трансляции зеркала 13. Эти данные соответствуют магнитному полю, при котором $\omega_c \tau = 4$ (циклотронный резонанс наступает при $\omega_c \tau = 8$). Интересной осо-

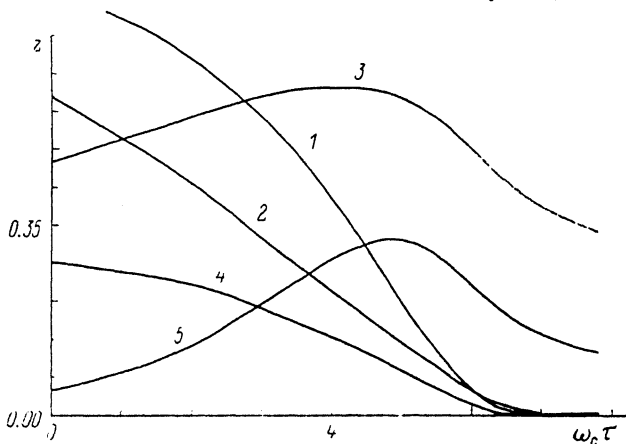


Рис. 5. Зависимость амплитуд спектральных составляющих от величины магнитного поля.

1 — отражение от кристалла без звука; 2, 3, 4 — компоненты с частотой ω , $\omega + \Omega$, $\omega - \Omega$ соответственно; 5 — интенсивность ЭМВ, зависящая от звука. $\Delta N/N_0 = 0.6$, $R = 0$.

бенностью взаимодействия оказывается то, что, несмотря на сложность выражения (4) и сложный вид зависимости амплитуд спектральных составляющих отраженной ЭМВ от величин магнитного поля, в случае $R = 0$ можно указать положение максимума амплитуды компоненты с частотой $\omega + \Omega$ (кривая 3 на рис. 4). Это положение соответствует такому магнитному полю, когда интенсивность ЭМВ (без звука) спадает в e раз на длине кристалла. Это условие имеет ясный физический смысл. В случае, когда глубина проникновения ЭМВ в образец больше его длины, увеличение

магнитного поля главным образом увеличивает контраст дифракционной решетки. В обратном случае уменьшение длины взаимодействия оказывается более сильным фактором, чем увеличение контраста. Поэтому максимум будет иметь место, когда глубина проникновения ЭМВ совпадает с длиной образца.

На рис. 5 изображена зависимость относительных амплитуд спектральных составляющих от величины магнитного поля. Отметим, что положение максимума кривой 3 соответствует оценке, приведенной выше, а также экспериментальным данным. Из рис. 5 видно, что с увеличением магнитного поля в отраженной волне начинает преобладать компонента $\omega + \Omega$. Например, при $\omega_c \tau = 5$ на долю остальных компонент в суммарной интенсивности остается менее 0.5 %. Все вышеприведенные результаты относятся к случаю образцов с просветленной передней гранью.

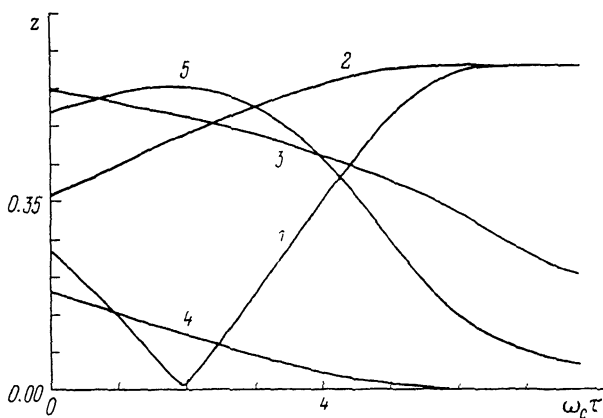


Рис. 6. Зависимость амплитуд спектральных составляющих от величины магнитного поля. $\Delta N/N_0 = 0.6$, $R = 0.6$, $\Delta \varphi = \pi$.

В работе также исследовалось акустооптическое взаимодействие и на непросветленных образцах. При этом изучались эффекты, возникающие при различных фазовых соотношениях между волной, отраженной от передней грани, и непродифрагированной волной, отраженной от задней грани образца. Разность фаз менялась либо изменением напряжения на лампе обратной волны, либо изменением магнитного поля. В этих измерениях наблюдались все предсказанные в теории эффекты: смена знака сигнала, т. е. изменение негативной амплитудной модуляции на позитивную, сдвиг частоты излучения. Все экспериментальные результаты находились в хорошем соответствии с теорией. На рис. 6 приведены зависимости, аналогичные рис. 5, но для непросветленного образца. Этот случай интересен тем, что в указанных условиях при $\omega_c \tau \approx 2$ отраженная от кристалла ЭМВ появляется лишь при наличии звука, причем интенсивности компонент с частотой ω и $\omega + \Omega$ близки между собой. Приводилось также исследование акустооптического взаимодействия в условиях, когда на длине образца интенсивность ЭМВ уменьшалась сильнее, чем в e раз (без звука). Измерения проводились на образце с $N_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 6.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ на длине волны $\lambda = 0.645 \text{ мм}$, а также на образце с $N_0 = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\mu_0 = 3.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ на $\lambda_0 = 2 \text{ мм}$ (частота звука при этом была $f \approx 9 \text{ МГц}$). Как и предсказывала теория, амплитуда отраженной от кристалла волны уменьшалась при увеличении магнитного поля.

Таким образом, взаимодействие ЭМВ со звуком в полупроводниках в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах оказывается довольно сильным и чувствительным как к внутренним параметрам материала (концентрация, подвижность), так и к внешнему воздействию — магнитному полю. Это позволяет использовать такое взаимодействие не только для измерения внутренних параметров полупроводников, но и для целей управления и регистрации ЭМВ. Наиболее интересным с практической

точки зрения нам представляется возможность сдвига частоты излучения. Такой сдвиг особенно полезен при приеме слабых сигналов, частота которых точно известна, например в локации или при просвечивании различных объектов. При этом достигается существенный выигрыш в обнаружительной способности.

В заключение авторы благодарят М. Н. Кеворкова за предоставленные для работы кристаллы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Проклов В. В., Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н. ФТТ, 1972, т. 14, № 10, с. 1145—1150.
- [2] Proklov V., Mirgorodsky V., Ushatkin E. et al. Jap. Appl. Phys., 1980, vol. 19, p. 687—690.
- [3] Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н. Препринт № 9 АН СССР, 1976. 215 с.
- [4] Шкердин Г. Н., Гуляев Ю. В. ФТП, 1976, т. 10, № 11, с. 1950—1954.
- [5] Аверин С. В. ДАН СССР, 1984, т. 277, № 5, с. 1124—1126.
- [6] Аверин С. В. Препринт № 15 ИРЭ АН СССР, 1983. 370 с.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
21 декабря 1987 г.

