

# Лабораторная работа № 22.

## Определение эффективной массы носителей заряда по эффекту Фарадея

Составитель и ведущий преподаватель:  
Засавицкий Иван Иванович

### Цель работы

Освоить методику эксперимента по наблюдению вращения плоскости поляризации излучения при его прохождении сквозь образец полупроводника, находящегося в магнитном поле; определить эффективную массу носителей заряда при их различной концентрации и проследить непараболичность закона дисперсии в кристаллах *InSb*.

### Введение

Магнитное вращение плоскости поляризации линейно поляризованного\* излучения (эффект Фарадея) было открыто английским физиком М. Фарадеем в 1864 году. Суть явления состоит в следующем. Если прозрачное оптически неактивное тело поместить в сильное магнитное поле и пропустить сквозь него плоско поляризованный луч света вдоль поля, то плоскость поляризации луча поворачивается на угол  $\theta$ , который пропорционален напряженности магнитного поля  $H$  и длине пути  $L$ , пройденного лучом в теле:

$$\theta = VHL, \quad (1)$$

где  $V$  – постоянная Верде. Это был первый эксперимент, в котором обнаружилась связь между оптическими и магнитными явлениями, и он послужил важной вехой на пути становления электромагнитной теории света.

Фарадей сам охарактеризовал значение своего открытия, написав: «Мне удалось намагнитить и наэлектризовать луч света и осветить магнитную силовую линию». Конечно, наблюдаемое явление не есть результат непосредственного взаимодействия магнитного поля и поля световой волны; магнитное поле изменяет лишь свойства помещенного в него вещества, сообщая ему способность вращать плоскость поляризации.

---

\* Под плоскостью поляризации понимается плоскость, в которой происходят колебания электрического вектора электромагнитной волны.

Применительно к полупроводникам эффект Фарадея стал изучаться с 1955 года, и с тех пор этот метод начал широко использоваться для определения параметров (эффективная масса и  $g$ -фактор, знак  $g$ -фактора) энергетического спектра полупроводников. В настоящее время практически все наиболее достоверные значения эффективных масс при температурах  $\geq 77$  К в большинстве изученных полупроводников определены из эффекта Фарадея на свободных носителях заряда.

Значение постоянной Верде для различных полупроводниковых материалов колеблется в широких пределах ( $V \sim 10^{-3} - 10^{-7}$  рад/Э·см) в зависимости от величины эффективной массы и концентрации носителей заряда,  $g$ -фактора, частоты излучения, температуры и т.д. Таким образом, выбрав соответствующий материал и условия, уже в магнитных полях  $\sim 10^4$  Э можно получить ощутимые углы вращения  $\theta$  и определить одну из важнейших характеристик полупроводника – эффективную массу  $m^*$  носителей заряда.

Известно, что в большинстве случаев электронные спектры полупроводников весьма сложны, и законы дисперсии (зависимость энергии  $\varepsilon$  от импульса  $P$  или волнового вектора  $\vec{k}$ ) носителей заряда существенно отличаются от простого дисперсионного соотношения  $\varepsilon = P^2/2m_0 = \hbar^2 k^2/2m_0$ , справедливого для свободных электронов с массой  $m_0$ . Весьма плодотворным при изучении полупроводников оказалось приближение эффективной массы, позволяющее просто и удобно описать состояния электронов и дырок вблизи краев энергетических зон не только в идеальном кристалле, но и в возмущенном (примесями, электрическими и магнитными полями) периодическом поле кристалла. Пользуясь этим приближением, успешно изучаются законы движения носителей заряда в полупроводнике, вызванного различными воздействиями. Поэтому так важно уметь измерять эффективную массу и ее зависимость от других параметров.

Следует отметить, что эффект Фарадея имеет и прикладное значение. В настоящее время на его основе создаются оптические затворы для мощного лазерного излучения.

### **Эффект Фарадея на свободных носителях заряда**

В зависимости от соотношения между частотой излучения  $\omega$  и характерными частотами кристалла различают межзонный (переходы между валентной зоной и зоной проводимости), внутризонный (переходы, например, между валентными зонами) эффект Фарадея и эффект Фарадея на свободных носителях заряда (когда  $\hbar\omega < E_g$ , где  $E_g$  – ширина запрещенной зоны). В первых двух случаях для вычисления угла  $\theta$  необходим квантово-механический расчет. В случае свободных носителей

может быть использовано и более простое классическое рассмотрение движения заряженной частицы в магнитном поле. В дальнейшем мы рассмотрим эффект Фарадея на свободных носителях заряда. Связь между  $\theta$  и  $m^*$  в этом случае получается простой, а постановка эксперимента является вполне доступной.

Феноменологическое рассмотрение магнитного вращения плоскости поляризации света основано на представлениях о различии характеристик среды для двух неодинаковых образом поляризованных компонент излучения.

Пусть линейно поляризованная электромагнитная волна нормально падает на слой вещества. Линейное колебание вектора  $\vec{E}$  волны можно представить как суперпозицию циркулярно право- и левополяризованных компонент, угловые скорости вращения которых одинаковы. При включении магнитного поля для право- и левополяризованных компонент возникают неодинаковые условия их распространения. Частоты вращения электрических векторов двух компонент в системе координат, связанной с вращающимся электроном, отличаются для связанного электрона, находящегося в центральном поле сил атома, от частоты волны  $\omega$  на ларморовскую частоту  $\pm \omega_L = \frac{eH}{2m_0c}$ . Вследствие этого

показатель преломления, являющийся функцией частоты, будет различным для право- и левополяризованных компонент, и эти компоненты будут распространяться с различной скоростью. Таким образом, компоненты приобретут некоторую разность фаз, что соответствует повороту плоскости поляризации линейно поляризованного излучения, прошедшего магнитооптически активную среду (рис.1).

Знак эффекта Фарадея определяется только направлением магнитного поля, т.е. вращение происходит в одну и ту же сторону по отношению к наблюдателю вне зависимости от того, распространяется ли излучение вдоль магнитного поля или против него. Вращение считается положительным, если плоскость поляризации поворачивается вправо по отношению к наблюдателю, смотрящему вдоль магнитного поля. На рис.1 поворот плоскости поляризации в эффекте Фарадея соответствует положительному углу вращения  $\theta$ . Вращение вправо происходит для большинства веществ. Такие вещества называются положительными. Есть, однако, и отрицательные вещества, вращающие в противоположную сторону. Все отрицательные вещества содержат парамагнитные ионы. Тем не менее многие парамагнитные и все диамагнитные вещества характеризуются положительным вращением.

Независимость знака магнитного вращения плоскости поляризации от направления распространения излучения следует из симметрии маг-

нитного поля (группа  $\infty/m$ ). Это отличает магнитное вращение от естественного, происходящего в оптически активных средах (симметрия группы  $2/m$ ), в которых направление вращения зависит от того, смотрим мы вдоль или навстречу пучку. При естественном вращении основная причина,

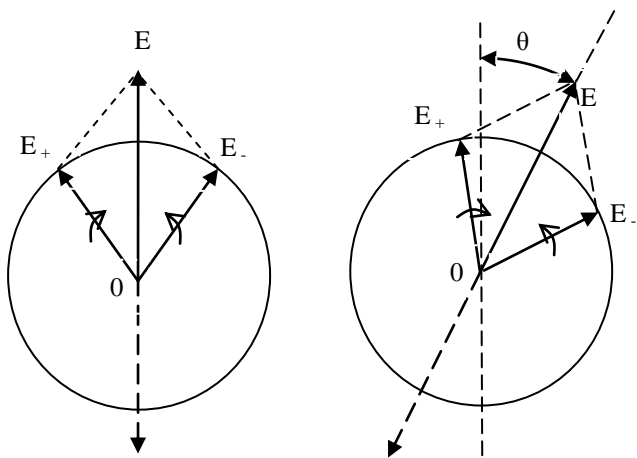
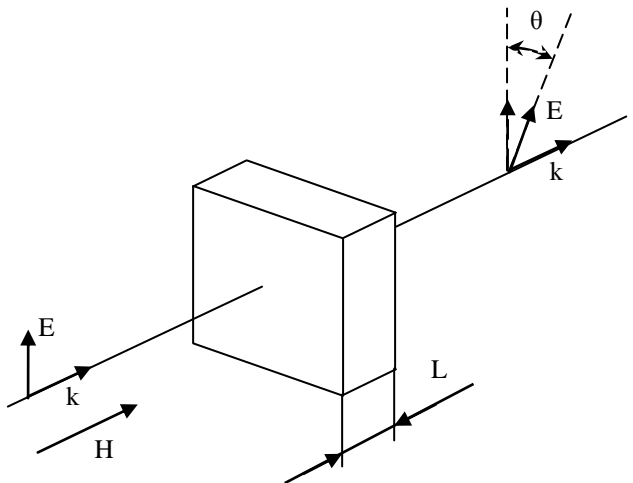


Рис. 1. Схема наблюдения эффекта Фарадея

обуславливающая явление, состоит в действии поля световой волны, поэтому симметрия картины зависит от расположения ее векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , т.е. от направления света. В случае магнитного вращения плоскости поляризации основная причина заключается в действии внешнего магнитного поля на вещество, чем и задается направление вращения.

Независимость направления вращения от направления света дала Фарадею возможность применить остроумный прием для усиления эффекта. При данной длине кристалла увеличение оптического пути достигается многократным отражением, для чего поверхность образца серебрится (за исключением мест входа и выхода света).

Для количественного описания эффекта Фарадея на свободных носителях заряда полезной оказалась модель свободных электронов в магнитном поле. В этой модели необходимо ввести *эффективную массу* и время релаксации носителей заряда, а также диэлектрическую проницаемость решетки. Уравнение движения электрона со скалярной эффективной массой  $m^*$  в постоянном магнитном поле  $\vec{H}$  и высокочастотном электрическом поле (действием магнитного поля высокочастотно излучения можно пренебречь) имеет вид

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{m^* \vec{v}}{\tau} - e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \left[ \vec{v} \times \vec{H} \right] \right), \quad (2)$$

где член  $\vec{F} = -m\vec{v}/\tau$  представляет собой силу «трения», характеризующую взаимодействие электрона с колебаниями решетки (фононами) и примесными центрами. Время  $\tau$  — есть время релаксации скорости

электрона  $\vec{v}$  под действием силы трения. Предполагая, что две поляризованные по кругу волны имеют соответственно составляющие

$$E = E_0 \exp(-i\omega t) \text{ вдоль оси } x \text{ и } E_0 \exp \left[ -i \left( \omega \tau \pm \frac{\pi}{2} \right) \right] \text{ вдоль оси } y \text{ и что}$$

$\vec{v}$  пропорциональна  $\exp(-i\omega t)$ , разложим уравнение (2) по осям  $x$  и  $y$  ( $\vec{H} \parallel z$ ):

$$\frac{m^*}{\tau} (1 - i\omega\tau) v_x = -eE - \frac{e}{c} H v_y, \quad (3)$$

$$\frac{m^*}{\tau} (1 - i\omega\tau) v_y = \pm i e E + \frac{e}{c} H v_x. \quad (3')$$

Решая эти уравнения относительно  $v_x$ , получим для плотности тока

$$j_x = \tilde{\sigma} E = -eNv_x = \sigma_0 \frac{1 - i(\omega \pm \omega_c)\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + \omega_c^2\tau^2} E, \quad (4)$$

где  $N$  – концентрация свободных электронов,  $\sigma_0 = e^2N\tau/m^*$  – удельная электропроводность в постоянном электрическом поле и  $\omega_c = eH/m^*c$  – циклотронная частота.

Выделяя вещественную и мнимую части в уравнении (4), получим для комплексной удельной проводимости:

$$\tilde{\sigma} = \sigma_{\text{Re}} + i\sigma_{\text{Im}}, \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{Re}}^{\pm} = \sigma_0 \frac{1 + (\omega_c \pm \omega)^2 \tau^2}{\left[1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2\right]^2 + 4\omega^2\tau^2}, \quad (6)$$

$$\sigma_{\text{Im}}^{\pm} = \sigma_0 \frac{-(\omega \pm \omega_c)(\omega_c^2 - \omega^2)\tau^3 + (\omega \pm \omega_c)\tau}{\left[1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2\right]^2 + 4\omega^2\tau^2}. \quad (7)$$

Известно, что квадрат комплексного показателя преломления связан с электропроводностью  $\tilde{\sigma}$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  следующим образом:

$$\tilde{n}^2 = (n + ik)^2 = \epsilon + i\frac{4\pi\tilde{\sigma}}{\omega} = \epsilon - \frac{4\pi}{\omega}\sigma_{\text{Im}} + i\frac{4\pi}{\omega}\sigma_{\text{Re}}, \quad (8)$$

откуда

$$n^2 - k^2 = \epsilon - \frac{4\pi}{\omega}\sigma_{\text{Im}}, \quad (9)$$

$$2nk = \frac{4\pi}{\omega}\sigma_{\text{Re}}, \quad (10)$$

где  $k$  – коэффициент экстинкции.

В случае слабого поглощения ( $k \ll n$ ) из уравнений (7) и (9) следует, что двум лучам, поляризованным по кругу в разных направлениях, соответствует два различных показателя преломления этих лучей:

$$n^{\pm} = \sqrt{\epsilon - \frac{4\pi}{\omega}\sigma_{\text{Im}}^{\pm}}. \quad (11)$$

Таким образом, показатель преломления правополяризованной волны может отличаться от показателя преломления левополяризованной волны. В этом случае разность фаз между ними изменяется при их распространении в среде.

Обозначим фазы обеих циркулярно поляризованных волн через

$$\varphi_{\pm} = \omega \left( \frac{n^{\pm} z}{c} - t \right). \quad (12)$$

Комплексная составляющая электрического поля вдоль оси  $x$  от обеих волн равна

$$E_x = E_0 \left( e^{i\varphi_+} + e^{i\varphi_-} \right) = 2E_0 e^{i\frac{\varphi_+ + \varphi_-}{2}} \cos \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2}, \quad (13)$$

что легко проверить, если заменить косинус в правой части экспоненциальными функциями.

Так как фазы  $E_y$  в циркулярно поляризованных волнах отличаются от  $\varphi_{\pm}$  на  $\pm \pi/2$ , то

$$E_y = 2E_0 e^{i\frac{\varphi_+ + \varphi_-}{2}} \cos \left( \frac{\pi}{2} + \frac{\varphi_+ + \varphi_-}{2} \right). \quad (14)$$

Если угол между плоскостью поляризации и осью  $x$  равен  $\theta$ , то

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{Re}\{E_y\}}{\operatorname{Re}\{E_x\}} = -\frac{\sin \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2}}{\cos \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2}} = -\operatorname{tg} \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2}, \quad (15)$$

где  $\operatorname{Re}\{E_y\}$  и  $\operatorname{Re}\{E_x\}$  – вещественные части  $E_y$  и  $E_x$ . В (15) было использовано то, что вещественные части одинаковых комплексных множителей в правой части (13) и (14) совпадают. Абсолютная величина угла поворота плоскости поляризации при прохождении лучом света в магнитном поле расстояния  $z = L$ , равна

$$\theta = \frac{|\varphi_+ - \varphi_-|}{2} = \frac{\omega L}{2c} (n^+ - n^-), \quad (16)$$



как это следует из (12) и (15).

Из (11) следует, что

$$(n^+)^2 - (n^-)^2 = \frac{4\pi}{\omega} (\sigma_{\text{lm}}^+ - \sigma_{\text{lm}}^-)$$

или

$$n^+ - n^- = \frac{2\pi}{\omega \bar{n}} (\sigma_{\text{lm}}^+ - \sigma_{\text{lm}}^-), \quad (17)$$

где  $\bar{n} = (n^+ + n^-)/2 \cong n$  – есть показатель преломления в отсутствие магнитного поля. В полупроводниках разность  $n^+ - n^-$  обычно составляет  $\sim (10^{-4} - 10^{-6})$ .

Для определения эффективной массы  $m^*$  из эффекта Фарадея используют обычно область частот  $\omega \gg \omega_c, 1/\tau$ ; в этом случае из (7) получаем

$$\sigma_{\text{lm}}^+ - \sigma_{\text{lm}}^- = \sigma_0 \frac{2\omega_c}{\omega^2 \tau}. \quad (18)$$

Далее из формул (16) – (18) получим для угла вращения плоскости поляризации

$$\theta = \frac{2\pi e^3 NHL}{c^2 n \omega^2 (m^*)^2}, \quad (19)$$

или в системе СИ ( $\theta$  выражено в градусах):

$$\theta = \frac{360e^3 \lambda^2 NHL}{16\pi^3 \varepsilon_0 c^3 n (m^*)^2} = 1,5 \cdot 10^{-11} \frac{\lambda^2 NHL}{n (m^* / m_0)^2}, \quad (19a)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $H$  – напряженность магнитного поля,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м.

Существенно отметить, что угол вращения не зависит от  $\tau$ , т.е. механизма рассеяния. Из (1) и (19a) следует, что постоянная Верде прямо пропорциональна концентрации носителей и обратно пропорциональна квадрату эффективной массы. Измерив  $\theta$ ,  $\lambda$ ,  $L$ ,  $H$  и  $N$ , можно

определить эффективную массу носителей заряда. Проведя такие измерения при различных значениях  $N$ , можно установить закон дисперсии для данного полупроводника.

## **Сведения о зонной структуре полупроводниковых соединений типа $A^3B^5$**

Зонная структура, т.е. функциональная зависимость энергии от волнового вектора в разных зонах, для атомарных полупроводников (Si, Ge) и полупроводниковых соединений типа  $A^3B^5$  (GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb и т.д.) в главных чертах подобна, хотя имеются некоторые различия в деталях. Эти полупроводники имеют решетку соответственно типа алмаза и цинковой обманки. Обе эти решетки можно рассматривать как совокупность двух вставленных друг в друга гранецентрированных кубических решеток. Элементарной ячейкой является ячейка гранецентрированной решетки, содержащая два атома (одинаковых в случае алмаза, разных в случае цинковой обманки). Таким образом, приведенная зона Бриллюэна также одинакова для обоих типов решетки и представляет собой усеченный октаэдр.

Расчеты с использованием теории групп дают следующую картину зонной структуры вблизи основного запрещенного промежутка энергий (запрещенной зоны). Зона проводимости выражена только по спине и может иметь минимумы в различных точках ( $\Gamma$ , L,  $\Delta$  и т.д.) зоны Бриллюэна. Абсолютный минимум меняется в зависимости от конкретного материала и в InSb, например, находится в центре зоны Бриллюэна (точка  $\Gamma$ ).

Валентная зона является более сложной. Даже без учета спина она вырождена в точке  $\Gamma$ , образуя зону легких и тяжелых дырок. Кроме того, вследствие спин-орбитального взаимодействия отщепляется еще одна зона легких дырок, располагаемая на величину  $\Delta$  (спин-орбитальное расщепление) ниже основных валентных зон. На рис. 2 показана зависимость энергии от волнового вектора в InSb. Для этого материала Кейном в 1957 году была построена полуколичественная теория зонной структуры для окрестности точки  $\Gamma$ , и она является в настоящее время модельной. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением зоны проводимости. Вывод теории состоит в том, что зона проводимости непараболическа, т.е. зависимость энергии от волнового вектора не является квадратичной. Для сравнения на рис. 2 пунктиром показан квадратичный закон дисперсии. Кейновский закон дисперсии для электронов зоны проводимости имеет вид

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \frac{E_g}{2} \left\{ \left[ 1 + \frac{2\hbar^2 k^2}{E_g m_n} \left( 1 - \frac{m_n}{m_0} \right) \right]^{1/2} - 1 \right\}, \quad (20)$$

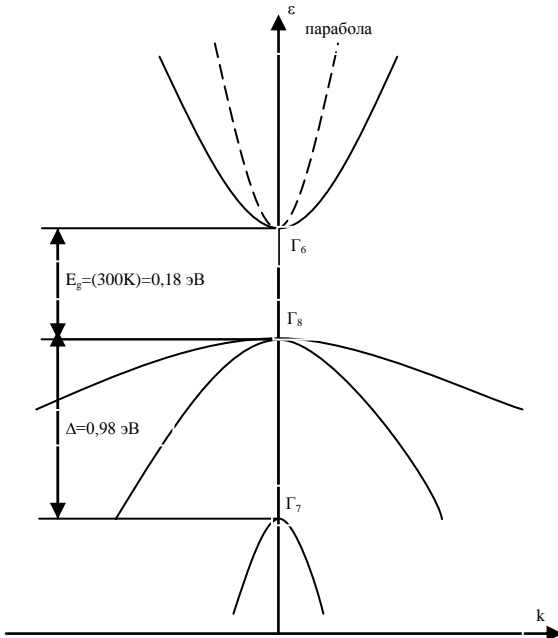


Рис. 2. Зонная структура InSb в точке  $\Gamma$  зоны Бриллюэна

где  $m_n$  – эффективная масса электронов на дне зоны. Отсюда эффективная масса  $m(k)$ , определяемая как (звездочка для простоты опущена)

$$\frac{1}{m(k)} = \frac{1}{\hbar^2 k} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial k}, \quad (21)$$

выражается через волновое число  $k$ :

$$\frac{m_0}{m(k)} = 1 + \frac{m_0 - m_n}{m_n} \left[ 1 + \frac{2\hbar^2 k^2}{E_g m_n} \left( 1 - \frac{m_n}{m_0} \right) \right]^{-1/2}. \quad (22)$$

Отсюда видно, что  $m(k) = m$  при  $k = 0$ . Таким образом, значение эффективной массы электрона зависит от уровня заполнения зоны (уровня Ферми), т.е. концентрации электронов  $N$ . Для вырожденного электронного газа эта зависимость преобразуется к виду

$$\frac{m_0}{m(k)} = 1 - \frac{m_0 - m_n}{m_n} \left[ 1 + \left( 1 - \frac{m_n}{m_0} \right) \frac{2\hbar^2 (3\pi^2)^{2/3}}{E_g m_n} N^{2/3} \right]^{-1/2}. \quad (23)$$

Сопоставление теории с экспериментом для кейновской зоны удобнее производить не для функции  $m(N)$ , а для функции  $\left( \frac{m/m_0}{1 - m/m_0} \right)^2 = f(N^{2/3})$ , которая должна, согласно (23), представлять собой прямую линию.

Можно показать, что для InSb эта зависимость численно выражается следующим образом:

$$\left( \frac{m/m_0}{1 - m/m_0} \right)^2 = 32,5 \cdot 10^{-32} \frac{E_g^2}{P^4} + 8,27 \cdot 10^{-30} \frac{N^{2/3}}{P^2}, \quad (24)$$

где  $E_g$  выражено в эВ,  $P$  - есть матричный элемент оператора импульса, равный  $P = 8,7 \cdot 10^{-8}$  эВ·см. Таким образом, из наклона прямой линии можно определить матричный элемент оператора импульса.

### Краткое описание приборов

В работе используются приборы со следующими характеристиками.

1. Лазер типа ИЛГН-705 является генератором непрерывного когерентного излучения с длиной волны 10,6 мкм. Мощность излучения составляет не менее 1 Вт. Активным элементом лазера является разрядная трубка, наполненная смесью газов  $\text{CO}_2$ , He,  $\text{N}_2$  и Xe. Генерация происходит в результате переходов между колебательными уровнями 001 и 100 молекулы  $\text{CO}_2$ . Напряжение зажигания разряда не превышает 12 кВ. Разрядный ток в трубке составляет около 12 мА. При работе трубка охлаждается проточной водой с расходом 1–2 л/мин.

Брюстеровская пластинка на одном из концов разрядной трубки установлена так, что излучение линейно поляризовано в плоскости, параллельной столу (поверхности Земли).

2. Модулятор представляет черненый дюралевый диск, приводимый во вращение гистерезисным двигателем типа Г-205 со скоростью 3000 об/мин. В диске вырезано 12 отверстий; таким образом, частота модуляции излучения составляет 600 Гц.

3. Магнитное поле получается с помощью лабораторного электромагнита, в сердечниках которого просверлено отверстие диаметром 2 мм. Питание магнита осуществляется от выпрямителя типа ВСА-5. Напряженность магнитного поля в зазоре 20 мм достигает 10 кЭ при токе в обмотках около 12 А.

4. Поляризатор типа ИПП-12 предназначен для работы в области спектра 2–20 мкм. Принцип действия поляризатора основан на явлении частичной поляризации излучения, проходящего через диэлектрик. Поляризатор состоит из 8 пластин  $\text{AgCl}$  (толщиной 0,25 мм каждая), расположенных под углом  $26^{\circ}50'$  к оптической оси прибора. Таким образом, излучение с длиной волны около 10 мкм падает на пластины под углом Брюстера  $63^{\circ}10'$ . Для компенсации смещения луча, вызванного прохождением через стопу параллельных пластин  $\text{AgCl}$ , служит пластина из  $\text{KBr}$ , расположенная под углом  $70^{\circ}$  к оптической оси прибора. Степень поляризации, достигаемая на приборе, составляет не ниже 95%. Коэффициент пропускания поляризатора в области спектра 5–15 мкм составляет 35–40%. Относительное отверстие прибора равно 1:4,5.

*Примечание.*  $\text{AgCl}$  является гигроскопичным материалом, и он в настоящее время не производится. Поэтому со временем вышедший из строя поляризатор ИПП-12 был заменен на самодельный поляризатор с кремниевой брюстеровской пластинкой. Ясно, что он работает на том же принципе, но степень поляризации у него ниже (вместо 8 пластинок  $\text{AgCl}$  используется только 1 кремниевая пластинка).

5. Фотоэлектрический приемник инфракрасного излучения типа ФСГ-22-3А2 представляет собой кристаллик германия, легированного золотом. Таким образом, фотосигнал получается в результате *примесного внутреннего фотоэффекта*. Приемник работает при температуре жидкого азота. Фоточувствительная площадка имеет размеры  $3 \times 3$  мм. Темновое сопротивление чувствительного элемента составляет  $10^5$  Ом. На резистор подается напряжение около 30 В. Вольтовая чувствительность приемника составляет 500 В/Вт в области спектра 1,8–8,5 мкм. В области спектра 10,6 мкм чувствительность приемника падает почти на два порядка по сравнению с чувствительностью в максимуме ( $\lambda = 7,5$  мкм) спектральной характеристики, однако она остается достаточно высокой. Постоянная времени приемника составляет менее 1 мкс.

6. Селективный микровольтметр типа В6-4 предназначен для измерения малых значений синусоидального напряжения переменного тока

в диапазоне частот 20 Гц – 30 кГц. Прибор может работать как в широкополосном (20 кГц – 30 кГц), так и в узкополосном режиме, т.е. в любой точке этого диапазона с полосой пропускания 8–15% от рабочей частоты. Верхние пределы измерения варьируются в широкополосном режиме от 100 мкВ до 3В. В узкополосном режиме чувствительность прибора в десять раз выше, поэтому значения верхних пределов в десять раз ниже. Перед началом измерений прибор необходимо калибровать. Погрешность прибора не превышает  $\pm 6\%$  от конечного значения рабочей части шкалы. Входное сопротивление и входная емкость прибора составляют соответственно  $\sim 1$  МОм и 100 пФ.

7. Делительная пластина изготовлена из монокристаллического чистого германия, показатель преломления которого достаточно большой ( $n = 4$ ). Поэтому коэффициент отражения пластинки при нормальном падении достигает 36%.

8. Измеритель мощности лазерного излучения ИМО-2Н предназначен для измерения средней мощности излучения непрерывных и импульсных лазеров с частотой повторения не менее 5 Гц. Длины волн, на которые аттестован прибор, равны 0,633; 1,06; 10,6 мкм. Средняя измеряемая мощность может изменяться от 0,3 мВт до 100 Вт при диаметре лазерного пучка 4–12 мм и расходимости пучка не более  $1^\circ$ . Погрешность измерения при мощности до 1 Вт составляет 5%. При измерении больших мощностей необходимо пользоваться дисковым ослабителем. Время измерения мощности составляет около 5 минут.

### **Порядок выполнения работы**

1. Собрать оптическую схему согласно рис. 3 (образец в держателе отсутствует).
2. Закрыть приемник излучения I1 экраном и залить в него жидкий азот.
3. Включить водяное охлаждение лазера ИЛГН-705.
4. Включить измеритель мощности ИМО-2Н, предварительно установив предел измерения 1 Вт.
5. Включить микровольтметр В6-4, предварительно установив предел измерения 3 В. Переключатель «Полоса» установить в положение «Широкая».
6. Включить модулятор.
7. Установить на выходе лазера экран из асбеста. Включить лазер и установить ток разряда 12 мА.
8. С помощью теплочувствительной бумаги произвести настройку схемы. Добиться максимально возможной интенсивности излучения сквозь магнит. Модулятор устанавливается так, чтобы окно находилось на оп-

тической оси. Диафрагмы свести к минимально возможному отверстию. Не допускать прожигания бумаги с осаждением сажи на оптические детали. Плоскость поляризатора должна быть совмещена с плоскостью поляризации лазера.

9. Измерить мощность отраженного от германиевой пластинки излучения и проследить, чтобы мощность не изменялась в процессе измерений.

10. Включить модулятор.

11. Произвести калибровку микровольтметра В6-4, установить переключатель «Диапазоны» в положение 420 Гц – 2,3 кГц. Снять экран с приемника, наблюдать сигнал в широкополосном режиме, а затем настроиться, переводя переключатель «Полоса» в положение «Узкая».

12. Перемещая подвижные столики, на которых расположен лазер и приемник излучения, и вращая поляризатор, добиться максимального сигнала на микровольтметре.

13. Вставить образец  $n$ -InSb в зазор магнита на пути лазерного луча. Повышая чувствительность микровольтметра, найти положение образца (перемещая держатель

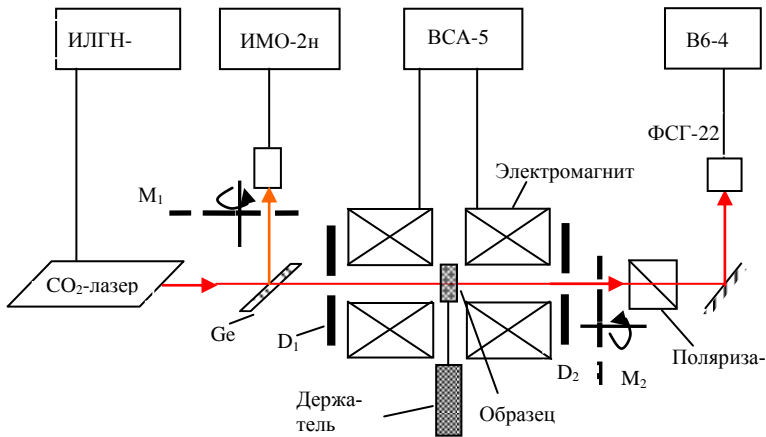


Рис. 3. Схема измерения угла поворота плоскости поляризации

образца перпендикулярно магнитному полю и поворачивая держатель), соответствующее максимальному значению сигнала. Подстроить слегка поляризатор и записать начальное значение угла на поляризаторе.

14. Включить источник питания электромагнита, и, вращая поляризатор, вновь добиться максимального сигнала. Измерить новое значение

угла поляризатора и определить угол поворота плоскости поляризации как разность значений без магнитного поля и с магнитным полем.

15. Произвести аналогичные измерения для всего набора образцов с различной концентрацией электронов, значение которой уже известно для каждого образца.

16. Выключить все приборы, начиная с лазера, выключить воду и закрыть все оптические элементы схемы.

17. Используя формулу (19), вычислить значение эффективной массы электронов для каждого значения концентрации электронов. Показатель преломления InSb принять равным  $n = 3,94$ .

18. Построить зависимость  $[m/(m_0 - m)]^2 = f(N^{2/3})$  и обсудить полученный график.

19. Оценить ошибку измерения эффективной массы по эффекту Фарадея.

## Вопросы к зачету

1. Понятие эффективной массы.

2. Методы получения плоско поляризованного излучения.

3. Принцип действия и характеристики используемых в работе приборов (СО<sub>2</sub>-лазер, инфракрасный поляризатор, приемник инфракрасного излучения и др.).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. – М.: Наука, 1978. – С. 210–216; 432–436.

2. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. – М.: Наука, 1972. – С. 347–353; 412–431; 601–605.

3. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – С. 349–352.

4. Пэйлик Е., Райт Дж. В книге "Оптические свойства полупроводников А<sup>3</sup>В<sup>5</sup>". – М.: Мир, 1970. – С. 417, 431–434, 437.

5. Сизов Ф.Ф., Уханов Ю.И. Магнетооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. – Киев: Наукова думка, 1979. – С. 63–67; 148–149.

6. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – С.370–388; 618–620.