

Особенности анизотропии микроволнового низкотемпературного магнитосопротивления слабо легированного p-Ge, обусловленные наличием в нем легких и тяжелых дырок

© А.И. Вейнгер[¶], А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 11 апреля 2011 г. Принята к печати 15 апреля 2011 г.)

Исследовано микроволновое магнитосопротивление слабо легированного (невыврожденного) p-Ge с помощью методики электронного парамагнитного резонанса, которая позволяет регистрировать производную изменения микроволнового поглощения в магнитном поле, исходя из того, что изменение такого поглощения пропорционально изменению проводимости полупроводника. Из-за того, что при частоте электромагнитного поля 10 ГГц время усреднения эффективных масс легких и тяжелых дырок в области низких температур много больше периода колебаний, таким способом можно изучать индивидуальную реакцию на магнитное поле легких и тяжелых дырок. Показано, что микроволновое магнитопоглощение, связанное с легкими дырками, слабо зависит от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей Ge. В то же время сигнал, связанный с тяжелыми дырками, при повороте образца в магнитном поле изменяется в несколько раз. Экспериментальные результаты сравниваются с теорией классического магниторезистивного эффекта.

1. Введение

Магниторезистивный эффект принадлежит к числу классических кинетических эффектов и изучается достаточно давно [1,2]. Однако в материалах с вырожденными зонами, в частности, в p-Ge выделение вкладов каждого типа носителей в наблюдаемый эффект до сих пор представляет непростую задачу. Как правило, экспериментальное изучение этого эффекта проводилось на постоянном токе. При этом подвижность дырок, проявляющаяся в эксперименте, оказывается близка к подвижности легких дырок [1] и на нее слабо влияет изменение подвижности тяжелых. Таким образом, несмотря на то, что изменение подвижности тяжелых дырок с температурой и направлением может быть достаточно сильным, оно практически не влияет на результирующее магнитосопротивление. Сказанное означает, что из измерения магнитосопротивления на постоянном токе невозможно с достаточной определенностью извлечь вклад тяжелых дырок в этот эффект [2].

Исследовать раздельно изменение подвижности каждого сорта дырок в магнитном поле позволяет использование сверхвысоких частот [3–6]. Как было показано в этих работах, усреднение эффективной массы дырок в слабо легированном p-Ge при низких температурах происходит за время, большее чем 10^{-10} с, т.е. за характерное время рассеяния энергии. Ранее считалось, что оно определяется на 2 порядка меньшим временем рассеяния импульса (см., например, [1]). Таким образом, измерение микроволнового магнитопоглощения (ММП) на частоте 10 ГГц с использованием техники электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в p-Ge позволяет выделить индивидуальную реакцию легких и тяжелых дырок на магнитное поле.

Методика ЭПР регистрирует производную ММП по магнитному полю. Известно, что в слабых полях для легких и тяжелых дырок магнитопроводимость уменьшается пропорционально H^2 , а в сильных — насыщается. Отсюда следует, что производная ММП в слабых полях убывает линейно с полем, достигая минимума. При дальнейшем росте поля она стремится к нулю с отрицательной стороны:

$$0 > dP/dH \propto d\sigma/dH \begin{cases} \propto -H, & (\mu H)^2 \ll 1 \\ \rightarrow 0, & (\mu H)^2 \gg 1 \end{cases}, \quad (1)$$

где P — микроволновое поглощение образца, H — магнитное поле, μ — подвижность легких или тяжелых дырок, σ — проводимость образца на частоте 10 ГГц.

Из формулы (1) следует, что минимум производной должен находиться в области полей, где

$$\mu H_{\min} \approx 1. \quad (2)$$

Использование формулы (2) позволяет по измеренному положению минимума в магнитном поле определять подвижность дырок.

В соответствии с наличием в образце p-Ge двух сортов дырок на полевой зависимости магнитопоглощения должно наблюдаться два минимума, соответствующих равным подвижностям легких и тяжелых дырок [5]. Используя соотношение (2), из анализа положения минимумов можно выявить угловые и температурные зависимости подвижностей как легких, так и тяжелых дырок в p-Ge. В настоящей работе мы приводим результаты такого исследования при повороте образцов слабо легированного p-Ge в двух взаимно перпендикулярных плоскостях $(1\bar{1}0)$ и $(11\bar{2})$. Эти результаты сопоставляются с существующей классической теорией магниторезистивного эффекта [2].

[¶] E-mail: anatoly.veinger@mail.ioffe.ru

2. Экспериментальная регистрация ММП в p-Ge

Для микроволновых измерений использовались ориентированные образцы p-Ge в форме параллелепипеда с характерными размерами $4 \times 1 \times 0.3$ мм с удельным сопротивлением ~ 10 Ом·см ($p \approx 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$). Размеры подбирались таким образом, чтобы поглощение энергии в образце не было бы слишком сильным. Дело в том, что ток через детектор пропорционален поглощенной мощности только при слабом изменении сигнала, в противном случае сравнение эффектов при различных направлениях и температурах становится затруднительным.

Образец помещался в прямоугольный резонатор с модой TE $_{103}$ ЭПР спектрометра в пучность магнитного микроволнового поля (рис. 1, *a*) таким образом, что его можно было поворачивать вдоль вертикальной оси. Образцы были предварительно ориентированы и вырезаны так, что одна из осей [110] или [112] была направлена вертикально (направление роста [111] принималось за основное, от которого отсчитывались все остальные). В объеме образца сканирующее постоянное магнитное поле, как видно из рисунка, горизонтально, а переменное магнитное микроволновое поле — вертикально. Последнее наводит в проводящем образце микроволновой круговой ток. Он протекает в горизонтальной плоскости, т.е. в плоскости (110) или в плоскости (112) (рис. 1, *b*). При изменении микроволновой проводимости образца в магнитном поле фиксируется изменение величины ММП. Поскольку во всем диапазоне температур образцы обладали достаточно высоким сопротивлением, изменение микроволнового поглощения оказывается пропорциональным изменению проводимости образца в магнитном поле во всем использованном диапазоне температур [3].

Возникновение круговых токов в микроволновом поле, в принципе, создает трудности в интерпретации результатов экспериментов. Однако в нашей геометрии круговые токи можно разложить на две составляющие — параллельную постоянному магнитному полю i_{\parallel} и перпендикулярную i_{\perp} . Из литературы хорошо известно (см., например, [1,2]), что продольный магнито-резистивный эффект на 2 порядка слабее поперечного. В этом случае основной вклад в ММП вносят токи i_{\perp} , а токи i_{\parallel} можно не учитывать. Исходя из этого, при анализе результатов экспериментов мы делали существенное упрощение: учитывали только токи, перпендикулярные магнитному полю, а влиянием параллельных токов пренебрегали.

В резонаторе был установлен проточный гелиевый криостат ESR-910 „Oxford Instruments“, позволявший регулировать температуру от 2 до 300 К и поддерживать ее с точностью не хуже ± 1 К. В соответствии с конструкцией спектрометра в процессе эксперимента регистрировалась производная микроволнового поглощения по магнитному полю (dP/dH) как функция

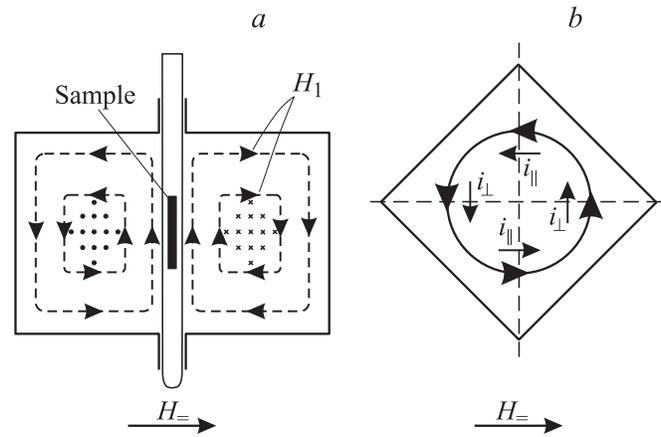


Рис. 1. Образец в микроволновом резонаторе; пунктиром показано направление силовых линий микроволнового магнитного поля, точками и крестами — направление микроволнового электрического поля, с которым совпадает направление диссипативного микроволнового тока в образце. Снизу стрелкой указано направление постоянного магнитного поля (*a*). Поперечное сечение образца и схема наведенных в нем круговых токов; стрелками указаны проекции этих токов на направления, параллельные и перпендикулярные постоянному магнитному полю (*b*).

магнитного поля. Сигнал ММП регистрировался, начиная с самых низких температур, однако при этом он был весьма слабым. Лишь при температурах $T \geq 10$ К, когда начинается интенсивная термическая ионизация мелких акцепторов Ga в Ge, этот сигнал становился достаточно большим, что соответствовало появлению достаточной плотности свободных дырок в валентной зоне.

Напомним, что увеличение проводимости образца при повышении температуры приводит к изменению добротности резонатора и, следовательно, к дополнительному изменению величины микроволнового поглощения. Этот эффект вносит некоторую неопределенность в анализ температурных зависимостей ММП в слабых полях. Ее можно избежать, используя контрольный образец, в котором ММП зависит только от добротности резонатора. Ранее для этой цели мы использовали эталонный образец фирмы „Varian“ [3], который находился при комнатной температуре. Однако такая методика весьма трудоемка. Для анализа зависимости подвижности дырок от температуры и направления, как оказалось, удобнее использовать простое соотношение (2). В этом соотношении вычисляемое значение подвижности не зависит от изменения добротности резонатора.

3. Результаты эксперимента

На рис. 2 и 3 представлены экспериментальные зависимости производной ММП dP/dH от магнитного поля при нескольких температурах при различных углах φ

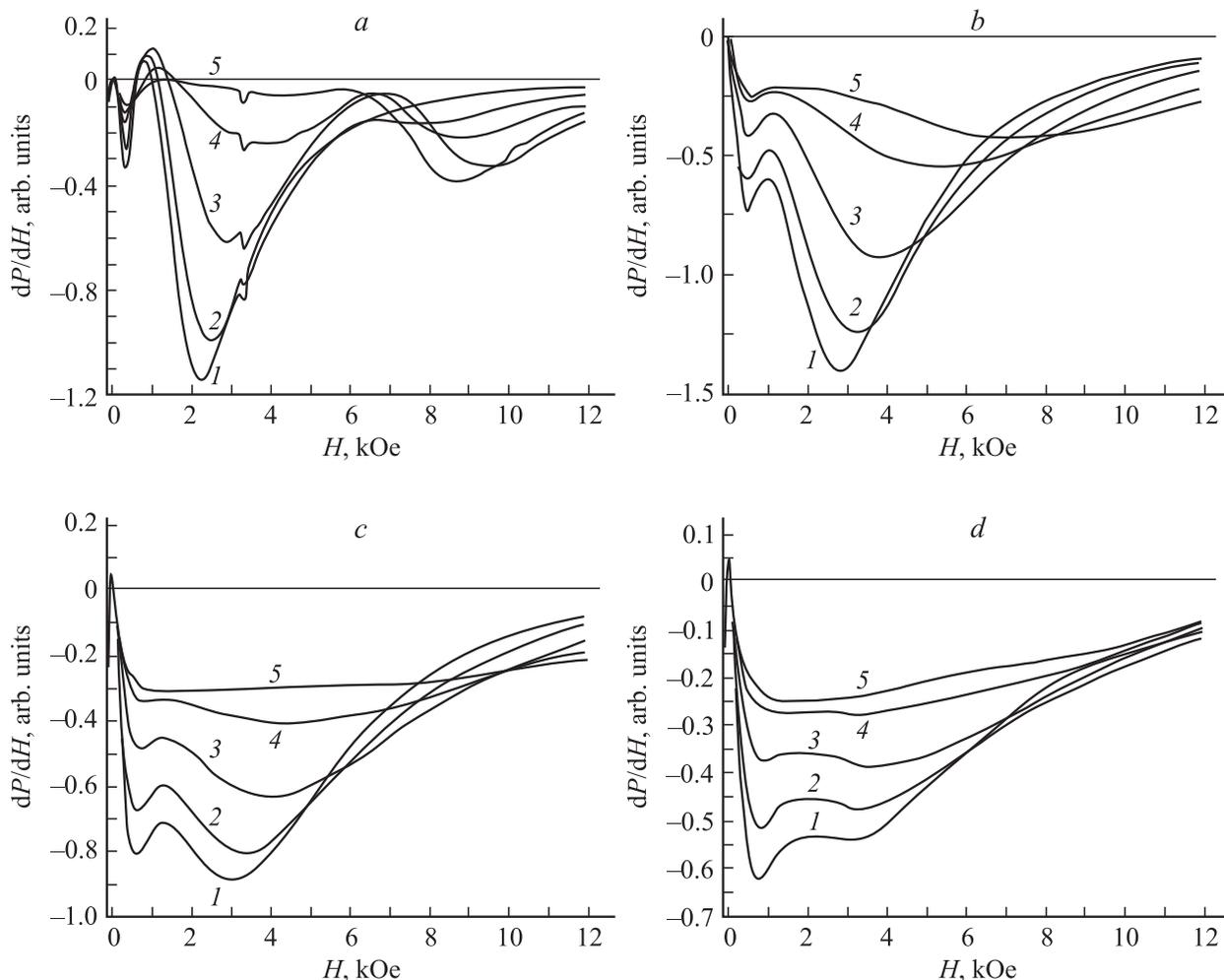


Рис. 2. Полевые зависимости магнитопоглощения при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$; угол между направлением магнитного поля и осью $[100]$, град.: 1 — 0; 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60, 5 — 80; температуры T , К: а — 20, б — 40, с — 60, д — 80.

между направлением магнитного поля и кристаллографическими осями. Угол φ полагался равным нулю, когда второй (сильнополевым) минимум, связанный с тяжелыми дырками, оказывался в самом слабом поле. Из рисунков видно, что в исследованном диапазоне температур действительно наблюдаются отдельно минимумы, соответствующие легким и тяжелым дыркам, как это было показано ранее [5]. Кроме того, было обнаружено, что полевые зависимости ММП оказываются различными при повороте образца в плоскостях $(11\bar{2})$ и $(1\bar{1}0)$.

При повороте на 90° в плоскости $(1\bar{1}0)$ (рис. 2) сильно изменяется как амплитуда производной ММП, так и положение сильнополевого минимума производной ММП. В то же время положение слабополевого минимума практически не изменяется. Видно, что при достаточно высоких температурах амплитуда сильнополевого минимума начинает уменьшаться, в то время как амплитуда слабополевого минимума с повышением температуры растет.

На рис. 3 представлены те же зависимости при повороте образца в плоскости $(11\bar{2})$ при различных температурах. При сравнении рис. 2 и 3 видно различие эффектов при повороте в разных плоскостях. Прежде всего, это гораздо более сильные изменения положения сильнополевого минимума, соответствующего тяжелым дыркам, при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$ по сравнению с поворотом в плоскости $(11\bar{2})$. Кроме того, при регистрации производной ММП в плоскости $(1\bar{1}0)$ отсутствует положительное ММП, которое отчетливо регистрируется при низких температурах (20 и 40 К), когда поле расположено в плоскости $(11\bar{2})$. Следует также отметить, что при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$, амплитуда минимума, связанного с тяжелыми дырками, сильно уменьшается, в то время как при повороте в плоскости $(11\bar{2})$ это уменьшение оказывается порядка 10%.

Оказывалось, что при температурах ниже 20 К при повороте в плоскости $(11\bar{0})$ в ряде случаев измерения невозможны из-за возникновения дополнительного ММП. Оно наблюдается в диапазоне темпера-

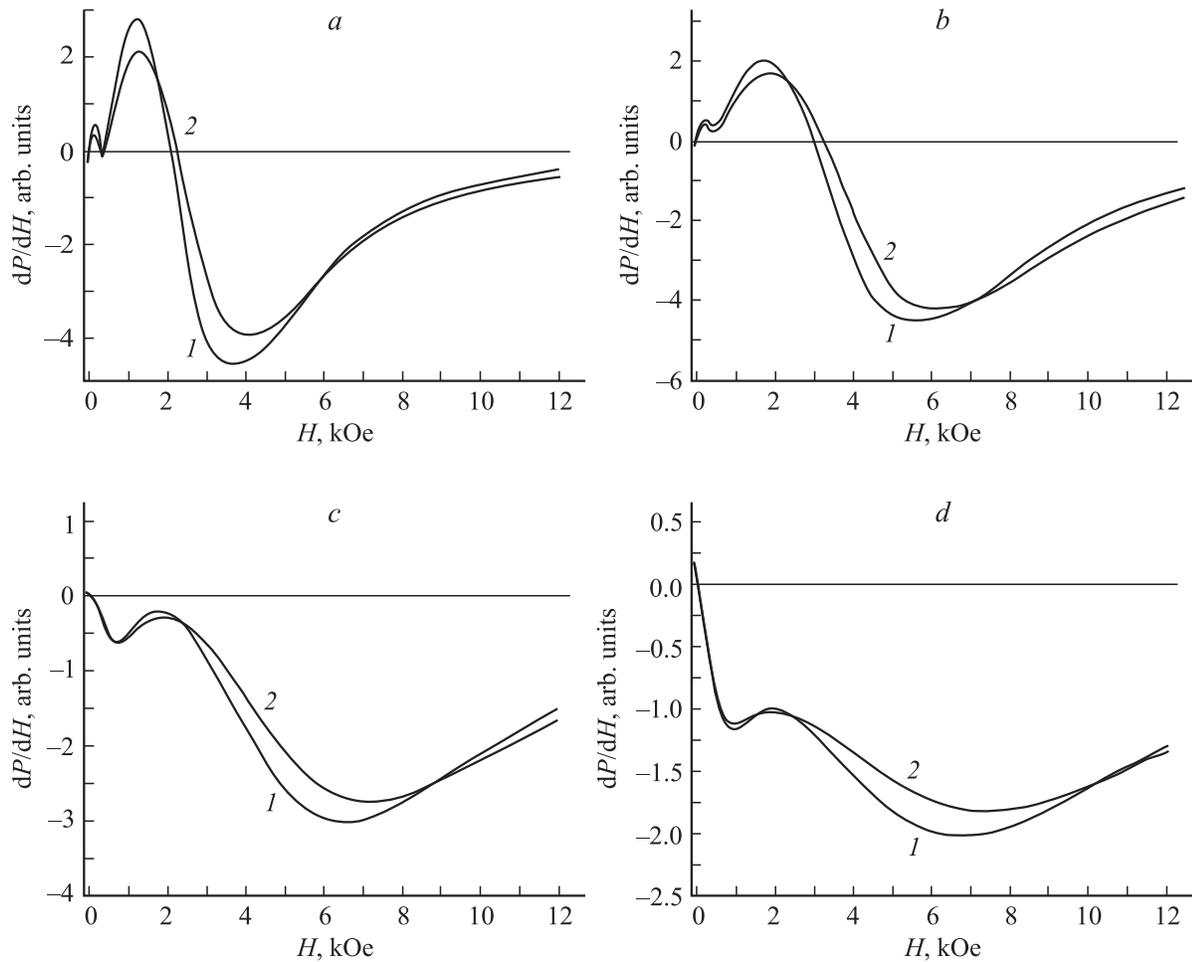


Рис. 3. Полевые зависимости магнитопоглощения при повороте в плоскости $(11\bar{2})$; угол между направлением магнитного поля и осью $[111]$, град.: 1 — 0, 2 — 90; температуры T , К: a — 20, b — 40, c — 60, d — 80.

тур 10–20 К, увеличивается с температурой по амплитуде и быстро сдвигается в область сильных полей. На рис. 2 это поглощение наблюдается в спектрах при $T = 20$ К в области полей 6–11 кЭ, и амплитуда производной связанного с ним сигнала наиболее велика, когда производная основного сигнала наименьшая. По-видимому, это поглощение связано с поверхностью образца, поскольку его травление в перекиси водорода сильно уменьшало амплитуду этого сигнала, хотя полностью не смогло его уничтожить. С ростом температуры этот минимум быстро смещается в область сильных полей и становится ненаблюдаемым.

Более наглядно различие между полевыми зависимостями ММП при повороте в различных плоскостях представлено на рис. 4, где показаны зависимости положения минимума для тяжелых дырок от угла φ . Из рисунка видно, поле минимума производной ММП зависит не только от плоскости поворота и угла φ , но и от температуры. Если при низких температурах поля минимумов становятся близкими при $\varphi = 90^\circ$, то при высоких температурах в области углов $\varphi \approx 90^\circ$ при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$ поле минимума про-

изводной ММП всегда остается существенно меньше поля минимума при повороте в плоскости $(11\bar{2})$. Более того, в области $\varphi \approx 90^\circ$ поле минимума для тяжелых дырок резко уменьшается и сливается с минимумом, соответствующим легким дыркам. Это соответствует кривым 5 при температурах 60 и 80 К на рис. 2.

Здесь следует отметить, что при повороте вокруг осей $[1\bar{1}0]$ и $[11\bar{2}]$ экстремальные значения полей минимумов производной ММП соответствуют различным направлениям в образце. В плоскости $(1\bar{1}0)$ минимальное значение такого поля соответствует направлению $[001]$, а максимальное — направлению $[110]$, а в плоскости $(11\bar{2})$ минимальное поле соответствует направлению $[1\bar{1}0]$, а максимальное — $[111]$.

Из рис. 2 и 3 следует, что положение минимума легких дырок при повороте образца не меняется. Однако при увеличении масштаба зависимость его от угла при высоких температурах становится заметной (см. рис. 5). Из рис. 5 видно, что анизотропия минимума производной ММП легких дырок растет с температурой. Она связана, по-видимому, с увеличением взаимодействия с тяжелыми дырками, имеющими аналогичную угловую

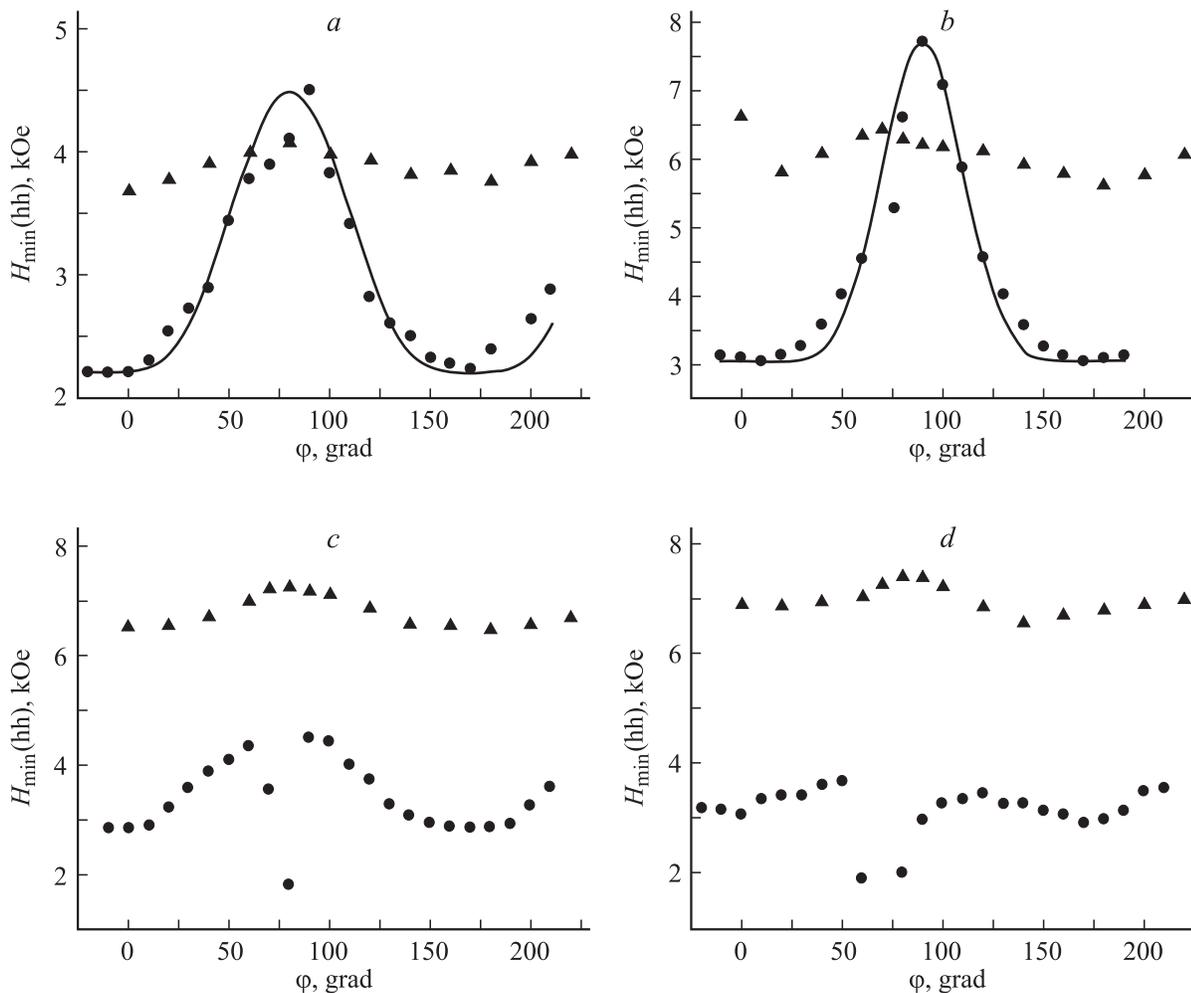


Рис. 4. Зависимость поля минимума производной ММП для тяжелых дырок от угла между направлением тока и осью [111] при повороте в плоскости $(11\bar{2})$ — (\blacktriangle) и направлением тока и осью [100] при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$ — (\bullet) при различных температурах T , К: a — 20, b — 40, c — 60, d — 80.

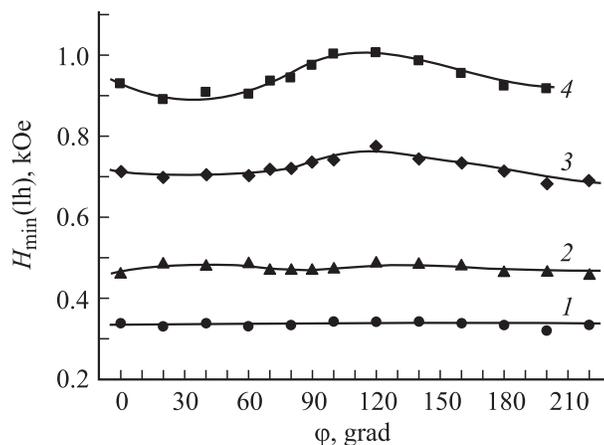


Рис. 5. Зависимость поля минимума производной ММП для легких дырок от угла между магнитным полем и направлением [100] при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$ и температурах T , К: 1 — 20, 2 — 40, 3 — 60, 4 — 80.

зависимость. Кроме того, с ростом температуры растет поле минимума производной ММП для легких дырок, соответствуя уменьшению их подвижности.

Температурные зависимости положения минимумов производной ММП для легких и тяжелых дырок представлены на рис. 6. Из рисунка видно, что при поворотах в различных плоскостях наблюдались различающиеся температурные зависимости положений минимумов. Прежде всего в плоскости $(11\bar{2})$ тяжелые дырки проявляются в виде отдельного минимума до температуры 110 К, в то время как в плоскости $(1\bar{1}0)$ этот минимум проявляется только до температуры 80 К. При более высоких температурах минимумы для легких и тяжелых дырок сливаются, и на температурной зависимости проявляется только один низкополевой минимум.

Таким образом, угловые и температурные зависимости ММП, связанные с легкими и тяжелыми дырками, оказываются достаточно сложными. Соответствующее обсуждение проведем в следующем параграфе.

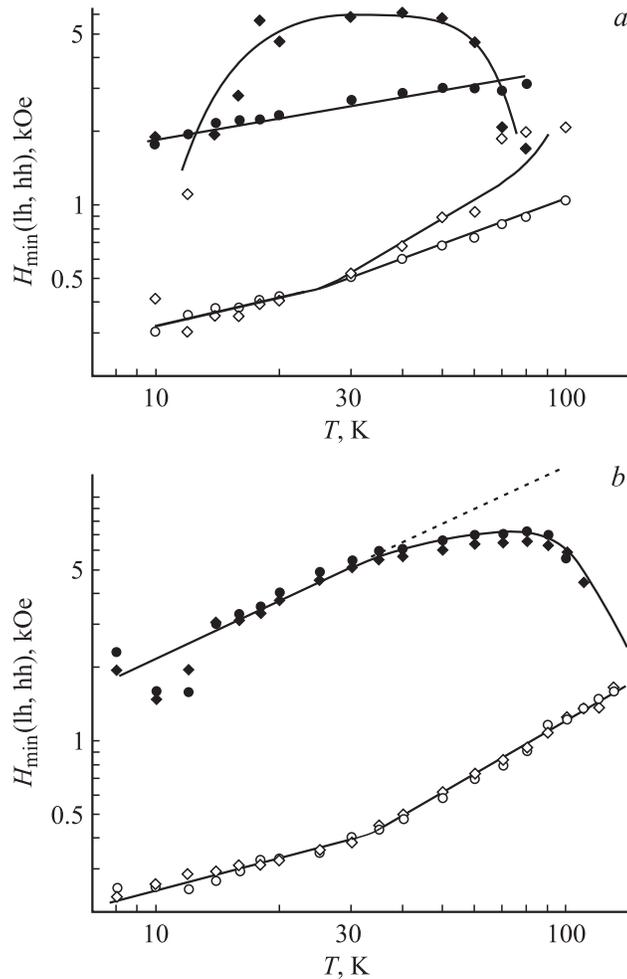


Рис. 6. Температурные зависимости минимума производной ММП легких и тяжелых дырок при различных углах магнитного поля H с осью $[110]$; a — при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$ для легких дырок, град.: \circ — 0 , \diamond — 90 , и тяжелых дырок: \bullet — 0 , \blacklozenge — 90 , b — при повороте в плоскости $(11\bar{2})$ для легких дырок, град.: \circ — 0 , \diamond — 90 , для тяжелых дырок: \bullet — 0 , \blacklozenge — 90 .

4. Обсуждение результатов

Начнем с угловых зависимостей ММП легких и тяжелых дырок.

В наших условиях микроволновой ток проходит в плоскостях, в которых происходит поворот образца, а именно $(11\bar{2})$ или $(1\bar{1}0)$. В плоскости $(11\bar{2})$ расположены кристаллографические оси $[111]$ и $[1\bar{1}0]$, а в плоскости $(1\bar{1}0)$ — целый набор осей: $[111]$, $[112]$, $[110]$, $[001]$, $[11\bar{1}]$, $[11\bar{2}]$, а также сопряженные с ними (см. рис. 7).

Во всех отмеченных выше случаях мы начинали отсчет углов для зависимостей от направления, в котором наблюдается минимальное значение поля минимума производной ММП для тяжелых дырок.

Теория анизотропного магниторезистивного эффекта, которая связывает его с анизотропией эффективных масс дырок, содержится в монографии [2]. Для плоско-

сти $(1\bar{1}0)$ эта анизотропия представлена на рис. 7. Наибольшее значение эффективной массы имеет место для случая, когда ток направлен вдоль одной из осей $[111]$, а наименьшее — когда ток направлен вдоль одной из осей $[001]$. Вдоль осей $[110]$ и $[112]$ должно наблюдаться одинаковое промежуточное значение, совпадающее с усредненной величиной эффективной массы (без учета гофрировки).

Отсюда следует, что при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$ минимальное значение поля минимума производной ММП должно наблюдаться при направлении тока $[001]$, а максимальное — при направлении тока $[111]$. Однако в нашем случае минимальное и максимальное значения этого поля лежат не под углом 55° , как это следует из рис. 7, а под углом 90° , что указывает на тот факт, что максимальное значение поля минимума наблюдается, когда ток протекает в направлении $[110]$. Это значит, что анизотропия минимума производной ММП, определяемая подвижностью, связана не только с анизотропией эффективной массы m^* , но и с пространственной анизотропией времени рассеяния импульса τ_m . При этом следует учитывать, что эта анизотропия определяется видом рассеяния. В частности, при рассеянии на акустических фононах

$$\tau_m \propto (m^*)^{-3/2}, \quad (3)$$

а сама подвижность

$$\mu = e\tau_m/m^* \propto (m^*)^{-5/2}. \quad (4)$$

При понижении температуры к рассеянию на акустических фононах начинает примешиваться рассеяние на ионизованных примесях, и зависимость подвижности от эффективной массы ослабевает. Таким образом,

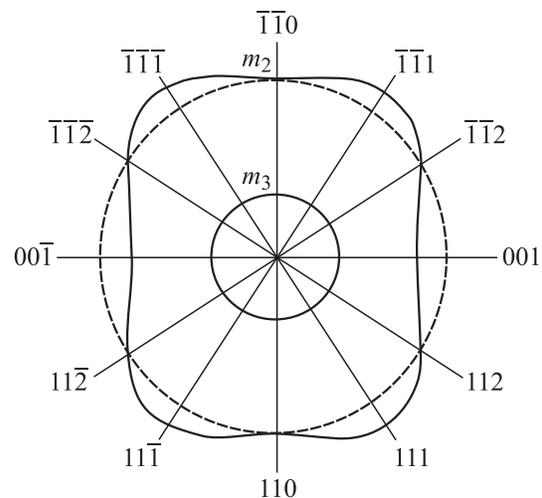


Рис. 7. Вид эквипотенциальной поверхности вершины валентной зоны для p -Ge плоскости $(1\bar{1}0)$; m_2 — подзона тяжелых дырок, m_3 — подзона легких дырок; штрихами показана эквипотенциальная поверхность зоны тяжелых дырок в изотропном приближении.

пространственная зависимость минимума производной ММП для тяжелых дырок в большой степени зависит от анизотропии эффективной массы (или, другими словами, от гофрировки эквипотенциальной поверхности).

Рассмотрим, каким образом изменение эффективной массы влияет на измеренный эффект ММП. Заметим, что, в основном, на ММП влияет *поперечный* магниторезистивный эффект. Поэтому, когда поворот образца происходит в плоскости $(1\bar{1}0)$, наименьшее значение поля минимума должно наблюдаться, когда поле направлено вдоль оси $[110]$. В этом случае ток, дающий наибольший вклад в ММП, протекает вдоль оси $[001]$, в котором эффективная масса минимальна. При повороте на 90° , как следует из рис. 7, перпендикулярной к направлению поля становится ось $[110]$ с большой эффективной массой. В соответствии с этим поле минимума производной смещается в сторону сильных полей. Это видно на рис. 2 и 4. Однако максимальное поле минимума, согласно теории и рис. 7, должно наблюдаться, когда поле перпендикулярно $[111]$, которое лежит под углом около 55° к оси $[001]$ и под углом около 35° к оси $[110]$. Отсутствие такого максимума указывает на то, что существенный вклад в анизотропию ММП вносит анизотропия рассеяния.

При повороте образца в плоскости $(11\bar{2})$ эффективная масса тяжелых дырок должна меняться от значений, соответствующих направлению тока $[1\bar{1}0]$, до значений, соответствующих направлению тока $[111]$. В этом случае эффективная масса изменяется в небольших пределах от своего наибольшего значения. Это и наблюдается на рис. 3 и 4, где поле минимума остается большим при любом направлении тока в этой плоскости.

Таким образом, при повороте вокруг взаимно перпендикулярных осей $(1\bar{1}0)$ и $(11\bar{2})$ экстремальные значения минимумов производной ММП наблюдаются при различных направлениях в образце. Максимальные значения полей минимумов в направлениях $[110]$, $[11\bar{2}]$ и $[111]$ при низких температурах (20, 40 К) близки. При более высоких температурах (60, 80 К) поля этих минимумов различаются более, чем в 2 раза при повороте в различных плоскостях. Это также указывает на важное влияние эффекта „смешивания“ легких и тяжелых дырок, который усиливается при повышении температуры. На рис. 4 видно, что когда ток течет в направлении $[110]$, усреднение эффективной массы при высоких температурах происходит настолько быстро, что на полевой зависимости производной ММП наблюдается только один минимум (см. рис. 2). Одновременно с ростом температуры уменьшается анизотропия положения минимума производной ММП на рис. 4.

Перейдем теперь к анализу поведения легких дырок. Как видно из рис. 5, с повышением температуры анизотропия положения минимума производной ММП, связанного с легкими дырками, наоборот увеличивается вследствие их смешивания с тяжелыми.

Сложный характер рассеяния импульса и угловой зависимости эффективной массы при низких температурах

затрудняет точное аналитическое описание поведения зависимости производной ММП. Однако экспериментальные угловые зависимости позволяют с помощью фитинга получить достаточно адекватные кривые зависимости минимума производной ММП для низких температур при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$ ¹. Из рис. 4 видно, что зависимость должна иметь синусоидальный характер с периодом 180° . Обозначив $H[110] = H_{\min}$ и $H[001] = H_{\max}$, угловую зависимость поля минимума $H_{\min}(\varphi)$ мы представили по аналогии с [2] в виде:

$$H_{\min}(\varphi) = H_{\min} + (H_{\max} - H_{\min}) \sin^n \varphi, \quad (5)$$

где показатель степени n — подгоночный параметр.

Вычисленные значения таких зависимостей поля для температур 20, 40 К представлены кривыми на рис. 4, *a* и 4, *b* соответственно. Видно, что эти кривые удовлетворительно согласуются с экспериментальными точками при показателе степени $n = 4$ для $T = 20$ К и $n = 8$ при $T = 40$ К. Уменьшение показателя степени с понижением температуры качественно согласуется с тем фактом, что большее влияние на время рассеяния импульса оказывает рассеяние на ионизованных примесях.

Результаты эксперимента позволяют отдельно определить угловые зависимости параметров μ и τ . Поведение подвижности μ находится с использованием формулы (2). Как известно, максимальное значение эффективной массы тяжелых дырок наблюдается в направлении $[111]$, а минимальное — в направлении $[100]$, причем из данных по циклотронному резонансу [7] следует, что эта анизотропия характеризуется отношением эффективных масс тяжелых дырок $m^*[111]/m^*[100] = 1.23$ [7]. В наших опытах максимальная подвижность наблюдается в направлении $[100]$, а минимальная — в направлении $[110]$, и их отношение при температуре 20 К, как видно из рисунка, составляет

$$H_{\max}/H_{\min} = 3.6.$$

Из того, что это отношение достаточно велико, и наименьшая подвижность наблюдается именно в направлении $[001]$, следует, что вклад в анизотропию подвижности тяжелых дырок вносит не только изменение эффективной массы, но и изменение времени релаксации импульса. Вычисленные по формуле (2) значения μ и полученные из результатов циклотронного резонанса значения m^* , дают угловую зависимость $\tau = \mu/em^*$, представленную на рис. 8 для температур 20, 40 К. Как видно из него, самое короткое время рассеяния наблюдается, когда ток течет в направлении $[110]$, а самое длинное, когда он течет в направлении $[100]$. Такая закономерность четко выражена при $T = 40$ К. При $T = 20$ К становится заметным рассеяние на заряженных примесях, имеющее другую угловую зависимость и зависимость τ от направления оказывается более сложной.

¹ При повороте в плоскости $(11\bar{2})$ изменения этой величины оказываются слишком малыми, чтобы к ней применять операцию фитинга.

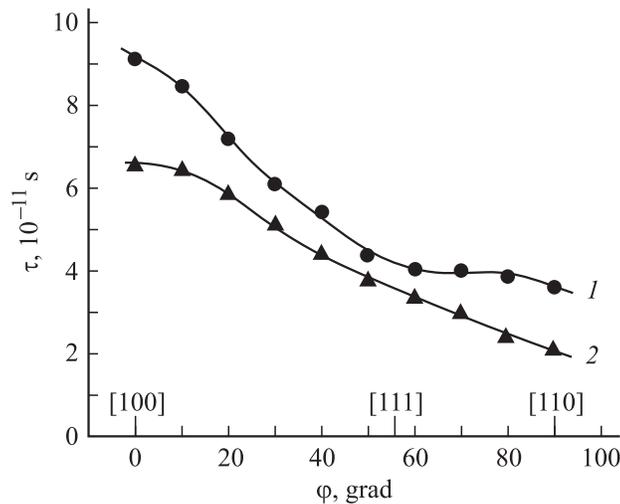


Рис. 8. Угловая зависимость времени рассеяния тяжелых дырок в p-Ge в плоскости $(1\bar{1}0)$ при температурах T, K : 1 — 20, 2 — 40; углы отсчитываются так же, как на рис. 4.

Еще один интересный эффект наблюдается при повороте образца в плоскости $[110]$ при невысоких полях. Это сильная зависимость амплитуды абсолютного минимума производной ММП, связанного с тяжелыми дырками, от угла поворота (рис. 2). Причина такой зависимости состоит в следующем. Как известно, в сильных полях магнитосопротивление насыщается, следовательно, должно насыщаться в ММП. Максимальное значение, до которого увеличивается сопротивление в магнитном поле, определяется видом рассеяния носителей заряда. Для чистого p-Ge основным механизмом является рассеяние на фонах. В этом случае максимальное сопротивление образца в сильных полях ρ_H , когда $\mu H \gg 1$:

$$\rho_H \approx 1.14\rho_0, \quad (7)$$

где ρ_0 — сопротивление образца в отсутствие магнитного поля.

С уменьшением подвижности магнитное поле, при котором достигается насыщение, увеличивается, и кривая зависимости сопротивления от поля становится все более пологой. При этом величина производной ММП уменьшается с подвижностью.

По сути, сильная зависимость амплитуды производной ММП от угла поворота при невысоких полях связана с тем обстоятельством, что площади под соответствующими кривыми на рис. 2 равны, и тем, что насыщение μ происходит тем раньше, чем больше подвижность. Например, кривые 2 и 5 на рис. 2, с пересекаются в точке при $H \approx 8$ кЭ. Справа от нее расположен протяженный (и выходящий за пределы рисунка) участок, где площадь под кривой 2 меньше, чем под кривой 5. Слева же от точки пересечения в сравнительно узком интервале полей площадь под кривой 2 значительно больше, чем под кривой 5. В целом же площади под обеими кривыми одинаковы.

Гораздо более простые зависимости от направления магнитного поля наблюдаются при повороте образца в плоскости $(11\bar{2})$. Как видно из рисунка 3, поворот в этой плоскости имеет две основные особенности. Одна из них — это появление положительной производной ММП при низких температурах. Другая — очень слабый сдвиг минимума производной ММП при повороте образца из положения, когда ток проходит в направлении $[1\bar{1}0]$, аналогичном с точки зрения эффективной массы направлению $[\bar{1}\bar{1}0]$, в положение, когда ток проходит в направлении $[111]$. Из рис. 7 следует, что поворот в этой плоскости не приводит к сильному изменению эффективной массы тяжелых дырок и времени рассеяния, поэтому имеет место небольшое изменение подвижности в этой плоскости, которое можно связать со слабой угловой зависимостью τ_m и m^* в этой плоскости.

Рассмотрим температурные зависимости положения минимума производной ММП в плоскостях $(1\bar{1}0)$ и $(11\bar{2})$. Зависимости представлены на рис. 6 в двойном логарифмическом масштабе. Из рисунка видно, что в соответствии со степенными температурными зависимостями подвижности температурные зависимости минимума производной ММП действительно имеют вид отрезков прямых линий. Имеется, однако, ряд особенностей, которые позволяют судить об изменении взаимодействия легких и тяжелых дырок с температурой.

Прежде всего, отметим, что для тяжелых дырок, когда ток течет в плоскости $(1\bar{1}0)$ в направлении $[110]$ (магнитное поле направлено под углом 90° к оси $[110]$), зависимость отличается от степенной. Положение минимума при этом сильно зависит от температуры. Это указывает на изменение механизма рассеяния при прохождении тока в этом направлении при низких и высоких температурах.

Остальные зависимости (для легких и тяжелых дырок в других направлениях и плоскостях) являются, как отмечалось выше, степенными. При температурах ниже 30 К они пропорциональны $T^{1/2}$, что указывает на преобладающее рассеяние на акустических фонах. В этом температурном диапазоне межподзонные переходы мало влияют на подвижность тяжелых и легких дырок и температурные зависимости на рис. 6 почти параллельны. Однако при температурах выше 30 К кривые для легких и тяжелых дырок начинают постепенно сближаться, отражая усиление рассеяния между подзонами легких и тяжелых дырок.

Иными словами, имеет место более интенсивное перемешивание легких и тяжелых дырок. Оно приводит к увеличению средней массы легких дырок и уменьшению средней массы тяжелых. В области высоких температур (разных при различных направлениях поля) даже происходит уменьшение поля минимума производной ММП. Сильнопольевой минимум приближается к слабополювому в соответствии с тем, что эффективные массы тяжелых и легких дырок усредняются за время существенно более короткое, чем 10^{-10} с — период

использованных СВЧ колебаний. Это соответствует хорошо известному факту, что при высоких температурах подвижность в дырочной системе p-Ge, проявляющаяся в магниторезистивном эффекте, близка к подвижности легких дырок.

Температурные зависимости производной ММП показывают, что скорость перемешивания легких и тяжелых дырок зависит от температуры, а возможность ее регистрации — от частоты приложенного напряжения. Чем выше его частота, тем до более высоких температур наблюдается сепаратное ММП тяжелых и легких дырок. Следовательно, имея набор источников высокочастотного напряжения можно получить зависимость времени межподзонных переходов от температуры.

5. Заключение

Изучение угловых и температурных зависимостей микроволнового магнитоиндуцированного поглощения в слабо легированном p-Ge позволило обнаружить ряд интересных особенностей, обусловленных вырождением зоны.

1. Анизотропия ММП дырок в магнитном поле определяется анизотропией их подвижности.

2. Анизотропия подвижности при низких температурах $10 \geq T \geq 30$ К определяется как анизотропией эффективной массы тяжелых дырок, так и анизотропией времени рассеяния импульса.

3. Время усреднения эффективных масс легких и тяжелых дырок в температурном диапазоне $10 \geq T \geq 30$ К оказывается много больше 10^{-10} с, поэтому оно не проявляется в полевых и температурных зависимостях ММП. Каждый сорт дырок ведет себя как невзаимодействующая система частиц.

4. Взаимодействие между частицами растет с температурой. Влияние взаимодействия дырок постепенно становится заметным при температурах выше 30 К. При этом взаимодействие зависит от направления магнитного поля. Минимальное время усреднения эффективных масс наблюдается, когда ток течет вдоль оси [110], а поле направлено вдоль [001]. При температурах $T \geq 80-100$ К (в зависимости от направления) на полевой зависимости производной ММП наблюдается только один минимум в результате того, что время усреднения эффективных масс становится много меньше 10^{-10} с.

5. Температурные зависимости положения минимума производной ММП являются степенными почти для всех направлений и имеют два ясно различимых участка. Ниже 30 К не проявляется межподзонное взаимодействие. Выше 30 К взаимодействие дырок постепенно становится заметным, и при $T \geq 100$ К на частоте 10 ГГц имеет место усреднение эффективных масс.

Авторы благодарны за финансовую поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 10-02-00629), Министерству образования и науки Российской Федерации (грант Президента РФ

НШ-3306.2010.2), Президиуму и Отделению физических наук РАН.

Список литературы

- [1] K. Seeger. *Semiconductor Physics* (N.Y., Springer-Verlag, Wien, 1973).
- [2] A.C. Beer. *Galvanomagnetic effects in semiconductors* (N.Y., Acad. Press, 1963).
- [3] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. *Sol. St. Commun.*, **133**, 455 (2005).
- [4] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. *Phys. Status Solidi C*, **3**, 317 (2006).
- [5] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. *Phys. Status Solidi C*, **5**, 835 (2008).
- [6] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. *ФТП*, **36**, 826 (2002).
- [7] G. Dresselhaus, A.F. Kip, C. Kittel. *Phys. Rev.*, **98**, 368 (1955).

Редактор Л.В. Беляков

Peculiarities of the microwave low temperature magnetoresistivity of the low doped p-Ge due to light and heavy holes

A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov

loffe Physico-Technical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The microwave low temperature magnetoresistivity of the low doped (nondegenerated) p-Ge was investigated with the use of the electron spin resonance technique. This technique permits to detect the derivative of the microwave absorption with respect magnetic field and its change with this field. In our case, this change is proportional to the magnetoconductivity of the sample under investigation. Because of the averaging time of the effective masses of the light and heavy holes is much more than microwave frequency (10 GHz), this method permits to investigate the reaction of the each kind of the holes on the magnetic fields separately. It is shown that the microwave magnetoconductivity connected with the light holes weakly depends on magnetic field direction angle with the crystal axes but the absorption connected with the heavy holes strongly depends on this angle. The experimental results are compared with the theory of the classical magnetoresistivity effect.