

Низкотемпературное микроволновое магнитосопротивление слабо легированных p -Ge и сплава p -Ge $_{1-x}$ Si $_x$

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

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

(Получена 22 декабря 2004 г. Принята к печати 10 января 2005 г.)

Исследовано магнитосопротивление слабо легированного сплава Ge $_{1-x}$ Si $_x$ p -типа в области составов $x = 1-2$ ат% и проведено сравнение с данными для слабо легированного p -Ge. Исследования проводились с помощью техники электронного парамагнитного резонанса на частоте 10 ГГц при температурах в диапазоне 10–120 К. Установлено, что наличие микронеоднородностей (кластеров) Si в решетке Ge подавляет интерференционную часть аномального магнитосопротивления, а также приводит к усреднению эффектов от легких и тяжелых дырок. Такое изменение свидетельствует о резком уменьшении времени неупругого рассеяния при переходе от Ge к твердому раствору Ge $_{1-x}$ Si $_x$.

1. Введение

Исследования транспортных свойств сплавов Ge–Si в области составов со стороны Ge [1] позволили выяснить, что при низких температурах рассеяние носителей заряда в этих материалах происходит на нейтральных флуктуациях состава и энергии дна зоны проводимости (вершины валентной зоны). Это приводит к существенным отличиям низкотемпературных транспортных свойств таких сплавов от аналогичных свойств моноэлементных полупроводников.

Одним из наиболее информативных эффектов при изучении транспортных свойств полупроводников является их магнитосопротивление (МС), полевые и температурные зависимости которого непосредственно связаны с характером рассеяния носителей заряда. Наши недавние исследования микроволнового МС слабо легированного Ge n - и p -типа [2] показали, что этот эффект на сверхвысоких частотах (СВЧ) и низких температурах определяется не только процессами рассеяния импульса, но и процессами рассеяния энергии. Последние проявляются в аномальной составляющей МС, а также в процессах междолинного рассеяния в n -Ge и межподзонного рассеяния в p -Ge.

В связи с этим было интересно выяснить влияние на эти механизмы рассеяния нейтральных флуктуаций состава, возникающих при переходе к твердым растворам Ge–Si. В данной работе представлены результаты изучения эффекта МС в сплаве Ge $_{1-x}$ –Si $_x$ p -типа при $x \approx 0.01-0.02$, которые сравниваются с результатами аналогичных исследований p -Ge [2].

2. Методика эксперимента и результаты измерений

Для измерений МС применялась разработанная нами ранее методика исследования МС в микроволновом диапазоне частот с использованием спектрометра электрон-

ного парамагнитного резонанса (ЭПР), которая позволила значительно повысить чувствительность и точность измерения эффекта и регистрировать его, начиная с самых слабых магнитных полей. Подробно методика описана в работе [3]. В ней использовался спектрометр E-112 фирмы „Varian“, который работает на частоте 10 ГГц. Его магнит способен создавать магнитное поле в диапазоне 0–16 кЭ. Спектрометр имеет криостат ESR-9 „Oxford Instruments“, способный поддерживать температуру в диапазоне 3–300 К с точностью до 0.1 К. Заметим, что современные спектрометры ЭПР регистрируют зависимость от магнитного поля производной микроволнового поглощения образца по магнитному полю. Она в свою очередь пропорциональна аналогичной зависимости производной проводимости или сопротивления, что определяется соотношением между сопротивлением образца и волновым сопротивлением волновода.

Изучение эффекта МС проводилось на образцах достаточно чистого сплава Ge $_{1-x}$ Si $_x$ p -типа с концентрацией примеси Ga приблизительно $p \approx (7-10) \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. При такой концентрации в рабочей области температур проводимость по примесной зоне пренебрежимо мала, и все транспортные процессы определяются дырками в валентной зоне. Образец с размерами $6 \times 1.5 \times 1$ мм помещался в низкотемпературную часть криостата, которая находилась внутри резонатора спектрометра ЭПР. Это позволяло в автоматическом режиме регистрировать зависимости производной поглощаемой образцом микроволновой мощности P от магнитного поля H (dP/dH) при определенной температуре образца.

Такие зависимости приведены на рис. 1. Следует отметить, что при $H = 0$ значение производной $dP/dH = 0$ (кривая 1), но для того чтобы зависимости не накладывались одна на другую, каждая кривая, начиная со второй, сдвигалась относительно предыдущей на фиксированную величину вдоль оси ординат. Как оказалось, с ростом температуры полевые зависимости производной сигнала поглощения резко ослабляются. Чтобы тем не менее визуализировать полевые особенности, зависимости по оси ординат нормированы таким образом, чтобы из-

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

менение dP/dH от нулевого поля до точек минимума было равно единице. Поскольку исследованные образцы были достаточно чистыми (высокоомными), изменение производной микроволнового поглощения всегда было пропорционально изменению производной проводимости образцов.¹ Для сравнения на рис. 1 также приведены аналогичные зависимости для слабо легированного p -Ge при тех же температурах.

Как видно, в отличие от кривых для твердых растворов, которые характеризуются одним минимумом производной dP/dH , зависимости для p -Ge обладают двумя минимумами. В обоих случаях минимумы смещаются в сильные поля с ростом температуры.

3. Обсуждение результатов эксперимента

Прежде всего заметим, что для твердых растворов Ge–Si наблюдаемые зависимости проводимости от магнитного поля с одним минимумом соответствуют обычной полевой зависимости для классического МС. Действительно, хорошо известно, что в слабых полях ($H \rightarrow 0$) проводимость полупроводника уменьшается в соответствии с соотношением

$$\sigma_m = \sigma_0(1 - A\mu^2 H^2), \quad (1)$$

где σ_0 — удельная проводимость при $H = 0$, μ — подвижность носителей заряда, A — численный множитель, зависящий от характера рассеяния носителей заряда. В сильных полях ($H \rightarrow \infty$), как известно, классическое МС не зависит от напряженности магнитного поля.

В соответствии с этим из (1) следует, что в слабых полях

$$dP/dH \propto d\sigma/dH \propto -H, \quad (2)$$

т.е. производная микроволнового поглощения должна быть отрицательной и линейно уменьшаться с ростом магнитного поля. В сильных полях в соответствии с асимптотикой поведения проводимости производная $dP/dH \rightarrow 0$ с отрицательной стороны.

Как видно на рис. 1, описанные выше полевые зависимости dP/dH для твердых растворов $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ наблюдаются во всем исследованном диапазоне температур. Для сравнения на этом же рисунке приведены кривые 6 и 7 для слабо легированного p -Ge. Они заметно отличаются от полевых зависимостей для твердого раствора p - $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ в области низких температур дополнительным минимумом в слабых полях. Как было установлено в работе [2], этот минимум связан с большим временем неупругого рассеяния легких и тяжелых дырок в этом температурном диапазоне. Эти кривые сдвинуты относительно остальных кривых таким образом, чтобы зависимости не пересекались, и нормированы так же, как и полевые зависимости для сплава.

¹ Этот вопрос подробно проанализирован в работе [3].

Отсутствие соответствующего минимума в полевых зависимостях МС в сплаве Ge–Si заставляет нас предположить, что в этом материале время сбоя фазы значительно короче по сравнению с чистым Ge. Время сбоя фазы при этом так мало, что при диффузии носителей заряда не возникают самопересекающиеся траектории, приводящие к появлению квантовых поправок к проводимости. То же самое можно сказать и о переходах между подзонами легких и тяжелых дырок. Можно считать, что легкие и тяжелые дырки проявляются по отдельности в том случае, когда время перехода из одной подзоны в другую оказывается много больше, чем частота изменения внешнего поля. Если же частота переходов между подзонами много больше частоты изменения поля, то за один период каждая дырка успевает много раз побывать и легкой и тяжелой. При этом величина МС для таких подзон усредняется.

Таким образом, первый вывод, который можно сделать из сравнения МС в чистом Ge и в сплаве Ge–Si, состоит в том, что в сплаве за счет сильного неупругого рассеяния происходит быстрая потеря фазы дырки, а также перемешивание легких и тяжелых дырок, в результате чего происходит усреднение эффекта МС для подзон. Усиление неупругого рассеяния в твердых растворах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с ростом величины x в области составов со стороны Ge, возможно, связано с возрастанием роли флуктуаций состава в них [1,4].

Существование только лишь классического эффекта МС в сплаве Ge–Si позволяет более детально проанализировать магнитопольные зависимости на рис. 1. Из (1) следует, что в пределе слабых полей

$$d^2P/dH^2 \propto d^2\sigma/dH^2 = -2\sigma_0 A\mu^2 = -2Ae\rho\mu^3, \quad (3)$$

т.е. температурная зависимость второй производной микроволнового поглощения в слабых полях должна быть

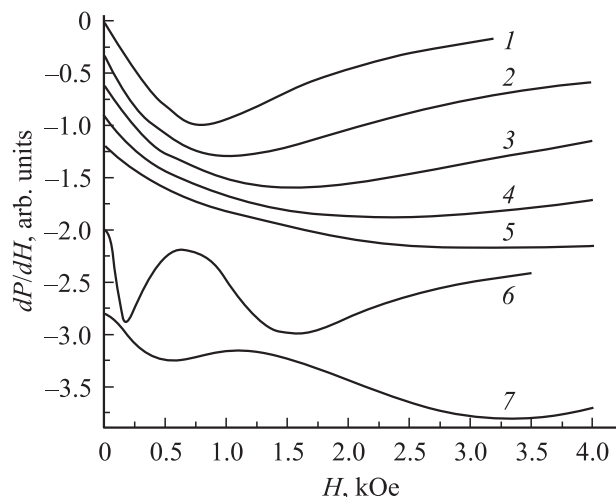


Рис. 1. Зависимость магнитосопротивления от магнитного поля при различных температурах в сплаве p - $\text{Ge}_{0.99}\text{Si}_{0.01}$ (кривые 1–5) и в слабо легированном p -Ge из работы [2] (кривые 6, 7). Температура T , К: 1, 6 — 12; 2 — 20; 3 — 30; 4, 7 — 50; 5 — 80.

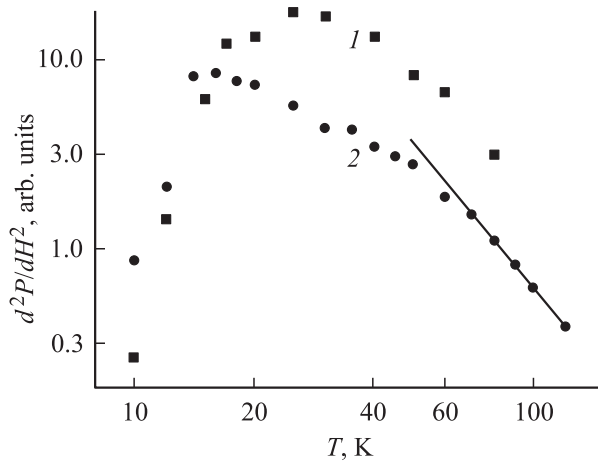


Рис. 2. Температурные зависимости второй производной микроволнового поглощения в слабых полях d^2P/dH^2 в сплавах $Ge_{1-x}Si_x$: 1 — $x = 0.01$, 2 — $x = 0.02$, прямая — зависимость $d^2P/dH^2 \propto T^{-2.5}$.

пропорциональной кубу подвижности дырок. Кроме того, различное по знаку поведение полевой зависимости производной МС при $\mu^2H^2 \ll 1$ и при $\mu^2H^2 \gg 1$ указывает на то, что минимум производной находится в области значений $\mu^2H^2 \approx 1$. Отсюда следует, что в точке минимума производной магнитное поле H_{\min} определяется обратной величиной подвижности:

$$H_{\min} \propto 1/\mu. \quad (4)$$

На рис. 2 представлена температурная зависимость второй производной микроволнового поглощения (при $H \rightarrow 0$) для двух образцов с несколько различающейся концентрацией Si. Из рисунка видно, что эта зависимость четко разделяется на два участка в соответствии с изменением параметров в формуле (3): при низких температурах, когда вторая производная микроволнового поглощения увеличивается с температурой за счет того, что концентрация дырок растет из-за термической ионизации примесных центров, и при более высоких температурах, когда поведение эффекта определяется поведением подвижности носителей заряда. В этой области вторая производная микроволнового поглощения уменьшается с ростом температуры, стремясь в области высоких температур к зависимости $d^2P/dH^2 \propto T^{-2.5}$. Гликсман [5] измерил зависимость подвижности электронов от температуры в сплавах Ge–Si в сплавах различного состава и получил при $x = 0.03$ и при рассеянии на флуктуациях состава температурную зависимость в виде $\mu \propto T^{-0.8}$ в области температур 80–300 К. Если считать, что в нашем случае механизм рассеяния тот же, температурная зависимость должна иметь вид $d^2P/dH^2 \propto T^{-2.4}$, что хорошо согласуется с нашими данными.

Другой способ проверки основывается на использовании формулы (4) для поля H_{\min} , в котором имеет

место минимум производной сигнала поглощения. На рис. 3 представлены зависимости $H_{\min}(T)$ для тех же двух образцов, что и на предыдущем рисунке. При относительно высоких температурах $T \gtrsim 15$ К температурные зависимости оказываются близкими, так что $H_{\min} \propto T^{0.83}$, согласуясь с измерениями Гликсмана [5]. В области низких температур, где механизм рассеяния скорее всего меняется на примесный, кривые расходятся.

Отметим, что данные на рис. 3 начинают определяться температурной зависимостью подвижности свободных дырок при гораздо более низких температурах по сравнению с рис. 2. Это естественно, поскольку в зависимость (3) входит концентрация свободных дырок, изменение которой оказывает влияние на полевые зависимости МС до заметных температур (60–80 К).

Сравнение данных, представленных на рис. 3 (учитывая, что $\mu \propto 1/H_{\min}$), с аналогичными экспериментальными зависимостями в [1] показывает, что при температурах 20–120 К температурные зависимости подвижностей для разных сплавов близки, однако при $T < 20$ К они заметно различаются. В частности, при более низких температурах данные [1] характеризуются существенно более слабой температурной зависимостью. Как указывают авторы [1], это по-видимому, связано с проявлением в дополнение к рассеянию на флуктуациях состава других механизмов рассеяния. (Образцы из [1] легированы существенно сильнее наших). В нашем же случае, по-видимому, основную роль в процессах рассеяния играет именно рассеяние на флуктуациях состава, что подтверждается близостью температурных зависимостей подвижностей дырок к аналогичным зависимостям для электронов в [5], обусловленным именно рассеянием на флуктуациях состава.

Все известные нам теории рассеяния носителей заряда на флуктуациях состава [1,5] исходят из того, что потенциал таких флуктуаций описывается δ -функцией, т.е. они являются нейтральными образованиями с вертикальными стенками и представляют собой кластеры

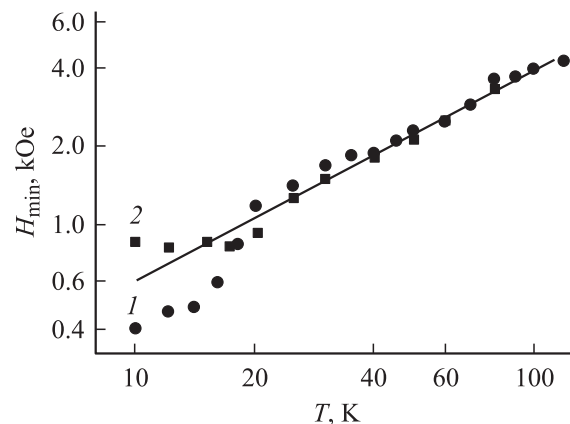


Рис. 3. Температурные зависимости поля минимального значения производной микроволнового поглощения в сплавах $Ge_{1-x}Si_x$: 1 — $x = 0.01$, 2 — $x = 0.02$, прямая — зависимость $H_{\min} \propto T^{0.83}$.

атомов Si в решетке Ge. В таком случае уменьшение подвижности с ростом температуры определяется только увеличением тепловой скорости носителей заряда, т.е. должно происходить пропорционально $T^{-1/2}$.

Эксперимент же показывает более быстрое уменьшение подвижности с ростом температуры. Для объяснения этого Гликсман [5] предполагает наличие у таких кластеров некоторого заряда, одноименного с зарядом свободных носителей. Это вполне оправдано, поскольку ширина запрещенной зоны в кремниевых кластерах гораздо шире запрещенной зоны основной решетки германия. Однако стандартное описание рассеяния на заряженных примесях приводит к росту подвижности при взаимодействии как с притягивающим, так и с отталкивающим потенциалом [4].

Можно представить себе другой механизм неупругого рассеяния на кремниевых кластерах в Ge, представляющий собой захват дырки таким кластером с последующим термическим выбросом обратно в валентную зону Ge. Если при этом кластер обладает отталкивающим потенциалом, а внутри кластера находится разрешенный уровень энергии, то тогда частота захватов и выбросов должна увеличиваться с ростом температуры, поскольку, как хорошо известно, сечение захвата центрами с отталкивающим потенциалом увеличивается с ростом температуры [6].

Анализ температурной зависимости вероятности указанного выше механизма рассеяния проведем исходя из того, что процесс этот в свою очередь определяется вероятностью W_1 встречи носителя с рассеивающим кластером и последующего туннельного проникновения через отталкивающий барьер. Температурная зависимость вероятности первого события определяется температурной зависимостью тепловой скорости носителя заряда, которая, как хорошо известно, пропорциональна $T^{1/2}$. Вероятность второго события W_2 описывается соотношением [6]

$$W_2 \propto \exp(T_0/T)^{1/3}, \quad (5)$$

где $T_0 \approx 10^5$ К.

Если экспоненту заменить возрастающей зависимостью от $T^{1/3}$, то искомая вероятность процесса рассеяния с захватом на отталкивающий центр W будет иметь зависимость от температуры вида:

$$W = W_1 W_2 \propto T^{1/2} T^{0.33} = T^{0.83}. \quad (6)$$

Как видно из рис. 3, это соотношение прекрасно согласуется с температурной зависимостью подвижности, определенной из эксперимента, хотя физическая причина сделанной замены остается непонятной.

Заметим, что подобные механизмы взаимодействия свободных носителей заряда с заряженными примесями кластерами отчетливо проявляются в процессах спиновой релаксации [7]. Недавно нами было продемонстрировано [8], что в спиновой релаксации в $4H$ -SiC при

увеличении концентрации примесных центров азота проявляются заряженные кластеры, содержащие все меньше и меньше примесных центров.

4. Заключение

Переход от p -Ge к его разбавленным твердым раствором с Si (p -Ge $_{1-x}$ Si $_x$, $x \approx 0.01-0.02$) приводит к полному исчезновению наблюдаемого аномального МС, а также к исчезновению тонкой структуры классического МС из-за увеличения частоты переходов между подзонами легких и тяжелых дырок.

Определяемые изменением подвижности носителей температурные зависимости второй производной микроволнового поглощения в слабых полях и магнитных полях, соответствующих минимальному значению первой производной такого поглощения, указывают на доминирующий характер рассеяния дырок на флуктуациях состава, которые связываются с появлением кластеров Si в решетке Ge.

Простая связь магнитного поля, соответствующего минимальному значению производной МС, с подвижностью дырок ($\mu \propto H_{\min}^{-1}$) позволила весьма точно определить их подвижность во всем температурном интервале измерений.

Анализ всей совокупности полученных экспериментальных результатов (полевых и температурных зависимостей производных микроволнового поглощения в разбавленных твердых растворах Si в Ge) и сравнение их с ранее исследованным МС в Ge [2] показывают, что неупругое рассеяние дырок связано с отталкивающими центрами, предположительно, кремниевыми кластерами. Предложен механизм неупругого рассеяния дырок на кремниевых кластерах, который заключается в захвате им дырки с последующим термическим выбросом ее обратно в валентную зону Ge. При этом найденная из опыта температурная зависимость подвижности дырок соответствует модели центра с отталкивающим потенциалом.

Авторы признательны РФФИ (проект № 04-02-16587а), Фонду президента РФ (проект НШ 223.2003.02), президиуму и ОФН РАН за финансовую поддержку работы.

Список литературы

- [1] И.С. Шлимак, А.Л. Эфрос, И.Я. Янчев. ФТП, **11**, 256 (1977).
- [2] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. Sol. St. Commun., 2005, in print.
- [3] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. ФТП, **36**, 826 (2002).
- [4] K. Seeger. *Semiconductor Physics* (Springer Verlag, Wien-N. Y., 1973) [Русск. пер.: К. Зеегер. *Физика полупроводников*] (М., Мир, 1977).
- [5] M. Glicksman. Phys. Rev., **111**, 25 (1958).

- [6] В.Л. Бонч-Бруевич. Физика твердого тела (М., Наука, 1959) ч. 1, с. 182.
- [7] A. Honig, E. Stupp. Phys. Rev., **117**, 69 (1960).
- [8] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Е.Н. Мохов. ФТП, **38**, 816 (2004).

Редактор Т.А. Полянская

A low-temperature microwave magnetoresistivity in lightly doped *p*-Ge and *p*-GeSi alloys

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

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Magnetoresistivity (MR) of a lightly doped p -Ge_{1-x}Si_x ($x = 1-2$ at%) alloy has been compared with that of a lightly doped p -Ge MR at 10 GHz by an electron spin resonance technique within the 10–120 K temperature range. It has been established that the Si inhomogeneities (clusters) availability in the Ge lattice suppressed an interference part of the anomalous MR and resulted in the averaging effects from both light and heavy holes. This MR change confirms a sharp decrease in the inelastic relaxation time under the transition from Ge to its solid solution.